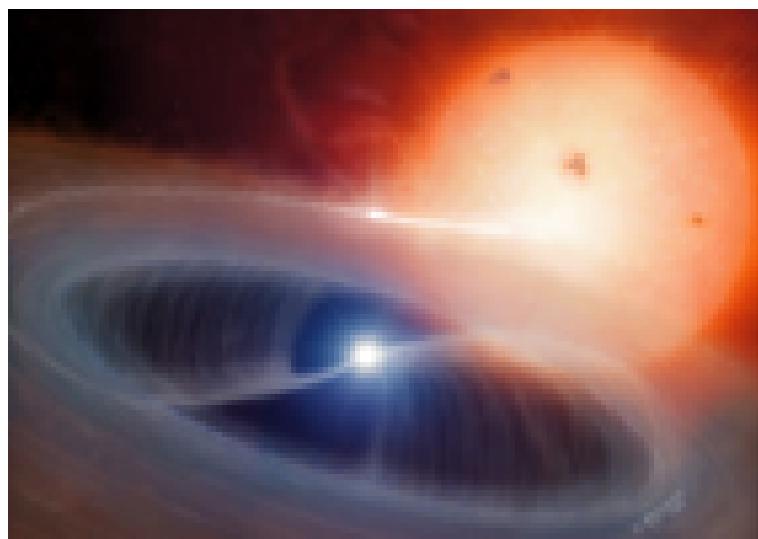


ΑΡΙΣΤΟΤΕΛΕΙΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ - ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ, ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ & ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ

*ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΤΟΥ ΦΟΙΤΗΤΗ
ΣΤΥΛΙΑΝΟΥ Α. ΠΥΡΖΑ Α.Ε.Μ. 11050*

**ΦΩΤΟΜΕΤΡΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΙ
ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΠΕΡΙΟΔΙΚΟΤΗΤΩΝ
ΣΕ ΚΑΤΑΚΛΥΣΜΙΚΟΥΣ ΜΕΤΑΒΛΗΤΟΥΣ ΑΣΤΕΡΕΣ**



ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΙΩΑΝΝΗΣ Χ. ΣΕΙΡΑΔΑΚΗΣ

ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗ, 2007

Σ' αυτούς που θρώσκουν ἀνω...

Περιεχόμενα

1 Κατακλυσμικοί μεταβλητοί	1
1.1 Εισαγωγή	1
1.2 Κατακλυσμικοί μεταλητοί	2
1.3 Η γεωμετρία του Roche	3
1.4 Μεταφορά μάζας	5
1.5 Δίσκοι προσαύξησης	7
1.5.1 Ο πρωτοδίσκος	7
1.5.2 Εξέλιξη του πρωτοδίσκου	8
1.5.3 Μεταφορά στροφορμής	10
1.5.4 Σχηματισμός δίσκου	12
2 Παρατηρήσεις	15
2.1 Εισαγωγή	15
2.2 Το Αστεροσκοπείο	15
2.3 Το τηλεσκόπιο	16
2.4 Η CCD κάμερα	17
2.5 Οι στόχοι	18
2.5.1 HS2325+8205	18
2.5.2 RXJ0636+3535	20
3 Κώδικας επεξεργασίας δεδομένων	23
3.1 Εισαγωγή	23
3.2 Φωτομετρία	23
3.3 Ανίχνευση περιοδικοτήτων	25
4 Αποτελέσματα	27
4.1 Εισαγωγή	27
4.2 Αποτελέσματα του HS2325+8205	27
4.3 Αποτελέσματα του RXJ0636+3535	33

5	Συζήτηση	39
5.1	Εισαγωγή	39
5.2	Σχετικά με τον HS2325+8205	39
5.3	Σχετικά με τον RXJ0636+3535	41
5.4	Συμπεράσματα	42

Κατάλογος Σχημάτων

1.3.1 Οι ισοδυναμικές επιφάνειες ενός διπλού συστήματος	4
1.3.2 Τα πηγάδια βαρυτικού δυναμικού	4
1.5.1 Η πορεία του ρεύματος ύλης γύρω από το λευκό νάνο	8
1.5.2 Ανταλλαγές υλικού και σχηματισμός του viscous torque	11
1.5.3 Εξέλιξη της επιφανειακής πυκνότητας με το χρόνο	14
2.3.1 Το τηλεσκόπιο 1.2m στον Αστρονομικό Σταθμό Κρυονερίου . .	16
2.4.1 Η CCD κάμερα	17
2.5.1 Χάρτης εύρεσης του HS2325+8205	18
2.5.2 Χάρτης εύρεσης του RXJ0636+3535	20
4.2.1 Καμπύλες φωτός του HS2325+8205 σετ 1	28
4.2.2 Καμπύλες φωτός του HS2325+8205 σετ 2	29
4.2.3 Καμπύλες φωτός του HS2325+8205 σετ 3	30
4.2.4 Καμπύλες φωτός του HS2325+8205 σετ 4	31
4.2.5 Υπολογισμός περιόδου περιφοράς του HS2325+8205	32
4.3.1 Scargle περιοδόγραφμα για τον RXJ0636+3535	33
4.3.2 Καμπύλες φωτός του RXJ0636+3535 σετ 1	34
4.3.3 Καμπύλες φωτός του RXJ0636+3535 σετ 2	35
4.3.4 Καμπύλες φωτός του RXJ0636+3535 σετ 3	36
4.3.5 Καμπύλες φωτός του RXJ0636+3535 σετ 4	37

Κατάλογος Πινάκων

1.2.1 Διαχωρισμός των κατακλυσμικών μεταβλητών	2
2.2.1 Χαρακτηριστικά Αστρονομικού Σταθμού Κρυονερίου	15
2.3.1 Χαρακτηριστικά του τηλεσκοπίου 1.2m	16
2.4.1 Τα χαρακτηριστικά της κάμερας CCD	17
2.5.1 Φαινόμενα μεγέθη B και R του HS2325+8205 και των αστέρων σύγκρισης	19
2.5.2 Ημερολόγιο παρατηρήσεων του HS2325+8205	19
2.5.3 Φαινόμενα μεγέθη B και R του RXJ0636+3535 και των αστέρων σύγκρισης	21
2.5.4 Ημερολόγιο παρατηρήσεων του RXJ0636+3535	21
4.2.1 Χρόνοι κέντρου έκλειψης για τον HS2325+8205	32
5.3.1 Σύγκριση του ύψους των δύο σημάτων για τον RXJ0636+3535	41

Περίληψη

Στην εργασία αυτή περιγράφονται οι φωτομετρικές παρατηρήσεις κατακλυσμικών μεταβλητών αστέρων που έγιναν με το οπτικό τηλεσκόπιο 1.2μ του Αστρονομικού Σταθμού Κρυονερίου Κορινθίας του Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών. Αρχικά γίνεται μια υεωρητική εισαγωγή για τις σημαντικότερες αστροφυσικές διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στα συστήματα αυτά. Ακολουθεί η παρουσίαση των δύο αστέρων που παρατηρήθηκαν, συγκεκριμένα του HS2325+8205 και του RXJ0636+3535, καθώς και πληροφορίες τόσο για τις βασικές φυσικές παραμέτρους τους, όσο και για τις παρατηρήσεις που πραγματοποιήθηκαν. Στη συνέχεια, μετά από μια αναφορά στον κώδικα επεξεργασίας και ανάλυσης των δεδομένων που συλλέχθηκαν, εξετάζονται τα κύρια αποτελέσματα της ανάλυσής μας σε δύο στάδια. Στο πρώτο στάδιο δίνονται οι καμπύλες φωτός των δύο αστέρων και η περαιτέρω ανάλυσή τους, με σκοπό την ανίχνευση των διαφόρων περιοδικοτήτων των δύο αστέρων. Στο δεύτερο στάδιο δίνεται η φυσική ερμηνεία της συμπεριφοράς των συστημάτων, όπως αυτή προκύπτει από τις καμπύλες φωτός και τις ανιχνευθείσες περιοδικότητες, όπως επίσης και προτάσεις για μελλοντική δουλειά.

Abstract

The purpose of this Diploma Thesis is to present an account of, photometrically, observed Cataclysmic Variable stars (CV's). An extended theoretical overview familiarises the reader with these systems. The thesis focuses on observations of two particular CV's: HS2325+8205 and RXJ0636+3535. Information about the targets, the telescope, the instruments used and the observations themselves is provided. An indepth account of the data reduction code and its functions is given. A detailed description of the resulting lightcurves and their further analysis, in order to detect possible periodicities, follows. Finally, the results are put into physical context.

Ευχαριστίες

Κατά πάσα πιθανότητα δε θα κρατούσατε στα χέρια σας τη διπλωματική αυτή εργασία, αν δεν υπήρχαν οι προσπάθειες και η καλή διάθεση πολλών ανθρώπων. Το λιγότερο που μπορώ να κάνω, είναι να τους ευχαριστήσω για τη συμβολή τους.

Πρώτον από όλους, αν και είμαι απόλυτα σίγουρος ότι δεν το επιθυμεί, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή Ιωάννη Χ. Σειραδάκη (Α.Π.Θ.) για την ευκαιρία που μου έδωσε να ασχοληθώ με αυτό το πολύ ενδιαφέρον θέμα, για την προθυμία του να επιβλέψει την εργασία μου, για τη βοήθειά του κατά τη διάρκεια της δουλειάς και τα εύστοχα σχόλιά του, που βελτίωσαν σημαντικά το κείμενο. Πιο πολύ όμως, θα ήθελα να τον ευχαριστήσω για το γεγονός ότι πάντα ήταν εκεί, όποτε τον χρειάστηκα, καθ' όλη τη διάρκεια των σπουδών μου.

Ο καθηγητής Σταύρος Ι. Αυγολούπης (Α.Π.Θ.) είναι ο άνθρωπος που είναι υπεύθυνος για την ενασχόλησή μου με την Αστρονομία. Για το λόγο αυτό θα του είμαι για πάντα ευγνώμων. Αυτό όμως είναι το λιγότερο. Ο κ.Αυγολούπης υπήρξε ο μέντοράς μου σε όλη μου τη σταδιοδρομία και σε πολλές περιπτώσεις, τολμώ να πω, ένας καλός φίλος.

Δεν πιστεύω πως λίγες γραμμές είναι αρκετές για να ανταποδώσουν την πολύτιμη βοήθεια του Dr. Boris Gänsicke (University of Warwick, UK). Θα ήθελα να τον ευχαριστήσω για το ένασμα που μου έδωσε να ασχοληθώ με τους κατακλυσμικούς μεταβλητούς, για την υποστήριξή του - ηθική και οικονομική - στο ταξίδι μου στο Warwick, όπου έγραψα περισσότερη από τη μισή διπλωματική, για την ευγενική παροχή του κώδικα επεζεργασίας και για την υπομονή και την ετοιμότητά του να απαντήσει άμεσα σε οποιαδήποτε ερώτησή μου.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τη Dr. Domitilla de Martino (Osservatorio Astronomico di Capodimonte, Istituto Nazionale di Astrofisica, Italy) για τις χρήσιμες συζητήσεις πάνω στη Φυσική των Intermediate Polars.

Ειδικές ευχαριστίες στον Ευάγγελο Τσορλίνη (Α.Π.Θ.) και στο Γιώργο Δήμου (Ε.Α.Α.) που μου έμαθαν όλα όσα γνωρίζω για τα τηλεσκόπια.

Ο συμφοιτητής μου Δημήτρης Μισλής υποστήριξε θερμά πολλές από τις αστρονομικές - και όχι μόνο - αναζητήσεις μου.

Αισθάνομαι βαθιά ευγνωμοσύνη για την οικογένειά μου, που με βοήθησε και με στήριξε σε οποιαδήποτε επιλογή έκανα και παρείχε όλα όσα χρειαζόμουν και ακόμα περισσότερα.

Σε όλους τους φίλους μου οφείλω ένα μεγάλο ευχαριστώ που στέκονται δίπλα μου.

Τέλος, χρωστώ πολλά στον αδικοχαμένο Αιμίλιο Χαρλαύτη (Ε.Α.Α.), χωρίς τον οποίο, τίποτα δε θα ήταν το ίδιο. Ας είναι ελαφρύ το χώμα που τον σκεπάζει.

Κεφάλαιο 1

Κατακλυσμικοί μεταβλητοί

1.1 Εισαγωγή

Οι κατακλυσμικοί μεταβλητοί αστέρες ανήκουν στα πιο ενδιαφέροντα συστήματα που μπορεί κανείς να συναντήσει, τόσο από Αστροφυσικής πλευράς, όσο και από την πλευρά της Παρατηρησιακής Αστρονομίας. Οι λόγοι γι' αυτό είναι αρκετοί.

Καταρχάς, οι κατακλυσμικοί μεταβλητοί είναι οι περισσότερο μεταβλητοί αστέρες του ουρανού και η κατηγορία τους διαθέτει φοβερή πολλαπλότητα και πολυπλοκότητα. Οι μεταβολές που συμβαίνουν διαφέρουν πολύ, τόσο σε μέγεθος και ένταση, όσο και στις χρονικές κλίμακες που εκτυλίσσονται.

Κυρίως όμως παρουσιάζουν ενδιαφέρον, γιατί κατά τη μελέτη τους συναντά κανείς, πολύ συχνά, δίσκους προσαύξησης. Η διαδικασία της προσαύξησης είναι μια από τις πιο θεμελιώδης διαδικασίες στην Αστροφυσική. Εύλογο είναι το ερευνητικό έργο που έχει αναπτυχθεί στον τομέα αυτό. Η προσαύξηση - μέσω της μεταφοράς μάζας και του σχηματιζόμενου δίσκου, όπως άλλωστε θα δούμε και στη συνέχεια - δε συναντάται μόνο σε στενά διπλά συστήματα (που είναι η περίπτωση που εξετάζει η εργασία αυτή). Το πιθανότερο σενάριο για τα quasars, για παραδειγμα, είναι αυτό μιας τεράστιας μαύρης τρύπας περιτριγυρισμένης από έναν δίσκο προσαύξησης. Άλλα και κατά τη δημιουργία νέων αστέρων και πλανητικών συστημάτων συναντά κανείς δίσκους. Βλέπουμε λοιπόν πως όντως η διαδικασία της προσαύξησης βρίσκεται στην καρδιά της Αστροφυσικής. Η μελέτη των στενών διπλών συστημάτων όμως προσφέρει στους επιστήμονες ένα πολύ σημαντικό πλεονέκτημα: τα quasars βρίσκονται σε τόσο μεγάλες αποστάσεις που τα όργανα που διαθέτουμε δε μας επιτρέπουν πάντα αξιόλογες μετρήσεις ακριβείας, ενώ τα νεοσχηματιζόμενα αστέρια συνήθως καλύπτονται από πυκνά νέφη και σκόνη, ώστε και εδώ οι μετρήσεις να είναι πολύ δύσκολες. Πουθενά δεν μπορούμε να μελετήσουμε τους δίσκους προσαύξησης τόσο καθαρά όσο στα στενά διπλά συστήματα. Η γνώση που

αποκομίζουμε από τα συστήματα αυτά μπορεί στη συνέχεια να εφαρμοστεί και στις άλλες περιπτώσεις.

Στο πρώτο αυτό κεφάλαιο της παρούσας διπλωματικής εργασίας κάνουμε μια σύντομη, αλλά απαραίτητη, θεωρητική εισαγωγή και εμβαθύνουμε σε ορισμένες περιπτώσεις σε βασικές αστροφυσικές διεργασίες που συναντώνται στους κατακλυσμικούς μεταβλητούς.

1.2 Κατακλυσμικοί μεταβλητοί

Οι κατακλυσμικοί μεταβλητοί αστέρες (cataclysmic variable stars - CV's) είναι αλληλεπιδρώντα (interacting) διπλά συστήματα αστέρων αποτελούμενα από ένα λευκό νάνο (white dwarf - WD) και έναν νάνο αστέρα της κύριας ακολουθίας, συνήθως ερυθρό (δηλαδή φασματικού τύπου M, main sequence M dwarf - dM).

Μέχρι σήμερα έχουν μελετηθεί πάνω από 800 τέτοια συστήματα. Οι περίοδοι περιστροφής των συστημάτων χυμαίνονται από μια ελάχιτη τιμή, λίγω παραπάνω από μια ώρα, εώς μια μέγιστη γύρω στις δέκα ώρες. Εξαιρετικό ενδιαφέρον παρουσιάζει η σχεδόν παντελής απουσία παρατηρηθέντων συστημάτων με περίοδο 2-3 ώρες (το λεγόμενο period gap). Δεν έχει δωθεί ακόμα μια τελική θεωρητική εξήγηση για το λόγο που συμβαίνει αυτό.

Η περίοδος περιστροφής συνδέεται με τα φυσικά χαρακτηριστικά του συστήματος μέσω του τρίτου νόμου του Kepler

$$P_{orb}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)} \quad (1.2.1)$$

όπου a είναι ο διαχωρισμός του συστήματος, η απόσταση δηλαδή των αστέρων.

Οι κατακλυσμικοί μεταβλητοί μπορούν να κατηγοριοποιηθούν με διάφορους τρόπους. Ο πιο συνηθισμένος λαμβάνει υπόψη την τιμή του μαγνητικού πεδίου του λευκού νάνου. Έτσι προκύπτει ο εξής διαχωρισμός:

Mη - Μαγνητικοί	Μαγνητικοί
dwarf novae	intermediate polars
novalike	polars

Πίνακας 1.2.1: Διαχωρισμός των κατακλυσμικών μεταβλητών

Στους κατακλυσμικούς μεταβλητούς ο λευκός νάνος θεωρείται ο πρωτεύων αστέρας και ο ερυθρός ο δευτερεύων. Έτσι, όταν αναφερόμαστε σε κάποια φυσική ποσότητα του λευκού νάνου, αυτή θα συνοδεύεται από το δείκτη 1, ενώ ο δείκτης 2 θα υποδεικνύει πως αναφερόμαστε σε κάποιο χαρακτηριστικό του ερυθρού νάνου. Εδώ θα ορίσουμε και το συντελεστή q ως $q = M_2/M_1$.

1.3 Η γεωμετρία του Roche

Προτού ασχοληθούμε με το σχηματισμό του δίσκου προσαύξησης θα πρέπει να δούμε το αίτιο του σχηματισμού αυτού, να μελετήσουμε δηλαδή λίγο τη μεταφορά μάζας στους κατακλυσμικούς μεταβλητούς. Το κύριο ερώτημα που θέτουμε είναι: γιατί να μεταφέρεται μάζα. Η απάντηση στο ερώτημα αυτό μπορεί να προκύψει από τη δυναμική μελέτη του διπλού συστήματος. Θα χρειαστούμε εδώ μια μικρή ανάλυση της γεωμετρίας του Roche.

Έστω λοιπόν ένα δοκιμαστικό σωματίδιο (test particle) που κινείται κοντά στο περιβάλλον ενός διπλού συστήματος. Αν θεωρήσουμε \vec{r} το διάνυσμα θέσης του σωματιδίου ως προς τυχαίο σταθερό σύστημα συντεταγμένων, \vec{r}_1 και \vec{r}_2 τα διανύσματα θέσης των κέντρων των αστέρων και $\vec{\omega}$ τη γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του διπλού συστήματος, τότε το δοκιμαστικό σωματίδιο κινείται υπό την επίδραση του δυναμικού Φ

$$\Phi = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2} (\vec{\omega} \times \vec{r})^2 \quad (1.3.1)$$

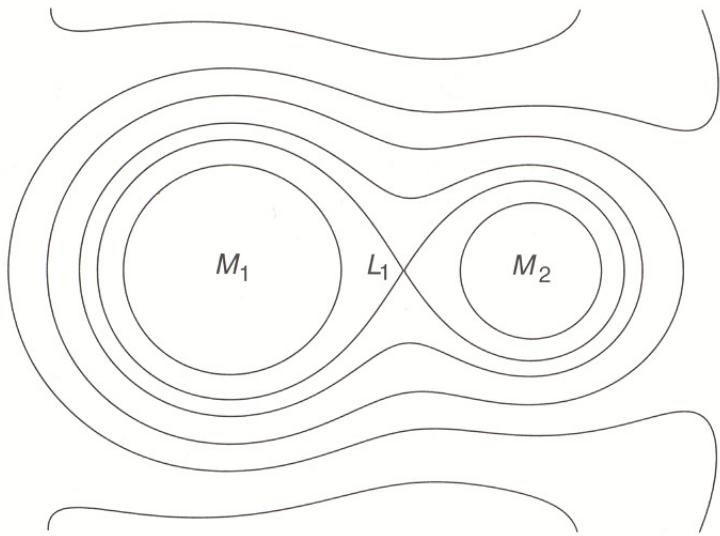
Κρατώνας σταθερή την τιμή του Φ μπορεί κανείς να σχεδιάσει τις ισοδυναμικές επιφάνειες που προκύπτουν από την παραπάνω σχέση, χρησιμοποιώντας τυπικές τιμές για τις μάζες των αστέρων του συστήματος. Τέτοιες επιφάνειες φαίνονται και στο σχήμα (1.3.1) που ακολουθεί. Στο σχήμα μπορεί κανείς να δει πως κοντά στα δύο αστέρια οι ισοδυναμικές επιφάνειες είναι διαχωρισμένες και έχουν σχεδόν κυκλικό σχήμα, γύρω από κάθε αστέρι. Αυξανομένου του Φ , οι επιφάνειες μεγαλώνουν, μέχρι που σε κάποιο σημείο εφάπτονται. Για μεγάλες αποστάσεις υπάρχει πλέον μόνο μια επιφάνεια, σε σχήμα ‘αχλαδιού’ με το μεγαλύτερο μέρος γύρω από το ισχυρότερο, βαρυτικά, κέντρο.

Όπως ξέρουμε η βαρυτική δυναμική ενέργεια ενός σφαιρικά συμμετρικού, ομογενούς αστέρα δίνεται από τη σχέση

$$W = -\frac{3GM^2}{5R} \quad (1.3.2)$$

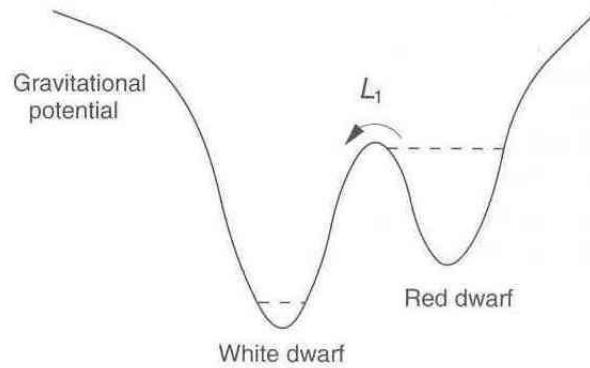
Αν λάβουμε υπόψη τις διαστάσεις και τις μάζες του λευκού και του ερυθρού νάνου που απαρτίζουν το σύστημα, εύκολα προκύπτει ότι ο λευκός νάνος είναι το ισχυρότερο βαρυτικό κέντρο στο σύστημα.

Οι ισοδυναμικές επιφάνειες του συστήματος που εφάπτονται για πρώτη φορά ονομάζονται λοβοί του Roche του συστήματος. Επίσης το σημείο που εφάπτονται ονομάζεται εσωτερικό λανγκρανζιάνο σημείο ισορροπίας L_1 . Οι λοβοί του Roche και το σημείο L_1 είναι πολύ σημαντικά για ένα σύστημα γιατί αν ένα από τα δύο αστέρια υπερχειλίζει το λοβό Roche του, ικανοποιούνται οι συνθήκες και μπορεί να ξεκινήσει μεταφορά μάζας μέσω του L_1 .



Σχήμα 1.3.1: Οι ισοδυναμικές επιφάνειες ενός διπλού συστήματος

Το παραπάνω μπορεί να γίνει εύκολα κατανοητό με το εξής παράδειγμα: μπορούμε να φανταστούμε τους λοβούς Roche ως πηγάδια βαρυτικού δυναμικού. Αν ένας αστέρας ‘γεμίζει’ το πηγάδι που αντιστοιχεί σε αυτόν και το υπερχειλίζει, τότε η επιπλέον μάζα μπορεί να μεταφερθεί μέσω του σημείου L_1 στο άλλο πηγάδι. Το παρακάτω σχήμα βοηθά στην κατανόηση.



Σχήμα 1.3.2: Τα πηγάδια βαρυτικού δυναμικού

Η απόσταση του σημείου L_1 από τους δύο αστέρες δίνεται από τις εξής

σχέσεις:

$$R_{1,L_1} = a (0.500 - 0.227 \log q) \quad 0.1 < q < 10 \quad (1.3.3)$$

$$R_{2,L_1} = \frac{a0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad \forall q \quad (1.3.4)$$

Εύκολα παρατηρεί κανείς πως το σχήμα και το μέγεθος των λοβών εξαρτάται αποκλειστικά από τα q και a .

1.4 Μεταφορά μάζας

Είδαμε λοιπόν πως όταν ένας αστέρας υπερχειλίζει το λοβό Roche τότε μάζα από τον αστέρα περνά μέσω του σημείου L_1 στο λοβό του άλλου αστέρα.

Εδώ ωστρε πρέπει να τονίσουμε πως από δυναμικής άποψης το υλικό ‘ανήκει’ βαρυτικά στον αστέρα, μέσα στο λόβο Roche του οποίου βρίσκεται¹. Επομένως ότι υλικό περάσει στο λοβό του λευκού νάνου, τελικά ωστρε αιχμαλωτιστεί από αυτόν.

Στο σημείο αυτό είναι απαραίτητο να γίνει μια διευκρίνηση: μέχρι στιγμής έχουμε δει πως η μεταφορά μάζας είναι δυνατή όταν ο συνοδός υπερχειλίζει το λοβό Roche δεν έχουμε όμως αναφερθεί καθόλου στην ερώτηση γιατί ο συνοδός να γεμίζει το λοβό του; Η απάντηση στο ερώτημα αυτό, ποιοτικά, έχει ως εξής: ωστρε πρέπει να λάβουμε υπόψη μας πως η περίπτωσή μας διαφέρει από αυτήν του μοναχικού, σφαιρικού αστέρα με τη συγκεκριμένη μορφή βαρυτικού δυναμικού πεδίου. Συγκεκριμένα ο λευκός νάνος, ως πολύ ισχυρότερο βαρυτικό κέντρο (και με δεδομένο τον πολύ μικρό διαχωρισμό των συστημάτων αυτών) μπορεί να ασκεί αρκετά μεγάλη επιρροή στα εξωτερικά στρώματα του ερυθρού νάνου. Αυτή η επιπρόσθετη βαρυτική έλξη, υπό μορφή παλιροιογόνων δυνάμεων, παραμορφώνει το συνοδό από το σφαιρικό του σχήμα. Έτσι, τα εξωτερικά στρώματα του ερυθρού νάνου δε νιώθουν πλέον το ίδιο ισχυρή βαρυτική έλξη με αποτελέσμα η βαθμίδες πίεσης που ασκούνται πάνω τους από το εσωτερικό να μπορούν να τα διώχνουν κάνοντας τον αστέρα να ‘φουσκώνει’². Το γεγονός αυτό, σε συνδυασμό με το γεγονός ότι το όλο σύστημα χάνει στροφορμή (εξαιτίας κυρίως του ηλιακού ανέμου και της βαρυτικής ακτινοβολίας που εκπέμπει), άρα εκτελεί μια σπειροειδή - στην ουσία - κίνηση προς τα μέσα, η οποία μειώνει το διαχωρισμό και επομένως την ακτίνα του λοβού του συνοδού εξίσωση (1.3.4), οδηγεί στο συμπέρασμα πως σε κάποια στιγμή όντως ο συνοδός ωστρε υπερχειλίσει το λοβό του Roche.

¹Γι' αυτό το λόγο άλλωστε η Σελήνη θεωρείται δορυφόρος της Γης και όχι πλανήτης του Ήλιου. Παρόλο δηλαδή που η έλξη του Ήλιου είναι μεγαλύτερη από αυτήν της Γης, η Σελήνη βρίσκεται μέσα στο λοβό Roche της Γης, και άρα ανήκει βαρυτικά σε αυτήν.

²Χωρίς το ‘φουσκωμα’ αυτό να έχει τίποτα να κάνει με εξέλιξη του αστέρα προς ερυθρό γίγαντα

Είναι φανερό ότι η μεταφορά μάζας έπειται μείωση της μάζας του συνοδού αστέρα. Αυτό όμως επηρεάζει προφανώς το λόγο q. Επίσης (αν και δεν είναι ίσως τόσο εύκολα αντιληπτό) μέσω της μεταφοράς μάζας επηρεάζονται και η περίοδος περιστροφής, καθώς και ο διαχωρισμός του συστήματος a λόγω της ανακατανομής της συνολικής στροφορμής του συστήματος.

Ας δούμε λίγο πως επηρεάζει η μεταφορά μάζας το σύστημα. Η συνολική τροχιακή γωνιακή ορμή J είναι:

$$J = (M_1 a_1^2 + M_2 a_2^2) \omega \quad (1.4.1)$$

όπου

$$\omega = \frac{2\pi}{P_{orb}} \quad (1.4.2)$$

$$a_i = \left(\frac{M_i}{M} \right) a \quad i = 1, 2 \quad (1.4.3)$$

η απόσταση των αστέρων από το κέντρο μάζας του συστήματος, και βέβαια $M = M_1 + M_2$. Με βάση τις εξισώσεις (1.2.1), (1.4.2) και (1.4.3) η (1.4.1) γράφεται:

$$J = M_1 M_2 \left(\frac{G a}{M} \right)^{1/2} \quad (1.4.4)$$

Με την (αρκετά ασφαλή) υπόθεση ότι όλη η μάζα που χάνεται για το συνοδό καταλήγει στο λευκό νάνο, ισχύει δηλαδή $\dot{M} = \dot{M}_1 + \dot{M}_2 = 0$ καθώς και $\dot{M}_2 < 0$ παραγωγίζοντας λογαριθμικά την (1.4.4) θα έχουμε

$$\frac{\dot{a}}{a} = \frac{2\dot{J}}{J} - \frac{2\dot{M}_2}{M_2} \left(1 - \frac{M_2}{M_1} \right) \quad (1.4.5)$$

Αν υποθέσουμε ότι κατά τη μεταφορά μάζας ισχύει $\dot{J} = 0$ (conservative mass transfer) και επειδή $\dot{M}_2 < 0$ προκύπτει ότι για $M_2 < M_1$ - όπως είναι συνήθως η περίπτωση των κατακλυσμικών μεταβλητών - θα είναι $\dot{a} > 0$ δηλαδή ο διαχωρισμός του συστήματος μεγαλώνει.

Ο λοβός Roche του συνοδού επηρεάζεται ως εξής: αντί της (1.3.4) μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε μια εναλλακτική έκφραση, την

$$R_{2,L_1} = a 0.462 \left(\frac{q}{1+q} \right)^{1/3} \quad 0.1 < q < 0.8 \quad (1.4.6)$$

Αν παραγωγίσουμε λογαριθμικά θα έχουμε

$$\frac{\dot{R}_2}{R_2} = \frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{M}_2}{3M_2} \quad (1.4.7)$$

και συνδυάζοντας με την (4.5) έχουμε τελικά

$$\frac{\dot{R}_2}{R_2} = \frac{2\dot{J}}{J} - \frac{2\dot{M}_2}{M_2} \left(\frac{5}{6} - \frac{M_2}{M_1} \right) \quad (1.4.8)$$

Λαμβανοντας υπόψιν τον περιορισμό της (4.6) ο όρος στην παρένθεση είναι θετικός και επειδή είναι $\dot{M}_2 < 0$ και $J = 0$ έχουμε πως $\dot{R}_2 > 0$, δηλαδή ο λοιβός διαστέλεται. Αν ο αστέρας δεν τον ακολουθήσει, δε διασταλεί δηλαδή, η μεταφορά μάζας θα σταματήσει!

Συμπερασματικά μπορούμε να πούμε πως για σταθερή και συντηρούμενη μεταφορά μάζας θα πρέπει το σύστημα να χάνει στροφορμή (angular momentum loss - AML) δηλαδή $\dot{J} < 0$.

1.5 Δίσκοι προσαύξησης

1.5.1 Ο πρωτοδίσκος

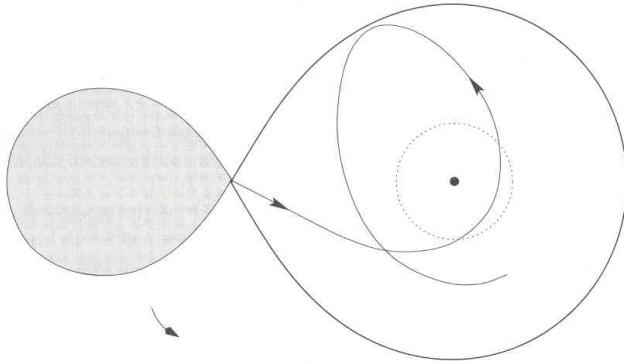
Έχουμε αναφερθεί και εξετάσει εκτενώς πως μπορεί να μεταφερθεί μάζα από τον έναν αστέρα στον άλλο. Θα εξετάσουμε τώρα τη διαδικασία της μεταφοράς αυτήν καθ' αυτήν. Αν και έχουμε πει πως το υλικό που μεταφέρεται θα αιχμαλωτιστεί βαρυτικά από το λευκό νάνο όταν περάσει στο λοιβό του, εντούτις δεν μπορεί να 'πέσει' απευθείας πάνω του.

Αυτό μπορούμε να το καταλάβουμε καλύτερα ως εξής: με την υπόθεση ότι το υλικό εγκαταλείπει το συνοδό υπό την επήρρεια βαθμίδων πίεσης (pressure forces) θα αποκτά μια ταχύτητα περίπου ίση με αυτήν του $c_s \sim 10 \text{ kms}^{-1}$. Το υλικό όμως θα πρέπει να περάσει μέσα από το σημείο L_1 , το οποίο με τη σειρά του περιστρέφεται γύρω από το λευκό νάνο με μια ταχύτητα $v_{L_1} \sim w R_{L_1}$ η οποία είναι της τάξης των 100 kms^{-1} .

Τελικά, το ρεύμα του υλικού θα ακολουθήσει μια βαλλιστική τροχιά γύρω από το λευκό νάνο, η οποία καθορίζεται αποκλειστικά από το δυναμικό του νάνου, θα περάσει γύρω του και θα συναντηθεί με τον 'εαυτό' του. Η πορεία φαίνεται στο σχήμα (1.5.1) που ακολουθεί.

Τι συμβαίνει όταν το ρεύμα συναντά τον εαυτό του; η κατάσταση περιλαμβάνει πολύπλοκες τυρβώδεις ροές και αλληλεπιδράσεις που μπορούν να προσομοιωθούν μόνο σε προγράμματα υπολογιστών. Αυτό που μπορεί κανείς να πει με σιγουριά είναι ότι, στο τέλος, το υλικό θα οργανωθεί σε μια τροχιά ελάχιστης ενέργειας γύρω από το λευκό νάνο: μια κυκλική τροχιά. Η ακτίνα της κυκλικής τροχιάς (circularisation radius) - η οποία σημειώνεται με διακεκομένη γραμμή στο προηγούμενο σχήμα - μπορεί να υπολογιστεί με τον παρακάτω συλλογισμό.

Το υλικό δεν μπορεί τόσο εύκολα να αποβάλλει τη στροφορμή του. Επομένως η στροφορμή που είχε το υλικό όταν πέρασε από το σημείο L_1 θα πρέπει



Σχήμα 1.5.1: Η πορεία του ρεύματος ύλης γύρω από το λευκό νάνο

να είναι περίπου ίδια με η στροφορμή που έχει το υλικό στην κυκλική τροχιά του. Στο σημείο L_1 το υλικό έχει στροφορμή R_{1,L_1} ν ή αλλιώς

$$J_{L_1} = R_{1,L_1} \frac{2\pi R_{1,L_1}}{P_{orb}} \quad (1.5.1)$$

Στην κυκλική τροχιά η στροφορμή θα είναι $r_{circ}v_{kep}$ δηλαδή

$$J_{circ} = r_{circ} \sqrt{\frac{GM_1}{r_{circ}}} \quad (1.5.2)$$

Εξισώνοντας τις (1.5.1) και (1.5.2) και συνδιάζοντας τες με την (1.2.1) καταλήγουμε στην έκφραση

$$r_{circ} = (1+q) \frac{R_{1,L_1}^4}{a^3} \quad (1.5.3)$$

Το υλικό συνεπώς θα σχηματίσει ένα δαχτυλίδι ύλης σε κυκλική τροχιά γύρω από το λευκό νάνο, κάτι που (ίσως αδόκιμα) θα αποκαλούμε πρωτοδίσκο.

1.5.2 Εξέλιξη του πρωτοδίσκου

Θα δούμε τώρα πως εξελίσσεται ο πρωτοδίσκος που έχει σχηματιστεί γύρω από το λευκό νάνο. Αρχικά θα κάνουμε μια ποιοτική μελέτη των φαινομένων.

Θα χρησιμοποιήσουμε τρία δεδομένα: (α) υλικό που βρίσκεται σε τροχιά κοντύτερα στο λευκό νάνο κινείται πιο γρήγορα, (β) υλικό που βρίσκεται σε τροχιά κοντύτερα στο λευκό νάνο έχει μικρότερη στροφορμή και (γ) υλικό μεταφερόμενο σε εγγύτερη προς το λευκό νάνο τροχιά απελευθερώνει βαρυτική ενέργεια.

Προφανώς ο πρωτοδίσκος, το δαχτυλίδι ύλης που έχει σχηματιστεί, έχει διαστάσεις. Έτσι υπάρχουν τμήματά του που βρίσκονται κοντύτερα στο λευκό

νάνο και άρα κινούνται γρηγορότερα από τα, γειτονικά τους, εξωτερικά τμήματα. Αυτό το γεγονός όμως δημιουργεί τριβές, οι οποίες μετατρέπουν μέρος από την οργανωμένη κινητική ενέργεια περιστροφής του αερίου σε εσωτερική ενέργεια (θερμότητα). Ο πρωτοδίσκος θα ακτινοβολεί αυτήν την (θερμικής προέλευσης) ενέργεια και έτσι συνολικά το αέριο θα έχει απώλειες ενέργειας. Για να αναπληρωθούν οι απώλειες αυτές, τμήματα του πρωτοδίσκου θα κινηθούν βαθύτερα στο πηγάδι δυναμικού, δηλαδή πιο κοντά στο λευκό νάνο. Έτσι ο πρωτοδίσκος απλώνει προς τη μεριά του λευκού νάνου. Όμως τα τμήματα αυτά, κινούμενα προς το λευκό νάνο, χάνουν στροφορμή. Επειδή η τελευταία θα πρέπει να διατηρείται, οι απώλειες αυτές μεταφέρονται μέσω εσωτερικών μηχανισμών - που θα εξεταστούν παρακάτω - στα εξωτερικότερα στρώματα, τα οποία εξαιτίας αυτού του γεγονότος απομακρύνονται από το λευκό νάνο. Έτσι τελικά, ο πρωτοδίσκος απλώνει προς δύο κατευθύνσεις με συνέπεια το σχηματισμό του τελικού δίσκου προσαύξησης.

Μια μαθηματική περιγραφή των παραπάνω έχει ως εξής: έστω δύο δοκιμαστικά σωματίδια με μάζες m_1, m_2 σε τροχιά γύρω από το λευκό νάνο με ακτίνα r_1, r_2 αντίστοιχα. Η συνολική στροφορμή είναι

$$J = \sqrt{GM_{WD}} \left(m_1 r_1^{1/2} + m_2 r_2^{1/2} \right) \quad (1.5.4)$$

Παραγωγίζοντας έχουμε

$$dJ = \frac{\sqrt{GM_{WD}}}{2} \left(m_1 r_1^{-1/2} dr_1 + m_2 r_2^{-1/2} dr_2 \right) \quad (1.5.5)$$

και επειδή θέλουμε $dJ = 0$ θα έχουμε

$$dr_2 = -\frac{m_1}{m_2} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{1/2} dr_1 \quad (1.5.6)$$

Η συνολική ενέργεια του συστήματος θα είναι

$$E = -\frac{GM_{WD}}{2} \left(\frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2} \right) \quad (1.5.7)$$

και η οποία με παραγώγιση δίνει

$$dE = \frac{GM_{WD}}{2} \left(\frac{m_1}{r_1^2} dr_1 + \frac{m_2}{r_2^2} dr_2 \right) \quad (1.5.8)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (1.5.6) στην (1.5.8) έχουμε τελικά

$$dE = \frac{GM_{WD}m_1 dr_1}{2r_1^2} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^{3/2} \right] \quad (1.5.9)$$

Θέλουμε να εξετάσουμε τη συμπεριφορά για απώλειες ενέργειας δηλαδή για $dE < 0$. Αν το σωματίδιο 1 είναι εσωτερικότερα, ισχύει $r_1 < r_2$ και άρα θα πρέπει $dr_1 < 0$, οπότε το εσωτερικό σωματίδιο κινείται ακόμα πιο εσωτερικά προς το λευκό νάνο. Στην αντιθέτη περίπτωση, για $r_1 > r_2$ προκύπτει $dr_1 > 0$ και άρα το εξωτερικό σωματίδιο απομακρύνεται από το λευκό νάνο, όπως έχουμε ήδη δει στην ποιοτική περιγραφή.

1.5.3 Μεταφορά στροφορμής

Οι διαδικασίες και οι μηχανισμοί μεταφοράς της στροφορμής από τα εσωτερικά στα εξωτερικά τμήματα του πρωτοδίσκου είναι οι πιο σημαντικοί για την εξέλιξη του δαχτυλιδιού της ύλης και τη δημιουργία του τελικού δίσκου προσαύξησης. Θα πρέπει επομένως να τους μελετήσουμε αναλυτικά.

Γενικά, στην προηγούμενη ενότητα είδαμε πως ο σχηματισμός ενός δίσκου επιτρέπει στο υλικό να κινηθεί βαθύτερα στο πηγάδι δυναμικού του λευκού νάνου και παράλληλα (ο δίσκος) αποτελεί έναν πολύ καλό μηχανισμό για την ακτινοβόληση της ενέργειας που προέρχεται από αυτή τη διαδικασία. Το πιο σημαντικό σε όλα αυτά είναι η διαδικασία η οποία μετατρέπει την κινητική ενέργεια περιστροφής σε θερμική. Υπάρχουν πολλές ενδείξεις πως το ιξώδες του δίσκου παίζει σημαντικό ρόλο.

Όλα ζεκινούν από το γεγονός ότι το υλικό του πρωτοδίσκου περιστρέφεται διαφορικά. Εξισώνοντας τη φυγόκεντρο δύναμη με τη βαρυτική έχουμε για τη γωνιακή ταχύτητα περιστροφής

$$\Omega = \left(\frac{GM_{WD}}{r^3} \right)^{1/2} \quad (1.5.10)$$

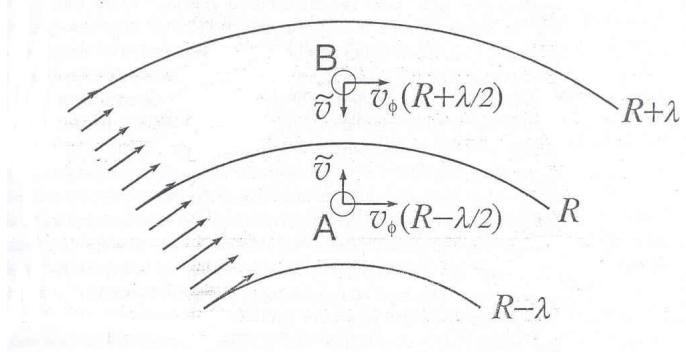
Η εξίσωση αυτή μας δείχνει επίσης πως για εξωτερικά r το Ω είναι μικρότερο (και αντίστοιχα για εσωτερικά, μεγαλύτερο). Συνεπώς είναι συνολικά

$$\frac{d\Omega}{dr} < 0 \quad (1.5.11)$$

Η διαφορική αυτή περιστροφή του υλικού έχει ως συνέπεια να εμφανίζονται - εξαιτίας των πάντα παρόντων χαοτικών θερμικών κινήσεων - διάφορες τριβές στον πρωτοδίσκο, όπως πχ τριβές ολίσθησης ή τριβές λόγω του ιξώδους. Στην περίπτωσή μας θεωρούμε πως η μεταφορά πχ στροφορμής γίνεται κάθετα στη διεύθυνση κίνησης του υλικού. Αυτού του είδους η μεταφορά είναι γνωστή ως ιξώδες ολίσθησης. Μπορούμε μάλιστα να ορίσουμε και το ρυθμό ολίσθησης (rate of shearing) με την παρακάτω σχέση

$$A = R \frac{d\Omega}{dR} \quad (1.5.12)$$

Ας θεωρήσουμε τώρα την περίπτωση ενός πρωτοδίσκου, ενός δαχτυλιδιού ύλης δηλαδή που έχει αρχίσει να απλώνεται. Ορίζουμε ένα σύστημα κυλινδρικών, πολικών συντεταγμένων (R, ϕ, z) όπου υποθέτουμε πως η ροή γίνεται μεταξύ των επιπέδων $z = 0$ και $z = H$ με αζιμουθιακή συμμετρία, κατά τη διεύθυνση ϕ με γωνιακή ταχύτητα $\Omega(R)$. Στη συνέχεια θα υποθέσουμε δυο γειτονικά τμήματα του πρωτοδίσκου πάχους λ εκατέρωθεν της επιφάνειας $R = const$, όπως φαίνεται και στο σχήμα που ακολουθεί.



Σχήμα 1.5.2: Ανταλλαγές υλικού και σχηματισμός του viscous torque

Λόγω των χαοτικών κινήσεων στοιχειώδη τμήματα αερίου όπως τα A και B εναλλάσσονται συνεχώς μεταξύ των δυο τμημάτων με μια ταχύτητα $\sim \tilde{v}$. Καθώς αυτά τα τμήματα εναλλάσσονται μεταφέρουν ελαφρώς διαφορετική ποσότητα στροφορμής, το A δηλαδή μεταφέρει κατά μέσο όρο στροφορμή που αντιστοιχεί στη θέση $(R-\lambda/2)$, ενώ το B $(R+\lambda/2)$. Εδώ προκύπτει μια διχογνωμία: ποια ποσότητα θα πρέπει να διατηρείται, η γωνιακή ορμή ή η γραμμική ορμή, καθώς τα τμήματα του αερίου διανύουν την απόσταση λ ? Οι δυο ακραίες περιπτώσεις είναι (α) η περίπτωση της κίνησης χωρίς την επήρεια καμιάς άλλης δύναμης πέραν της βαρυτικής (force free motion, τα τμήματα του αερίου δηλαδή δεν αλληλεπιδρούν με το υπόλοιπο ρεύμα) οπότε θα διατηρείται η γωνιακή ορμή και (β) η περίπτωση όπου θεωρούμε πως τα τμήματα του αερίου αλληλεπιδρούν με το ρεύμα και άρα υπάρχουν και άλλες δυνάμεις (πχ βαθμίδες πίεσης) που αναιρούν τις εξωτερικές και άρα καλύτερη προσέγγιση είναι η διατήρηση της γραμμικής ορμής. Η πραγματικότητα βρίσκεται μάλλον κάπου ανάμεσα. Τελικά, αποδεικνύεται πως με προσεκτικές υποθέσεις και τα δυο σενάρια καταλήγουν στο ίδιο αποτέλεσμα.

Επειδή οι χαοτικές κινήσεις γίνονται μέσα σε μια ροή υλικού, που γενικά είναι σε ισορροπία, οι ανταλλαγές υλικού δεν μπορούν να συνεπάγονται (τελική) μεταφορά μάζας μεταξύ των τμημάτων. Άρα ο ρυθμός ανταλλαγής μάζών είναι ίδιος και στις δυο κατευθύνσεις. Επειδή όμως οι μάζες αυτές μεταφέρουν διαφορετική ποσότητα στροφορμής, υπάρχει τελικά μεταφορά στροφορμής λόγω

των χαοτικών κινήσεων.

Έχουμε λοιπόν συνολικά τη δημιουργία μιας διαφορικής ιξώδους ροπής στρέψης³ - differential viscous torque $G(R,t)$ - που ασκείται από τα εξωτερικά στα εσωτερικά στρώματα, καθώς και ενός ίσου και αντίθετου torque από τα εσωτερικά στα εξωτερικά. Η δύναμη που ασκείται εξαιτίας του ιξώδους ανά μονάδα μήκους της περιφέρειας θα είναι ίση με $\nu \Sigma A$ και συνεπώς το torque από τα εξωτερικά στα εσωτερικά στρώματα θα είναι

$$G(R,t) = 2\pi R \cdot \nu \Sigma A \cdot R \quad (1.5.13)$$

όπου ν είναι το κινηματικό ιξώδες. Με βάση την (1.5.12) θα είναι τελικά

$$G(R,t) = 2\pi \nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dR} \quad (1.5.14)$$

Ας δούμε αν το torque αυτό ικανοποιεί τις θεωρητικές προβλέψεις που έχουμε αναπτύξει προηγουμένως. Στην περίπτωση περιστροφής στερεού σώματος θα είναι $d\Omega/dR = 0$, άρα το torque εξαφανίζεται. Αυτό είναι απόλυτα λογικό, αφού στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχει καθόλου ολίσθηση. Επίσης λόγω της (1.5.11), κινούμενοι από εσωτερικά προς εξωτερικά στρώματα, είναι $G(R,t) < 0$ και άρα όντως στροφορμή μεταφέρεται από τα εσωτερικά στρώματα στα εξωτερικά, όπως ήδη έχουμε δει.

1.5.4 Σχηματισμός δίσκου

Ας υποθέσουμε τώρα ένα τυχαίο τμήμα του πρωτοδίσκου που κινείται σε κυκλική τροχιά με ταχύτητα $v_R(R,t)$ σε απόσταση R από το λευκό νάνο και εκτείνεται μέχρι απόσταση $R + \Delta R$. Υποθέτουμε επιπλέον πως ο πρωτοδίσκος έχει επιφανειακή πυκνότητα $\Sigma(R,t)$. Η μάζα αυτού του τμήματος είναι $2\pi R \cdot \Delta R \cdot \Sigma$, ενώ η στροφορμή του $2\pi R \cdot \Delta R \cdot \Sigma \cdot R^2 \Omega$.

Ο ρυθμός μεταβολής της μάζας του τμήματός μας ισούται με την (καθαρή) ροή μάζας από γειτονικά τμήματα. Είναι δηλαδή

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Delta R \Sigma) &= v_R(R,t) 2\pi R \Sigma(R,t) \\ &\quad - v_R(R + \Delta R, t) 2\pi (R + \Delta R) \Sigma(R + \Delta R, t) \end{aligned} \quad (1.5.15)$$

Στο όριο όπου $\Delta R \rightarrow 0$ η παραπάνω εξίσωση γίνεται τελικά

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) = 0 \quad (1.5.16)$$

³Ο όρος στα ελληνικά είναι αδόκιμος, γι' αυτό και θα χρησιμοποιούμε γενικά τον όρο της ξενόγλωσσης βιβλιογραφίας

Αντίστοιχα μπορούμε να γράψουμε για το ρυθμό μεταβολής της στροφορμής, όπου όμως εδώ θα πρέπει να λάβουμε υπόψιν μας και τη μεταφορά λόγω viscous torque

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Delta R \Sigma R^2 \Omega) &= v_R(R, t) 2\pi R \Sigma(R, t) R^2 \Omega(R) \\ &\quad - v_R(R + \Delta R, t) 2\pi (R + \Delta R) \Sigma(R + \Delta R, t) \\ &\quad (R + \Delta R)^2 \Omega(R + \Delta R) + \frac{\partial G}{\partial R} \Delta R \end{aligned} \quad (1.5.17)$$

Ξανά για $\Delta R \rightarrow 0$ θα έχουμε

$$R \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R R^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R} \quad (1.5.18)$$

Αν χρησιμοποιήσουμε την (1.5.16) ή (1.5.18) μπορεί να μετασχηματιστεί στην

$$R \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R} \quad (1.5.19)$$

με την υπόθεση ότι $\partial \Omega / \partial t = 0$, η οποία είναι επιτρεπτή για τροχιές σε σταθερά βαρυτικά δυναμικά.

Συνδυάζοντας τώρα τις (1.5.16) και (1.5.18) με σκοπό να απαλείψουμε την ταχύτητα v_R θα πάρουμε

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega) \right)^{-1} \frac{\partial G}{\partial R} \right] \quad (1.5.20)$$

και τελικά αν χρησιμοποιήσουμε τις σχέσεις (1.5.10) και (1.5.14) θα καταλήξουμε στην έκφραση

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}) \right] \quad (1.5.21)$$

Έχουμε καταλήξει σε μια πολύ σημαντική εξίσωση, μια εξίσωση που περιγράφει την εξέλιξη της επιφανειακής πυκνότητας του πρωτοδίσκου (και του δίσκου προσαύξησης γενικότερα). Παρατηρούμε πως η (1.5.21) είναι μια μη γραμμική εξίσωση ως προς Σ , γιατί το κινηματικό ιξώδες ν μπορεί να εξαρτάται από πολλές παραμέτρους, όπως Σ , R και t .

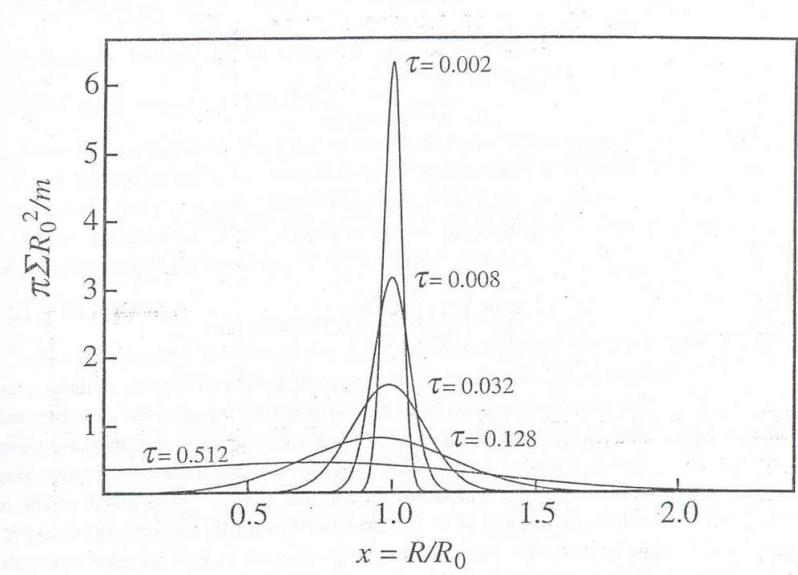
Παρόλα αυτά μπορούμε να βρούμε λύσεις τις (1.5.21) αν προχωρήσουμε σε κάποιες υποθέσεις. Έστω λοιπόν ότι $\nu = \text{const}$ και επίσης ότι το ν δεν εξαρτάται από την Σ . Εφαρμόζοντας πλέον ορισμένους κατάλληλους μετασχηματισμούς και χρησιμοποιώντας αδιάστατες μεταβλητές μπορούμε να γράψουμε

μια λύση της (1.5.21), για μια αρχική δακτυλιοειδή κατανομή μάζας m σε απόσταση $R_0 (\equiv r_{circ})$ από το βαρυτικό κέντρο (το λευκό νάνο στην περίπτωσή μας), ως εξής:

$$\Sigma(\chi, \tau) = \frac{m}{\pi R_0^2} \tau^{-1} \chi^{-1/4} \exp\left[-\frac{(1+\chi^2)}{\tau}\right] I_{1/4}\left(\frac{2\chi}{\tau}\right) \quad (1.5.22)$$

όπου οι αδιάστατες μεταβλητές μας είναι $\chi = R/R_0$ και $\tau = 12\nu t R_0^{-2}$ ενώ το $I_{1/4}(z)$ είναι μια τροποποιημένη συνάρτηση Bessel.

Μια γραφική παράσταση της (1.5.22) συναρτήσει του χ για διάφορες τιμές του τ φαίνεται στο σχήμα που ακολουθεί.



Σχήμα 1.5.3: Εξέλιξη της επιφανειακής πυκνότητας με το χρόνο

Φαίνεται καθαρά ότι όντως το αρχικό δακτυλιδιώ ύλης απλώνει, σχηματίζοντας έναν δίσκο προσαύξησης, όπως προβλέπει η θεωρητική ανάλυσή μας.

Ο αναγνώστης που επιθυμεί βαθύτερη ανάλυση των προηγούμενων θεμάτων μπορεί να ανατρέξει στα [1], [2], [3], [4], [23], [24] και [25].

Έχοντας αναπτύξει κάποια από τα βασικά σημεία της θεωρίας των κατακλυσμικών μεταβλητών, μπορούμε πλέον να περάσουμε στο ‘πρακτικό’ μέρος, στην παρατήρηση δηλαδή των συστημάτων αυτών και συγκεκριμένα στους στόχους που παρατηρήθηκαν για τους σκοπούς της διπλωματικής αυτής εργασίας.

Κεφάλαιο 2

Παρατηρήσεις

2.1 Εισαγωγή

Στο δεύτερο κεφάλαιο της εργασίας παρουσιάζουμε τα δυο αστέρια/στόχους που παρατηρήθηκαν. Παραθέτουμε πληροφορίες σχετικές με τα αστέρια, καθώς και τα πλήρη ημερολόγια παρατηρήσεων από κάθε νύχτα. Επίσης, κάνουμε εκτενή αναφορά στο Αστεροσκοπείο που έγιναν οι παρατηρήσεις, στο τηλεσκόπιο και στα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν.

2.2 Το Αστεροσκοπείο

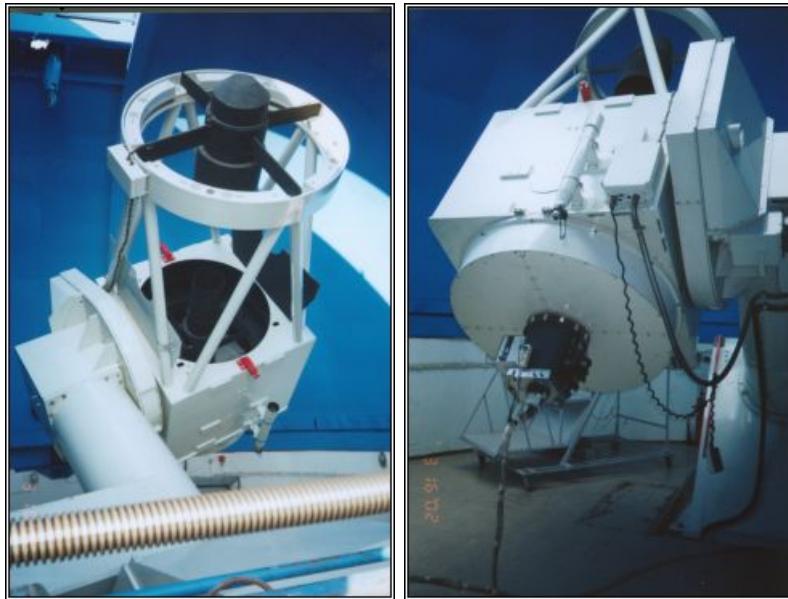
Οι παρατηρήσεις διεξήχθησαν στον Αστρονομικό Σταθμό Κρυονερίου Κορινθίας (ΑΣΚ) που ανήκει στο Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών (ΕΑΑ, [26]). Ο ΑΣΚ βρίσκεται στο όρος Κιλλίνη, κοντά στο χωριό Κρυονέρι. Ο παρακάτω πίνακας περιέχει κάποιες χρήσιμες πληροφορίες σχετικά με το σταθμό.

Γεωγρ. Μήκος	22°37' A
Γεωγρ. Πλάτος	37°58' B
Τψόμετρο	930 μ
Στατιστικά νέφωσης (ετησίως)	45%
Εύρος θερμοκρασιών	-5°C με +35°C
Διαύγεια Seeing median	1.5"

Πίνακας 2.2.1: Χαρακτηριστικά Αστρονομικού Σταθμού Κρυονερίου

2.3 Το τηλεσκόπιο

Ο Αστρονομικός Σταθμός Κρυονερίου στεγάζει ένα τηλεσκόπιο 1.2m, της εταιρείας Grubb Parsons, που εγκαταστάθηκε το 1975. Οι δύο φωτογραφίες [26] που ακολουθούν, δείχνουν δύο διαφορετικές όψεις του τηλεσκοπίου.



Σχήμα 2.3.1: Το τηλεσκόπιο 1.2m στον Αστρονομικό Σταθμό Κρυονερίου

Τα κύρια χαρακτηριστικά του τηλεσκοπίου παραθέτονται στον παρακάτω Πίνακα.

Κύριο κάτοπτρο	Τύπος: Παραβολοιδές Διάμετρος: 1200mm Εστιακός λόγος f/3
Δευτερεύον κάτοπτρο	Τύπος: Υπερβολοιδές Διάμετρος 310mm
Τελικός εστιακός λόγος	f/13
Τύποι εστιών	Cassegrain, Coude
Οπτικό Πεδίο	40'
Κλίμακα εικόνας	12.5"/mm

Πίνακας 2.3.1: Χαρακτηριστικά του τηλεσκοπίου 1.2m

2.4 H CCD κάμερα

Το κύριο επιστημονικό όργανο του τηλεσκοπίου είναι μια ψηφιακή κάμερα CCD Series 200 Camera System της Photometrics (τώρα Roper Scientific).

Ακολουθεί μια κοντινή φωτογραφία [26] της κάμερας τοποθετημένης στο τηλεσκόπιο.



Σχήμα 2.4.1: H Series 200 Camera System CCD κάμερα

Τα χαρακτηριστικά της κάμερας είναι τα εξής:

Τύπος CCD	SI-502, Grade 1, UV-coated
Μέγεθος αισθητήρα	516 x 516 εικονοστοιχεία
Μέγεθος εικονοστοιχείου	24μ x 24μ
Ψύξη: σύστημα Peltier	μέχρι τους -40°C
Απολαβή	5.17 e ⁻ /ADU (1x) 1.23 e ⁻ /ADU (4x)
Θόρυβος ανάγνωσης	9 e ⁻ RMS (1x) 7.5 e ⁻ RMS (4x)
Ρεύμα σκότους	1.03 e ⁻ /pix/sec

Πίνακας 2.4.1: Τα χαρακτηριστικά της κάμερας CCD

Στην Cassegrain εστία του τηλεσκοπίου, το οπτικό πεδίο της CCD κάμερας είναι 2.5' x 2.5' με μέγεθος εικονοστοιχείου 0.30".

2.5 Οι στόχοι

Οι δυο κατακλυσμικοί μεταβλητοί που θα παρουσιάσουμε σε λίγο, δηλαδή ο HS2325+8205 και ο RXJ0636+3535, είχαν αρχικά παρατηρηθεί στα πλαίσια ερευνητικών προγραμμάτων, στα οποία συμμετείχε ο συγγραφέας. Επιλέχθηκαν για τους σκοπούς της διπλωματικής αυτής εργασίας, γιατί παρουσιάζουν πολλά ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά των κατακλυσμικών μεταβλητών.

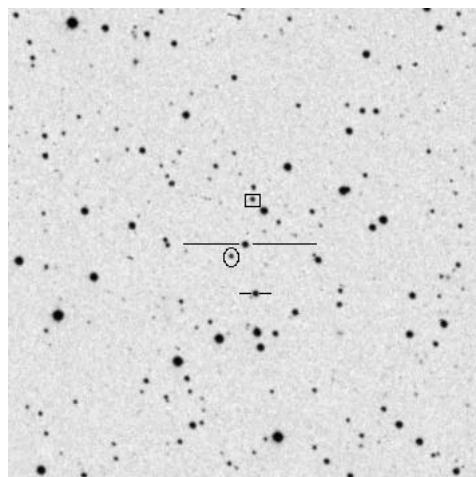
2.5.1 HS2325+8205

Ο HS2325+8205 είχε αναγνωριστεί ως υποψήφιος κατακλυσμικός μεταβλητός από το Hamburg Quasar Survey [18].

Πρόκειται για ένα πολύ ενδιαφέρον αστέρι, μιας και που ακόμα δεν είμαστε σίγουροι σε τί τύπο (μη-μαγνητικών) κατακλυσμικών ανήκει.

Χάρτης εύρεσης

Παραθέτουμε το χάρτη εύρεσης για τον HS2325. Ο αστέρας καθεαυτός σημειώνεται με δύο μακριές, ευθείες γραμμές. Ο αστέρας σύγκρισης Α (βλέπε στα επόμενα κεφάλαια για περισσότερες λεπτομέρειες) σημειώνεται με ένα τεράγωνο, ο Β με έναν κύκλο και ο Γ με δύο κοντές, ευθείες γραμμές.



Σχήμα 2.5.1: Χάρτης εύρεσης του HS2325+8205. Έχουν σημειωθεί ο στόχος και οι αστέρες σύγκρισης

Βασικά δεδομένα

Ο επόμενος πίνακας δίνει τα φαινόμενα μεγέθη (στα φίλτρα) B και R καθώς και το δείκτη B-R του HS2325+8205 και των τριών αστέρων σύγκρισης.

Αστέρι	Φαιν.Μεγ. B	Φαιν.Μεγ. R	Δείκτης B-R
HS2325+8205	15.5	15.4	0.1
Αστέρας Σύγκρισης A	16.7	16.3	0.4
Αστέρας Σύγκρισης B	17.9	16.5	1.4
Αστέρας Σύγκρισης Γ	15.6	15.2	0.4

Πίνακας 2.5.1: Φαινόμενα μεγέθη B και R καθώς και δείκτης B-R του HS 2325+8205 και των αστέρων σύγκρισης

Ημερολόγιο παρατηρήσεων

Ο παρακάτω πίνακας δίνει μια πλήρη λίστα όλων των νυχτών παρατήρησης του HS2325+8205 καθώς και πληροφορίες για τα δεδομένα που συλλέχθηκαν.

Ημερομηνία	Αρχή-Λήξη [UT]	Φίλτρο	Χρόνος έκθεσης [sec]	Αριθμός εικόνων
05/09/2003	18:09-00:28	-	30	646
10/06/2004	22:19-23:13	-	30	090
11/06/2004	21:56-02:15	-	30	390
12/06/2004	22:50-01:40	-	30	270
25/07/2004	22:53-02:40	-	30	389
27/07/2004	19:10-01:44	-	30	693
21/10/2004	17:05-00:00	-	20	997
22/10/2004	17:08-23:22	-	20	897
23/10/2004	17:09-23:05	-	20	858
23/08/2006	19:42-02:55	-	30	727
28/10/2006	17:58-22:05	-	30	595

Πίνακας 2.5.2: Ημερολόγιο παρατηρήσεων του HS2325+8205

2.5.2 RXJ0636+3535

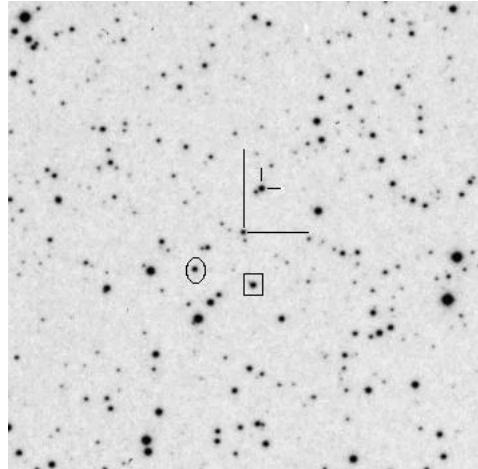
Ο RXJ0636+3535 είχε αρχικά εντοπιστεί ως λαμπρή πηγή στον ROSAT Bright Source Catalogue [17].

Στη συνέχεια μια συνδυασμένη έρευνα μέσω των ROSAT και 2MASS τον αναγνώρισε ως πιθανό κατακλυσμικό μεταβλητό [8].

Εκτός αυτού, στα επόμενα κεφάλαια, αποδεικνύουμε ότι ο RXJ0636+3535 ανήκει στην κατηγορία των ενδιάμεσων πολικών - Intermediate Polars.

Χάρτης εύρεσης

Παραθέτουμε το χάρτη εύρεσης για τον RXJ0636. Ο αστέρας καθεαυτός σημειώνεται με δύο μακριές, ευθείες γραμμές. Ο αστέρας σύγκρισης Α σημειώνεται με ένα τεράγωνο, ο Β με έναν κύκλο και ο Γ με δύο κοντές, ευθείες γραμμές.



Σχήμα 2.5.2: Χάρτης εύρεσης του RXJ0636+3535. Έχουν σημειωθεί ο στόχος και οι αστέρες σύγκρισης

Βασικά δεδομένα

Ο επόμενος πίνακας δίνει τα φαινόμενα μεγέθη (στα φίλτρα) B και R καθώς και το δείκτη B-R του RXJ0636+3535 και των τριών αστέρων σύγκρισης.

Αστέρι	Φαιν.Μεγ. B	Φαιν.Μεγ. R	Δείκτης B-R
RXJ0636+3535	15.7	15.9	-0.2
Αστέρας Σύγκρισης A	15.7	14.5	1.2
Αστέρας Σύγκρισης B	15.7	15.0	0.7
Αστέρας Σύγκρισης Γ	15.3	14.3	1.0

Πίνακας 2.5.3: Φαινόμενα μεγέθη B και R καθώς και δείκτης B-R του RXJ0636+3535 και των αστέρων σύγκρισης

Ημερολόγιο παρατηρήσεων

Ο παρακάτω πίνακας δίνει μια πλήρη λίστα όλων των νυχτών παρατήρησης του RXJ0636+3535 καθώς και πληροφορίες για τα δεδομένα που συλλέχθηκαν.

Ημερομηνία	Αρχή-Λήξη [UT]	Φίλτρο	Χρόνος έκθεσης [sec]	Αριθμός εικόνων
20/10/2004	01:42-03:33	-	30	195
21/10/2004	00:07-03:43	-	20	531
22/10/2004	23:46-03:50	-	20	492
23/10/2004	23:12-00:37	-	20	210
21/02/2005	20:46-00:52	-	45	300
23/02/2005	17:46-01:43	-	45	600
24/02/2005	17:16-22:17	-	45	370
03/03/2005	17:55-23:53	-	45	383

Πίνακας 2.5.4: Ημερολόγιο παρατηρήσεων του RXJ0636+3535

Κεφάλαιο 3

Κώδικας επεξεργασίας δεδομένων

3.1 Εισαγωγή

Στο τρίτο κεφάλαιο της εργασίας θα παρουσιάσουμε συνοπτικά τον κώδικα επεξεργασίας που χρησιμοποιήσαμε κατά την ανάλυση των δεδομένων. Θα εξετάσουμε τα βασικά πακέτα που αυτός περιλαμβάνει καθώς και τις λειτουργίες του κάθε πακέτου ξεχωριστά.

Ο κώδικας επεξεργασίας γράφτηκε αρχικά από τον Dr. Boris Gänsicke, University of Warwick, UK [19] και χωρίζεται σε δύο κομμάτια: (α) το κομμάτι της φωτομετρίας και (β) το κομμάτι της ανάλυσης των καμπυλών φωτός. Το πρώτο κομμάτι βασίζεται στο μεγάλο αστρονομικό πακέτο **MIDAS** της ESO [27] και κάνει χρήση του προγράμματος **SExtractor** [20] και του προγράμματος **MATCH** [28]. Το δεύτερο κομμάτι, το οποίο φέρει την επωνυμία **PERIOD** [30], είναι ένα πρόγραμμα γραμμένο σε SuperMongo [29] και βασίζεται στο πακέτο TSA των Schwarzenberg & Czerny που συμπεριλαμβάνεται στο **MIDAS**. Το **PERIOD** περιλαμβάνει με τη σειρά του δύο ρουτίνες, τις (i) *Period* και (ii) *Eclipse*.

Θα εξετάσουμε τώρα ξεχωριστά τα βήματα της φωτομετρίας, της περαιτέρω ανάλυσης των καμπυλών φωτός, καθώς και τις λειτουργίες του κώδικα.

3.2 Φωτομετρία

Όπως αναφέραμε, το πρώτο κομμάτι του κώδικα είναι υπεύθυνο για τη φωτομετρική ανάλυση των δεδομένων μας, με σκοπό να κατασκευάσουμε την καμπύλη φωτός του αστέρα/στόχου, μια καμπύλη δηλαδή, η οποία μας δίνει το ποσό του φωτός που παίρνουμε από τον αστέρα συναρτήσει του χρόνου.

Η φωτομετρική ανάλυση περιλαμβάνει τα εξής πέντε βήματα:

Βήμα 1ο

Το πρώτο βήμα στην επεξεργασία είναι η προετοιμασία των δεδομένων. Ως προετοιμασία, εννοούμε τη μετατροπή των δεδομένων από τη μορφή *fits*, στην οποία αποθηκεύει η κάμερα, στη μορφή *bdf*, που είναι συμβατή με το **MIDAS**. Επίσης, ο κώδικας ‘κόβει’ 5 εικονοστοιχεία (pixels) από κάθε μια από τις 4 πλευρές κάθε εικόνας (frame) για την αποφυγή ανωμαλιών που πιθανόν να εμφανίζονται στα άκρα των εικόνων.

Βήμα 2ο

Το δεύτερο βήμα περιλαμβάνει την αφαίρεση του θορύβου από τις εικόνες του αστέρα/στόχου. Χρησιμοποιούμε στο βήμα αυτό τα bias, dark και flat frames που παίρνουμε σε κάθε παρατήρηση. Μια αναλυτική παρουσίαση της θεωρίας πίσω από αυτή τη διαδικασία υπάρχει στο [22].

Βήμα 3ο

Σειρά έχει ο εντοπισμός των αστεριών σε κάθε εικόνα και η φωτομέτρησή τους. Ο κώδικας το επιτυγχάνει αυτό με τη χρήση του προγράμματος **SExtractor**. Το αποτέλεσμα της διαδικασίας είναι ένα αρχείο για κάθε μία εικόνα που έχουμε, το οποίο περιλαμβάνει των αριθμό των αστέρων που έχουν εντοπιστεί, τις συντεταγμένες τους X και Y πάνω στην εικόνα, τη φωτομετρική τιμή κάθε αστέρα και το σφάλμα της, καθώς και κάποιες επιπλέον πληροφορίες.

Βήμα 4ο

Στο τέταρτο βήμα γίνεται η ταυτοποίηση των αστέρων στις εικόνες. Το βήμα αυτό είναι απαταίτητο, γιατί, σε ορισμένες περιπτώσεις, το τηλεσκόπιο του Αστρονομικού Σταθμού Κρυονερίου δεν ακολουθεί το στόχο στην εντέλεια, με αποτέλεσμα να έχουμε ελαφρώς διαφορετικό πεδίο σε κάθε εικόνα. Με το πρόγραμμα **MATCH** ταυτοποιούνται τα αστέρια σε κάθε εικόνα, ανεξαρτήτως αν το πεδίο των δύο εικόνων δεν είναι ακριβώς το ίδιο.

Βήμα 5ο

Το πέμπτο και τελευταίο βήμα είναι η δημιουργία της καμπύλης φωτός του στόχου. Η τελική καμπύλη φωτός είναι διαφορική, δηλαδή από την αρχική καμπύλη φωτός του αστέρα/στόχου έχει αφαιρεθεί η καμπύλη φωτός του αστέρα σύγκρισης που επιλέγει ο χρήστης. Ο αστέρας σύγκρισης είναι ένας σταθερός αστέρας (το οποίο σημαίνει ότι η καμπύλη φωτός του είναι μια ευθεία, αφού πάντα δίνει

το ίδιο ποσό φωτός) που χρησιμοποιείται για να απαλλαγούμε από πιθανές μη-αληθείς μεταβολές της λαμπρότητας, λόγω π.χ. αραιής συννεφιάς, που οδηγεί σε αμυδρότερα είδωλα. Επίσης, γνωρίζοντας το - σταθερό - φαινόμενο μέγεθος του αστέρα σύγκρισης, επειδή η κάμερα λειτουργεί γραμμικά, μπορούμε να υπολογίσουμε το φαινόμενο μέγεθος του μεταβλητού αστέρα/στόχου.

3.3 Ανίχνευση περιοδικοτήτων

Η ανάλυση των καμπυλών φωτός, που προκύπτουν από τη διαδικασία που μόλις περιγράψαμε, με σκοπό την ανίχνευση των διαφόρων, πιθανών, περιοδικοτήτων γίνεται με το δεύτερο κομμάτι του κώδικα, που ονομάζεται, όπως άλλωστε έχουμε ήδη αναφέρει, **PERIOD** και περιλαμβάνει με τη σειρά του τις ρουτίνες (i) *Period* και (ii) *Eclipse*.

Η ρουτίνα *Period*

Η ρουτίνα αυτή χρησιμοποιείται για την ανάλυση των ημιτονοειδών καμπύλων φωτός (sinusoidal lightcurves). Βασίζεται στην ανάλυση και στους μετασχηματισμούς Fourier και κύριο αποτέλεσμά της είναι τα περιοδοδιαγράμματα [21], δηλαδή διαγράμματα συχνότητας - δύναμης (power) συχνότητας (πόσο ισχυρή είναι η παρουσία κάθε συχνότητας στο σήμα).

Η ρουτίνα *Eclipse*

Η ρουτίνα αυτή χρησιμοποιείται για την ανάλυση των μη-ημιτονοειδών καμπύλων φωτός (non-sinusoidal lightcurves), καμπύλες δηλαδή που παρουσιάζουν χαρακτηριστικά όπως οι εκλείψεις. Στόχος της είναι η ακριβής μέτρηση του χρόνου του κέντρου μιας έκλειψης. Για να το πετύχει αυτό χρησιμοποιεί δύο μεθόδους: (α) τη μέθοδο του καθρεφτισμού της κεντρικής περιοχής μιας έκλειψης και της ταύτισης των δύο ειδώλων και (β) τη μέθοδο του πολυωνυμικού fit, την προσέγγιση δηλαδή της κεντρικής περιοχής μιας έκλειψης με ένα πολυώνυμο. Με βάση τη μέτρηση των χρόνων αυτών, εξάγεται η περίοδος περιφοράς ενός συστήματος, η εφημερίδα του, καθώς και το διάγραμμα O-C.

Κεφάλαιο 4

Αποτελέσματα

4.1 Εισαγωγή

Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάσαμε τα δυο αστέρια που παρατηρήθηκαν και παραθέσαμε στοιχεία για τα δεδομένα που συγκεντρώθηκαν από κάθε νύχτα παρατήρησης.

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιάσουμε τις καμπύλες φωτός και τα υπόλοιπα αποτελέσματα που προκύπτουν από την ανάλυση των δεδομένων αυτών.

4.2 Αποτελέσματα του **HS2325+8205**

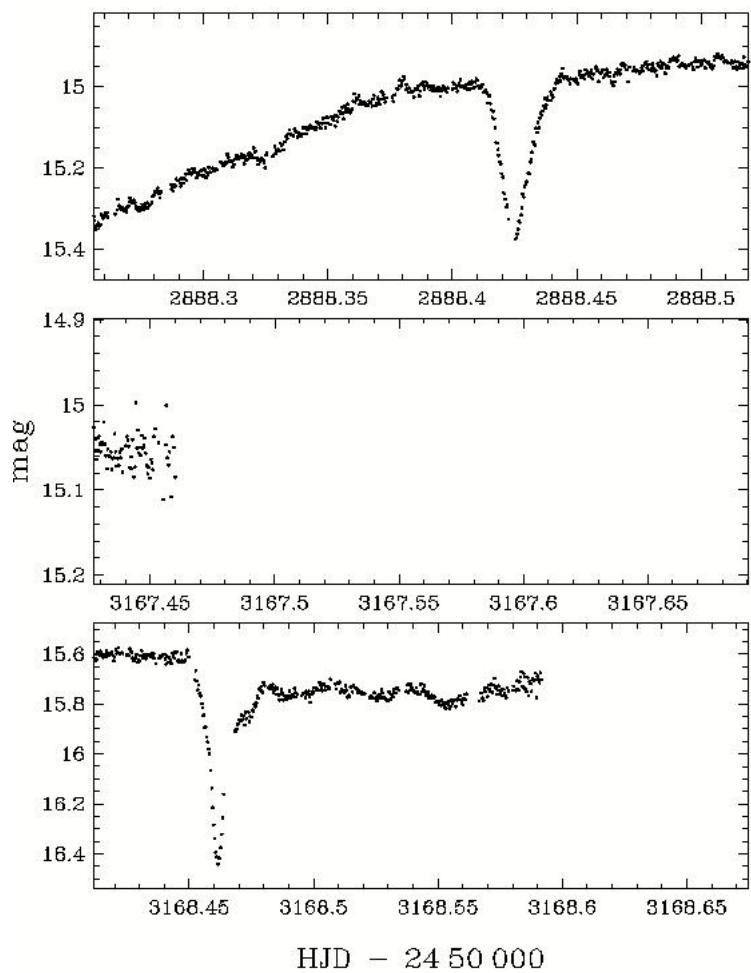
Οι εικόνες (4.2.1) ως και (4.2.4) παρουσιάζουν τις καμπύλες φωτός από κάθε βραδιά. Οι καμπύλες χωρίζονται σε σετ των τριών.

Χρησιμοποιώντας τη ρουτίνα Eclipse καθορίσαμε το χρόνο του κέντρου της έκλειψης από κάθε καμπύλη που παρουσιάζει μία - ή περισσότερες - εκλείψεις, εφαρμόζοντας τόσο τη μέθοδο του καθρεφτισμού όσο και του πολυωνυμικού fit. Τα αποτελέσματα δίνονται στον Πίνακα (4.2.1)

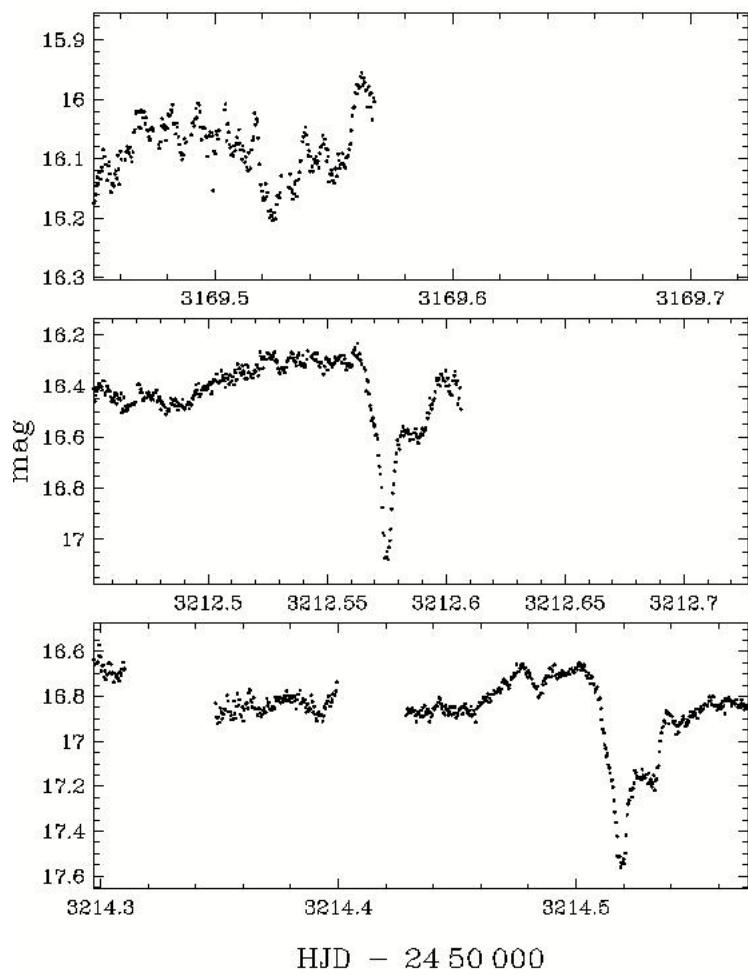
Η ανάλυση των χρόνων αυτών δίνει την περίοδο περιφοράς του συστήματος ίση με $P_{orb} \sim 0.1943$ κύκλους τη μέρα ή ακριβέστερα $P_{orb} \sim 279.841927 \pm 0.000117$ min λεπτά για τον HS2325+8205 όπως φαίνεται στην εικόνα (4.2.5).

Για το σύστημα, από τα δεδομένα του πίνακα, προκύπτει η εξής εφημερίδα, που είναι της μορφής $HJD[\phi = 0] = HJD[0] + E * PERIOD$:

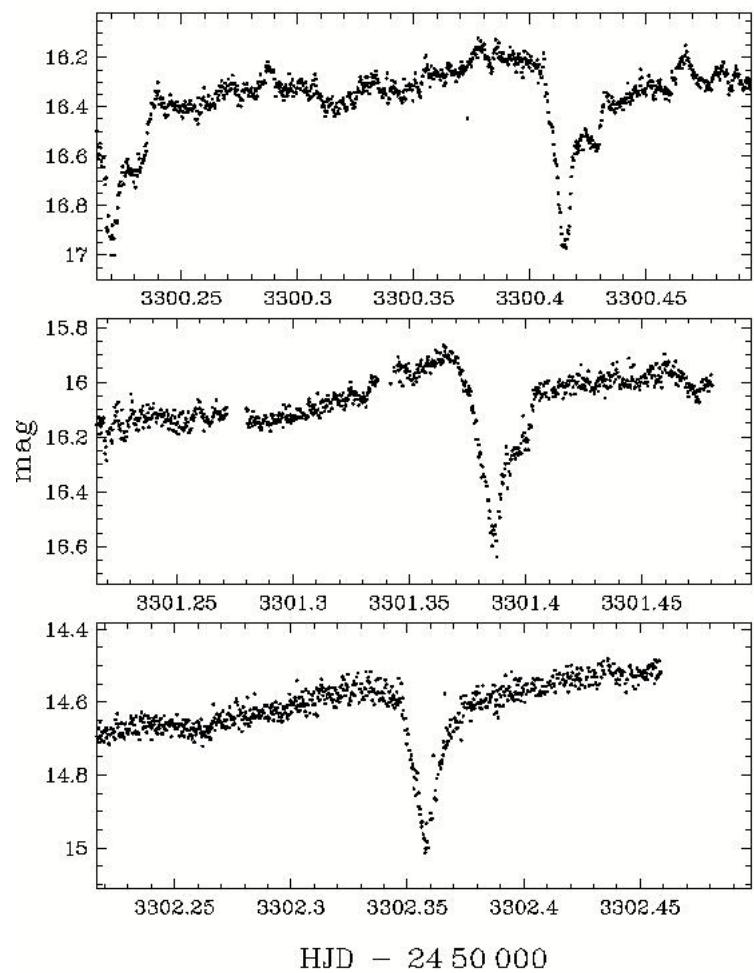
$$T_0 = 2452888.425254 \pm 0.000247 + E * 0.1943346715 \pm 0.0000000815 \quad (4.2.1)$$



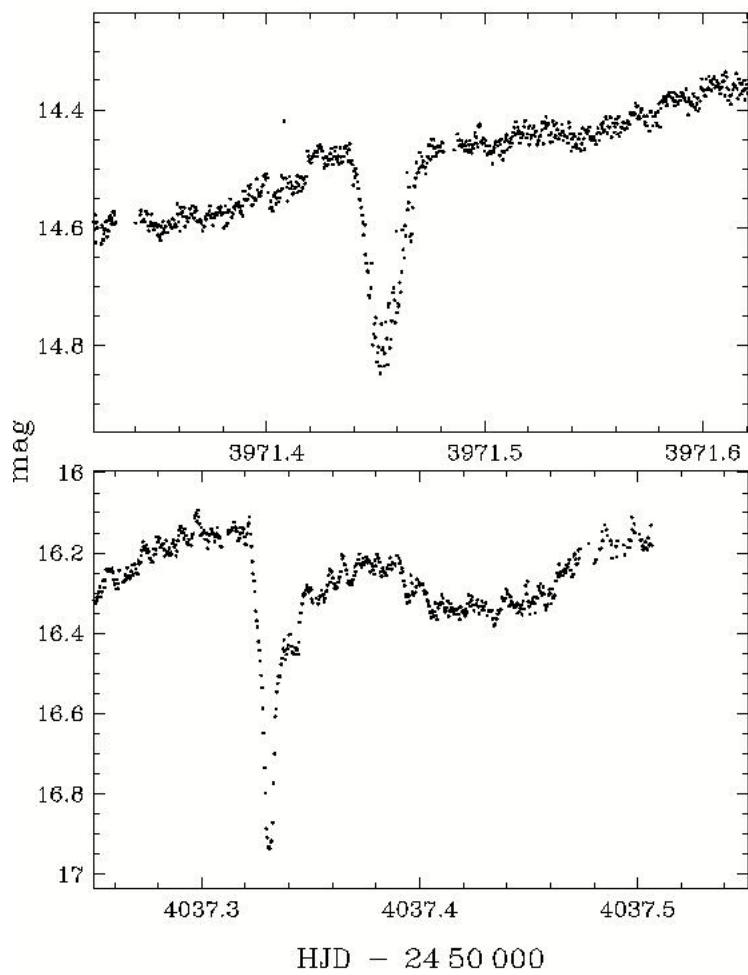
Σχήμα 4.2.1: Καμπύλες φωτός του HS2325+8205. Από πάνω προς τα κάτω:
 05/09/2003, 10/06/2004, 11/06/2004



Σχήμα 4.2.2: Καμπύλες φωτός του HS2325+8205. Από πάνω προς τα κάτω:
12/06/2004, 25/07/2004, 27/07/2004



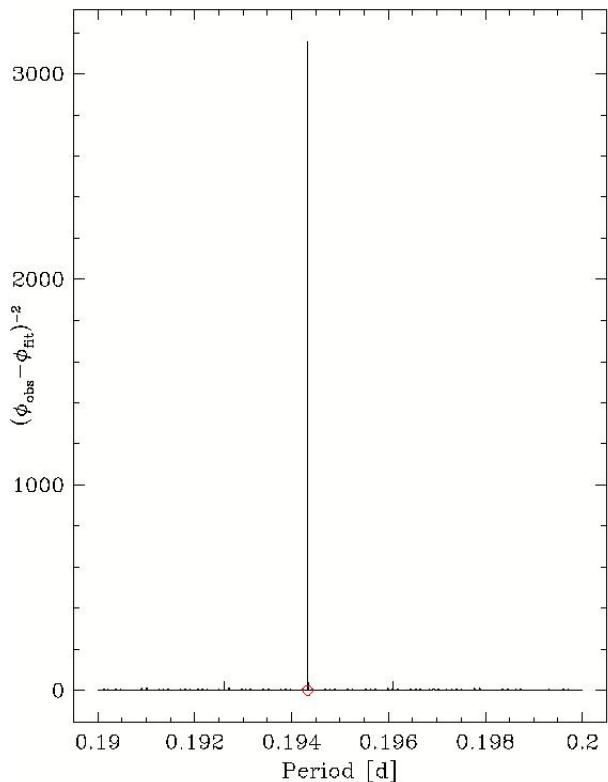
Σχήμα 4.2.3: Καμπύλες φωτός του HS2325+8205. Από πάνω προς τα κάτω:
21/10/2004, 22/10/2004, 23/10/2004



Σχήμα 4.2.4: Καμπύλες φωτός του HS2325+8205. Από πάνω προς τα κάτω:
23/08/2006, 28/10/2006

Νύχτα παρατήρησης	Μεθ. καθρεφτισμού	Μεθ. πολυωνυμικού fit
05/09/2003	2452888.425281	2452888.425249
11/06/2004	2453168.461566	2453168.461618
25/07/2004	2453212.575227	2453212.574946
27/07/2004	2453214.518959	2453214.519344
21/10/2004	2453300.220219	2453300.220552
21/10/2004	2453300.414815	2453300.414449
22/10/2004	2453301.386414	2453301.386836
23/10/2004	2453302.358235	2453302.359029
23/08/2006	2453971.453278	2453971.452549
28/10/2006	2454037.331020	2454037.331141

Πίνακας 4.2.1: Χρόνοι κέντρου έκλειψης για τον HS2325+8205



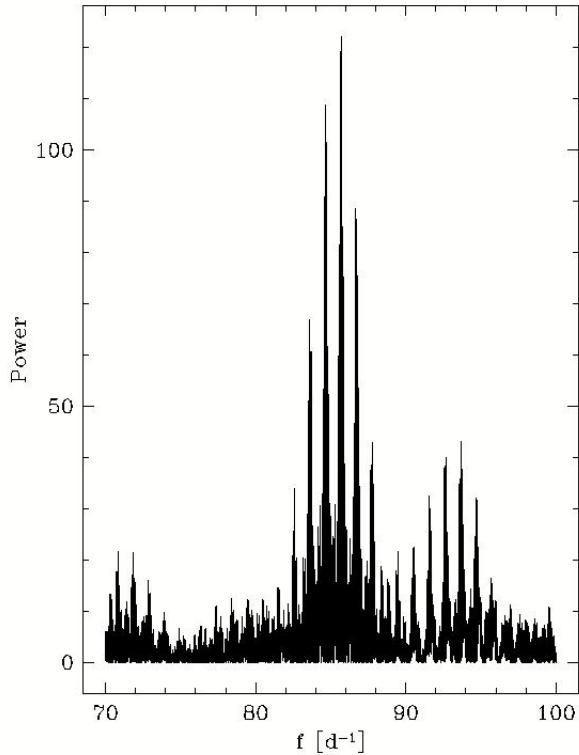
Σχήμα 4.2.5: Υπολογισμός περιόδου περιφοράς του HS2325+8205

4.3 Αποτελέσματα του RXJ0636+3535

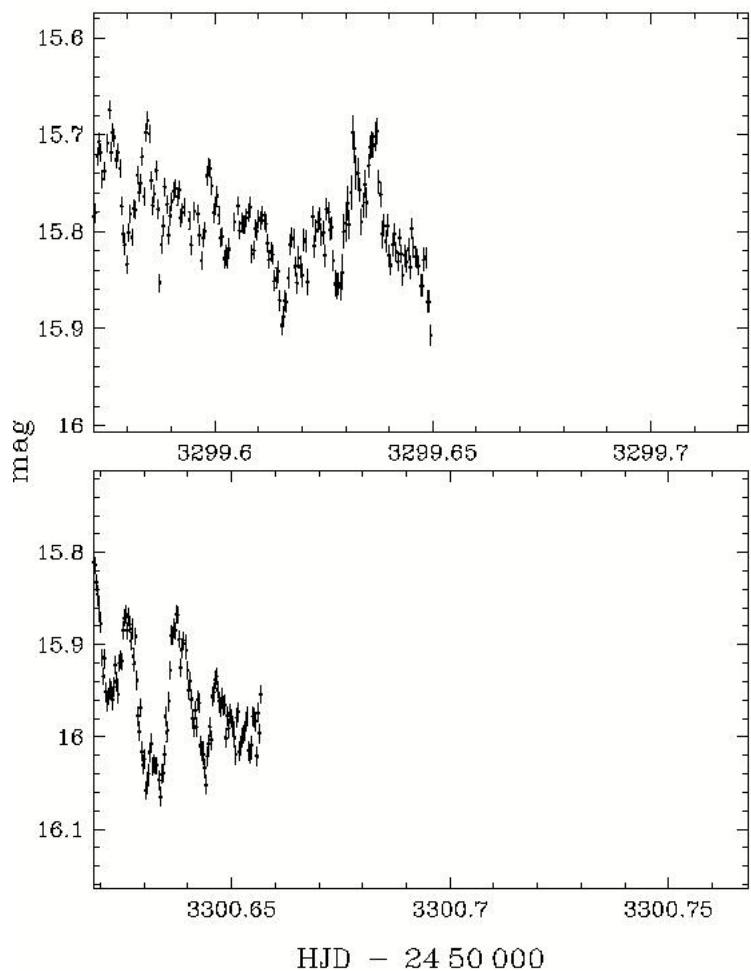
Οι εικόνες (4.3.2) ως και (4.2.5) παρουσιάζουν τις καμπύλες φωτός από κάθε βραδιά. Οι καμπύλες χωρίζονται σε σετ των δύο.

Χρησιμοποιώντας τη ρουτίνα Period υπολογίσαμε ένα Scargle περιοδόγραμμα από όλες τις διαθέσιμες καμπύλες φωτός. Το περιοδόγραμμα, που δίνεται στην εικόνα (4.3.1) παρουσιάζει καυθαρά δύο ομάδες σημάτων στους ~ 86 και στους ~ 94 κύκλους τη μέρα.

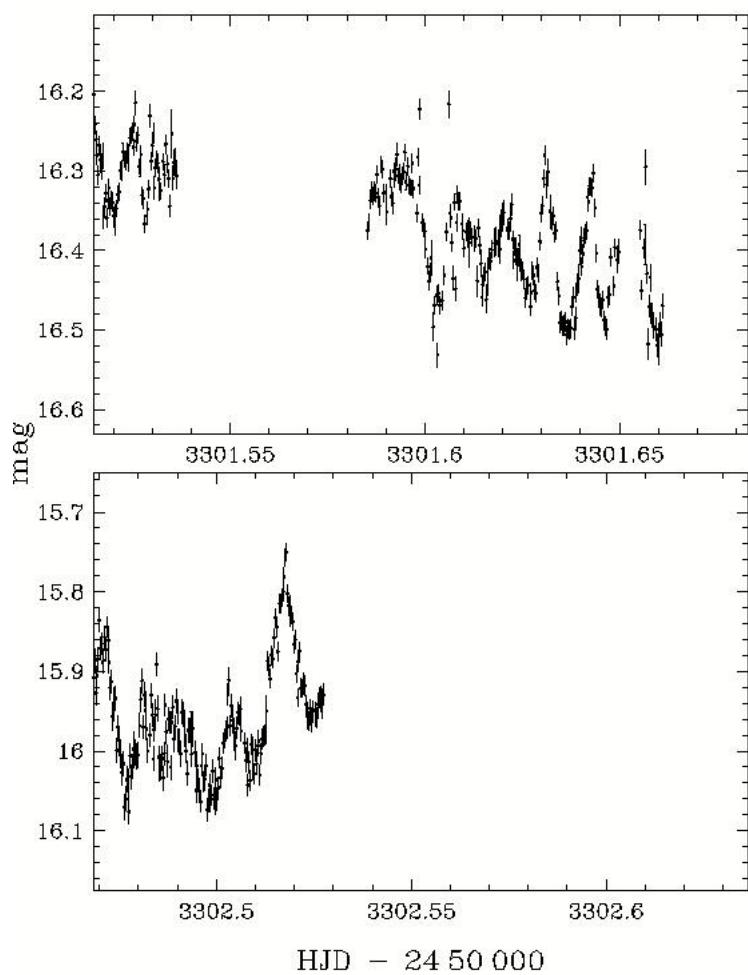
Η κορυφή στη συχνότητα κάθε ομάδας - σε κύκλους ανά μέρα - και η αντίστοιχη περίοδος - σε λεπτά - είναι $F_1 = 85.6852$, $F_2 = 93.6997$ και $P_1 = 16.8057 \pm 0.0001$ min, $P_2 = 15.5021 \pm 0.0002$ min.



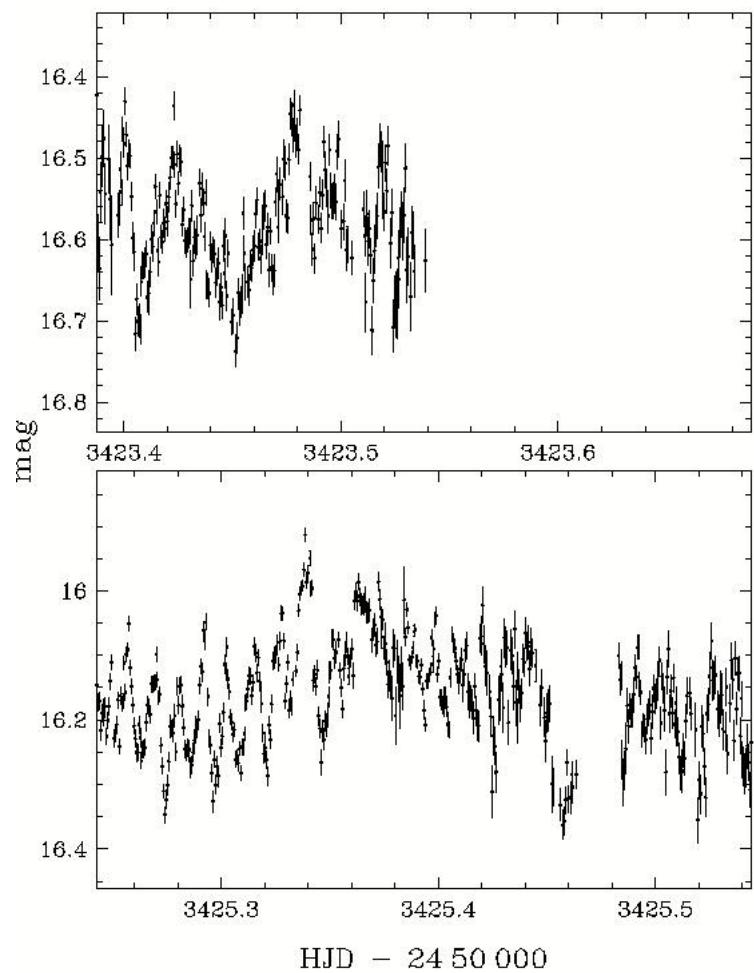
Σχήμα 4.3.1: Scargle περιοδόγραμμα για τον RXJ0636+3535



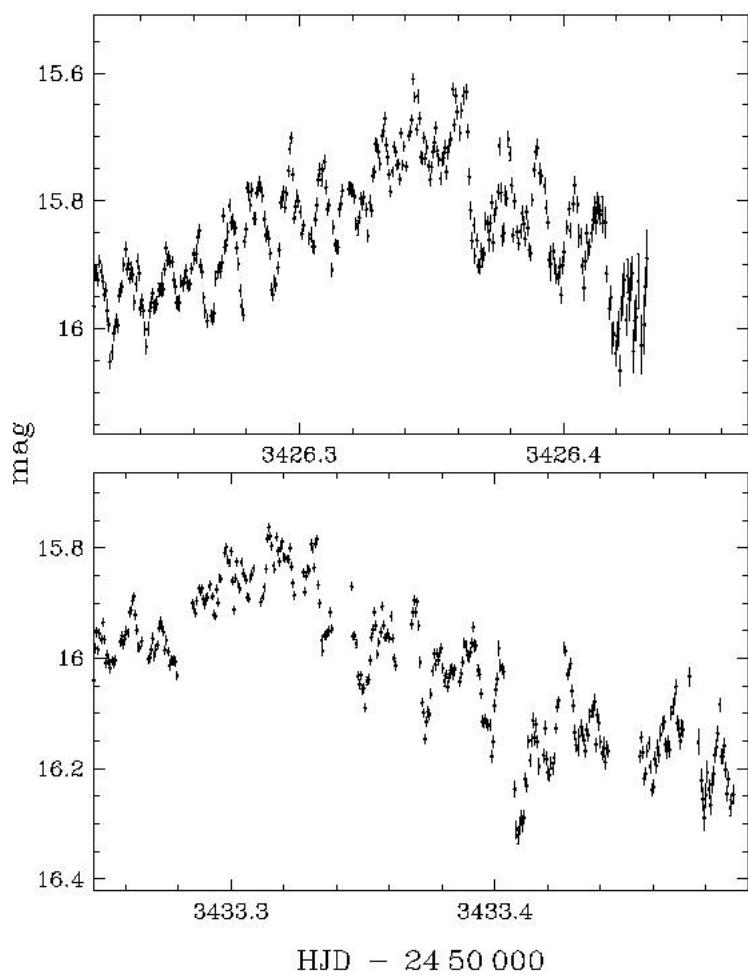
Σχήμα 4.3.2: Καμπύλες φωτός του RXJ0636+3535. Από πάνω προς τα κάτω:
20/10/2004, 21/10/2004



Σχήμα 4.3.3: Καμπύλες φωτός του RXJ0636+3535. Από πάνω προς τα κάτω:
22/10/2004, 23/10/2004



Σχήμα 4.3.4: Καμπύλες φωτός του RXJ0636+3535. Από πάνω προς τα κάτω:
21/02/2005, 23/02/2005



Σχήμα 4.3.5: Καμπύλες φωτός του RXJ0636+3535. Από πάνω προς τα κάτω:
24/02/2005, 03/03/2005

Κεφάλαιο 5

Συζήτηση

5.1 Εισαγωγή

Στο πέμπτο και τελευταίο κεφάλαιο της διπλωματικής θα εξετάσουμε πιο προσεκτικά τα αποτελέσματα που παραθέσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Θα ανακεφαλαιώσουμε τις φυσικές πληροφορίες που πήραμε από τις καμπύλες φωτός και την ανάλυσή τους και θα προσπαθήσουμε να δώσουμε φυσική ερμηνεία στα όσα παρατηρούμε.

5.2 Σχετικά με τον HS2325+8205

Όσον αφορά τον HS2325+8205, όπως καθαρά φαίνεται στον Πίνακα (4.2.1), τόσο η μέθοδος καθρεφτισμού, όσο και η μέθοδος του πολυωνυμικού fit δίνουν σχεδόν ταυτόσημους χρόνους. Το γεγονός αυτό μας κάνει να νιώθουμε σιγουριά για την αξιοπιστία των μετρήσεών μας.

Βασιζόμενοι στους χρόνους των κέντρων έκλειψης θεωρούμε πως ο HS2325+8205 έχει περίοδο περιφοράς

$$P_{\text{orb}} \sim 279.841927 \pm 0.000117 \text{ min} \quad (5.2.1)$$

και προτείνουμε την εξής εφημερίδα:

$$T_0 = 2452888.425254 \pm 0.000247 + E * 0.1943346715 \pm 0.0000000815 \quad (5.2.2)$$

Το σύστημα παρουσιάζει μια πολύ ενδιαφέρουσα συμπεριφορά, η οποία φαίνεται ξεκάθαρα στο Σχήμα (4.2.3). Το προφίλ της έκλειψης αλλάζει ανάλογα με το ποιός είναι ο κύριος εκπομπός φωτός στο σύστημα, δηλαδή αν κυριαρχεί ο λευκός νάνος, ο δίσκος προσαύξησης ή το bright spot. Για περισσότερες λεπτομέρειες βλέπε τα [13], [14], [15] και [16].

Η επάνω καμπύλη φωτός δείχνει μια έκλειψη στην οποία κυριαρχούν ο λευκός νάνος και το bright spot. Η είσοδος στην έκλειψη του λευκού νάνου γίνεται λίγο μετά τα 3300,40 και μια ελαφριά ανωμαλία περίπου στα 3300,406 δείχνει την είσοδο και του bright spot. Ο λευκός νάνος βγαίνει από την έκλειψη στα 3300,415, ενώ το bright spot περίπου στα 3300,42.

Στην καμπύλη αυτή υπάρχει και ένα στοιχείο που προβληματίζει και δυστυχώς, μέχρι στιγμής, δεν μπορεί να εξηγηθεί. Αναφερόμαστε σε μια δομή που βρίσκεται αμέσως μετά την έξοδο του bright spot, μεταξύ 3300,42 και 3300,43 και που παρουσιάζει τα χαρακτηριστικά μια μικρής έκλειψης.

Αντίθετα, η κάτω καμπύλη δείχνει μια έκλειψη στην οποία κυρίαρχος είναι ο δίσκος προσαύξησης. Παρατηρούμε πως και η είσοδος και η έξοδος του μέρους του δίσκου που αποκρύπτεται είναι αρκετά λεία και ομαλή, σε αντίθεση με την προηγουμένως περιγραφείσα καμπύλη. Επίσης, απουσιάζει η ανεξήγητη δομή.

Τέλος, η μεσοιά καμπύλη απεικονίζει μια ενδιάμεση κατάσταση. Ενώ δηλαδή μπορεί κανείς να αναγνωρίσει την είσοδο και έξοδο από την έκλειψη και του λευκού νάνου και του bright spot, οι καμπύλες είναι πιο λείες και δεν υπάρχει επίσης η παράξενη δομή.

Ιδιαίτερης σημασίας είναι το γεγονός ότι οι καμπύλες αυτές προέρχονται από τρεις διαδοχικές νύχτες. Ο HS2325+8205 είναι σίγουρα γεμάτος εκπλήξεις, αφού σε τρεις διαδοχικές μέρες δίνει τρία διαφορετικά προφίλ εκλείψεων.

Η διαφορά στα προφίλ εκλείψεων συνδέεται άμεσα με τη λαμπρότητα του συστήματος. Στις 21/10 το κέντρο της έκλειψης βρίσκεται στα 17 mag, ενώ αντίστοιχα στις 23/10 στα 15 mag. Φαίνεται δηλαδή πως, όταν το σύστημα είναι στην ‘αμυδρή’ κατάστασή του, όπου κυριαρχούν ο λευκός νάνος και το bright spot, ξεχωρίζουν πολλές μικρές λεπτομέρειες στην καμπύλη φωτός, ενώ αντίθετα όταν είναι στη ‘λαμπρή’ κατάσταση, ο δίσκος κυριαρχεί απόλυτα και αποκρύπτει οποιαδήποτε άλλη δομή. Να σημειώσουμε και το γεγονός ότι το σύστημα αυξάνει τη λαμπρότητά του κατά δύο μεγέθη μέσα σε δυο μέρες.

Τα χαρακτηριστικά αυτά, που περιγράφηκαν με τη βοήθεια των τριών καμπυλών, αποτελούν γενικότερη και μόνιμη συμπεριφορά του συστήματος, όπως μπορεί κανείς να διαπιστώσει αν εξετάσει και τις άλλες καμπύλες.

Όσον αφορά τη μελλοντική δουλειά πάνω στο σύστημα αυτό, χρειάζονται περισσότερα δεδομένα, ιδίως φασματοσκοπική ανάλυση του δίσκου και εκτιμήσεις για το ρυθμό μεταφορά μάζας, ώστε να μπορεί να δωθεί μια πλήρης εξήγηση για τη συμπεριφορά του HS2325+8205.

Το βέβαιο είναι ότι ο HS2325+8205 αποτελεί ένα πολύ ενδιαφέρον σύστημα για μελέτη και είναι ένα χαρακτηριστικό δείγμα τόσο των εκπλήξεων που μπορούν να επιφυλάσουν οι κατακλυσμικοί μεταβλητοί, όσο και της πολύ ενδιαφέρουσας Αστροφυσικής που συναντά κανείς σε αυτούς.

5.3 Σχετικά με τον RXJ0636+3535

Οι καμπύλες φωτός του RXJ0636+3535 - Σχήματα (4.3.2)-(4.3.5) - δείχνουν καθαρά περιοδικές μικρομεταβολές (της τάξης των λεπτών), καθώς και μια μεγαλύτερη ημιτονοειδή μεταβολή (της τάξης των ωρών).

Οι μικρομεταβολές όντως επιβεβαιώνονται και στο περιοδόγραμμα - Σχήμα (4.3.1) - με τον εντοπισμό δύο ισχυρών ομάδων σημάτων, στα οποία η κορυφή στη συχνότητα κάθε ομάδας - σε κύκλους ανά μέρα - και η αντίστοιχη περίοδος - σε λεπτά - είναι $F_1 = 85.6852$, $F_2 = 93.6997$ και $P_1 = 16.8057 \pm 0.0001$ min, $P_2 = 15.5021 \pm 0.0002$ min.

Έχοντας υπόψη και τη μαγνητική φύση του RXJ0636+3535, όπως υποδεικνύεται από το φάσμα του [8], θεωρούμε ότι τα δύο αυτά σήματα αντιπροσωπεύουν αφενός το orbital-sideband (beat) $\omega \pm \Omega$ - πρώτο σήμα - και αφετέρου την περίοδο περιστροφής του λευκού νάνου ω - δεύτερο σήμα - όπου Ω η περίοδος περιφοράς του συστήματος [11].

Τα δύο αυτά σήματα αποτελούν τη 'σφραγίδα' αναγνώρισης των *Intermediate Polars* [7].

Με βάση τα παραπάνω, θεωρούμε πως ο RXJ0636+3535 έχει περίοδο περιφοράς ίση με

$$P_{\text{orb}} = 199.8584 \pm 0.0002 \text{ min} \quad (5.3.1)$$

Ο RXJ0636+3535 παρουσιάζει αξιοσημείωτη συμπεριφορά, αν κανείς υπολογίσει περιοδογράμματα για κάθε νύχτα παρατήρησης ξεχωριστά (σημειώνομε εδώ ότι το Σχήμα (4.3.1) δείχνει το συνολικό περιοδόγραμμα, όπου όλες οι νύχτες παρατήρησης έχουν εισαχθεί ως 'ένα' σήμα).

Ημερομηνία	Τύπος σήματος 1	Τύπος σήματος 2	Μέση λαμπρότητα
20041020	0.02551	-	15.7907
20041021	0.00024	0.00020	15.9331
20041022	0.00050	0.00056	16.3579
20041023	0.04757	-	15.9588
20050221	0.00103	0.00047	16.5805
20050223	0.04256	0.02357	16.1607
20050224	0.03286	0.01773	15.8457
20050303	0.03940	0.01211	16.0196

Πίνακας 5.3.1: Σύγκριση του ύψους των δύο σημάτων των περιοδοδιαγραμμάτων κάθε νύχτας παρατήρησης του RXJ0636+3535

Ο Πίνακας (5.3.1) παρουσιάζει μια σύγκριση του ύψους των δύο σημάτων

κάθε νύχτα. Το σύμβολο ‘-’ σημαίνει ότι το αντίστοιχο σήμα δεν ανιχνεύτηκε στο περιοδόγραμμα. Σύμφωνα με τα δεδομένα του Πίνακα (5.3.1), δυο διαφορετικές συμπεριφορές του συστήματος μπορούν να διακριθούν.

Την περίοδο του 2004, όταν το πρώτο σήμα είναι ισχυρό, το δεύτερο δεν ανιχνεύεται, ενώ όταν το πρώτο σήμα είναι αδύναμο, το δεύτερο ανιχνεύεται με παρόμοια δύναμη.

Την περίοδο του 2005 και τα δυο σήματα ανιχνεύονται με περίπου σταθερή αναλογία δύναμης του πρώτου προς το δεύτερο 2:1.

Η εξήγηση της συμπεριφοράς αυτής δεν είναι καθόλου εύκολη υπόθεση, παρόλα αυτά, μπορούμε να θεωρήσουμε πως οφείλεται στο γεγονός ότι ο RXJ0636+3535 προσαυξάνει μάζα μέσω ενός υβριδικού μοντέλου, δηλαδή τόσο από το δίσκο, όσο και από το ίδιο το ρεύμα μεταφοράς ύλης, το οποίο υπερκαλύπτει το δίσκο - πράγμα που συμβαίνει αν ο δίσκος είναι αρκετά λεπτός - [31].

Οι εναλλαγές στην περίοδο του 2004 μπορούν να εξηγηθούν μέσω μιας πάλης μεταξύ δίσκου και ρεύματος για την κυριαρχία στον τρόπο προσαύξησης (το σήμα του spin συνδέεται με προσαύξηση από το δίσκο, ενώ το σήμα του beat με προσαύξηση από το ρεύμα).

Η σταθερή αναλογία υψών την περίοδο του 2005 και το γεγονός ότι το σήμα του beat υπερισχύει, υποδεικνύει πως ο κυρίαρχος τρόπος προσαύξησης είναι από το ρεύμα.

Εδώ θα πρέπει να σημειώσουμε πως, επειδή τα δεδομένα μας είναι στο λευκό φως, δεν μπορούμε να διαγνώσουμε τον ακριβή τρόπο προσαύξησης, όπως θα μπορούσε να γίνει αν τα δεδομένα μας ήταν στις ακτίνες X. Για περισσότερες πληροφορίες ο αναγνώστης μπορεί να ανατρέξει στα [9], [10] και [12].

Ως μελλοντική δουλειά, χρίνουμε απαραίτητη τη συλλογή περισσότερων δεδομένων, ειδικά στις ακτίνες X. Ιδανικό σενάριο θα ήταν ταυτόχρονες παρατηρήσεις διαφορετικών τηλεσκοπίων σε διαφορετικά μήκη κύματος.

5.4 Συμπεράσματα

Στόχος της διπλωματικής αυτής εργασίας ήταν η παρατήρηση, η ανάλυση των συγκεντρωθέντων δεδομένων και η ανίχνευση περιοδικοτήτων από δυο κατακλυσμικούς μεταβλητούς αστέρες, χρησιμοποιώντας μοντέρνες τεχνικές της Παρατηρησιακής Αστρονομίας. Προσπαθήσαμε να αναλύσουμε Φυσικά τα αποτελέσματά μας, να εξηγήσουμε τη συμπεριφορά των συστημάτων, όπως αυτή προκύπτει από τα αποτελέσματα και να καταδυθούμε στις πολύπλοκες αστροφυσικές διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στους κατακλυσμικούς μεταβλητούς αστέρες.

Για γρήγορη και εύκολη αναφορά, θα θέλαμε να ανακεφαλαιώσουμε τα απο-

τελέσματά μας. Θεωρούμε πως (i) ο HS2325+8205 έχει περίοδο περιφοράς $P_{\text{orb}} \sim 279.841927 \pm 0.000117$ min και προτείνουμε την ακόλουθη εφημερίδα $T_0 = 2452888.425254 \pm 0.000247 + E * 0.1943346715 \pm 0.0000000815$ και πως (ii) ο RXJ0636+3535 ανήκει στην κατηγορία των Intermediate Polars και έχει αφενός περίοδο περιφοράς $P_{\text{orb}} = 199.8584 \pm 0.0002$ min και αφετέρου περίοδο περιστροφής του λευκού νάγου $P_{\text{spin}} = 15.5021 \pm 0.0002$ min.

Βιβλιογραφία

ΒΙΒΛΙΑ

- Στα Αγγλικά

- [1] C.Hellier, *Cataclysmic Variable Stars*, Springer Verlag - Praxis, ISBN 1-85233-211-5
- [2] J.Frank, A.King, D.Raine, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press, ISBN 0-521-62957-8
- [3] B.W.Carroll, D.A.Ostlie, *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison-Wesley Publishing Company Inc., ISBN 0-201-54730-9

- Στα Ελληνικά

- [4] Χ.Βάρβογλη, Γ.Χ.Σειραδάκη, *Εισαγωγή στη σύγχρονη Αστρονομία*, Εκδόσεις Γαρταγάνη, ΙΣΒΝ 960-7013-21-2
- [5] Σ.Αυγολούπη, Γ.Χ.Σειραδάκη, *Παρατηρησιακή Αστρονομία*, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Υπηρεσία δημοσιευμάτων, 1993
- [6] N.K.Σπύρου, *Αρχές αστρικής εξέλιξης*, Εκδόσεις Παρατηρητής, 2003

ΑΡΘΡΑ

- [7] Pyrzas et al, *RXJ0636 - A new intermediate polar*, 2006AIPC..848..432P

- [8] B.T.Gänsicke et al, *Cataclysmic variables from a ROSAT/2MASS selection - I. Four new intermediate polars*, 2005MNRAS.361..141G
- [9] T.L.Parker, A.J.Norton, K.Mukai, *X-ray orbital modulations in intermediate polars*, 2005A&A...439..213P
- [10] C.Hellier, *The accretion geometry of intermediate polars*, 1995ASPC...85..185H
- [11] B.Warner, *Multiple orbital sidebands in intermediate polars*, 1986MNRAS.219..347W
- [12] P.A.Evans, C.Hellier, *HT Camelopardalis: the simplest intermediate polar spin pulse*, 2005MNRAS.359.1531E
- [13] W.J.Feline et al, *ULTRACAM photometry of the eclipsing cataclysmic variable OU Vir*, 2004MNRAS.355....1F
- [14] J.H.Wood et al, *Eclipse studies of the dwarf nova OY Carinae in quiescence*, 1989ApJ...341..974W
- [15] J.H.Wood et al, *High-speed photometry of the dwarf nova Z Cha in quiescence*, 1986MNRAS.219..629W
- [16] J.H.Wood, M.J.Irwin, J.E.Pringle, *A digital technique for the separation of the eclipses of a white dwarf and an accretion disc*, 1985MNRAS.214..475W
- [17] W.Voges et al, *The ROSAT all-sky survey bright source catalogue*, 1999A&A...349..389V
- [18] H.J.Hagen et al, *The Hamburg Quasar Survey. I. Schmidt observations and plate digitization*, 1995A&AS..111..195H
- [19] B.T.Gänsicke et al, *HS2237+8154: On the onset of mass transfer or entering the period gap?*, 2004A&A...418..265G
- [20] E.Bertin, S.Arouts, *SExtractor: Software for source extraction*, 1996A&AS..117..393B
- [21] J.D.Scargle, *Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data*, 1982ApJ...263..835S
- [22] P.Masey, G.H.Jacoby, *CCD data: the good, the bad and the ugly*, 1992ASPC...23..240M

- [23] J. E.Pringle, *Accretion discs in astrophysics*, 1981ARA&A..19..137P
- [24] D.Lynden-Bell, J.E.Pringle, *The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables*, 1974MNRAS.168..603L
- [25] N.I.Shakura, R.A.Sunyaev, *Black holes in binary systems. Observational appearance*, 1973A&A....24..337S

IΣΤΟΤΟΠΟΙ

- [26] http://www.astro.noa.gr/ASK_1.2m/ask_main.htm
- [27] <http://www.eso.org/projects/esomidas/>
- [28] <http://spiff.rit.edu/match/>
- [29] <http://www.astro.princeton.edu/~rhl/sm/>
- [30] http://deneb.astro.warwick.ac.uk/phsdaj/public_html/Software/Period/

ΑΛΛΕΣ ΠΗΓΕΣ

- [31] Domitilla de Martino, *προσωπική επικοινωνία*

English version

