ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
Εθνικόν και Καποδιστριακόν Πανεπιστήμιον Αθηνών
ΙΔΡΥΘΕΝ ΤΟ 1837

ΤΟΜΕΑΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ, ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

Ανάλυση φωτομετρικών μεταβολών του **blazar Mrk 421**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΓΙΑ ΤΟ
ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟ ΔΙΠΛΩΜΑ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ

Δήμητρα-Χριστίνα Κούτσιου
Α.Μ. 201635

Επιβλέπων:
Κοσμάς Γαζέας, Λέκτορας

Αθήνα 2018

ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
Εθνικόν και Καποδιστριακόν Πανεπιστήμιον Αθηνών
ΙΔΡΥΘΕΝ ΤΟ 1837

ΤΟΜΕΑΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ, ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

Ανάλυση φωτομετρικών μεταβολών του **blazar Mrk 421**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΓΙΑ ΤΟ
ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟ ΔΙΠΛΩΜΑ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ

Δήμητρα-Χριστίνα Κούτσιου
ΑΜ: 201635

Τριμελής εξεταστική επιτροπή:
Κοσμάς Γαζέας, Λέκτορας (Κύριος επιβλέπων)
Απόστολος Μαστιχιάδης, Καθηγητής
Νεκτάριος Βλαχάκης, Αναπληρωτής Καθηγητής

Αθήνα 2018

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τους ανθρώπους που με βοήθησαν και συνέβαλλαν στην εκπόνηση της εργασίας αυτής. Καταρχάς, ευχαριστώ πολύ τον κ. Κοσμά Γαζέα, Λέκτορα και κύριο επιβλέποντα της διπλωματικής εργασίας για τη πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγηση του, όχι μόνο κατά την εκπόνηση της αλλά για όλη τη διάρκεια του προπτυχιακού και μεταπτυχιακού κύκλου των σπουδών. Ευχαριστώ πολύ τον κ. Απόστολο Μαστιχιάδη, Καθηγητή και κ. Νεκτάριο Βλαχάκη, Αναπληρωτή Καθηγητή που υπήρξε και σύμβουλος καθηγητής μου στο ΜΔΕ, για τη συνεισφορά και την εκτέλεση της εργασίας αυτής αλλά και για όλη τη προσφορά πολύτιμών γνώσεων σε όλα τα χρόνια σπουδών στο Τμήμα Φυσικής του ΕΚΠΑ. Επίσης, ένα μεγάλο ευχαριστώ στην υποψήφια διδάκτορα Στέλλα Μπουλά, η οποία με καθοδήγησε πλήρως στο θεωρητικό πλαίσιο της Αστροφυσικής Υψηλών Ενεργειών για τη διεκπαιραίωση της εργασίας.

Πολλές ευχαριστίες οφείλω σε όλους τους φίλους και συμφοιτητές μου στο ΜΔΕ, ιδιαιτέρως στις Σέβη Καραμπότσιου, Στεφανία Κερασιώτη, Μαρία Πετροπούλου και Ευαγγελία Σαμαρά αλλά και στις Γωγώ Λουκαϊδου και Ιουλία Φλώρου, υποψήφιες διδάκτορες για την πολύτιμη στηρίξη και συνεργασία τους. Τέλος, ένα μεγάλο ευχαριστώ στην οικογένεια μου, τους γονείς μου Εύη και Χρήστο, τον αδελφό μου Μάριο και τις γιαγιάδες μου Βασιλική και Διονυσία που με στήριζουν και βρίσκονται πάντα δίπλα μου. Ένα ακόμα ευχαριστώ στον Ορφέα.

Περιεχόμενα

Πρόλογος **7**

1 Εισαγωγή **9**
1.1 Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες . . . 9
1.1.1 Οι Γαλαξίες Seyfert . . . 9
1.1.2 Οι Ραδιογαλαξίες . . . 10
1.1.3 Οι quasars . . . 11
1.2 Οι blazars . . . 11
1.2.1 Flat-Spectrum Radio-Quasars . . . 12
1.2.2 Τα αντικείμενα BL Lac . . . 12
1.3 Ο blazar Markarian 421 . . . 13

2 Θεωρητικό υπόβαθρο της Αστροφυσικής Υψηλών Ενεργειών **17**
2.1 Φασματικά Μοντέλα . . . 17
2.1.1 Το λεπτονικό μοντέλο . . . 17
2.1.2 Το αδρονικό μοντέλο . . . 18
2.2 Φυσικές διεργασίες . . . 18
2.2.1 Ακτινοβολία Σύγχροτρον . . . 18
2.2.2 Κινητικές εξισώσεις . . . 23

3 Παρατηρήσεις του Mrk 421 **35**
3.1 Το BOSS Project . . . 35
3.2 Παρατηρήσεις . . . 36
3.3 Επεξεργασία των Παρατηρήσεων . . . 39
3.3.1 Επεξεργασία εικόνων . . . 39
3.3.2 Φωτομετρία . . . 40

4 Ανάλυση της φωτομετρικής καμπύλης **45**
4.1 Παρατηρήσεις και υπολογισμοί του Mrk 421 . . . 45
4.1.1 Οι φωτομετρικές καμπύλες σε πολλές περιοχές του Η/Μ φάσματος . . . 45
4.1.2 Εκπομπή σε πολλαπλές περιοχές του Η/Μ φάσματος . . . 46
4.2 Η φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421 στο οπτικό μήκος κύματος . . . 48
4.3 Σχολιασμός Διαγραμμάτων . . . 53
4.3.1 Διάγραμματα διάρκειας των εκλάμψεων . . . 53
4.4 Διαγράμματα μεταβολής φαινόμενου μεγέθους . . . 58
4.5 Διαγράμματα συσχέτισης ρυθμού μεταβολής των φαινόμενων μεγεθών . . . 61

5 Εφαρμογή του θεωρητικού υποβάθρου στα χαρακτηριστικά μεγέθη της φωτομετρικής καμπύλης **69**
5.1 Συσχέτιση του χρόνου επαναφοράς της έκλαμψης με τον χρόνο ψύξης των ηλεκτρονίων. 69
5.1.1 Ακτινοβολία σύγχροτρον . . . 70

5.1.2 Ακτινοβολία σύγχροτρον και αδιαβατικές απώλειες 72
5.2 Εφαρμογές της στατιστικής ανάλυσης των φωτομετρικών μεταβολών 76

6 Συμπεράσματα **79**

Πρόλογος

Στην εργασία αυτή παρουσιάζεται η ανάλυση και η επεξεργασία των φωτομετρικών παρατηρήσεων του blazar Mrk 421 που πραγματοποιήθηκαν κατά τη χρονική περίοδο 2013-2017 από το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών. Η πραγματοποίηση της έγινε για το ΜΔΕ Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής με αφορμή τις παρατηρήσεις του BOSS Project (Blazar Optical Sky Survey) που μελετά τη μεταβλητότητα των blazars στα οπτικά μήκη κύματος. Απώτερος στόχος είναι η συσχέτιση των παρατηρούμεων εκλάμψεων μέσα από θεωρητικά μοντέλα που αφορούν την ψύξη σωματιδίων που κινούνται μέσα στον πίδακα πλάσματος. Για το λόγο αυτό η εργασία αποτελείται από δύο σκέλη α) το θεωρητικό και β) το παρατηρησιακό. Πιο συγκεκριμένα:

- Το θεωρητικό μέρος αποτελείται από δύο κεφάλαια: Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μία εισαγωγή σχετικά με τους Ενεργούς Γαλαξιακούς Πυρήνες, και τις επιμέρους κατηγορίες ανάλογα με τη διεύθυνση παρατήρησης και τις γραμμές εκπομπής που εμφανίζουν. Το επίκεντρο έχουν οι blazars και συγκεκριμένα τα αντικείμενα BL Lac καθώς ο Mrk 421, ανήκει σε αυτή τη κατηγορία.

  Στο δεύτερο κεφάλαιο αναλύεται ο μηχανισμός ακτινοβολίας των αντικειμένων BL Lac στα οπτικά μήκη κύματος που είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον η οποία προέρχεται από μία σφαιρική περιοχή σωματιδίων εντός του πίδακα ενός blazar, που ονομάζεται θύλακας. Σε συνδυασμό με την αναλυτική επίλυση των κινητικών εξισώσεων, μεταβάλλοντας τις τιμές του μαγνητικού πεδίου μέσα στον θύλακα με τη πάροδο του χρόνου θα δούμε πως αλλάζει η κατανομή των σωματιδίων και μέσα σε πόσο χρόνο τα σωματίδια θα χάσουν την ενεργειά τους.

- Στο δεύτερο μέρος αναλύεται η διαδικασία της επεξεργασίας των παρατηρήσεων και η στατιστική ανάλυση των δεδομένων. Στο τρίτο κεφάλαιο γίνεται αναλυτική περιγραφή της επεξεργασίας δεδομένων χρησιμοποιώντας τη φωτομετρία διαφράγματος. Επεξηγούνται όλα τα βήματα που ακολουθήθηκαν για την εξαγωγή της φωτομετρικής καμπύλης.

  Στη συνέχεια από τη φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421, καταγράφηκαν 51 εκλάμψεις διαφορετικής χρονικής κλίμακας, καθώς και τα χαρακτηριστικά τους μεγέθη, δηλαδή τη διάρκεια, τη μεταβολή φαινόμενου μεγέθους και τους αντίστοιχους ρυθμούς ανόδου και καθόδου. Τα μεγέθη αυτά και η μεταξύ τους συσχέτιση αναλύθηκαν στατιστικά.

Στο 5ο και τελευταίο κεφάλαιο πραγματοποιείται η συσχέτιση των δύο αυτών κομματιών. Εφαρμόζουμε το θεωρητικό μοντέλο της ακτινοβολίας σύγχροτρον στις παρατηρούμενες εκλάμψεις του Mrk 421. Υπολογίζεται η ενέργεια των σωματιδίων που ουσιαστικά παράγουν την ακτινοβολία και το μαγνητικό πεδίο, μέσα στη περιοχή του θύλακα. Ακόμα αναλύονται κάποιες εφαρμογές που έχει η στατιστική ανάλυση των διαγραμμάτων σε θεωρητικά μοντέλα τα οποία μπορούν να παράγουν εκλάμψεις σε έναν αστέρα και κατά συνέπεια στον Mrk 421. Τέλος, τίθονται οι μελλοντικοί στόχοι για την χρήση της στατιστικής ανάλυσης που πραγματοποιήθηκε.

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

1.1 Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες

Οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες ή ενεργοί γαλαξίες (Active Galactic Nuclei-AGN), αποτελούν κάποια από τα πιο λαμπρά και εξωτικά αστροφυσικά αντικείμενα στο Σύμπαν. Η ακτινοβολούμενη ισχύς ξεπερνά κατά χιλιάδες φορές τη λαμπρότητα του Γαλαξία μας και αποτελούν τις πλέον ισχυρές πηγές ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Οι υψηλές τιμές της λαμπρότητας των ενεργών γαλαξιών δεν μπορεί να αποδόσει την προελευσή της σε αστέρες που απαρτίζουν έναν "συνηθισμένο" γαλαξία, ενώ το φάσμα τους χαρακτηρίζεται από μη θερμική εκπομπή. Στο κέντρο του γαλαξιακού πυρήνα υπάρχει ένα πολύ συμπαγές αντικείμενο στο, μία υπερμεγέθης μαύρη τρύπα που περικλείεται από ένα δίσκο προσαύξησης. Επίσης, χαρακτηριστικές είναι οι αυξομειώσεις της λαμπρότητας τους, γεγονός που δεν παρατηρείται στους συνήθεις γαλαξίες. (Αντωνοπούλου Ε., Κοντιζά Μ., Μαστιχιαδης Α. , 2005)

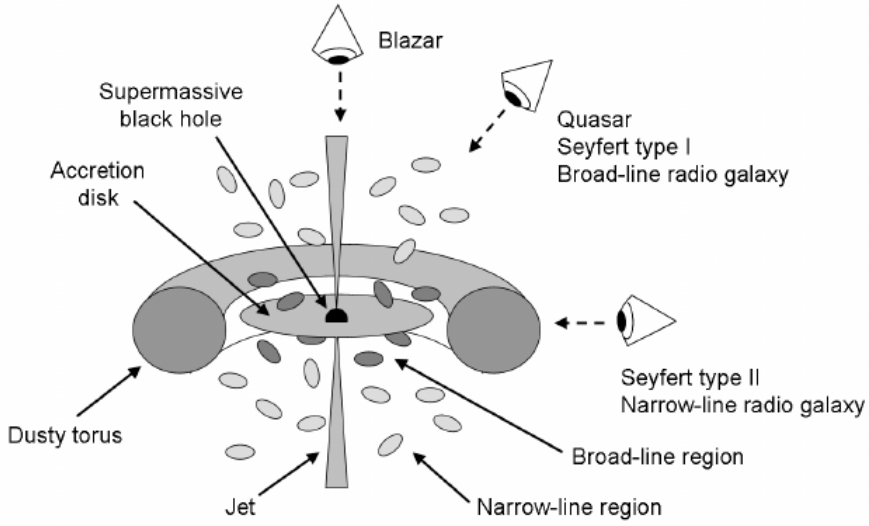
Η εκπομπή των ενεργών γαλαξιών σε πολλές περιοχές συχνοτήτων δίδει πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά τους. Παρατηρείται, μεγάλη ποικιλία στις κατηγορίες ενεργών γαλαξιών με κριτήρια τις γραμμές εκπομπών, τον προσανατολισμό του δίσκου προσαύξησης ή του πίδακα που το συνοδεύει ή ακόμα και τις φυσικές διεργασίες εντός τους. Οι κατηγορίες στις οποίες διακρίνονται είναι οι εξής:

1. Γαλαξίες Seyfert
2. Ραδιογαλαξίες
3. Quasars
4. Blazars

1.1.1 Οι Γαλαξίες Seyfert

Οι Γαλαξίες Seyfert είναι οι πρώτοι ενέργοι γαλαξίες που ανακαλύφθηκαν στα μέσα της δεκαετίας του 1940 από τον Carl Seyfert ο οποίος διαπίστωσε ότι ένα μικρό ποσοστό όλων των γαλαξιών έχουν υπέρλαμπρους πυρήνες και πλατιές γραμμές εκπομπής. Είναι σχετικά κοντινοί σε εμάς, σπειροειδείς γαλαξίες, με πολύ λαμπρό πυρήνα και με γραμμές εκπομπής που υποδηλώνουν έντονο ιονισμό. Η συνολική λαμπρότητα τους είναι κυρίως μη θερμική και κυμαίνεται από $10^{44} - 10^{46}$ erg/sec. Διακρίνονται σε δύο κατηγορίες Seyfert 1 και Seyfert 2, ανάλογα με την ένταση και το πλάτος των παρουσιαζόμενων γραμμών εκπομπής.

Οι γαλαξίες τύπου Seyferts 1 παρουσιάζουν ευρείες και στενές γραμμές εκπομπής, ενώ αποτελούν πολύ ισχυρές πηγές υπεριώδους ακτινοβολίας και ακτινών X. Το φάσμα τους απεικονίζει τη μη θερμική εκπομπή ακολουθώντας ένα νόμο δύναμης. Αντίθετα, οι γαλαξίες τύπου Seyfert 2 έχουν μόνο στενές γραμμές εκπομπής και είναι συνήθως ασθενέστερες πηγές που εκπέμπουν ακόμα και στη περιοχή του υπερύθρου. (Αντωνοπούλου Ε., Κοντιζά Μ., Μαστιχιαδης Α., 2005)



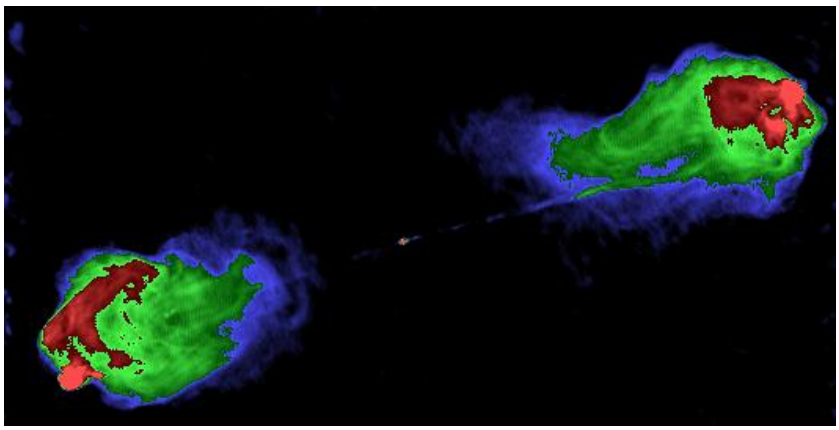
Σχήμα 1.1: Η γεωμετρία ενός ενεργού γαλαξία και η κατηγοριοποίηση ανάλογα με τη γωνία παρατήρησης του πίδακα (Zackrisson E., 2005).

1.1.2 Οι Ραδιογαλαξίες

Οι ραδιογαλαξίες έχουν πολύ λαμπρούς πυρήνες και μη θερμικά φάσματα. Παρουσιάζουν έντονη ραδιοεκπομπή και στενές αλλά και ευρείες γραμμές εκπομπής και ταξινομούνται ανάλογα με το εύρος των γραμμών τους, στις εξής κατηγορίες:

1. Ραδιογαλαξίες με ευρείες γραμμές (broad-line radio galaxies-BLRG)
2. Ραδιογαλαξίες με στενές γραμμές (narrow-line radio galaxies-NLRG)

Η εκπομπή των ραδιογαλαξιών μπορεί να προέρχεται από δύο διαφορετικών ειδών δομές: α) Μπορεί να προέρχεται έντονη εκπομπή από μία συμπαγή πηγή στον πυρήνα του που και μία πιο ασθενής εκπομπή από μία περιοχή που έχει διαστάσεις περίπου ίσες με ενός οπτικού γαλαξία ή β) μπορεί να έχουμε εκπομπή από τους ραδιολοβούς, τεράστιες δομές που συνήθως βρίσκονται πολλές δεκάδες kpc έξω από τον γαλαξία, όπως αυτός ορίζεται από τα άστρα του και ονομάζονται εκτεταμένοι. Οι λοβοί παίρνουν το μεγαλύτερο μέρος της λαμπρότητας και είναι ορατοί μόνο στα ραδιοφωνικά μήκη κύματος και ενώνονται με την κεντρική περιοχή του γαλαξία με τους πίδακες πλάσματος. (Αντωνοπούλου Ε., Κοντιζά Μ., Μαστιχιαδης Α. , 2005)



Σχήμα 1.4: Ο ραδιογαλαξίας Κύκνος Α όπως φαίνεται στις ραδιοφωνικές συχνότητες. *Πηγή:VLA*

Σχήμα 1.2: Ο γαλαξίας NGC 6814 τύπου Seyfert 1 παρουσιάζει μεγάλη μεταβλητότητα στις ακτίνες X. *Πηγή: ESO*

1.1.3 Οι quasars

Οι quasars αποτελούν ραδιοπηγές που το είδωλο τους όμως μοιάζει με αυτό ενός κοινού αστέρα, εξ ου και το όνομα τους (quasi-stellar object). Το φάσμα τους παρουσιάζει πλατιές γραμμές εκπομπής οι οποίες μέχρι και τη δεκαετία του 1950 δεν μπορούσαν να αναγνωρισθούν. Το 1963 ο Maarten Schmidt στο αστεροσκοπείο του Palomar, κατάφερε να αναγνωρίσει στο φάσμα του 3C 273 τις γραμμές Balmer του υδρογόνου. Είναι αντικείμενα που βρίσκονται σε μεγάλη απόσταση από τη Γη και η μέση λαμπρότητα είναι της τάξης των $10^{46} erg/sec$ ενώ προέρχεται από τον πυρήνα τους. Ανάλογα με την εκπομπή τους στις ραδιοφωνικές συνχότητες διακρίνονται σε δύο κατηγορίες:

- *Ράδιο-ήσυχους (Radio-quiet)*: Που χαρακτηρίζονται από χαμηλή εκπομπή στις ραδιοφωνικές συχνότητες και αποτελούν το 90% των quasars.
- *Ράδιο-ενεργούς (Radio-loud)*: Που χαρακτηρίζονται από ισχυρή ραδιοφωνική εκπομπή και αποτελούν το 10% των quasars και παρουσιάζουν πολλές ομοιότητες με τους ραδιογαλαξίες κυρίως ως προς τη μορφολογία (συμπαγείς πυρήνες και πίδακες).

Τα τεράστια ποσά ενέργειας που εκλύονται οφείλονται στην πρόσπτωση υλικού στην περιοχή γύρω από μια μαύρη τρύπα στο κέντρο των quasars. Η λαμπρότητα τους παρουσιάζει μεταβολές σε διάφορες χρονικές κλίμακες, από μερικές ώρες μέχρι μήνες. Οι πλέον δραστήριοι από αυτή την άποψη ονομάζονται OVV quasars (Optically Violently Variable)(Αντωνοπούλου Ε., Κοντιζά Μ., Μαστιχιαδης Α., 2005).

1.2 Οι blazars

Οι blazars αποτελούν μία ειδική κατηγορία των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων που χαρακτηρίζονται επίσης από μεγάλη λαμπρότητα με συχνή μεταβλητότητα. Εκπέμπουν σε όλες τις συχνότητες του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος από τις ραδιοφωνικές μέχρι τις ακτίνες γ. Ουσιαστικά αποτελούν μία κατηγορία των ράδιο-ενεργών quasars.

Σχήμα 1.3: Ο γαλαξίας NGC 6300 τύπου Seyfert 2. *Πηγή:ESA/Hubble & NASA*

Ως προς τη δομή τους, στον πυρήνα υπάρχει μία υπερμεγέθης μαύρη τρύπα στο κέντρο ενός ελλειπτικού γαλαξία, γύρω από την οποία συσσωρεύεται υλικό και εκπέμπεται ένας πίδακας πλάσματος με κατεύθυνση προς τη Γη. Η άκρη του πίδακα που βλέπει ο παρατηρητής ονομάζεται θύλακας (blob) και εκτελεί υπέρφωτη κίνηση, δηλαδή κίνηση η οποία φαινομενικά είναι μεγαλύτερη της ταχύτητας του φωτός. Σε απόσταση μερικά pc από το κέντρό του blazar, υπάρχει ένας μια τοροειδής περιοχή θερμού αερίου με περιοχές πολύ υψηλής πυκνότητας . Τα νέφη εντός της τοροειδούς περιοχής είναι αυτά που παρουσιάζουν τις γραμμές εκπομπής.

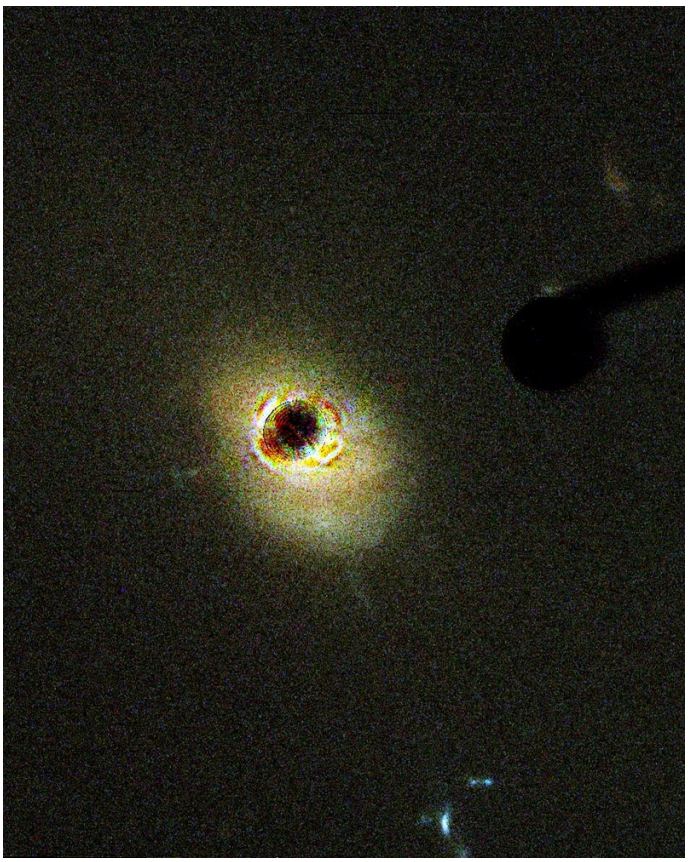
Στην κατηγορία των blazars ανήκουν δύο υπόκατηγορίες: α) οι Flat-Spectrum Radio-Quasars (FSRQs) και β) τα αντικείμενα BL Lac.

1.2.1 Flat-Spectrum Radio-Quasars

Οι Flat-Spectrum Radio-Quasars (FSRQs) είναι ραδιο-ήσυχοι quasars με επίπεδο φασμα που παρουσιάζουν ισχυρές και ευρείες γραμμές εκπομπής. Είναι ανιχνεύσιμοι κυρίως στην περιοχή των ακτινών γ. Στο φάσμα τους παρουσιάζονται δύο μέγιστα ως προς τη ροή ακτινοβολίας: ένα στο υπεριώδες μήκος κύματος, λόγω της ακτινοβολίας σύγχροτρον κι ένα σε ενέργειες της τάξης των GeV. Η μη θερμική εκπομπή εκτείνεται από τα ραδιοφωνικά κύματα μέχρι τις ακτίνες γ. Με παρατηρήσεις από δορυφόρο το Fermi-LAT έχει δημοσιεύσει μία λίστα με 353 (FSRQs) σε εύρος ενεργειών από 100 $MeV - 30\ GeV$. Στο σχήμα 36 φαίνονται οι διαφοροποιήσεις στη φασματική κατανομή των FSRQs σε σχέση με τους υπόλοιπους blazars.

1.2.2 Τα αντικείμενα BL Lac

Τα αντικείμενα BL Lac (BL Lacertae object) αποτελούν μία ειδική κατηγορία των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων που χαρακτηρίζονται από πολύ λαμπρούς πυρήνες, ταχεία και απότομη μεταβλητότητα της ροής αλλά σημαντική πόλωση στην οπτική περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Η βασικότερη διαφορά των αντικειμένων αυτών είναι ότι παρουσιάζουν πού ασθενείς ή και καθόλου μερικές φορές, γραμμές εκπομπής (Xiang L., 2009). Το φάσμα τους είναι ένας συνεχής νόμος δύναμης, ενώ είναι ισχυρά πολωμένο και εκτείνεται από τις ραδιοσυχνότητες μέχρι τις ακτίνες X, ιδίως δε στις περιπτώσεις

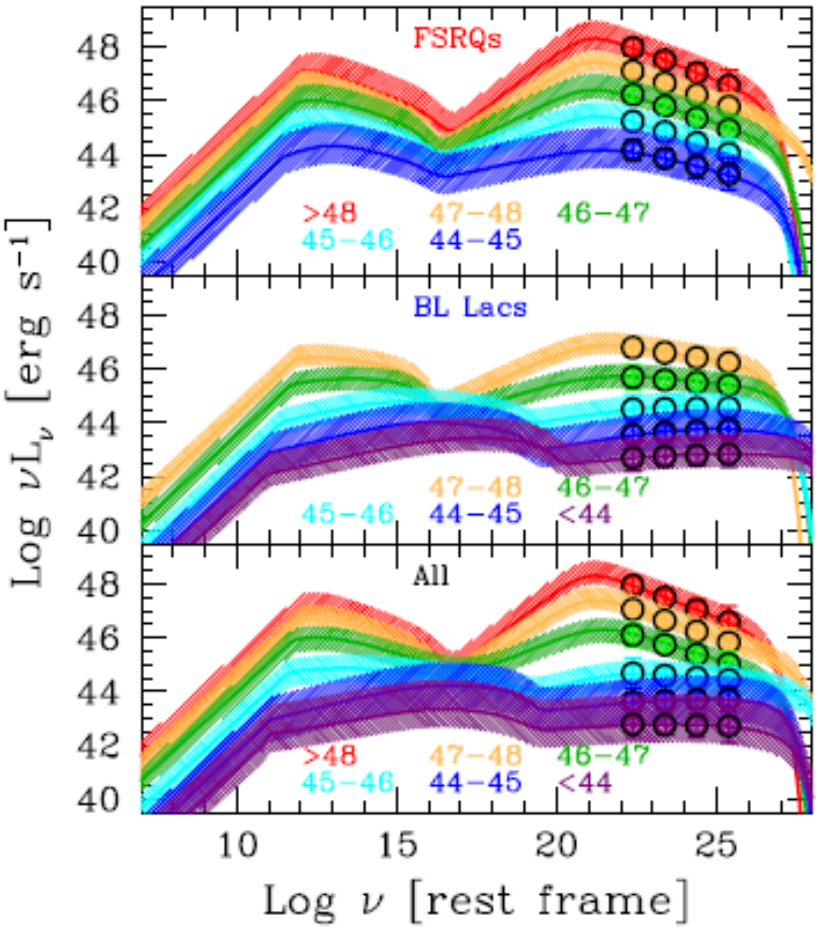


Σχήμα 1.5: Ο quasar 3C 273 στο οπτικό μήκος κύματος. *Πηγή: Hubble Space Telescope*

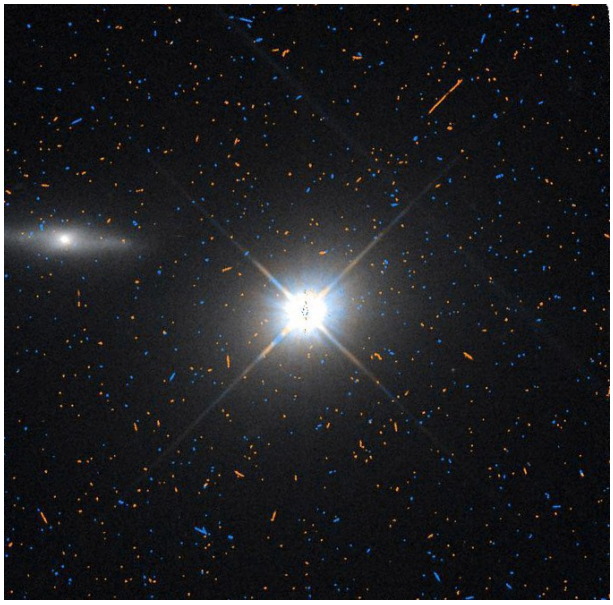
των Markarian 421 και Markarian 501, εκτείνεται από τις ραδιοσυχνότητες εώς τις ακτίνες γ πολύ υψηλών ενεργειών. Η μεταβολή της λαμπρότητας τους είναι τόσο γρήγορη που σε κλίμακα χρόνου αγγίζει τις τάξεις μεγέθους της εβδομάδας στα ραδιοκύματα και των πρώτων λεπτών της ώρας στις ακτίνες γ. (Αντωνοπούλου Ε., Κοντιζά Μ., Μαστιχιαδης Α., 2005)

1.3 Ο blazar Markarian 421

Ένας πολύ γνωστός και χαρακτηριστικός blazar είναι ο Markarian 421 (Mrk421) που βρίσκεται στον αστερισμό της Μεγάλης Άρκτου. Η απόσταση του από τη Γη είναι 377-434 εκατομμύρια έτη φωτός (δηλαδή περίπου $122 - 133$ Mpc) ενώ αποτελεί ισχυρή πηγή ακτινών γ. Επειδή είναι και ο πιο κοντινός στη Γη blazar, είναι ο λαμπρότερος στο νυχτερινό ουρανό. Υποστηρίζεται ότι η πηγή ενέργειας του είναι μία μεγάλη μαύρη τρύπα στο κέντρο του ενεργού γαλαξία. Πρώτη φορά ανιχνεύθηκε τη δεκαετία του 1960, από τον Benjamin Markarian, από τον αστρονόμο M. Punch και αποτέλεσε την πρώτη εξωγαλαξιακή πηγή ενεργειών της τάξεως των TeV. Η πρώτη βίαιη έκλαμψη παρατηρήθηκσε από τους J.A. Gaidos et al., το 1996. Ο Mrk 421 παρουσιάζει έντονες και ταχείες μεταβολές. Αποτελεί αντικείμενο έρευνας συνδυάζοντας θεωρητικά μοντέλα μηχανισμών ακτινοβολίας μαζί με παρατηρήσεις σε πολλά μήκη κύματος.



Σχήμα 1.6: Ενδεικτικές φασματικές κατανομές (SED) προερχόμενες από blazars, σύμφωνα με το Fermi Blazar Sequence. Στο ανώτερο πλαίσιο του διαγράμματος φαίνεται στο SED από FSRQ, στο μεσαίο από BL Lac αντικείμενα, και στο κατώτερό από όλες τις πηγές. *Πηγή: G. Ghisellini et al. 2017*



Σχήμα 1.7: Ο blazar Markarian 421 *Πηγή: NASA/ESA Hubble Legacy Archive.*

Ένα ενδεικτικό παράδειγμα της απεικόνισης της μεταβλητότητας του Mrk 421 αποτελεί η δημοσίευση των Fossati et al. (2008) παρουσιάζονται οι φωτομετρικές καμπύλες σε εύρος συχνοτήτων που

καλύπτουν την οπτική περιοχή αλλά και τις περιοχές ακτινών X και ακτινών γάμμα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Τα διαγράμματα αυτά αφορούν την χρονική περίοδο 19-25 Μαρτίου 2001. Εστιάζοντας λοιπόν σε εκείνη τη χρονική περίοδο οι Fossati et al. (2008), αναλύουν τις φωτομετρικές καμπύλες και εξάγουν το φάσμα με δεδομένα που συγκεντρώθηκαν για το κάθε εύρος συχνοτήτων ξεχωριστά από το αντίστοιχο παρατηρητήριο. Μέσα από τις παρατηρήσεις, φαίνονται απότομες αυξήσεις της λαμπρότητας, που μπορούν να χαρακτηρισθούν ως περιοδικές. Έτσι, γεννιούνται ερωτήματα που αφορούν τη φυσική μέσα στους θήλακες πλάσματος του πίδακα του Mrk 421 και ποιος μηχανισμός ακτινοβολίας παίζει κυρίαρχο ρόλο στη δημιουργία την εν λόγω μεταβλητότητας.

Κεφάλαιο 2

Θεωρητικό υπόβαθρο της Αστροφυσικής Υψηλών Ενεργειών

2.1 Φασματικά Μοντέλα

Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή στα φάσματα των blazars, παρουσιαζονται δύο συνιστώσες: α) μία συνιστώσα που εκτείνεται από τα ραδιοκύμματα , το υπεριώδες και αγγίζει τις μαλακές ακτίνες X, και χαρακτηρίζεται από ένα μέγιστο που αντιστοιχεί σε αυτές τις χαμηλές συχνοτήτες και β) την περιοχή που ξεκινά από τις σκληρές ακτίνες X και καταλήγει στις ακτίνες γ και ακόμα και σε ενέργειες των TeV. Είναι αποδεκτό πλέον πως ο κυρίαρχος μηχανισμός στην οπτική περιοχή είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον, η οποία αφήνει ίχνος και στα οπτικά μήκη κύματος, με αποτελέσμα να έχουμε φωτομετρικές καμπύλες από blazars, από οπτικά τηλεσκόπια. Για την δεύτερη περιοχή επικρατούν δύο προσεγγίσεις οι οποίες αποτελούν τα πιο γνωστά φασματικά μοντέλα:

- Το λεπτονικό μοντέλο
- Το αδρονικό μοντέλο

2.1.1 Το λεπτονικό μοντέλο

Στο λεπτονικό μοντέλο η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία προέρχεται από λεπτόνια, ηλεκτρόνια και πιθανόν ποζιτρόνια, καθώς τα πρωτόνια που βρίσκονται εντός του θύλακα, δεν εχούν επιταχυνθεί σε ιδιαίτερα υψηλές ενέργειες έτσι ώστε να συνεισφέρουν στην εκπομπή. Η ακτινοβολία υψηλών ενεργειών εξηγείται από το μηχανισμό Self Synchrotron Compton (SSC), που αναφέρθηκε και στην εισαγωγή. Ηλεκτρόνια που έχουν παράγει φωτόνια λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον , σκεδάζονται με χαμηλοενεργειακά φωτόνια, τα οποία μετά το σκεδασμό επιταχύνονται (εκτελώντας αντίστροφο σκεδασμό Compton). (Maraschi et al. 1992, Bloom & Marscher 1996, Dermer & Schlickeiser 1993, Sikora et al. 1994, Bla˙zejowski et al. 2000, Boettcher et al 2008).

Τα χρόνο-ανεξάρτητα λεπτονικά μοντέλα έχουν χρησιμοποιηθεί επιτυχώς παγκοσμίως στη μοντελοποίηση φασματικών κατανομών των blazars, (Ghisellini et al. 1998, Celotti & Ghisellini 2008) περιλαμβάνοντας όσους έχουν ταξινομηθεί από το Fermi-LAT(Ghisellini et al. 2010). Επίσης υπάρχουν μοντέλα στα οποία έχει ληφθεί υπ΄ όψιν η εξάρτηση από το χρόνο προκειμένου να διερευνηθεί η μεταβλητότητα ως προς τις χρονικές κλίμακες. (Mastichiadis & Kirk 1997, Kusunose et al. 2000, Li & Kusunose 2000, Boettcher & Chiang 2002, Sokolov et al. 2004, Graff et al. 2008, Boettcher & Dermer 2010, Joshi & Bottcher 2011, Boettcher et al 2008).

2.1.2 Το αδρονικό μοντέλο

Στο μοντέλο αυτό χρησιμοποιείται εκπομπή από σχετικιστικά ιόντα, παραγόμενα κυρίως από ακτινοβολία σύγχροτρον λόγω πρωτονίων και παραγωγή φωτονίου-πιονίου, προκειμένου να εξηγηθεί η εκπομπή σε υψηλές ενέργειες στους πίδακες των ενεργών γαλαξιών. Από την αλληλεπίδραση πρωτονίου-φωτονίου παράγεται ένας καταιγισμός σωματιδίων τα οποία εκπέμπουν μέσω της ακτινοβολίας σύγχροτρον και του αντίστροφου σκεδασμού Compton. Το μέγιστο στη δεύτερη περιοχή της φασματικής κατανομής παρατηρείται σε ενέργειες της τάξης των $0.1 - 10\ GeV$ και πιθανότητα οφείλεται σε ακτινοβολία σύγχροτρον λόγω πρωτονίων. (Petropoulou M., Mastichiadis A. (2012), Dimitrakoudis et al. (2012), Zdiarski A., Boettcher M. (2015))

2.2 Φυσικές διεργασίες

Στην εργασία αυτή θα εξετασθεί το λεπτονικό μοντέλο της φασματικής κατανομής. Η χαμηλοενεργειακή συνιστώσα του φάσματος ενός του Mrk421 που εκτείνεται από τις ραδιοφωνικές συχνότητες εώς τις μαλακές ακτίνες X προέρχεται από την ακτινοβολία σύγχροτρον. Στην εργασία αυτή γίνεται εστίαση στις φωτομετρικές καμπύλες του Mrk 421 στο οπτικό και κρίθηκε σκόπιμο να αναλυθεί ο βασικός μηχανισμός ακτινοβολίας. Ακόμα μία έκλαμψη που είναι η αιτία της μεταβλητότητας μπορεί να προκληθεί από αύξηση της κατανομής των σωματιδίων εντός του θύλακα. Η κατανομή των σωματιδίων δίνεται όπως θα δούμε από την επίλυση των κινητικών εξισώσεων.

2.2.1 Ακτινοβολία Σύγχροτρον

Η ακτινοβολία σύγχροτρον είναι ο μηχανισμός που συναντάται συχνότερα στην αστροφυσική υψηλών ενεργειών. Πολλές παρατηρήσεις αποδίδονται στην ακτινοβολία από υπολείματα υπερκαινοφανών , από pulsars, από τον δίσκο του Γαλαξία μας αλλά και από πυρήνες, πίδακες και ραδιολοβούς ενεργών γαλαξιών. Παρακάτω, αναλύονται τα βασικά χαρακτηριστικά της.

Εκπομπή από σχετικιστικά σωματίδια

Η ακτινοβολία σύγχροτρον πααράγεται από σχετικιστικά, φορτισμένα σωματίδια τα οποία εκτελούν ελεικοειδή κίνηση γύρω από τις δυναμικές γραμμές ενός μαγνητικού πεδίου. Η συνολική ακτινοβολία που εκπέμπεται δίνεται από τη σχέση του Larmor, στο σύστημα της πηγής:

$$P' = \frac{2q^2|\boldsymbol{\alpha}'|^2}{3c^3} \tag{2.1}$$

όπου P' η συνολική ισχύς, q το φορτίο του σωματιδίου, c η ταχύτητα του φωτός και $\boldsymbol{\alpha}'$ το τετράνυσμα της επιτάχυνσης. Είναι βολικό η επιτάχυνση να εφραστεί σαν τρισδιάστατο άνυσμα δηλαδή:

$$\boldsymbol{\alpha}' = \frac{d\boldsymbol{\chi}^2}{dt} \tag{2.2}$$

και μετασχηματίζεται στο σύστημα παρατήρησης ως εξής:

$$a'^2_{\perp} = \gamma^3 a^2_{\perp} \tag{2.3}$$

$$a'^2_{\parallel} = \gamma^4 a'^2_{\parallel} \tag{2.4}$$

όπου γ παράγοντα Lorentz του σωματιδίου. Επομένως η σχέση (2.1) λόγω των σχέσεων (2.2), (2.3) και (2.4) γίνεται (G. Rybicki & A. Lightman, 2004) :

$$P = \frac{2q^2}{3c^3}\gamma^4(a_\perp^2 + \gamma^2 a_\parallel^2) \tag{2.5}$$

Επίσης ισχύει ότι σε όλα τα συστήματα αναφοράς η συνολική εκπεμπόμενη ισχύς είναι η ίδια.

$$P = P' \tag{2.6}$$

Εξίσωση κίνησης φορτισμένων σωματιδιών

Η εξίσωση κίνησης φορτισμένων, σχετικιστικών σωματιδίων μέσα σε μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B}$ και ηλεκτρικό πεδίο $\mathbf{E}$, δίδεται από τη σχέσεις:

$$\frac{d(\gamma m\vec{u})}{dt} = \frac{q}{c}\vec{u} \times \vec{B} \tag{2.7}$$

$$\frac{d(\gamma mc^2)}{dt} = q\vec{u} \cdot \vec{E} = 0 \tag{2.8}$$

όπου υ, το τετράνυσμα της ταχύτητας.

Από την εξίσωση (2.8) προκύπτει ότι ο παράγοντας Lorentz γ είναι σταθερός επομένως και η ταχύτητα u άρα η εξίσωση κίνησης περιορίζεται στις χωρικές συνιστώσες και έχει τη μορφή:

$$m\gamma\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{q}{c}\vec{u} \times \vec{B} \tag{2.9}$$

Από τη σχέση (2.9) προκύπτει ότι:

$$\frac{d\vec{u}_\parallel}{dt} = 0 \tag{2.10}$$

$$\frac{d\vec{u}_\perp}{dt} = \frac{q}{\gamma mc}\vec{u}_\perp \times \vec{B} \tag{2.11}$$

Επομένως από τη σχέση (2.10), ισχύει ότι: $|\vec{u}_\parallel| = 0$ και επειδή $|\vec{u}|$ =σταθερό, συνεπάγεται ότι $|\vec{u}_\perp|$=σταθερό. Άμεσο αποτέλεσμα είναι το φορτισμένο σωματίδιο να εκτελεί μία ελεικοειδή κίνηση. Η γυροσυχνότητα της κίνησης αυτή ισούται με

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc} \tag{2.12}$$

και η γυροακτίνα της κίνησης ισούται με:

$$r_g = \frac{Eu_\perp}{qcB} \tag{2.13}$$

οπου E η ενέργεια του σωματιδίου και $u_\perp$ η κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας ως προς το μαγνητικό πεδίο. . Επειδή η κάθετη συνιστώσα της επιτάχυνσης στην ταχύτητα, δίνεται από τη σχέση: $a_\perp = \omega_B u_\perp$ οι ενεργειακές απώλειες για ισοτροπική κατανομή σωματιδίων δίνεται από τη σχέση:

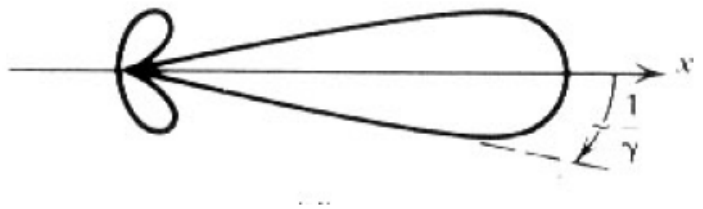
$$P = -\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_T c\beta^2\gamma^2 U_B \tag{2.14}$$

με $\sigma_T = \dfrac{8\pi r_0^2}{3}$ η ενεργός διατομή Thomson και $U_B = B^2/8\pi$ η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου. Ο χρόνος ζωής καλύτερα *χρόνος ψύξης* των ηλεκτρονίων δίνεται από τη σχέση, θεωρώντας ότι ο παράγοντας $\beta = u/c = 1$:

$$t_{cool} = \frac{E}{|\frac{dE}{dt}|} = \frac{\gamma m_e c^2}{\frac{4}{3}\sigma_T c\beta^2\gamma^2 U_B} = 7.7 \cdot 10^8 \gamma^{-1} B^{-2}\ (sec) \tag{2.15}$$

Φάσματικη Κατανομή της Ακτινοβολίας Σύγχροτρον

Η περίπτωση της ακτινοβολίας σύγχροτρον απαιτεί η ταχύτητα λόγω της ελικοειδούς κίνησης που εκτελεί το σωματίδιο να είναι η ταχύτητα κάθετη στην επιτάχυνση. Στην περίπτωση αυτή η γωνιακή κατανομή της ακτινοβολίας έχει την εξής μορφή που φαίνεται στο σχήμα που ακολουθεί στο σχήμα 2.1 από το βιβλίο των Rybicki & Lightman (2004).



Σχήμα 2.1: Ακτινοβολία διπόλου από σχετικιστικό σωματίδιο στην περίπτωση που η ταχύτητα είναι κάθετη στην επιτάχυνση. *Πηγή: Rybicki & Lightman, 2004*

Προκειμένου να αναλυθεί το φάσμα που προκύπτει από την ακτινοβολία σύγχροτρον, πρέπει αρχικά να βρεθεί ο συντελεστής εκπομπής. Η μέθοδος εύρεσης του ουσιαστικά ξεκινά θεωρώντας ότι έχουμε ένα ηλεκτρόνιο που ακτινοβολεί μέσα σε ένα κώνο φωτός, με άνοιγμα γωνίας $\Delta\theta$. Ο παρατηρητής θα βλέπει τον παλμό από τα σημεία 1 εώς 2, τους χρόνους t_1 και t_2, αντίστοιχα.

Η εξίσωση κίνησης του ηλεκτρονίου όπως δίνεται από τη σχέση (2.9) έχει τη μορφή:

$$\gamma m\frac{\Delta\vec{u}}{\Delta t} = \frac{q}{c}\vec{u} \times \vec{B} \tag{2.16}$$

Όμως, επειδή το μέτρο της ταχύτητας μεταβάλλεται σύμφωνα με τη γωνία έχουμε, $|\Delta\vec{u}| = u\Delta\theta$ και $\Delta s = u\Delta t$, το διάστημα που έχει διανύσει το ηλεκτρόνιο μέσα στο χρονικό διάστημα $\Delta t = t_2 - t_1$, προκύπτει ότι:

$$\gamma m\frac{\Delta\vec{u}}{\Delta t} = \frac{quB\sin a}{c}$$

$$\gamma m \frac{\Delta\theta}{\frac{\Delta s}{u}} = \frac{qBu\sin a}{c}$$

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta s} = \frac{qBu\sin a}{\gamma muc} \tag{2.17}$$

όπου a, η γωνία μεταξύ μαγνητικού πεδίου και ταχύτητας του σωματιδίου. Όμως $\frac{\Delta\theta}{\Delta s} = \alpha$ η ακτίνα του κύκλου. Άρα:

$$\alpha = \frac{\gamma mcu}{qB\sin a} \tag{2.18}$$

Λόγω της (2.12) όμως η (2.18) γίνεται:

$$\alpha = \frac{u}{\omega_B \sin a} \tag{2.19}$$

Άρα το διάστημα Δs ισούται με:

$$\Delta s = \frac{u\Delta\theta}{\omega_B \sin a} \overset{\Delta\theta=2/\gamma}{\Rightarrow} \Delta s \simeq \frac{2u}{\gamma\omega_B \sin a} \tag{2.20}$$

Ωστόσο ο παρατηρητής βλέπει τη κίνηση αυτή σε ένα καθυστερημένο χρόνο. Για να γίνει αυτή η εκτίμηση του χρόνου ορίζουμε δύο συστήματα αναφορας:α)(Σ) το σύστημα αναφοράς του παρατηρητή και β) (Σ') το σύστημα στο οποίο εκπέμπει το ηλεκτρόνιο.

Θεωρώντας ότι: $\frac{\Delta s}{\Delta t} = u \Rightarrow u = \frac{\Delta s}{t_2 - t_1}$. Τότε από τη σχέση (2.20) έχουμε:

$$t_2 - t_1 \simeq \frac{2}{\gamma\omega_B \sin a} \tag{2.21}$$

ο χρόνος εκπομπής στο σύστημα εκπομπής του ηλεκτρονίου. Στο σύστημα (Σ) όμως θα υπάρχει διαφορά σε αυτό το χρονικό διάστημα κατά ένα παράγοντα Doppler, δηλαδή:

$$\Delta t^A = t_2^A - t_1^A = t_2 - t_1(1 - \frac{u}{c}) \overset{(2.21)}{\Rightarrow} \frac{2}{\gamma\omega_B \sin a}(1 - \frac{u}{c}) \tag{2.22}$$

Κάνοντας προσέγγιση Taylor, έχουμε:

$$1 - \frac{u}{c} \simeq \frac{1}{2\gamma^2}$$

. Άρα:

$$(2.22) \Rightarrow \Delta t^A = \frac{2}{\gamma\omega_B \sin a}\frac{1}{2\gamma^2} = (\gamma^3\omega_B \sin a)^{-1} \tag{2.23}$$

Ο παλμός που λαμβάνει ο παρατηρητής την εκπομπή είναι μεταξύ των συχνοτήτων $1/\Delta t^A$. Η χρονική διαφορά για τα σημεία 1 και 2, αντιστοιχεί στη συχνότητα μέγιστης εκπομπής. Προκύπτει ότι:

$$v_{max} \simeq \frac{qB\gamma^2 \sin a}{2\pi mc} \tag{2.24}$$

Παράλληλα ορίζουμε μία κρίσιμη συχνότητα ($v_{critical}$) ως εξής:

$$\omega_c = \frac{3}{2}\gamma^3 \omega_B \sin a \Rightarrow \frac{3}{4\pi}\gamma^3 \omega_B \sin a$$

Οι συχνότητες στις οποίες εκτεινεται η φασματική κατανομή είναι ακέραια πολλαπλάσια των κρίσιμων συχνοτήτων.

Στην συνέχεια θα επιχειρήσουμε να εξάγουμε τη σχέση που δίνει τη φασματική κατανομή σύμφωνα με τη βοήθεια των παραμέτρων Stokes. Το ηλεκτρικό πεδίο θεωρούμε ότι έχει εξάρτηση από τη πολική γωνία ϑ και τον παράγοντα Lorentz γ, δηλαδή: $E(t) \sim \Phi(\gamma, \vartheta) \sim \omega_c t \Rightarrow E(t) \sim g(\omega_c t)$. Από τους μετασχηματισμούς Fourier, για το ηλεκτρικό πέδιο, εξάγουμε το φάσμα:

$$\tilde{E}(\omega) \sim \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega_c t) e^{i\omega t} dt \tag{2.25}$$

Η ροή ακτινοβολίας σε μία συχνότητα ορίζεται ως εξής:

$$\frac{dW}{dtd\omega} = T^{-1}\frac{dW}{d\omega} = F(\omega) = c_1 \Phi(\frac{\omega}{\omega_c})$$

όπου Φ: αδιάστατη συνάρτηση και c_1: σταθερά αναλογίας.

Η συνολική ροή ακτινοβολίας σε όλες τις συχνότητες βρίσκεται ως εξής:

$$F = \int_0^{\infty} \Phi(\omega) d\omega = c_1 \int_{min}^{\infty} \Phi(\frac{\omega}{\omega_c}) d\omega \Rightarrow F = \frac{\sqrt{3}}{2\pi}\frac{q^3 B \sin a}{mc^2}\Phi(\frac{\omega}{\omega_c}) \tag{2.26}$$

Στην περίπτωση που η κατανομή των ηλεκτρονίων που παράγουν φωτόνια ακολουθεί νόμο δύναμης, δηλαδή: $N(\gamma)d\gamma = k_e \gamma^{-p} d\gamma$ με $\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$ η συνολική ισχύς ανά συχνότητα που προκύπτει ισούται με:

$$P_{total} = k_e \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} P(\omega)\gamma^{-p} d\gamma \overset{x=\frac{\omega}{\omega_c}}{\Rightarrow} P_{total}(\omega) \sim \omega^{-(p-1)/2} \int_{x_1}^{x_2} \Phi(x) x^{(p-3)/2} dx$$

Είναι πολύ σημαντικό να δερευνηθούν οι ασυμπτωτικές μορφές της $\Phi(x)$. Συγκεκριμένα ισχύει:

- $\Phi(x) \sim x^{1/3}$, $x << 1$
- $\Phi(x) \sim x^{1/2} e^{-x}$, $x >> 1$

Το μέγιστο που παρουσιάζεται είναι για $x = 0.3$. Η ύπαρξη των τριών παραμέτρων γ, B και της γωνίας a δυσκολέυουν τις εφαρμογές στην αστροφυσική. Επομένως, προσεγγιστικά η συχνότητα μέγιστης εκπομπής ορίζεται ως εξής:

$$v_0 \simeq \frac{1}{2\pi}\frac{qB}{mc}\gamma^2 \tag{2.27}$$

2.2.2 Κινητικές εξισώσεις

Στο κεφάλαιο αυτό θα επιλυθούν οι κινητικές εξισώσεις. Οι κινητικές εξισώσεις δίνουν την εξέλιξη της κατανομής των σωματιδίων $N(\gamma, t)$ σε μία πηγή ως προς την ενέργεια και ως προς το χρόνο. Μία έκλαμψη στον θύλακα, οφείλεται κυρίως σε αύξηση του αριθμού των εγχεόμενων σωματιδίων εντός της πηγής . Οι εξισώσεις αυτές επομένως μπορούν να αποδώσουν τον αριθμό των σωματιδίων εντός του blob. Η γενική μορφή μίας κινητικής εξίσωσης δίνεται από τη σχέση (2.37):

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = D\nabla^2 N_i + \frac{\partial(b(E)N_i)}{\partial E} + Q_i - \frac{N_i}{t_{esc}} + \Sigma\frac{D_{ji}}{\tau_j}N_j \tag{2.28}$$

όπου:

- N_i: ο αριθμός των σωματιδίων
- Στο αριστερό μέλος, περιγράφεται η εξέλιξη της κατανομής σωματιδίων στο χρόνο.
- Στο δεξί μέλος: Ο πρώτος όρος περιγράφει τη διάχυση των σωματιδιων, ο δεύτερος τις ενεργειακές απώλειες, ο τρίτος την έγχυση των σωματιδίων, ο τέταρτος τη διαφυγή σωματιδίων και ο πέμπτος αποτελεί των όρο δημιουργίας σωματιδίων.

Στην εργασία αυτή θα μελετηθούν οι περιπτώσεις όπου στον θύλακα πλάσματος έχουμε έγχυση σωματιδίων με ενεργειακές απώλειες λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον, αδιαβατικής εκτόνωσης της πηγής και διαφυγή σωματιδίων.

Περίπτωση 1η: Ενεργειακές απώλειες λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον και διαφυγή σωματιδίων

Στην περίπτωση που έχουμε ενεργειακές απώλειες λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον και διαφυγή σωματιδίων, η εξίσωση (2.28) γίνεται:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = +\frac{\partial(b(E)N_i)}{\partial E} + Q_i - \frac{N_i}{t_{esc}} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \frac{\partial(b(E)N_i)}{\partial E} + \frac{N_i}{t_{esc}} = Q_i \tag{2.29}$$

με $b(E) = -a_e E^2 \Rightarrow -(\frac{d\gamma}{dt})_e = a_e\gamma^2$, $a_e = \frac{4}{3}\sigma_T c\frac{U_B}{(m_e c^2)^2}$, $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$, η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου.

$$\frac{\partial N(\gamma,t)}{\partial t} - a_e\frac{\partial(\gamma^2 N(\gamma,t))}{\partial\gamma} + \frac{N(\gamma,t)}{t_{esc}} = Q(\gamma,t) \tag{2.30}$$

Οι εξισώσεις πρέπει να είναι κανονικοποιημένες ως προς τον χρόνο ψύξης επομένως όπου εμπεριέχεται ο χρόνος t, πολλαπλασιάζουμε και διαιρούμε με τον χρόνο διαφυγής $t_{cross} \equiv t_c$, δηλαδή $t = \frac{t}{t_c}\cdot t_c$, με $\tilde{t} \equiv \frac{t}{t_c}$ Άρα η εξίσωση (2.29) γίνεται:

$$\frac{\partial N(\gamma, \frac{t}{t_c}\cdot t_c)}{\partial\frac{t}{t_c}\cdot t_c} - a_e\frac{\partial(\gamma^2 N(\gamma, \frac{t}{t_c}\cdot t_c))}{\partial\gamma} + \frac{N(\gamma, \frac{t}{t_c}\cdot t_c)}{t_{esc}} = Q(\gamma, \frac{t}{t_c}\cdot t_c) \Rightarrow$$

$$\frac{\partial \tilde{N}(\gamma,\tilde{t})}{\partial \tilde{t}} - a_e \frac{\partial(\gamma^2 \tilde{N}(\gamma,\tilde{t}))}{\partial \gamma} + \frac{\tilde{N}(\gamma,\tilde{t})}{t_{esc}} = t_c \tilde{Q}(\gamma,\tilde{t}) \tag{2.31}$$

Αν $\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \tilde{Y}(\gamma,\tilde{t})e^{-\tilde{t}/t_e\tilde{s}c}$ αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2.42):

$$\frac{\partial(\tilde{Y}(\gamma,\tilde{t})e^{-\tilde{t}/\tilde{t}_{esc}}}{\partial t} - a_e \frac{\partial(\gamma^2 \tilde{Y}(\gamma,\tilde{t}))}{\partial \tilde{t}} e^{-\tilde{t}/\tilde{t}_{esc}} + \tilde{Y}(\gamma,\tilde{t})e^{-\tilde{t}/\tilde{t}_{esc}} = t_c \tilde{Q}(\gamma,\tilde{t}) \Rightarrow$$

$$\frac{\partial(\tilde{Y}(\gamma,\tilde{t}))}{\partial \tilde{t}} e^{-\tilde{t}/\tilde{t}_{esc}} - \frac{\tilde{Y}(\gamma,\tilde{t})}{\tilde{t}_{esc}} e^{-\tilde{t}/\tilde{t}_{esc}} - a_e \frac{\partial(\gamma^2 \tilde{Y}(\gamma,\tilde{t}))}{\partial \gamma} e^{-\tilde{t}/\tilde{t}_{esc}} + \frac{\tilde{Y}(\gamma,\tilde{t})}{\tilde{t}_{esc}} e^{-\tilde{t}/\tilde{t}_{esc}} = t_c \tilde{Q}(\gamma,\tilde{t})$$

$$\frac{\partial(\tilde{Y}(\gamma,\tilde{t}))}{\partial \tilde{t}} - a_e t_c \gamma^2 \frac{\partial(\gamma^2 \tilde{Y}(\gamma,\tilde{t}))}{\partial \gamma} = t_c \tilde{Q}(\gamma,\tilde{t}) e^{\tilde{t}/\tilde{t}_{esc}} \tag{2.32}$$

Θέτουμε $\tilde{M}(\gamma,\tilde{t}) = \gamma^2 \tilde{Y}(\gamma,\tilde{t})$ και πολλαπλασιάζοντας με γ^2 η σχέση (2.43), γίνεται:

$$\frac{\partial \tilde{M}(\gamma,\tilde{t})}{\partial \tilde{t}} - a_e t_c \gamma^2 \frac{\partial \tilde{M}(\gamma,\tilde{t})}{\partial \gamma} = \gamma^2 t_c \tilde{Q}(\gamma,\tilde{t}) e^{\tilde{t}/\tilde{t}_{esc}} \tag{2.33}$$

Η εξίσωση (2.33) μπορεί να λυθεί με τη μέθοδο της χαρακτηριστικής καμπύλης. Η χαρακτηριστική καμπύλη είναι εκείνη η καμπύλη πάνω στην οποία υπάρχουν όλες οι δυνατές λύσεις για οποιαδήποτε χρονική στιγμή και οποιαδήποτε ενέργεια.

Στην σχέση (2.33), το αριστερό μέλος της εξίσωσης αποτελεί την ολική παράγωγο της ποσότητας $\tilde{M}(\gamma,\tilde{t})$ ως προς το χρόνο. Δηλαδή:

$$\frac{d\tilde{M}(\gamma,\tilde{t})}{d\tilde{t}} = \frac{\partial \tilde{M}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \tilde{M}}{\partial \gamma}\frac{d\gamma}{d\tilde{t}} \tag{2.34}$$

Κάνοντας λοιπόν την αντιστοίχιση των σχέσεων (2.33) και (2.34), προκύπτει ότι:

$$\frac{d\gamma}{d\tilde{t}} = -a_e \gamma^2 \Rightarrow \gamma_0 = \frac{\gamma}{1 - a_e(\tilde{t} - \tilde{t_0})} \tag{2.35}$$

Για οποιαδήποτε χρονική στιγμή $\tilde{t_0}$, έχουμε:

$$\frac{d\tilde{M}}{d\tilde{t_0}} = \gamma_0^2 t_c \tilde{Q}(\gamma_0,\tilde{t_0}) e^{\tilde{t_0}/\tilde{t}_{esc}} \Rightarrow$$

$$\tilde{M}(\gamma,\tilde{t}) - \tilde{M}(\gamma_0,\tilde{t_0}) = \int_{-\infty}^{\tilde{t}} \gamma_0^2 t_c \tilde{Q}(\gamma_0,\tilde{t_0}) e^{\tilde{t_0}/\tilde{t}_{esc}} \tag{2.36}$$

Σύμφωνα με τη σχέση (2.36), επιλύουμε το ολοκλήρωμα ως προς κάποια τυχαία χρονική στιγμή $\tilde{t_0}$ και βρίσκουμε τις αντίστοιχες ποσότητες. Επομένως, λύνοντας ως προς $\tilde{t_0}$, έχουμε:

$$\tilde{t_0} = \tilde{t} - \frac{1}{a_e}(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_0}) \Rightarrow d\tilde{t_0} = -\frac{d\gamma_0}{a_e \gamma_0^2} \tag{2.37}$$

Η σχέση (2.36), λόγω της (2.37), γίνεται:

$$\tilde{M}(\gamma,\tilde{t}) = \int_{-\infty}^{\gamma^2} \gamma_0^2 t_c \tilde{Q}(\gamma_0, \tilde{t} - \frac{1}{a_e}(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_0}))d\gamma_0 \overset{:\gamma^2}{\Rightarrow}$$

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \frac{\gamma^{-2}}{a_e} \int_{-\infty}^{\gamma^2} t_c \tilde{Q}(\gamma_0, \tilde{t} - \frac{1}{a_e}(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_0}))d\gamma_0 \tag{2.38}$$

Τα ηλεκτρόνια που εγχέονται στη πηγή μπορούν να ακολουθούν κατανομή νόμου δύναμης: $\tilde{Q}(\gamma,\tilde{t}) = k_e\gamma^{-p}\Theta(\gamma-\gamma_{min})\Theta(\gamma-\gamma_{max})\Theta(t)e^{\tilde{t_0}/\tilde{t}_{esc}}$

Έγχυση ηλεκτρονίων με κατανομή νόμου δύναμης

Στην περίπτωση που τα ηλεκτρόνια που εγχεόνται ακολουθούν μία κατανομή νόμου δύναμης, η εξίσωση (2.38), παίρνει τη μορφή:

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \frac{\gamma^{-2}t_c k_e}{a_e} \int_{max[\gamma,\gamma_{min}]}^{min[\gamma_{max},\gamma/(1-a_e\gamma t)]} \gamma^{-p}\Theta(\gamma-\gamma_{min})\Theta(\gamma-\gamma_{max})\Theta(\tilde{t})e^{\tilde{t_0}/\tilde{t_{esc}}}\gamma_0^{-p}e^{\tilde{t_0}/\tilde{t_{esc}}}d\gamma_0 \tag{2.39}$$

όπου Θ η συνάρτηση βήματος step function και πρέπει $\gamma > \gamma_{min}$ και $\gamma > \gamma_{max}$. Για τα όρια ολοκλήρωσης επιλέγουμε: α)για το κάτω όριο: $\gamma > \gamma_{min}$ β) για το άνω όριο διακρίνουμε δύο περιπτώσεις:

- Αν $\gamma_{max} > \dfrac{\gamma}{1-a_e\gamma\tilde{t}} \Rightarrow \gamma < \dfrac{\gamma_{max}}{1+a_e\gamma_{max}\tilde{t}}$.
- Αν $\gamma_{max} < \dfrac{\gamma}{1-a_e\gamma\tilde{t}} \Rightarrow \gamma > \dfrac{\gamma_{max}}{1+a_e\gamma_{max}\tilde{t}}$.

Η σχέση (2.39) γίνεται:

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \frac{\gamma^{-2}t_c k_e}{a_e} \int_{max[\gamma,\gamma_{min}]}^{min[\gamma_{max},\gamma/(1-a_e\gamma\tilde{t})]} \gamma^{-p}e^{\frac{\tilde{t}}{\tilde{t_{esc}}}-\frac{1}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}+\frac{1}{a_e\gamma_0\tilde{t_{esc}}}}d\gamma_0 \Rightarrow$$

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \frac{\gamma^{-2}t_c k_e}{a_e}e^{\frac{\tilde{t}}{\tilde{t_{esc}}}-\frac{1}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}} \int_{max[\gamma,\gamma_{min}]}^{min[\gamma_{max},\gamma/(1-a_e\gamma\tilde{t})]} \gamma^{-p}e^{\frac{1}{a_e\gamma_0\tilde{t_{esc}}}}d\gamma_0 \tag{2.40}$$

Θέτουμε: $\xi = \dfrac{1}{a_e\gamma_0\tilde{t_{esc}}}$ άρα $\gamma_0 = \dfrac{1}{a_e\xi\tilde{t_{esc}}} \Rightarrow d\gamma_0 = -\dfrac{1}{a_e\tilde{t_{esc}}\xi^2}d\xi$
Αντίστοιχα, τα όρια ολοκλήρωσης μετασχηματίζονται ως εξής:

- Όταν το $\gamma_0 \to \gamma \Rightarrow \xi \to \dfrac{1}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}$.
- Όταν το $\gamma_0 \to \gamma_{max} \Rightarrow \xi \to \dfrac{1}{a_e\gamma_{max}\tilde{t_{esc}}}$.
- Όταν το $\gamma_0 \to \dfrac{\gamma}{1-a_e\gamma\tilde{t_{esc}}} \Rightarrow \xi \to \dfrac{1-a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}$.

Άρα η (2.49), μετά από πράξεις, γίνεται:

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \frac{\gamma^{-2}k_e t_c}{a_e}\frac{e^{\frac{\tilde{t}-\frac{1}{a_e\gamma}}{\tilde{t_{esc}}}}}{(a_e\tilde{t_{esc}})^{1-p}}\int_{\frac{1}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}}^{min[\frac{1}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}},\frac{1-a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}]}\xi^{p-2}e^{\xi}(-d\xi) \Rightarrow$$

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \begin{cases} \frac{\gamma^{-2}k_e t_c}{a_e}\frac{e^{\frac{\tilde{t}-\frac{1}{a_e\gamma}}{\tilde{t_{esc}}}}}{(a_e\tilde{t_{esc}})^{1-p}}\int_{\frac{1-a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}}^{\frac{1}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}}\xi^{p-2}e^{\xi}d\xi, & \gamma_{max} < \frac{\gamma}{1-a_e\gamma\tilde{t}} \\ \frac{\gamma^{-2}k_e t_c}{a_e}\frac{e^{\frac{\tilde{t}-\frac{1}{a_e\gamma}}{\tilde{t_{esc}}}}}{(a_e\tilde{t_{esc}})^{1-p}}\int_{\frac{1}{a_e\gamma_{max}\tilde{t_{esc}}}}^{\frac{1}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}}\xi^{p-2}e^{\xi}d\xi, & \gamma_{max} > \frac{\gamma}{1-a_e\gamma\tilde{t}} \end{cases} \tag{2.41}$$

Θα μελετήσουμε την περίπτωση όπου η κλίση του νόμου δύναμης ίση με $p = 2$. Παρακάτω λύνονται τα δύο ολοκληρώματα, για τους κλάδους της συνάρτησης, ξεχωριστά:

- Για: $\gamma_{max} < \frac{\gamma}{1-a_e\gamma\tilde{t}}$, έχουμε:

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \frac{k_e t_c}{a_e}(a_e\tilde{t_{esc}})\gamma^{-2}e^{-1/a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}[(-\xi)^{-2}(\xi)^2\Gamma(1,-\xi)]_{\frac{1-a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}}^{\frac{1}{a\gamma\tilde{t_e}sc}} \tag{2.42}$$

Όμως $\Gamma(1,-\xi) = e^x$, σύμφωνα με τις ιδιότητες της Incomplete Gamma Funtion. Άρα, η σχέση (2.41), γίνεται:

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \frac{k_e t_c}{a_e}(a_e\tilde{t_{esc}})\gamma^{-2}e^{-1/a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}[(-\xi)^{-2}(\xi)^2e^{\xi}]_{\frac{1-a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}}^{\frac{1}{a\gamma\tilde{t_e}sc}} \Rightarrow$$

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = k_e t_{esc}\gamma^{-2}(1-\frac{1}{e}) \tag{2.43}$$

- Με τον ίδιο τρόπο για: $\gamma_{max} > \frac{\gamma}{1-a_e\gamma\tilde{t}}$, έχουμε:

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \frac{k_e t_c}{a_e}(a_e\tilde{t_{esc}})\gamma^{-2}e^{-1/a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}[(-\xi)^{-2}(\xi)^2e^{\xi}]_{\frac{1}{a_e\gamma_{max}\tilde{t_{esc}}}}^{\frac{1}{a\gamma\tilde{t_e}sc}} \Rightarrow$$

$$\tilde{N}(\gamma,\tilde{t}) = \frac{k_e t_c}{a_e}(a_e\tilde{t_{esc}})\gamma^{-2}e^{-1/a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}[(-\xi)^{-2}(\xi)^2e^{\xi}]_{\frac{1}{a_e\gamma_{max}\tilde{t_{esc}}}}^{\frac{1}{a\gamma\tilde{t_e}sc}} \Rightarrow$$

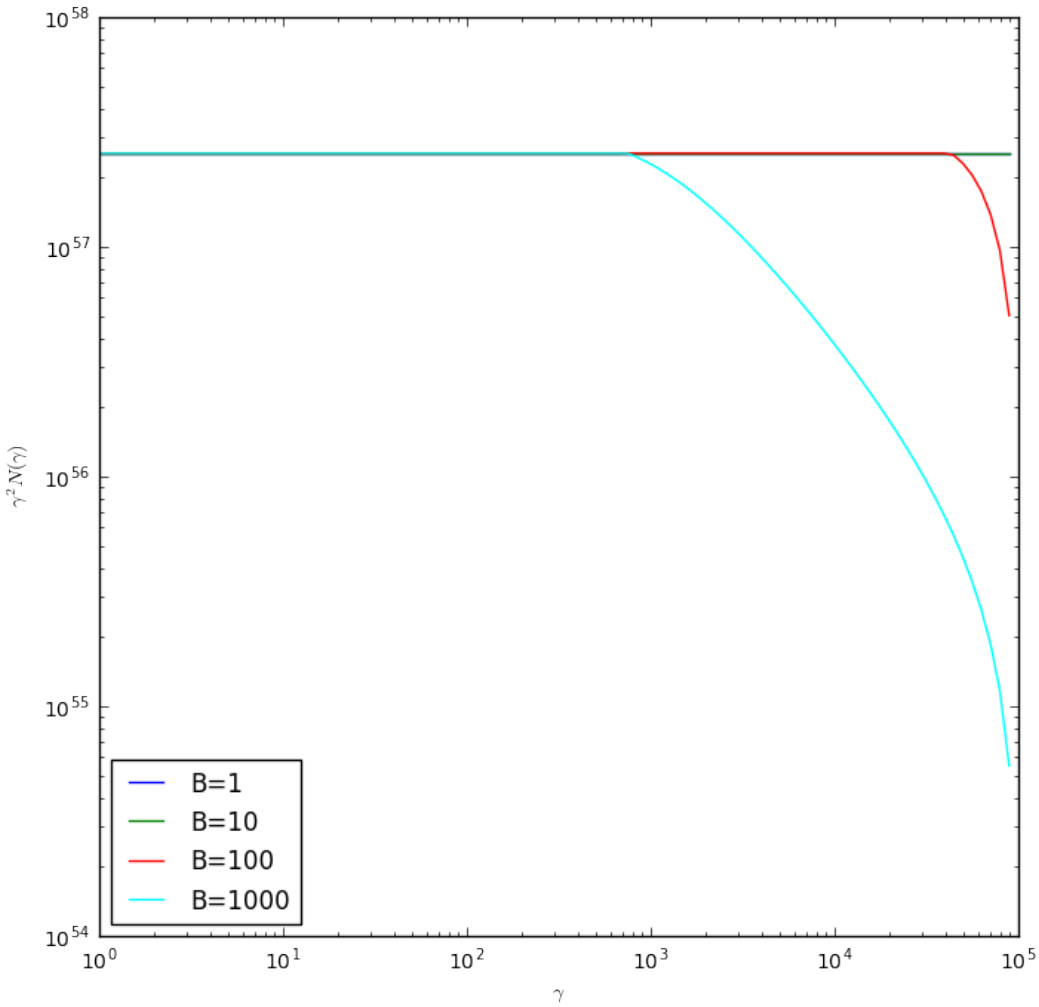
$$\tilde{N}(\gamma,t) = k_e t_{esc}\gamma^{-2}(1-e^{\frac{1}{a_e\gamma_{max}\tilde{t_{esc}}}-\frac{1}{a_e\gamma\tilde{t_{esc}}}}) \tag{2.44}$$

Στα σχήματα που ακολουθούν (2.2 και 2.3) φαίνεται η κατανομή των ηλεκτρονίων για τέσσερις διαφορετικές τιμές του μαγνητικού πεδίου σε συγκεκριμένους κανονικοποιημένους χρόνους σε κάθε περίπτωση (συγκεκριμένα $\tilde{t} = 1$ και $\tilde{t} = 10$) Συγκεκριμένα: για τιμές του μαγνητικού πεδίου : $B = 1G$, $B = 10G$, $B = 10^2G$, $B = 10^3G$. Ζητούμενο είναι να παρατηρήσουμε πώς αλλάζει η τιμή γ_{break}, που είναι η τιμή της ενέργειας για την οποία έχουμε "σπάσιμο" στην κατανομή ανάλογα με τον χρόνο και τις μεταβολές στην τιμή του μαγνητικού πεδίου. Με την έννοια "σπάσιμο" στην κατανομή εννοούμε πότε αρχίζει σε ποια ενέργεια αρχίζει και αλλάζει η κατανομή, δηλαδή έχουμε απώλειες λόγω των φυσικών μηχανισμών.

Αναμένουμε μεταβάλλοντας τη τιμή του μαγνητικού πεδίου η τιμή γ_{break} να μειώνεται. Δίνοντας συγκεκριμένους χρόνους μπορούμε να δούμε την εξέλιξη της κατανομής των ηλεκτρονίων μέσα στη

πηγή ανάλογα με την τιμή του μαγνητικού πεδίου. Πρώτα πάντοτε ψύχονται τα ηλεκτρόνια υψηλών ενεργειών και τέλος τα ηλεκτρόνια χαμηλών ενεργειών.

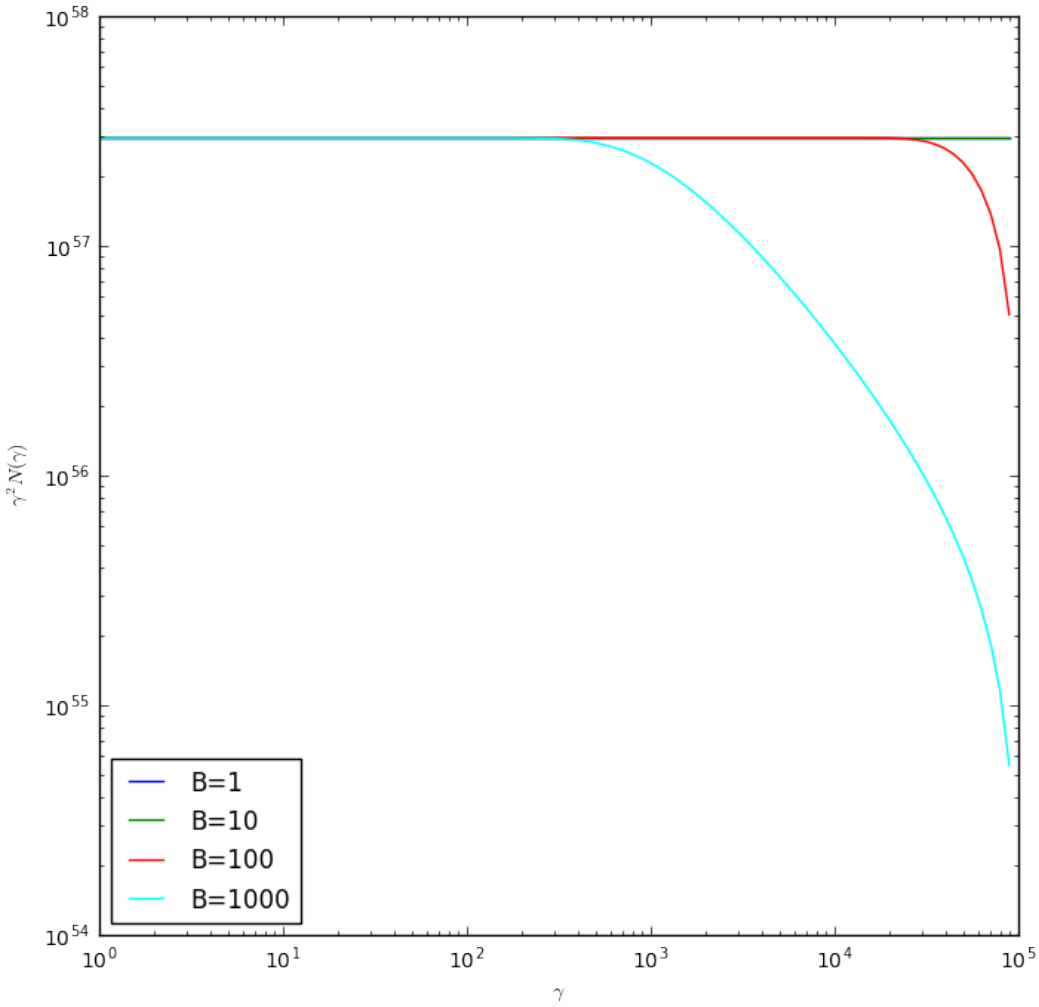
Επομένως, αφού $t_c \simeq t_{esc} \simeq 1\ day = 8.64 \cdot 10^4 sec$, για τις διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου βρίσκουμε τα αντίστοιχα γ_{break}, δεδομένου ότι $\gamma_{max} = 10^5$. Τα ζεύγη των τιμών του μαγνητικού πεδίου B και γ_{break} καταγράφονται για τα οποία γίνονται οι δοκιμές καταγράφονται στους πίνακες 2.1 και 2.2 που ακολουθούν.



Σχήμα 2.2: Απεικόνιση της λύσης της κινητικής εξίσωσης σε τρεις περιπτώσεις κανονικοποιημένου χρόνου $\tilde{t} = 1$ για πέντε διαφορετικές τιμές του μαγνητικού πεδίου B.

Στα σχήματα 2.2 και 2.3 φαίνεται η εξέλιση της κατανομής, αυξάνοντας την τιμή του B συναρτήσει της ενέργειας τους. Αρχικά παρατηρούμε ότι όσο πιο μεγάλη η τιμή του μαγνητικού πεδίου τόσο αντιδρούν γρηγορότερα τα υψηλοενεργειακά ηλεκτρόνια, συμπαρασύροντας και τα χαμηλοενεργειακά. Στους πίνακες 2.1-2.2 αυτούς φαίνεται ότι όσο μεγαλύτερο είναι το B, τόσο πιο μικρό είναι το γ_{break} των ηλεκτρονίων. Ακόμα βλέπουμε πως όσο μικρότερη είναι η τιμή του του $\tilde{t}$ που δίνουμε στον κώδικα τόσο λιγότερα ηλεκτρόνια έχουν προλάβει να αλληλεπιδράσουν και να ψυχθούν. Και στα τρία σχήματα φαίνεται πως τα ηλεκτρόνια για χαμηλές τιμές του μαγνητικού πεδίου $B = 1\ G$ και $B = 10\ G$ δεν έχουν προλάβει να αλληλεπιδράσουν με αποτέλεσμα η ενέργεια τους να είναι σταθερή. Αντίθετα για μεγαλύτερες τιμές του μαγνητικού πεδίου χάνουν σταδιακά την ενέργεια τους ούτως ώστε με την πάροδο του χρόνου να ψυχθούν όλα ιδίως όσα έχουν μέγιστο μαγνητικό πεδίο $B = 10^3\ G$.

Ενδιαφέρον, επίσης παρουσιάζουν οι αλλαγές στην κλίση του νόμου δύναμης. Παρατηρούμε και στα τρία σχήματα ότι υπάρχουν δύο απότομες αλλαγές κλίσης, οι οποίες οφείλονται στις τρεις διεργασίες α) στην έγχυση σωματιδίων στο θύλακα πλάσματος β) στην ακτινοβολία σύγχροτρον και γ) στη διαφυγή



Σχήμα 2.3: Απεικόνιση της λύσης της κινητικής εξίσωσης σε τρεις περιπτώσεις κανονικοποιημένου χρόνου $\tilde{t} = 10$ για πέντε διαφορετικές τιμές του μαγνητικού πεδίου B.

(escape) σωματιδίων. Είναι εμφανές ότι με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου μειώνονται αισθητά τα μέρη στις αντίστοιχες καμπύλες που αφορούν την έγχυση σωματιδίων και τη διαφυγή, καθώς πρωτεύοντα ρόλο παίζει η ακτινοβολία σύγχροτρον.

Πίνακας 2.1: Πίνακας αντιστοίχησης μαγνητικού πεδίου και γ_{break} παρατηρούμενο για κανονικοποιημένο χρόνο $\tilde{t} = 1$.

B (Gauss)	γ_{break} (code)
1	$9.9 \cdot 10^4$
10	$9.9 \cdot 10^4$
100	$4.3 \cdot 10^4$
1000	$7.5 \cdot 10^2$

Περίπτωση 2η: Ενεργειακές απώλειες λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον και αδιαβατική εκτόνωση της πηγής

Στην περίπτωση αυτή, θα λυθούν και θα σχεδιαστεί η λύση της κινητικής εξίσωσης όταν η πηγή εκτονώνεται αδιαβατικά, και ο μηχανισμός ακτινοβολίας που επικρατεί είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον. Τότε οι ενεργειακές απώλειες, οφείλονται σε:

Πίνακας 2.2: Πίνακας αντιστοίχησης μαγνητικού πεδίου και γ_{break} παρατηρούμενο για κανονικοποιημένο χρόνο $\tilde{t} = 10$.

B (Gauss)	γ_{break} (code)
1	$9.9 \cdot 10^4$
10	$8.8 \cdot 10^4$
100	$7.0 \cdot 10^4$
1000	$7.5 \cdot 10^1$

- Αδιαβατικές απώλειες της πηγής:

$$(\frac{dE}{dt})_{rad} = \frac{1}{R}\frac{dR}{dt}E$$

Όπου P η ακτίνα της πηγής. Όμως: $\frac{dR}{dt} = \upsilon \Rightarrow -\frac{dE}{dt} = \frac{\upsilon}{R}E$ άρα:

$$-(\frac{d\gamma}{dt})_{rad} = \frac{\upsilon}{R}\gamma \tag{2.45}$$

- Ενεργειακές απώλειες λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον, (όπως και στο προηγούμενο κεφάλαιο). Θεωρώντας ότι το μαγνητικό πεδίο πέφτει σύμφωνα με την απόσταση από την πηγή, σύμφωνα με τη σχέση: $B = B_0(\frac{R_0}{R})^2$, προκύπτει ότι:

$$-(\frac{d\gamma}{dt})_e = \frac{4}{3}\frac{\sigma_T c}{mc^2}\gamma^2\frac{B_0((\frac{R_0}{R})^2)^2}{8\pi} \overset{a=\frac{\sigma_T c}{6\pi m_e c^2}}{\Rightarrow}$$

$$-(\frac{d\gamma}{dt})_e = a\gamma^2 B_0^2(\frac{R_0}{R})^4 \overset{\beta=aB_0R_0^2}{\Rightarrow}$$

$$-(\frac{d\gamma}{dt})_e = \beta R^{-4}\gamma^2$$

Η εξίσωση (2.28) θα έχει πλέον τη μορφή:

$$\frac{\partial N(\gamma,t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial\gamma}[(\frac{\beta}{R^4}\gamma^2 + \frac{\upsilon}{R}\gamma)N(\gamma,t)] = \tilde{Q}(\gamma,t) \tag{2.46}$$

Θέτουμε: $R = R_0 + \upsilon t \Rightarrow t = \frac{R - R_0}{\upsilon}$, με R_0 την ακτίνα της πηγής, υ η ταχύτητα της ροής, t ο χρόνος απομάκρυνσης και $Q(\gamma,R) = \frac{\tilde{Q}(\gamma,t)}{\upsilon}$ η έγχυση των ηλεκτρονίων. Η σχέση (2.46), συνεπάγεται:

$$\frac{\partial N(\gamma,R)}{\partial R} - \frac{\partial}{\partial\gamma}[(\frac{\beta}{\upsilon R^4}\gamma^2 + \frac{\gamma}{R})N(\gamma,R)] = Q(\gamma,R) \overset{\cdot\gamma^2}{\Rightarrow}$$

$$\gamma^2\frac{\partial N(\gamma,R)}{\partial R} - \gamma^2\frac{\partial}{\partial\gamma}[(\frac{\beta}{\upsilon R^4}\gamma^2 + \frac{\gamma}{R})N(\gamma,R)] = \gamma^2 Q(\gamma,R) \overset{M=\gamma^2 N}{\Rightarrow}$$

$$\frac{\partial M(\gamma,R)}{\partial R} - \gamma^2\frac{\partial}{\partial\gamma}[(\frac{\beta M(\gamma,R)}{\upsilon R^4}\gamma^2 + \frac{M(\gamma,R)}{R\gamma})] = \gamma^2 Q(\gamma,R) \tag{2.47}$$

Κάνοντας αναλυτικά τις πράξεις η σχέση (2.47), παίρνει τη μορφή:

$$\frac{\partial M}{\partial R} + \frac{\partial M}{\partial \gamma}(-\frac{\gamma}{R} - \frac{\beta}{\upsilon R^4}\gamma^2) = -\frac{M}{R} + \gamma^2 Q \tag{2.48}$$

Η εξίσωση (2.48) είναι μία μερική διαφορική μη ομογενής εξίσωση πρώτου βαθμού. Οι μη ομογενείς εξισώσεις επιλύονται ως εξής: Αρχικά λύνεται το ομογενές μέρος της εξίσωσης και μετά συμπεριλαβάνεται στη λύση και το μη ομογενές. Δηλαδή, αρχικά λύνουμε την εξίσωση:

$$\frac{\partial M}{\partial R} + \frac{\partial M}{\partial \gamma}(-\frac{\gamma}{R} - \frac{\beta}{\upsilon R^4}\gamma^2) = \frac{M}{R} \tag{2.49}$$

Το αριστερό μέλος της εξίσωσης (2.49) έχει τη μορφή τέλειου διαφορικού:

$$\frac{dM}{dR} = \frac{\partial M}{\partial R} + \frac{\partial M}{\partial \gamma}\frac{\partial \gamma}{\partial R} \tag{2.50}$$

Αντιστοιχίζοντας τις εξισώσεις (2.49) και (2.50), προκύπτει ότι:

$$\frac{d\gamma}{dR} = (-\frac{\gamma}{R} - \frac{\beta}{\upsilon R^4}\gamma^2) \tag{2.51}$$

Η εξίσωση (2.51) είναι μία διαφορική εξίσωση τύπου Bernoulli που έχει η γενικής της μορφή είναι η εξής:

$$\frac{dy(x)}{dx} + p(x)y(x) = q(x)y^n(x) \tag{2.52}$$

με γενική λύση:

$$y(x) = [\frac{(1-n)\int exp[(1-n)\int p(x)dx]q(x)dx + c}{exp(1-n)\int p(x)dx}]^{\frac{1}{1-n}} \tag{2.53}$$

Στην συγκεκριμένη περίπτωση $n = 2$. Αντιστοιχίζοντας την εξίσωση (2.51) με την εξίσωση (2.52), βλέπουμε ότι στην συγκεκριμένη περίπτωση $n = 2$ και:

$$\frac{dy(x)}{dx} = \frac{d\gamma}{dR}$$

$$p(x)y(x) = -\frac{\gamma}{R}$$

$$q(x)y^n(x) = -\frac{\beta}{\upsilon R^4}\gamma^2$$

Σύμφωνα με τη σχεση (2.53), έχουμε:

$$\gamma(R) = \frac{1}{R} + \frac{1}{-\frac{\beta}{4\upsilon R^4} + c} \text{ , όπου } c \text{ σταθερά ολοκλήρωσης} \tag{2.54}$$

$$q(R) = -\frac{\beta}{\upsilon R^4} \tag{2.55}$$

Η σταθερά ολοκλήρωσης βρίσκεται αν θεωρήσουμε ότι ο παράγοντας Lorentz γ στην επιφάνειας της πηγής R_0 είναι ίσος με γ_0. Έτσι, έχουμε:

$$\gamma(R_0) = \gamma_0 \Rightarrow c = \frac{1}{\gamma_0 R_0} + \frac{\beta}{4\upsilon R_0^4} \tag{2.56}$$

Άρα η χαρακτηριστική καμπύλη της ομογενούς εξίσωσης, είναι:

$$\gamma(R) = \frac{\gamma_0 R_0/R}{1 + \frac{\gamma\beta R_0}{4\upsilon}(\frac{1}{R_0^4} - \frac{1}{R^4})} \Rightarrow \gamma_0 = \frac{\gamma_0 R/R_0}{1 - \frac{\gamma\beta R}{4\upsilon}(\frac{1}{R_0^4} - \frac{1}{R^4})} \tag{2.57}$$

Η ομογενής εξίσωση έχει λοιπόν τη μορφή:

$$\frac{dM}{dR_0} + \frac{M}{R_0} = 0 \Rightarrow \frac{dM}{M} = -\frac{dR_0}{R_0} \Rightarrow \ln M|_{M_0}^{M} = -\ln R|_{R_0}^{R} \Rightarrow \ln\frac{M}{M_0} = -\ln\frac{R}{R_0} \Rightarrow$$

$$M = \frac{R_0}{R} M_0(\gamma, R_0) \Rightarrow N(\gamma, R) = \frac{R_0}{R}(\frac{\gamma_0}{\gamma})^2 N_0(\gamma, R_0) \tag{2.58}$$

Η λύση της μη ομογενούς δίνεται από τη σχέση:

$$N(\gamma, R) = \int_{R_{min}}^{R} \frac{R_0}{R}(\frac{\gamma_0}{\gamma})^2 N_0(\gamma, R_0) dR_0 \tag{2.59}$$

Για να βρούμε την ελάχιστη ακτίνα R_{min} θεωρούμε ότι ο παράγοντας $\gamma_0 \to \infty$. Δηλαδή:

$$1 - \frac{\gamma\beta R}{4\upsilon}(\frac{1}{R_0^4} - \frac{1}{R^4}) \to 0 \Rightarrow R_{min} = \frac{R}{(1 + \frac{4\upsilon R^3}{\beta\gamma})^{1/4}} \tag{2.60}$$

Στην βάση της εκροής έχουμε ότι: $Q(\gamma, R) = N(\gamma_0, R_0)$, διότι υπάρχει έγχυση ηλεκτρονίων. Αν η κατανομή των ηλεκτρονίων ακολουθούν κατανομή νόμου δύναμης ($N(\gamma, R) = k_e\gamma^{-p}$) τότε, η λύση θα είναι:

$$N(\gamma, R) = k_e\gamma^2 \int_{R_{min}}^{R} \frac{R_0}{R} dR_0 \Rightarrow$$

$$N(\gamma, R) = k_e\gamma^{-2} \int_{R_{min}}^{R} (\frac{R_0}{R})^{p-1}[1 - \frac{\gamma\beta R}{4\upsilon}(\frac{1}{R_0^4} - \frac{1}{R^4})^{p-2}] dR_0 \tag{2.61}$$

Για $p = 2$, η σχέση (2.61) γίνεται:

$$N(\gamma, R) = k_e\gamma^{-2} \int_{R_{min}}^{R} (\frac{R_0}{R}) dR_0 \Rightarrow$$

$$N(\gamma, R) = k_e\gamma^{-2} \frac{R_0^2}{R}|_{R_{min}}^{R} = k_e\gamma^{-2}(\frac{R}{2} - \frac{R_{min}^2}{2R}) \tag{2.62}$$

Η λύση όμως και σην εν λόγω περίπτωση πρέπει να εμπεριέχει την κανονικοποίηση. Πολλαπλασιάζοντας και διαιρώντας με R_0, δηλαδή $\frac{R}{R_0} \cdot R_0$ και ορίζοντας $r \equiv \frac{R}{R_0}$, $N_0 \equiv k_e R_0/2$ και $\kappa_0 \equiv 4uR_0^3/\beta$, και λόγω της σχέσης (2.62) (N. Kardashev, 1962) έχουμε:

$$N(\gamma, \frac{R}{R_0}R_0) = k_e\gamma^{-2}[R_0\frac{R}{2R_0} - \frac{1}{2R_0\frac{R}{R_0}}(R_0\frac{\frac{R}{R_0}}{(1+\frac{4uR^3R_0^3}{\beta\gamma R_0^3})^{\frac{1}{4}}})^2)] \Rightarrow$$

$$\tilde{N}(\gamma, r) = k_e\gamma^{-2}[R_0\frac{r}{2} - \frac{1}{2R_0 r}(\frac{rR_0}{1+(\frac{4ur^3R_0^3}{\beta\gamma})^{\frac{1}{4}}})^2)]$$

$$\tilde{N}(\gamma, r) = N_0\gamma^{-2}[\frac{r}{2} - \frac{1}{r}(\frac{1}{1+(\frac{\kappa_0}{\gamma})^{\frac{1}{4}}})^2)]$$

Η κανονικοποίηση όμως απαιτεί κανονικοποίηση ως προς το χρόνο. Η άμεση εξάρτηση του χρόνου εμπεριέχεται στην ακτίνα R, από τη σχέση:

$$R = R_0 + ut$$

Κανονικοποιούμε ως προς το χρόνο t_{cross} κι έχουμε:

$$R = R_0 + ut \Rightarrow R = R_0 + u\frac{t}{t_{cross}}t_{cross} \Rightarrow R = R_0 + u\tilde{t}\frac{R_0}{c} \overset{u=0.1c}{\Rightarrow} \frac{R}{R_0} = 1 + 0.1c\tilde{t}\frac{1}{c}$$

$$r = 1 + 0.1\tilde{t} \tag{2.63}$$

Επομένως η ακτίνα ορίζεται κατά τη σχέση (2.63) στον αριθμητικό μας κώδικα.

Στη συνέχεια όπως και στα προηγούμενα κεφάλαια ακολουθούν αριθμητικές προσομοιώσεις της κατανομής των σωματιδίων εντός του θύλακα για ξεχωριστές τιμές του μαγνητικού πεδίου σε διάφορους χρόνους.

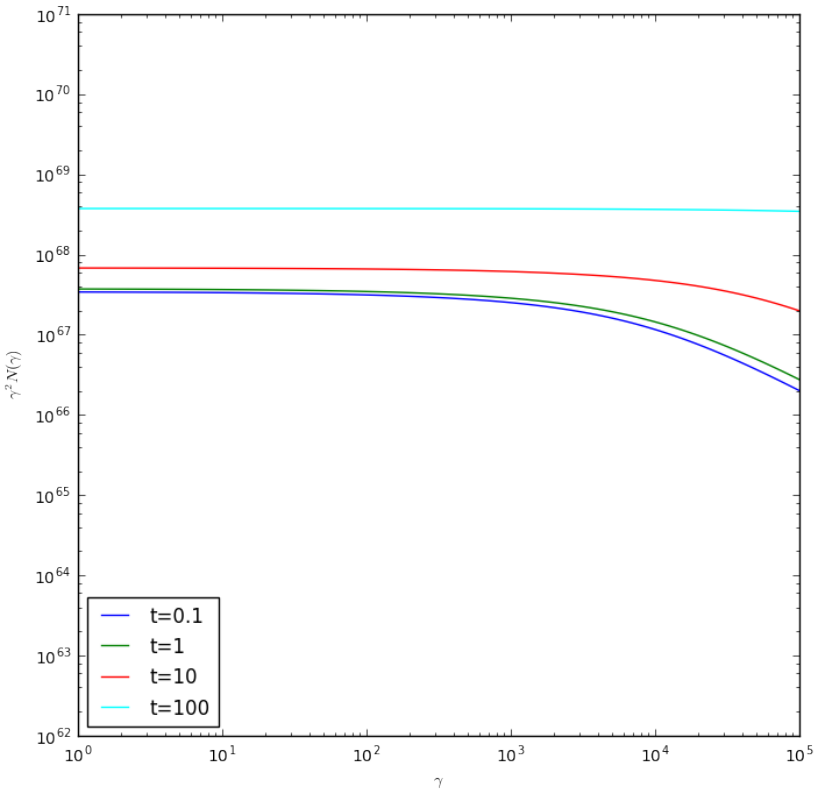
Προσπαθούμε και να βρούμε το αναμενόμενο γ_{break} που προβλέπεται θεωρητικά με αυτό του κώδικα. Οι τιμές παρατίθονται στους πίνακες 2.3 και 2.4. Το θεωρητικό γ_{break} το βρίσκουμε εξισώνοντας τις αδιαβατικές απώλειες με τις απώλειες λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον:

$$\frac{u\gamma}{R} = \frac{\beta\gamma^2}{R^4} \Rightarrow \gamma_{break} = \frac{uR^3}{\beta} = \frac{uR_0^3r^3}{\beta} \Rightarrow \gamma_{break} = \frac{\kappa_0 r^3}{4\beta} \tag{2.64}$$

$\tilde{t}$	γ_{break} (code)	γ_{break} (θεωρητικό)
0.1	$3.7 \cdot 10^3$	$3.2 \cdot 10^3$
1	$4.0 \cdot 10^3$	$4.1 \cdot 10^3$
10	$2.2 \cdot 10^4$	$2.5 \cdot 10^4$
100	-	$4.1 \cdot 10^6$

Πίνακας 2.3: Ο πίνακας αντιστοίχησης του γ_{break} και του παρατηρούμενου από το πρόγραμμα για αρχική τιμή του μαγνητικού πεδίου $B_0 = 1\ Gauss$.

Στα σχήματα 2.4 και 2.5 φαίνεται η εξέλιξη της κατανομής για πολλούς χρόνους και δύο ξεχωριστές τιμές του μαγνητικού πεδίου. Στο σχήμα 2.4 υπάρχει μία απότομη αλλαγή κλίσης, η οποία οφείλεται στα



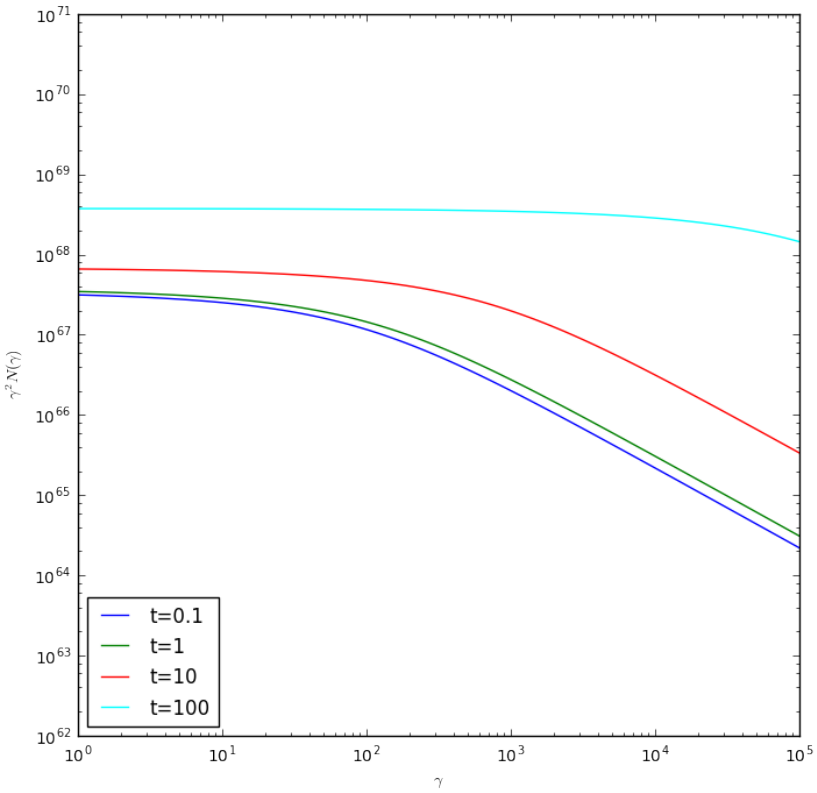
Σχήμα 2.4: Απεικόνιση της λύσης της κινητικής εξίσωσης για ηλεκτρόνια με κατανομή νόμου δύναμης για τεσσερις διαφορετικούς κανονικοποιημένους χρόνους $\tilde{t}$ και μαγνητικό πεδίο ίσο με $B = 1\ G$.

$\tilde{t}$	γ_{break} (code)	γ_{break} (theoretical)
0.1	$3.7 \cdot 10^1$	$3.2 \cdot 10^1$
1	$4.9 \cdot 10^1$	$4.1 \cdot 10^1$
10	$2.2 \cdot 10^2$	$2.5 \cdot 10^2$
100	$4.1 \cdot 10^4$	$4.1 \cdot 10^4$

Πίνακας 2.4: Ο πίνακας αντιστοίχησης του γ_{break} και του παρατηρούμενου από το πρόγραμμα για αρχική τιμή του μαγνητικού πεδίου $B_0 = 10\ Gauss$.

διαφορετικά είδη ενεργειακών απωλειών, εντός της πηγής. Αρχικά, η κλίση που σχηματίζει οφείλεται στις αδιαβατικές απώλειες της πηγής, ενώ όταν αλλάζει απότομα οφείλεται στην ακτινοβολία σύγχροτρον. Καθώς το μαγνητικό πεδίο αυξάνεται κατά μία τάξη μεγέθους (βλ. σχήμα 2.5) η αλλαγή κλίσης είναι πιο απότομη σε σχέση με αυτή του σχήματος 2.4. Αυτό ενδεχομένως να οφείλεται στην αύξηση του B διότι αυτό σημαίνει ότι "ισχυροποιείται" η ακτινοβολία σύγχροτρον και γίνεται βασικός μηχανισμός. Η κίνηση των ηλεκτρονίων γίνεται ολοένα και πιο έντονη με την ακτινοβολία που εκπέμπεται να αυξάνεται όλο και περισσότερο καθώς $P_{synchrotron} \propto B^2$. Δεδομένου ότι η τιμή του μαγνητικού πεδίου έχει αυξηθεί, αναμένεται πλέον ο κύριος μηχανισμός ακτινοβολίας να είναι πλέον σχεδόν αποκλειστικά η ακτινοβολία σύγχροτρον. Οι ενεργειακές απώλειες λόγω αδιαβατικής εκτόνωσης έχουν πλέον σχεδόν απαλειφθεί και η καμπύλη τείνει να χαρακτηρίζεται από την απότομη κλίση λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον. Ακόμα, φαίνεται ότι αυξάνοντας τον χρόνο, η καμπύλη μετατοπίζεται στον κάθετο άξονα προς τα πάνω, σημειώνοντας αύξηση του αριθμού των σωματιδίων. Αυτό συμβαίνει καθώς η ακτίνα μεταβάλλεται γραμμικά με τον χρόνο καθώς $r = r_0 + 0.1\tilde{t}$. Η άμεση εξάρτηση της κατανομής των σωματιδίων από την ακτίνα r συνεπάγεται αύξηση της κατανομής, εξού και η μετατόπιση που φαίνεται στα παράνω σχήματα.

Επίσης, στους πίνακες 2.3-2.4 παρουσιάζονται τα θεωρητικά υπολογιζόμενα γ_{break} και ταυτίζονται με αυτά του αριθμητικού κώδικα. Αρχικά στον πίνακα 2.4 βλέπουμε πολύ καλή ταύτιση των γ_{break} ως



Σχήμα 2.5: Απεικόνιση της λύσης της κινητικής εξίσωσης για ηλεκτρόνια με κατανομή νόμου δύναμης για τεσσερις διαφορετικούς κανονικοποιημένους χρόνους $\tilde{t}$ και μαγνητικό πεδίο ίσο με $B = 10\ G$.

προς την τάξη μεγέθους για τιμές του $\tilde{t}$ ίσες με 0.1, 1 και 10. Σε μεγάλο χρόνο $\tilde{t}$ επειδή τα ηλεκτρόνια έχουν ψυχθεί όλα είναι αναμενόμενο το γ_{break} να είναι μεγάλο και πλέον να μην παρουσιάζεται κανένα γ_{break} στον κώδικα και η κατανομή να είναι μια ευθεία γραμμή. Στον πίνακα 2.4 φαίνονται και πάλι τα γ_{break} με πολύ ικανοποιητική απόκριση στην τάξη μεγέθους. Φαίνεται επίσης ότι σε μεγάλους χρόνους οι τιμές των γ_{break} συμπίπτουν ακριβώς. Αυτό συμβαίνει διότι από κάποιο σημείο και ύστερα η ακτίνα της πηγής έχει μεγαλώσει πολύ με αποτέλεσμα να έχουν ψυχθεί όλα τα ηλεκτρόνια. Στον πίνακα 2.3 φαίνεται να υπάρχει στο $\gamma_{break}(code)$ μία κενή τιμή για $\tilde{t} = 100$. Αυτό συμβαίνει διότι το εύρος τιμών που έχουμε δώσει για τις ενέργειες γ των ηλεκτρονίων είναι μικρότερο της τάξεως 10^6 που δίνει ο θεωρητικός υπολογισμός για το γ_{break}.

Κεφάλαιο 3

Παρατηρήσεις του Mrk 421

Στο κομμάτι αυτό της εργασίας θα παρουσιαστούν οι παρατηρήσεις του Mrk 421 που λήφθηκαν από το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών τα έτη 2013-2017 με αφορμή το *BOSS Project*. Από τις παρατηρήσεις αυτές εξάγεται η φωτομετρική καμπύλη και έπειτα στατιστικά διαγράμματα για τις εκλάμψεις του Mrk 421. Στις επόμενες ενότητες δίνονται πληροφορίες και περιγράφεται αναλυτικά η διαδικασία που ακολουθήθηκε καθώς και τα τελικά αποτελέσματα της φωτομετρίας.

3.1 Το BOSS Project

Το Blazar Optical Sky Survey (BOSS) Project, είναι ένα πρόγραμμα το οποίο ξεκίνησε τον κ. Κοσμά Γαζέα, λέκτορα του Πανεπιστημίου Αθηνών με στόχο τη παρατήρηση αντικειμένων BL Lac. Σε συνεργασία με πολλά παρατηρητήρια, παγκοσμίως παρατηρείται η μεταβολή της λαμπρότητας στους ενεργούς γαλαξίες φωτομετρώντας τους σε διάφορα μήκη κύματος. Η ομάδα του BOSS Project, αποτελείται από τα εξής μέλη:

- Kosmas Gazeas, Apostolos Mastichiadis
  University of Athens, GR 15784 Zografos, Athens, Greece
- Maria Petropoulou
  Princeton University, New Jersey, 08544 USA
- George Vasilopoulos
  Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching bei Muenchen, D-85741, Germany
- Stazsek Zola, Gopal Bhatta, Arti Goyal
  Astronomical Observatory of the Jagiellonian University, Krakow, ul. Orla, 30-244, Poland
- Walter Max-Moerbeck
  National Radio Astronomy Observatory, P.O. Box 0, Socorro, NM 87801, USA
- Talvikki Hovatta
  Aalto University, Metsähovi Radio Observatory, Metsähovintie 114, 02540 Kylmälä, Finland
- Daniela Dorner
  Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Universität Würzburg, Germany

Στο πλαίσιο του BOSS Project, έχουν γίνει δημοσιεύσεις που αφορούν τον Mrk 421 και τον OJ 287. (Gazeas K. et al. 2013, Zola S. et al 2016, Bhatta G. et al. 2016, Valtonen M et al., 2016). Παρ΄ όλα αυτά οι στόχοι του προγράμματος δε περιορίζονται στους δύο προαναφερθέντες αλλά αγγίζουν περίπου τους 20. Ο Mrk 421, φωτομετρήθηκε για περίπου 370 μέρες, τα έτη 2013-2014 και η καμπύλη

φωτός του στο οπτικό μέρος του φάσματος συγκρίθηκε παράλληλα με άλλες έξι φωτομετρικές καμπύλες σε διαφορετικά μήκη κύματος, από τα ραδιοκύμματα μέχρι τις ακτίνες γ. Όπως θα αναφερθεί και σε επόμενο κεφάλαιο οι μετρήσεις για τα έτη 2013-2014 που χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία προήλθαν από το πλαίσιο του BOSS Project.

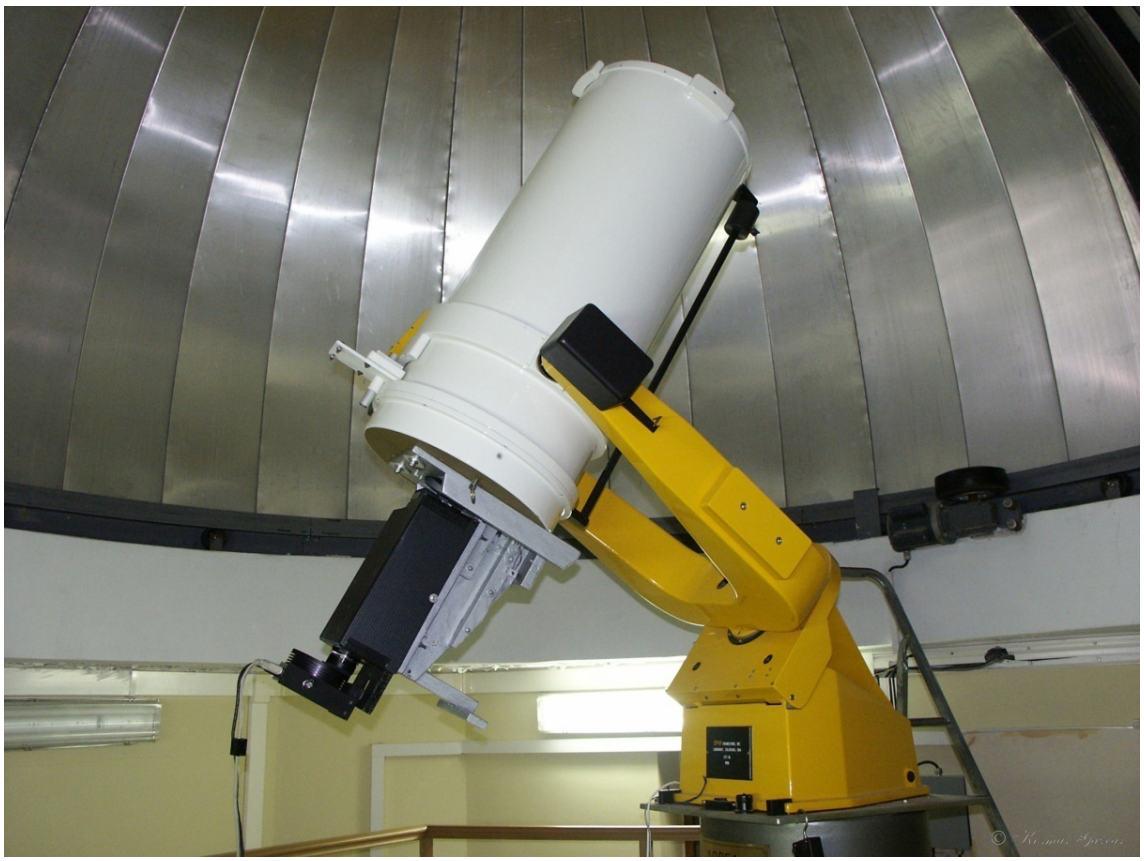
Πίνακας 3.1: Οι παρατηρούμενοι στόχοι στο πλαίσιο του BOSS Project

Target	Other names	*RA* (*J*2000)	*Dec* (*J*2000)	*R mag*	Type
Mrk1018	PGC 8029	02:06:16	-00:17:29	10.3 *mag*	Seyfert 1 Galaxy
1ES 0236+610	LS I +61 303	02:40:32	+61:13:42	10.2 *mag*	HMXB (V615 Cas)
1H 0323+342	PGC 2045127	03:24:41	+34:10:46	13.1 mag	Blazar
PKS 0716+714	GSC 0368:0899	07:21:54	+71:19:21	14.3 mag	Blazar
OJ287	GSC 1400:0230	08:54:49	+20:06:30	14.1 mag	Blazar
Mrk110	PGC 26709	09:25:13	+52:17:11	15.2 mag	Seyfert 1 Galaxy
Mrk421	PGC 33452	11:04:27	+38:12:31	8.3 mag	Blazar
Mrk180	PGC 35899	11:36:26	+70:09:28	14.5 mag	Blazar
3C273	PGC 41121	12:29:07	+02:03:09	14.1 mag	Blazar
3C279	PGC 2817645	12:56:11	-05:47:22	15.9 mag	Quasar
PKS 1510-089	PGC 2828331	15:12:51	+09:06:00	16.5 mag	Quasar
PKS 1553+113	GSC 0947:1098	15:55:43	+11:11:24	14.6 mag	Blazar
Mrk501	PGC 59214	16:53:52	+39:45:36	13.3 mag	Blazar
1ES 1959+650	PGC 2674942	20:00:00	+65:08:55	11.2 mag	Blazar
BL Lac	1ES 2200+42.0	22:02:43	+42:16:40	14.7 mag	Blazar (prototype)
CTA 102	PGC 2819036	22:32:36	+11:43:51	16.7 mag	Quasar (4C 11.69)
3C 454.3	PGC 2819327	22:53:58	+16:08:54	15.2 mag	Quasar
1ES 2344+514	QSO B2344+514	23:47:05	+51:42:18	15.5 mag	Blazar

3.2 Παρατηρήσεις

Οι παρατηρήσεις του Mrk 421 πραγματοποιήθηκαν με το τηλεσκόπιο του Αστεροσκοπείου του Πανεπιστημιου Αθηνών. Η χρήση του δεν περιορίζεται στο πλαίσιο των εκπαιδευτικών δραστηριότητων της παρατηρησιακής αστροφυσικής, αλλά αποτελεί και παράλληλα μέσο έρευνας για την εκτέλεση ερευνητικών προγραμμάτων, φιλοξενώντας ερευνητές από όλο το κόσμο. Συγκεκριμένα έχει ένα τηλεσκόπιο τύπου Cassegrain, διαμέτρου 40 cm και εστιακού λόγου $f/8$ το οποίο είναι ρομποτικό και τηλεχειριζόμενο ενώ στεγάζεται από ένα θόλο διαμέτρου 5 m. Η λειτουργία αυτή γίνεται εφικτή βάσει του συστήματος ελέγχου (Telescope Control System (TCS)). Το TCS αποτελείται από μία πλατφόρμα η οποία με τη βοήθεια ενός H/Υ συμβατού με IBM και με ένα απλό λειτουργικό DOS 6.0, δίνει πληροφορίες για την κατάσταση του τηλεσκοπίου. Παράλληλα μπορούν να γίνουν διορθώσεις στην κίνηση και στη θέση εξ΄ αιτίας φυσικών παραγόντων όπως η κλόνιση, η μετάπτωση, η αποπλάνηση του φωτός και η ατμοσφαιρική διάθλαση. Για τον έλεγχο θόλου και τηλεσκοπίου χρησιμοποιούνται συνολικά 28 εντολές, ενώ μέσα στο σύστημα εμπεριέχονται βιβλιοθήκες με διάφορα αστρονομικά αντικείμενα. Επίσης, υπάρχει ειδικό χειριστήριο με λειτουργίες κίνησης του τηλεσκοπίου σε τρεις ταχύτητες, εστίαση του τηλεσκοπίου και περιστροφή του θόλου. Η στήριξη του τηλεσκοπίου είναι ισημερινή δηλαδή ο κύριος άξονας είναι παράλληλος με τον άξονα περιστροφής της Γης.

Για την φωτογράφιση του Mrk 421 χρησιμοποιήθηκε μία απεικονιστική CCD camera ST-10 XME (SBIG) με ανάλυση 2184×1472 $pixels$. Το ρεύμα σκότους είναι μικρότερο από $1e/pixel/second$, ενώ μπορεί να ψυχθεί εώς και 45^oC λιγότερους από τη θερμοκρασία περιβάλλοντος για την αποφυγή του θερμικού θορύβου.



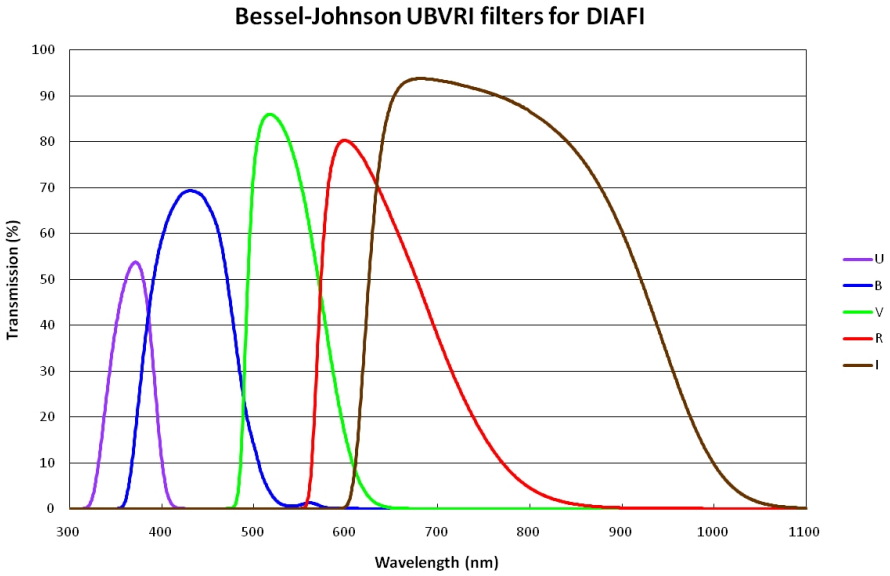
Σχήμα 3.1: Το κατοπτρικό τηλεσκόπιο τύπου Cassegrain του Πανεπιστημίου Αθηνών με διάμετρο φακού 40 cm και εστιακό λόγο $f/8$. *Πηγή: Κ. Γαζέας, UOA Observatory*

Στην εργασία αυτή, έγινε φωτομέτρηση του Mrk 421 και εξήχθησε η φωτομετρική καμπύλή η οποία επεξεργάσθηκε και αναλύθηκε διεξοδικώς (βλ. κεφάλαιο 4). Οι παρατηρήσεις που χρησιμοποιήθηκαν πραγματοποιήθηκαν κατά το χρονικό διάστημα 2013-2017 από τον κ. Κοσμά Γαζέα στο πλαίσιο του BOSS Project. Οι εικόνες φωτομετρήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας Κατά την παρατήρηση του Mrk 421 λήφθηκαν τουλάχιστον από 10 φωτογραφίες κάθε νύχτα παρατήρησης εκτός από ορισμένες εξαιρέσεις όπου στόχος ήταν η μελέτη του intra-day variability-IDV. Συνολικά από τον παραπάνω πίνακα προέκυψαν συνολικά 11275 αρχεία, εκ των οποίων κάποια αφαιρέθηκαν λόγω σφαλμάτων (π.χ νεφώσεων). Συνεπώς, ο τέλικος αριθμός εικόνων αγγίζει τις 9059. Ο αριθμός των δεδομένων ανάλογα με το κάθε έτος και τις νύχτες παρατήρησης κατανέμεται ως εξής:

Πίνακας 3.2: Παρατηρήσεις του Mrk 421 για κάθε έτος.

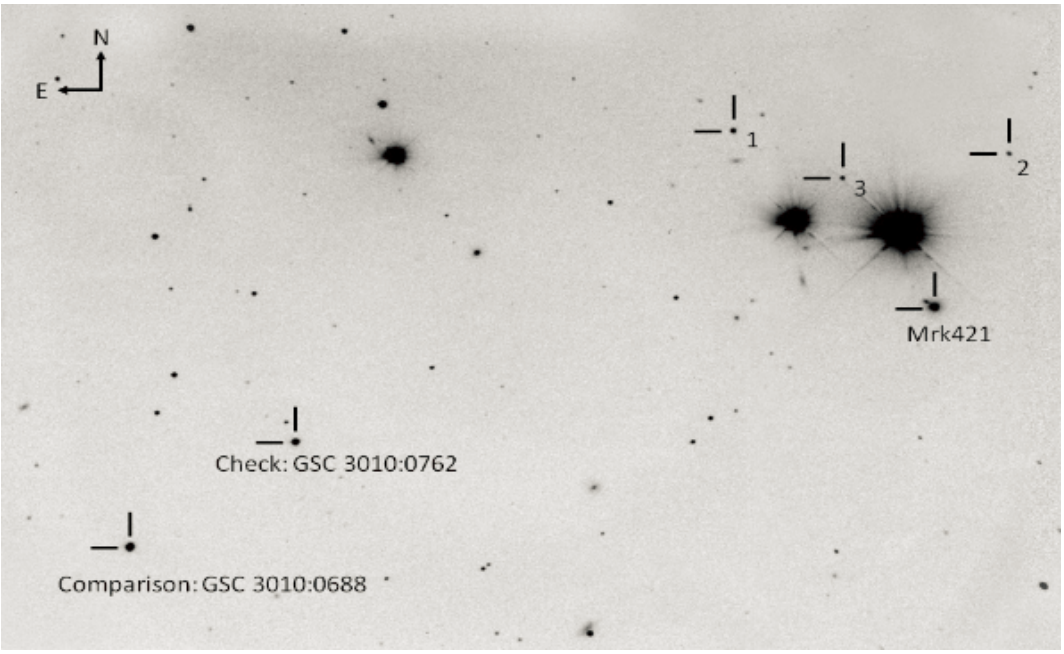
Έτος Παρατήρησης	Βραδιές Παρατήρησης	Αριθμός Δεδομένων
2013	115	2819
2014	89	2738
2015	138	1945
2016	106	1610
2017	79	2163

Σχήμα 3.2: Η CCD camera ST-10 XME (SBIG)του τηλεσκόπιου του Πανεπιστημίου Αθηνών. *Πηγή:Κ. Γαζέας UOA Observatory*



Σχήμα 3.4: Το σύστημα με τα φίλτρα Bessel με την αντίστοιχη φασματική τυος απόκριση. Οι παρατηρήσεις του Mrk 421 πραγματοποιήθηκαν στο φίλτρο R.

Για όλες τις παρατηρήσεις που αναγράφονται στον πίνακα 3.2 χρησιμοποιήθηκε Focal Reducer εστιακού λόγου $f/6.3$ εκτός της χρονικής περιόδου, δηλαδή από 19/4/17-20/5/17. Το οπτικό πεδίο με τη χρήση του FR είναι 17×26 *arcmin* και 11×16 *arcmin* χωρίς FR. Ο χρόνος έκθεσης της κάθε φωτογραφίας είναι 40 *seconds* στο φίλτρο R ($\lambda = 634.9\ nm$). Στο σχήμα 3.4 φαίνονται τα φίλτρα Bessel και η φασματική απόκρισή τους.



Σχήμα 3.3: Οι αστέρες σύγκρισης GCS 3010:0688 και GCS 3010:0762 που τηρήθηκαν σε όλη τη διάρκεια της φωτομετριας. *Πηγή: Κ. Γαζέας, UOA Observatory.*

3.3 Επεξεργασία των Παρατηρήσεων

3.3.1 Επεξεργασία εικόνων

Πριν ξεκινήσει η διαδικασία της φωτομετρίας όπως θα δούμε παρακάτω, πρέπει να γίνει επεξεργασία των εικόνων που έχουν ληφθεί με τη CCD camera. Κατά τη λήψη μίας αστρονομικής φωτογραφίας υπάρχουν διάφορες παραμέτροι που επηρεάζουν το τελικό αποτέλεσμα. Αυτές είναι ο ηλεκτρονικός θόρυβος εξ' αιτίας των όργανων και (κυρίως λόγω θερμοκρασίας της κάμερας) και του χρόνου έκθεσης . Για να αφαιρεθούν "σφάλματα" όπως τα προαναφερθέντα χρησιμοποιούμε τις εικόνες *dark* και *flat*.

- Η εικόνα dark είναι εικόνα η οποία μπορεί να ληφθεί πχ. με κλειστό το φράχτη του τηλεσκοπίου υπό την ίδια θερμοκρασία της κάμερας. Η λήψη της γίνεται ούτως ώστε να αφαιρεθεί ο θερμικός θόρυβος που δημιουργείται στη CCD, στη διάρκεια μίας νύχτας και μπορούν να φανούν τα pixels που έχουν πρόβλημα. Ο χρόνος έκθεσης πρέπει να είναι ίδιος με τις εικόνες των παρατηρήσεων.

- Η λήψη μίας εικόνας flat γίνεται στοχευοντας ένα αντικείμενο σε μία ομοιόμορφα φωτισμένη περιοχή την ίδια ημέρα παρατήρησης και . Η χρήση της αποσκοπεί στην αφαίρεση του φαινομένου Vignetting και στην χαρτογράφηση τοροειδών στιγμάτων που μένουν πάνω στα οπτικά στοιχεία. Μπορεί να ληφθεί κατά την δύση του Ήλιου στοχεύοντας στην αντίθετη κατεύθυνση του ουρανού, χωρίς σύννεφα με χρόνο έκθεσης τέτοιο ώστε ο αριθμός φορτίων να συσσωρεύεται στο μέγιστο των δυνατοτήτων του CCD, ούτως ώστε ο θόρυβος αποφόρτισης (read-out noise) και ο φωτονικός θόρυβος να έχουν σχετικά μικρή επίδραση. Συγκεκριμένα οι εικόνες flat που χρησιμοποιήθηκαν έχουν χρόνο έκθεσης 1 *second*.

- Ακόμα στην ένταση της αρχικής εικόνας εμπεριέχεται και η συνιστώσα *bias*. Η συνιστώσα bias είναι το ήδη υπάρχον φορτίο στη CCD.

Είναι απαραίτητο τον λόγο αυτό είναι απαραίτητο να είναι γνωστές οι εξής παράμετροι: α) η θερμοκρασία της CCD κάμερας και β) ο χρόνος έκθεσης, διότι όσο μεγαλύτερη χρονική διάρκεια αφήνουμε την κάμερα από την επιφάνεια και αυξάνεται ο θερμικός θόρυβος. Κατά μέσο όρο λαμβάνουμε 10 εικόνες του κάθε είδους, κάθε βράδυ. Η εικόνα dark όπως αναφέρθηκε προηγουμένως εμπεριέχει το

σφάλμα του θερμικού θορύβου αρά ουσιαστικά εμπεριέχει την εικόνα bias. Επομένως στην περίπτωση τη φωτομετρίας του Mrk 421 δεν λήφθηκε εικόνα bias.

3.3.2 Φωτομετρία

Διορθώσεις αρχικής εικόνας

Η διαδικασία που ακολουθείται μετά τη λήψη των τριών εικόνων (αρχική, dark και flat) πραγματοποιείται με τη βοήθεια του λογισμικού AIP4WIN (Astronomical Image Processing for Windows Software, Berry & Bernell, 2000). Στην ενότητα αυτή περιγράφεται αναλυτικά κάθε βήμα που ακολουθήθηκε κατά την επεξεργασία των παρατηρήσεων.

Αρχικά, πραγματοποιείται η διόρθωση της αρχικής εικόνας αφαιρώντας τις εντάσεις dark, flat με τις αντίστοιχες εικόνες σύμφωνα μην ακόλουθη διαδικασία: Έχοντας ληφθεί από 10 φωτογραφίες κατά μέσο όρο κάθε νύχτα παρατήρησης για τις εν λόγω συνιστώσες, τις φορτώνουμε στο πρόγραμμα. Από το σύνολο των κάθε φωτογραφιών, το πρόγραμμα επιλέγει εκείνη που λειτουργεί ως διάμεσος σε κάθε περίπτωση, προκειμένου να έχει το αντιπροσωπευτικό δείγμα του ηλεκτρονικού θορύβου της καθε νύχτας παρατήρησης. Συγκεκριμένα για τις εικόνες dark δίνεται η εντολή **Median** ενώ για τις flat, η εντολή **Normalize Median** η οποία δίνει την κανονικοποιημένη αντίστοιχη διάμεσο.

Κάθε πρόγραμμα έχει την ιδιότητα να αντιλαμβάνεται μία διδιάστατη εικόνα από CCD σαν ένα πίνακα οπότε πραγματοποιεί πράξεις μεταξύ των φωτογραφιών. Επομένως, εκτελούμε μία σειρά από "πράξεις", ορίζοντας κάθε εικόνα σαν ένα πίνακα A, B κλπ. προκειμένου να διορθώσουμε την αρχική και να έχουμε ένα άρτιο αποτέλεσμα. Συνεπώς η τελική εικόνα προκύπτει από τις εξής πράξεις:

$$\text{Τελική εικόνα} = \frac{\text{Αρχική εικόνα-dark}}{\text{flat}}$$

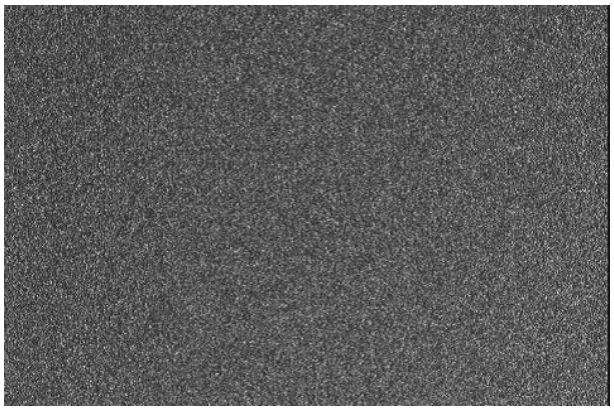
Η παραπάνω διαδικασία ακολουθείται σε όλες τις ψηφιακές εικόνες. Στο σχήμα 3.5 φαίνονται ενδεικτικά, μία αρχική εικόνα από CCD χωρίς να έχει υποστεί κάποια επεξεργασία, οι λήψεις dark, bias, flat αλλά και το τελικό αποτέλεσμα.

Φωτομετρία Διαφράγματος

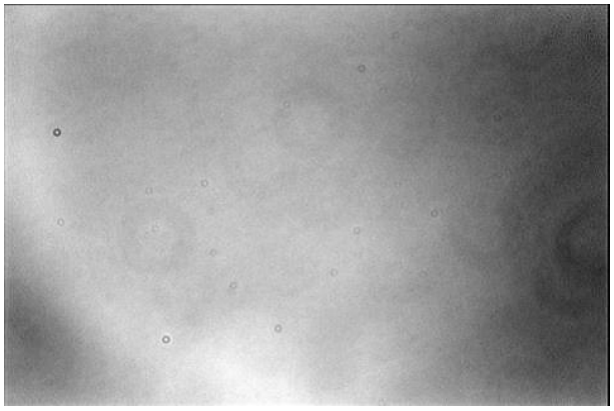
Η τεχνική της φωτομετρίας είναι αυτή που συνδέεται με τη μέτρηση της ροής ακτινοβολίας στην Παρατηρησιακή Αστροφυσική. Από τις μετρήσεις αυτές εξάγονται οι φωτομετρικές καμπύλες οι οποίες δίνουν τη ροή της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που προέρχεται από ένα αστρονομικό αντικείμενο σε συνάρτηση με το χρόνο. [1] Ανάλογα με το αντικείμενο παρατήρησης διακρίνονται σε δύο κατηγορίες: α) Φωτομετρία διαφράγματος (Aperture Photometry) ή β) Φωτομετρία PSF. Η φωτομετρία διαφράγματος είναι η απλούστερη φωτομετρική τεχνική και χρησιμοποείται κυρίως για άστερες και γαλαξίες οι οποίοι οπτικά δεν διαφέρουν από τα υπόλοιπα αντικείμενα. Εναλλακτικά, αν στόχος είναι να μετρηθεί ένας πυκνός πληθυσμός, όπως για παράδειγμα ένα αστρικό σμήνος χρησιμοποιείται η φωτομετρία PSF. Οι blazars είναι πολύ μακρινά αντικείμενα και είναι δύσκολο να διακρίνουμε το πίδακα καθώς έχει διεύθυνση προς εμάς, διότι δεν διαφέρει από τα κοινά αστέρια. Συνεπώς, στην εργασία αυτή χρησιμοποείται φωτομετρία διαφράγματος ενώ το πεδίο παρατήρησης είναι αραιό. Η φωτομετρία διαφράγματος πραγματοποιείται με πρόσθεση του συνόλου των pixels σε ένα διάφραγμα (δηλαδή μίας περίοχής που συνήθως έχει κυκλική μορφή) με επίκεντρο το αντικείμενο και αφαιρώντας τα pixels που απεικονίζουν το υποβάθρο του ουρανού. Η τοποθέτηση διαφράγματος βοηθά ακόμα στο να περιορίστει η εισερχόμενη ροή που μπορεί να προέρχεται από κάποια γειτονική πηγή. Η αρχή εφαρμογής είναι η εξής: Σε μία αστρονομική φωτογραφία η ροή φωτονίων που συλλέγεται από σημειακές πηγές όπως αστέρες ακολουθούν μία κατανομή Gauss όπως φαίνεται στος σχήμα 3.6. Από την κατανομή αυτή προκύπτει μία τιμή η Full Width Half Maximum (FWHM) η οποία δίνει τη διασπορά της ροής των φωτονίων. Το ολοκλήρωμα

[1] Σε ειδικές περιπτώσεις η φωτομετρική καμπύλη μπορεί να εξαχθεί και φασματοσκοπικά με ανάλυση του φωτός στα διάφορα μήκη κύματος.[29]

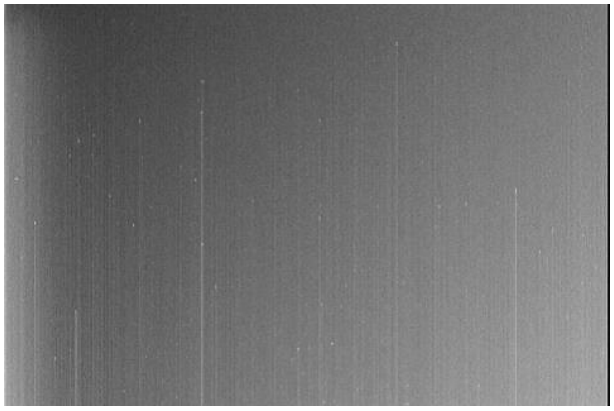
(α′) Αρχική εικόνα



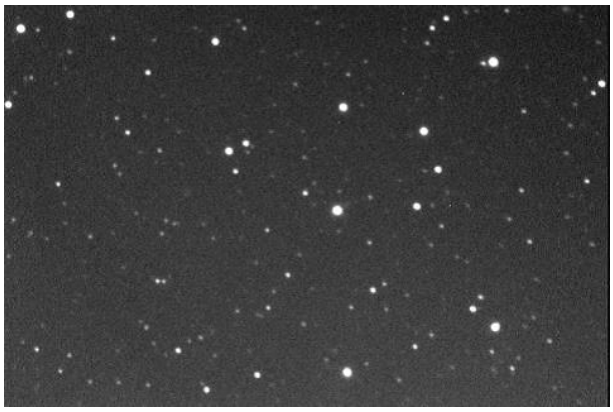
(β′) Εικόνα Dark



(γ′) Εικόνα Flat

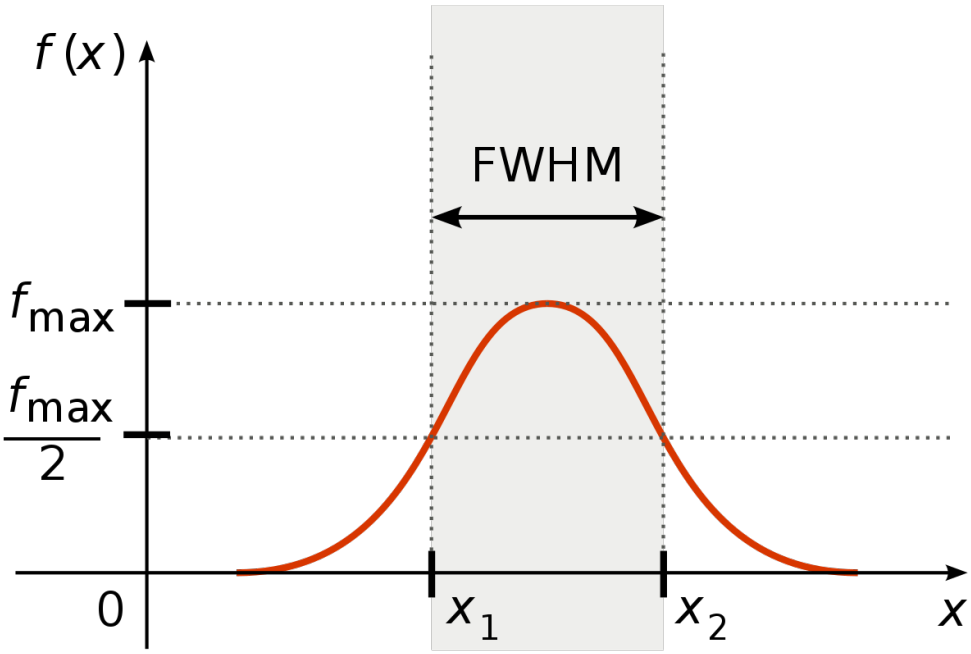


(δ′) Εικόνα Bias



(ε′) Τελική εικόνα

Σχήμα 3.5: Ενδεικτικές εικόνες Dark, Flat και Bias αλλά και η αρχική και τελική πριν και μετά την επεξεργασία. *Πηγή: Κ. Γαζέας, UOA Observatory.*



Σχήμα 3.6: Απεικόνιση της κατανομής Gauss που ακολουθεί η ροή των φωτονίων σε μία αστρονομική εικόνα. Το ολοκλήρωμα της κατανομής, δίνει τη ροή που προέρχεται από το άστρο.

της κατανομής δίνει την ροή που προέρχεται από το άστρο. Έτσι, ορίζουμε ένα κυκλικό διάφραγμα (1) που θα μετράει αποκλειστικά τη ροή από που προέρχεται αποκλειστικά από το αστέρι.

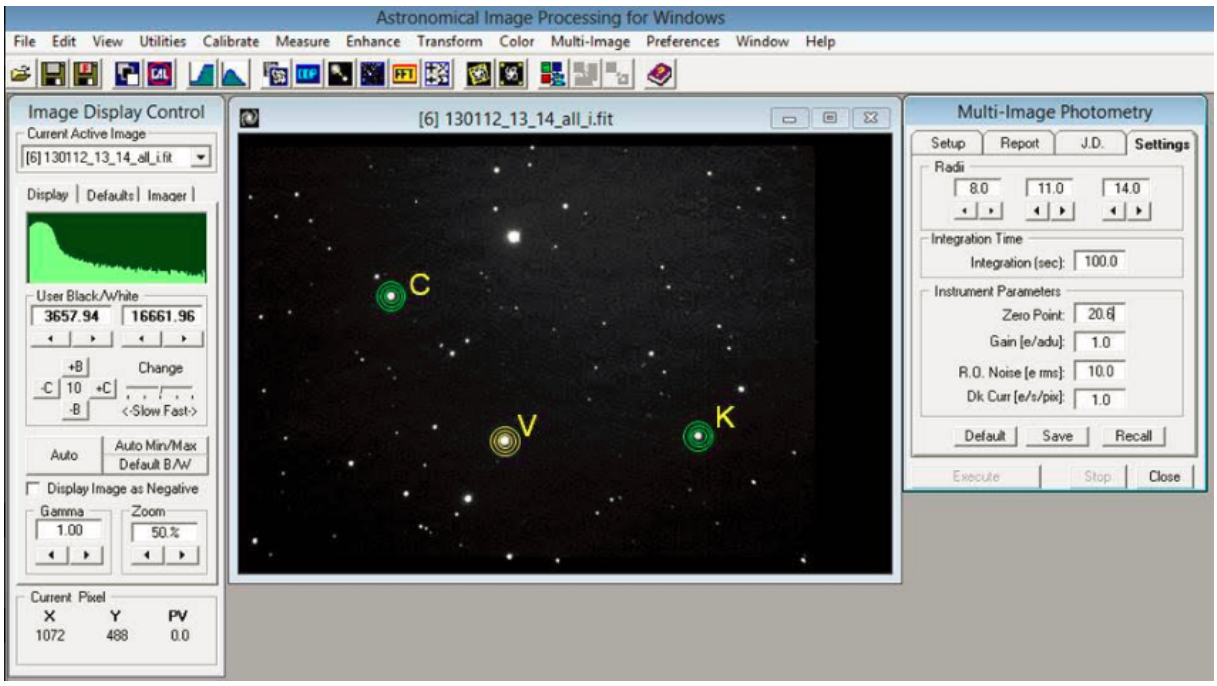
Ακόμα ορίζονται άλλα δύο κυκλικά διαφράγματα, ομόκεντρα με το πρώτο αλλά με μεγαλύτερες ακτίνες ούτως ώστε: Ο δεύτερος κύκλος (2) να εμπεριέχει τη ροή γύρω από την κεντρική περιοχή που μετράται η FWHM, και θα προέρχεται ενδεχομένως από σφάλματα λόγω seeing η ατμοσφαιρικής διαταραχής και για αυτό το λόγο αφαιρείται εντελώς στη συνεισφορά του τελικού αποτελέσματος, και ο τρίτος εξωτερικός ομόκεντρος κύκλος (3)ο οποίος μετρά το υπόβαθρο του ουρανού το οποίο θα αφαιρεθεί από την ροή που δίνει ο κύκλος (1), δηλαδή τη ροή του αστεριού. Όλα τα διαφράγματα έχουν κέντρο, το κέντρο του άστρου. Η τελική ροή που θα μετρηθεί με τη βοήθεια των διαφραγματων θα είναι

$$\text{Ροή κυκλικού διαφράγματος (1)-Ροή κυκλικού διαφράγματος (3)}$$

Στην συγκεκριμένη όμως περίπτωση δεν είναι γνωστό το φαινόμενο μέγεθος του Mrk 421 καθώς είναι ο μεταβλητός. Το γεγονός αυτό ευνοεί την εφαρμογή της διαφορικής φωτομετρίας. Η μέτρηση της ροής ακτινοβολίας γίνεται σε σύγκριση με τη ροή που προέρχεται από ένα άλλο άστρο σταθερής λαμπρότητας. Για την υλοποίηση της, χρειαζόμαστε τρεις στόχους: Ένα μεταβλητό (Variable: V) , έναν πρωτεύοντα αστέρα σύγκρισης σταθερής λαμπρότητας (Comparison: C) για την σύγκριση της ακτινοβολίας του V με τη σταθερή που προέρχεται από τον C και έναν δευτερεύοντα αστέρα σύγκρισης (Check: K) επίσης σταθερής λαμπρότητας που συγκρίνεται με τον C προκειμένου να επιβεβαιωθεί η σταθερή τιμή της ροής του. Στην παρούσα εργασία οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν για ως αστέρας σύγκρισης και αστέρας ελέγχου είναι οι GCS 3010:0688 και GCS 3010:0762 με συντεταγμένες RA: 11h 06m 04s, Dec:+38d 06m 24s (J2000) και RA: 11h 05m 44s, Dec:+38d 09m 07s (J2000), αντίστοιχα. Η παραπάνω διαδικασία φαίνεται και στο σχήμα 3.7.

Εφόσον έχει γίνει σωστά η διόρθωση της αρχικής εικόνας και έχει προκύψει η τελική στο AIP4WIN βαθμονομούμε τη ροή από τα άστρα σταθερής λαμπρότητας C, K. Στοχεύουμε παράλληλα τους αστέρες V, C, K όπως φαίνεται στο σχήμα 3.7, επιλέγοντας ακτίνες διαφραγμάτων 6.6, 9.0 και 12.0 αντίστοιχα.

Πλέον πρέπει να μετρηθούν οι ροές που προέρχονται από τα 3 σώματα ξεχωριστά και μετά να αποδοθούν οι εξής τιμές, συγκεκριμένα: η τιμή της έντασης $(V - C)$ που θα δώσει τη μεταβολή του φαινόμενου μεγέθους του Mrk 421 και την τιμή $(C - K)$ που θα επιβεβαιώσει ότι οι αστέρες συγκρισης είναι σταθερής λαμπρότητας. Στο πρόγραμμα γίνεται η επιλογή Measure → Multiple Image → Photo-



Σχήμα 3.7: Απεικόνιση της φωτομετρίας διαφράγματος με τη βοήθεια του προγράμματος AIP4WIN. Με τους κύκλους περικλείονται οι αστέρες που θα μετρηθούν (V:Variable, C:Comparison, K:Check). Το λογισμικό αθροίζει όλες τις τιμές των pixels που βρίσκονται μέσα στον εσωτερικό κύκλο. Στον εξωτερικό δακτύλιο μετράται η συνεισφορά του φωτεινού υποβάθρου (ουρανού). *Πηγή: Κ. Γαζέας, UOA Observatory.*

metry → Auto-Calibrate ούτως ώστε η φωτομετρία να πραγματοποιηθεί για όλες της φωτογραφίες της κάθε νύχτας ξεχωριστά. Ακόμα επιλέγουμε ο χρόνος να μετράται σε μονάδες Heliocentric Julian Date (HJD), δηλαδή σε Ιουλιανή ημερομηνία περιλαμβάνοντας όμως την ηλιοκεντρική διόρθωση θεωρώντας τον Ήλιο σαν σημείο παρατήρησης.

Η μετρούμενη ροή μετράται σε μονάδες *counts* που είναι η φωτεινότητα των pixels της κάθε εικόνας και πρέπει να μετατραπεί σε μονάδες φαινόμενου μεγέθους. Η διαδικασία αυτή γίνεται εφαρμόζοντας το νόμο του Pogson.

$$m_i - m_j = 2.5 \log \frac{l_j}{l_i} \tag{3.1}$$

όπου m_i η ροή του κάθε αστέρα σε μονάδες φαινόμενου μεγέθους (mag) και l_i η ροή μετρημένη σε $counts$. Συγκεκριμένα οι μεταβολές θα δίνονται από τις σχέσεις:

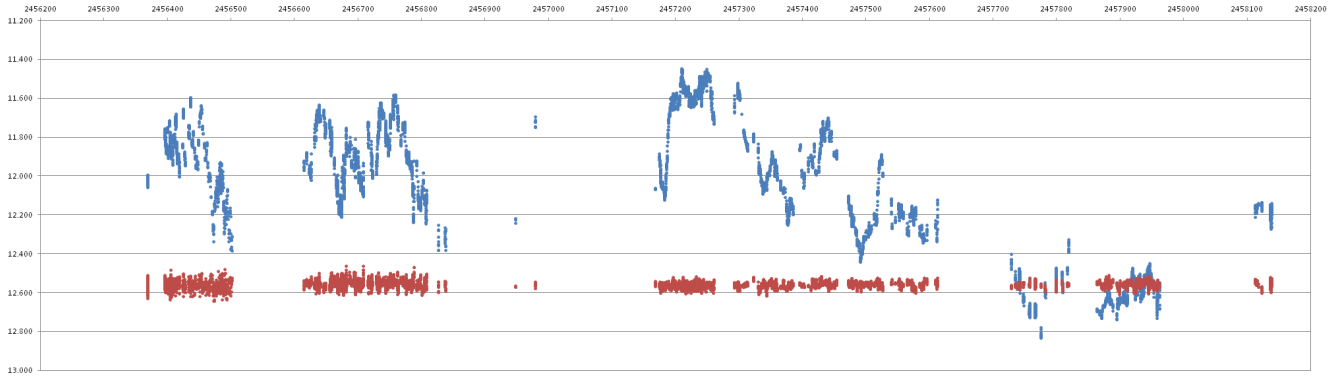
$$V - C = m_V - m_C = 2.5 \log \frac{l_V}{l_C} \tag{3.2}$$

$$C - K = m_C - m_K = 2.5 \log \frac{l_C}{l_K} \tag{3.3}$$

Οι παραπάνω τιμές της ροής με τους αντίστοιχους χρόνους σε HJD έχουν αποδοθεί σε αρχεία ASCII τα οποία συνοδεύονται με πληροφορίες όπως η ημερομηνία και η ώρα παρατήρησης, το φίλτρο Bessel που χρησιμοποιήθηκε, οι ακτίνες των διαφραγμάτων, οι χρόνοι έκθεσης, η θερμοκρασία της κάμερας και οι θέσεις των στόχων (σε pixels).

Στη συνέχεια χρησιμοποιώντας όλα τα δεδομένα από τα αρχεία ASCII, τα συγκεντρώνουμε σε ένα ενιαίο αρχείο και ένα και τα ταξινομούμε με αύξουσα χρονική σειρά βάσει του HJD. Από όλα τα δεδομένα

που έχουμε συγκεντρώσει στο αρχείο εξάγουμε διαγράμματα με τις ποσότητες $(V - C)$ και $(C - K)$ συναρτήσει του HJD. Η ποσότητα $(C - K)$ όπως αναμένουμε είναι μία ευθεία γραμμή παράλληλη στο άξονα του χρόνου καθώς οι διαφορές των λαμπροτήτων τους είναι σταθερές. Παράλληλα, έχει προκύψει η φωτομετρική καμπύλη από την τιμή $(V - C)$, η οποία χαρακτηρίζεται από σφάλματα τα οποία πιθανόν οφείλονται σε κάποιο σύννεφο ή κάποια κοσμική ακτίνα και πρέπει να αφαιρεθούν. Με τη βοήθεια του λογισμικού TOPCAT αποκόπτουμε τα σημεία αυτά ουτως ώστε να φαίνονται καθαρά οι συνεχείς αυξομειώσεις της λαμπρότητας του Mrk 421. Έτσι, προέκυψε και ο τελικός αριθμός των δεδομένων και η τελική μορφή της φωτομετρικής καμπύλης.



Σχήμα 3.8: Η φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421 σε σχέση με τη σταθερή μεταβολή των αστέρων σύγκρισης $C - K$.

Κεφάλαιο 4

Ανάλυση της φωτομετρικής καμπύλης

4.1 Παρατηρήσεις και υπολογισμοί του Mrk 421

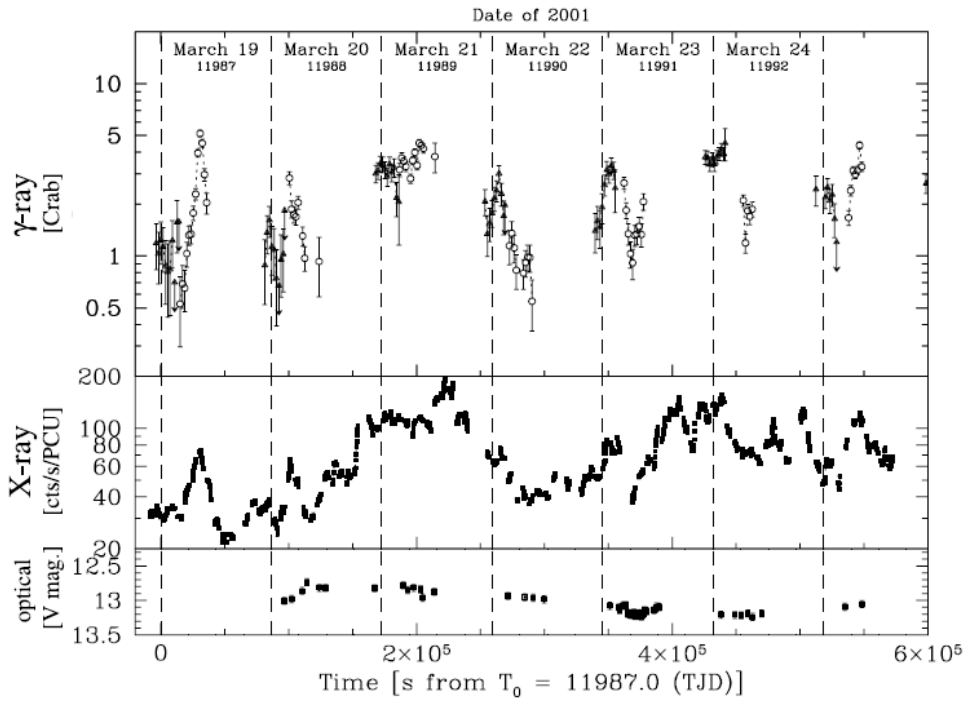
4.1.1 Οι φωτομετρικές καμπύλες σε πολλές περιοχές του Η/Μ φάσματος

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναλυθούν οι φωτομετρικές καμπύλες του Mrk 421, αρχικά βιβλιογραφικά και στη συνέχεια όπως προέκυψε από την επεξεργασία παρατηρήσεων που αναλύθηκε στο κεφάλαιο 3. Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή, οι Fossati et al. (2008) εξήγαγαν τις φωτομετρικές καμπύλες για την οπτική περιοχή, και τις περιοχές των ακτινών X και ακτινών γ του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Οι καμπύλες αυτές πραγματοποιήθηκαν χρησιμοποιώντας δεδομένα από διαφορετικά παρατηρητήρια, ανάλογα με το εύρος συχνοτήτων. Πιο συγκεκριμένα:

- Για τις ακτινες X, χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα της αποστολής RXTE.
- Για τις ακτίνες γ χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα από το σύστημα τηλεσκοπίων Cherenkov, HEGRA, στη νήσο La Palma, των Κανάριων νήσων, σύμφωνα με τη δημοσίευση των Aharonian et. al. (2002). Οι μετρήσεις προέκυψαν από ένα project παρατηρήσεων 52 ενεργών γαλαξιακών πυρήνων από το 1996 ως το 2002. Παράλληλα, συνδυάστηκαν με μετρήσεις του αστεροσκοπείου Whipple που βρίσκεται στην Αριζόνα.
- Τέλος στην οπτική περιοχή οι μετρήσεις λήφθηκαν από το τηλεσκόπιο του Harvard-Smithsonian Center, που βρίσκεται στο βουνό Hopkins, στην Αριζόνα. Το σύστημα φωτομέτρησης που χρησιμοποιήθηκε ήταν το UBVRI.

Στο σχήμα 4.1 παρουσιάζονται οι φωτομετρικές καμπύλες. Ενδιαφέρον εμφανίζουν τα κενά στις ακτίνες γ που δεν υπάρχουν όμως στις ακτίνες X. Η πηγή εμφανίζει μεγάλες και ενδιαφέρουσες μεταβολές, οι οποίες ταυτίζονται και ως επί το πλείστον στις ακτίνες X και γ αλλά όχι στην οπτική περιοχή. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η παρατήρηση στις 19 Μαρτίου 2001 που εμφανίζεται μία έκλαμψη (flare) που εμφανίζονται και στις δύο περιοχές. Δεδομένης τη μεγάλης μεταβλητότητας, τα μη συμπίπτωντα flares ενδεχομένως να είναι στιγμίαια ή ακόμα και να έχει διαφύγει κάποιο στη μία περίπτωση. Μέσω της λεπτομερούς ανάλυσης των καμπυλών μπορούν να βρεθούν μικρά κοινά χαρακτηριστικά μεταξύ των καμπυλών στις ακτίνες X και γ, και να γίνει η σωστή συσχέτιση. Η καμπύλη που αφορά την οπτική περιοχή έχει μεγάλες διαφορές σχετικά με τις δύο προηγούμενες διότι πολύ σημαντικό ρόλο παίζει ο μηχανισμός ακτινοβολίας του θύλακα.

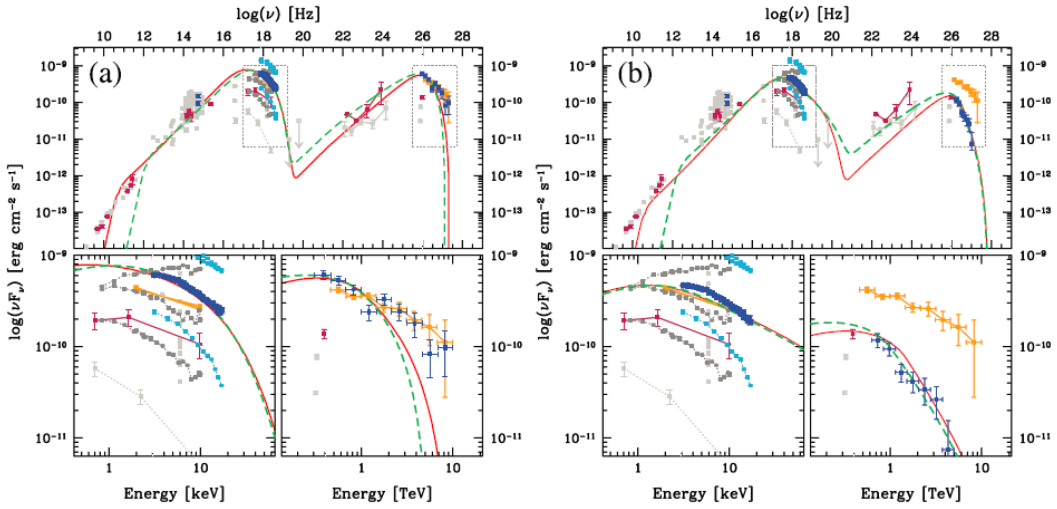
Όπως φαίνεται λοιπόν στο σχήμα 4.1, οι καμπύλες χωρίζονται σε συνολικά 7 νύχτες παρατήρησης. Για όλες τις νύχτες εκτός της 3ης και της 6ης υπάρχει μία πολύ καλή συσχέτιση των καμπυλών ακτινών X και γ. Παρ΄ όλα αυτά στις νύχτες 3 και 6 παρατηρούνται μέγιστες και απότομες μεταβολές της ροής για τις ακτίνες X. (Fossati et al., 2008).



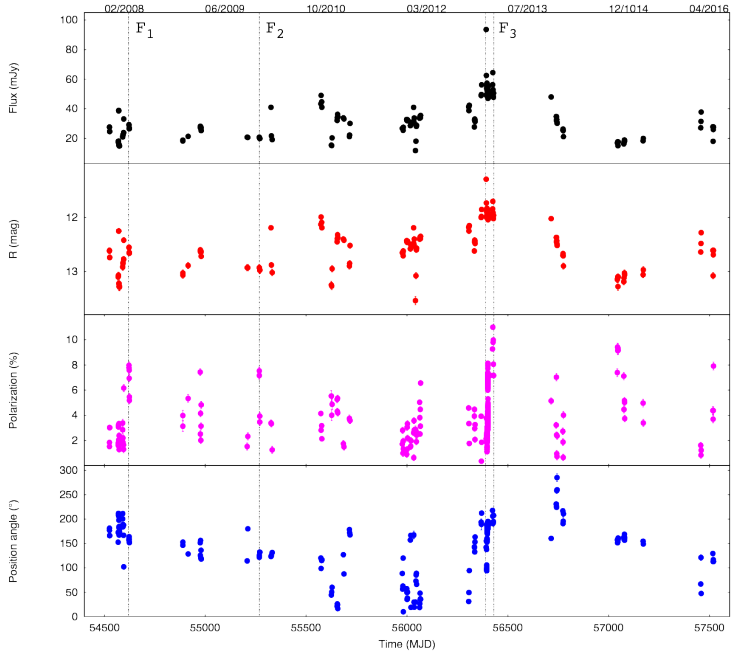
Σχήμα 4.1: Οι φωτομετρικές καμπύλες όπως εξήχθησαν στην δημοσίευση των Fossati et. al. 2008, χρησιμοποιώντας μετρήσεις από τα παρατηρητήρια Whipple και HEGRA για ενέργειες τάξης μεγέθους των TeV, RXTE στις ακτίνες X, και για τις οπτικές συχνότητες από πανεπιστημιακό αστεροσκοπείο του Harvard-Smithsonian Center. (Fossati et al. 2008)

4.1.2 Εκπομπή σε πολλαπλές περιοχές του H/M φάσματος

Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζεται το φάσμα του Mrk 421. Βλέπουμε πως εμφανίζονται δύο ευρείες ζώνες συχνοτήτων: Η πρώτη εκτείνεται από τό τα ραδιοκύμματα μέχρι τις ακτίνες X, με μέγιστο μεταξύ των μαλακών και μέτριων ακτινών X, ενώ η δευτέρη εκτείνεται σε ένεργειες της τάξης μεγέθους από GeV ως TeV, με μέγιστο περίπου στα $100GeV$. Για τη πρώτη περιοχή ο πιο πιθανός μηχανισμός θεωρείται ότι είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον (Synchrotron Radiation) που παράγεται από ηλεκτρόνια υψηλών ενεργειών, ενώ για τη δεύτερη, ο πιο πιθανός μηχανισμός είναι ο αντίστροφος σκεδασμός Compton (Inverse Compton Scattering (ICS)), που έχει προέλθει από ηλεκτρόνια της ακτινοβολία σύγχροτρον. Ο μηχανισμός αυτός είναι γνωστός ως Synchrotron-self Compton (SSC). Ένας άλλος πιθανός μηχανισμός είναι ο External Compton (EC) , όπου όπου εξωτερικά φωτόνια τα οποία δεν προέρχονται από τον πίδακα σκεδάζονται μέσω του αντίστροφου σκεδασμού Compton. Τα φωτόνια αυτά υπάρχει περίπτωση να προέρχονται α) είτε από το δίσκο προσαύξησης του ενεργού γαλαξία, β)είτε από την Broad Line Region (Blandford, 1993, Dermer et al., 1992, Dermer & Schlickeiser, 1993, Sikora et al., 1994). Παράλληλα τα αδρονικά που έχουν θεωρηθεί πιθανές αιτίες εκπομπής στις ακτίνες γ, αλλά απαιτούν πολύ καλό συντονισμό στις παρατηρήσεις για να αναπαραχθεί η παρατηρούμενη υψηλή συσχέτιση ακτινών X και γ. Τέλος, ο μηχανισμός EC θεωρείται αμελητέος διότι ο λόγος των θερμικών φωτονίων (που προέρχονται από το δίσκο και την broad line region) σε σχέση με αυτά που παράγονται από ακτινοβολία σύγχροτρον είναι πολύ μικρός δηλαδή της τάξης του ~ 0.1. Το μοντέλο SSC είναι ικανοποιητικό για να απεικονίσει τη κατανομή του φάσματος. (Aharonian et al 2002, Fossati et. al., 2008.



Σχήμα 4.2: Οι φασματικές κατανομές όπως εξήχθησαν στην δημοσίευση των Fossati et. al. 2008 Το διάγραμμα (a) έχει προκύψει για την χρονική στιγμή του μεγίστου της έκλαμψης της 19ης Μαρτίου. Το διάγραμμα (b) αφορά ημέρες 22-23 Μαρτίου. (Fossati et al., 2008)



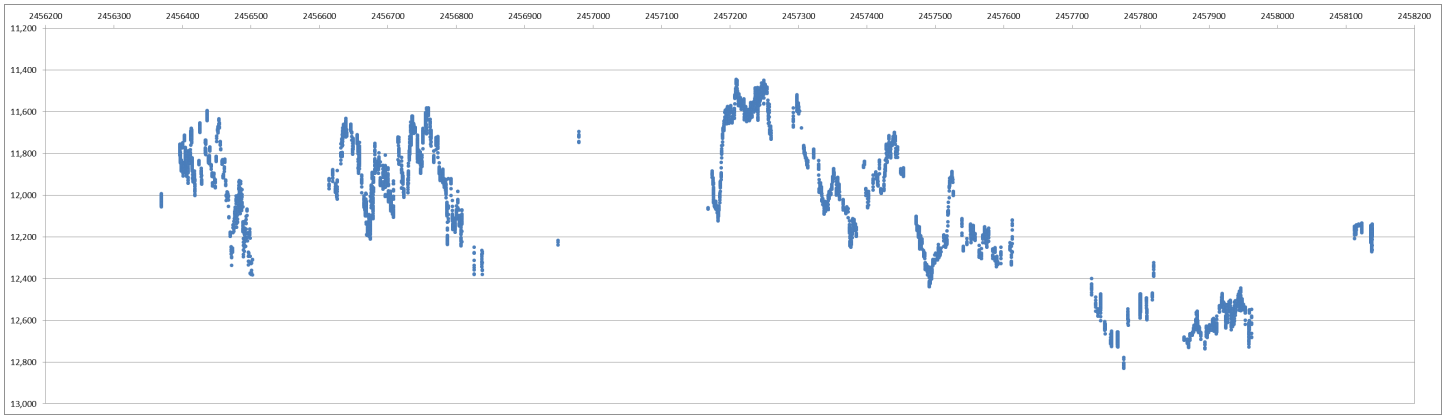
Σχήμα 4.3: Η φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421 για τα έτη 2008-2016. Με κόκκινο χρώμα φαίνονται οι παρατηρήσεις στο οπτικό οι οποίες είναι πολύ αραιές, μόλις μερικές νύχτες για κάθε χρονιά. Με μαύρο απεικονίζεται η ροή στα ραδιοφωνικά μήκη κύματος, με ροζ το ποσοστό πόλωσης και με μπλε η γωνία πόλωσης. (Fraija, Nissim et al., 2017)

Ο Mrk 421 είναι ένας πολύ καλά μελετημένος blazar, κυρίως στις υψηλές συχνότητες (ακτίνες X, γ) και στις ραδιοφωνικές. Δυστυχώς όμως, στα οπτικά μήκη κύματος οι παρατηρήσεις που υπάρχουν είναι ελάχιστες και πολύ αραιές με αποτέλεσμα να μην υπάρχει πλήρης και συνεχής κάλυψη στις χρονικές περιόδους που παρατηρείται, ούτως ώστε να μπορούν να διερευνηθούν οι μηχανισμοί ακτινοβολίας σε αυτές τις συχνότητες. Ενδεικτικά, στο σχήμα 4.3 παρατίθεται μία φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421 που φαίνεται πόσο αραιά είναι τα σημεία. Η συγκεκριμένη φωτομετρική καμπύλη αφορά 8 έτη παρατήρησης

(2008-2016). Το βασικότερο μειονέκτημα των αραιών παρατηρήσεων είναι ότι δεν υπάρχει καθαρή εικόνα για τις μικρές μεταβολές της λαμπρότητας, δηλαδή για εκλάμψεις μικρής χρονικής διάρκειας.

4.2 Η φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421 στο οπτικό μήκος κύματος

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζεται η φωτομετρική καμπύλη που προέκυψε από την επεξεργασία των παρατηρήσεων καθώς και στατιστική ανάλυση των χαρακτηριστικών της που έχουν διευκρινισθεί και αναλύονται παρακάτω.



Σχήμα 4.4: Η φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421 για τα έτη 2013-2018 όπως προέκυψε από παρατηρήσεις στα οπτικά μήκη κύματος από το Γεροσταθοπούλειο Πανεπιστημιακό Αστεροσκοπείο Αθηνών.

Μπορούμε να δούμε στο σχήμα 4.4 πόσο πυκνά είναι τα σημεία σε σχέση με άλλες καμπύλες που παρουσιάστηκαν προηγουμένως. Ακόμα βλέπουμε ότι η φωτομετρική καμπύλη χαρακτηρίζεται από απότομες αυξήσεις της φωτεινότητας. Με βάση κάποια κριτήρια μπορούμε να διακρίνουμε μία σειρά από εκλάμψεις για τα έτη 2013-2017. Τα κριτήρια που χρησιμοποιήθηκαν για να θεωρηθεί μία μεταβολή της φωτεινότητας του Mrk 421, εκλάμψη είναι τα εξής:

1. Η διάρκεια της μεταβολής να είναι μεγαλύτερη η ίση των 3 ημερών.

2. Η διαφορά μεταξύ τοπικού μέγιστου και τοπικού ελαχίστου να είναι μεγαλύτερη από την τυπική απόκλιση των μετρήσεων κάθε νύχτας.

Η ροή των εκλάμψεων μετράται σε μονάδες φαινόμενου μεγέθους (mag) και ο χρόνος σε *Heliocentric Julian Date* (HJD). Από την φωτομετρική καμπύλη καταγράφηκαν συνολικά 51 εκλάμψεις οι οποίες ταξινομήθηκαν σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με τη διάρκεια τους (βλ. Παράρτημα εκτενέστερη εικόνα της φωτομετρικής καμπύλης.

1. 15 εκλάμψεις με χρονική διάρκεια από 1-6 ημέρες (Short Duration (s)).

2. 27 εκλάμψεις με χρονική διάρκεια από 7-29 ημέρες (Medium Duration (m)).

3. 9 εκλάμψεις με χρονική διάρκεια μεγαλύτερη η ίση των 30 ημερών (Long Duration (l)).

Η τρίτη κατηγορία ουσιαστικά αποτελείται από πολλές διαδοχικές εκλάμψεις των κατηγοριών 1 και 2. Δηλαδή, οι επιμέρους εκλάμψεις διάρκειας απο 1-29 ημέρες συνιστούν 9 μεγάλες εκλάμψεις διάρκειας από 1-6 μήνες περίπου ανάλογα με τους χρόνους εμφάνισης ελαχίστων και μεγίστων φαινόμενων μεγεθών. Οι εκλάμψεις καταγράφηκαν σε 6 ξεχωριστούς πίνακες μαζί με τα χαρακτηριστικά μεγέθη τους, δηλαδή τους εκάστοτε χρόνους έναρξης, χρόνους μέγιστου φαινόμενου μεγέθους, και χρόνους λήξης

(t_{start} , t_{peak}, t_{end} (HJD)) αλλά και τα αντίστοιχα φαινόμενα μεγέθη (m_{start}, m_{peak}, m_{end} (mag)) τις εν λόγω χρονικές στιγμές. Από τα στοιχεία αυτά εξήχθησαν παράγωγες παράμετροι όπως η διάρκεια των εκλάμψεων ($Duration$ $(days)$), η μεταβολή φαινόμενου μεγέθους κατά την αύξηση ($\Delta mag_{asc} = |m_{peak} - m_{start}|$ (mag)) και τη μείωση ($\Delta mag_{dec} = |m_{peak} - m_{end}|$ (mag)) και οι αντίστοιχοι ρυθμοί ανόδου $Ascending\ Rate$ $(A.R)$ σε $(mag/days)$ και καθόδου $Descending\ Rate$ $(D.R)$ σε $(mag/days)$ (3 πίνακες τα πρωταρχικά φυσικά μεγέθη και 3 για τα παράγωγα). Ακόμα υπολογίζεται η διαφορά του ρυθμού ανόδου με ρυθμού καθόδου $|Ascending\ Rate| - Descending\ Rate$ $(|A.R| - D.R)$. Στους πίνακες 4.1-4.6 φαίνεται η καταγραφή των ποσοτήτων αυτών.

Πίνακας 4.1: Πίνακας καταγραφής πρωταρχικών στοιχείων των εκλάμψεων σύντομης διάρκειας $Duration\ 1-6\ days$. Ο συμβολισμός i_s, δίνει την αρίθμηση με $i = 1, 2, 3...$ τον αριθμό της έκλαμψης κατά αύξουσα χρονική σειρά και ο χαρακτηρισμός $s = short$.

α/α	$t_{start}(HJD)$	$t_{peak}(HJD)$	$t_{end}(HJD)$	$m_{start}(mag)$	$m_{peak}(mag)$	$m_{end}(mag)$	$Dur.(days)$
1s	2456398	2456400	2456401	11.86	11.76	11.88	3
2s	2456402	2456403	2456406	11.87	11.73	11.88	4
3s	2456408	2456409	2456411	11.88	11.81	11.84	3
4s	2456411	2456413	2456415	11.82	11.72	11.92	4
5s	2456424	2456425	2456428	11.85	11.67	11.94	4
6s	2456434	2456436	2456438	11.78	11.62	11.83	4
7s	2456439	2456440	2456444	11.83	11.78	11.95	5
8s	2456460	2456462	2456463	11.91	11.84	11.94	3
9s	2456464	2456465	2456470	12.02	12.00	12.19	6
10s	2456497	2456498	2456502	12.30	12.18	12.36	5
11s	2457195	2457196	2457198	11.65	11.59	11.65	3
12s	2457198	2457201	2457203	11.65	11.58	11.64	5
13s	2457206	2457209	2457212	11.61	11.46	11.56	6
14s	2457416	2457418	2457421	11.94	11.86	11.99	5
15s	2457936	2457938	2457939	12.59	12.53	12.55	3

Πίνακας 4.3: Πίνακας καταγραφης των πρωταρχικών χαρακτηριστικών των εκλάμψεων μεγάλης διάρκειας $Duration \geq 30days$.Ο συμβολισμός i_l, δίνει την αρίθμηση με $i = 1, 2, 3...$ τον αριθμό της έκλαμψης κατά αύξουσα χρονική σειρά και ο χαρακτηρισμός $l = long$.

α/α	$t_{start}(HJD)$	$t_{peak}(HJD)$	$t_{end}(HJD)$	$m_{start}(mag)$	$m_{peak}(mag)$	$m_{end}(mag)$	$Dur.(days)$
1l	2456369	2456436	2456472	12.03	11.62	12.28	103
2l	2456472	2456483	2456502	12.28	11.94	12.36	30
3l	2456626	2456638	2456670	12.00	11.67	12.17	44
4l	2456674	2456681	2456707	12.16	11.81	12.08	33
5l	2456674	2456759	2456827	12.16	11.60	12.32	153
6l	2457182	2457249	2457370	12.11	11.50	12.24	188
7l	2457228	2457249	2457260	11.62	11.50	11.71	32
8l	2457339	2457351	2457370	12.07	11.90	12.08	31
9l	2457373	2457440	2457491	12.24	11.71	12.42	118

Πίνακας 4.2: Πίνακας καταγραφής των πρωταρχικών χαρακτηριστικών των εκλάμψεων μεσαίας διάρκειας $Duration\ 7-29\ days$. Ο συμβολισμός i_m, δίνει την αρίθμηση με $i = 1, 2, 3...$ τον αριθμό της έκλαμψης κατά αύξουσα χρονική σειρά και ο χαρακτηρισμός $m = medium$.

α/α	$t_{start}(HJD)$	$t_{peak}(HJD)$	$t_{end}(HJD)$	$m_{start}(mag)$	$m_{peak}(mag)$	$m_{end}(mag)$	$Dur.(days)$
1m	2456449	2456453	2456459	11.83	11.64	11.91	10
2m	2456472	2456478	2456479	12.28	12.02	12.14	7
3m	2456480	2456483	2456488	12.10	11.94	12.16	8
4m	2456489	2456494	2456496	12.24	12.08	12.3	7
5m	2456615	2456619	2456623	11.95	11.9	11.97	8
6m	2456708	2456716	2456723	12.03	11.76	11.99	15
7m	2456729	2456736	2456748	11.95	11.64	11.88	19
8m	2456749	2456759	2456767	11.85	11.60	11.83	18
9m	2456767	2456773	2456776	11.83	11.75	11.91	9
10m	2456787	2456792	2456795	12.22	11.94	12.14	8
11m	2456798	2456803	2456807	12.14	12.03	12.20	9
12m	2457168	2457174	2457178	12.07	11.90	12.11	10
13m	2457182	2457193	2457195	12.11	11.60	11.65	13
14m	2457293	2457298	2457312	11.64	11.56	11.85	19
15m	2457314	2457322	2457337	11.86	11.80	12.08	23
16m	2457373	2457379	2457384	12.24	12.13	12.18	11
17m	2457384	2457396	2457401	12.18	11.85	12.06	17
18m	2457402	2457413	2457415	12.02	11.91	11.94	13
19m	2457425	2457432	2457435	11.95	11.74	11.82	10
20m	2457435	2457440	2457443	11.82	11.71	11.79	8
21m	2457515	2457524	2457526	12.24	11.90	11.99	11
22m	2457567	2457572	2457574	12.29	12.18	12.22	7
23m	2457575	2457578	2457584	12.22	12.19	12.28	9
24m	2457870	2457883	2457888	12.72	12.58	12.68	18
25m	2457909	2457919	2457925	12.64	12.49	12.58	16
26m	2457927	2457931	2457934	12.58	12.53	12.59	7
27m	2457942	2457946	2457958	12.51	12.49	12.67	16

Πίνακας 4.4: Πίνακας καταγραφής των παράγωγων φυσικών ποσοτήτων των εκλάμψεων σύντομης διάρκειας $Duration1 - 6days$. Ο συμβολισμός i_s, δίνει την αρίθμηση με $i = 1, 2, 3...$ τον αριθμό της έκλαμψης κατά αύξουσα χρονική σειρά και ο χαρακτηρισμός $s = short$.

α/α	$\Delta mag_{asc}(mag)$	$\Delta mag_{dec}(mag)$	$A.R.\ (mag/days)$	$D.R.\ (mag/days)$	$\lvert A.R.\rvert - D.R.\ (mag/days)$
1s	0.10	-0.12	-0.050	0.120	-0.070
2s	0.14	-0.15	-0.140	0.050	0.090
3s	0.07	-0.03	-0.070	0.015	0.055
4s	0.10	-0.20	-0.050	0.100	-0.050
5s	0.18	-0.27	-0.180	0.090	0.090
6s	0.16	-0.21	-0.080	0.105	-0.025
7s	0.05	-0.17	-0.050	0.043	0.008
8s	0.07	-0.10	-0.035	0.100	-0.065
9s	0.02	-0.19	-0.020	0.038	-0.018
10s	0.12	-0.18	-0.120	0.045	0.075
11s	0.06	-0.06	-0.060	0.030	0.030
12s	0.07	-0.06	-0.023	0.030	-0.007
13s	0.15	-0.10	-0.050	0.033	0.017
14s	0.08	-0.13	-0.040	0.043	-0.003
15s	0.06	-0.02	-0.030	0.020	0.010

Πίνακας 4.5: Πίνακας καταγραφής των παράγωγων φυσικών ποσοτήτων των εκλάμψεων μεσαίας διάρκειας $Duration\ 7-29\ days$. Ο συμβολισμός i_m, δίνει την αρίθμηση με $i = 1, 2, 3...$ τον αριθμό της έκλαμψης κατά αύξουσα χρονική σειρά και ο χαρακτηρισμός $m = medium$.

α/α	$\Delta mag_{asc}(mag)$	$\Delta mag_{dec}(mag)$	$A.R.\ (mag/days)$	$D.R.\ (mag/days)$	$\lvert A.R.\rvert - D.R.\ (mag/days)$
1m	0.19	-0.27	-0.047	0.045	0.002
2m	0.26	-0.12	-0.043	0.120	-0.077
3m	0.16	-0.22	-0.053	0.044	0.009
4m	0.16	-0.22	-0.032	0.110	-0.078
5m	0.05	-0.07	-0.012	0.018	-0.005
6m	0.27	-0.23	-0.034	0.033	0.001
7m	0.31	-0.24	-0.044	0.020	0.024
8m	0.25	-0.23	-0.025	0.029	-0.004
9m	0.08	-0.16	-0.013	0.053	-0.040
10m	0.28	-0.2	-0.056	0.067	-0.011
11m	0.11	-0.17	-0.022	0.043	-0.020
12m	0.17	-0.21	-0.028	0.052	-0.024
13m	0.51	-0.05	-0.046	0.025	0.021
14m	0.08	-0.29	-0.016	0.021	-0.005
15m	0.06	-0.28	-0.007	0.019	-0.011
16m	0.11	-0.05	-0.018	0.010	0.008
17m	0.33	-0.21	-0.028	0.042	-0.015
18m	0.11	-0.03	-0.010	0.015	-0.005
19m	0.21	-0.08	-0.030	0.027	0.003
20m	0.11	-0.08	-0.022	0.027	-0.005
21m	0.34	-0.09	-0.038	0.045	-0.007
22m	0.11	-0.04	-0.022	0.020	0.002
23m	0.03	-0.09	-0.010	0.015	-0.005
24m	0.14	-0.1	-0.011	0.020	-0.009
25m	0.15	-0.09	-0.015	0.015	0.000
26m	0.05	-0.06	-0.013	0.020	-0.007
27m	0.02	-0.18	-0.005	0.015	-0.010

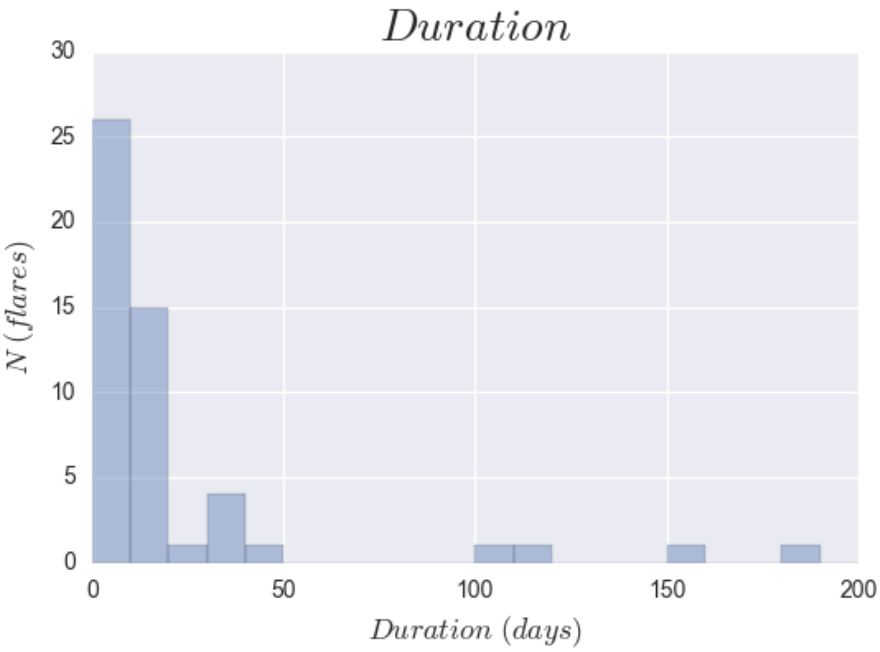
Πίνακας 4.6: Πίνακας καταγραφής των παράγωγων φυσικών ποσοτήτων εκλάμψεων μεγάλης διάρκειας $Duration \geq 30days$. Ο συμβολισμός i_l, δίνει την αρίθμηση με $i = 1, 2, 3...$ τον αριθμό της έκλαμψης κατά αύξουσα χρονική σειρά και ο χαρακτηρισμός $l = long$.

α/α	$\Delta mag_{asc}(mag)$	$\Delta mag_{dec}(mag)$	$A.R.\ (mag/days)$	$D.R.\ (mag/days)$	$\lvert A.R.\rvert - D.R.\ (mag/days)$
1l	0.41	-0.66	-0.006	0.018	-0.012
2l	0.34	-0.42	-0.031	0.022	0.009
3l	0.33	-0.50	-0.028	0.016	0.012
4l	0.35	-0.27	-0.050	0.010	0.040
5l	0.56	-0.72	-0.007	0.011	-0.004
6l	0.61	-0.74	-0.009	0.006	0.003
7l	0.12	-0.21	-0.006	0.019	-0.013
8l	0.17	-0.18	-0.014	0.009	0.005
9l	0.53	-0.71	-0.008	0.014	-0.006

4.3 Σχολιασμός Διαγραμμάτων

4.3.1 Διάγραμματα διάρκειας των εκλάμψεων

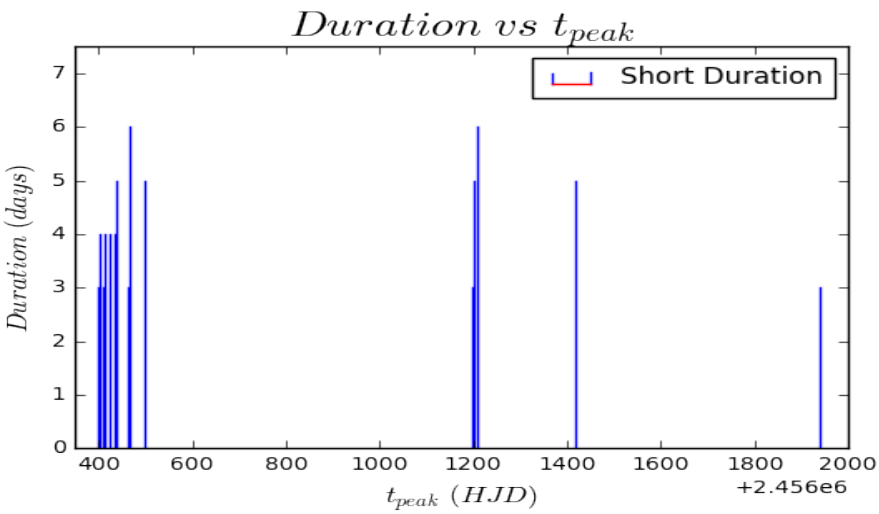
Στο σχήμα 4.5 βλέπουμε πως κατανέμονται συνολικά οι εκλάμψεις. Οι περισσότερες ανήκουν στην 2η ομάδα διάρκειας από 7-29 ημέρες (για την ακρίβεια 27 εκλάμψεις περίπου το 53%), αμέσως μετά ακολουθούν οι μικρής διάρκειας, μέχρι 6 ημερών με 15 εκλάμψεις (29.40%) και τέλος ελάχιστες είναι οι μεγάλης διάρκειας δηλαδή 9 (17.60%). Αξιοσημείωτο είναι πως μόνο 4 εκλάμψεις παρατηρούνται με διάρκεια μεγαλύτερη των 100 ημερών που ανήκουν στην 3η κατηγορία (7%). Ακόμα στα σχήματα 4.6 (α′), (β′), (γ′) φαίνεται πόση ακριβώς είναι η διάρκεια της κάθε έκλαμψης ξεχωριστά, χαρακτηριζόμενη από χρόνο μεγίστου της t_{peak}. Ωστόσο ανεξαρτήτου κατηγορίας οι περισσότερε εκλάμψεις 41/51 δηλαδή το 80.30%.



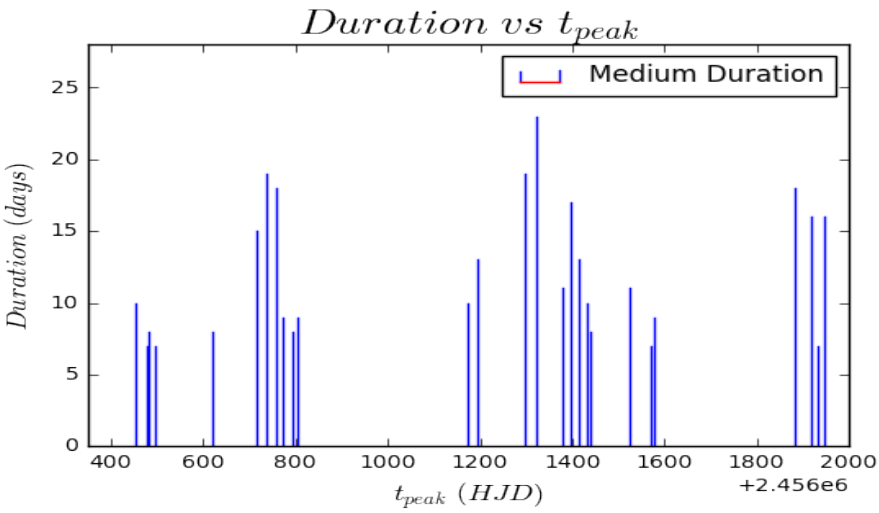
Σχήμα 4.5: Το ιστόγραμμα της διάρκειας όλων των καταγεγραμμένων εκλάμψεων.

Συγκεκριμένα βλέπουμε ότι οι εκλάμψεις με τη μεγαλύτερη και μικρότερη διάρκεια σε κάθε κατηγορία έχουν ως εξής: Από το διάγραμμα 4.6 που απεικονίζει τη διάρκεια σε κάθε κατηγορία ξεχωριστά, μπορούμε να ξεχωρίσουμε τις εκλάψεις 9s ($t_{peak} = 2456465\ (HJD)$) και 13s ($t_{peak} = 2457209(HJD)$) ως τις μεγαλύτερες με διάρκεια 6 ημέρες ενώ τις εκλάμψεις με 1s ($t_{peak} = 2456400\ (HJD)$),3s ($t_{peak} = 2456409\ (HJD)$), 8s ($t_{peak} = 2456462\ (HJD)$) και 11s ($t_{peak} = 2457196\ (HJD)$), 10s ()$t_{peak} = 2457938\ (HJD)$) ως τις μικρότερες με διάρκεια 3 ημέρες. Ενδιαφέρον παρουσιάζουν κάποιες από τις παραπάνω εκλάμψεις ως προς τη συμμετρία των χρόνων ανόδου και χρόνων καθόδου t_{asc} και t_{dec}, όπως φαίνεται και από τα σχήματα 4.7 και 4.8. Συγκεκριμένα οι εκλάμψεις όπου $13s$ και $11s$, παρουσιάζουν την καλύτερη συμμετρία με $t_{asc} = 3\ days$ και $t_{dec} = 3\ days$ η πρώτη, και η δεύτερη με $t_{asc} = 1\ day$ και $t_{dec} = 2\ days$, αντίστοιχα. Από την άλλη πλευρά στην κατηγορία αυτή η έκλαμψη με $9s$ παρουσιάζει το μέγιστο χρόνο καθόδου, με $t_{asc} = 1\ day$ και $t_{dec} = 3\ days$ και αποτελεί την πιο ασύμμετρη χρονικά έκλαμψη. Στην 2η κατηγορία εκλάμψεων μεσαίας διάρκειας από 7 ως 29 ημέρες το μεγαλύτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η έκλαμψη $15m$ ($t_{peak} = 2457322\ (HJD)$) με διάρκεια 23 ημέρες-η μέγιστη στην κατηγορία της με χρόνους ανόδου-καθόδου $t_{asc} = 8\ days$ και $t_{dec} = 15\ days$ -και αυτή η $24m$ ($t_{peak} = 2457883\ (HJD)$) με διάρκεια 18 ημέρες και τον μεγαλύτερο χρόνο ανόδου όπου $t_{asc} = 13\ days$ και μόλις $t_{dec} = 5\ days$. Ο μικρότερος χρόνος καθόδου παρουσιάζεται σε μία από τις μικρότερες εκλάμψεις την $2m$ ($t_{peak} = 2456478\ (HJD)$) με $t_{asc} = 6\ days$ και $t_{dec} = 1\ day$ που έχει και την ελάχιστη διάρκεια (7 μέρες). Την μικρότερη διάρκεια παρουσιάζουν ακόμα οι εκλάμψεις

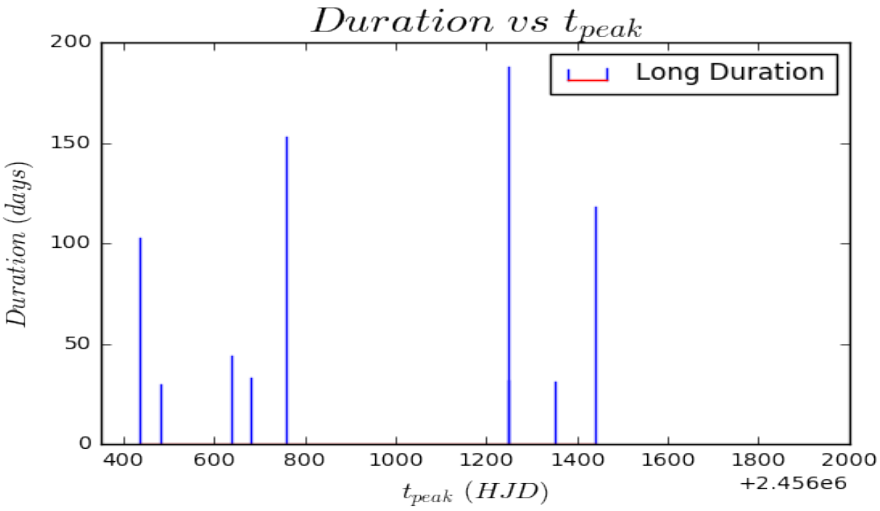
$4m$ ($t_{peak} = 2456494$ (HJD)), $22m$ ($t_{peak} = 2457572$ (HJD)) και $26m$ ($t_{peak} = 2457931$ (HJD)). Ακόμα, στην 3η κατηγορία εκλάμψεων ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι μεγάλύτερες εκλάμψεις για την ακρίβεια οι $5l$ ($t_{peak} = 2456759$ (HJD)) με διάρκεια 153 ημέρες και $6l$ ($t_{peak} = 2457249$ (HJD)) με 188 ημέρες. Οι χρόνοι ανόδου και καθόδου στη συγκεκριμένη κατηγορία, εξαιρώντας τις εκλάμψεις με διάρκεια της τάξης των 30 ημερών (δηλαδή τις $2l$ ($t_{peak} = 2456483$ (HJD)), $4l$ ($t_{peak} = 2456681$ (HJD)), $7l$ ($t_{peak} = 2457249$ (HJD)) και $8l$ ($t_{peak} = 2457351$ (HJD))), είναι εντελώς μη συμμετρικοί με χαρακτηριστικά παραδείγματα τις προαναφερθείσες εκλάμψεις με διάρκειες μεγαλύτερες των 150 ημερών. Οι χρόνοι ανόδου και καθόδου είναι ίσοι με $t_{asc} = 85$ $days$, $t_{dec} = 68$ $days$ και $t_{asc} = 67$ $days$ και $t_{dec} = 121$ $days$ αντίστοιχα.



(α′) Το διάγραμμα διάρκειας των εκλάμψεων της 1ης κατηγορίας ($Duration = 1 - 6\ days$) σε σχέση με το χρόνο μεγίστου t_{max}.

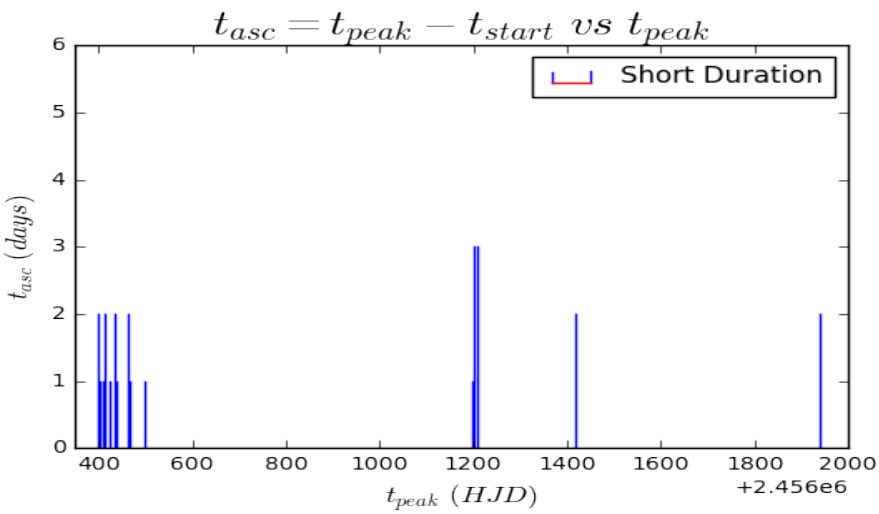


(β′) Το διάγραμμα διάρκειας των εκλάμψεων της 2ης κατηγορίας ($Duration = 7 - 29\ days$) σε σχέση με το χρόνο μεγίστου t_{max}.

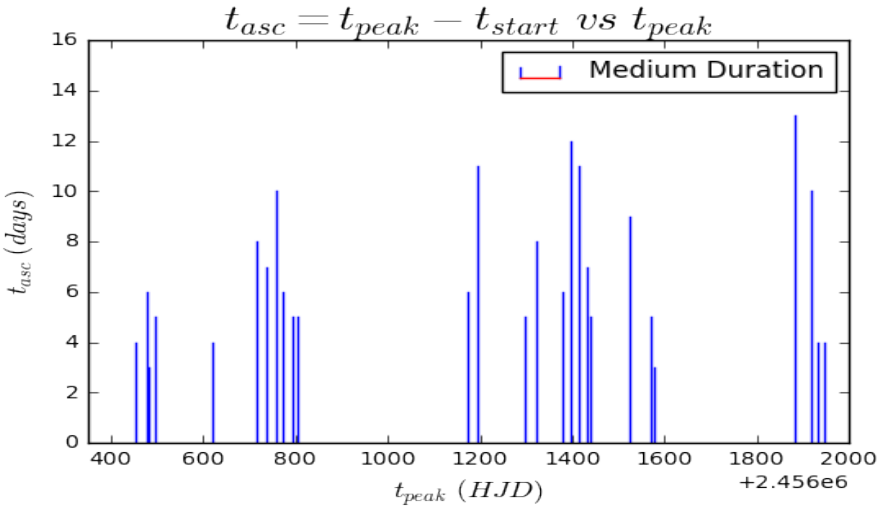


(γ′) Το διάγραμμα διάρκειας των εκλάμψεων της 3ης κατηγορίας ($Duration \geq 30\ days$) σε σχέση με το χρόνο μεγίστου t_{max}.

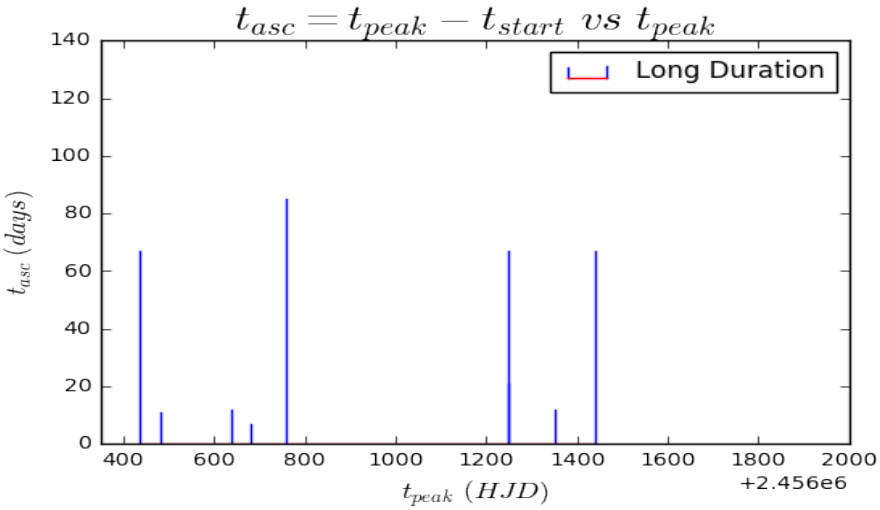
Σχήμα 4.6: Τα διαγράμματα διάρκειας όλων των καταγεγραμένων εκλάμψεων.



(α′) Το διάγραμμα χρόνου ανόδου t_{asc} των εκλάμψεων της 1ης κατηγορίας ($Duration = 1 - 6\ days$) σε σχέση με το χρόνο μεγίστου t_{max}.

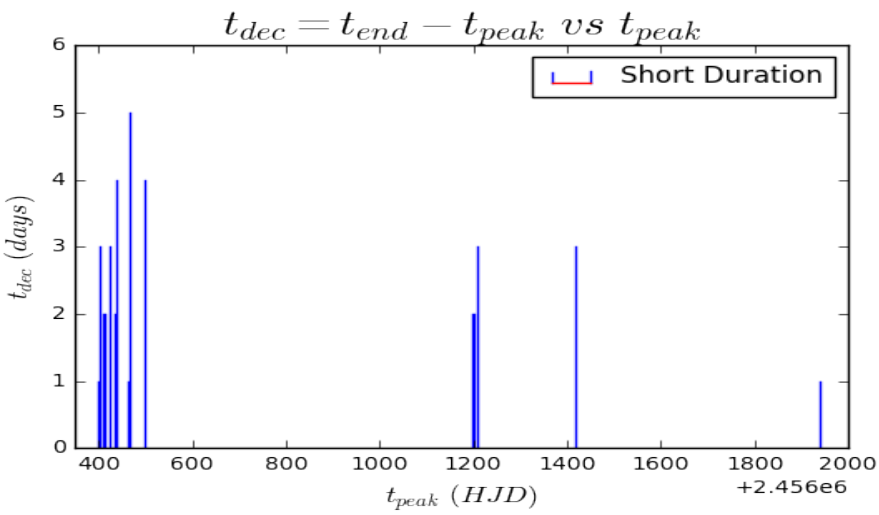


(β′) Το διάγραμμα χρόνου ανόδου t_{asc} των εκλάμψεων της 2ης κατηγορίας ($Duration = 7 - 29\ days$) σε σχέση με το χρόνο μεγίστου t_{max}.

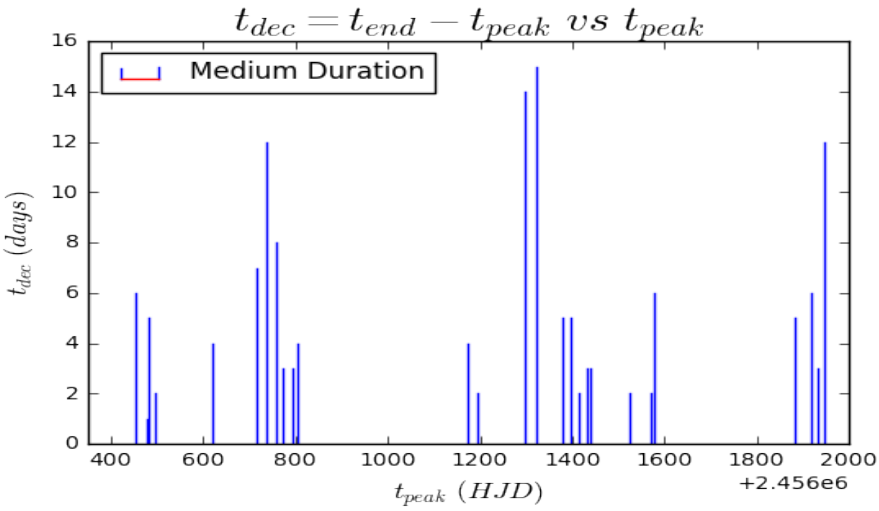


(γ′) Το διάγραμμα χρόνου ανόδου t_{asc} των εκλάμψεων της 3ης κατηγορίας ($Duration \geq 30\ days$) σε σχέση με το χρόνο μεγίστου t_{max}.

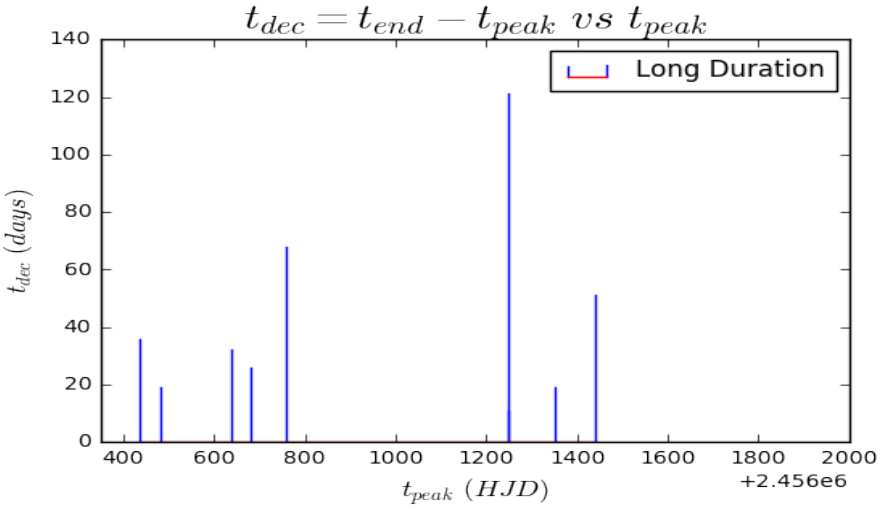
Σχήμα 4.7: Τα διαγράμματα χρόνου ανόδου όλων των καταγεγραμένων εκλάμψεων.



(α′) Το διάγραμμα χρόνου καθόδου t_{dec} των εκλάμψεων της 1ης κατηγορίας ($Duration = 1-6\ days$) σε σχέση με το χρόνο μεγίστου t_{max}.



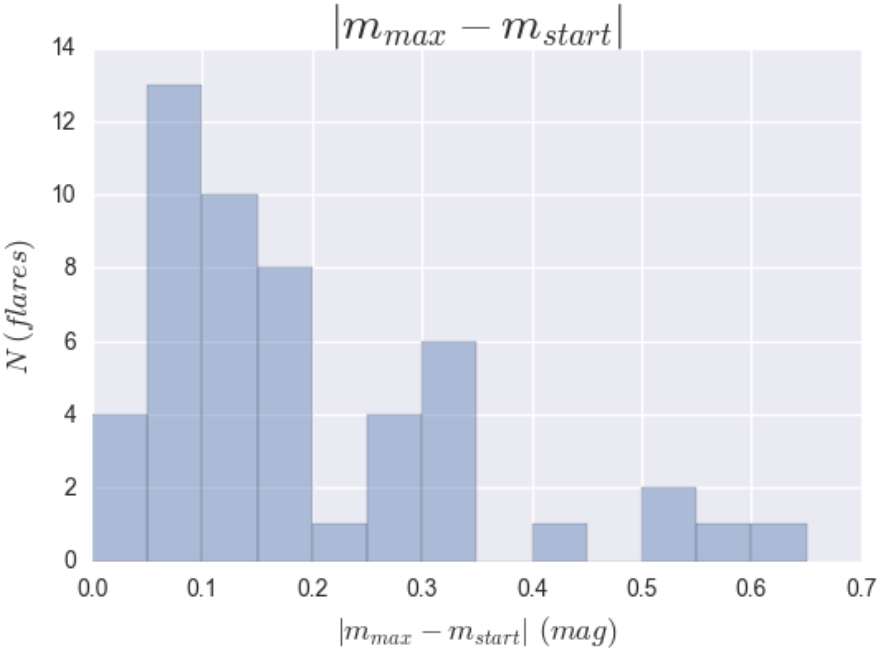
(β′) Το διάγραμμα χρόνου καθόδου t_{dec} των εκλάμψεων της 2ης κατηγορίας ($Duration = 7-29\ days$) σε σχέση με το χρόνο μεγίστου t_{max}.



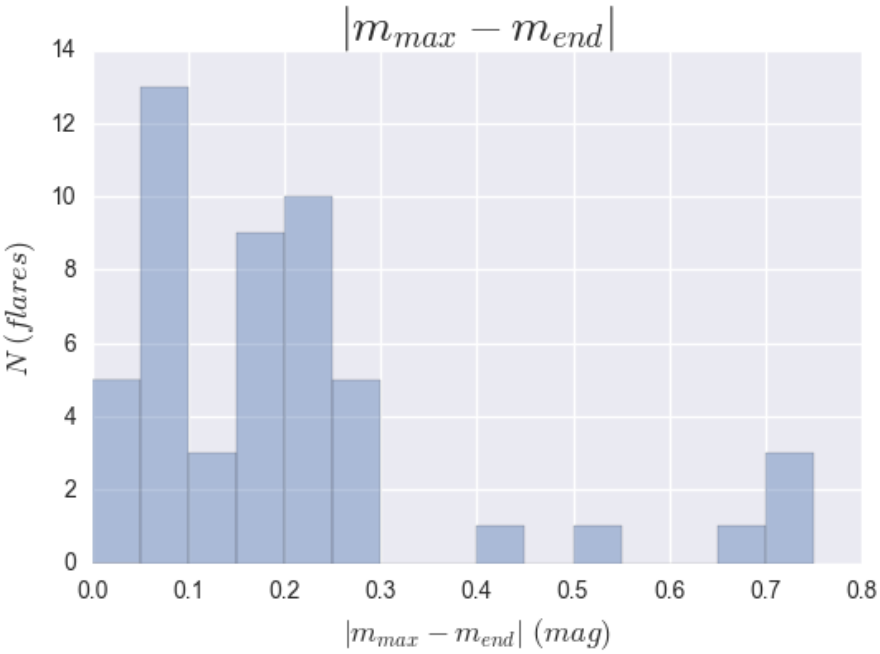
(γ′) Το διάγραμμα χρόνου καθόδου t_{dec} των εκλάμψεων της 2ης κατηγορίας ($Duration = 7-29\ days$) σε σχέση με το χρόνο μεγίστου t_{max}.

Σχήμα 4.8: Τα διαγράμματα χρόνου καθόδου όλων των καταγεγραμένων εκλάμψεων.

4.4 Διαγράμματα μεταβολής φαινόμενου μεγέθους



(α′) Το ιστόγραμμα μεταβολής του φαινόμενου μεγέθους κατά την αύξηση λαμπρότητας των εκλάμψεων.

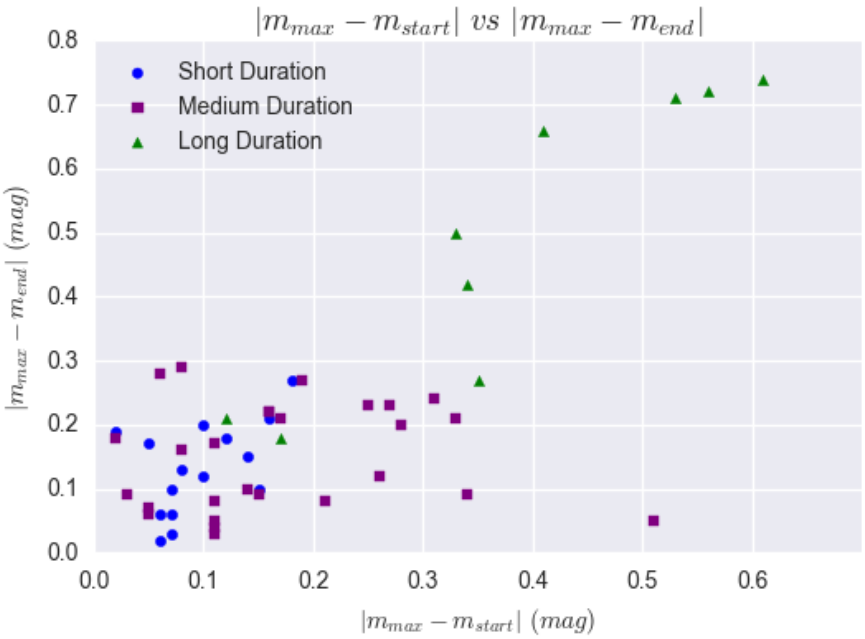


(β′) Το ιστόγραμμα μεταβολής του φαινόμενου μεγέθους κατά την μείωση λαμπρότητας των εκλάμψεων.

Σχήμα 4.9: Τα ιστόγραμματα μεταβολής των φαινόμενων μεγεθών των εκλάμψεων Δmag_{asc} και Δmag_{dec}.

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται τα διαγράμματα συσχέτισης $\Delta mag_{asc} = |m_{peak} - m_{start}|$ και $\Delta mag_{dec} = |m_{peak} - m_{end}|$ αλλά και τα αντίστοιχα ιστογράμματα. Παρατηρούμε στο σχήμα 4.9 ότι οι περισσότερες εκλάμψεις έχουν μεταβολή Δmag_{asc} από $0.05-0.09\ mag$ συγκεκριμένα 13 ($\sim 25.5\%$), μετά από $0.10-0.14\ mag$ παρουσιάζονται 10 εκλάμψεις (περίπου 19.60%), 8 ($\simeq 15.69\%$) από $0.15-0.19\ mag$ και 6 (11.76%) από $0.30 - 0.34\ mag$. Βλέπουμε επίσης πως ελάχιστες εκλάμψεις έχουν $\Delta mag_{asc} \geq 0.50\ mag$, συγκεκριμένα μόλις 4 (8%). Όσον αφορά τη μεταβολή Δmag_{dec} βλέπουμε πως και πάλι οι περισσότερες εκλάμψεις μεταβάλλονται από $0.05 - 0.09\ mag$ και πάλι 13 στον αριθμό($\sim 25.5\%$), 9 από

$0.15 - 0.19\ mag$, 10 (19.60%) από $0.20 - 0.24\ mag$ ενώ $\Delta mag_{dec} \geq 0.50\ mag$ έχουν μόλις 5 εκλάμψεις (περίπου 10%). Αντίστοιχα με την προηγούμενη ενότητα μπορούμε να δούμε τις ακραίες συσχετίσεις Δmag_{asc} και Δmag_{dec} σε συνδυασμό με το σχήμα 4.10.



Σχήμα 4.10: Το διάγραμμα μεταβολής φαινόμενου μεγέθους $|m_{max} - m_{start}|$ κατά την άνοδο σε σχέση με τη μεταβολή $|m_{max} - m_{end}|$ κατά την κάθοδο της. Με μπλε κύκλους συμβολίζονται οι εκλάμψεις σύντομης διάρκειας δηλαδή μέχρι 6 ημέρες, με μωβ τετράγωνα όσες έχουν διάρκεια από 7-29 ημέρες και με πράσινα τρίγωνα όσες έχουν διάρκεια μεγαλύτερη των 30 ημερών.

Στην 1η κατηγορία ενδιαφέρον παρουσιάζει η έκλαμψη με $11s$ ($t_{peak} = 2457196\ (HJD)$) και $\Delta mag_{asc} = \Delta mag_{dec} = 0.06\ mag$ η οποία είναι πλήρως και η μοναδική απόλυτα συμμετρική έκλαμψη ως προς τη μεταβολή των φαινόμενων μεγέθων Δmag. Η πιο ασύμμετρη έκλαμψη της τρίτης κατηγορίας είναι εκείνη με $\Delta mag_{asc} = 0.02\ mag$ και $\Delta mag_{dec} = 0.19\ mag$. Στη συνέχεια ακολουθούν οι εκλάμψεις:

- $2s$ ($t_{peak} = 2456403\ (HJD)$) με $\Delta mag_{asc} = 0.14\ mag$ και $\Delta mag_{dec} = 0.15\ mag$.
- $12s$ ($t_{peak} = 2457201\ (HJD)$) με $\Delta mag_{asc} = 0.07\ mag$ και $\Delta mag_{dec} = 0.06\ mag$.

Ακόμα, στην 2η κατηγορία εκλάμψεων η έκλαμψη με $13m$ ($t_{peak} = 2457193\ (HJD)$) έχει τελείως μη συμμετρικές μεταβολές μεγέθους με το μέγιστο συγκεκριμένα Δmag_{asc} που έχει παρουσιαστεί σε όλα τα χρόνια παρατήρησης. Με την έκλαμψη αυτή μπορούμε να δούμε πως ξεκινάει μία σειρά εκλάμψεων με αρχή την έκλαμψη με $13m$ και εκτίναξη του φαινόμενου μεγέθους από τα $12.11\ mag$ στα $11.60\ mag$ και μετά συνεχίζονται 2 ακόμα εκλάμψεις μικρής διάρκειας ξεκινώντας με την $11s$ και $m_{peak} = 11.59\ mag$ και $12s$) και $m_{peak} = 11.58\ mag$. Ακόμα ασυσχέτιστες μεταβολές υπάρχουν στις εξής εκλάμψεις:

- στην $21m$ ($t_{peak} = 2457524\ (HJD)$) με $\Delta mag_{asc} = 0.34\ mag$ και $\Delta mag_{dec} = 0.09\ mag$.
- στην $15m$($t_{peak} = 2457322\ (HJD)$) με $\Delta mag_{asc} = 0.06\ mag$ και $\Delta mag_{dec} = 0.28\ mag$.

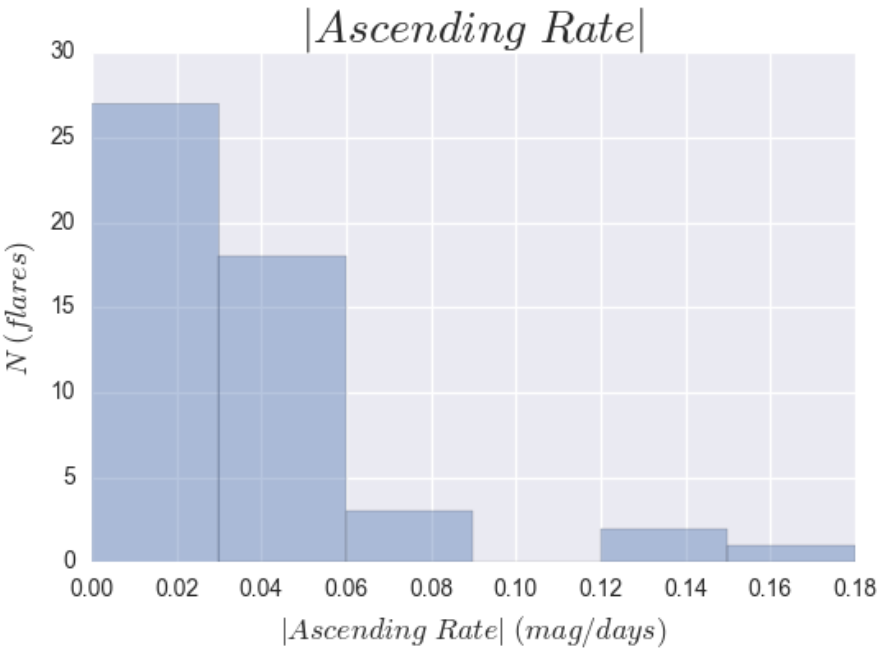
Στην 3η κατηγορία εκλάμψεων ξεχωρίζουμε τις εξής εκλάμψεις :

- $1l$ ($t_{peak} = 2456436\ (HJD)$) με $\Delta mag_{asc} = 0.41\ mag$ και $\Delta mag_{dec} = 0.66\ mag$.
- $3l$($t_{peak} = 2456638\ (HJD)$) με $\Delta mag_{asc} = 0.33\ mag$ και $\Delta mag_{dec} = 0.51\ mag$.

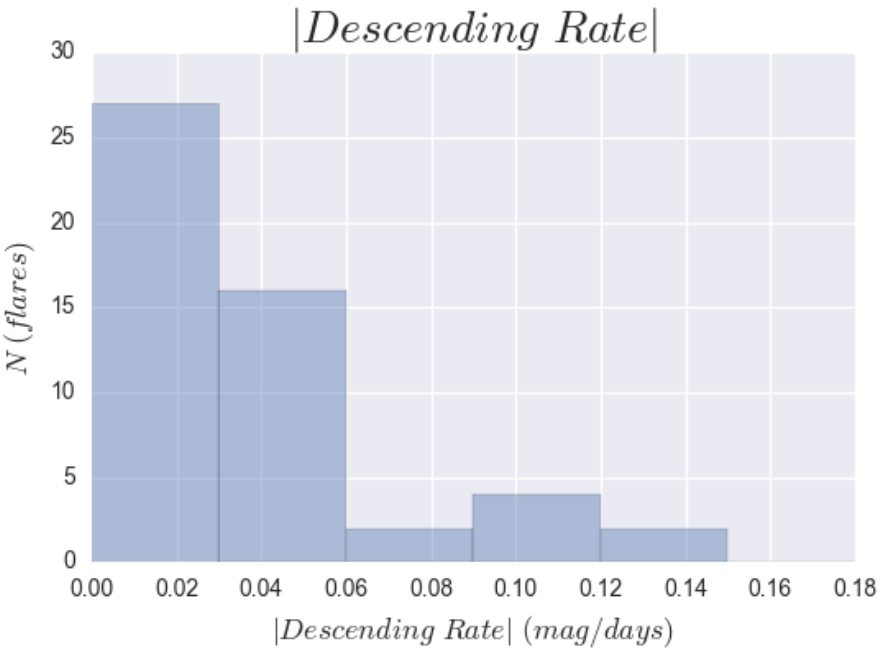
- $8l(t_{peak} = 2457351\ (HJD))$ με $\Delta mag_{asc} = 0.17\ mag$ και $\Delta mag_{dec} = 0.18\ mag$.

Γίνεται φανερό ότι με την αύξηση της διάρκειας των εκλάμψεων παρουσιάζεται αύξηση στη μεταβολή των φαινόμενων μεγεθών. Το γεγονός αυτό είναι αναμενόμενο καθώς δίνεται μεγαλύτερος χρόνος κατά την άνοδο και τη κάθοδο των εκλάμψεων.

4.5 Διαγράμματα συσχέτισης ρυθμού μεταβολής των φαινόμενων μεγεθών



(α′) Το ιστόγραμμα ρυθμού ανόδου κατά την αύξηση λαμπρότητας των εκλάμψεων.



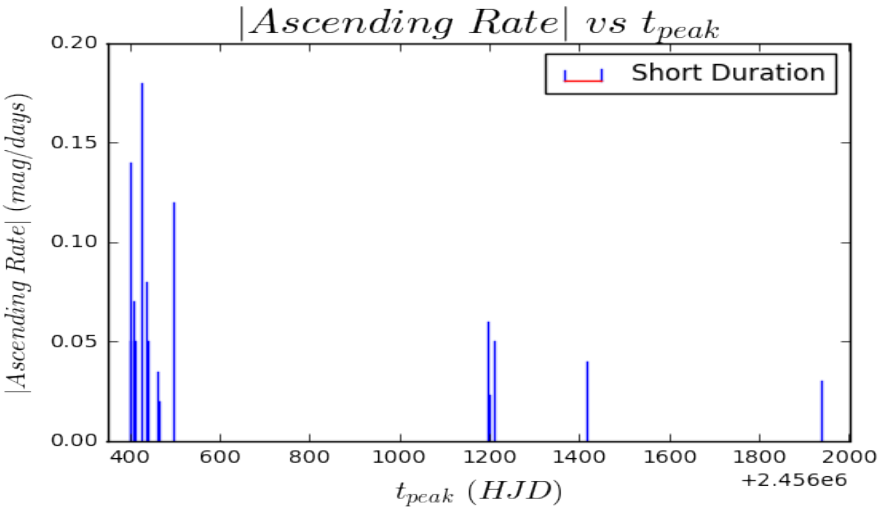
(β′) Το ιστόγραμμα ρυθμού καθόδου κατά την μείωση λαμπρότητας των εκλάμψεων.

Σχήμα 4.11: Τα ιστογράμματα $|Ascenting\ Rate|$ και $Decenting\ Rate$ όλων των καταγεγραμμένων εκλάμψεων.

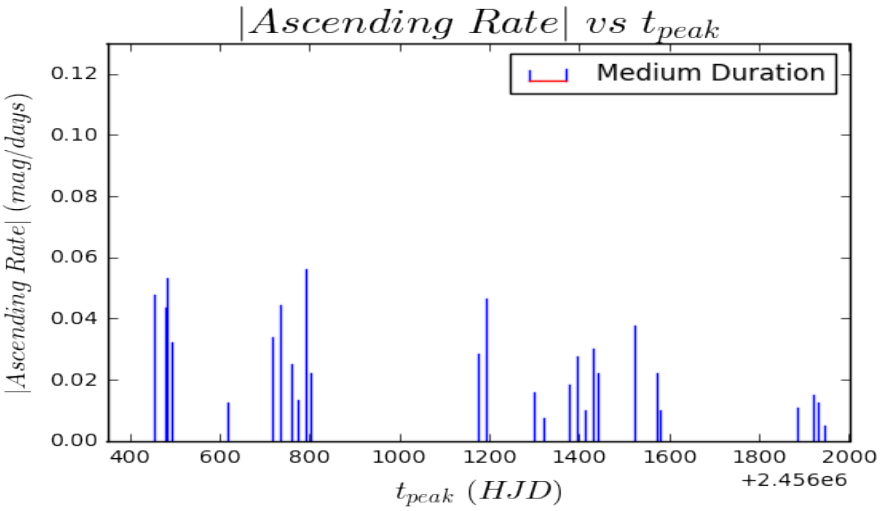
Στην ενότητα αυτή διερευνόνται οι τιμές των ρυθμών ανόδου και καθόδου $Ascenting\ Rate$ $(A.R.)$ και $Decenting\ Rate$ $(D.R.)$. Στο σχήμα 4.11 βλέπουμε τα ιστόγραμματα ρυθμών ανόδου και καθόδου. Παρατηρούμε ότι 27 εκλάμψεις (52.9%) έχουν ρυθμό ανόδου αλλά και καθόδου από $0-0.029\ mag/days$ (δηλαδή μία πλήρης συμμετρία), 18 (35.3%) εκλάμψεις έχουν ρυθμό ανόδου από $0.030-0.059\ mag$ και

ίσο ρυθμό καθόδου έχουν 16 εκλάμψεις γεγονός που δείχνει πάλι μία καλή συμμετρία στα δύο αυτά ιστογράμματα. Στα υπολοιπα εύρη τιμών οι ρυθμοί ανόδου κυμαίνονται ως εξής: 3 (5.8%) εκλάμψεις από $0.060-0.089\ mag$, 2 (4%) από $0.120-0.149\ mag$ και μόλις μία (2%) από $0.150-0.180\ mag$. Από την άλλη πλευρά οι ρυθμοί καθόδου κυμαίνονται ως εξής: 2 εκλάμψεις από $0.060-0.089\ mag$, 4 από $0.090-0.119\ mag$ και 2 από $0.120-0.149\ mag$. Στα σχήματα 4.12 και 4.14 μπορούμε να δούμε τις τιμές αυτές σύμφωνα με τη διάρκεια της κάθε έκλαμψης (4.14) ή μεμονομένα (4.12). Σε γενικές γραμμές βλέπουμε ότι όσο πιο μεγάλη είναι η διάρκεια των εκλάμψεων τόσο πιο μικρός είναι ο ρυθμός ανόδου. Ενδιαφέρον στην πρώτη κατηγορία παρουσιάζουν οι εκλάμψεις με $5s$ ($t_{peak} = 2456425\ (HJD)$) με μέγιστη τιμή $|A.R.| = 0.180\ mag/days$ και διάρκεια 4 ημέρες και η έκλαμψη με $9s$ ($t_{peak} = 2456465\ (HJD)$) με ελάχιστη τιμή $|A.\ R.| = 0.020\ mag/days$ και διάρκεια 6 μέρες. Στη δεύτερη κατηγορία η έκλαμψη με $10m$ ($t_{peak} = 2456792\ (HJD)$) έχει τη μέγιστη τιμή $|A.\ R.| = 0.056\ mag/days$ και διάρκεια 8 ημέρες. Ελάχιστη τιμή έχει η έκλαμψη με $27m$ ($t_{peak} = 2457946\ (HJD)$), $|A.\ R.| = 0.005\ mag/days$ και διάρκεια 16 ημερών. Ακόμα η έκλαμψη, $15m$ ($t_{peak} = 2457322$), διάρκειας 23 ημέρων (η μέγιστη σε διάρκεια) εμφανίζει $|A.\ R.| = 0.007\ mag/days$. Τέλος, στην τρίτη κατηγορία το μέγιστο ρυθμό ανόδου τον κατέχει η έκλαμψη $4l$ ($t_{peak} = 2456681\ (HJD)$) και ισούται με $0.050\ mag/days$, διάρκειας 33 ημερών ενώ δύο εκλάμψεις εντελώς διαφορετικής διάρκειας (103 ημέρες και 32 ημέρες) έχουν ίδιο ρυθμό ανόδου ίσο με $0.006\ mag/days$.

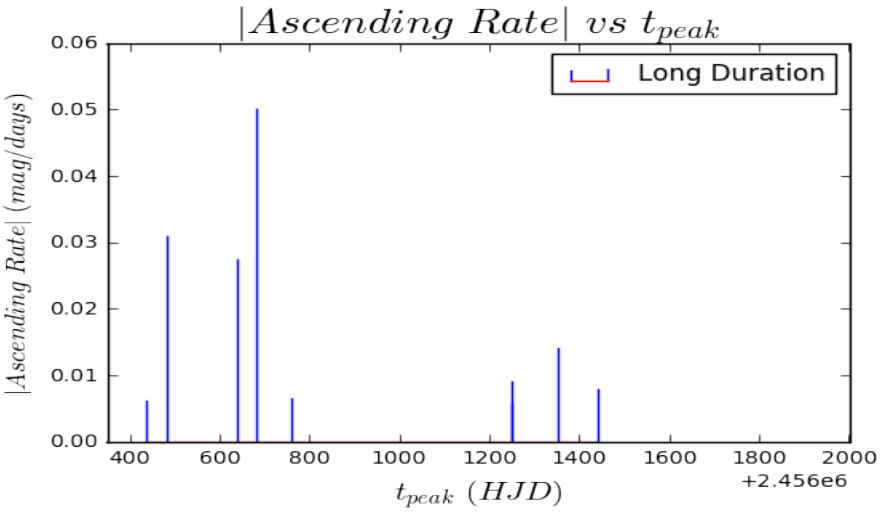
Λειτουργώντας αντίστοιχα με τα διαγράμματα 4.13 και 4.15 γίνεται φανερή και πάλι η τάση να μειωθεί ο ρυθμός καθόδου όσο αυξάνεται η διάρκεια της έκλαμψης. Ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι εξής εκλάμψεις: Στην πρώτη κατηγορία οι εκλάμψεις με $1s$ ($t_{peak} = 2456400\ (HJD)$) και $3s$ ($t_{peak} = 2456409\ (HJD)$) με ρυθμούς καθόδου $0.120\ mag/days$ και $0.015\ mag/days$ που είναι η μέγιστη και η ελάχιστη τιμή αντίστοιχα. Στην δεύτερη κατηγορία βλέπουμε ότι υπάρχουν 3 εκλάμψεις των 13 και 16 ημερών με ρυθμό καθόδου $0.015\ mag/days$ ενώ η ελάχιστη τιμή ισούται με $0.010\ mag/days$ και διάρκεια 11 ημερών. Τις μέγιστες τιμές ρυθμού καθόδου τις κατέχουν οι εκλάμψεις με διάρκεια 7 ημέρες και είναι ίσες με $0.120\ mag/days$ και $0.110\ mag/days$. Το ίδιο συμβαίνει και με τη τρίτη κατηγορία όπου η έκλαμψη με $2l$ ($t_{peak} = 2456483\ (HJD)$) παρουσιάζει μέγιστο $0.022\ mag/days$ και διάρκεια 30 ημέρες ενώ ο μικρότερος ρυθμός καθόδου παρουσιάζεται στην έκλαμψη με $8l$ ($t_{peak} = 2456351(HJD)$) και έχει τιμή ίση με $0.009\ mag/days$ και διάρκεια 188 ημέρες η οποία είναι και η μέγιστη σε διάρκεια έκλαμψη και στις 3 κατηγορίες.



(α′) Το διάγραμμα του ρυθμού ανόδου των εκλάμψεων της 1ης κατηγορίας, διάρκειας 1- 6 ημερών σε σχέση με το t_{peak} κάθε έκλαμψης.

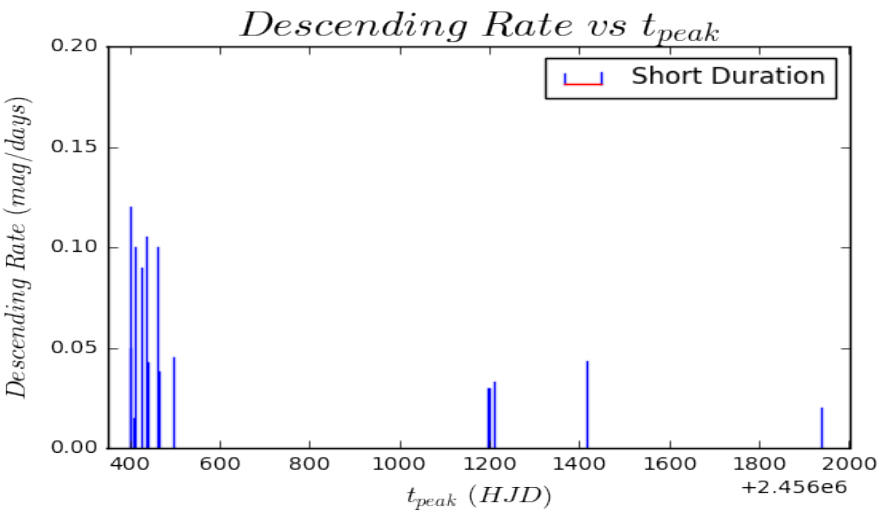


(β′) Το διάγραμμα του ρυθμού ανόδου των εκλάμψεων της 2η κατηγορίας, διάρκειας από 7 μέχρι 29 ημέρες σε σχέση με το t_{peak} κάθε έκλαμψης.

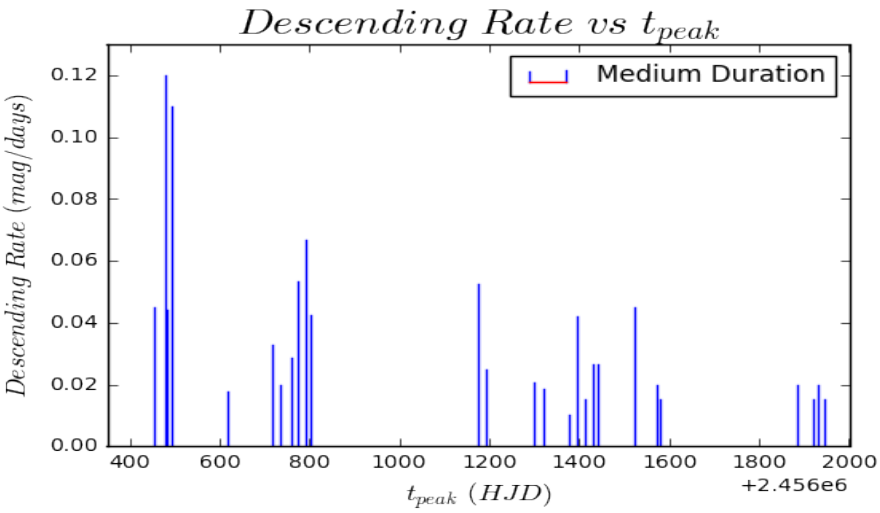


(γ′) Το διάγραμμα του ρυθμού ανόδου των εκλάμψεων της 3ης κατηγορίας, διάρκειας μεγαλύτερης των 30 ημερών σε σχέση με το t_{peak} κάθε έκλαμψης.

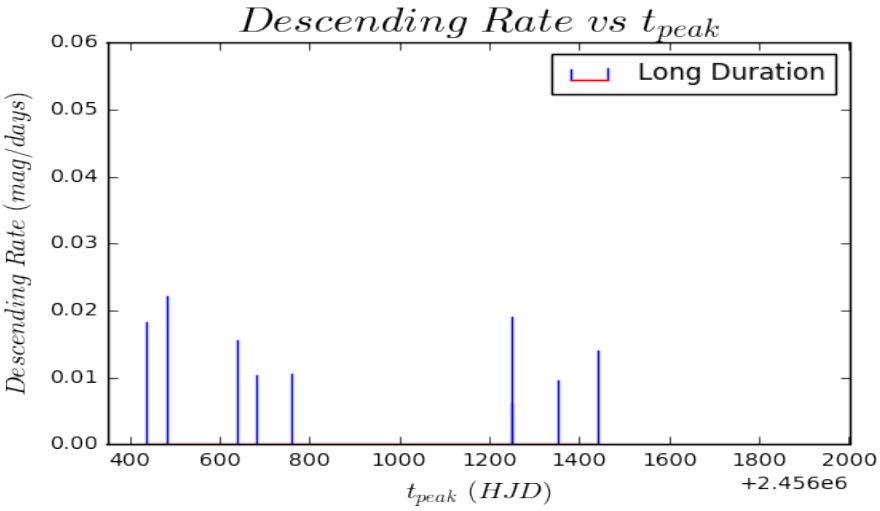
Σχήμα 4.12: Τα διαγράμματα ρυθμού ανόδου όλων των καταγεγραμμένων εκλάμψεων.



(α′) Το διάγραμμα του ρυθμού καθόδου των εκλάμψεων διάρκειας μέχρι 6 ημερών σε σχέση με το t_{peak} κάθε έκλαμψης.

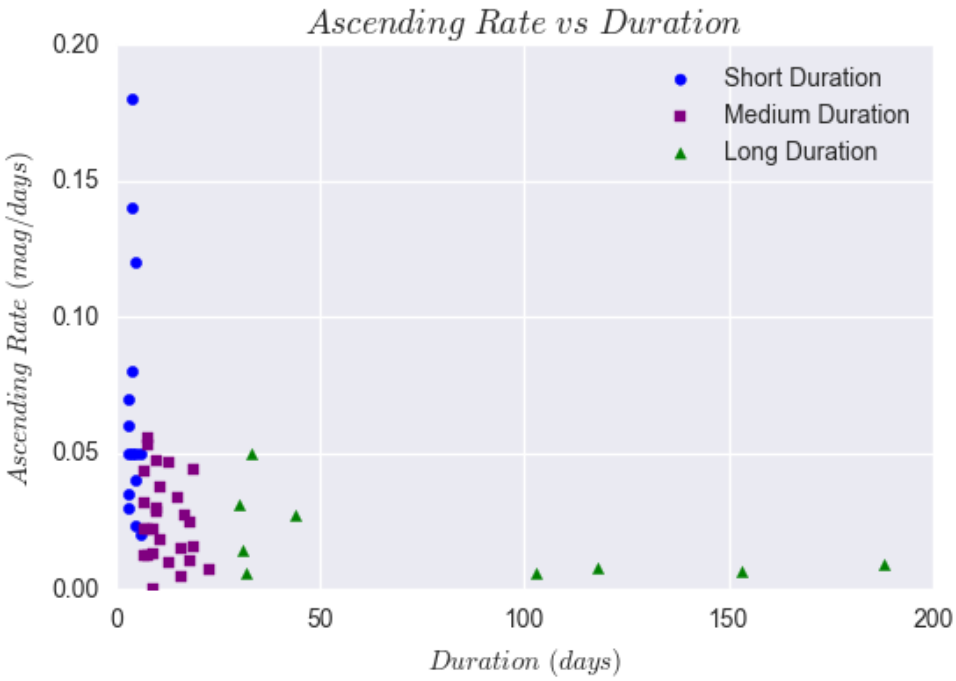


(β′) Το διάγραμμα του ρυθμού καθόδου των εκλάμψεων διάρκειας από 7 μέχρι 29 ημέρες σε σχέση με το t_{peak} κάθε έκλαμψης.

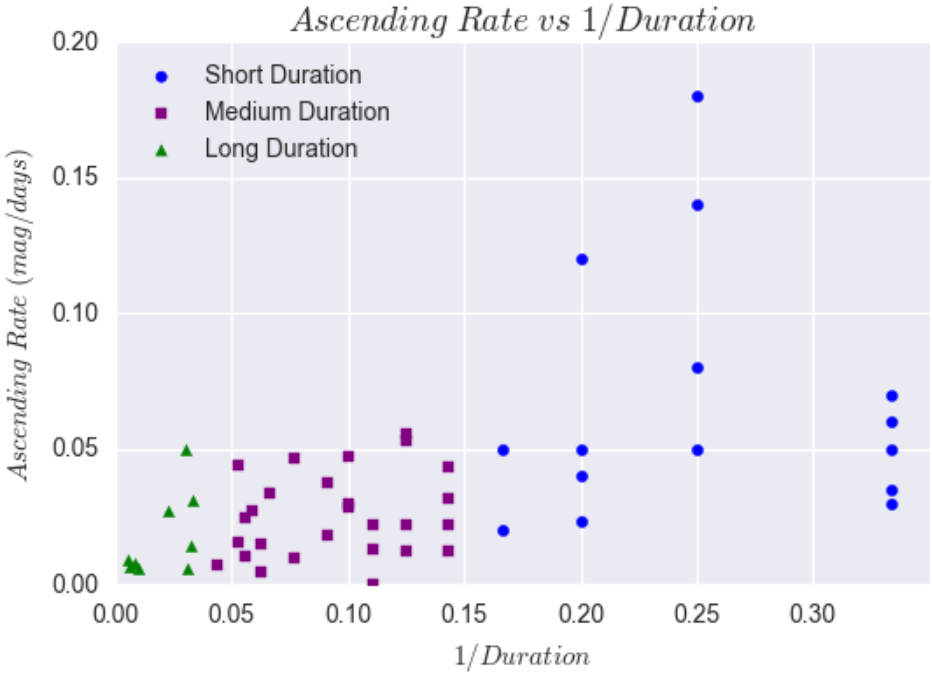


(γ′) Το διάγραμμα του ρυθμού καθόδου των εκλάμψεων διάρκειας μεγαλύτερης των 30 ημερών σε σχέση με το t_{peak} κάθε έκλαμψης.

Σχήμα 4.13: Τα διαγράμματα ρυθμού καθόδου όλων των καταγεγραμμένων εκλάμψεων σε σχέση με το χρόνου μέγιστου φαινόμενου μεγέθους t_{peak}.

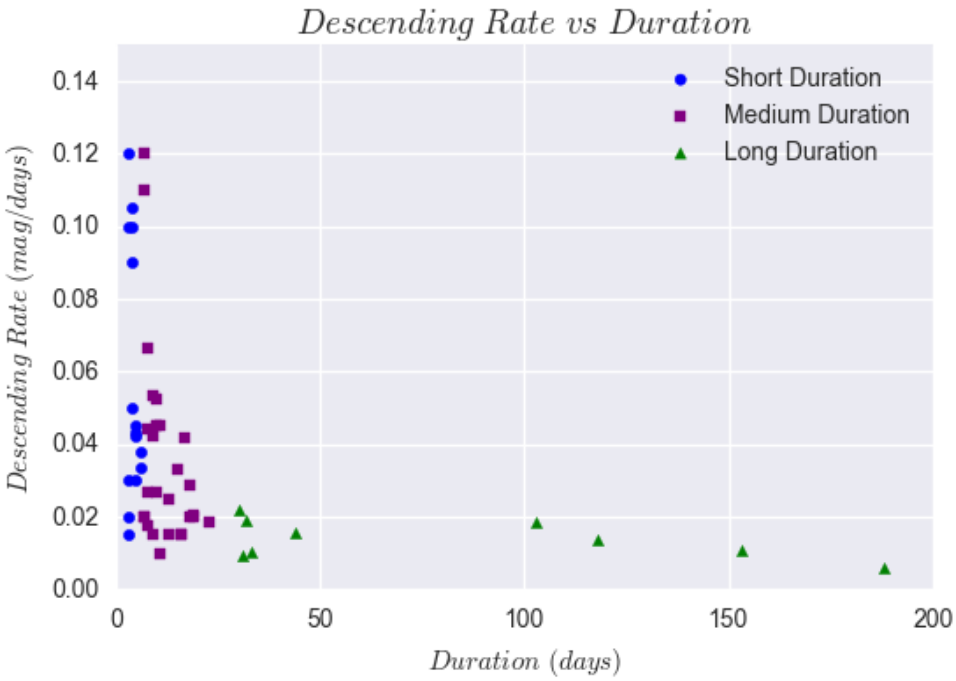


(α′) Το διάγραμμα του ρυθμού ανόδου των εκλάμψεων σε σχέση με τη διάρκεια τους.

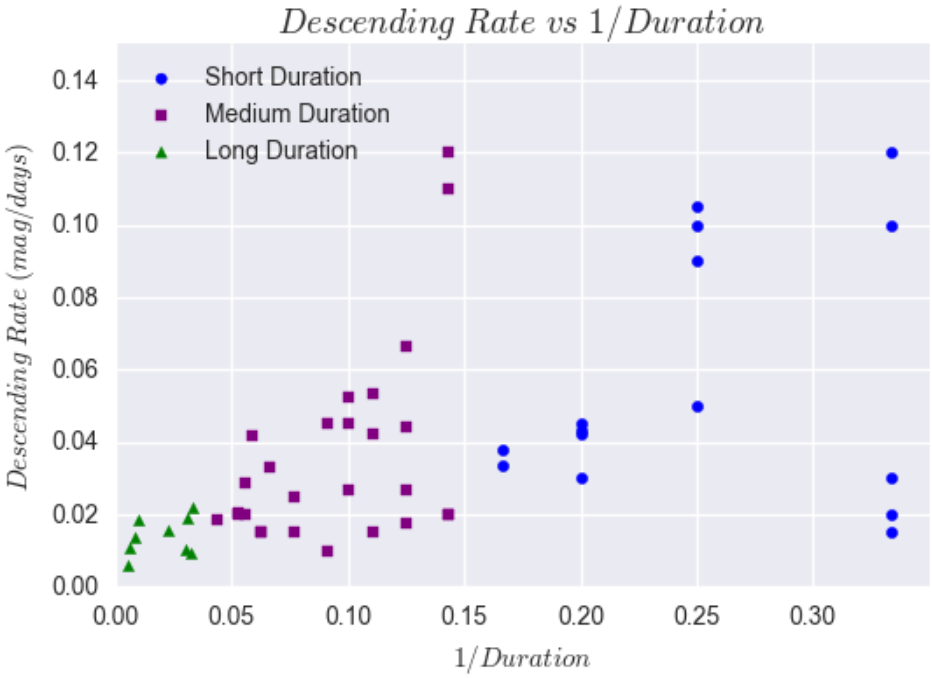


(β′) Το διάγραμμα του ρυθμού ανόδου των εκλάμψεων σε σχέση με την αντίστροφη τιμή της διάρκειας τους.

Σχήμα 4.14: Τα διαγράμματα ρυθμού ανόδου όλων των καταγεγραμμένων εκλάμψεων σε σχέση με τη διάρκεια της εκάστοτε έκλαμψης και της αντίστροφης τιμής της. Η συσχέτιση με την αντίστροφη τιμή της διάρκειας δείχνει πόσο σύντομη είναι η κάθε έκλαμψη. Με μπλε κύκλους συμβολίζονται οι εκλάμψεις σύντομης διάρκειας δηλαδή μέχρι 6 ημέρες, με μωβ τετράγωνα όσες έχουν διάρκεια από 7-29 ημέρες και με πράσινα τρίγωνα όσες έχουν διάρκεια μεγαλύτερη των 30 ημερών.



(α′) Το διάγραμμα του ρυθμού καθόδου των εκλάμψεων σε σχέση με τη διάρκεια τους.



(β′) Το διάγραμμα του ρυθμού καθόδου των εκλάμψεων σε σχέση με την αντίστροφη τιμή της διάρκειας τους.

Σχήμα 4.15: Τα διαγράμματα ρυθμού καθόδου όλων των καταγεγραμμένων εκλάμψεων σε σχέση με τη διάρκεια της εκάστοτε έκλαμψης και της αντίστροφης τιμής της. Η συσχέτιση με την αντίστροφη τιμή της διάρκειας δείχνει πόσο σύντομη είναι η κάθε έκλαμψη. Με μπλε κύκλους συμβολίζονται οι εκλάμψεις σύντομης διάρκειας δηλαδή μέχρι 6 ημέρες, με μωβ τετράγωνα όσες έχουν διάρκεια από 7-29 ημέρες και με πράσινα τρίγωνα όσες έχουν διάρκεια μεγαλύτερη των 30 ημερών.

Έπειτα, στο σχήμα 4.16 βλέπουμε πως κατανέμονται οι τιμές της ποσότητας $|Ascenting\ Rate| - Decenting\ Rate$. Η τιμή αυτή δίνει τη συμμετρία της κάθε έκλαμψης μεμονωμένα. Αν αυτή η διαφορά είναι περίπου ίση με 0, τότε η έκλαμψη μπορεί να χαρακτηριστεί "συμμετρική". Διαφορετικάη έκλαμψη χαρακτηρίζεται από ασυμμετρία κατά την άνοδο και την κάθοδο. Βλέπουμε πως έχουμε συνολικά 4 (8%)

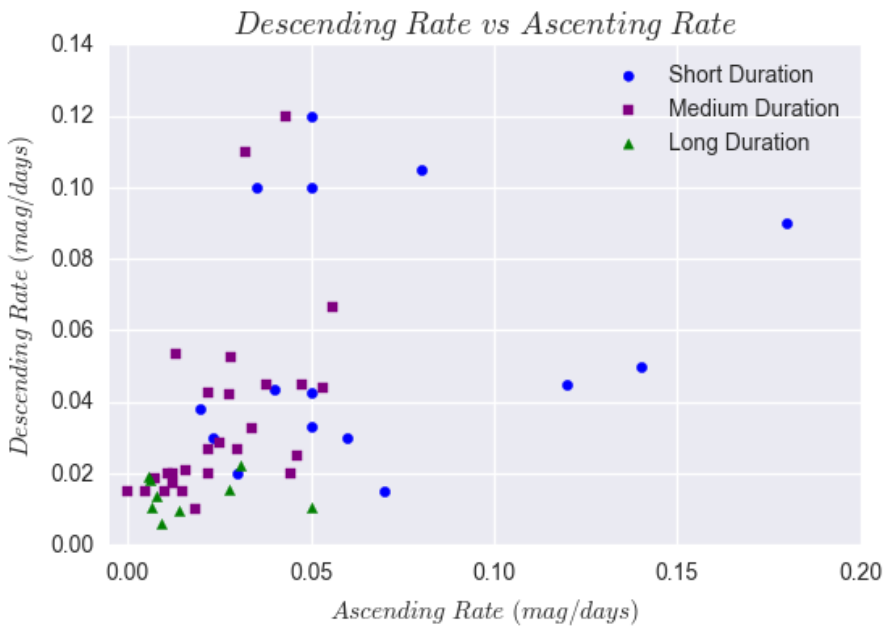
εκλάμψεις με τιμές από -0.080 εώς -0.060 $mag/days$, 2 (4%) από -0.060 εώς -0.041 $mag/days$, 3 (5.9%) από -0.040 εώς -0.021 $mag/days$, 20 (39.2%) απο $-0.020 - 0mag/days$, 14 (27.4%) από $0 - 0.019$ $mag/days$, 4 από $0.020 - 0.039$ $mag/days$, 1 (περίπου 2%) από $0.040 - 0.059$ $mag/days$, 1 από $0.060 - 0.079$ $mag/days$ και τέλος 2 εκλάμψεις από $0.080 - 0.099$ $mag/days$.

Σχήμα 4.16: Το ιστόγραμμα διαφοράς ανόδου και καθόδου για όλες τις εκλάμψεις $|Ascenting\ Rate| - Decenting\ Rate$.

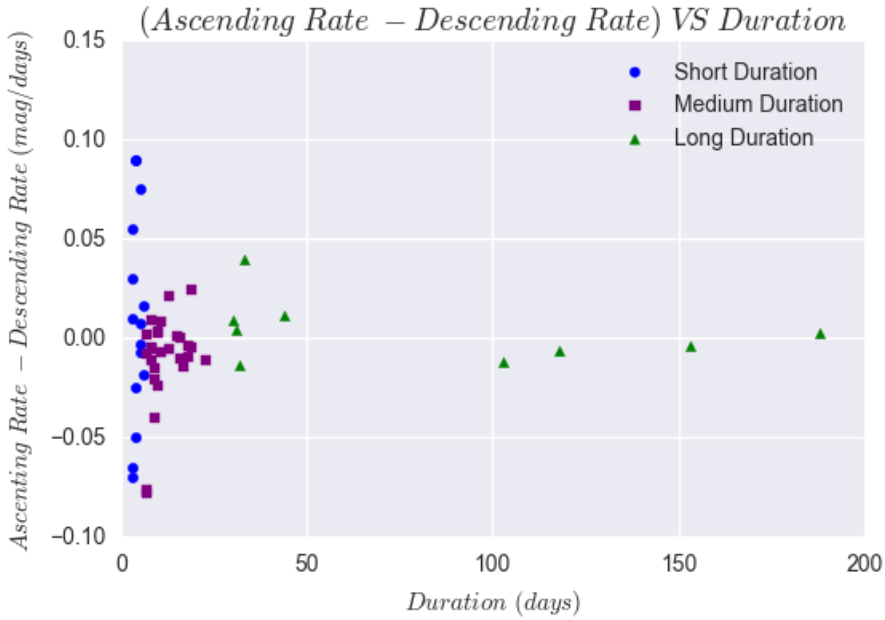
Ας δούμε όμως κάθε έκλαμψη μεμονομένα με τη βοήθεια του σχήματος 4.17. Ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι εξής εκλάμψεις σύμφωνα με τις 3 κατηγορίες: Στην πρώτη κατηγορία εκλάμψεων βλέπουμε τις εκλάμψεις με $14s$ ($t_{peak} = 2457418$ (HJD)) με διαφορά ρυθμών ανόδου και καθόδου ίση με -0.003 $mag/days$, διάρκειας 5 ημερών που είναι η πιο μικρή διαφορά (κατά απόλυτη τιμή) που παρατηρείται και αυτή με $5s$ ($t_{peak} = 2456425$ (HJD)) με 0.090 $mag/days$ και διάρκειας 4 ημερών που είναι η πιο μεγάλη διαφορά $|A.R.| - D.R$ της κατηγορίας.

Αντίστοιχα, στη δεύτερη κατηγορία παρατηρείται η μοναδική έκλαμψη με μηδενική διαφορά $|A.R.| - D.R$ καθώς ο ρυθμός ανόδου είναι ίσος με το ρυθμό καθόδου ο οποίος ισούται με 0.015 $mag/days$ και διαρκεί 16 ημέρες. Έπειτα ακολουθεί η έκλαμψη με $6m$ ($t_{max} = 2456716$ (HJD)) και διάρκεια 15 ημερών. Οι πιο ασύμμετρες εκλάμψεις με $4m$ ($t_{max} = 2456494$ (HJD)) και $2m$ ($t_{max} = 2456478$ (HJD)) έχουν διαφορά ρυθμών ίσους με με 0.078 $mag/days$ και -0.077 $mag/days$ αντίστοιχα. Όμοια στην τρίτη ομάδα η μέγιστη διαφορά παρατηρείται σε $4l$ ($t_{max} = 2456681$ (HJD)) με τιμή 0.040 $mag/days$ και η πιο συμμετρική είναι η $6l$ ($t_{max} = 2457249$ (HJD)) με τιμή 0.003 $mag/days$.

Φαίνεται πως όσο αυξάνεται η χρονική κλίμακα των εκλάμψεων τείνουν να γίνουν πιο συμμετρικές ως προς τους ρυθμούς ανόδου και καθόδου. Το γεγονός αυτό φαίνεται και στις μέγιστες τιμες της διαφοράς $|A.R.| - D.R$ που από 0.090 $mag/days$ στην 1η κατηγορία περιορίζεται στα 0.040 $mag/days$ στην 3η.



(α′) Το διάγραμμα ρυθμού καθόδου σε σχέση με τον ρυθμό ανόδου για κάθε έκλαμψη.



(β′) Το διάγραμμα $|Ascenting\ Rate| - Decenting\ Rate$ σε σχέση με τη διάρκεια της εκάστοτε έκλαμψης.

Σχήμα 4.17: Τα διάγραμματα που απεικονίζουν τη συσχέτιση ρυθμών ανόδου και καθόδου για όλες τις εκλάμψεις $|Ascenting\ Rate|$ και $Decenting\ Rate$, σε σχέση (α′) μεταξύ τους (β′) η διαφορά $|Ascenting\ Rate| - Decenting\ Rate$ με τη διάρκεια τους.

Κεφάλαιο 5

Εφαρμογή του θεωρητικού υποβάθρου στα χαρακτηριστικά μεγέθη της φωτομετρικής καμπύλης

5.1 Συσχέτιση του χρόνου επαναφοράς της έκλαμψης με τον χρόνο ψύξης των ηλεκτρονίων.

Στην ενότητα αυτή θα γίνει μία προσπάθεια συσχέτισης του θεωρητικού υποβάθρου που παρουσιάζεται στο Κεφάλαιο 2 των κινητικών εξίσώσεων με τα αποτελέσματα που εξήχθησαν από τις φωτομετρικές καμπύλες. Στόχος είναι να υπολογιστούν οι ενέργειες των ηλεκτρονίων γ και το απαιτούμενο μαγνητικό πεδίο B για να ικανοποιούν τον παρατηρούμενο χρόνο ψύξης (όπως θα αναλυθεί παρακάτω). Οι υπολογισμοί όμως πραγματοποιούνται στο σύστημα της πηγής επομένως οι απαιτούμενοι μετασχηματισμοί γίνονται με την ενίσχυση Doppler. Η ενίσχυση Doppler (Doppler Boosting) σημαίνει την αύξηση (ή μείωση) των παρατηρούμενων μεγεθών κατά ένα παράγοντα που είναι δύναμη του παράγοντα Doppler λόγω της σχετικιστικής κίνησης που πραγματοποιεί ο θύλακας πλάσματος εντός του πίδακα. Θεωρώντας ότι ροή που παράγεται από τον πίδακα κινείται με ταχύτητα $\upsilon = \beta/c$, ο παράγοντας Doppler ορίζεται ως (Mastichiadis A., 2002):

$$\delta = \Gamma^{-1}(1 - \beta\cos\theta)^{-1} \tag{5.1}$$

όπου: Γ: ο παράγοντας Lorentz της εκροής και θ η γωνία που σχηματίζει ο πίδακας με τη διεύθυνση παρατήρησης. Στην περίπτωση του Mrk 421, επειδή ανήκει στην κατηγορία των blazar, ο πίδακας κατευθύνεται προς τα εμάς, επομένως η γωνία $\theta \simeq 0$. Θεωρώντας λοιπόν (Σ) το σύστημα παρατήρησης, και (Σ'), το σύστημα της πηγής, οι μετρούμενες ποσότητες, μετασχηματίζονται ως εξής:

$$d\nu' = \delta^{-1}d\nu \text{ (συχνότητα)} \tag{5.2}$$

$$n' = \Gamma^{-1}n \text{ (αριθμητική πυκνότητα των εκπομπών)} \tag{5.3}$$

$$d\Omega' = \delta^2 d\Omega \text{ (στοιχειώδης στερεά γωνία)} \tag{5.4}$$

$$dt' = \Gamma^{-1}dt \text{ (χρονικό διάστημα)} \tag{5.5}$$

$$dW' = \delta^{-1}dW \text{(στοιχειώδης εκπεμπόμενη ενέργεια)} \tag{5.6}$$

Η ροή ακτινοβολίας στο σύστημα του παρατηρητή ορίζεται ως εξής:

$$F_\nu = \int j_\nu dV/D^2 \tag{5.7}$$

όπου D η απόσταση μας από τον Mrk 421 , j_ν ο συντελεστής εκπομπής και dV ο στοιχειώδης όγκος της πηγής. Ο συντελεστής εκπομπής ορίζεται :

$$j_\nu = \frac{ndW}{dtd\Omega d\nu} \tag{5.8}$$

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (5.2)-(5.6), αντικαθιστούμε στη σχέση (5.8). Έτσι, προκύπτει ότι η παρατηρούμενη ροή ακτινοβολίας ισούται με [14]:

$$F_\nu(\nu) = \delta^3 \int j'_{\nu'} dV'/D^2 \tag{5.9}$$

όπου $j'_{\nu'}$ και dV', ο συντελεστής εκπομπής και ο όγκος στο σύστημα (Σ') της πηγής. Η λαμπρότητα στο σύστημα (Σ'), συνδέεται με τη λαμπρότητα στο σύστημα του παρατηρητή (Σ) με τη σχέση:

$$L = \delta^4 L' \tag{5.10}$$

5.1.1 Ακτινοβολία σύγχροτρον

Η διαδικασία ξεκινά θεωρώντας πως ο χρόνος ψύξης των ηλεκτρονίων είναι ίσος με τον χρόνο καθόδου της έκλαμψης (Macomb et al. 1995). Γνωρίζοντας τον χρόνο ψύξης και την κρίσιμη συχνότητα εκπομπής που δεν είναι άλλη από το τη συχνότητα του φίλτρου που χρησιμοποιούμε μπορούμε να εξάγουμε πληροφορίες για την τιμή του μαγνητικού πεδίου του θύλακα αλλά και την ενέργεια των ηλεκτρονίων. Συγκεκριμένα, η κρίσιμη συχνότητα ν'_c στο σύστημα της πηγής δίνεται από τη σχέση:

$$\nu'_c = \frac{3}{2}\frac{e}{m_e c}\gamma^2 B \tag{5.11}$$

Όμως η κρίσιμη συχνότητα στο σύστημα της πηγής λόγω της ενίσχυσης Doppler συνδέεται με την αντίστοιχη τιμή της στο σύστημα παρατήρησης με τη σχέση:

$$\nu'_c = \delta^{-1}\nu_c \tag{5.12}$$

όπου δ ο παράγοντας Doppler. Επομένως, από τις σχέσεις (5.11) και (5.12), έχουμε ότι:

$$\nu_c = \frac{3}{2}\frac{e}{m_e c}\delta\gamma^2 B \tag{5.13}$$

Επίσης, ο χρόνος ψύξης δίνεται από τη σχέση :

$$t_{cooling} = 7.7 \cdot 10^8 \gamma^{-1} B^{-2}\ (sec)$$

Θεωρώντας λοιπόν ότι ο χρόνος ψύξης είναι ίσος με τον χρόνο καθόδου στο σύστημα της πηγής $\Delta t'$ έχουμε ότι:

$$\Delta t_{source} = 7.7 \cdot 10^8 \gamma^{-1} B^{-2}\ (sec) \tag{5.14}$$

Πάλι λόγω της ενίσχυσης Doppler οι χρόνοι καθόδου στα συστήματα της πηγής και της παρατήρησης συνδεόνται με τη σχέση (Ορίζουμε: $t_{decay} \equiv \Delta t_{obs}$):

$$\Delta t_{source} = \delta \Delta t_{obs} \tag{5.15}$$

Άρα λόγω της σχέσης (5.15), η (5.14) γίνεται:

$$\delta \Delta t_{obs} = 7.7 \cdot 10^8 \gamma^{-1} B^{-2} \ (sec) \tag{5.16}$$

Οι σχέσεις (5.13) και (5.16) αποτελούν ένα σύστημα εξισώσεων με δύο αγνώστους, τα γ και B. Λύνοντας ως προς τους δύο αγνώστους, προκύπτουν οι εξής σχέσεις:

$$B = \frac{2 m_e c \nu_c}{3 \delta \gamma^2 e} \ (Gauss) \tag{5.17}$$

$$\gamma = [\frac{5.8 \cdot 10^{-10} \Delta t_{decay} m_e^2 c^2 \nu_c^2}{\delta e^2}]^{1/3} \tag{5.18}$$

Εφαρμόζουμε για κάθεμια από τις εκλάμψεις των 3 κατηγοριών, τις σχέσεις (5.17) και (5.18) ούτως ώστε να υπολογίσουμε τα γ και τα B. Τα αποτελέσματα παρατίθονται στους πίνακες 5.1-5.3 για τη κάθε κατηγορία εκλάμψεων.

Πίνακας 5.1: Πίνακας καταγραφής εκλάμψεων σύντομης διάρκειας $1-6$ $days$ και των αντίστοιχων ενεργειών γ των ηλεκτρονίων αλλά και του απαιτούμενου μαγνητικού πεδίου B που να ικανοποιεί τον παρατηρούμενο χρόνο ψύξης, στην περίπτωση που ο μηχανισμός ακτινοβολίας είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον.

α/α	t_{max} (HJD)	$t_{dec}(days)$	$\log \gamma$	$\log B$ $(Gauss)$
$1s$	2456400	1	3.13	-0.18
$5s$	2456425			
$8s$	2456462			
$15s$	2457938			
$3s$	2456409	2	3.23	-0.38
$4s$	2456413			
$6s$	2456436			
$11s$	2457196			
$12s$	2457201			
$2s$	2456403	3	3.28	-0.49
$13s$	2457209			
$14s$	2457418			
$7s$	2456440	4	3.33	-0.58
$10s$	2456498			
$9s$	2456465	5	3.36	-0.64

Πίνακας 5.2: Πίνακας καταγραφής εκλάμψεων μεσαίας διάρκειας $7-29$ $days$ και των αντίστοιχων ενεργειών γ των ηλεκτρονίων αλλά και του απαιτούμενου μαγνητικού πεδίου B που να ικανοποιεί τον παρατηρούμενο χρόνο ψύξης, στην περίπτωση που ο μηχανισμός ακτινοβολίας είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον.

α/α	t_{max} (HJD)	$t_{dec}(days)$	$\log\gamma_{break}$	$\log B$ $(Gauss)$
$2m$	2456478	1	3.13	-0.18
$4m$	2456494	2	3.23	-0.38
$13m$	2457193			
$18m$	2457413			
$21m$	2457524			
$22m$	2457572			
$9m$	2456773	3	3.28	-0.49
$10m$	2456792			
$19m$	2457432			
$20m$	2457440			
$26m$	2457931			
$5m$	2456619	4	3.33	-0.58
$11m$	2456803			
$12m$	2457174			
$3m$	2456483	5	3.36	-0.64
$16m$	2457379			
$17m$	2457396			
$24m$	2457883			
$1m$	2456453	6	3.38	-0.69
$23m$	2457578			
$25m$	2457919			
$6m$	2456716	7	3.41	-0.74
$8m$	2456759	8	3.43	-0.78
$9m$	2456773	12	3.48	-0.74
$27m$	2457946			
$14m$	2457298	14	3.51	-0.94
$15m$	2457322	15	3.52	-0.96

Από τους πίνακες 5.1-5.3 μπορούμε να δούμε πως αλλάζει το γ_{break} σε συνδυασμό με τη τιμή του μαγνητικού πεδίου. Παρατηρούμε πως όσο μεγαλύτερη είναι η τιμή του μαγνητικού πεδίου ψύχονται και ηλεκτρόνια χαμηλότερων ενεργειών, με αποτέλεσμα το γ_{break}, να μειώνεται. Φαίνεται σε όλη τη διάρκεια των υπολογισμών ότι για την ελάχιστη τιμή του $\log\gamma_{break} = 3.13$ έχουμε τη μέγιστη τιμή του μαγνητικού πεδίου $\log B = -0.18$. Αντίθετα βλέπουμε ότι όταν το μαγνητικό πεδίο μειώνεται ψύχονται ηλεκτρόνια με τιμές $\log\gamma_{break} \simeq 3.5$, συγκεκριμένα η μέγιστη τιμή του είναι $\log\gamma_{break} = 3.52$ με μαγνητικό πεδίο $\log B = -0.96$, δηλαδή περίπου της τάξης του 0.1 $Gauss$. Δηλαδή ουσιαστικά δεν αλλάζει πολύ η τάξη μεγέθους των ηλεκτρονίων που ψύχονται ανάλογα με τον χρόνο καθόδου της εκάστοτε έκλαμψης. Επίσης είναι εμφανές πως όσο αυξάνεται ο χρόνος ψύξης σημαίνει ότι το μαγνητικό πεδίο είναι μικρότερο με αποτέλεσμα να ψύχονται μόνο τα ηλεκτρόνια για $\gamma \geq 10^{3.5}$.

5.1.2 Ακτινοβολία σύγχροτρον και αδιαβατικές απώλειες

Με την ίδια ακριβώς μέθοδο υπολογίζουμε τον χρόνο ψύξης συνυπολογίζοντας τις απώλειες λόγω αδιαβατικής εκτόνωσης της πηγής. Στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιήσαμε την προσέγγιση ότι το μαγνητικό πεδίο δεν μεταβάλλεται με την ακτίνα του θύλακα για απλοποίηση των υπολογισμών. Δεδομένου

Πίνακας 5.3: Πίνακας καταγραφής εκλάμψεων μακράς διάρκειας ≥ 30 $days$ και των αντίστοιχων ενεργειών γ των ηλεκτρονίων αλλά και του απαιτούμενου μαγνητικού πεδίου B που να ικανοποιεί τον παρατηρούμενο χρόνο ψύξης, στην περίπτωση που ο μηχανισμός ακτινοβολίας είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον.

α/α	t_{max} (HJD)	$t_{dec}(days)$	$\log \gamma_{break}$	$\log B$ $(Gauss)$
$6l$	2457249	11	3.47	-0.87
$2l$	2456483	19	3.55	-1.03
$8l$	2457351			
$4l$	2456681	26	3.60	-1.12
$3l$	2456638	32	3.63	-1.18
$1l$	2456436	36	3.64	-1.21
$9l$	2457440	51	3.69	-1.31
$5l$	2456759	68	3.74	-1.40
$6l$	2457249	121	3.82	-1.56

ότι οι αδιαβατικές απώλειες δίνονται από τη σχέση: $-(\frac{d\gamma}{dt})_{adiabatic} = \frac{u}{R}\gamma$, ο χρόνος ψύξης πλέον δίνεται από τη σχέση:

$$t_{cooling} = \delta\Delta t_{obs} = \frac{\gamma m_e c^2}{\frac{4}{3}\sigma_T c \frac{B^2}{8\pi}\gamma^2 + \frac{u m_e c^2}{R}\gamma} \tag{5.19}$$

και από τη σχέση (5.13) παίρνουμε τη κρίσιμη συχνότητα εκπομπής:
ενώ θεωρούμε ότι η ακτίνα της πηγής δίνεται από τη σχέση:

$$R = R_0 + u\delta\Delta t_{obs} \tag{5.20}$$

όπου $R_0 = 10^{15} cm$ η αρχική ακτίνα. Επομένως, αντικαθιστούμε στη σχέση (5.19) τις σχέσεις, (5.20) και (5.21), κι έχουμε:

$$\delta\Delta t = \frac{m_e c^2}{\frac{\sigma_T c \nu_c^2 \gamma}{6\pi\delta^2\gamma^4} + \frac{u m_e c^2}{R}} \tag{5.21}$$

και λύνοντας ως προς γ η (5.22) γίνεται:

$$\gamma = [\frac{2R\delta\Delta t_{obs}\sigma_T m_e c \nu_c^2}{27\pi\delta^2(R - u\delta\Delta t_{obs})}]^{1/3} \tag{5.22}$$

Στους πίνακες 5.4-5.6 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προκύπτουν στην περίπτωση που οι ενεργειακές απώλειες οφείλονται στην ακτινοβολία σύγχροτρον αλλά και στην αδιαβατική εκτόνωση της πηγής. Στην περίπτωση αυτή βλέπουμε ότι η μέγιστη τάξη του μαγνητικού πεδίου μειώνεται από $B = 10^{-1.56}$ G που ήταν η μέγιστη στην προηγούμενη περίπτωση σε $B = 10^{-3.34}$ G . Παρ΄ όλα αυτά βλέπουμε ότι με μείωση του μαγνητικού πεδίου το γ_{break} αυξάνεται, δηλαδή ψύχονται μόνο ηλεκτρόνια μεγαλύτερων ενεργειών. Δηλαδή συμβαίνει αυτό που συναντήσαμε και στο δεύτερο κεφάλαιο, κάνοντας τη θεωρητική μελέτη. Η ελάχιστη τιμή της ενέργειας είναι $\gamma_{break} = 10^{3.35}$ με $B = 10^{-0.63}$ G . Αντίστοιχη

Πίνακας 5.4: Πίνακας καταγραφής εκλάμψεων σύντομης διάρκειας $1-6$ $days$ και των αντίστοιχων ενεργειών γ των ηλεκτρονίων αλλά και του απαιτούμενου μαγνητικού πεδίου B που να ικανοποιεί τον παρατηρούμενο χρόνο ψύξης, στην περίπτωση που ο μηχανισμός ακτινοβολίας είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον και η αδιαβατική εκτόνωση της πηγής.

α/α	t_{max} (HJD)	$t_{dec}(days)$	γ	B $(Gauss)$	$\log R$ (cm)
$1s$	2456400	1	3.35	-0.63	15.69
$5s$	2456425				
$8s$	2456462				
$15s$	2457938				
$3s$	2456409	2	3.54	-1.00	15.94
$4s$	2456413				
$6s$	2456436				
$11s$	2457196				
$12s$	2457201				
$2s$	2456403	3	3.65	-1.22	16.10
$13s$	2457209				
$14s$	2457418				
$7s$	2456440	4	3.73	-1.38	16.22
$10s$	2456498				
$9s$	2456465	5	3.79	-1.51	16.31

μεταβολή παρατηρείται και στον εκθέτη της μέγιστης τιμής του $\gamma_{break} =$ που από 3.82 γίνεται πλέον 4.71, μεταβάλλεται ουσιαστικά κατά μία τάξη μεγέθους περίπου. Τα αποτελέσματα αυτά είναι αναμενόμενα ακόμα και αν οι παρατηρούμενες μεταβολές είναι σχετικά μικρές (μέχρι μία τάξη μεγέθους για τα γ), με μικρότερες τιμές του μαγνητικού πεδίου B, υπερισχύουν οι αδιαβατικές απώλειες. Σε αντιστοίχηση με το κεφάλαιο 2 βλέπουμε και ότι όσο πιο μεγάλος είναι ο χρόνος που κάνουν να ψυχθούν τα ηλεκτρόνια ή αντίστοιχα ο χρόνος για να "σβήσει" η έκλαμψη, τόσο πιο μικρή είναι η τιμή του μαγνητικού πεδίου B. Συνεπώς μεγάλες τιμές στο B, έχει σαν συνέπεια τα σωματίδια μέσα στο θύλακα να χάνουν πιο γρήγορα την ενέργεια τους.

Συμπεραίνοντας, οι εκλάμψεις μεγάλης κλίμακας που απαιτούν και μεγάλους χρόνους καθόδου, γίνονται υπό την επίρρεια ασθενούς μαγνητικού πεδίου με αποτέλεσμα να χάνουν την ενέργεια τους μόνο τα ηλεκτρόνια υψηλών ενεργειών στο οπτικό μήκος κύματος. Αντίθετα σύντομες εκλάμψεις με μικρούς χρόνους προϋποθέτουν μεγαλύτερα μαγνητικά πεδία ούτως ώστε να ψύξουν συντομότερα τα ηλεκτρόνια μικρότερων ενεργειών.

Πίνακας 5.5: Πίνακας καταγραφής εκλάμψεων μεσαίας διάρκειας $7-29$ $days$ και των αντίστοιχων ενεργειών γ των ηλεκτρονίων αλλά και του απαιτούμενου μαγνητικού πεδίου B που να ικανοποιεί τον παρατηρούμενο χρόνο ψύξης, στην περίπτωση που ο μηχανισμός ακτινοβολίας είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον και η αδιαβατική εκτόνωση της πηγής.

α/α	t_{max} (HJD)	$t_{dec}(days)$	$\log\gamma$	$\log B$ $(Gauss)$	$\log R(cm)$
$2m$	2456478	1	3.35	-0.63	15.69
$4m$	2456494	2	3.54	-1.00	15.94
$13m$	2457193				
$18m$	2457413				
$21m$	2457524				
$22m$	2457272				
$9m$	2456773	3	3.65	-1.22	16.10
$10m$	2456792				
$19m$	2457432				
$20m$	2457440				
$26m$	2457931				
$5m$	2456619	4	3.73	-1.38	16.22
$11m$	2456803				
$12m$	2457174				
$3m$	2456483	5	3.79	-1.51	16.31
$16m$	2457379				
$17m$	2457396				
$24m$	2457883				
$1m$	2456453	6	3.85	-1.61	16.39
$23m$	2457578				
$25m$	2457919				
$6m$	2456716	7	3.89	-1.70	16.45
$8m$	2456759	8	3.93	-1.77	16.51
$9m$	2456773	12	4.04	-2.01	16.68
$27m$	2457946				
$14m$	2457298	14	4.09	-2.09	16.74
$15m$	2457322	15	4.11	-2.13	16.77

Πίνακας 5.6: Πίνακας καταγραφής εκλάμψεων μακράς διάρκειας ≥ 30 $days$ και των αντίστοιχων ενεργειών γ των ηλεκτρονίων αλλά και του απαιτούμενου μαγνητικού πεδίου B που να ικανοποιεί τον παρατηρούμενο χρόνο ψύξης, στην περίπτωση που ο μηχανισμός ακτινοβολίας είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον και η αδιαβατική εκτόνωση της πηγής.

α/α	t_{max} (HJD)	$t_{dec}(days)$	$\log\gamma$	$\log B$ $(Gauss)$	$\log R$ (cm)
$6l$	2457249	11	4.02	-1.96	16.64
$2l$	2456483	19	4.18	-2.27	16.87
$8l$	2457351				
$4l$	2456681	26	4.27	-2.45	17.01
$3l$	2456638	32	4.33	-2.57	17.10
$1l$	2456436	36	4.36	-2.64	17.15
$9l$	2457440	51	4.46	-2.84	17.30
$5l$	2456759	68	4.54	-3.01	17.42
$6l$	2457249	121	4.71	-3.34	17.67

5.2 Εφαρμογές της στατιστικής ανάλυσης των φωτομετρικών μεταβολών

Στο προηγούμενο κεφάλαιο παρουσιάστηκαν πολλά στατιστικά διαγράμματα που αφορούσαν τους ρυθμούς ανόδου και ρυθμούς καθόδου μίας έκλαμψης. Η στατιστική ανάλυση που αφορά τους ρυθμούς μεταβολής της ρόης έχει εφαρμοστεί και άλλες φορές στη βιβλιογραφία (R. Bachev et al., 2012, Reinthal et al. 2012) σε πολλούς blazar μελετώντας τους μηχανισμούς που υπάρχουν πίσω από τις ασυμμετρίες των παρατηρούμενων εκλάμψεων. Η φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421 είδαμε ότι αποτελείται από ένα πλήθος εκλάμψεων που ελάχιστες από αυτές χαρακτηρίζονται από μία υποτυπώδη συμμετρία. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία αναφέρονται παρακάτω κάποιοι μηχανισμοί που θα μπορούσαν να συνδυαστούν σε κάποια μελλοντική μελέτη μαζί με τη στατιστική ανάλυση των διαγραμμάτων.

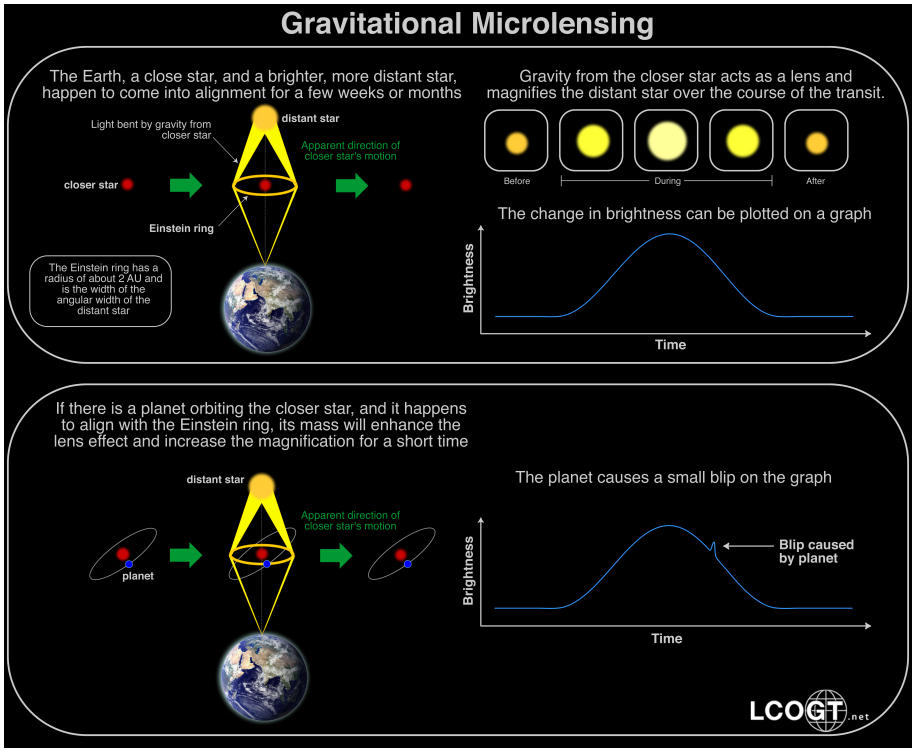
1. Η πρώτη αιτία που μπορεί να σκεφτεί κανείς ότι αποδίδεται αυτή η ασυμμετρία, είναι η διαφορά ανάμεσα στους μηχανισμούς επιτάχυνσης και τους μηχανισμούς ψύξης. Στην παρούσα εργασία δόθηκε έμφαση κυρίως στους μηχανισμούς ψύξης. Τι συμβαίνει όμως κάτα τη διάρκεια του χρόνου ανόδου; Η κατανομή των σωματιδίων με κάποιο τρόπο έχει επιταχυνθεί σε υψηλές ενέργειες. Οι πιο βασικοί μηχανισμοί επιτάχυνσης σωματιδίων σε ενεργούς γαλαξίες που αναφέρονται στην βιβλιογραφία και έχουν εφαρμογή στους ενεργούς γαλαξίες είναι οι εξής:

   - Επιτάχυνση μέσω ωστικών κυμάτων (Recollimation Shock) όπου βασικός μηχανισμός είναι η επιτάχυνση Fermi πρώτης τάξης. Ένα σωματίδιο το οποίο κινείται μέσα σε μεγάλα νέφη σωματιδίων, τα οποία μπορούν και το ανακλούν μετωπικά, επιταχύνεται ενώ του προσδίδεται επιπλέον ενέργεια. (Μαστιχιάδης Α., Βλαχάκης Ν., 2010)
   - Μαγνητική επανασύνδεση κατά την οποία δύο μαγνητισμένες ροές συναντώνται και το αποτέλεσμα οι οι δυναμικές γραμμές που "συγκρούονται" να εξολοθρεύσουν η μία την άλλη και να απελευθερωθεί μαγνητική ενέργεια.(E. M. de Gouveia Dal Pino et al., 2011)
   - Διεργασίες μέσα σε τυρβώδεις ροές. Τυρβώδεις ροές μέσα στον πίδακα πλάσματος μπορούν να προκαλέσουν ασυνέχειες στη ροή και κατά συνέπεια αστάθειες οι οποίες μπορούν να προκαλέσουν επιτάχυνση σωματιδίων (Manolakou K, Anastasiadis A., Vlahos L., 1999).

2. Θεωρώντας ότι ο θύλακας πλάσματος εκτελεί μία ελικοειδή κίνηση μέσα στον πίδακα και μεταβληθεί η διεύθυνση κίνησης του σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης, αλλάζει και ο παράγοντας

της ενίσχυσης Doppler. Άμεση συνέπεια είναι ο παρατηρητής να αντιλαμβάνεται διαφορετικά τα χαρακτηριστικά μεγέθη της έκλαμψης, τα οποία αναλύθηκαν στατιστικά (M. Villata et al., 2009).

3. Μία πολύ ενδιαφέρουσα εφαρμογή στη μεταβλητότητα των ενεργών γαλαξιών είναι το gravitational microlensing . Η αρχή του microlensing, είναι εξής: Καθώς παρατηρούμε ένα λαμπρό αντικείμενο, περνά από μπροστά του ένα αμυδρότερο. Η βαρύτητα του αμυδρού άστρου καμπυλώνει το φως του λαμπρότερου αστέρα με αποτέλεσμα να τον κάνει να φαίνεται ακόμα πιο λαμπρό (βαρυτικός φακός). Το γεγονός αυτό θα προκαλέσει μία φαινόμενη έκλαμψη στα μάτια του παρατηρητή. Στο σχήμα 5.1 φαίνεται η μεταβολή της φωτεινότητας του παρατηρούμενου αστέρα κατά τη διάρκεια του φαινομένου. Το φαινόμενο αυτό μελετάται πολύ συχνά στους quasars και χρησιμοποιείται σαν μία εξήγηση για τις απότομες μεταβολές των φαινόμενων μεγεθών στις φωτομετρικές καμπύλες.



Σχήμα 5.1: Απεικόνιση των φαινόμενων gravitational lensing & microlensing. *Πηγή: https://lco.global*

Κεφάλαιο 6

Συμπεράσματα

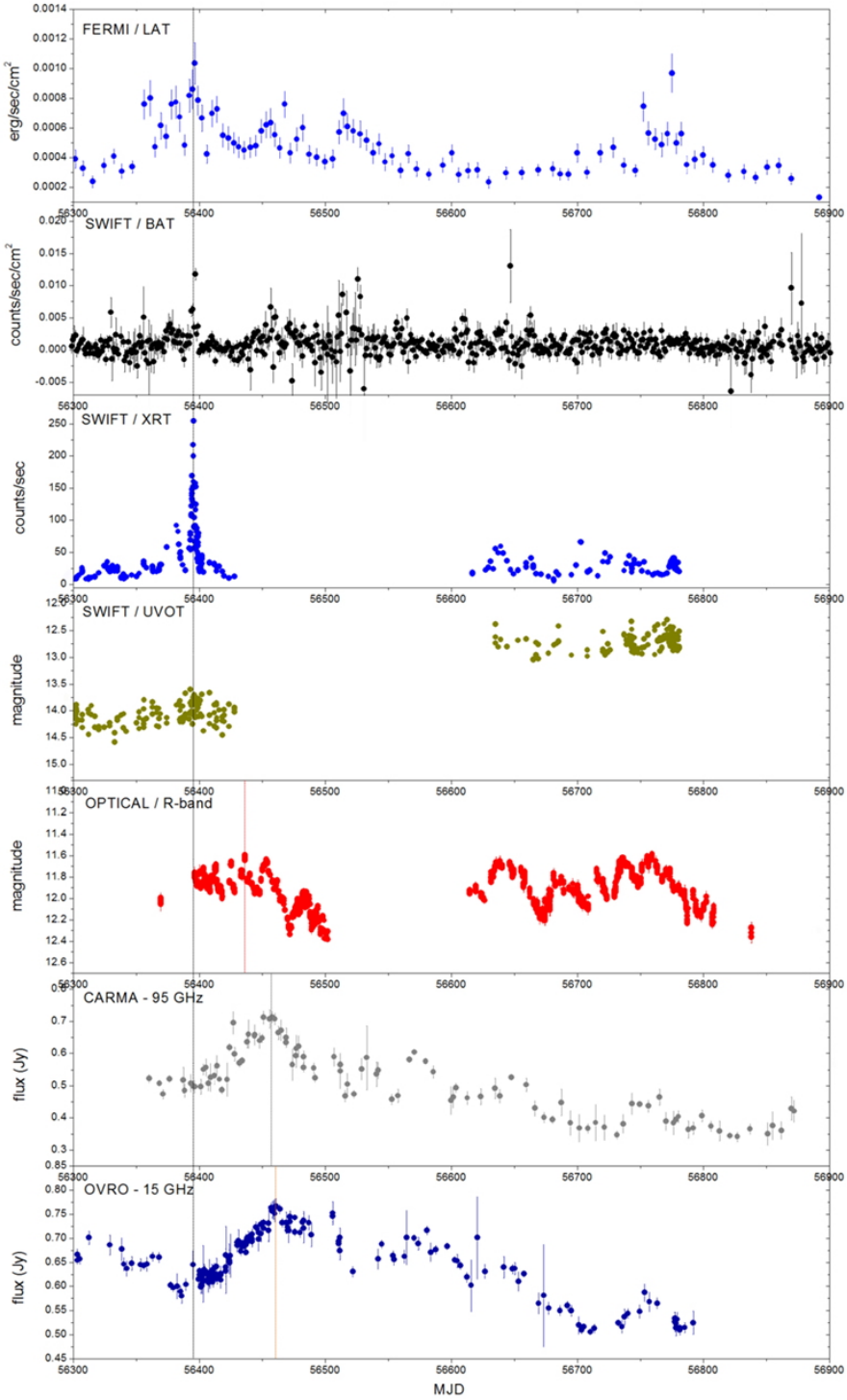
Συνοψίζοντας, αναφέρουμε κάποια συμπεράσματα που εξήχθησαν κατά τη διάρκεια της εργασίας:

- Οι φυσικές διεργασίες μέσα στον θύλακα πλάσματος του Mrk 421 επηρεάζουν την εκπομπή του στο οπτικό.
- Βασικότερος μηχανισμός ψύξης είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον.
- Οι χρόνοι καθόδου στην φωτομετρική καμπύλη είναι απόροια πληθυσμών ηλεκτρονίων που έχουν χάσει την ενεργειά τους με $\gamma_{break} = 10^3$ τουλάχιστον και $B \leq 10^{-1}$ $Gauss$, σύμφωνα με το λεπτονικό μοντέλο.
- Οι περισσότερες εκλάμψεις κατά τα χρόνια παρατήρησης είναι μεσαίας χρονικής διάρκειας. Ελάχιστες είναι οι εκλάμψεις μεγάλης διάρκειας που δεν περιέχουν επιμέρους μικρότερες για να αποτελέσουν από μόνες τους έκλαμψη μεγάλης χρονικής κλίμακας.
- Η στατιστική μελέτη δείχνει συμμετρία ως προς τις τιμές των ρυθμών ανόδου-καθόδου, γενικότερα των εκλάμψεων, μεμονωμένα όμως σε κάθε έκλαμψη υπάρχει έντονη αλλά αναμενόμενη ασυμμετρία, λόγω της κίνησης του θύλακα ή των μηχανισμών επιτάχυνσης μέσα στον πίδακα.
- Εκλάμψεις μεγαλύτερης διάρκειας απαιτούν μικρές τιμές μαγνητικού πεδίου ενώ σύντομης διάρκειας μεγαλύτερες στον θύλακα του Mrk 421 .
- Φαίνεται η σημασία των πυκνών παρατηρησέων και πως μπορούν να συνδυαστούν με τα θεωρητικά μοντέλα.

Μελλοντικός στόχος είναι διερευνηθούν περισσότερο οι μηχανισμοί στις οποίες οφείλονται οι ασυμμετρίες στους χρόνους και στους ρυθμούς μεταβολών των εκλάμψεων. Βάσει των φωτομετρικών μετρήσεων και της στατιστικής ανάλυσης, καλό θα ήταν να διερευνηθούν οι μηχανισμοί επιτάχυνσης εντός του θύλακα ή τι ρόλο θα μπορούσε να παίζει η μορφολογία του πίδακα, χρησιμοποιώντας τη μαγνητοϋδροδυναμική προσέγγιση. Με τον χρόνο και το ρυθμό ανόδου μπορούν να μελετηθούν μοντέλα που θα έχουν ήδη επιταχύνει πληθυσμούς σωματιδίων σε υψηλότερες ενέργειες όπως αυτά που αναφέρθηκαν στο Κεφάλαιο 5 (ωστικά κύματα, μαγνητική επανασύνδεση και επιτάχυνση μέσα από τυρβώδεις ροές). Με τον τρόπο αυτό μπορεί να συνδυαστεί η μελέτη της δυναμικής του πίδακα σε σχέση με την ακτινοβολία που έρχεται στη Γη, θεωρητικά αλλά και παρατηρησιακά.

Ακόμα, η φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421 που εξήχθη στα οπτικά μήκη κύματος θα μπορούσε να συνδυαστεί με πολυκυματικές παρατηρήσεις από το ραδιοφωνικο μέχρι τις ακτίνες γ και να μελετηθούν οι προϋποθέσεις ύπαρξης έκλαμψης, σε κάθε περίπτωση ξεχωριστά. Η μελέτη αυτή μπορεί ακόμα να δώσει αποτελέσματα σχετικά με τις παρατηρούμενες καθυστερήσεις που παρατηρούνται στα γεγονότα ανάμεσα στα διαφορετικά εύρη συχνοτήτων. Η εργασία των Fossati et al., 2008 δείχνει τη συσχέτιση αυτή κυρίως για τις ακτίνες X και γ που είναι πολύ καλή αλλά σε σχέση με το οπτικό μήκος κύματος είναι πολύ μικρή.

Αντίστοιχη μελέτη έχει γίνει από τους Gazeas et al., 2015 και τα αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα 6.1 που έχουν απεικονιστεί σε εφτά διαφορετικά εύρη συχνοτήτων, δίνοντας μία πιο πλήρη εικόνα για τις μεταβολές του Mrk 421 σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα. Οι παρατηρήσεις που είδαμε στο κεφάλαιο 4 είναι πολύ πυκνές, και ευνοούν την σύγκριση με άλλες καμπύλες φωτός από άλλα αστεροσκοπεία και διαστημικά τηλεσκόπια που στοχεύουν συνεχώς ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες, πόσο μάλλον τον Mrk 421, τον πιο κοντινό blazar στη Γη.



Σχήμα 6.1: Η φωτομετρική καμπύλη του Mrk 421 σε 7 διαφορετικά εύρη συχνοτήτων από τις ακτίνες γ (στην κορυφή) μέχρι τις ραδιοφωνικές συχνότητες (στο τέλος) *Πηγή: Gazeas et al., 2015*

Βιβλιογραφία

[1] Aharonian, F., et. al. *Observations of 54 Active Galactic Nuclei with the HEGRA system of Cherenkov telescopes*, A&A, 2002, 421, 529-537

[2] R. Bachev et al., *The nature of the intra-night optical cariability in blazars*, Mon. Not. R. Astron. Soc. 424, 2625-2634 (2012)

[3] Bagmeet Behera and Anna Barnacka, *The origin and emission mechanism of VHE (*$>$ 100 *GeV) emission from FSRQs*,EPJ Web of Conferences, Volume 61, 2013

[4] Berry R. & Bernell J., *AIP4WIN (Astronomical Image Processing for Windows Software*, Wilmann-Bell Richmond, 2000)

[5] Bhatta, G., Zola, S., Stawarz, L. et al. , *Detection of Possible Quasi-periodic Oscillations in the Long-term Optical Light Curve of the BL Lac Object OJ 287*, 2016, arXiv: 1609.02388

[6] M. Boettcher, A. Reimer, K. Sweeney and A. Prakash, *Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-Detected Blazars*, ApJ, 2015

[7] S. Dimitrakoudis, A. Mastichiadis, R. J. Protheroe, A. Reimer, *The time-dependent one-zone hadronic model*, Astronomy & Astrophysics 546, A120, 2012

[8] J. A. Gaidos et al., *Extremely rapid bursts of TeV photons from the active galaxy Markarian 421*, Nature volume 383, pages 319–320 (1996)

[9] Gazeas, K., Petropoulou, M., Mastichiadis, A., 2013, *Continuous optical monitoring of the highly active blazar Mrk421*, Hellenic Conference, 30G

[10] Gazeas, K., Max-Moerbeck, W., Petropoulou, M., Hovatta, T., Vasilopoulos, G., Mastichiadis, A., 2015, *Multi-wavelength monitoring of the highly active blazar Mrk421, Investigating the high vs. low energy correlated variability*, Hellenic Conference, (in preparation)

[11] Fossati, G., et al., *Multiwavelength Observations of Markarian 421 in 2001 March: An unprecedented view on h X-ray/TeV correlated variability*, ApJ, 2008, 677, 906F

[12] G. Ghisselini et al., *The Fermi blazar sequence*, Mon. Not. R. Astron. Soc., (2012)

[13] E. M. de Gouveia Dal Pino et al., Particle Acceleration by Magnetic Reconnection in AGNs and in the IGM, AGN Physics in the CTA Era (AGN011) Toulouse, France May 16-17, 2011

[14] Axel W. Guthmann et al. (Eds.): *Relativistic Flows in Astrophysics*, LNP 589, pp. 1–23, 2002

[15] Macomb et al., *Multiwavelength Observation of Markarian 421 during a TeV/X-Ray Flare*, The Astrophysical Journal, 449:L99-L103, 1995

[16] Manolakou K, Anastasiadis A., Vlahos L., P*article Acceleration and Radiation in the Turbulent Flow of a Jet, Plasma Turbulence and Energetic Particles in Astrophysics*, Proceedings of the International Conference, Cracow (Poland), 1999

[17] K. Moraitis and A. Mastichiadis, *X-ray variability patterns in blazars*, A&A 525, A40 (2011)

[18] Fraija Nissim et al., *Long-term optical polarization variability and multiwavelength analysis of Blazar Mrk 421*, Astrophys.J.Suppl. 232 (2017) no.1, 7

[19] M. Petropoulou, A. Mastichiadis, *On proton synchrotron blazar models: the case of quasar 3C 279*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 426:1, 462-472 , 11-Oct-2012.

[20] George B. Rybicki, Alan P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, WILEY-VCH Verlag & Co. KGaA, Weinheim 2004

[21] Rita M. Sambruna, *Soft X-Ray Properties of Flat-Spectrum Radio Quasars*, ApJ, 1997, 487, 536–554

[22] Valtonen, M. J., Zola, S., Ciprini, et al., *Primary Black Hole Spin in OJ 287 as Determined by the General Relativity Centenary Flare*, 2016, ApJ, 819L, 37

[23] M. Villata et al., *The correlated optical and radio variability of BL Lacertae WEBT data analysis 1994-2005*, A& A 501, 455-460 (2009)

[24] Xiang Liu, On the Difference of Quasars and BL Lac Objects, ASP Conference Series, Vol. 402, 2009

[25] Zackrisson Erik, *Quasars and Low Surface Brightness Galaxies as Probes of Dark Matter*, Acta Universitatis Upsaliensis Uppsala, 2005

[26] Andrzej A. Zdziarski and Markus Boettcher,*Hadronic models of blazars require a change of the accretion paradigm*,Mon. Not. R. Astron. Soc. 000, 1–6 (2015)

[27] Zola, S., Valtonen, M., Bhatta, et al., *A Search for QPOs in the Blazar OJ287: Preliminary Results from the 2015/2016 Observing Campaign*, 2016, Galaxy, 4, 41

[28] Αντωνοπούλου Ε., Κοντιζά Μ., Μαστιχιάδης Α., *Σημειώσεις του μαθήματος: Αστροφυσική 2*, Αθήνα 2005

[29] Γαζέας Κ., *Διαλέξεις του μαθήματος Παρατηρησιακή Αστροφυσική* (2017)

[30] Λιβανίου-Ροβίθη Ε., Νιάρχος Π.Γ., *Σημειώσεις Παρατηρησιακής Αστροφυσικής*, Αθήνα 2002

[31] Μαστιχιάδης Α., Βλαχάκης Ν., *Σημειώσεις του μαθήματος: Αστροφυσική Υψηλών Ενεργειών*, Πανεπιστήμιο Αθηνών 2010