

Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών
Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα Φυσικής Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής

Διπλωματική Εργασία

Τίτλος:
"Ανάλυση Fourier σε μοντέλα σπειροειδών γαλαξιών."

Μαρία-Ειρήνη Χρυσάφελη

A.M.: 201320

Τριμελής επιτροπή:
Πάτσης Πάνος (Διευθυντής Ερευνών ΚΕΑΕΜ)
Χατζηδημητρίου Δέσποινα (Αναπληρώτρια Καθηγήτρια ΕΚΠΑ)
Καζαντζίδης Στυλιανός (Επίκουρος Καθηγητής ΕΚΠΑ)

Αθήνα 2016

λέξεις κλειδιά:σπειροειδείς
γαλαξίες:μορφολογία-γαλαξίες:δυναμική-γαλαξίες:δομή-γαλαξίες:εξέλιξη-γαλαξίες:πλάτη
διαταραχών-γαλαξίες:σκοτεινή ύλη-μέθοδοι:αριθμητικές.
key words:spiral galaxies:morphology-galaxies:dynamics-galaxies:structure-
:galaxies:evolution-galaxies:amplitudes of perturbation-galaxies:dark
matter-methods:numerical.

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Πάνο Πάτση που με καθοδήγησε και με συμβούλεψε κατά την διάρκεια της μελέτης που διεκπεραιώσαμε, στην ανάλυση Fourier μοντέλων σπειροειδών γαλαξιών.

Επίσης, θέλω να ευχαριστήσω τον κ. Στέλιο Καζαντζίδη για τις εποικοδομητικές συμβουλές του, για τα δεδομένα και για την βοήθεια που μου προσέφερε στην κατανόηση βασικών εννοιών στο συγκεκριμένο αντικείμενο.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω την κα. Δέσποινα Χατζηδημητρίου που με συμβούλεψε κατά τη διάρκεια των μεταπτυχιακών σπουδών μου.

Ευχαριστώ επίσης το προσωπικό της Ακαδημίας, για την τεχνική υποστήριξη, καθώς και για την ανταλλαγή επιστημονικών απόψεων που πραγματοποιήσαμε κατά τη διάρκεια της εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας.

Τέλος ευχαριστώ την οικογένειά μου για την ηθική υποστήριξη.

Περίληψη

Ο σκοπός της διπλωματικής εργασίας είναι η μελέτη των πλατών των σπειροειδών διαταραχών στους γαλαξιακούς δίσκους και η κατανόηση των πληροφοριών που μας παρέχει η διακύμανσή τους.

Ένας σπειροειδής γαλαξίας χαρακτηρίζεται από τη σπειροειδή δομή του, η οποία αποτελείται από έναν διακριτό αριθμό συμμετρικών ή και ασύμμετρων σπειρών ο αριθμός των οποίων ποικίλει ανάλογα με το μορφολογικό τύπο του γαλαξία. Οι γαλαξιακές σπείρες θεωρούνται εν γένει κύματα πυκνότητας τα οποία περιστρέφονται, ως σχηματισμός, σαν στερεό σώμα.

Σε όλες τις θεωρίες που έχουν διατυπωθεί για τη σπειροειδή δομή των γαλαξιών, οι δύο σημαντικότερες παράμετροι οι οποίες καθορίζουν την μορφολογία και την διάρκεια ζωής των σπειρών, είναι η γωνιακή ταχύτητα (pattern speed) και το πλάτος. Η γωνιακή ταχύτητα της σπείρας, καθορίζει τη θέση των συντονισμών, κυρίως του συντονισμού της συμπεριστροφής, επί του γαλαξιακού δίσκου. Το πλάτος του κύματος πυκνότητας της σπειροειδούς διαταραχής αποτελεί επίσης μια πολύ βασική παράμετρο η οποία συμβάλλει στην κατανόηση της σπειροειδούς δομής στους γαλαξίες, ενώ επίσης καθορίζει τις περιοχές του γαλαξιακού δίσκου στις οποίες τα μη-γραμμικά φαινόμενα γίνονται σημαντικά. Η μη-γραμμικότητα ενός μοντέλου εκφράζεται μέσω της σχετικής δύναμης της διαταραχής και αποτελεί μια σημαντική παράμετρο της δυναμικής του συστήματος, καθώς αναφέρεται στην συνολική κατανομή της μάζας του, συμπεριλαμβάνοντας τόσο την φωτεινή όσο και τη σκοτεινή ύλη. Μπορούμε δηλαδή μέσω της εκτίμησης της σημασίας των μη-γραμμικών φαινομένων για την δυναμική και την διαμόρφωση της μορφολογίας ενός γαλαξία, να εξαγάγουμε συμπεράσματα για την κατανόηση της κατανομής της σκοτεινής ύλης σε γαλαξιακή κλίμακα.

Μια αποτελεσματική μέθοδος προκειμένου να εκτιμήσουμε τα πλάτη των διαταραχών σε γαλαξιακούς δίσκους και τις διακυμάνσεις τους, είναι η ανάλυση Fourier η οποία μπορεί να εφαρμοστεί σε μοντέλα απόκρισης, σε στιγμιότυπα από μοντέλα προσομοιώσεων N-σωμάτων καθώς και σε εικόνες γαλαξιών. Για τον λόγο αυτό, αναπτύσσουμε στην εργασία μας έναν αλγόριθμο σε υπολογιστική γλώσσα Fortran 77, ο οποίος μας επιτρέπει να αναλύσουμε την επιφανειακή πυκνότητα ή λαμπρότητα, σε μια δεδομένη ακτίνα, σε μονοδιάστατη σειρά Fourier και να καταγράψουμε τη διακύμανση των πλατών των όρων της ακολουθίας Fourier συναρτήσει της ακτίνας. Επίσης, με τον αλγόριθμο που κατασκευάσαμε, μπορούμε να υπολογίσουμε τα μέγιστα της επιφανειακής πυκνότητας και τη γωνία στην οποία σημειώνονται. Οι διακυμάνσεις της επιφανειακής πυκνότητας υποδεικνύουν τη γραμμικότητα ή τη μη-γραμμικότητα των διαταραχών. Στην μελέτη μας, χρησιμοποιήσαμε ένα μοντέλο απόκρισης SPH αερίου για έναν κανονικό σπειροειδή γαλαξία, ένα μοντέλο απόκρισης SPH αερίου για ένα ραβδωτό σπειροειδή γαλαξία και ένα στιγμιότυπο από μία προσομοίωση N-σωμάτων όπου ο γαλαξιακός δίσκος έχει υποστεί παλιρροϊκές επιδράσεις λόγω αλληλεπιδράσεων με υποδομές σκοτεινής ύλης. Σε όλα τα παραπάνω μοντέλα αναλύσαμε την επιφανειακή πυκνότητα σε όρους Fourier. Έπειτα εκτιμήσαμε τα πλάτη και τις φάσεις των όρων. Στην συνέχεια μελετήσαμε τις διακυμάνσεις των πλατών του κάθε όρου του αναπτύγματος ως συνάρτηση της ακτινικής απόστασης και μελετήσαμε την συμβολή των όρων της σειράς Fourier, στη διαμόρφωση της μορφολογίας του γαλαξιακού δίσκου.

Abstract

The present document consists the thesis of the MSc student Maria-Irene Chrysafeli on the topic of Astrophysics, Astronomy and Mechanics. The MSc program is offered by the National and Kapodistrian University of Athens, in the School of Science, at the Faculty of Physics.

Subject of the dissertation is the study of the morphology of spiral galactic models via numerical methods. The study of the amplitude of the spiral perturbation of galactic disks and the understanding of the dynamics of spiral galaxies is of crucial importance both for galactic as well as for extragalactic astronomy. Spirals are density waves rotating in the disks, having their density maxima along spiral arms. The asymmetry and relative amplitude of higher Fourier components of azimuthal arm profiles for the galaxies is used to locate the main resonances. The amplitude of the density wave and the extend of the spirals are determined by the linearity or non-linearity of the wave. The strength of the spiral perturbation determines the region of the galactic disks, where linear theories can be applied to explain the observed structures or where the non-linear effects become important. Especially, the amplitude of the spiral perturbation is an indicator of nonlinear effects. The life time of a spiral pattern to sustain it depend on the amplitude of the perturbation itself. The general dynamics of disks of spiral galaxies are considerably different for weak and strong perturbations.

We study the variances of the amplitudes of spiral galaxies using the 1-D Fourier technique. Especially, photometric observations yield a surface brightness map, which, assuming a constant mass-to-light ratio, represents a surface mass density in which form all the morphological features are imprinted. In this study, we analyze the surface mass density in terms of the Fourier decomposition using a Fortran 77 algorithm and we compute the strenght and the phases of the Fourier componements. This technique can be applied in N-body simulations, galactic images in near-infrared and in response models. In our study, we explicate the surface mass density using the Fourier analysis for three different snapshots of models: one response models for the gas, for a normal spiral and other one response model for the gas for a bar spiral. The potentials obtained from near-infrared observations have been studied with the method of SPH. Also we study the snapshot of an N-body simulation of the cumulative effect of six dark matter substructures crossing the galactic disk and producing several distinctive morphological impacts in the stellar disk.

Περιεχόμενα

1	Μορφολογικές ταξινομήσεις γαλαξιακών δίσκων	7
1.1	Ταξινόμηση κατά Hubble	7
1.1.1	Ταξινόμηση κατά de Vaucouleurs	8
1.1.2	Μορφολογική ταξινόμηση με κριτήριο τον αριθμό σπειροειδών βραχίωνων	9
1.1.3	Απομονωμένοι γαλαξίες και γαλαξίες με Συνοδούς γαλαξίες	11
1.1.4	Μορφολογία Σπειροειδών γαλαξιών στο εγγύς υπέρυθρο	13
1.1.5	Το πλάτος και ο αριθμός των σπειροειδών βραχίωνων	15
2	Οι θεωρίες της προέλευσης, της δημιουργίας και της εξέλιξης της σπειροειδούς δομής	17
2.1	Η θεωρία των Ημιστατικών Κυμάτων Πυκνότητας κατά Lin- Shu-Kalnajs . . .	17
2.1.1	Η γραμμική θεωρία των κυμάτων πυκνότητας	19
2.1.2	Η σχέση διασποράς	20
2.1.3	Το κριτήριο Ευστάθειας Toomre	22
2.2	Η επικυκλική θεωρία	22
2.2.1	Κίνηση υπό την επίδραση ενός δυσδιάστατου αξισυμμετρικού δυναμικού	23
2.2.2	Οι συντονισμοί	24
2.2.3	Λογαριθμικές Σπείρες	27
2.2.4	Ηγούμενες και Συρόμενες Σπείρες	28
2.2.5	Ο τερματισμός των σπειρών	29
2.2.6	Ραβδωτοί Γαλαξίες	30
2.2.7	Η γωνιακή ταχύτητα ράβδου	31
2.3	Κύματα Πυκνότητας και Υλικοί Βραχίονες	33
2.3.1	Στοχαστική αυτό-διαδιδόμενη αστρογένεση(Stochastic self-propagating star formation-SSPSF)	34
2.3.2	Αλληλεπιδρώντες γαλαξίες	35
2.3.3	Το μοντέλο Λ Ψυχρής Σκοτεινής Ύλης- Λ CDM	38
2.3.4	Αλληλεπιδράσεις με άλω Σκοτεινής Ύλης	39
3	Οι εφαρμογές της ανάλυσης Fourier σε θεωρητικά μοντέλα και παρατηρήσεις	41
3.1	Γραμμικά και μη-γραμμικά μοντέλα γαλαξιών	41
3.2	Ανάλυση Fourier εικόνων γαλαξιών	42
3.3	Συμπεράσματα από την ανάλυση Fourier σε μεγάλα δείγματα γαλαξιών. . . .	44
4	Περιγραφή της ανάλυσης Fourier	47
4.1	Ανάλυση της μεθόδου Fourier	47
4.1.1	Έκφραση σε περιοδικό ανάπτυγμα	47
4.1.2	Υπολογισμός πλάτους	48
4.1.3	Έκφραση της επιφανειακής πυκνότητας	49
4.1.4	Αριθμητικός υπολογισμός	50
4.2	Αναλυτική περιγραφή του προγράμματος	52
4.2.1	Υπολογισμός Πυκνότητας	53

4.2.2	Υπολογισμός των πλατών της επιφανειακής πυκνότητας	54
4.2.3	Υπολογισμός φάσης	55
5	Εφαρμογές της μεθόδου σε μοντέλα απόκρισης και προσομοιώσεων N-σωμάτων	57
5.1	Περιγραφή των μοντέλων	57
5.1.1	Μοντέλα απόκρισης και προσομοιώσεων N-σωμάτων	57
5.1.2	Μοντέλο απόκρισης ραβδωτού-σπειροειδούς γαλαξία	58
5.1.3	Μοντέλο Απόκρισης Αερίου Κανονικής Σπείρας	59
5.1.4	Συντονισμοί και δυνάμεις διαταραχών του μοντέλου.	61
5.1.5	Μοντέλο προσομοίωσης N-σωμάτων	62
5.1.6	Αρχικές Συνθήκες Προσομοίωσης	63
5.1.7	Περιγραφή της προσομοίωσης	64
5.1.8	Μοντελοποίηση δίσκου και διαταραχών	64
6	Αποτελέσματα των εφαρμογών της ανάλυσης Fourier	67
6.1	Μοντέλο Απόκρισης Αερίου για ραβδωτό σπειροειδές	67
6.2	Μοντέλο Απόκρισης για κανονικό γαλαξία	74
6.3	Μοντέλο Αυτοσυνεπούς Προσομοίωσης	81
7	Σύνοψη και Συμπεράσματα	93
7.1	Συμπεράσματα της εργασίας	93
7.2	Σχόλια για τα πεδία εφαρμογών της ανάλυσης Fourier και προοπτικές επέ- κτασης της εργασίας	96
7.3	Βιβλιογραφία	98

Κεφάλαιο 1

Μορφολογικές ταξινομήσεις γαλαξιακών δίσκων

Οι γαλαξίες αποτελούνται από άστρα, αέριο το οποίο περιλαμβάνει και τη σκόνη και σκοτεινή ύλη. Η σκοτεινή ύλη κυρίως, αλλά και οι αστέρες, είναι οι βασικοί όροι της μάζας των γαλαξιών, ενώ η συνεισφορά του αερίου και της σκόνης είναι μικρή. Οι σπειροειδείς γαλαξίες αποτελούνται από έναν δίσκο ο οποίος αποτελείται από άστρα και μεσοαστρικό υλικό επί του οποίου εκτείνονται οι σπείρες.

Αυτοί οι δίσκοι έχουν επιφανειακή λαμπρότητα η οποία ακολουθεί έναν εκθετικό νόμο:

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{r}{h}} \quad (1.1)$$

όπου h είναι το μήκος κλίμακος του δίσκου και I_0 η επιφανειακή πυκνότητα στο κέντρο του δίσκου (Freeman, 1970).

Επιπρόσθετες συνιστώσες αποτελούν:

- το κεντρικό εξόγκωμα από παλαιά άστρα πληθυσμού II,
- μια σφαιρική άλως φωτεινής ύλης,
- και μια σχεδόν σφαιρική άλως σκοτεινής ύλης.

Συχνά η μορφολογία των σπειροειδών γαλαξιών, χαρακτηρίζεται από την παρουσία μίας ράβδου. Η σπειροειδής δομή διαφέρει στους διαφορετικούς τύπους σπειροειδών ως προς τη γωνία κλίσης των σπειρών (pitch angle) και ως προς τον αριθμό των βραχίωνων.

Για πολλά χρόνια η σπειροειδής δομή και η κατανόηση των μηχανισμών που διέπουν τη μορφολογία της, αποτέλεσε μεγάλη πρόκληση για την επιστημονική κοινότητα και γίνονται ακόμη έρευνες και μελέτες προκειμένου να διερευνηθεί.

Η μελέτη, η διερεύνηση και η κατανόηση της σύστασης, της δημιουργίας και του χρόνου ζωής των γαλαξιακών σπειρών συνδέεται με φαινόμενα τα οποία εκδηλώνονται τόσο σε γαλαξιακή όσο και σε εξωγαλαξιακή κλίμακα. Σημαντικό παράγοντα αποτελούν φαινόμενα κοσμολογικής κλίμακας όπως η κατανόηση της σκοτεινής ύλης, οι συγχωνεύσεις γαλαξιών καθώς και ο συνδιασμός των φαινομένων αυτών, ο οποίος είναι απαραίτητος για την κατανόηση της δημιουργίας και της διατήρησης της σπειροειδούς δομής.

1.1 Ταξινόμηση κατά Hubble

Η ανάλυση Fourier περιγράφει την δημιουργία δομών που απαντούμε στους γαλαξιακούς δίσκους. Παρουσιάζουμε λοιπόν, σε αυτό το σημείο της εισαγωγής μερικές προσπάθειες κωδικοποίησης (ταξινόμησης) αυτών των μορφολογιών.

Ο Edwin Hubble, ήταν ο πρώτος ο οποίος κατηγοριοποίησε τους γαλαξίες, το 1920. Τα αποτελέσματα των εργασιών του μπορεί να τα δει κανείς στον “Hubble” Άτλαντα των Γαλαξιών (Sandage,1961). Ο Hubble ταξινόμησε τους κανονικούς σπειροειδείς γαλαξίες σε **Sa**, **Sb** και **Sc** (Η γνωστή ακολουθία μορφολογικών τύπων του Hubble είχε θεωρηθεί αρχικά ότι ήταν εξελικτική, γεγονός που σήμερα γνωρίζουμε πως δεν ισχύει. επικράτησε όμως να αναφερόμαστε σε αυτούς τους μορφολογικούς τύπους ως προγενέστερους και μεταγενέστερους, καθώς μεταβαίνουμε από τους **Sa** προς τους **Sc**.)

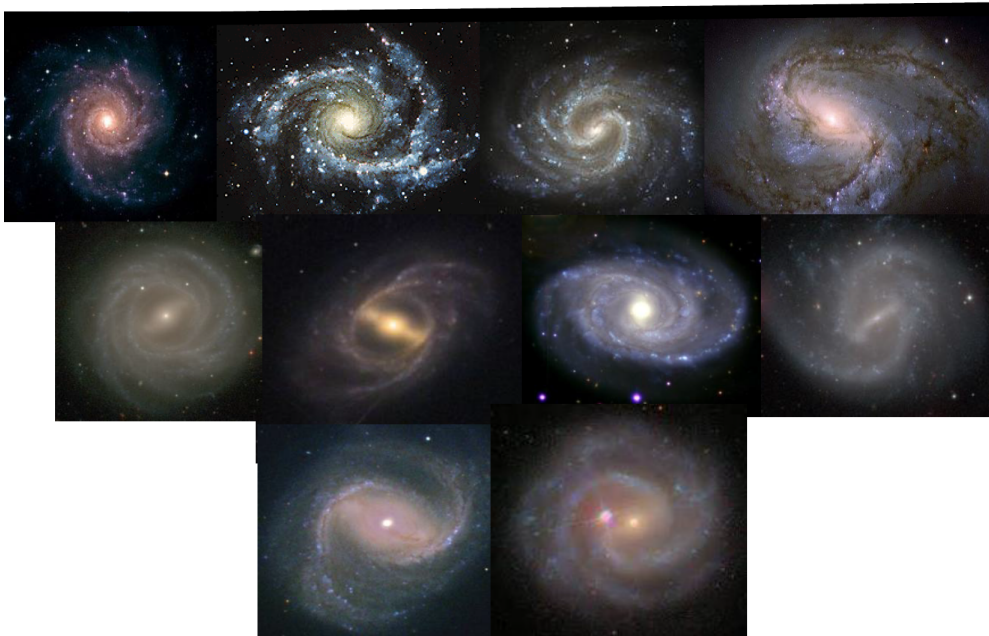
Η ταξινόμηση γίνεται με βάση:

- α) Το “άνοιγμα των βραχιόνων” και
- β) Την έκταση του κεντρικού εξογκώματος.

Σε περίπτωση που περιλαμβάνουν στην μορφολογία τους μια ράβδο, αναφέρονται ως **SB** αλλιώς αναφέρονται ως **S** (κανονικοί σπειροειδείς γαλαξίες). Οι προγενέστερου τύπου κανονικοί και ραβδωτοί σπειροειδείς, γαλαξίες (**Sa**, **Sb**, **SBa**, **SBb**) περιέχουν λιγότερο αέριο απ’ ότι οι μεταγενέστερου τύπου γαλαξίες (**Sc**, **SBc**).

1.1.1 Ταξινόμηση κατά de Vaucouleurs

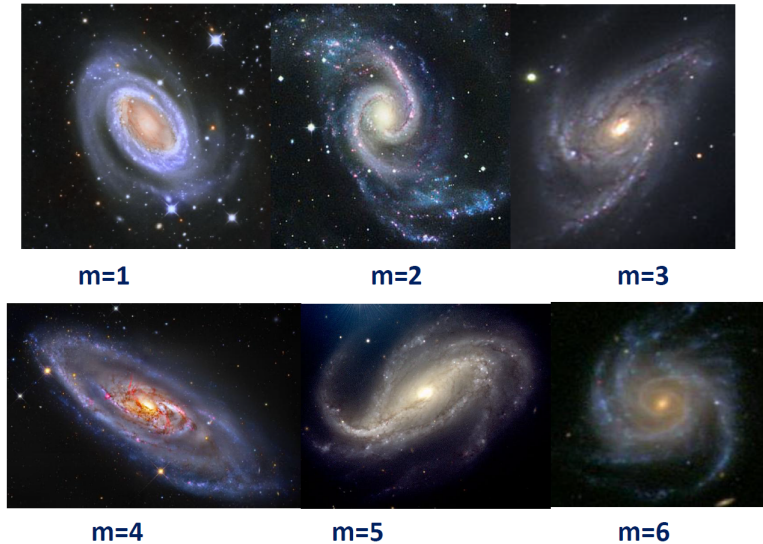
Περισσότεροι γαλαξιακοί μορφολογικοί τύποι συμπεριλήφθηκαν στην ακολουθία από τον de Vaucouleurs (1959) ο οποίος διέκρινε τον τύπο, **SA** στην περίπτωση που δεν υπάρχει ράβδος, πρόσθεσε έναν ενδιάμεσο τύπο **SAB** μεταξύ των κανονικών και των ραβδωτών γαλαξιών καθώς και τους τύπους **Sd** και **Sm**. Μια επιπρόσθετη κατηγοριοποίηση, με το γράμμα “r” υποδηλώνει την ύπαρξη “δακτυλίων” γύρω από το κέντρο του γαλαξία και ο χαρακτηρισμός “s” υποδηλώνει ότι οι σπείρες έχουν σχήμα “S”. Οι μορφολογίες των σπειροειδών γαλαξιών αυτών των τύπων, απεικονίζονται στο σχήμα 1.1. Οι χαρακτηρισμοί αυτοί, αποσκοπούν στο να αποδώσουν καλύτερα την μορφολογία των γαλαξιών.



Σχήμα 1.1: Μορφολογικοί τύποι γαλαξιών κατά de Vaucouleurs. Από αριστερά προς τα δεξιά: NGC 628 SA, NGC 2997 SAB, NGC 4535 SAB, NGC 3627 SAB, NGC 3513, NGC 2523 r, NGC 3450 rs, NGC 4548 rs, NGC 5371 rs, NGC 3507 s.

1.1.2 Μορφολογική ταξινόμηση με κριτήριο τον αριθμό σπειροειδών βραχιόνων

Η πολλαπλότητα (multiplicity) των σπειροειδών βραχιόνων χαρακτηρίζεται από τον αριθμό των σπειροειδών βραχιόνων, m , που υπάρχουν σε έναν σπειροειδή γαλαξία (βλ. σχήμα 1.2).



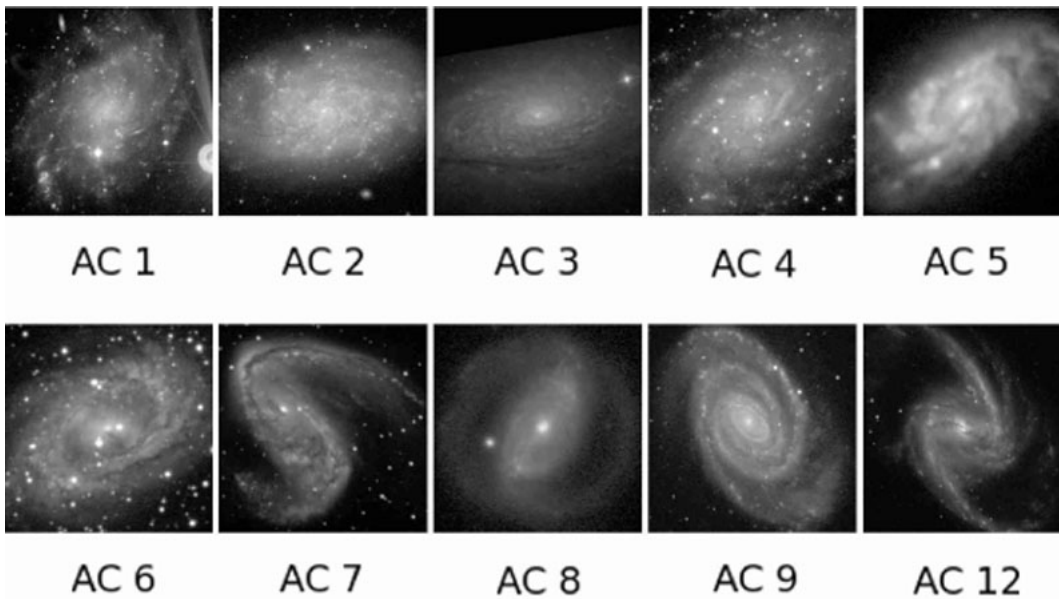
Σχήμα 1.2: Γαλαξίες NGC 4725, 1566, 5054, M106, NGC 613, NGC 309 οι οποίοι χαρακτηρίζονται από 1 μέχρι και 6 σπειροειδείς βραχίονες (Buta R, 2011).

Μια εκτεταμένη μελέτη εκπονήθηκε από τους Elmegreen και Elmegreen (1982) οι οποίοι εξέτασαν ένα δείγμα από 305 σπειροειδείς γαλαξίες και επινόησαν μια ταξινόμηση με κριτήριο τους σπειροειδείς βραχίονες. Η ταξινόμησή τους είναι ανεξάρτητη από την ταξινόμηση του Hubble. Κατέταξαν τους σπειροειδείς γαλαξίες ανάλογα με την συμμετρία και την συνέχεια που παρουσιάζουν οι σπειροειδείς βραχίονες και τους χώρισαν σε τρεις κατηγορίες με 12 υποδιαίρεσεις, “AC” (arm class). Ξεκινούν από σχεδόν μη διαμορφωμένους βραχίονες, στους “floculent” γαλαξίες (AC 1) και φθάνοντας σε μακριούς, καλοσχηματισμένους συμμετρικούς βραχίονες σε γαλαξίες τύπου (AC 12). Οι ενδιαμέσοι μορφολογικά τύποι αναφέρονται ως “multiple-armed”.

Arm Class	Description
1.....	Chaotic, fragmented, unsymmetric arms
2.....	Fragmented spiral arm pieces with no regular pattern
3.....	Fragmented arms uniformly distributed around the galactic center
4.....	Only one prominent arm; otherwise fragmented arms
5.....	Two symmetric, short arms in the inner regions; irregular outer arms
6.....	Two symmetric inner arms; feathery ringlike outer structure
7.....	Two symmetric, long outer arms; feathery or irregular inner arms
8.....	Tightly wrapped ringlike arms
9.....	Two symmetric inner arms; multiple long and continuous outer arms
10.....	No longer used; previously denoted barred galaxies
11.....	No longer used; previously denoted galaxies with close companions
12.....	Two long symmetric arms dominating the optical disk

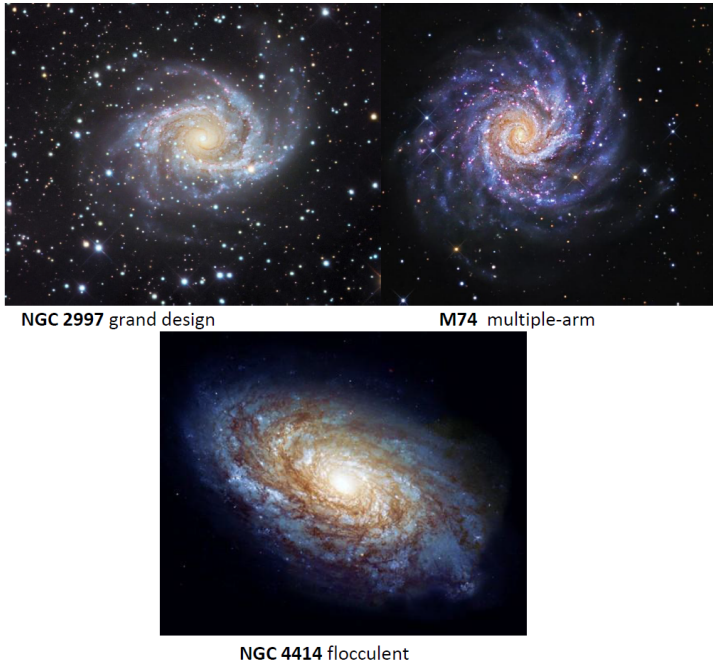
Σχήμα 1.3: Η ταξινόμηση των σπειροειδών γαλαξιών σε floculent, multiple-armed και grand design κατά τους Elmegreen & Elmegreen (1982).

Οι γαλαξίες **grand design** παρουσιάζουν μια ισχυρή δισυμμετρία, τουλάχιστον σε ένα μεγάλο τμήμα του γαλαξία, και περιλαμβάνουν μακριούς, ισχυρά συμμετρικούς και συνεχείς βραχίονες. Στο άλλο άκρο οι **flocculent** είναι οι γαλαξίες που έχουν πολλαπλά και κοντά τμήματα βραχιόνων χωρίς να παρουσιάζουν συγκεκριμένη συμμετρία, ενώ ο αριθμός των βραχιόνων που έχουν, δεν είναι ευδιάκριτος. Οι **flocculent** γαλαξίες δεν περιλαμβάνουν κάποια ράβδο και δεν παρουσιάζουν εμφανή αλληλεπίδραση με έναν συνοδό γαλαξία. Οι βραχίονες των γαλαξιών τύπου “grand design” θεωρείται γενικά ότι είναι κύματα πυκνότητας τα οποία αναπαριστούν ημι-στάσιμες κυματικές δομές (quasi-steady wave modes) (Bertin et al., 1989) ενώ οι γαλαξίες “flocculent” μπορεί να αποτελούν μόνο περιοχές αστρογένεσης, οι οποίες προκαλούν αστρογένεση σε γειτονικές περιοχές, με αποτέλεσμα το φαινόμενο να διαδίδεται σε όλη την έκταση των γαλαξιακών δίσκων (Seiden & Gerola, 1982).



Σχήμα 1.4: Παραδείγματα γαλαξιακών τύπων κατά Elmegreen & Elmegreen. Πρώτη σειρά: NGC 45, 7793, 5055, 2403, 1084. Δεύτερη σειρά: NGC 6300, 2442, 3504, 5364, 1365. Οι εικόνες είναι στο φίλτρο B (Buta R, 2011)

Οι ενδιαμέσες τάξεις, “**multiple-armed**”, περιλαμβάνουν χαρακτηριστικά τόσο από τους grand design όσο και από τους flocculent γαλαξίες. Οι γαλαξίες αυτής της κατηγορίας, εμφανίζουν πολλαπλούς βραχίονες (Elmegreen & Elmegreen 1984, 1995). Οι grand design σπειροειδείς γαλαξίες αποτελούν μόλις το 10% των σπειροειδών γαλαξιών ενώ παρουσιάζουν την μεγαλύτερη λαμπρότητα απ’ όλους τους σπειροειδείς γαλαξίες (βλ. σχήμα 1.5, NGC 2997). Οι multiple-arm γαλαξίες είναι συνήθως συμμετρικοί και αποτελούν το 60% των σπειροειδών γαλαξιών ενώ παρουσιάζουν μειωμένη λαμπρότητα σε σχέση με τους grand design (βλ. σχήμα 1.5, M74). Οι flocculent εμφανίζουν εξασθενημένους βραχίονες χαμηλής λαμπρότητας ενώ αποτελούν το 30% των σπειροειδών γαλαξιών (βλ. σχήμα 1.5, NGC 4414).



Σχήμα 1.5: Παραδείγματα γαλαξιών τύπου *grand design*, *multiple-armed* και *flocculent* (NASA, StScI).

1.1.3 Απομονωμένοι γαλαξίες και γαλαξίες με Συνοδούς γαλαξίες

Οι Elmegreen και Elmegreen (1982), κατέληξαν στο ότι ένας γαλαξίας έχει μεγαλύτερη πιθανότητα να εμφανίσει δισυμμετρική σπειροειδή δομή, *grand design*, εάν περιέχει μία ράβδο ή αλληλεπιδρά με έναν συνοδό γαλαξία. Παρ' όλα αυτά, βρήκαν δείγματα απομονωμένων γαλαξιών χωρίς ράβδο, οι οποίοι παρουσίαζαν μορφολογία *grand design* (βλ. σχήμα 1.7). Η συσχέτιση της περιοχής εμφάνισης των δομών πάνω στους γαλαξιακούς δίσκους με τη διακύμανση των καμπύλων περιστροφής δίνει επίσης αξιοποιήσιμες πληροφορίες από τις θεωρίες δημιουργίας των δομών αυτών (Kormendy & Norman 1979, Elmegreen & Elmegreen 1982). Επίσης, η παρουσία συνοδών ή οι αλληλεπιδράσεις του κυρίως δίσκου με δορυφόρους γαλαξίες, είναι ένα σημαντικό στοιχείο που διερευνάται ως προς την υποστήριξη ή την καταστροφή των δομών.

Οι συμμετρικές σπείρες, σε κάποιους γαλαξίες μπορεί να είναι αποτέλεσμα παλιρροϊκών επιδράσεων. Η δημιουργία αστέρων κορυφώνεται σε ερυθρομεταποπίσεις $z=1$ ενώ παρουσιάζει απότομη μείωση τη σημερινή εποχή. Από αυτό προκύπτει, ότι οι περισσότεροι γαλαξίες έχουν υποστεί μεγάλες συγχωνεύσεις πιθανόν πριν από 8 Gyr, ενώ μέχρι τη σημερινή εποχή απορρόφησαν μικρότερα συστήματα.

Στην Κοσμολογία Ψυχρής Σκοτεινής Ύλης (CDM), οι γαλαξίες υποβάλλονται για ένα σημαντικό χρονικό διάστημα της ζωής τους σε συγχωνεύσεις και άλλα γεγονότα προσαύξησης. Σύμφωνα με πρόσφατες θεωρίες, πολλοί γαλαξίες (όπως οι NGC M33 και NGC 100 Σχ. 1.7) φαίνονται απομονωμένοι αλλά στην ουσία περιβάλλονται από μικρότερους δορυφόρους γαλαξίες Ψυχρής Σκοτεινής Ύλης οι οποίοι είναι αόρατοι και δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθούν με τα σύγχρονα μέσα.

Τα εξωτερικά τμήματα των γαλαξιών που έχουν υποβληθεί σε αλληλεπιδράσεις με συνοδούς γαλαξίες μπορεί να μην είχαν χρόνο να φθάσουν σε μια κατάσταση ισορροπίας πριν από την τελευταία εξωτερική διαταραχή που προκλήθηκε από τη συγχώνευση, εξαιτίας του μεγάλου δυναμικού χρόνου χαλάρωσης που απαιτείται σε αυτές τις περιοχές.



Σχήμα 1.6: Αριστερά: Ο γαλαξίας NGC 5247 αποτελεί παράδειγμα απομονωμένου γαλαξία τύπου “grand design”. Δεξιά: Ο γαλαξίας NGC 5584 αποτελεί παράδειγμα απομονωμένου γαλαξία τύπου “multiple-armed”.



Σχήμα 1.7: Οι γαλαξίες NGC M33 (αριστερά) και NGC 100 (δεξιά) παρουσιάζουν εμφανείς ασυμμετρικές στις κατανομές των αερίων τους και των αστέρων τους, ενώ δεν φαίνεται να έχουν κάποια εν εξελίξει αλληλεπίδραση με άλλους γαλαξίες.

Μια λεπτομερής σύγκριση με μοντέλα, μπορεί να είναι αξιόπιστη σε πιο κεντρικές και εσωτερικές περιοχές του γαλαξία όπου οι κλίμακες χρόνου είναι μικρότερες και το πηγάδι δυναμικού του γαλαξία, βαθύτερο, έτσι ώστε να γίνονται εμφανείς οι επιδράσεις που επιφέρουν οι εξωτερικές διαταραχές.

Βλέπουμε, λοιπόν, ότι ο αριθμός των βραχιόνων εξαρτάται και από τις αλληλεπιδράσεις με μικρότερους γαλαξίες και μάλιστα είναι συνάρτηση της ακτίνας. Η διαμόρφωση αυτής της μορφολογίας μπορεί να ποσοτικοποιηθεί με ανάλυση Fourier στιγμιότυπων προσομοιώσεων N-σωμάτων.



Σχήμα 1.8: Οι αλληλεπιδρώντες γαλαξίες NGC 5426-27 (Arp 271), οι οποίοι ονομάζονται αλλιώς “The Siamese Twins” ή “The Butterfly Galaxies”, βρίσκονται στο γαλαξιακό σμήνος Virgo ενώ διακρίνεται και ο γαλαξίας NGC 5679. (NASA, ESA, M. Livio (STScI) & the Hubble Heritage Team (STScI/AURA)).

1.1.4 Μορφολογία Σπειροειδών γαλαξιών στο εγγύς υπέρυθρο

Όλες οι ταξινομήσεις προτάθηκαν πριν τα μέσα της δεκαετίας του 1990, οπότε κατασκευάστηκαν κάμερες για την απεικόνιση γαλαξιών στο εγγύς υπέρυθρο ($1.5 < \lambda < 3.5 \mu\text{m}$). Οι διαφορές στη μορφολογία των γαλαξιακών δίσκων στο οπτικό (π.χ. B, J φίλτρα) και στο εγγύς υπέρυθρο (π.χ. K' φίλτρο) είναι σημαντικές.

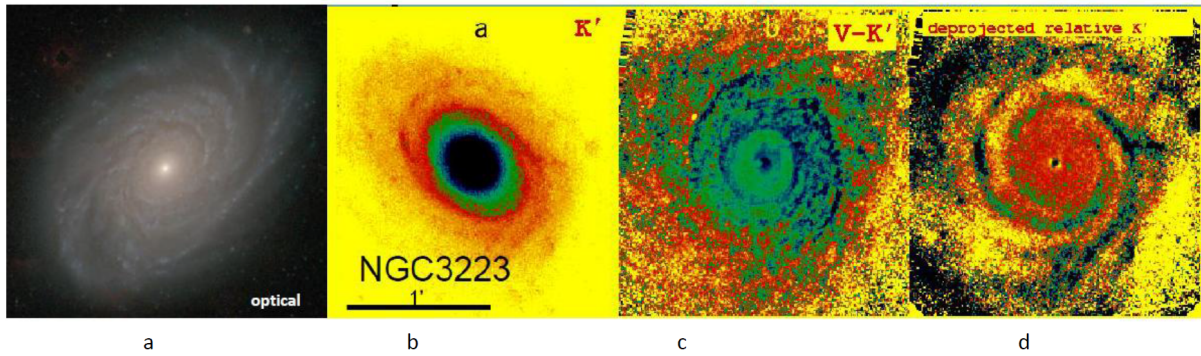
Η ταξινόμηση των σπειροειδών γαλαξιών, σύμφωνα με την μορφολογία τους, όπως αυτή εμφανίζεται σε μήκη κύματος στο εγγύς υπέρυθρο, π.χ. στο φίλτρο K στα $2.2 \mu\text{m}$ (Rix et al., 1993), μεταβάλλεται σημαντικά συγκρινόμενη με την αντίστοιχη στο B φίλτρο ($\sim 0.4 \mu\text{m}$) (Block & Wainscoat, 1991).

Με βάση την ταξινόμηση κατά Hubble, οι σπειροειδείς γαλαξίες στο εγγύς υπέρυθρο ταξινομούνται στην προηγούμενη κατηγορία από αυτή που ήταν ταξινομημένοι στο οπτικό. Έχουν δηλαδή πιο σφιχτές σπείρες και κυρίως μεγαλύτερα κεντρικά εξογκώματα. Οι εικόνες στο εγγύς υπέρυθρο, συγκεκριμένα στο φίλτρο K' (στα $2.1 \mu\text{m}$) είναι λιγότερο επηρεασμένες από την επίδραση της μεσοαστρικής σκόνης, καθώς οι λωρίδες απορρόφησης εμφανίζονται εξασθενημένες και πιο λεπτές. Η επίδραση της παρουσίας αστρικής σκόνης στους κανονικούς σπειροειδείς γαλαξίες, γίνεται σχεδόν αμελητέα κοντά στα $2.1 \mu\text{m}$.

Η απορρόφηση λόγω παρουσίας της μεσοαστρικής σκόνης, επιφέρει ποσοτικά σφάλματα στις παρατηρήσεις που λαμβάνονται με οπτικά φίλτρα.

Κυρίως όμως, οι παρατηρήσεις στο οπτικό, δεν καταγράφουν την κατανομή των παλαιών αστρικών πληθυσμών στο δίσκο, αλλά απεικονίζουν ροές φωτός από νεαρούς αστρικούς πληθυσμούς καθώς και ακτινοβολία από περιοχές αστρογένεσης. Επιπλέον στα εσωτερικά τμήματα των γαλαξιακών δίσκων, ισχυρές λωρίδες σκόνης που διασχίζουν όλη την περιοχή στο εσωτερικό του κεντρικού σφαιροειδούς, δίνουν την εντύπωση ότι οι σπείρες φτάνουν πολύ κοντά στα κέντρα των γαλαξιών.

Στο εγγύς υπέρυθρο απεικονίζεται η κατανομή των παλαιότερων αστρικών πληθυσμών κυρίως φασματικού τύπου K και M, πολύ καλύτερα απ' ό,τι στο οπτικό και επομένως παρατηρήσεις σε αυτά τα μήκη κύματος είναι κατάλληλες για τον υπολογισμό της κατανομής της μάζας της φωτεινής ύλης. Οι συγκεκριμένοι αστρικοί τύποι συνεισφέρουν περισσότερο στην βολομετρική λαμπρότητα ενός γαλαξία. Ως εκ τούτου, είναι οι παρατηρήσεις στο εγγύς υπέρυθρο εκείνες που είναι κατάλληλες για σύγκριση με δυναμικά μοντέλα και που μπορούν να δώσουν κριτήρια για την αποδοχή ή απόρριψη θεωριών για την σπειροειδή δομή. Για τον προσδιορισμό των διαταραχών πυκνότητας θα έπρεπε ιδανικά να απομονωθεί το φως που προέρχεται από τους παλαιούς αστέρες του δίσκου. Όμως απευθείας ποσοτικός προσδιορισμός των διαταραχών πυκνότητας από παρατηρήσεις που σχετίζονται με τους σπειροειδείς βραχίονες στους γαλαξίες είναι δύσκολο να γίνει, εξαιτίας της στενής σύνδεσης τους με τη



Σχήμα 1.9: Ο κανονικός σπειροειδής γαλαξίας NGC 3223, στο οπτικό (a) και στο εγγύς υπέρυθρο (b). Στο (c) απεικονίζεται το χρώμα V-K σε μία εικόνα που έχει διορθωθεί για φαινόμενα προβολής. Στο (d) απεικονίζεται η διορθωμένη για φαινόμενα προβολής εικόνα στο K φίλτρο και έχει διαιρεθεί με το αξισυμμετρικό υπόβαθρο για να φανεί η ακριβής μορφολογία της διαταραχής. Αντίθετα από το (a), στα (b), (c) και (d) οι πιο σκούρες περιοχές είναι περιοχές μεγάλης επιφανειακής λαμπρότητας (Grosbol & Patsis, 1998).

σκόνη και με φαινόμενα αστρικών πληθυσμών στους βραχίονες. Φίλτρα στο εγγύς υπέρυθρο με πλατύ εύρος ($\Delta\lambda \simeq 0.3$) είναι δύσκολο να διαχωρίσουν τις διαταραχές πυκνότητας από τα παραπάνω φαινόμενα (Witt et al., 1992). Παρατηρήσεις με φίλτρα μικρού εύρους ($\Delta\lambda \simeq 0.04$) έχουν χρησιμοποιηθεί για να προσδιορισθεί και να απομονωθεί το ποσοστό του φωτός στις σπείρες το οποίο προέρχεται από νέους αστέρες και είναι συγκεντρωμένο στις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου (Patsis et al., 2001). Παρ' όλα αυτά, είναι αρκετά δύσκολη η απομόνωση της διάχυτης ακτινοβολίας που προέρχεται από νεαρά αντικείμενα.

Από παρατηρήσεις στο K φίλτρο, διαπιστώθηκε ότι τα κύματα πυκνότητας, σε grand design και multiple-armed γαλαξίες, παρουσιάζουν μεγάλα πλάτη (Rix & Rieke 1993; Regan & Vogel, 1994, Rix & Zaritsky, 1995; Knapen et al., 1995, Block et al., 2004a). Οι Rix & Rieke βρίσκουν $A_2/A_0 \sim 0.55$ (βλ. κεφάλαιο 5). Οι flocculent γαλαξίες παρουσιάζουν μικρότερα πλάτη. Οι Kendall, Kennicutt & Clarke (2003) μελέτησαν ένα δείγμα από 31 γαλαξίες από το Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey (SINGS) (Kennicutt et al., 2003) και διαπίστωσαν ότι περίπου οι μισοί γαλαξίες, παρουσίασαν μια σημαντική δισυμμετρική μορφολογία “grand design”. Πρωτύτερα, οι Kormendy & Norman (1979) και Seigar & James (1998a), είχαν επισημάνει ότι συμμετρικές σπειροειδείς δομές που εκτείνονται σε όλο τον δίσκο, συνδέονται με την παρουσία ράβδου και συνοδών γαλαξιών.

Επίσης, γαλαξίες οι οποίες ταξινομήθηκαν με βάση παρατηρήσεις στο εγγύς υπέρυθρο ως “grand design”, στο οπτικό με βάση την κατανομή του αερίου και την κατανομή της επιφανειακής λαμπρότητας αστέρων του πληθυσμού I, ταξινομήθηκαν ως flocculent (Wainscoat, 1991, Grosbol & Patsis, 1998; Grosbol et al., 2004).

Επίσης γαλαξίες που μοιάζουν να μην έχουν ράβδο όταν παρατηρούνται στα οπτικά μήκη κύματος, όταν παρατηρούνται στο εγγύς υπέρυθρο φαίνεται να περιλαμβάνουν μία ράβδο (Block & Wainscoat 1991, Spillar et al. 1992, Mulchaey Regan 1997; Mulchaey et al. 1997, Seigar & James 1998, Knapen et al. 2000; Eskridge et al. 2000, 2002; Block et al. 2001, Laurikainen Salo 2002; Whyte et al. 2002). Περίπου τα 2/3 όλων των σπειροειδών γαλαξιών, φαίνεται να περιλαμβάνουν και μία ράβδο, όπως διαπιστώθηκε από εικόνες στο εγγύς υπέρυθρο (Buta Block 2001, Block et al. 2001, Laurikainen & Salo 2002). Η εμφάνιση των σπειρών στο εγγύς υπέρυθρο είναι πιο ομαλή και συνεχής και τα κεντρικά σφαιροειδή είναι σχετικά μεγαλύτερα. Οι βραχίονες ξεκινούν εφαιπτομενικά από το εξωτερικό όριο των κεντρικών εξογκωμάτων (Eskridge et al., 2000).

Συμπερασματικά, απ' όλα τα παραπάνω προκύπτει ότι ο προσδιορισμός των πλατών των σπειροειδών διαταραχών στο εγγύς υπέρυθρο, είναι η ποσότητα εκείνη που χαρακτηρίζει δυναμικά τις σπείρες. Αυτό καθορίζει το αν τα κύματα πυκνότητας είναι γραμμικά ή μη γραμμικά ανάλογα με την ακτινική διακύμανση των πλατών.

1.1.5 Το πλάτος και ο αριθμός των σπειροειδών βραχιόνων

Το πλάτος και ο αριθμός των σπειροειδών βραχιόνων είναι οι ποσότητες που κατ' εξοχήν προσδιορίζονται με ανάλυση Fourier.

Έστω ένας γαλαξίας με προσανατολισμό του δίσκου κάθετα στην ακτίνα παρατήρησης (“face on”), με επιφανειακή λαμπρότητα $I(R, \phi)$ όπου (R, ϕ) είναι οι συνήθεις πολικές συντεταγμένες στο επίπεδο του δίσκου, με κέντρο το γαλαξιακό κέντρο. Εάν η επιφανειακή λαμπρότητα είναι αμετάβλητη σε περιστροφές $2\pi/m$ ακτινίων, τότε ο γαλαξίας έχει μια m -πλή συμμετρία περιστροφής και m βραχίονες όπου $m > 0$.

Τότε ισχύει:

$$I(R, \phi + 2\pi/m) = I(R, \phi) \quad (1.2)$$

Ο δείκτης m , υποδηλώνει την συμμετρία που παρουσιάζει ο σπειροειδής σχηματισμός. Στην περίπτωση $m = 0$ αναφερόμαστε στο αξισυμμετρικό υπόβαθρο. Η περίπτωση $m = 1$ περιγράφει μία μεμονωμένη σπείρα. Όταν $m = 2$, έχουμε την πιο συχνή διαταραχή η οποία παρουσιάζει μια συμμετρία κατά π (το σύστημα παραμένει αναλλοίωτο κατά μια περιστροφή πολλαπλάσια κατά π). Στη γενική περίπτωση, ένας m -οστός όρος, αναφέρεται σε μία συμμετρία κατά $2\pi/m$. Το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής μπορεί να παραμετροποιηθεί από τα πλάτη A των επιμέρους συντελεστών Fourier. Αυτό επιτυγχάνεται, μέσω της έκφρασης της επιφανειακής λαμπρότητας σε σειρά Fourier, η οποία μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\frac{I(R, \phi)}{\bar{I}(R)} = 1 + \sum_{m=1}^{\infty} A_m(R) \cos m[\phi - \phi_m(R)]$$

όπου $A_m(R) > 0$, ενώ ο όρος $\bar{I}(R)$ είναι η μέση επιφανειακή λαμπρότητα σε μία δεδομένη ακτίνα R και δίνεται από την έκφραση:

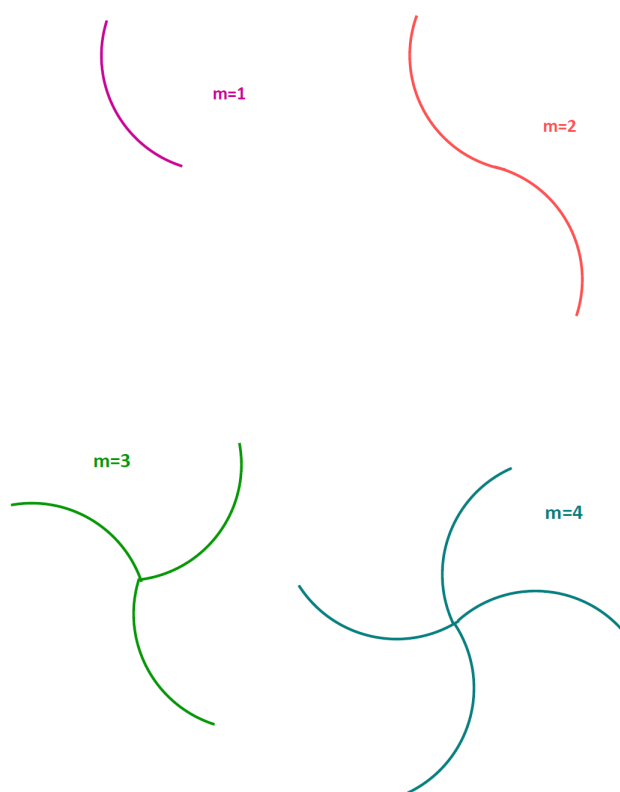
$$\bar{I}(R) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I(R, \phi) d\phi$$

Ο όρος A_m είναι το πλάτος και ϕ_m η φάση του m -οστού συντελεστή Fourier. Εάν μονάχα ένας m συντελεστής Fourier, κυριαρχεί στην σπειροειδή δομή, το πλάτος μπορεί επίσης να παραμετροποιηθεί μέσω του λόγου της βραχιόνιας-μεσοβραχιόνιας επιφανειακής λαμπρότητας K , η οποία σχετίζεται με το πλάτος A_m του m -οστού όρου ως εξής:

$$K = \frac{1 + A_m}{1 - A_m}$$

(Binney & Tremaine, 2008).

Οι περισσότεροι σπειροειδείς γαλαξίες grand design, έχουν δύο βραχίονες και παρουσιάζουν μια συμμετρία κατά π . Στο εγγύς υπέρυθρο όπου υπάρχει η καλύτερη συσχέτιση με την επιφανειακή πυκνότητα, το πλάτος των βραχιόνων κυμαίνεται στο εύρος: $0.15 \leq A_2 \leq 0.6$ όπου αναφέρεται σε λόγους K : $1.4 \leq K \leq 4$. Γαλαξίες “grand design”, με $m \neq 2$ είναι σπάνιοι. Σε ένα σημαντικό ποσοστό δισκοειδών γαλαξιών, παρουσιάζονται όμως $m = 1$ παραμορφώσεις ($A_1 \geq 0.2$) στα εξωτερικά τμήματά τους. Η υπερίσχυση δισυμμετρικών σπειροειδών βραχιόνων, αποτελεί ένα εντυπωσιακό παρατηρησιακό γεγονός το οποίο χρειάζεται περαιτέρω εξήγηση με βάση μία θεωρία σπειροειδούς δομής.



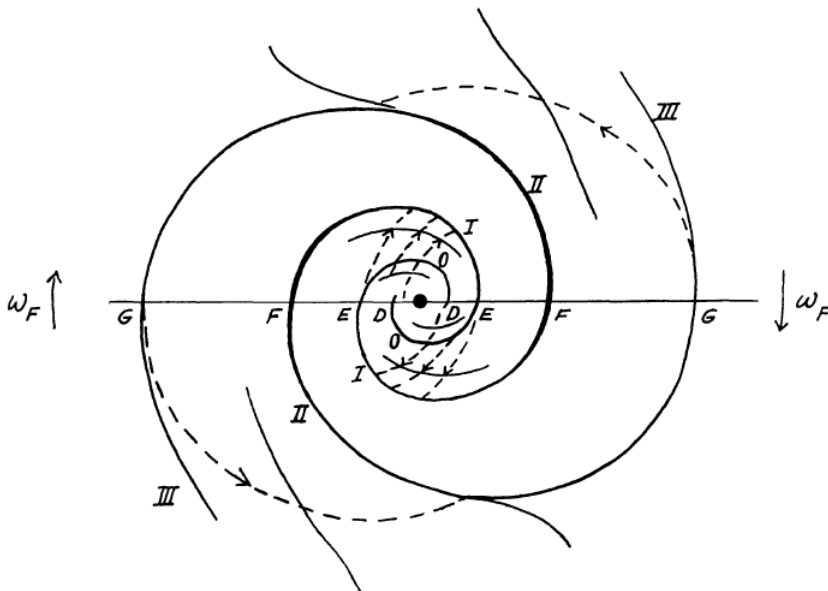
Σχήμα 1.10: Μορφολογίες των όρων $m = 1, m = 2, m = 3$ και $m = 4$.

Κεφάλαιο 2

Οι θεωρίες της προέλευσης, της δημιουργίας και της εξέλιξης της σπειροειδούς δομής

2.1 Η θεωρία των Ημιστατικών Κυμάτων Πυκνότητας κατά Lin-Shu-Kalnajs

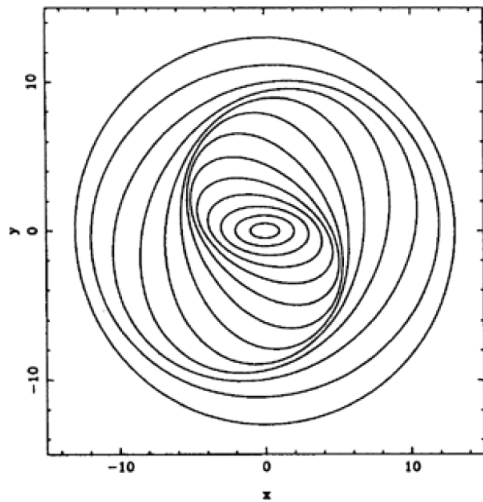
Η κλασική θεωρία των κυμάτων πυκνότητας, διατυπώθηκε από τον Lin και τους συνεργάτες του (Lin & Shu 1964, 1966, 1967, Lin 1966 a, b, 1967, 1970 Lin, Yuan & Shu 1969, Shu 1970) και ανεξάρτητα από τον Kalnajs (1970, 1971). Η αρχική ιδέα όμως για τα κύματα πυκνότητας αναπτύχθηκε από τον B.Lindblad (1940, 1942, 1948, 1950 και 1961) και από τους Lindblad & Langebartel (1953).



Σχήμα 2.1: Σχέδιο του Lindblad σε εργασία του για την επικυκλική θεωρία του (Lindblad 1964).

Οι μελέτες του Lindblad αφορούσαν κινηματικά κύματα πυκνότητας, δηλαδή τη δημιουργία σπειρών από δοκιμαστικά σωμάτια σε γαλαξιακά μοντέλα, χωρίς να περιλαμβάνεται η ιδιοβαρύτητα των σπειρών.

Οι Lin και Shu (1964) πρότειναν τη θεωρία των κυμάτων πυκνότητας για να εξηγήσουν τη δομή των βραχιόνων σε σπειροειδείς γαλαξίες. Η θεωρία αυτή προτείνει την ύπαρξη “**ημιστατικών κυμάτων πυκνότητας**” (quasi-stationary spirals) (QSS), δηλαδή κυμάτων με σταθερό πλάτος μεγάλης διάρκειας, τα οποία αντιπροσωπεύουν περιοχές του δίσκου με πυκνότητα τάξης 10% μεγαλύτερη από αυτή του αξιsymμετρικού υποβάθρου του δίσκου. Τα κύματα αυτά διαδίδονται με σταθερή γωνιακή ταχύτητα γύρω από το κέντρο του γαλαξία η οποία είναι διαφορετική από την ταχύτητα περιστροφής των αστέρων ή του αερίου.



Σχήμα 2.2: Κίνηση αστέρων σε ελλειπτικές περιοδικές τροχιές στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς. Η θεωρία των μεταπιπτουσών ελλείψεων (precessing ellipses) αποτελεί την τροχιακή βάση της θεωρίας κυμάτων πυκνότητας. Οι αστέρες και η σπείρα που δημιουργούν κινούνται αντίθετα με την φορά των δεικτών του ρολογιού (Kalnajs 1973).

Οι αστέρες κινούνται πάνω σε περίπου ελλειπτικές τροχιές οι οποίες μεταπίπτουν ομαλά, αυξανόμενης της απόστασης από το κέντρο του γαλαξία. Η τροχιακή βάση της θεωρίας των κυμάτων πυκνότητας (Kalnajs 1973) στηρίζεται στην θεωρία των μεταπιπτουσών ελλείψεων (precessing ellipses) (βλ. σχήμα 2.2). Ο κατάλληλος προσανατολισμός των ελλείψεων αυτών, δημιουργεί μέγιστα πυκνότητας στα απόκεντρα των τροχιών. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός κινηματικού κύματος πυκνότητας.

Οι ελλειπτικές περιοδικές τροχιές του σχήματος, στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς είναι προσανατολισμένες κατά τρόπο ώστε να δημιουργούν σπειροειδείς βραχίονες (βλ σχήμα 2.2). Ο προσανατολισμός των ελλείψεων μεταβάλλεται με τέτοιο τρόπο ώστε να δημιουργούν τοπικές αραιώσεις και πυκνώσεις. Οι αστέρες δεν παραμένουν για πάντα επάνω στις σπείρες, αλλά περνούν από αυτές καθώς εκτελούν τις τροχιές τους. Στα απόκεντρα των τροχιών οι αστέρες παραμένουν για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα ενισχύοντας έτσι τοπικά την πυκνότητα.

2.1.1 Η γραμμική θεωρία των κυμάτων πυκνότητας

Η θεωρία των κυμάτων πυκνότητας, είναι μια γραμμική θεωρία καθώς λαμβάνει υπόψη, εκτός από το αξισυμμετρικό υπόβαθρο, διορθώσεις μόνο πρώτης τάξης στην επιφανειακή πυκνότητα ρ , στο δυναμικό V και στην συνάρτηση κατανομής f . Οι διαταραχές του δυναμικού και η πυκνότητα, συνδέονται μεταξύ τους μέσω της εξίσωσης Poisson.

Επομένως, ξεκινώντας από ένα αυτοσυνεπές αξισυμμετρικό μοντέλο, οι διορθώσεις πρώτης τάξης είναι της μορφής:

$$V = V_0 + V_1 \quad (2.1)$$

$$f = f_0 + f_1 \quad (2.2)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \quad (2.3)$$

Στην αρχική της μορφή, η θεωρία Lin-Shu αναφέρεται σε διαταραχές μιας αξισυμμετρικής λύσης της εξίσωσης Boltzmann (χωρίς συγκρούσεις).

Εάν $V(x, t)$ είναι το μέσο γαλαξιακό δυναμικό, τότε οι εξισώσεις των μέσων κινήσεων είναι:

$$\ddot{x} = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (2.4)$$

όπου $\mathbf{x}=(x, y, z)$.

Η συνάρτηση f είναι η συνάρτηση κατανομής των αστερών στο χώρο των φάσεων $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})= (x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$, όπου οι τελείες δηλώνουν παραγώγους ως προς τον χρόνο:

$$f = f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \quad (2.5)$$

Η συνάρτηση κατανομής δίνεται από την εξίσωση Boltzmann, χωρίς συγκρούσεις:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} - \frac{\partial V}{\partial \mathbf{x}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.6)$$

Εάν ολοκληρώσουμε τη συνάρτηση κατανομής σε όλο τον χώρο των ταχυτήτων, υπολογίζουμε την πυκνότητα:

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \int f(x, \dot{x}) d^3 \dot{x}$$

Το μέσο δυναμικό υπολογίζεται από την εξίσωση Poisson :

$$\nabla^2 V = 4\pi G \rho(\mathbf{x}, t) \quad (2.7)$$

Ο τελικός στόχος, είναι να επιλυθούν οι δύο εξισώσεις 2.6, 2.7 με τους δύο αγνώστους (V, f).

Η εύρεση μιας τέτοιας λύσης καλείται αυτο-συνεπής (self-consistent).

Η βασική υπόθεση, της θεωρίας κυμάτων πυκνότητας, είναι ότι οι σπειροειδείς βραχίονες δεν αποτελούνται, πάντα από τα ίδια άστρα και τα ίδια νέφη αερίου, τα οποία παρ' όλα αυτά αποτελούν το πλεόνασμα μάζας το οποίο συσχετίζεται με την κορυφή του κύματος της σπείρας. Για να προχωρήσουμε, υποθέτουμε ότι το πλάτος των διαταραχτικών όρων, όπως η σπείρα, είναι σχετικά μικρό συγκριτικά με το αξισυμμετρικό υπόβαθρο. Αυτή η υπόθεση δεν είναι καθόλου τετριμμένη, αλλά επιτρέπει στην εξίσωση Boltzmann να προσεγγιστεί με γραμμικές λύσεις.

Προκειμένου να βρούμε λύσεις στην εξίσωση 2.6 γράφουμε:

$$\begin{aligned} V(\mathbf{x}, t) &= V_0(\mathbf{x}) + V_1(\mathbf{x}, t) \\ f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) &= f_0(\mathbf{x}, \mathbf{v}) + f_1(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \end{aligned} \quad (2.8)$$

όπου f_0 είναι η αξισυμμετρική λύση ενώ οι όροι f_1, V_1 εκφράζουν τη σπειροειδή διαταραχή. Η γραμμικοποιημένη εξίσωση Boltzmann παίρνει την μορφή:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_1}{\partial x} - \nabla V_0 \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} - \nabla V_1 \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.9)$$

Εάν θεωρήσουμε ότι οι σπείρες είναι σφιχτά περιελιγμένες (επομένως ο ακτινικός κυματαριθμός τους είναι μεγάλος και επιτρέπει μια προσέγγιση WKBJ (βλ. επόμενη παράγραφο), τότε το αποτέλεσμα της αστρικής διαταραχής, η οποία προκλήθηκε από αυτό το κύμα πυκνότητας, εκφράζεται μέσω της επιφανειακής πυκνότητας ως:

$$\Sigma_1 = A(R, t) \cdot e^{i[m\phi + f(R)]} \quad (2.10)$$

όπου $A(R, t)$ είναι η συνάρτηση του ακτινικού πλάτους της σπείρας, m η τάξη της σπείρας (ο αριθμός των σπειροειδών βραχιόνων) και $f(R)$ μια συνάρτηση σχήματος (shape function).

2.1.2 Η σχέση διασποράς

Οι Lin & Shu θεώρησαν ότι όλες οι ποσότητες που περιγράφουν την ροή ενός ρευστού σε έναν δίσκο, έστω ψ , περιγράφονται από μία σχέση της μορφής:

$$\psi(R, \phi, t) = \text{Re}[A(R)e^{i(\omega t - m\phi)}] \quad (2.11)$$

όπου ω είναι η συχνότητα του κύματος στο αδρανειακό σύστημα αναφοράς, m ο αριθμός των βραχιόνων, $A(R)$ το πλάτος της διαταραχής και ϕ η φάση της διαταραχής. Στην συνέχεια οι Lin & Shu παρήγαγαν κάτω από υποθέσεις, μία σχέση μεταξύ της χωρικής και της χρονικής συχνότητας, δηλαδή μία σχέση διασποράς για “σφιχτά περιελιγμένες” σπείρες, σε ένα “ρευστό” δίσκο (Lin & Shu, 1967).

Αρχικά οι σπείρες πρέπει να είναι σφιχτά περιελιγμένες, ώστε να απλοποιούνται οι υπολογισμοί των βαρυτικών δυνάμεων στον γαλαξιακό δίσκο, ενώ ταυτόχρονα πρέπει να ικανοποιείται η σχέση :

$$|k| r \gg 1 \quad (2.12)$$

όπου ο ακτινικός κυματαριθμός $|k| = 1/\lambda$ εκφράζει το αντίστροφο της απόστασης λ μεταξύ δύο διαδοχικών μεγίστων της σπείρας, στην ακτινική διεύθυνση. Αυτή η σχέση δηλώνει ότι οι αξιμουθιακές μεταβολές κάποιων ποσοτήτων είναι μικρές συγκριτικά με τις ακτινικές. Επομένως οι αξιμουθιακές μεταβολές αυτών των ποσοτήτων, δεν συμπεριλαμβάνονται στους υπολογισμούς. Αυτή είναι η λεγόμενη WKBJ (από τα αρχικά των Wentzel–Kramers–Brillouin–Jeffreys) ή ασυμπτωτική προσέγγιση απαντάται ως (tight-winding approximation WKBJ) η οποία αναφέρεται σε έναν γαλαξιακό δίσκο ο οποίος είναι ομογενής σε κάθε μήκος κλίμακας, ενώ οι σπειροειδείς βραχίονες έχουν μικρή γωνία κλίσης (pitch angle), έτσι ώστε να μην συμπεριλαμβάνονται διαταραχές οι οποίες βρίσκονται σε μεγάλες αποστάσεις.

Οι σπείρες μεταβάλλουν πολύ αργά το σχήμα τους κατά την διάρκεια πολλών περιόδων περιστροφής. Περιστρέφονται ως στερεό σώμα, με συγκεκριμένη γωνιακή ταχύτητα και συγκεκριμένη γωνία κλίσεως, χωρίς να παραμορφώνεται ουσιαστικά το σχήμα τους στο πέρασμα του χρόνου. Επιπλέον, οι σπείρες πρέπει να είναι ημιστατικές, δηλαδή να διατηρούνται για

αρκετά Gyrs. Η θεωρία των Lin & Shu περιγράφει τέτοιες ημιστατικές σπειροειδείς δομές. Στις εξισώσεις κίνησης πρέπει να ισχύει η επικυκλική προσέγγιση (βλ. παράγραφος 2.2) και στους δίσκους πάνω στους οποίους διαδίδονται τα κύματα πυκνότητας πρέπει η διασπορά ταχυτήτων να είναι μικρότερη της ταχύτητας περιστροφής σε μία ακτίνα R .

Κάτω από αυτές τις υποθέσεις, αναπτύσσοντας την συνάρτηση Σ_1 σε ανάπτυγμα Fourier ως προς την ακτινική κατεύθυνση, όπως εκφραάζεται στην σχέση 2.10 και συνδιαστικά με τις γραμμικοποιημένες εξισώσεις Poisson και Boltzmann καταλήγουμε σε μια αλγεβρική εξίσωση διασποράς η οποία είναι η σχέση διασποράς των Lin-Shu-Kalnajs μέσω της οποίας συσχετίζεται ο ακτινικός κυματάριθμος k με την γωνιακή ταχύτητα Ω :

$$\kappa^2 - (\omega - m\Omega)^2 = 2\pi G\Sigma |k| F_\nu(x) \quad (2.13)$$

όπου Σ η επιφανειακή πυκνότητα, G η σταθερά της βαρύτητας, ω η γωνιακή συχνότητα των σπειρών στο αδρανειακό σύστημα αναφοράς, m ο αριθμός των σπειρών, k ο κυματάριθμος, κ η επικυκλική συχνότητα και F_ν ένας παράγοντας που για την περίπτωση ενός αστρικού δίσκου, εκφράζεται ως εξής:

$$F_\nu = \frac{1 - \nu^2}{x} \left\{ 1 - \frac{\nu\pi}{2\pi \sin\nu\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-x(1+\cos\gamma)} \cos\nu\gamma d\gamma \right\} \quad (2.14)$$

με:

$$x = \frac{k^2 \sigma_u^2}{\kappa^2} \quad (2.15)$$

όπου σ_u η διασπορά ταχυτήτων και στην περίπτωση αέριου δίσκου, έχουμε:

$$F_\nu = \left(\frac{1+x}{1-\nu^2} \right)^{-1} \quad (2.16)$$

με:

$$x = \frac{k^2 c^2}{\kappa^2} \quad (2.17)$$

όπου c η ταχύτητα του ήχου (Athanassoula, 1984). Οι παραπάνω λύσεις αναφέρονται σε οδεύοντα κύματα. Ο κατάλληλος γραμμικός συνδιασμός τους δίνει στάσιμα κύματα τα οποία αντιπροσωπεύουν σπειροειδείς δομές οι οποίες βρίσκονται σε κατάσταση ημιστατικής ισορροπίας. Οι λύσεις των Lin και Shu ισχύουν όταν ισχύει: $|f_1| \ll f_o$ και όταν είμαστε μακριά από τους συντονισμούς (συγκεκριμένα όταν βρισκόμαστε ανάμεσα στις συχνότητες της επικυκλικής κίνησης και της περιστροφής).

2.1.3 Το κριτήριο Ευστάθειας Toomre

Για την παραπάνω σχέση διασποράς 2.13, για έναν γαλαξιακό δίσκο, υπάρχουν δύο κριτήρια ευστάθειας τα οποία αναφέρονται ως παράμετροι ευστάθειας Toomre Q και αναφέρονται σε έναν δίσκο αστερών και σε έναν δίσκο αερίου.

Για έναν αστρικό δίσκο, η παράμετρος Q εκφράζεται ως εξής:

$$Q_s = \frac{\kappa\sigma}{3.36G\Sigma} \quad (2.18)$$

ενώ για έναν δίσκο αερίου, η παράμετρος Q είναι:

$$Q_g = \frac{\kappa c_s}{\pi G\Sigma} \quad (2.19)$$

όπου Σ η επιφανειακή πυκνότητα, G η σταθερά της βαρύτητας, κ η επικυκλική συχνότητα, σ η διασπορά ταχυτήτων, c_s η ταχύτητα του ήχου.

Αν $Q > 1$ ο δίσκος είναι ευσταθής αλλιώς αν $Q < 1$ ο δίσκος είναι ασταθής. Το φυσικό νόημα της παραμέτρου Q είναι ότι εκφράζει την ισορροπία μεταξύ των δυνάμεων πίεσης στο δίσκο (λόγω της διασποράς ταχυτήτων των αστερών ή λόγω της θερμικής διάχυσης του αερίου) και των δυνάμεων ιδιοβαρύτητας, εξαιτίας της επιφανειακής πυκνότητας του δίσκου.

2.2 Η επικυκλική θεωρία

Οι τροχιές των αστερών στους γαλαξίες, έχουν σημαντικό ρόλο στην εξέλιξη του συστήματος καθώς και στην μορφολογία του. Παράδειγμα απλών, περιοδικών τροχιών είναι οι κυκλικές τροχιές στο επίπεδο συμμετρίας ενός αξισυμμετρικού γαλαξία.

Ας θεωρήσουμε ότι οι αστέρες (ή το αέριο) εκτελούν σχεδόν κυκλικές τροχιές, υπό την επίδραση του ενεργού αξισυμμετρικού δυναμικού V_{eff} του γαλαξία, με μία συχνότητα Ω . Οι εξισώσεις κίνησης των αστερών (ή του αερίου) στην ακτινική και στην αξιμουθιακή κατεύθυνση είναι αντίστοιχα:

$$\begin{aligned} R(t) &= R_g + r'(t) \\ \vartheta(t) &= \Omega t + \vartheta'(t) \end{aligned} \quad (2.20)$$

όπου R_g είναι η μέση ακτίνα της κυκλικής τροχιάς ενώ οι όροι $r'(t)$, $\vartheta'(t)$ αναφέρονται στην ακτινική απόκλιση και στην αξιμουθιακή απόκλιση από την κυκλική τροχιά, αντίστοιχα .

Η τελική μορφή της εξίσωσης (βλ. π.χ. Combes et al., 1995) για την ακτινική συνιστώσα επιλύεται μόνο σε πρώτη τάξη (επικυκλική προσέγγιση) και δίνεται από την σχέση:

$$\ddot{R}' + \kappa^2 R' = 0 \quad (2.21)$$

όπου κ είναι η επικυκλική συχνότητα της τροχιάς.

2.2.1 Κίνηση υπό την επίδραση ενός δυσδιάστατου αξιsymμετρικού δυναμικού

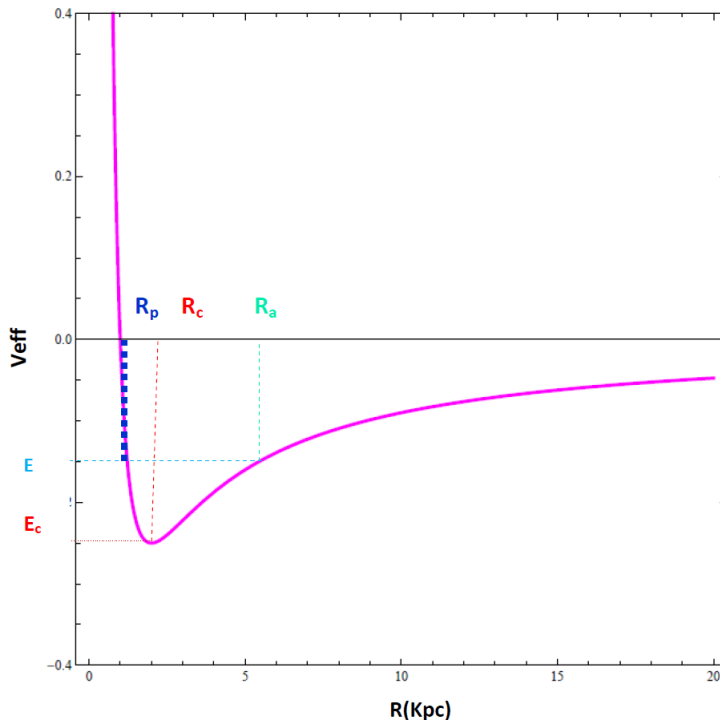
Σε ένα κεντρικό σφαιρικό ή δυσδιάστατο αξιsymμετρικό δυναμικό, η συνάρτηση Hamilton μπορεί να γραφεί:

$$H(R, P_R, L^2) = \frac{P_R^2}{2} + V_{eff}(R, L^2) = \frac{P_R^2}{2} + \frac{L^2}{2R^2} + V(R) \quad (2.22)$$

όπου L είναι η στροφορμή του αστέρα η οποία διατηρείται.

Η επικυκλική συχνότητα σε αυτή την περίπτωση δίδεται ως:

$$\kappa^2 \equiv \frac{\partial^2 V_{eff}}{\partial R^2} = \frac{3L^2}{R^4} + \frac{\partial^2 V}{\partial R^2} \quad (2.23)$$

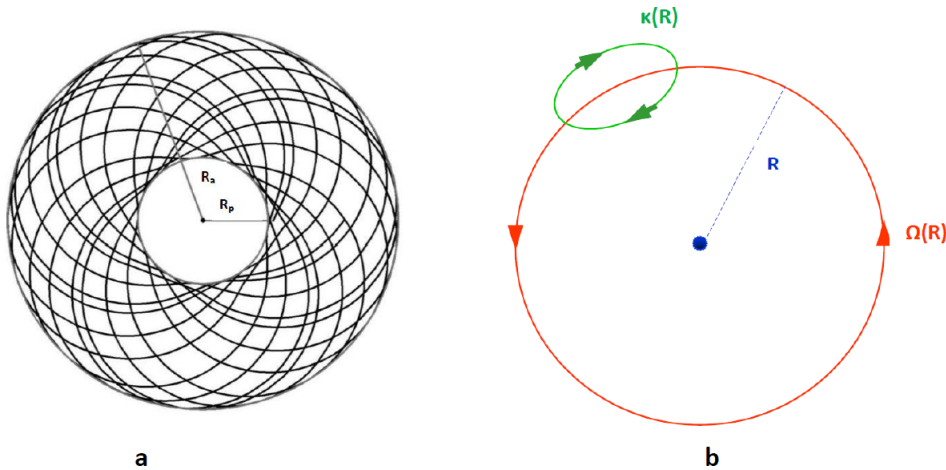


Σχήμα 2.3: Το ενεργό δυναμικό ως συνάρτηση της ακτίνας

Για δεδομένη τιμή της ενέργειας E , μια τροχιά είναι αναγκασμένη να κινείται γύρω από το βαρυτικό κέντρο, ανάμεσα σε δύο οριακές ακτίνες, την ακτίνα περικέντρου R_p και την ακτίνα αποκέντρου R_a , δηλαδή: $R_p \leq R \leq R_a$. Η ακτίνα του περικέντρου είναι η ελάχιστη απόσταση της τροχιάς ενώ η ακτίνα του αποκέντρου είναι η μέγιστη απόσταση της τροχιάς. Στην οριακή περίπτωση, όπου μια τροχιά έχει ενέργεια ίση με την ελάχιστη ενέργεια E_c , η τροχιά είναι κυκλική.

2.2.2 Οι συντονισμοί

Τροχιές οι οποίες είναι κοντά σε κυκλικές τροχιές είναι οι λεγόμενες επικυκλικές ή “ροζέτες”. Αυτές οι τροχιές γεμίζουν κυκλικά δακτυλίδια καθώς κινούνται μεταξύ μιας μέγιστης ακτίνας (απόκεντρο) και μιας ελάχιστης ακτίνας (περίκεντρο). Στο αξισυμμετρικό δυναμικό ενός γαλαξία, όλες οι τροχιές είναι ροζέτες (βλ. σχήμα 2.4 a).



Σχήμα 2.4: a) Τροχιά ροζέτα στο αδρανειακό σύστημα αναφοράς.

b) Ένα σώμα που ακολουθεί μία τροχιά, κοντά σε κυκλική μπορεί να θεωρηθεί ότι εκτελεί μία επικυκλική ελλειπτική τροχιά, με συχνότητα $\kappa(R)$, (πράσινη έλλειψη), το οδηγούν κέντρο της οποίας περιστρέφεται γύρω από το κέντρο του συστήματος, κατ’ αντίθετη φορά με την γωνιακή ταχύτητα, $\Omega(R)$ (κόκκινος κύκλος)

Ο δακτύλιος γεμίζει από τη ροζέτα, μεταξύ μιας ελάχιστης ακτίνας R_p (ακτίνα περι-κέντρου) και μιας μέγιστης ακτίνας R_a (ακτίνας απόκεντρου). Αν η γωνία, θ , μεταξύ της ακτίνας του απόκεντρου και της γωνίας του περικεντρου διαιρεμένη κατά 2π , δίνει έναν άρρητο αριθμό τότε η τροχιά, γεμίζει πυκνά όλο τον δακτύλιο. Εάν όμως ο λόγος $\theta/2\pi$ είναι ρητός, τότε η τροχιά είναι περιοδική.

Αν οι συχνότητες κ και Ω έχουν ένα ρητό λόγο, ίσο με:

$$\frac{\kappa}{\Omega} = \frac{n}{m} \quad (2.24)$$

τότε έχουμε έναν συντονισμό. Η τροχιά που αντιστοιχεί σε αυτόν τον συντονισμό, είναι περιοδική καθώς ολοκληρώνεται μετά από m περιστροφές γύρω από το κέντρο του γαλαξία έχοντας εκτελέσει n ακτινικές ταλαντώσεις.

Στις περισσότερες περιπτώσεις (ραβδωτών ή σπειροειδών γαλαξιών) το σύστημα αναφοράς που χρησιμοποιείται στον υπολογισμό των τροχιών, δεν είναι το αδρανειακό αλλά ένα σύστημα που περιστρέφεται με μια συχνότητα Ω_p , η οποία είναι η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής της ράβδου ή της σπείρας. Ως εκ τούτου, ένας παρατηρητής πάνω σε αυτό το σύστημα αναφοράς, θα βλέπει τις δομές αυτές ακίνητες.

Σε αυτή την περίπτωση, οι δυο βασικές συχνότητες ενός κινούμενου αστέρα είναι $\Omega(R) - \Omega_p$ και κ . Αν ο λόγος αυτών των συχνοτήτων είναι ρητός τότε προκύπτουν συντονισμοί στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς:

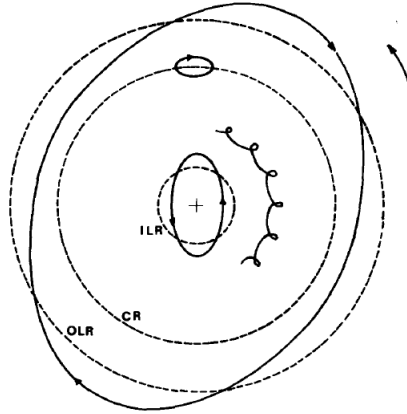
$$\frac{\kappa}{\Omega - \Omega_p} = \frac{n}{m} \quad (2.25)$$

Η τροχιά ενός αστέρα ο οποίος περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα $\Omega(R) - \Omega_p$ και επικυκλική συχνότητα κ , εκτελεί n επίκυκλους σε m περιστροφές από τον γαλαξία.

Οι πιο σημαντικοί συντονισμοί είναι οι συντονισμοί Lindblad οι οποίοι δίνονται από την σχέση:

$$\frac{\kappa}{\Omega - \Omega_p} = \pm \frac{2}{1} \quad (2.26)$$

όπου με '-' είναι ο εξωτερικός συντονισμός Lindblad (OLR) ενώ με '+' είναι ο εσωτερικός συντονισμός Lindblad (ILR).



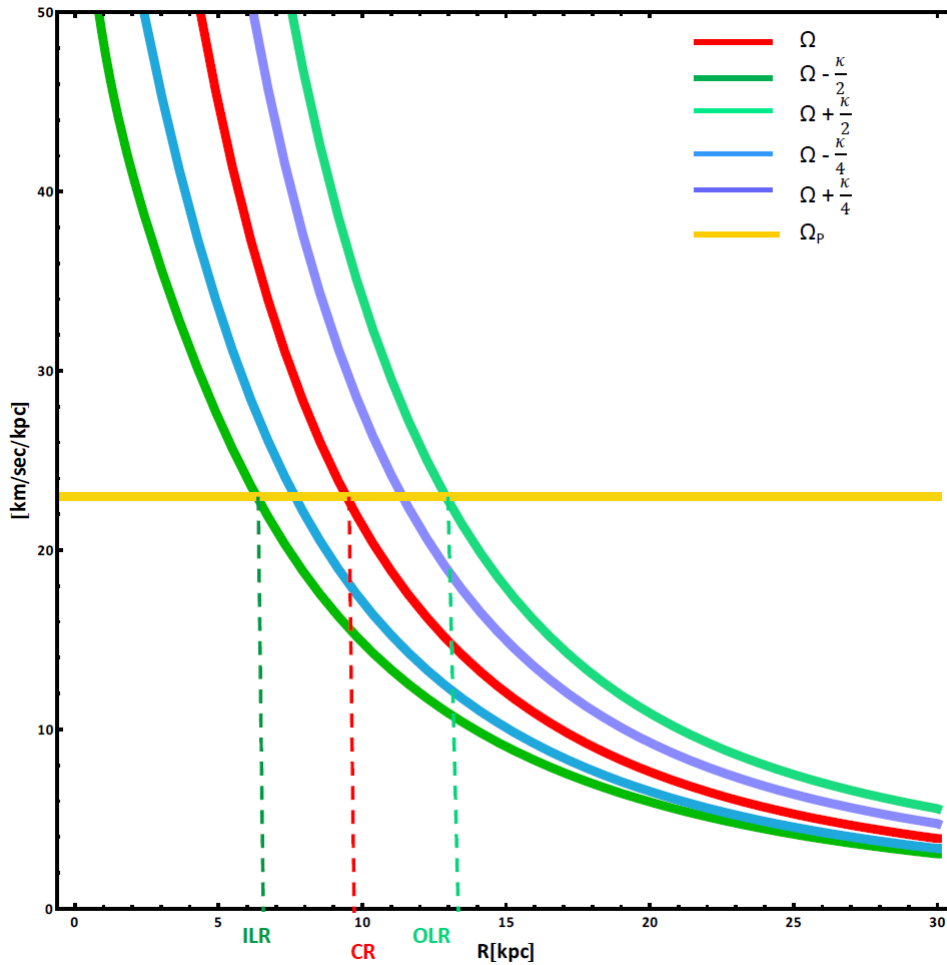
Σχήμα 2.5: Τροχιές στους βασικούς συντονισμούς CR, ILR, OLR, στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς (Athanasoula, 1984).

Ένας τρίτος συντονισμός, ο σημαντικότερος για την δυναμική των γαλαξιακών δίσκων είναι αυτός της **συμπεριστροφής (corotation)**. Σε αυτόν τον συντονισμό, ένας αστέρας περιστρέφεται με την ίδια γωνιακή ταχύτητα με την οποία περιστρέφεται το σύστημα αναφοράς στο οποίο ο αστέρας φαίνεται στάσιμος, δηλαδή με την ταχύτητα περιστροφής της σπείρας (ή της ράβδου). Ισχύει δηλαδή:

$$\Omega = \Omega_p \quad (2.27)$$

Η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του αστέρα και η επικυκλική συχνότητα είναι φθίνουσες συναρτήσεις της ακτίνας R . Επομένως σε συγκεκριμένες τιμές της ακτίνας R , προκύπτουν οι συντονισμοί ILR, OLR και CR, στα σημεία όπου η ευθεία γραμμή της γωνιακής ταχύτητας του συστήματος, Ω_p θα τέμνει τις τρεις καμπύλες $\Omega - \frac{\kappa}{2}$, Ω και $\Omega + \frac{\kappa}{2}$. Ανάλογα με την τιμή της ταχύτητας περιστροφής και της μορφής του δυναμικού, το σύστημα μπορεί να μην έχει κανένα εσωτερικό συντονισμό Lindblad ή να έχει έναν, δύο, ή και περισσότερους. Για παράδειγμα, για το μοντέλο του δυναμικού ενός κανονικού σπειροειδούς γαλαξία που χρησιμοποιήσαμε στην εργασία μας, (βλ. κεφάλαιο 5) οι συντονισμοί της συμπεριστροφής, του εσωτερικού συντονισμού Lindblad και του εξωτερικού συντονισμού Lindblad, καθώς και οι συντονισμοί 4/1 και -4/1 δίδονται στο σχήμα 2.6.

Στην ακτίνα της συμπεριστροφής, οι αστέρες κινούνται με την ίδια γωνιακή ταχύτητα της σπείρας. Οι αστέρες που βρίσκονται σε ακτίνες μεγαλύτερες από την ακτίνα συμπεριστροφής, κινούνται πιο αργά σε σχέση με τη σπείρα ($\Omega < \Omega_p$) ενώ οι αστέρες που βρίσκονται σε ακτίνες μικρότερες από την ακτίνα συμπεριστροφής, κινούνται ταχύτερα από τη σπείρα ($\Omega > \Omega_p$). Για να μπορέσει η βαρύτητα να διατηρήσει τη δομή των σπειρών θα πρέπει η περιστροφή του αστέρα να είναι μικρότερη από την επικυκλική συχνότητα. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί μόνο σε αποστάσεις μεταξύ του εσωτερικού και του εξωτερικού συντονισμού Lindblad οι οποίοι αποτελούν σημεία μερικής ανάκλασης και απόσβεσης των σπειρών (Lynden-Bell & Kalnajs., 1972).



Σχήμα 2.6: Οι καμπύλες συντονισμών για το μοντέλο αερίου για κανονικό γαλαξία (βλ. κεφάλαιο 5). Η κίτρινη ευθεία Ω_p , τέμνει τις καμπύλες και ορίζει τις θέσεις των ILR, CR, OLR και των άλλων συντονισμών, όπως φαίνονται στο σχήμα.

Εν γένει μπορεί να υπάρχουν περισσότερες από μια ταχύτητες περιστροφής όπως υποδεικνύουν προσομοιώσεις N-σωμάτων πάνω σε έναν γαλαξιακό δίσκο. Π.χ. σε έναν ραβδωτό-σπειροειδή γαλαξία η ράβδος και οι σπείρες μπορεί να περιστρέφονται με διαφορετικές γωνιακές ταχύτητες (Sellwood & Sparke 1988).

2.2.3 Λογαριθμικές Σπείρες

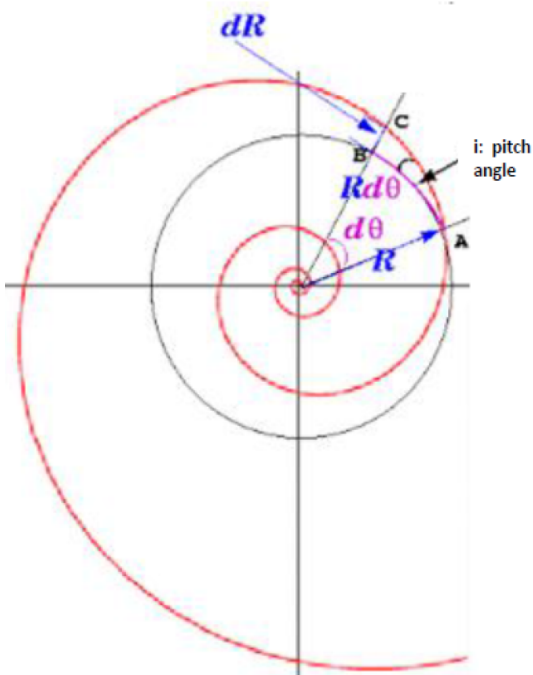
Η γενική έκφραση για κάθε είδους σπείρα, σε συνήθεις πολικές συντεταγμένες (R, θ) είναι:

$$\theta = \Phi(R) \quad (2.28)$$

όπου $\Phi(R)$ είναι μία συνάρτηση σχήματος.

Έστω η γωνία κλίσεως, i , ως προς κύκλο ακτίνας R . Αυτή, δίνεται από τη σχέση:

$$\tan i = \frac{dR}{Rd\theta} = \frac{1}{R\Phi'(R)} \quad (2.29)$$



Σχήμα 2.7: Ορισμός της γωνίας κλίσεως της σπείρας (pitch angle) (Βλ. κείμενο).

Επομένως:

$$\Phi(R) = \int \frac{dR}{R \tan i} \quad (2.30)$$

Εάν $\tan i = \text{σταθερά}$ (σε περίπτωση λογαριθμικής σπείρας), τότε προκύπτει:

$$\Phi(R) = \theta = \frac{\ln R}{\tan i} + c = a + \ln R + c \quad (2.31)$$

Αυτό σημαίνει, ότι σε ένα διάγραμμα $(\ln R, \theta)$, μία λογαριθμική σπείρα θα είναι μια ευθεία γραμμή. Συνήθως, γράφουμε:

$$R = e^{a\theta} \quad (2.32)$$

2.2.4 Ηγούμενες και Συρόμενες Σπείρες

Εάν θεωρήσουμε μονάχα μία διαταρακτική συνιστώσα, (π.χ. μία σπείρα) μπορούμε να την περιγράψουμε με την μορφή ενός κύματος:

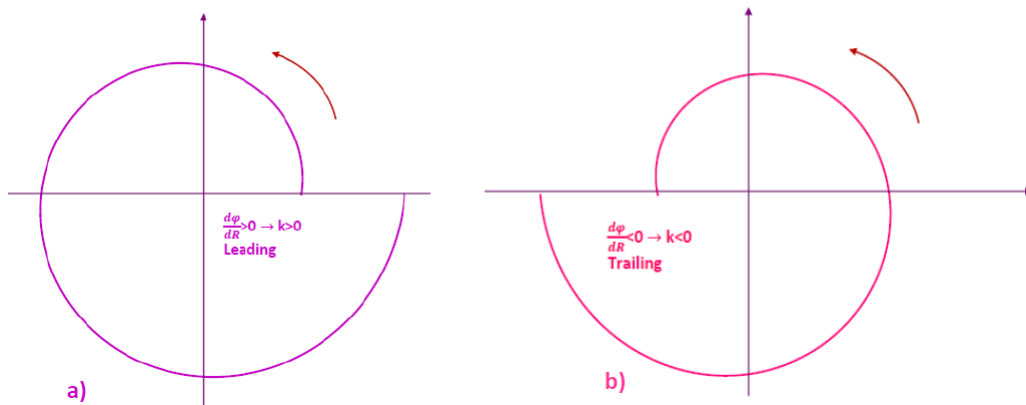
$$A_m(R) \cdot e^{i[\phi_m(R) - m\theta + \omega t]} \quad (2.33)$$

όπου $A_m(R)$ είναι το πλάτος του κύματος, που αντιστοιχεί σε κάθε συντελεστή m ενώ ο όρος $\phi_m(R)$ αναφέρεται στην φάση του κύματος. Κάθε μονότιμη συνάρτηση $\phi_m(R)$, αναπαριστά μια σπειροειδή δομή της οποίας ο κυματαριθμός, k , δίνεται από την έκφραση:

$$k = \frac{d\phi_m}{dR} \quad (2.34)$$

Σε περίπτωση όπου το $\frac{d\phi_m}{dR} < 0$ δηλαδή $k < 0$ έχουμε “**trailing σπείρες**”, δηλαδή συρόμενες σπείρες, τα άκρα των οποίων δείχνουν αντίθετα από την φορά περιστροφής του γαλαξία (βλ. σχήμα 2.8 b) .

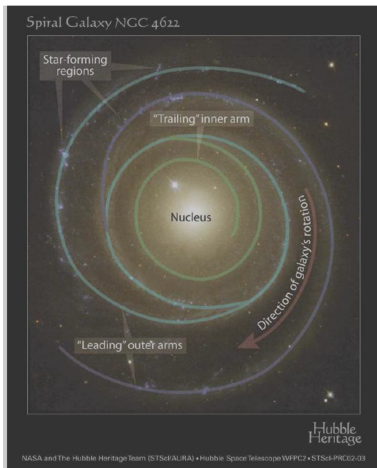
Αντίθετα, σε περίπτωση όπου το $\frac{d\phi_m}{dR} > 0$ δηλαδή $k > 0$ έχουμε “**leading σπείρες**”, δηλαδή “ηγούμενες” σπείρες όπου οι άκρες τους δείχνουν προς τη φορά της περιστροφής του γαλαξία. (βλ. σχήμα 2.8 a)



Σχήμα 2.8: a) Ηγούμενες σπείρες b) Συρόμενες σπείρες

Συνδιασμοί παρατηρησιακών (de Vaucouleurs., 1958) και θεωρητικών μελετών (Contopoulos., 1971) οδηγούν στο συμπέρασμα ότι στην συντριπτική τους πλειοψηφία οι σπείρες των γαλαξιών είναι συρόμενες (trailing).

Υπάρχουν όμως και μεμονωμένες περιπτώσεις σπειρών που “ηγούνται” (βλ. σχήμα 2.9) (Buta et al., 2003), οι οποίες πιθανόν να έχουν προκύψει από συγκεκριμένες αλληλεπιδράσεις ή και συγχωνεύσεις γαλαξιών.

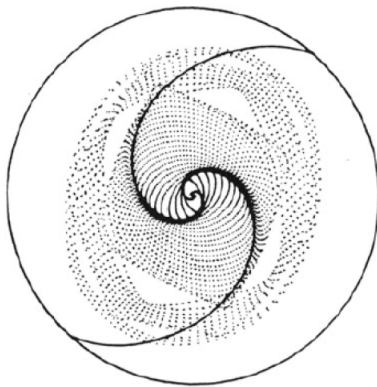


Σχήμα 2.9: Ο γαλαξίας NGC 4622 ο οποίος έχει και συρόμενη σπείρα και ηγούμενη (NASA)

2.2.5 Ο τερματισμός των σπειρών

Σε κανονικούς μη ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες, υπάρχουν τρία σενάρια για την απόσταση από το κέντρο του γαλαξία στην οποία τερματίζονται οι σπείρες:

α) Το πρώτο σενάριο τοποθετεί τον τερματισμό των ισχυρών σπειρών στον συντονισμό 4/1 (Contopoulos 1985, Contopoulos & Grosbol, 1986, 1988, Patsis et al., 1991). Το τέλος των ισχυρών σπειρών οφείλεται σε μη-γραμμικές διαταραχές εξαιτίας των οποίων ο προσανατολισμός των ελλειπτικών τροχιών που υποστηρίζουν τις σπείρες, αλλάζει στην περιοχή του συντονισμού 4/1.



Σχήμα 2.10: Τερματισμός των σπειρών στον συντονισμό 4/1 (Contopoulos & Grosbol, 1986)

Η υποστήριξη της σπείρας γίνεται από τροχιές μέχρι και τον συντονισμό 4/1 ενώ μονάχα αποσβενούμενες και ασθενείς προεκτάσεις της φθάνουν μέχρι την περιοχή της συμπεριστροφής. Αυτό ισχύει για ανοικτές σπείρες (γαλαξίες τύπου Sb και Sc). Αντίθετα, για κλειστές, ασθενείς σπείρες (γαλαξίες τύπου Sa), οι βραχίονες μπορεί να φθάσουν μέχρι και την περιοχή της συμπεριστροφής ή ακόμα σε μεγαλύτερες αποστάσεις (Patsis et al., 1991).

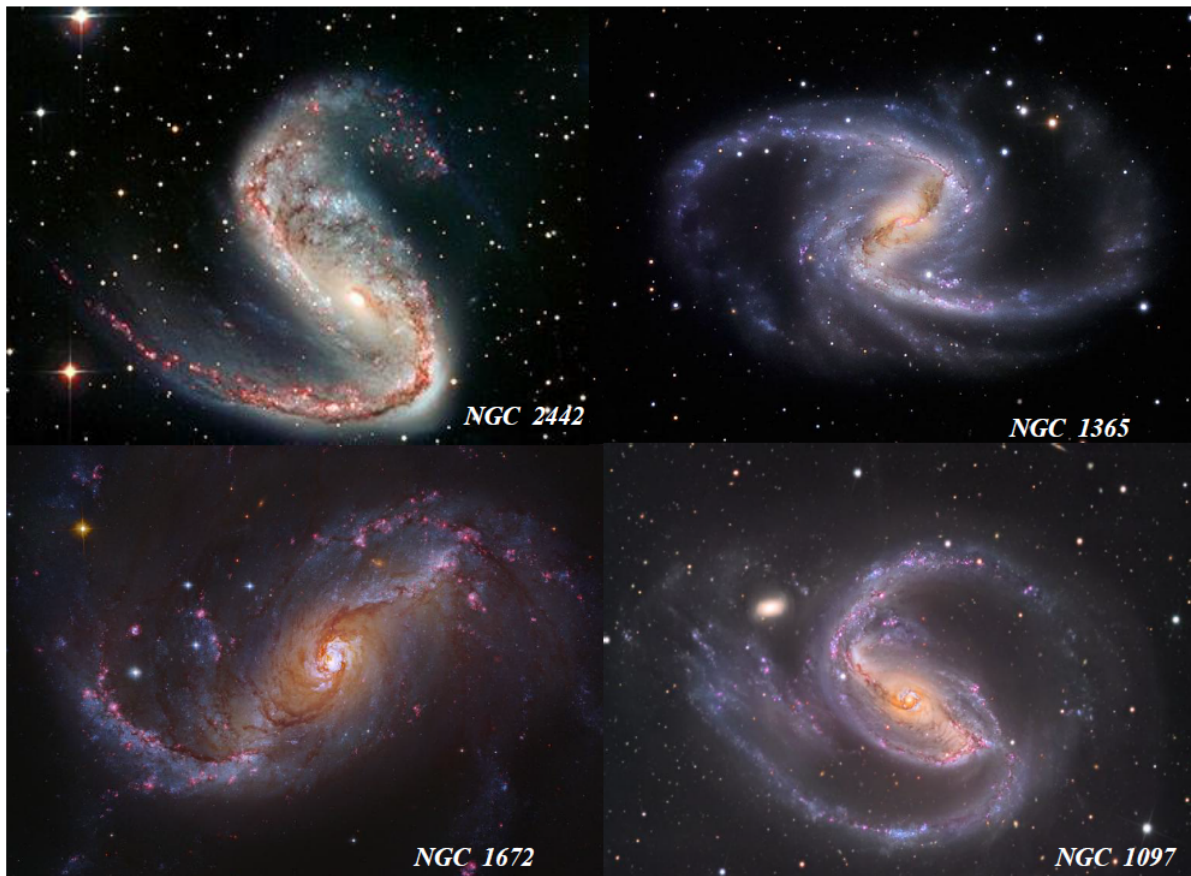
β) Κατά τους Elmegreen et al. (1992) ο τερματισμός των σπειρών γίνεται στον εξωτερικό συντονισμό Lindblad ο οποίος βρίσκεται στις παρυφές του γαλαξία όπου εκεί τα κύματα πυκνότητας απορροφούνται. Δεν είναι επιτρεπτή η συνέχιση της σπειροειδούς δομής σε αποστάσεις μεγαλύτερες από την ακτίνα του OLR. Η ακτίνα της συμπεριστροφής τοποθετείται στο μέσον περίπου της απόστασης μεταξύ του κέντρου του γαλαξία και του OLR.

γ) Το τρίτο σενάριο κατά Roberts et al. (1975) τοποθετεί τον τερματισμό των σπειρών στην περιοχή της συμπεριστροφής. Από την θεωρία των κυμάτων πυκνότητας, τα σοκ του αερίου στο μέσο-γαλαξιακό χώρο, τα οποία σχηματίζονται μπροστά από το μέτωπο κίνησης των σπειρών στο αέριο, σχετίζονται με περιοχές έντονης αστρικής δημιουργίας, όπως γίνεται αντιληπτό από τις παρατηρήσεις. Αυτά τα κρουστικά κύματα φθίνουν καθώς προσεγγίζουν την περιοχή της συμπεριστροφής όπου και αποσβάνονται.

Τα πλάτη των σπειρών παίζουν σημαντικό ρόλο στον έλεγχο αυτών των υποθέσεων. Ο προσδιορισμός των πλατών επιτυγχάνεται με ανάλυση της εποφανειακής λαμπρότητας γαλαξιών σε σειρές Fourier.

2.2.6 Ραβδωτοί Γαλαξίες

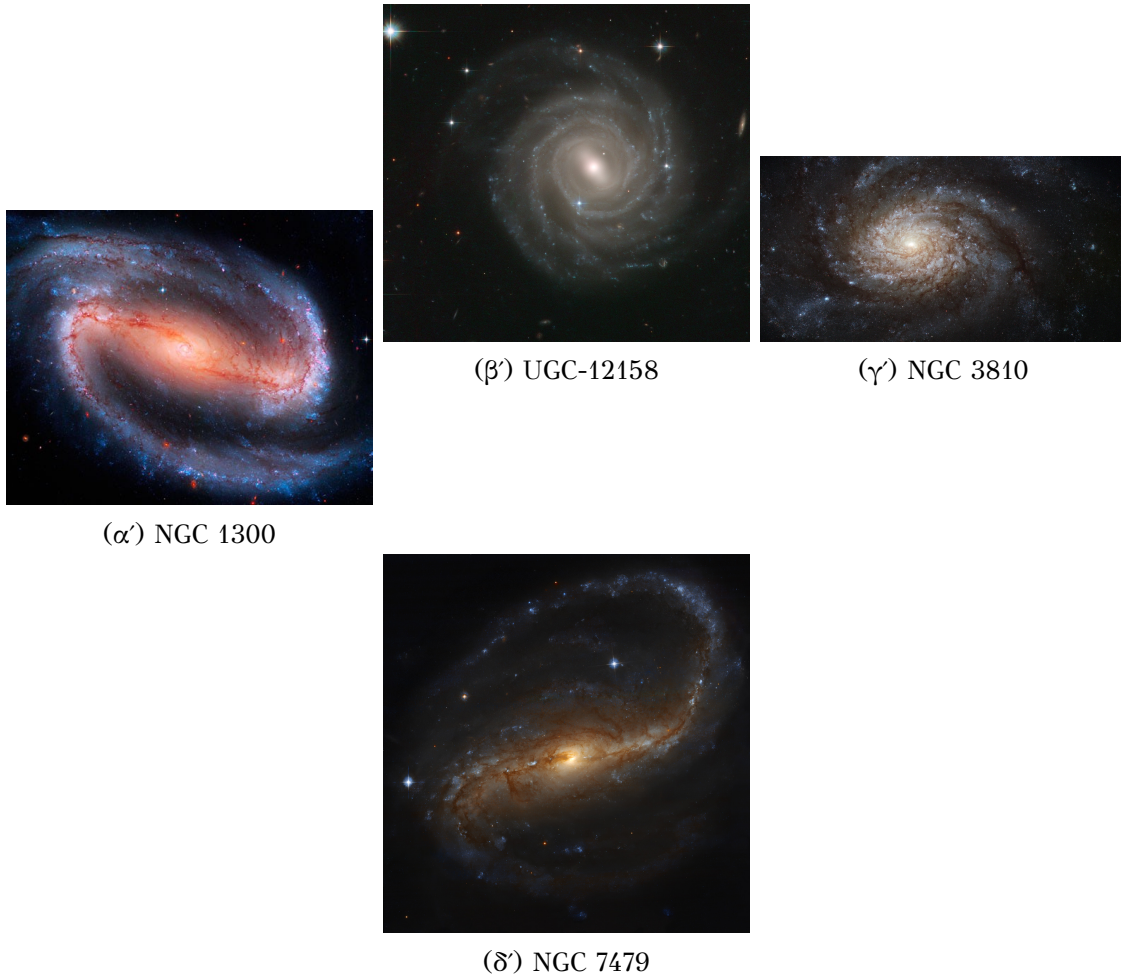
Οι περισσότεροι γαλαξίες, ιδιαίτερα στο εγγύς υπέρυθρο είναι ραβδωτοί, όπως διαπιστώνεται από τις παρατηρήσεις (π.χ. Cheung et al. 2013). Μελέτες οι οποίες βασίζονται σε παρατηρησιακά δεδομένα, δείχνουν ότι ένα ποσοστό 26% ραβδωτών γαλαξιών παρουσιάζει μια κεντρική διαταραχή σε σχήμα οβάλ, ενώ ένα ποσοστό 35% παρουσιάζουν ράβδους με μεγάλη ελλειπτικότητα. Οι ράβδοι ποικίλουν σε διαστάσεις, αλλά συχνά είναι πολύ πεπλατυσμένες με παρόμοια μορφολογία με τους ελλειπτικούς γαλαξίες. Οι λόγοι των αξόνων τους κυμαίνονται από 2:1 έως 5:1 (Combes et al. 1995).



Σχήμα 2.11: Ραβδωτοί γαλαξίες (NASA)

Οι ράβδοι αποτελούνται από αστέρες του πληθυσμού II. Μπορεί να κυριαρχούν στη μορφολογία του γαλαξία όπως στην περίπτωση του γαλαξία NGC 1300 (τύπου SB βλ. Σχήμα 2.12 α') ή να ευρίσκονται στην κεντρική περιοχή και να συνοδεύονται από ένα εκτεταμένο σύστημα σπειρών όπως στην περίπτωση του γαλαξία UGC 12158 (βλ. Σχήμα 2.12 β'). Από παρατηρήσεις στα 1.65μm, οι Eskridge et al. (2000) βρήκαν, ότι στο δείγμα τους από

ραβδωτούς γαλαξίες, ένα ποσοστό 56% παρουσιάζει μια ισχυρή ράβδο ενώ ένα ποσοστό 16% παρουσιάζει ασθενή ράβδο.



Σχήμα 2.12: Ραβδωτοί γαλαξίες

2.2.7 Η γωνιακή ταχύτητα ράβδου

Οι ράβδοι δημιουργούνται εύκολα πάνω σε δίσκους προσομοιώσεων N-σωμάτων. Αυτό έγινε αντοληπτό από τα πρώτα μοντέλα N-σωμάτων (π.χ. Hohl 1971). Αυτές οι ράβδοι έχουν μια σταθερή γωνιακή ταχύτητα περιστροφής Ω_b .

Η γωνιακή ταχύτητα της ράβδου, καθορίζει την παράμετρο R , η οποία συσχετίζει τον μεγάλο ημιάξονα της ράβδου, a , με την ακτίνα της συμπεριστροφής R_c , μέσω της σχέσης:

$$R = \frac{R_c}{a} \quad (2.35)$$

όπου οι αργά περιστρεφόμενες ράβδοι έχουν $R \gg 1$ ενώ οι γρήγορα περιστρεφόμενες ράβδοι έχουν $R \approx 1$.

Εάν μια ράβδος χαρακτηρίζεται από μικρή Ω_b , τότε η συμπεριστροφή είναι μακριά από το κέντρο του γαλαξία, σε μια περιοχή η οποία χαρακτηρίζεται από μικρή πυκνότητα. Εάν $\Omega_b = 0$, τότε η ράβδος δεν περιστρέφεται και η περιοχή της συμπεριστροφής είναι στο άπειρο. Από την άλλη, αν η τιμή της γωνιακής ταχύτητας της ράβδου Ω_b είναι μεγάλη, η συμπεριστροφή εμφανίζεται στα εσωτερικά τμήματα του γαλαξία, όπου η πυκνότητα είναι μεγάλη (Contopoulos, 2002). Στους ραβδωτούς γαλαξίες, η θεωρία των τροχιών, έδειξε ότι η ακτίνα της ράβδου, είναι πάντοτε μικρότερη από την ακτίνα της συμπεριστροφής (Contopoulos

1980). Οι ράβδοι και οι σπειροειδείς βραχίονες, συνήθως συνυπάρχουν. Ο τρόπος που αυτές οι δύο συνιστώσες συνδέονται δεν είναι ξεκάθαρος καθώς δεν έχει διευκρινιστεί αν περιστρέφονται με μία κοινή συγκεκριμένη γωνιακή ταχύτητα ή αν αποτελούν δύο ξεχωριστές δομές, με διαφορετικές ταχύτητες περιστροφής. Στην περίπτωση όπου οι ράβδοι και οι σπειροειδείς βραχίονες έχουν την ίδια γωνιακή ταχύτητα, οι βραχίονες ξεπροβάλλουν απευθείας από το τέλος της ράβδου. Αυτοί οι βραχίονες εμφανίζονται σε πολλές αριθμητικές προσομοιώσεις αποκρινόμενου αερίου σε κάποιο συγκεκριμένο δυναμικό, μίας ράβδου ακόμα και υπό την απουσία ενός σπειροειδούς όρου στο δυναμικό (Athanassoula 1992a, b, Englmaier & Gerhard 1999, Patsis & Athanassoula 2000, Wada & Koda 2001, Rodriguez-Fernandez & Combes 2008, Melnik & Rautiainen 2009).

Θεωρητικοί υπολογισμοί και προσομοιώσεις N-σωμάτων υποδεικνύουν ότι στην περίπτωση που οι σπείρες και η ράβδος έχουν διαφορετικές γωνιακές ταχύτητες, ο συντονισμός της συμπεριστροφής της ράβδου μπορεί να ταυτίζεται με τον εσωτερικό συντονισμό Lindblad της σπείρας. Ο λόγος των δύο ταχυτήτων περιστροφής είναι πολύ κοντά σε κάποιον συντονισμό (π.χ. 2:1, Sparke & Sellwood 1988). Αν ο τερματισμός της ράβδου γίνεται απότομα, τότε προκαλείται μια αστάθεια η οποία διεγείρει την σπειροειδή δομή (Lovellace & Hohlfield (1978). Μέχρι σήμερα, δεν έχει αποσαφηνιστεί αν οι σπείρες κινούνται με την ίδια ταχύτητα περιστροφής όπως η ράβδος. Υπάρχουν παρατηρησιακές ενδείξεις (παραδείγματα τέτοιων γαλαξιών αποτελούν οι NGC 3810, NGC 7479) (βλ. Σχήμα 2.12 γ', δ') και δυναμικά μοντέλα τα οποία υποστηρίζουν την ύπαρξη πολλαπλών ταχυτήτων περιστροφής (Rautiainen & Salo 1999, Corsini et al. 2003, Patsis & Kaufmann 1991).

2.3 Κύματα Πυκνότητας και Υλικοί Βραχίονες

Οι αιτίες δημιουργίας των βραχιόνων, στους σπειροειδείς γαλαξίες, παραμένουν αβέβαιες. Ακόμα και τώρα δεν έχει αποσαφηνιστεί, αν οι σπειροειδείς βραχίονες αποτελούν τοπικά μέγιστα της πυκνότητας (δηλαδή αν είναι κύματα πυκνότητας τα οποία διαδίδονται αζιμουθιακά, πάνω στον γαλαξιακό δίσκο) ή αν αποτελούνται από άστρα τα οποία παραμένουν για πάντα επάνω στον βραχίονα και συμπεριστρέφονται γύρω από το γαλαξιακό κέντρο μαζί με την σπείρα (δηλαδή αν είναι υλικοί βραχίονες). Σε προσομοιώσεις N-σωμάτων, κατά κανόνα παρατηρείται η επαναλαμβανόμενη εμφάνιση παροδικών σπειρών, οι οποίες δεν έχουν μεγάλη διάρκεια ζωής (Sellwood 2000, Fujii et al. 2011, Sellwood 2011).

Δεχόμαστε ότι οι σπείρες είναι κύματα πυκνότητας, διότι αν αποτελούνταν από το ίδιο αστρικό υλικό και οι αστέρες συμπεριστρέφονταν με την σπείρα, θα διαλύονταν γρήγορα, εξαιτίας της διαφορικής περιστροφής του γαλαξία.

Η ημιστατική θεωρία κυμάτων πυκνότητας θεωρεί ότι οι βραχίονες είναι τοπικά μέγιστα πυκνότητας του δίσκου, ο οποίος κινείται με μια διαφορετική ταχύτητα σε σχέση με την ταχύτητα των αστερών. Τα άστρα συνεχώς μετακινούνται εντός και εκτός των σπειροειδών βραχιόνων. Στη θεωρία των ημιστατικών κυμάτων πυκνότητας, οι σπειροειδείς βραχίονες περιστρέφονται με την ίδια γωνιακή ταχύτητα, σε κάθε ακτίνα (Lindblad 1960, Lin & Shu 1964). Άλλες πρόσφατες, αριθμητικές προσομοιώσεις, αστρικών δίσκων, υποστήριξαν ότι οι βραχίονες πιθανόν να περιελίσσονται και ως υλικοί βραχίονες (Grand et al. 2012). Συγκεκριμένα, ο Grand παρουσίασε υψηλής ανάλυσης προσομοιώσεις υδροδυναμικής N-σωμάτων (SPH), για ένα μοντέλο απομονωμένου γαλαξία και έδειξε ότι η γωνιακή ταχύτητα των σπειροειδών βραχιόνων μειώνεται με την ακτίνα.

Μία εναλλακτική θεωρία προτείνει ότι οι σπειροειδείς βραχίονες έχουν προκύψει από στοχαστικές, τοπικές ενισχύσεις της βαρύτητας σε ένα διαφορικά περιστρεφόμενο δίσκο (Goldreich & Lynden-Bell 1965, Julian & Toomre 1966).

Σύμφωνα με αυτήν τη θεωρία οι σπειροειδείς βραχίονες, θα σβήσουν σε έναν ή δύο γαλαξιακά χρόνια (Toomre & Kalnajs 1991). Αυτή η θεωρία είναι αντίθετη με την ημιστατική φύση των σπειροειδών βραχιόνων στο μοντέλο των Lin & Shu, όπου οι σπειροειδείς βραχίονες είναι μακρόβιοι.

Επίσης οι Sellwood & Carlberg (1984), D' Onghia et. al, (2013) μιμούμενοι τις επιδράσεις που επιφέρει η πρόσπτωση και η διάχυση του γαλαξιακού αερίου εντός του γαλαξία, έδειξαν ότι η πρόσθεση νέων σωματιών τα οποία κινούνται σε κυκλικές τροχιές, μπορεί να προκαλέσει τον επανασηματισμό και την διατήρηση των σπειρών.

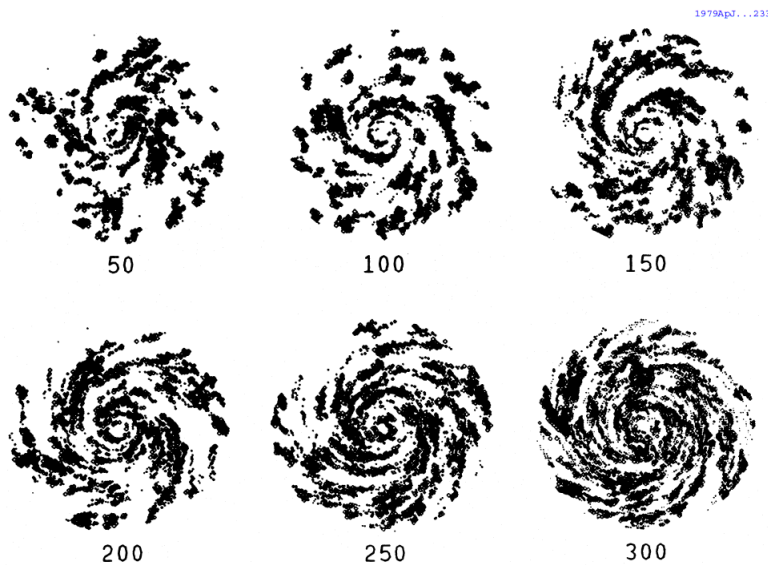
Υπάρχουν δηλαδή θεωρίες οι οποίες περιγράφουν μία συνεχώς καταστρεφόμενη και αναδημιουργούμενη σπειροειδή δομή.

2.3.1 Στοχαστική αυτό-διαδιδόμενη αστρογένεση (Stochastic self-propagating star formation-SSPSF)

Η θεωρία των κυμάτων πυκνότητας, αναφέρεται στη δημιουργία γαλαξιών τύπου “grand design”. Μία πιθανή θεωρία δημιουργίας γαλαξιών τύπου “floculent” αποτελεί η στοχαστική αυτό-διαδιδόμενη αστρογένεση η οποία αναπτύχθηκε από τους Mueller et al. (1976) και Gerola et al. (1978). Η θεωρία αυτή αναφέρεται στο ότι κάθε περιοχή αστρογένεσης, μπορεί να πυροδοτήσει αστρική δημιουργία και στις γειτονικές της περιοχές.

Ο μηχανισμός αυτός επιτυγχάνεται με κρουστικά κύματα (shock) τα οποία δημιουργούνται από αστρικούς ανέμους υπερκαινοφανών. Εξαιτίας της διαφορικής περιστροφής του γαλαξία, οι περιοχές αστρογένεσης εξαπλώνονται και παρουσιάζουν μορφολογία σπειροειδούς δομής (βλ. σχήμα 2.17). Αυτή η θεωρία έχει απορριφθεί για την ερμηνεία των grand-design γαλαξιών κυρίως από τις παρατηρήσεις στο εγγύς υπέρυθρο, όπου φαίνεται ότι η μορφολογία των αστέρων του πληθυσμού II των δίσκων, έχει grand-design μορφολογία, ακόμη και αν στο οπτικό ο ίδιος γαλαξίας εμφανίζεται ως floculent. Το γεγονός ότι η μορφολογία των αστέρων του πληθυσμού II είναι “grand design” συνηγορεί υπέρ μίας βαρυτικής ερμηνείας της σπειροειδούς δομής, δεδομένου ότι οι παλαιοί αστέρες έχουν τον χρόνο να αισθανθούν το πεδίο βαρυτικών δυνάμεων μέσα στο οποίο κινούνται. Σύμφωνα με τη θεωρία των κυμάτων πυκνότητας, οι σπειροειδείς βραχίονες προκαλούν την δημιουργία αστέρων ενώ σύμφωνα με το μοντέλο SSPF, η αστρική δημιουργία προκαλεί το σχηματισμό σπειροειδών βραχιόνων. Οι Elmegreen et al. (1999) και η Thornley (1996) αναφέρονται στην ύπαρξη σπειροειδών γαλαξιών όπου στο εγγύς υπέρυθρο, έχουν μια δισυμμετρική σπείρα, ενώ οι ίδιοι γαλαξίες παρατηρούνται ως floculent, στο οπτικό. Προκειμένου να εξηγηθούν οι παρατηρήσεις, ίσως θα πρέπει να συνδυαστεί και η θεωρία των κυμάτων πυκνότητας όσο και η θεωρία της στοχαστικής αυτό-διαδιδόμενης δημιουργίας αστέρων.

Η ανάλυση Fourier είναι η μέθοδος, που εφαρμοζόμενη σε εικόνες σπειροειδών γαλαξιών, μπορεί να χαρακτηρίσει έναν γαλαξία ως grand-design ή floculent. Στην πρώτη περίπτωση, θα υπάρχει έναν κυρίαρχος $m = 2$ όρος, ενώ στην δεύτερη περίπτωση θα έχουμε όρους ανώτερης τάξης, με συγκρίσιμα πλάτη.



Σχήμα 2.13: Διαδοχικά στιγμιότυπα από ένα μοντέλο SSPSF (Gerola & Seiden (1979))

2.3.2 Αλληλεπιδρώντες γαλαξίες

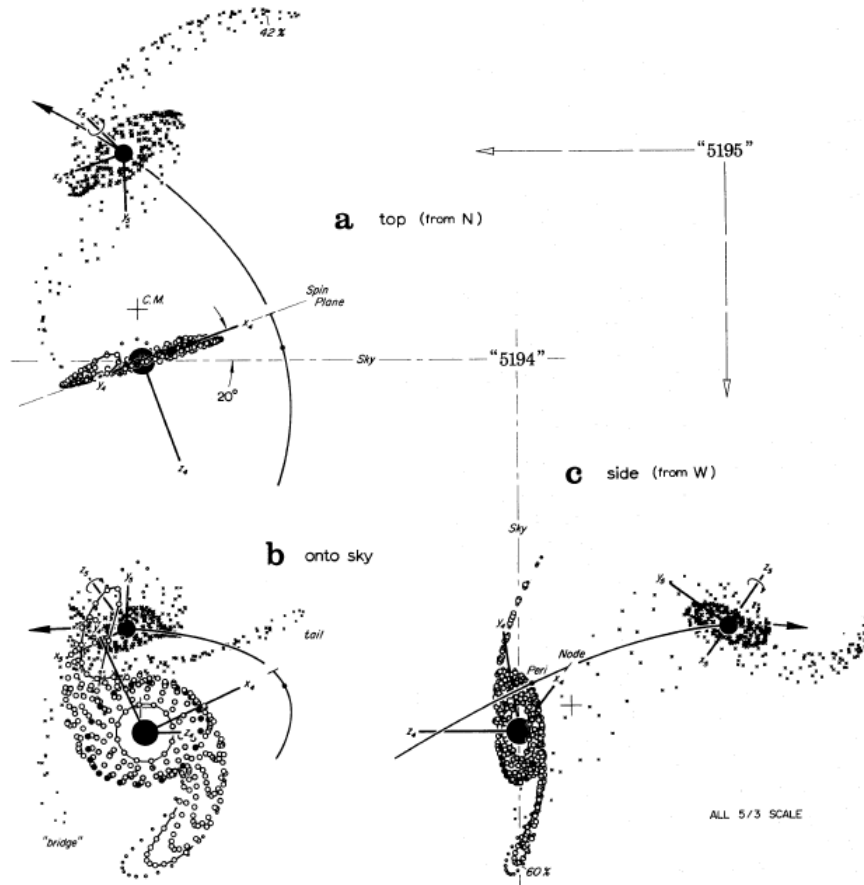
Η αλληλεπίδραση μεταξύ ενός γαλαξιακού δίσκου και ενός συνοδού γαλαξία μπορεί να δημιουργήσει δομή σπειροειδούς βραχίονα. Ο σπειροειδής γαλαξίας M51 ή NGC 5194 (βλ. σχήμα 2.14), φαίνεται να είναι αποτέλεσμα μιας τέτοιας αλληλεπίδρασης με τον NGC 5195. Αλληλεπιδράσεις αυτής της μορφής, μπορεί να οδηγήσουν σε σχηματισμό δισυμμετρικών σπειρών εντός του δίσκου σε μεγάλες αποστάσεις, όπου ο διαταράκτης γαλαξίας ο οποίος βρίσκεται κοντά στην άκρη του ξενιστή του, προκαλεί σημαντικές διαταραχές (Combes et al. 1995). Η έλξη εξαιτίας της παρουσίας του συνοδού γαλαξία, επιμηκύνει αποτελεσματικά τις τροχιές των αστερών, προκαλώντας επικυκλικές ταλαντώσεις οι οποίες, εξ' αιτίας της διαφορικής περιστροφής του δίσκου, συμβάλλουν στην δημιουργία σπειροειδούς δομής. Οι γαλαξιακές παλίρροιες, μπορούν επίσης να συμβάλλουν στην στρέβλωση του δίσκου, σε κάποια τμήματα. Για παράδειγμα, η παλιρροϊκή στρέβλωση στον Γαλαξία μας από τα κοντινά νέφη του Μαγγελάνου L/SMC γίνεται εμφανής σε απόσταση $R > 9kpc$ (Kalberla & Kerp., 2009).



Σχήμα 2.14: Αλληλεπιδρώντες γαλαξίες M51 και NGC 5195

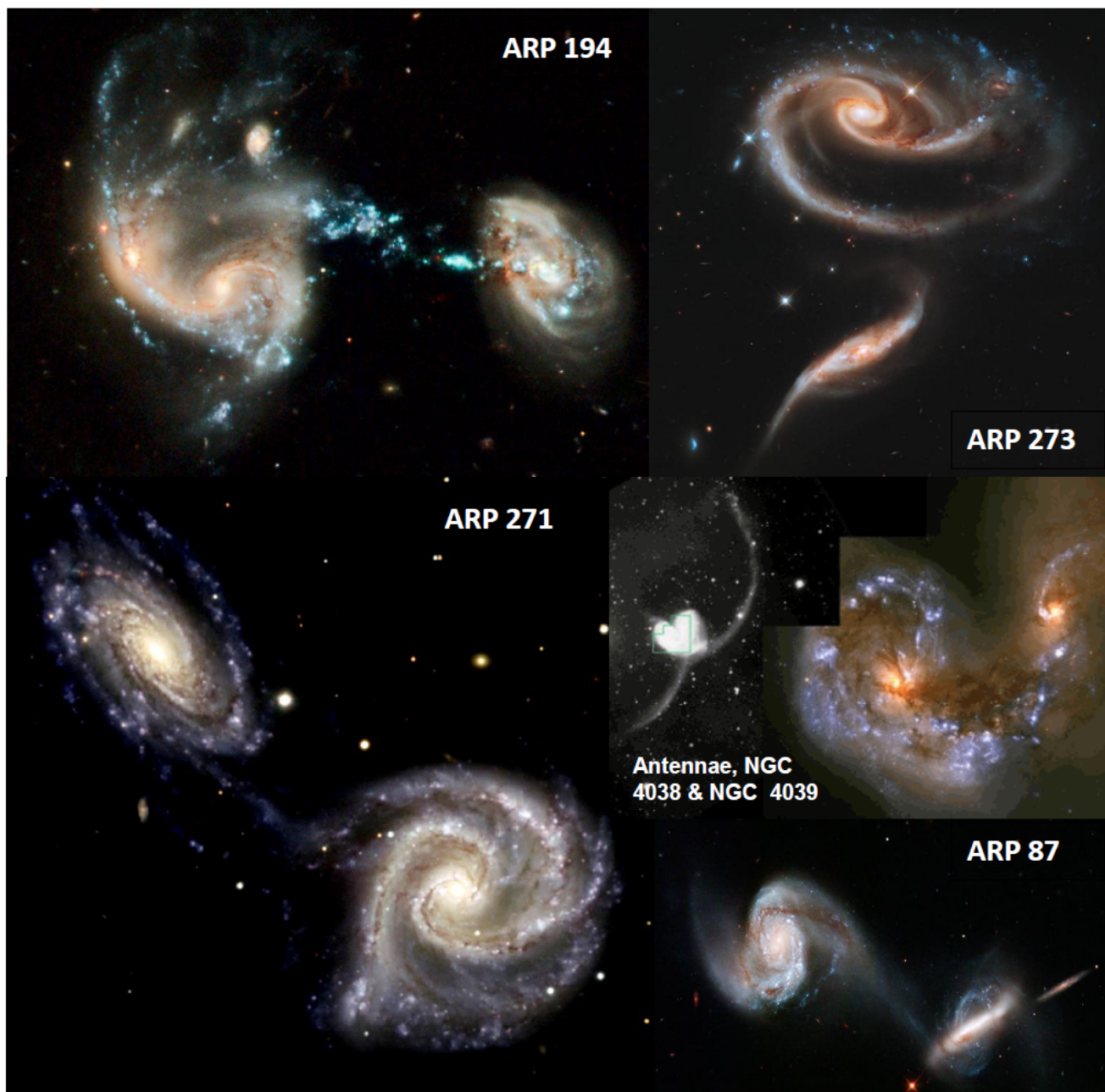
Μια από τις πρώτες και σημαντικότερες προσομοιώσεις N-σωμάτων, αλληλεπιδρώντων γαλαξιών έγινε από τους Toomre & Toomre (1972) οι οποίοι χρησιμοποίησαν μόνο 120 σωματάρια, χωρίς να συμπεριλάβουν το αέριο και την σκοτεινή ύλη. Η μελέτη αυτή είχε σκοπό να κατασκευαστούν, μορφολογικά χαρακτηριστικά γνωρίσματα αλληλεπιδρώντων γαλαξιών, τα οποία έχουν παρατηρηθεί (ασύμμετρες σπείρες, παλιρροϊκές γέφυρες, παλιρροϊκές ουρές).

Προσομοιώσεις βαρυτικών αλληλεπιδράσεων μεταξύ γαλαξιών κατασκευάστηκαν με επιτυχία ήδη από τους Pfleiderer & Siedentopf (1961), Toomre & Toomre (1972), Athanassoula (1978) και αργότερα από τους Byrd & Howard (1992), Li & Thronson (1997) και άλλους και υπέδειξαν ότι οι συνοδοί γαλαξίες μπορούν να πυροδοτήσουν μια σπειροειδή δομή σε έναν γαλαξιακό δίσκο.



Σχήμα 2.15: Μοντελοποίηση της αλληλεπίδρασης του M51 με τον NGC 5195 (Toomre & Toomre 1972)

Η κατεύθυνση της τροχιάς του συνοδού γαλαξία μπορεί να καθορίσει την δημιουργία ενός ή δύο σπειροειδών βραχίωνων (π.χ. συνοδοί σε ανάδρομες τροχιές διεγείρουν $m = 1$ όρους, Athanassoula 1978). Εκτός όμως από τη δημιουργία και την ενίσχυση σπειροειδών βραχίωνων, η παρουσία συνοδών γαλαξιών μπορεί να προκαλέσει και την καταστροφή τους. Αυτό εξαρτάται από τον αριθμό, τη μάζα, τις αρχικές θέσεις και τις αρχικές ταχύτητες των συνοδών γαλαξιών σε σχέση με τον γαλαξιακό δίσκο. Η διερεύνηση των επιμέρους περιπτώσεων επιτυγχάνεται με προσομοιώσεις N-σωμάτων.



Σχήμα 2.16: Αλληλεπιδρώντες γαλαξίες (Hubble Telescope).

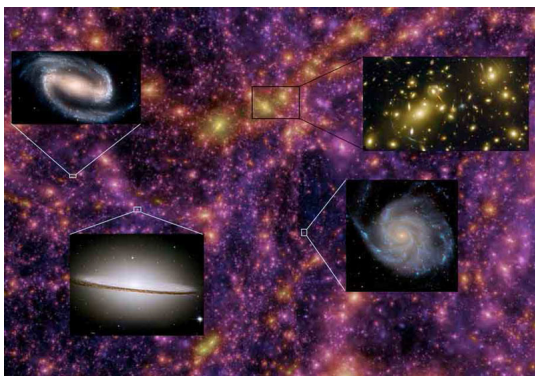
2.3.3 Το μοντέλο Λ Ψυχρής Σκοτεινής Ύλης- Λ CDM

Το μοντέλο Λ CDM (Lambda-CDM) είναι μία παραμετροποίηση του κοσμολογικού μοντέλου της Μεγάλης Έκρηξης στο οποίο το Σύμπαν περιέχει μία κοσμολογική σταθερά, που δηλώνεται ως “ Λ ”, καθώς επίσης και Ψυχρή Σκοτεινή Ύλη (Cold Dark Matter). Το μοντέλο θεωρεί ότι η Γενική Σχετικότητα είναι η σωστή θεωρία της βαρύτητας σε κοσμολογικές κλίμακες. Το αρμονικό κοσμολογικό μοντέλο Λ Ψυχρής Σκοτεινής Ύλης, μπορεί να εξηγήσει επιτυχώς τις ιδιότητες του Σύμπαντος σε μεγάλες κλίμακες. Στις μικρές κλίμακες, το πιο αινιγματικό πρόβλημα είναι το λεγόμενο πρόβλημα της ύπαρξης των υποδομών.

Το μοντέλο Λ CDM προβλέπει μαζικές υπό-άλω, σκοτεινής ύλης οι οποίες υπάρχουν μέσα στις άλω τυπικών γαλαξιών (Klypin et al. 1999, Moore et al. 1999, Diemand et al. 2005 a, b, Diemand et al. 2007, Springel et al. 2008a, b). Οι άλω στους γαλαξίες δημιουργήθηκαν νωρίς, όταν το Σύμπαν ήταν πυκνό και παρουσιάζουν ανθεκτικότητα σε παλιρροϊκές αλληλεπιδράσεις. Οι προσομοιώσεις προβλέπουν τη δημιουργία άλω με ταχύτητες περιστροφής $V_{max} \sim 10 - 30 km/s$. Ο αριθμός αυτός των άλω είναι δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος από τον ολικό αριθμό των παρατηρούμενων άλω στους γαλαξίες και μπορούν να επιβιώσουν μέχρι σήμερα (Kauffmann, White & Guiderdoni 1993, Moore et al. 1999, Klypin et al. 1999). Μια λύση δίνει το μοντέλο Λ CDM, η οποία προκύπτει αν θεωρήσουμε την αλληλεπίδραση πεπερασμένων σωματιδίων σκοτεινής ύλης-φωτονίων (Boehm & al. 2002) τα οποία ενισχύουν την καταστροφή των δορυφόρων γαλαξιών μέσα στις σκοτεινές γαλαξιακές άλω (Spergel & Steinhardt 2000).

Πρόσφατα έρευνες επισκόπησης, κυρίως με τη χρήση του Sloan Digital Sky Survey (SDSS), ανακάλυψαν ένα μεγάλο πληθυσμό από δορυφόρους γαλαξίες (Willman et al. 2005; Belokurov et al. 2006a, 2007, Zucker et al. 2006a, b, Irwin et al. 2007, Koposov et al. 2007, Walsh et al. 2007) χωρίς όμως να ταυτιστεί ο αριθμός των παρατηρούμενων γαλαξιακών δορυφόρων με τις υπό-άλω σκοτεινής ύλης οι οποίες προβλέπονται από τις προσομοιώσεις. Στο σενάριο Ψυχρής Σκοτεινής Ύλης, οι δομές μεγαλώνουν ιεραρχικά, όπου τα μικρά αντικείμενα καταρρέουν πρώτα ενώ έπειτα συγχωνεύονται συνεχώς για να δημιουργήσουν μεγαλύτερες δομές (White & Rees 1978).

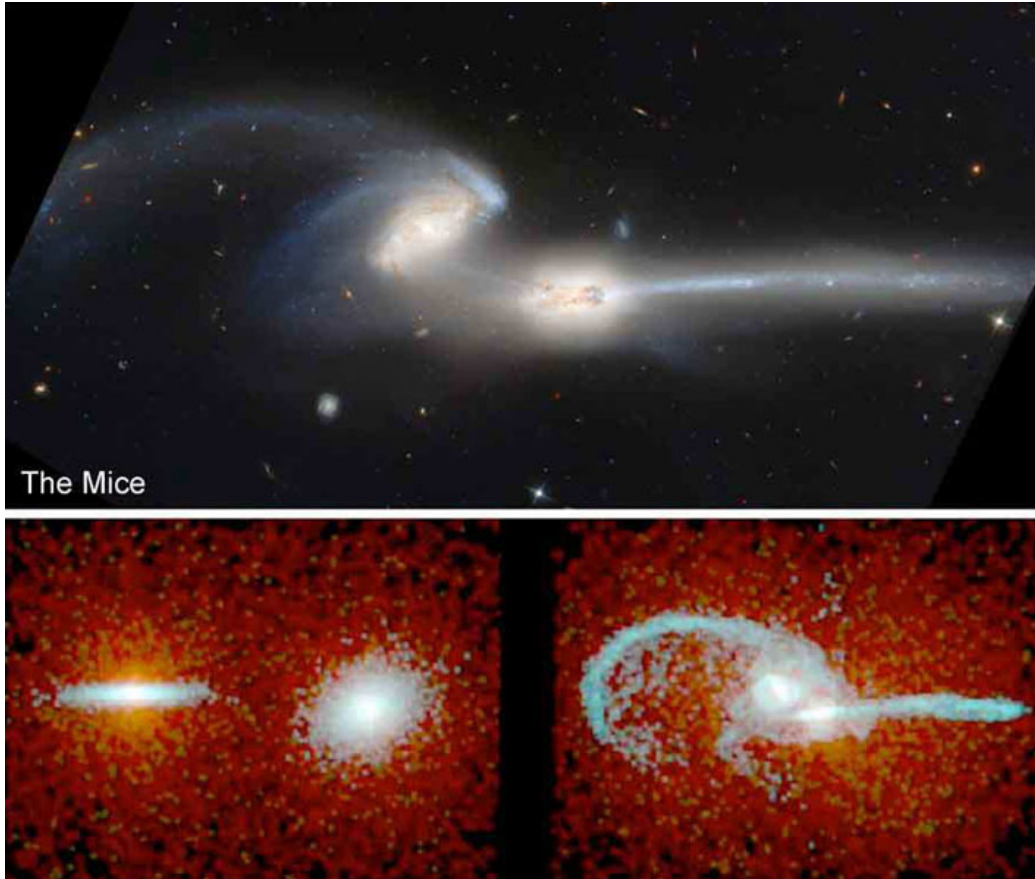
Αριθμητικές προσομοιώσεις έχουν παρακολουθήσει την εξέλιξη αυτών των διεργασιών, ξεκινώντας με αντικείμενα τα οποία έχουν μάζες συγκρίσιμες της Γης, μελετώντας αντικείμενα τα οποία έχουν μάζα σε ένα εύρος πολλών τάξεων μεγέθους, αγγίζοντας κλίμακες γαλαξιών, γαλαξιακών σμηνών καθώς και άλλων δομών μεγάλης κλίμακας (Ghigna et al. 2000, Springel et al. 2005).



Σχήμα 2.17: Η κοσμολογική προσομοίωση Millennium αναπαριστά πως προκύπτουν οι διαφορετικοί παρατηρούμενοι γαλαξίες, με το ιεραρχικό σενάριο, σε ένα σύμπαν που κυριαρχείται από σκοτεινή ύλη (Springel et al. 2005).

2.3.4 Αλληλεπιδράσεις με άλω Σκοτεινής Ύλης

Στο πλαίσιο μιας θεωρίας δημιουργίας γαλαξιών, κατά το ιεραρχικό σενάριο, οι αλληλεπιδράσεις με άλω σκοτεινής ύλης αποτελούν ένα κυρίαρχο εξελικτικό “οδηγό”, στην κλίμακα των γαλαξιών (White & Frenk 1991). Οι κοσμολογικές προσομοιώσεις δείχνουν ότι οι άλω Σκοτεινής Ύλης στους γαλαξίες, περιέχουν εκατοντάδες χιλιάδες υπό-άλω ή σκοτεινούς δορυφόρους (Moore et al. 1999, Gao et al. 2004, Diemand et al. 2005).



Σχήμα 2.18: Πάνω: Το ζεύγος αλληλεπιδρώντων γαλαξιών NGC 4676 (“the mice” ~ τα ποντίκια.) Κάτω: Προσομοίωση N-σωμάτων της δημιουργίας του NGC 4676 από δύο λεπτούς δίσκους (άσπρα σωματίδια) οι οποίοι αλληλεπιδρούν με άλω σκοτεινής ύλης (κόκκινα σωματίδια) (Barnes 1998, 2004).

Ανεξάρτητα όμως με τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ ορατών γαλαξιών, οι διαδικασίες που προκαλούνται από έναν συνεχή βομβαρδισμό του γαλαξιακού δίσκου, από άλω σκοτεινής ύλης, προκαλούν την δημιουργία ανομοιομορφων και ασύμμετρων σπειροειδών δομών. Στο παρελθόν, πολλές προσομοιώσεις υποστήριξαν ότι η συνεχής πρόσπτωση υποδομών σκοτεινής ύλης (Barnes 1998) στις άλω γαλαξιών μπορεί να προκαλέσει σπειροειδή δομή στους δίσκους εξαιτίας της δημιουργίας τοπικών διαταραχών οι οποίες μεγαλώνουν μέσω του μηχανισμού “swing amplification” (Gauthier et al. 2006, Purcell et al. 2011), κατά την οποία οι ηγούμενες σπείρες γίνονται συρόμενες, όπως οι παρατηρούμενες σπείρες στους γαλαξίες. Σύμφωνα με αυτές τις προσομοιώσεις, τα διαδοχικά περάσματα δορυφόρων γαλαξιών μέσα από τα εσωτερικά τμήματα του γαλαξιακού δίσκου, προκαλούν παροδικά μορφολογικά χαρακτηριστικά γνωρίσματα τα οποία μοιάζουν με σπειροειδείς βραχίονες. Πρόσφατες έρευνες προτείνουν ότι η κοσμολογική πρόσπτωση σκοτεινών δορυφόρων σε έναν γαλαξιακό δίσκο, δημιουργεί σπειροειδή δομή με πολλαπλούς βραχίονες (multiple-armed) καθώς και ράβδους (Dubinski et al. 2008).

Απ' όλα τα παραπάνω, προκύπτει ότι από το πέρασμα ενός δορυφόρου μέσα από τον γαλαξιακό δίσκο, προκαλείται μια τοπική διαταραχή η οποία μεγαλώνει, ενώ παράλληλα υποστηρίζεται από έναν μηχανισμό ενίσχυσης (Toomre 1981). Προσφάτως, προσομοιώσεις έδειξαν ότι οι δορυφόροι, καθώς προσπίπτουν σε έναν γαλαξιακό δίσκο, συμβάλλουν σημαντικά στην δημιουργία πολλαπλών σπειροειδών βραχιόνων σε όλο τον γαλαξιακό δίσκο, όπως αυτά που παρατηρούνται σε γαλαξιακούς δίσκους (Kazantzidis et al. 2008).

Οι παλιρροϊκές επιδράσεις των δορυφόρων γαλαξιών είναι γενικότερα μικρές (D'Onghia et al. 2010b). Η διαδικασία αυτή διαφέρει από τις αλληλεπιδράσεις που είναι απαραίτητες για τη δημιουργία σπειροειδών γαλαξιών τύπου grand-design όπως ο M51 (Kazantzidis et al. 2009). Οι ιστορίες συνεχών αλληλεπιδράσεων γαλαξιακών δίσκων με υποδομές σκοτεινής ύλης, προβλέπονται από το μοντέλο Λ CDM και ενδέχεται να παίζουν έναν πολύ σημαντικό ρόλο στην καθολική δομή των γαλαξιακών δίσκων και να καθοδηγούν την μορφολογική τους εξέλιξη (Kazantzidis et al. 2008). Παρ' όλα αυτά, υπάρχουν ενδείξεις ότι οι υποδομές Σκοτεινής Ύλης, οι οποίες βρίσκονται σε τροχιά στις εσωτερικές περιοχές γαλαξιακών άλω, μπορούν να καταστραφούν από δυναμικές διεργασίες του δίσκου, όπως από τα κρουστικά κύματα (shocks) του δίσκου, επομένως μπορεί να μην είναι οι κατάλληλες ώστε να προκαλέσουν τον σχηματισμό σπειροειδούς δομής (D'Onghia et al. 2010a).

Κοσμολογικές προσπτώσεις ενός μεγάλου αριθμού σκοτεινών δορυφόρων στο εσωτερικό ενός τυπικού σπειροειδούς γαλαξία, προκαλούν μια πληθώρα από μορφολογικές υπογραφές όπως η θέρμανση, η αύξηση του πάχους του γαλαξιακού δίσκου και η εμφάνιση χαρακτηριστικών ασυμμετριών (Kazantzidis et al. 2007). Οι προσομοιώσεις υπογραμμίζουν την σημαντικότητα των επιδράσεων των δορυφόρων γαλαξιών, καθώς τα συνεχή και διαδοχικά περάσματα τους μέσα από τον αστρικό δίσκο, δημιουργούν διαταραχές στη σπείρα και στην ράβδο. Οι αλληλεπιδράσεις των σκοτεινών δορυφόρων γαλαξιών συντελούν στην αέναη δυναμική εξέλιξη των γαλαξιακών δίσκων (Kazantzidis et al. 2007).

Κεφάλαιο 3

Οι εφαρμογές της ανάλυσης Fourier σε θεωρητικά μοντέλα και παρατηρήσεις

3.1 Γραμμικά και μη-γραμμικά μοντέλα γαλαξιών

Η ανάλυση Fourier παρέχει μία υπολογιστική μέθοδο ποσοτικοποίησης της μορφολογίας των σπειροειδών γαλαξιών. Με την χρήση της ανάλυσης Fourier, μπορούν να εκτιμηθούν βασικές ιδιότητες των σπειροειδών βραχίωνων όπως είναι το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής, η ακτινική έκταση των σπειροειδών βραχίωνων, καθώς και το σχήμα τους. Το σχήμα και το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής αποτελούν πολύ βασικές παραμέτρους, για την κατανόηση της δυναμικής της σπειροειδούς δομής των γαλαξιών. Το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής, καθορίζει την περιοχή του γαλαξιακού δίσκου που μπορούν να εφαρμοστούν οι γραμμικές θεωρίες (Lin, Yuan, Shu 1969; Bertin, Lin, Lowe, Thurstans 1989) ή το που τα μη-γραμμικά φαινόμενα γίνονται σημαντικά (Contopoulos Grosbol, 1986; Contopoulos Grosbol, 1988; Patsis et al. 1994). Η διάρκεια ζωής της σπειροειδούς δομής (Fall and Lynden Bell 1980, Toomre, 1981) εξαρτάται από το πλάτος της διαταραχής. Είναι αξιοσημείωτο ότι οι ισχυρές και οι ασθενείς διαταραχές συμβάλλουν με διαφορετικό τρόπο, στην τροχιακή συμπεριφορά και στη γενική δυναμική των αστρικών δίσκων (Patsis et al., 1991). Το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής, καθορίζει την αποδοχή ή την απόρριψη θεωριών στην μοντελοποίηση της σπειροειδούς μορφολογίας. Συγκεκριμένα, η ανάλυση Fourier παρέχει πολύτιμες πληροφορίες για τους δυναμικούς μηχανισμούς που οδηγούν στη δημιουργία και ενίσχυση σπειρών και ράβδων στους γαλαξίες. Τα μεγάλα πλάτη των διαταραχών συνδέονται με μη-γραμμικά φαινόμενα, επομένως μπορεί να εφαρμοστεί η μη-γραμμική θεωρία για την εξήγησή τους. Αντίθετα, τα μικρά πλάτη των διαταραχών συνδέονται με γραμμικά φαινόμενα επομένως μπορεί να εφαρμοστεί η γραμμική θεωρία για την μελέτη τους.

Τα μη-γραμμικά φαινόμενα εκδηλώνονται περισσότερο στους σπειροειδείς γαλαξίες τύπου Sc (Patsis 1990, PhD Thesis; Patsis, Contopoulos & Grosbol, 1991). Συγκεκριμένα, οι μεταγενέστεροι σπειροειδείς τύπου **Sb-Sc** γαλαξίες οι οποίοι χαρακτηρίζονται από ανοιχτές, ισχυρές σπείρες, μπορούν να εξηγηθούν από μη-γραμμικά μοντέλα όπου ο συντονισμός 4/1 τοποθετείται στον τερματισμό των ισχυρών συμμετρικών σπειρών (Patsis et al., 1991). Οι προγενέστεροι τύπου **Sa** γαλαξίες με σφιχτές, ασθενείς σπείρες μπορούν να εξηγηθούν με γραμμικά μοντέλα όπου ο τερματισμός των σπειρών τοποθετείται στην περιοχή της συμπεριστροφής (Patsis et al., 1991). Το πόσο σημαντικά είναι τα μη γραμμικά φαινόμενα, στους κανονικούς γαλαξίες, εξαρτάται από την τιμή της ακτινικής δύναμης διαταραχής F_r , η οποία είναι μικρότερη από 2% στα γραμμικά μοντέλα. Τα μη-γραμμικά φαινόμενα εκδηλώνονται σε μοντέλα στα οποία ο λόγος της ακτινικής δύναμης της διαταραχής ως προς την ακτινική δύναμη του αξισυμμετρικού υποβάθρου είναι μεγαλύτερη από 5%.

3.2 Ανάλυση Fourier εικόνων γαλαξιών

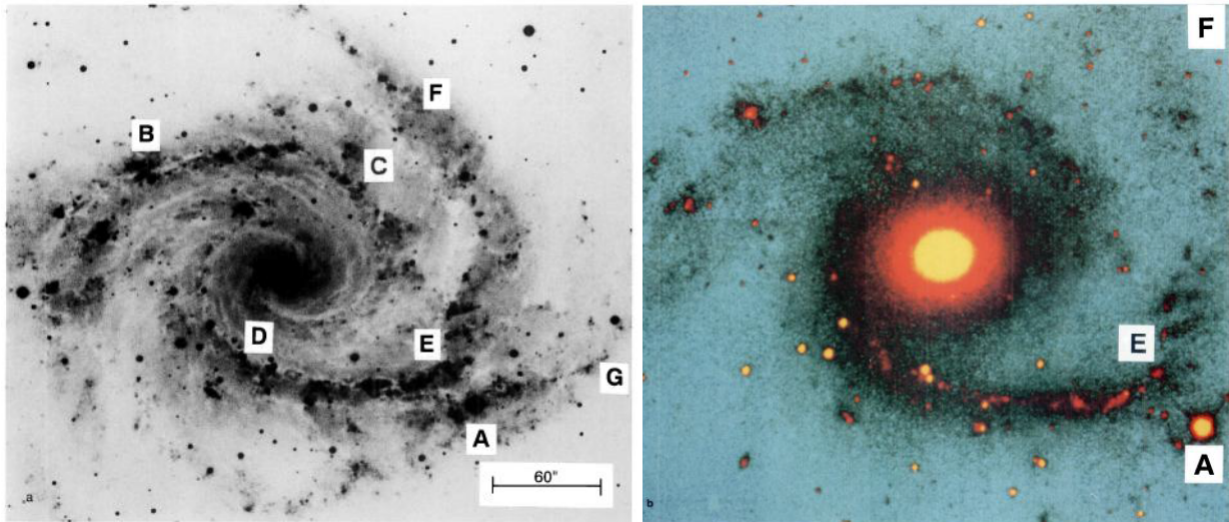
Οι παλαιότερες μελέτες της μορφολογίας των κανονικών σπειροειδών γαλαξιών, αναφέρονται σε νεαρούς πληθυσμούς I, (περιοχές III, αστέρες φασματικών τύπων O-B και γραμμές σκόνης). Σύμφωνα με την θεωρία των κυμάτων πυκνότητας, η σπειροειδής διαταραχή δρα και στον παλαιό αστρικό πληθυσμό II του δίσκου του γαλαξία. Επιπλέον, τα μοντέλα υποδεικνύουν ότι οι νεαροί πληθυσμοί I, συμπεριφέρονται δυναμικά διαφορετικά από ότι οι παλαιοί πληθυσμοί II. Προκειμένου να μελετήσουμε ένα κύμα πυκνότητας είναι αναγκαίο να περιοριστούν οι επιδράσεις των νεαρών αστρικών πληθυσμών και της μεσοαστρικής σκόνης. Αυτό επιτυγχάνεται με παρατηρήσεις στο εγγύς υπέρυθρο. Από τη μελέτη της επιφανειακής πυκνότητας στα 2.1 μm , στο K' φίλτρο, στο εγγύς υπέρυθρο, μπορούν να καθοριστούν τα πλάτη και οι φάσεις της διαταραχής της πυκνότητας των σπειρών, συναρτήσει της ακτίνας. Σε αυτό το μήκος κύματος, η επίδραση της παρουσίας της σκόνης και της ανάμειξης των αστρικών πληθυσμών είναι ελάχιστη σε σχέση με παρατηρήσεις σε άλλα μήκη κύματος. Παρ' όλα αυτά όμως, δεν μπορεί να αγνοηθεί (Rix & Rieke, 1993).

Από την ανάλυση του προφίλ της έντασης, μπορεί να εκτιμηθεί η μη-γραμμικότητα του κύματος πυκνότητας. Το εύρος τιμών που κυμαίνεται το πλάτος των κύριων σπειροειδών βραχιόνων, στο K' φίλτρο, είναι 0.1-0.2 (Grosbol et al., 2004). Οι εικόνες μεταγενέστερων γαλαξιακών τύπων, οι οποίες λήφθηκαν στο εγγύς υπέρυθρο, έδειξαν απότομα αζιμουθιακά προφίλ σε μεγάλη απόκλιση από ημιτονοειδείς διακυμάνσεις στον παλαιό αστρικό πληθυσμό του δίσκου. Αυτό υπογραμμίζει τη σημαντική επίδραση που επιφέρουν τα μη-γραμμικά φαινόμενα. Διακλαδώσεις και χάσματα στον τερματισμό των ισχυρών συμμετρικών σπειροειδών βραχιόνων, όπως φαίνονται σε εικόνες στο μπλε φίλτρο, υποδεικνύουν τις επιδράσεις που επιφέρουν τα μη γραμμικά φαινόμενα, στη μορφολογία του αερίου ενός γαλαξία. Όπως βλέπουμε π.χ. στην εργασία των Block et al. (1994) αναλύθηκαν κατά Fourier εικόνες του γαλαξία NGC 2997, προκειμένου να υπολογιστεί το πλάτος συγκεκριμένων αρμονικών όρων. Ο σπειροειδής γαλαξίας NGC 2997 είναι τύπου "grand design". Όπως βλέπουμε στο σχ. 3.1 (αριστερά) στο οπτικό φίλτρο, χαρακτηρίζεται από την παρουσία δύο βασικών σπειροειδών βραχιόνων, εκ των οποίων ο ένας έχει έναν δευτερεύοντα δυτικό σπειροειδή βραχίονα. Η ένδειξη B-C αναφέρεται στο βόρειο σπειροειδή βραχίονα, ενώ η ένδειξη D-E το νοτιότερο σπειροειδή βραχίονα. Η ένδειξη A αναφέρεται σε έναν αστέρα του πεδίου έκθεσης. Η ένδειξη E-F αναφέρεται στον τρίτο βραχίονα ο οποίος υπάρχει στην εικόνα στο μπλε φίλτρο αλλά δεν υπάρχει στην εικόνα στο εγγύς υπέρυθρο.

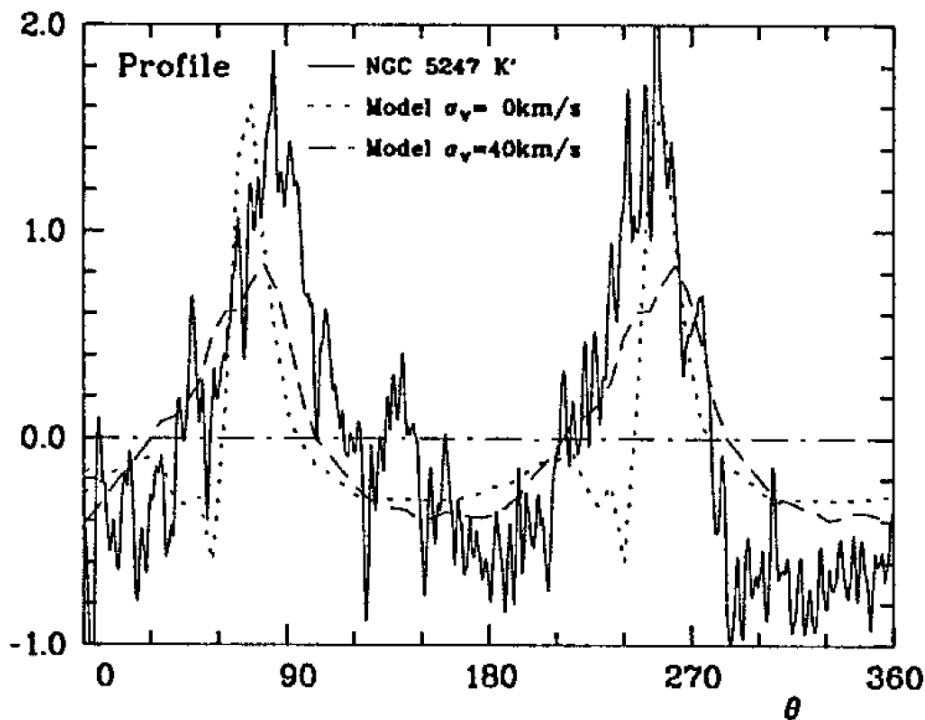
Η χρήση της ανάλυσης Fourier, στην εικόνα στο οπτικό φίλτρο, έδειξε πως δεν υπάρχει κάποια ένδειξη για ασυμμετρίες του όρου $m = 1$. Στο εγγύς υπέρυθρο, όμως, διαπιστώθηκε ένας διακριτός όρος $m = 1$. Η ανάλυση Fourier έδωσε ένα πλάτος του όρου $m = 1$, 50% μεγαλύτερο από ότι το πλάτος του όρου $m = 2$.

Στην εργασία του Grosbol (1993), αναλύθηκε κατά Fourier η πυκνότητα απόκρισης στην αζιμουθιακή κατεύθυνση, μιας δισυμμετρικής σπειροειδούς διαταραχής, για το μοντέλο του γαλαξία NGC 5247. Το αζιμουθιακό σχήμα των σπειροειδών βραχιόνων μεταβάλλεται, όταν τα μη-γραμμικά φαινόμενα γίνονται σημαντικά.

Ένα παράδειγμα των πληροφοριών που μπορεί να μας δώσει η μελέτη της διακύμανσης της επιφανειακής λαμπρότητας, δίνεται στο σχήμα 3.2. Απεικονίζεται (συνεχής γραμμή) το σχετικό αζιμουθιακό προφίλ της επιφανειακής λαμπρότητας του γαλαξία NGC 5247, σε μια ακτίνα από το κέντρο 50 " στο φίλτρο K (έχει αφαιρεθεί το αξισυμμετρικό υπόβαθρο). Παρατηρούμε μία χαρακτηριστική απόκλιση από μία ημιτονοειδή διακύμανση πράγμα που συνηγορεί στην ύπαρξη μη-γραμμικών φαινομένων.



Σχήμα 3.1: Αριστερά: Εικόνα του γαλαξία NGC 2997 από το ESO 3.6-m τηλεσκόπιο, στο μπλε φίλτρο. Δεξιά: Εικόνα του γαλαξία, στο εγγύς υπέρυθρο στα 2.1 μm από τους Moneti/Block που λήφθηκε στη La Silla με τη χρήση της συσκευής IRAC2 με το τηλεσκόπιο των 2.2 m ESO. Και στις δύο εικόνες ο βορράς είναι στο πάνω μέρος. Φαίνεται πως ο νοτιότερος βραχίονας είναι περισσότερο ενισχυμένος απ ότι ο βορειότερος (Block et al., (1994)).

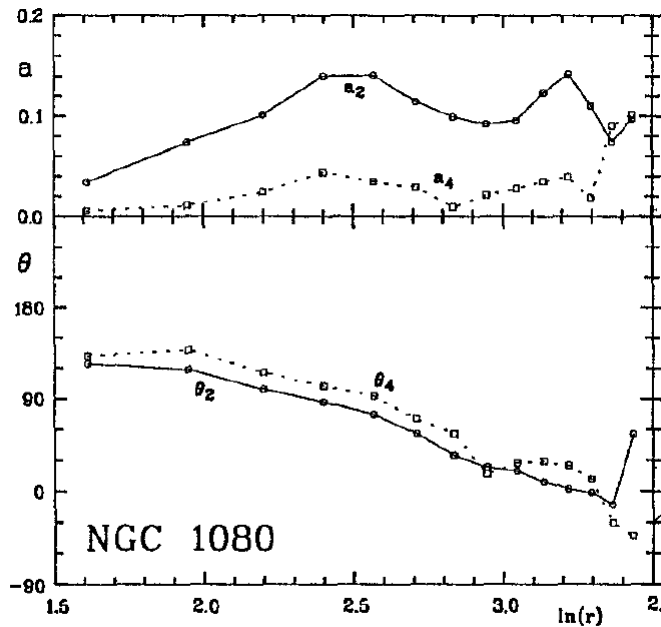


Σχήμα 3.2: Αζιμουθιακό προφίλ των σπειροειδών βραχίωνων, στο K φίλτρο για τον γαλαξία NGC 5247 σε μια ακτίνα από το κέντρο 50'' (συνεχής γραμμή). Οι άλλες δύο καμπύλες προκύπτουν από δύο διαφορετικά αστρικά μοντέλα απόκρισης με διαφορετικές διασπορές ταχυτήτων στις αρχικές τους συνθήκες, τα οποία επιχειρούν να αναπαραστήσουν την παρατηρούμενη καμπύλη.

Ένας άλλος τρόπος αξιολόγησης των μη-γραμμικών φαινομένων είναι η μελέτη της ισχύος των όρων ανώτερης τάξης όταν αναλυθεί η επιφανειακή λαμπρότητα σε όρους Fourier. Στο συγκεκριμένο παράδειγμα, τα πλάτη των αρμονικών όρων υψηλότερης τάξης ($m = 4, m = 6$) των δύο σπειροειδών βραχίωνων ως προς το πλάτος του $m = 2$ όρου, έχουν λόγους:

$\frac{A_4}{A_2} \approx 0.4$, $\frac{A_6}{A_2} \approx 0.2$. Αυτό υποδεικνύει ότι η σπειροειδής διαταραχή χαρακτηρίζεται από μη γραμμικά φαινόμενα τα οποία αναφέρονται σε μία ακτινική δύναμη διαταραχής τουλάχιστον 5%- 10% της ακτινικής δύναμης του αξιsymμετρικού υποβάθρου γι' αυτό το γαλαξία. Παρόμοια αποτελέσματα εξήχθησαν για γαλαξίες τύπου “grand design” (Grosbol 1979). Τα διαγράμματα του πλάτους και της φάσης για τον γαλαξία NGC 1080 από αυτή τη μελέτη απεικονίζονται στο σχήμα 3.3 (πάνω και κάτω σχήμα αντίστοιχα).

Στον γαλαξία NGC 1080, οι φάσεις των όρων $m = 2, m = 4$ είναι σχεδόν όμοιες, υποδεικνύ-



Σχήμα 3.3: Τα σχετικά πλάτη και οι φάσεις των όρων $m = 2, m = 4$ για τον γαλαξία NGC 1080.

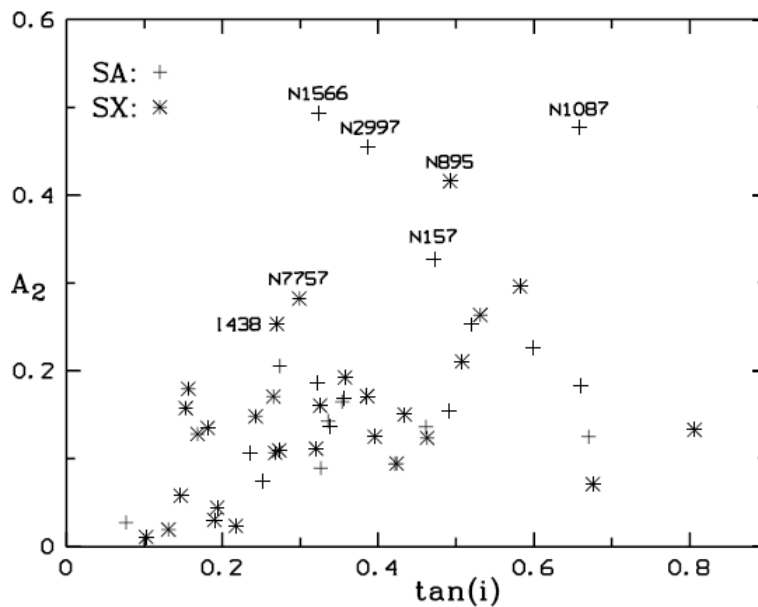
οντας ότι ο αρμονικός όρος $m = 4$ συνδέεται με τους δύο βασικούς σπειροειδείς βραχίονες. Αυτό αποτελεί χαρακτηριστικό γνώρισμα των “grand design” γαλαξιών

3.3 Συμπεράσματα από την ανάλυση Fourier σε μεγάλα δείγματα γαλαξιών.

Οι Grosbol, Patsis, Pompei (2004), εφάρμοσαν την ανάλυση Fourier σε μία διάσταση, προκειμένου να αναλύσουν τις διαταραχές των δίσκων στην αξιμουθιακή κατεύθυνση σε ένα δείγμα 54 γαλαξιών. Η ανάλυση αυτή έδωσε την ακτινική διακύμανση των πλατών και της φάσης για 16 αρμονικούς όρους Fourier. Με την ανάλυση Fourier μπορούν να ανιχνευθούν οι διαταραχές από ασθενείς ράβδους και από οβάλ παραμορφώσεις με σχετικά πλάτη μικρότερα από 3%. Το πλάτος της ράβδου υπολογίζεται από το πλάτος του όρου $m = 2$ (Grosbol et al., 2004). Επίσης, με την χρήση της ανάλυσης Fourier, υπολογίζουμε τα πλάτη των αρμονικών όρων του αναπτύγματος Fourier. Ο λόγος των πλατών $\frac{A_4}{A_2}$ των όρων $m = 2, m = 4$ όταν παρουσιάσει μία σημαντική αύξηση, δηλώνει το εξωτερικό ακτινικό όριο της κύριας συμμετρικής σπείρας. Αυτό μπορεί να οφείλεται σε μια μετάβαση από μία μορφολογία “grand design” σε μία μορφολογία τύπου “multiple-armed” ή την θέση όπου οι κυρίως σπείρες μεταβάλλουν την ομαλή ακτινική διακύμανση της φάσης τους καθώς σπάνε ή διακλαδίζονται σε δευτερεύοντες βραχίονες ή τροποποιούν τη γωνία κλίσης τους (Grosbol et al., 2004). Το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής καθορίζει την περιοχή του γαλαξιακού δίσκου, όπου στο πλαίσιο της θεωρίας κυμάτων πυκνότητας, τα γραμμικά μοντέλα μπορούν να εφαρμο-

στούν για να εξηγήσουν τις παρατηρούμενες δομές (Lin et al. 1969; Bertin et al. 1989) ή τις περιοχές του γαλαξιακού δίσκου όπου τα μη γραμμικά φαινόμενα γίνονται σημαντικά. Οι μεταβολές στη γωνία κλίσεως μιας σπείρας, το σπάσιμο της συμμετρικής μορφολογίας ή οι διακλαδώσεις των σπειροειδών βραχιόνων, αποτελούν χαρακτηριστικά γνωρίσματα τα οποία είναι συσχετισμένα με τις θέσεις των βασικότερων δυναμικών συντονισμών στον γαλαξιακό δίσκο (Patsis et al. 1994). Η ένταση ακόμα και η ύπαρξη τέτοιων χαρακτηριστικών γνωρισμάτων, σχετίζονται με το πλάτος της σπείρας.

Οι Grosbol et al., (2004) βρήκαν μία ευρεία κατανομή μέγιστων πλατών στο δείγμα γαλαξιών που μελέτησαν (βλ. σχήμα 3.4). Σύμφωνα με την θεωρία των τρόπων (modal theory, Bertin et al., 1989) εάν οι παρατηρούμενες σπείρες δημιουργούνται από ημιστατικούς αναπτυσσόμενους τρόπους (modes) στους γαλαξιακούς δίσκους, τα πλάτη των σπειροειδών βραχιόνων θα μεγαλώσουν μέχρι να φθάσουν στο όριο στο οποίο τα μη-γραμμικά φαινόμενα θα γίνουν σημαντικά. Έτσι, η ευρεία κατανομή των πλατών γαλαξιών με ανοιχτές σπείρες, σημαίνει ότι είτε οι σπειροειδείς δομές έχουν μικρή διάρκεια ζωής και αποτελούν παροδικά φαινόμενα είτε ότι άλλα φαινόμενα (π.χ. εσωτερικοί μηχανισμοί ενίσχυσης) οριοθετούν τα πλάτη τους (Grosbol, Patsis & Pompei, 2004).



Σχήμα 3.4: Η κατανομή του πλάτους του όρου $m = 2$ των δισυμμετρικών σπειρών σε συνάρτηση με τη γωνία κλίσεως των σπειρών (pitch angle), όπως μετρήθηκε στο K φίλτρο (Grosbol et al., 2004).

Από όλα τα παραπάνω γίνεται φανερό ότι η ανάλυση των εικόνων σε σειρά Fourier δίνει πολύτιμες πληροφορίες για τους δυναμικούς μηχανισμούς που οδηγούν στη δημιουργία και ενίσχυση σπειρών και ράβδων. Αντίστοιχη ανάλυση στιγμιότυπων από μοντέλα και σύγκριση με τα πλάτη και τις φάσεις τους που υπολογίζουμε στις εικόνες των γαλαξιών, μπορεί να προκρίνει ή να απορρίψει κάποιους από αυτούς τους μηχανισμούς.

Κεφάλαιο 4

Περιγραφή της ανάλυσης Fourier

4.1 Ανάλυση της μεθόδου Fourier

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιάσουμε τον αλγόριθμο που χρησιμοποιήσαμε στην εργασία μας για να υπολογίσουμε τα πλάτη και τις φάσεις των διαταραχών στους δίσκους μοντέλων, αναλύοντας τις επιφανειακές τους πυκνότητες σε σειρές Fourier. Η μέθοδος Fourier έχει χρησιμοποιηθεί αρκετές φορές σε ερευνητικές εργασίες που αφορούν τη σπειροειδή δομή των γαλαξιών (Rix & Zaritsky 1995; Zaritsky & Rix 1997, Rudnick & Rix 1998, Okamura & Watanabe, 1982, Bournaud et al. 2005); Grosbol et al. 1987, Elmegreen et al. 1989, Elmegreen et al. 1992, Elmegreen et al. 1993). Μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ανάλυση εικόνων γαλαξιών, σε στιγμιότυπα δυναμικών μοντέλων απόκρισης καθώς και σε στιγμιότυπα από προσομοιώσεις N-σωμάτων. Στη συγκεκριμένη εργασία εφαρμόσαμε τη μέθοδο σε στιγμιότυπα από δυναμικά μοντέλα απόκρισης και από προσομοιώσεις N-σωμάτων. Μέσω της ανάλυσης Fourier εκφράζουμε την επιφανειακή πυκνότητα του γαλαξιακού δίσκου με μια σειρά ημιτόνων και συνημίτονων προκειμένου να υπολογίσουμε τα πλάτη και τις φάσεις των όρων του αναπτύγματος. Με αυτό τον τρόπο συμπεραίνουμε το μέγεθος της διαταραχής και τις θέσεις των φάσεων που μπορεί να περιγράψει τη μορφολογία των στιγμιότυπων και να μας δείξει το μέγεθος της ασυμμετρίας του συστήματος.

Άλλες μελέτες που έχουν γίνει με την συγκεκριμένη μέθοδο για να περιγραφεί η ασυμμετρία των δίσκων είναι από τους Baldwin et al., (1980), Richter & Sancisi (1994), Matthews & al. (1998), Haynes et al., (1998), Bournaud et al., (2006) και Reichard et al., (2008) οι οποίοι μελέτησαν την παρουσία ασυμμετριών στο ουδέτερο υδρογόνο σε γαλαξιακούς δίσκους καθώς και την κατανομή της αστρικής μάζας τους. Οι Rix & Zaritsky (1995, 1996, 1997) παρατήρησαν στους γαλαξίες του δείγματός τους, πως το κλάσμα των ασύμμετρων δίσκων κυμαίνεται μεταξύ 20%-30% .

4.1.1 Έκφραση σε περιοδικό ανάπτυγμα

Μία περιοδική συνάρτηση μπορεί να εκφραστεί ως σειρά ημιτόνων και συνημίτονων. Οι βασικές συναρτήσεις είναι $\sin(mx)$, $\cos(mx)$ οι οποίες παρουσιάζουν περίοδο 2π . Εφόσον είναι περιοδικές συναρτήσεις, τότε ικανοποιούν την εξής συνθήκη για κάθε ακέραιο m ¹:

$$\sin m(x + 2\pi) = \sin(mx + 2m\pi) = \sin(mx) \quad (4.1)$$

$$\cos m(x + 2\pi) = \cos(mx + 2m\pi) = \cos(mx) \quad (4.2)$$

¹Οι όροι των τριγωνομετρικών συναρτήσεων παρουσιάζουν μικρότερες περιόδους, κατά m , συγκεκριμένα $2\pi/m$ αλλά επειδή επαναλαμβάνονται κατά π , αυτό τις καθιστά τις καταλληλότερες συναρτήσεις προκειμένου να αποδώσουν την έκφραση μιας συνάρτησης, περιόδου 2π .

Μια συνάρτηση $f(x)$ περιόδου 2π , εκφράζεται ως εξής, συνάρτηση των συντελεστών a_m και b_m , για το ανάπτυγμα του κάθε τριγωνομετρικού όρου των σειρών:

$$f(x) = \frac{1}{2}a_0 + a_1 \cos x + a_2 \cos 2x + a_3 \cos 3x + \dots + b_1 \sin x + b_2 \sin 2x + b_3 \sin 3x + \dots \quad (4.3)$$

δηλαδή:

$$f(x) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cdot \cos(mx) + \sum_{m=1}^{\infty} b_m \cdot \sin(mx), \quad (4.4)$$

όπου οι συντελεστές a_m και b_m δίνονται από την σχέση:

$$\begin{aligned} a_m &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cos(mx) dx \\ b_m &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin(mx) dx \end{aligned} \quad (4.5)$$

4.1.2 Υπολογισμός πλάτους

Ένα άθροισμα τριγωνομετρικών όρων της μορφής $a \cos w + b \sin w$, μπορεί να γραφεί:

$$a \cos w + b \sin w = \frac{a}{\cos \theta} \{ \cos(w - \theta) \} \quad (4.6)$$

διότι:

$$\begin{aligned} a \{ \cos w + \tan \theta \cdot \sin w \} &= \\ a \left\{ \cos w + \frac{\sin \theta}{\cos \theta} \cdot \sin w \right\} &= \\ \frac{a}{\cos \theta} \{ \cos \theta \cdot \cos w + \sin \theta \cdot \sin w \} &= \\ \frac{a}{\cos \theta} \{ \cos(w - \theta) \} & \end{aligned} \quad (4.7)$$

όπου θέσαμε $\tan \theta = \frac{b}{a}$.

Εφόσον η σχέση (4.4), αποτελείται από αθροίσματα τέτοιων όρων, λαμβάνει τη μορφή:

$$f(x) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} c_m \cdot \cos(mx - \theta_m)$$

όπου ο συντελεστής c_m ο οποίος εκφράζει το πλάτος της διαταραχής, δίνεται από την σχέση:

$$c_m = \frac{a_m}{\cos \theta_m} \quad (4.9)$$

Η γωνία θ_m εκφράζει την γωνία φάσης της διαταραχής και υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

$$\tan \theta_m = \frac{b_m}{a_m} \Rightarrow \theta_m = \tan^{-1} \left(\frac{b_m}{a_m} \right) \quad (4.10)$$

Το πλάτος της διακύμανσης, c_m υπολογίζεται ως εξής:
Από σχέσεις (4.4), (4.7):

$$b_m = a_m \tan \theta_m = a_m \frac{\sin \theta_m}{\cos \theta_m} = c_m \cdot \sin \theta_m \quad (4.11)$$

διότι:

$$a_m = c_m \cos \theta_m \quad (4.12)$$

Επομένως, προκύπτει:

$$\begin{aligned} c_m^2 (\cos^2 \theta_m + \sin^2 \theta_m) &= b_m^2 + a_m^2 \Rightarrow \\ c_m &= \sqrt{a_m^2 + b_m^2} \end{aligned} \quad (4.13)$$

4.1.3 Έκφραση της επιφανειακής πυκνότητας

Έστω ότι η επιφανειακή πυκνότητα ενός δίσκου, σε πολικές συντεταγμένες είναι $\sigma(R, \theta)$. Κατά μήκος μιας ακτίνας R , (R =σταθ) η επιφανειακή πυκνότητα, μπορεί να γραφεί ως μονοδιάστατη σειρά Fourier (δεδομένου ότι, για σταθερή ακτίνα R =σταθ, η $\sigma(R, \theta)$ είναι περιοδική συνάρτηση με περίοδο 2π) ως εξής:

$$\sigma(R, \theta) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} c_m(R) \cdot \cos(m\theta - \theta_m(R))$$

Το πλάτος $c_m(R)$ και η φάση $\theta_m(R)$ είναι διαφορετικά για διαφορετικές ακτίνες. Συνοπτικά, οι απαιτούμενες ποσότητες για την εφαρμογή του αλγορίθμου, που περιγράφεται παρακάτω, είναι:

$$\begin{aligned} a_m &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sigma(R) \cos(m\theta) d\theta \\ b_m &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sigma(R) \sin(m\theta) d\theta \\ c_m &= \sqrt{a_m^2 + b_m^2} \\ \theta_m &= \tan^{-1} \left(\frac{b_m}{a_m} \right) \end{aligned} \quad (4.15)$$

Αφού υπολογιστούν αυτές οι ποσότητες που αναφέρονται παραπάνω, τότε υπολογίζεται ο m -στός όρος όπου η m -στή συνιστώσα της σειράς σε ακτίνα R , θα δίνεται από την σχέση:

$$c_m(R) \cdot \cos(m\theta - \theta_m(R)) \quad (4.16)$$

4.1.4 Αριθμητικός υπολογισμός

Προκειμένου να υπολογίσουμε το πλάτος και τη φάση του κάθε όρου αριθμητικά, θεωρούμε αρχικά ένα πλέγμα το οποίο αποτελείται από ομόκεντρους δακτυλίους και ακτίνες. Για τον υπολογισμό των απαραίτητων μεγεθών (πλάτος και φάση) αναγόμεστε σε πολικές συντεταγμένες. Στη θέση των ολοκληρωμάτων, υπολογίζουμε τα αθροίσματα:

$$\begin{aligned}
 a_m(R) &= \sum_{\theta=-\pi}^{\theta=\pi} \frac{1}{\pi} \sigma(R, \theta) \cdot \cos(m\theta) \cdot \Delta\theta \\
 &= \frac{\Delta\theta}{\pi} \sum_{\theta=-\pi}^{\theta=\pi} \frac{1}{\pi} \sigma(R, \theta) \cdot \cos(m\theta) \\
 b_m(R) &= \sum_{\theta=-\pi}^{\theta=\pi} \frac{1}{\pi} \sigma(R, \theta) \cdot \sin(m\theta) \cdot \Delta\theta \\
 &= \frac{\Delta\theta}{\pi} \sum_{\theta=-\pi}^{\theta=\pi} \frac{1}{\pi} \sigma(R, \theta) \cdot \sin(m\theta)
 \end{aligned}
 \tag{4.17}$$

ενώ οι εκφράσεις για το πλάτος $c_m(R)$ και την φάση $\theta_m(R)$ δίνονται από τις εκφράσεις:

$$\begin{aligned}
 c_m &= \sqrt{a_m^2 + b_m^2} \\
 \theta_m &= \tan^{-1}\left(\frac{b_m}{a_m}\right)
 \end{aligned}
 \tag{4.18}$$

Η φάση, υπολογίζεται για την m -στή συνιστώσα, στα σημεία μηδενισμού του συνημίτονου, δηλαδή σε ακέραια πολλαπλάσια της γωνίας θ . Επομένως προκύπτει:

$$\theta_m(R) = m\theta \Rightarrow \theta = \frac{\theta_m(R)}{m}
 \tag{4.19}$$

Τα σημεία των μεγίστων εμφανίζονται σε m διακριτές γωνίες στο διάστημα από $0 \rightarrow 2\pi$, διότι:

$$\cos(m\theta - \theta_m(R)) = 1$$

για:

$$m\theta - \theta_m(R) = 2\kappa\pi$$

Επομένως:

$$\begin{aligned}
 m\theta &= 2\kappa\pi + \theta_m(R) \Rightarrow \\
 \theta &= \frac{2\kappa\pi + \theta_m(R)}{m} \Rightarrow
 \end{aligned}
 \tag{4.20}$$

$$\theta = \frac{2\kappa\pi}{m} + \frac{\theta_m(R)}{m}
 \tag{4.21}$$

όπου $\kappa = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

Για παράδειγμα, τα μέγιστα της τέταρτης συνιστώσας, για $m = 4$, θα εμφανίζονται σε 4 διακριτές γωνίες στο διάστημα $[0, 2\pi]$:

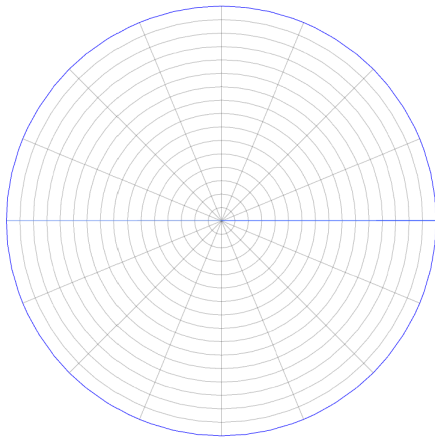
$$\begin{aligned}k = 0 \quad \theta_0 &= \frac{\theta_4(R)}{4} \\k = 1 \quad \theta_1 &= \frac{2\pi}{4} + \frac{\theta_4(R)}{4} = \frac{\pi}{2} + \theta_0 \\k = 2 \quad \theta_2 &= \frac{4\pi}{4} + \frac{\theta_4(R)}{4} = \pi + \theta_0 \\k = 3 \quad \theta_3 &= \frac{6\pi}{4} + \frac{\theta_4(R)}{4} = \frac{3\pi}{2} + \theta_0\end{aligned}$$

Η επόμενη γωνία θα είναι $2\pi + \theta_0$ και θα ταυτίζεται με την θ_0 .

4.2 Αναλυτική περιγραφή του προγράμματος

Έχουμε το στιγμιότυπο ενός μοντέλου το οποίο αποτελείται από έναν αριθμό σωματίων τα οποία είναι κατανομημένα σε μια δισδιάστατη επιφάνεια γύρω από ένα κεντρικό σημείο σε Καρτεσιανές συντεταγμένες (x, y) . Για το λόγο αυτό κατασκευάσαμε ένα κώδικα σε γλώσσα Fortran77 μέσω του οποίου αναλύουμε την επιφανειακή (αριθμητική) πυκνότητα του στιγμιότυπου σε σειρά Fourier. Μέσω του κώδικα, υπολογίζουμε τα μέγιστα των αριθμητικών πυκνοτήτων, τα πλάτη των συντελεστών Fourier, καθώς και τη γωνία φάσης του κάθε όρου.

Αρχικά κατασκευάζουμε ένα πολικό πλέγμα το οποίο αποτελείται από ομόκεντρους δακτυλίους και ακτίνες.



Σχήμα 4.1: Παράδειγμα πολικού πλέγματος

Επομένως το πλέγμα απαρτίζεται από κελιά (κουτιά) που δημιουργούνται από τις τομές των ομόκεντρων δακτυλίων με τις ακτίνες. Υπερθέτουμε το πλέγμα σε κάθε στιγμιότυπο που αναλύουμε τοποθετώντας το κέντρο του πλέγματος στο κέντρο του κάθε μοντέλου. Ο αριθμός των ομόκεντρων δακτυλίων καθώς και ο αριθμός των κουτιών, του πλέγματος, προσαρμόζονται στις ανάγκες της κάθε περίπτωσης.

Το επόμενο βήμα του κώδικα είναι να ταξινομήσουμε τα σωματάρια του μοντέλου, με βάση τον δακτύλιο και το κουτί του πλέγματος στα οποία ανήκουν. Η καταμέτρηση των σωματίων γίνεται σε κάθε δακτύλιο και σε κάθε κελί.

Ο κώδικας υπολογίζει την ακτίνα του κάθε σωματίου καθώς επίσης και την γωνία θέσης (σε ακτίνια και μοίρες).

Η ακτίνα, R , υπολογίζεται από την σχέση:

$$R = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (4.22)$$

ενώ η γωνία, θ από την σχέση:

$$\theta = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \quad (4.23)$$

Έπειτα, ορίζουμε μια μέγιστη ακτίνα αποκοπής R_{max} προκειμένου να μην συμπεριληφθούν στην καταμέτρηση σωματία τα οποία έχουν ακτίνα μεγαλύτερη από μία συγκεκριμένη ακτίνα αποκοπής, πέραν της οποίας δεν ενδιαφερόμαστε για την ανάλυση του στιγμιότυπου. Ο κάθε δακτύλιος έχει ένα εύρος ΔR το οποίο δίνεται από την σχέση:

$$\Delta R = \frac{R_{max}}{N_c} \quad (4.24)$$

όπου N_c είναι ο αριθμός των κελυφών (ομόκεντρων δακτυλίων) στα οποία όπου έχουμε χωρίσει το πλέγμα (βλ. σχήμα 4.1).

Επίσης για τους υπολογισμούς μας χρειάζεται να υπολογίσουμε την κεντρική ακτίνα R_c , του κάθε δακτυλίου η οποία δίνεται από την σχέση:

$$R_c = (N_c - 0.5) \cdot \Delta R \quad (4.25)$$

Αρχικά μηδενίζουμε όλες τις μεταβλητές που αναφέρονται στο συνολικό αριθμό των καταμετρημένων σωματιών σε κάθε δακτύλιο N_c και σε κάθε κουτί, για να αποφύγουμε υπολογιστικά σφάλματα.

Στη συνέχεια υπολογίζουμε τον συνολικό αριθμό των σωματιών που περιέχεται σε κάθε δακτύλιο και κατασκευάζουμε έναν βρόχο επανάληψης, ο οποίος μας επιτρέπει να εξετάσουμε σε ποιον δακτύλιο ανήκει το κάθε ένα από τα σωματία. Στο τέλος το κάθε σωματίο έχει αριθμηθεί με έναν κατάλληλο δείκτη.

Για το κάθε σωματίο, ελέγχουμε αν ικανοποιεί την εξής συνθήκη, (προκειμένου να καταμετρηθεί μέσα στον κάθε δακτύλιο):

$$(N_c - 0.5) \cdot \Delta R \leq R_i \leq N_c \cdot \Delta R \quad (4.26)$$

όπου R_i είναι η ακτίνα του σωματίου.

Με αυτόν τον τρόπο υπολογίζεται ο συνολικός αριθμός σωματιδίων του κάθε δακτυλίου.

4.2.1 Υπολογισμός Πυκνότητας

Στην συνέχεια, θέλουμε να υπολογίσουμε την αριθμητική πυκνότητα σε κάθε κουτί κάθε δακτυλίου. Για αυτό το λόγο πρέπει να υπολογίσουμε τον αριθμό των κουτιών σε κάθε δακτύλιο. Το πρόγραμμα μηδενίζει όλες τις εμπλεκόμενες ποσότητες (αριθμητική πυκνότητα, πλάτη και φάση κάθε αρμονικού όρου). Έστω N_k ο συνολικός αριθμός κουτιών που έχουμε χωρίσει τον κάθε δακτύλιο. Η απειροστή γωνία $\Delta\theta$ δίνεται από την σχέση:

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{N_k} \quad (4.27)$$

Το εμβαδόν της κάθε επιφάνειας του κάθε κουτιού δίνεται από την σχέση:

$$E = \Delta\theta \cdot R_c \cdot \Delta R = \Delta\theta \cdot (N_c - 0.5) \cdot \Delta R^2 \quad (4.28)$$

Ενώ η πυκνότητα είναι το πηλίκο του συνολικού αριθμού των σωματιών σε κάθε κουτί ως προς το εμβαδόν του κάθε κουτιού, όπως αυτό ορίστηκε παραπάνω.

Επόμενο βήμα είναι να υπολογιστεί ο συνολικός αριθμός σωματιών σε κάθε κουτί, με έναν βρόχο επανάληψης.

Για τον υπολογισμό αυτό πρέπει να χρησιμοποιήσουμε την κεντρική γωνία του κάθε κουτιού, θ , όπως φαίνεται στο σχήμα ?? και τις γωνίες θ_1, θ_2 οι οποίες αποτελούν τα άκρα του κάθε κουτιού. Η γωνία θ_1 είναι το αριστερό άκρο του κουτιού ενώ η θ_2 είναι το δεξί άκρο του κουτιού.

Δηλαδή:

$$\theta = (N_k - 0.5) \cdot \Delta\theta \quad (4.29)$$

$$\theta_1 = \theta - \frac{\Delta\theta}{2} \quad (4.30)$$

$$\theta_2 = \theta + \frac{\Delta\theta}{2} \quad (4.31)$$

Στη συνέχεια, γνωρίζοντας τα όρια κάθε κουτιού, μπορούμε να υπολογίσουμε σε ποιό κουτί ανήκει κάθε σωματίο.

Αν ισχύει:

$$\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2 \quad (4.32)$$

τότε το κάθε σωματίο μπορεί να καταμετρηθεί στο συγκεκριμένο κουτί.

Με αυτό τον τρόπο υπολογίζεται η αριθμητική επιφανειακή πυκνότητα $\sigma(R, \theta)$ του κάθε κουτιού του κάθε δακτυλίου, αφού διαιρέσουμε τον αριθμό σωματίων με το εμβαδόν του κουτιού.

Με την κατάλληλη εντολή ελέγχου, υπολογίζουμε την μέγιστη πυκνότητα σε κάθε δακτύλιο και προσδιορίζουμε την γωνία θέσης στην οποία απαντάται. Στην συνέχεια, αν θέλουμε, υπολογίζουμε και τα δευτερεύοντα μέγιστα της κάθε πυκνότητας, στην κάθε γωνία, στον κάθε δακτύλιο με τον ίδιο τρόπο. Μπορούμε τώρα να σχεδιάσουμε τα μέγιστα πυκνότητας πάνω στο αρχικό στιγμιότυπο σε καρτεσιανές συντεταγμένες.

Σε πολλές περιπτώσεις, ειδικά όταν παρατηρούμε στο στιγμιότυπο που αναλύουμε, συμμετρικές δομές ως προς το κέντρο του συστήματος (π.χ. ράβδος, δισυμμετρικές σπείρες κλπ) σχεδιάζουμε και τα συμμετρικά σημεία ως προς το κέντρο. Έτσι μπορούμε να αποτυπώσουμε αδρά την μορφολογία του μοντέλου του γαλαξία που αναλύουμε.

4.2.2 Υπολογισμός των πλατών της επιφανειακής πυκνότητας

Κατ' αναλογία, με όσα περιγράψαμε στην παράγραφο 4.1, η αριθμητική πυκνότητα εκφράζεται σε σειρά Fourier, σύμφωνα με την σχέση:

$$\sigma(R, \theta) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} c_m(R) \cdot \cos(m\theta - \theta_m(R)) \quad (4.33)$$

Το πλάτος είναι διαφορετικό για κάθε αρμονικό όρο ($2\theta, 4\theta, 6\theta, \dots$) και εξαρτάται από την ακτίνα κάθε δακτυλίου.

Το πλάτος των τριγωνομετρικών όρων Fourier που αθροίζομενοι, δίνουν την πυκνότητα, υπολογίζονται αριθμητικά ως εξής:

Σε κάθε μοντέλο επιλέγουμε έναν μέγιστο αριθμό αρμονικών m όρων, το οποίο ορίζουμε στην αρχή του κώδικα και υπολογίζουμε για τον κάθε διακριτό όρο m τα πλάτη και τις φάσεις του αναπτύγματος.

Οι όροι a_m, b_m προσδιορίζονται από τις σχέσεις:

$$\begin{aligned}
 a_m(R) &= \frac{\Delta\theta}{\pi} \sum_{\theta=-\pi}^{\theta=\pi} \sigma(R, \theta) \cdot \cos(m\theta) \\
 b_m(R) &= \frac{\Delta\theta}{\pi} \sum_{\theta=-\pi}^{\theta=\pi} \sigma(R, \theta) \cdot \sin(m\theta)
 \end{aligned}
 \tag{4.34}$$

Για τον υπολογισμό του πλάτους του κάθε αρμονικού m όρου σε κάθε δακτυλίο, κατασκευάζουμε έναν σύνθετο βρόχο επανάληψης με βάση τον αριθμό των κελιών και δακτυλίων που αποτελείται το πλέγμα μας, ο οποίος υπολογίζει τους συντελεστές a_m, b_m με βάση τις παραπάνω σχέσεις.

Το πλάτος δίνεται από την σχέση:

$$c_m = \sqrt{a_m^2 + b_m^2} \tag{4.35}$$

Με αυτόν τον τρόπο υπολογίζουμε τον κάθε συντελεστή του αναπτύγματος Fourier σε κάθε δακτύλιο.

4.2.3 Υπολογισμός φάσης

Σε κάθε ακτίνα R , η m συνιστώσα της σειράς είναι:

$$c_m(R) \cdot \cos(m\varphi_{max} - \theta_m(R)) \tag{4.36}$$

Αυτός ο όρος παρουσιάζει μέγιστο για μια γωνία φ_{max} για την οποία:

$$m\varphi_{max} - \theta_m(R) = 0 \Rightarrow \tag{4.37}$$

$$\varphi_{max} = \frac{\theta_m(R)}{m} \tag{4.38}$$

η οποία ονομάζεται “ φάση ” του όρου m στην ακτίνα R .

Η θ_m μπορεί να υπολογισθεί ως:

$$\theta_m = \tan^{-1}\left(\frac{b_m}{a_m}\right) \tag{4.39}$$

Όπως είδαμε στην σχέση (4.23) για τον όρο m αυτή η γωνία θα εμφανίζεται στις θέσεις:

$$\frac{2\kappa\pi}{m} + \frac{\theta_m(R)}{m} \tag{4.40}$$

όπου $\kappa = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

Τέλος, κανονικοποιούμε το πλάτος κάθε αρμονικού όρου ως προς το πλάτος του αξιsymμετρικού όρου και καταγράφουμε τα αποτελέσματα μας, σε ένα αρχείο προκειμένου να το απεικονίσουμε γραφικά.

Κεφάλαιο 5

Εφαρμογές της μεθόδου σε μοντέλα απόκρισης και προσομοιώσεων N-σωμάτων

5.1 Περιγραφή των μοντέλων

5.1.1 Μοντέλα απόκρισης και προσομοιώσεων N-σωμάτων

Οι παρατηρήσεις γαλαξιών παρέχουν πληροφορίες για την τρέχουσα μορφολογία τους αλλά δεν δίνουν πολλές πληροφορίες για την παλαιότερη ή μελλοντική τους εξέλιξη. Μια σύγκριση όμως μεταξύ των παρατηρήσεων και των δυναμικών μοντέλων, μπορεί να αποφανθεί για τους δυναμικούς μηχανισμούς που οδηγούν στην παρατηρούμενη μορφολογία. Τα δυναμικά μοντέλα των γαλαξιών χωρίζονται σε δύο κατηγορίες:

- Σε μοντέλα απόκρισης
- Σε μοντέλα N-σωμάτων

Τα μοντέλα απόκρισης είναι θεωρητικά μοντέλα στα οποία ένα δυναμικό επιβάλλεται σε ένα σύνολο αρχικών συνθηκών θέσεων και ταχυτήτων και το σύστημα εξελίσσεται με το χρόνο. Με αυτόν τον τρόπο, μελετάται η τροχιακή δομή και συμπεριφορά δοκιμαστικών σωματίων ή αερίου σε ένα δεδομένο δυναμικό. Αν και τα μοντέλα απόκρισης είναι κατάλληλα για την κατανόηση της δυναμικής ενός συστήματος (π.χ το βαθμό της τάξης ή του χάους σε διαφορετικές περιοχές), κυρίως χρησιμοποιούνται σε διατηρητικά, αυτόνομα συστήματα, χωρίς να είναι απαραίτητα αυτοσυνεπή. Με τέτοια μοντέλα δεν μπορεί να μελετηθεί η χρονική εξέλιξη ενός χρονοεξαρτώμενου δυναμικού συστήματος. Μπορεί να έχουμε μοντέλα απόκρισης της αστρικής ή της αέριας συνιστώσας του δίσκου. Τα μοντέλα N-σωμάτων μπορούν να υπολογίσουν την αυτοσυνεπή εξέλιξη ενός μεγάλου συνόλου αστέρων. Αυτά τα μοντέλα είναι αυτοσυνεπή εκ κατασκευής, διότι τα σωματάρια έχουν συγκεκριμένες μάζες και καθώς κινούνται, διαμορφώνουν εν χρόνω το δυναμικό πεδίο του μοντέλου.

Για να κάνουμε ένα μοντέλο απόκρισης αυτοσυνεπές πρέπει από συγκεκριμένες βασικές οικογένειες τροχιών, σε ένα δεδομένο δυναμικό, να υπολογιστεί η πυκνότητα απόκρισης, του συστήματος. Η πυκνότητα απόκρισης μπορεί να συγκριθεί με την επιβαλλόμενη πυκνότητα η οποία προκύπτει από το επιβαλλόμενο δυναμικό. Αν αυτές οι δύο πυκνότητες ταυτίζονται, το σύστημα είναι αυτοσυνεπές. Από την άλλη μεριά, με τα μοντέλα N-σωμάτων είναι δυνατή η ρεαλιστική παρακολούθηση και η εξέταση της προέλευσης, της εξέλιξης και της συμπεριφοράς συστημάτων, εν χρόνω. Παρόλα αυτά, πολλές φορές χαρακτηρίζονται από χαμηλή ανάλυση και οριακές αριθμητικές προσεγγίσεις, ενώ οι υπολογισμοί είναι δύσκολο να επιτευχθούν με χαμηλό υπολογιστικό κόστος.

5.1.2 Μοντέλο απόκρισης ραβδωτού-σπειροειδούς γαλαξία

Το πρώτο μοντέλο απόκρισης απαρτίζεται από δοκιμαστικά σωματίια αερίου. Το συγκεκριμένο μοντέλο απόκρισης έχει παραχθεί με έναν κώδικα υδροδυναμικής SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics), όπως περιγράφεται στις εργασίες των Patsis et al. (1994) και Patsis & Athanassoula (2000). Ο συγκεκριμένος κώδικας επινοήθηκε αρχικά από τους Lucy (1977) και Gingold & Monaghan (1982), και παρουσιάζει πολλά πλεονεκτήματα σε σύγκριση με κώδικες πλέγματος. Στον κώδικα SPH, το ρευστό αναπαριστάται από δοκιμαστικά σωματίια οι ιδιότητες των οποίων εξομαλύνονται σε μια συγκεκριμένη ακτίνα από μία συνάρτηση πυρήνα. Υπάρχουν πολλές διαφορετικές εκδόσεις της μεθόδου (Gingold & Monaghan 1982, Herquist & Katz 1989) αλλά στο συγκεκριμένο μοντέλο χρησιμοποιήθηκε μια τροποποιημένη έκδοση του κώδικα, που περιγράφεται διεξοδικά από τους Hiotelis & Voglis (1991). Χρησιμοποιήθηκε ένα τεχνητό ιξώδες το οποίο περιγράφεται με λεπτομέρειες από τον Lottanzio et al (1986) και μια εξίσωση ισόθερμης κατάστασης: $P = c^2 \rho$ όπου P είναι η πίεση, c η ταχύτητα του ήχου η οποία ισούται με 10 km/s και διατηρείται συνεχώς σταθερή ενώ ρ είναι η πυκνότητα του αερίου.

Δεδομένου ότι στην εργασία μας επικεντρωνόμαστε στην ανάλυση του στιγμιότυπου που προκύπτει από ένα τέτοιο μοντέλο απόκρισης, δεν θα επεκταθούμε στην λεπτομερή περιγραφή του κώδικα SPH. Περισσότερες λεπτομέρειες μπορούν να βρεθούν στις εργασίες των Patsis et al. (1994) και Patsis & Athanassoula (2000). Το δυναμικό που χρησιμοποιήθηκε για το SPH μοντέλο απόκρισης, σε πολικές συντεταγμένες (r, φ) έχει εκτός από την σπείρα και μια ράβδο και είναι το εξής:

$$\Phi(r, \varphi) = \Phi_0(r) + \sum_m \Phi_{mc}(r) \cos(m\varphi) + \Phi_{ms}(r) \sin(m\varphi) \quad (5.1)$$

με $m=2, 4, 6$, ενώ οι συντελεστές Φ_0 , Φ_{mc} και Φ_{ms} της παραπάνω εξίσωσης εκφράζονται ως πολυώνυμα της μορφής:

$$\sum_{n=0}^8 a_n r^n. \quad (5.2)$$

Οι συντελεστές $a_n (kms^{-1})^2$ του πολυωνύμου (5.2) δίνονται στην εργασία της Tsigaridi (2016). Η ταχύτητα περιστροφής του συστήματος είναι $\Omega_p = 20kms^{-1}kpc^{-1}$.

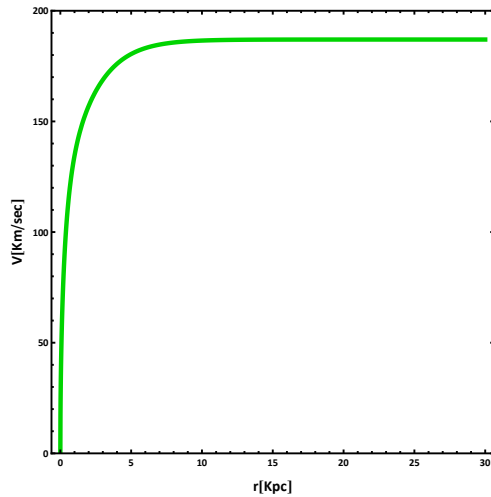
5.1.3 Μοντέλο Απόκρισης Αερίου Κανονικής Σπείρας

Το δυναμικό για το δεύτερο γαλαξιακό μοντέλο στο οποίο θα εφαρμόσουμε την ανάλυση Fourier περιγράφεται αναλυτικά στις δημοσιευμένες εργασίες Contopoulos & Grosbol (1986, 1988), Patsis et al. (1991). Εμείς θα αναλύσουμε ένα αντίστοιχο μοντέλο απόκρισης αερίου. Το συγκεκριμένο μοντέλο απόκρισης έχει παραχθεί επίσης με έναν κώδικα υδροδυναμικής SPH όπως και το μοντέλο απόκρισης του ραβδωτού-σπειροειδούς δυναμικού.

Η βασική πληροφορία της δυναμικής για τους σπειροειδείς γαλαξίες, εμπεριέχεται στην καμπύλη περιστροφής. Κάθε τέτοια καμπύλη, σε μεγάλες αποστάσεις προσεγγίζει μια σταθερή τιμή ταχύτητας u_{max} (Rubin et al. 1993). Οι καμπύλες περιστροφής μπορεί να θεωρηθούν ότι αποτελούνται από δύο συνιστώσες, μια για τον δίσκο και μια για το κεντρικό σφαιροειδές. Η σχετική συνεισφορά και των δυο όρων, εκφράζεται από την παράμετρο f_b . Το αξισυμμετρικό δυναμικό προκύπτει από την καμπύλη περιστροφής.

Η καμπύλη της ταχύτητας περιστροφής για το συγκεκριμένο μοντέλο απόκρισης απεικονίζεται στο σχήμα 5.1, και δίνεται από την σχέση:

$$u = u_{max} \sqrt{f_b \varepsilon_b e^{(-\varepsilon_b r)} + [1 - e^{(-\varepsilon_d r)}]} \quad (5.3)$$



Σχήμα 5.1: Καμπύλη περιστροφής για το συγκεκριμένο μοντέλο απόκρισης

όπου ε_b^{-1} είναι το μήκος κλίμακας του κεντρικού εξογκώματος (bulge) και ε_d^{-1} το μήκος κλίμακας του δίσκου.

Αυτή η σχέση αναφέρεται στην συνολική κατανομή της ύλης, φωτεινής και σκοτεινής.

Μέσω της σχέσης:

$$\frac{dV_o}{dr} = \frac{u^2}{r} \quad (5.4)$$

προκύπτει το αξισυμμετρικό δυναμικό V_o το οποίο δίνεται από την σχέση:

$$V_o(r) = -u_{max}^2 (f_b e^{-\varepsilon_b r} - [\ln r + E_1(\varepsilon_d r)]) \quad (5.5)$$

όπου:

$E_1(x)$ είναι το εκθετικό ολοκλήρωμα, το οποίο ισούται με:

$$E_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt$$

και υπολογίζεται αριθμητικά. Οι τιμές των παραπάνω παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν, είναι οι εξής:

$$u_{max} = 187 \text{ km s}^{-1}, f_b = 0.308, \epsilon_b = 1.42 \text{ kpc}^{-1}, \epsilon_d = 0.53 \text{ kpc}^{-1}.$$

Η γωνιακή ταχύτητα:

$$\Omega = \frac{u}{r} \quad (5.6)$$

για το συγκεκριμένο δυναμικό στο κέντρο, τείνει στο άπειρο και δίνει πάντα έναν εσωτερικό συντονισμό Lindblad.

Για την σπειροειδή συνιστώσα επιλέχθηκε το δυναμικό της μορφής:

$$V_s(r, \theta) = A_2 r e^{-\epsilon_s r} \cos\left(\frac{2 \ln r}{\tan i_0} - 2\theta\right) + A_1 \cdot r e^{-\epsilon_s r} \cos\left(\frac{\ln r}{\tan i_0} - \theta\right) \quad (5.7)$$

(Contopoulos & Grosbol, 1986).

όπου $i_0 = -23^\circ$ η γωνία κλίσης των σπειρών (pitch angle), $\epsilon_s^{-1} = 0.1 \text{ kpc}^{-1}$ είναι το μήκος κλίμακας της σπείρας και $A_2 = 200 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^{-1}$ το πλάτος ενός $m = 2$ όρου ενώ $A_1 = 20 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^{-1}$ είναι το πλάτος ενός $m = 1$ όρου. Έχουμε δηλαδή ένα βασικό δισυμμετρικό σπειροειδές στο οποίο έχουμε προσθέσει έναν όρο $m = 1$ με πλάτος 10% του $m = 2$. Οι εξισώσεις κίνησης για τις βαρυτικές δυνάμεις, έχουν εξαχθεί από την Χαμιλτονιανή:

$$H \equiv \frac{1}{2} \left(\dot{r}^2 + \frac{J_0^2}{r^2} \right) - \Omega_s J_0 + V_o + V_s = h \quad (5.8)$$

όπου \dot{r} είναι ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας, J_0 η στροφορμή, Ω_s η γωνιακή ταχύτητα του συστήματος, h η αριθμητική τιμή της H , V_o το αξισυμμετρικό μέρος του δυναμικού και V_s το δυναμικό της σπειροειδούς διαταραχής.

Οι εξισώσεις κίνησης σε πολικές συντεταγμένες στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς είναι οι εξής:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{J_0}{r^2} - \Omega_s, \quad \frac{dr}{dt} = \dot{r} \quad (5.9)$$

$$\frac{dJ_0}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad \frac{d\dot{r}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial r} \quad (5.10)$$

Στις δυνάμεις αυτές για την απόκριση του αερίου, προσθέτουμε δυνάμεις πίεσεως και ιξώδους.

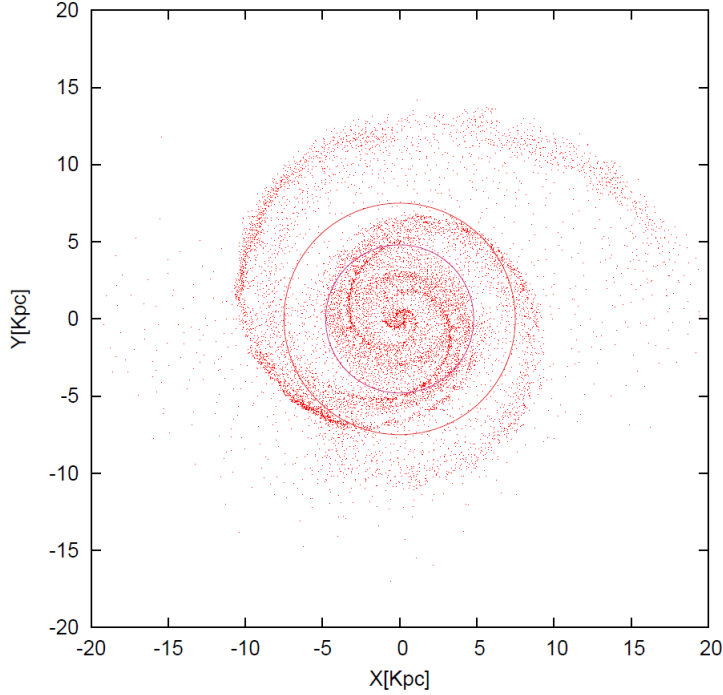
Χρησιμοποιήθηκε ένα τεχνητό ιξώδες το οποίο περιγράφεται με λεπτομέρειες από τους Lottanzio et al., (1986) και μια εξίσωση ισόθερμης κατάστασης: $P = c^2 \rho$ όπου P είναι η πίεση, c η ταχύτητα του ήχου η οποία ισούται με 10 km/s και διατηρείται συνεχώς σταθερή, ενώ ρ είναι η πυκνότητα του αερίου.

Η σπείρα περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα $\Omega_p = 23 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Σε χρόνο $t=0$, 15.000 σωματάρια τοποθετούνται πάνω σε έναν κρύο ομογενή δίσκο ακτίνας $R = 15 \text{ kpc}$, ενώ το δυναμικό επιβλήθηκε εξωτερικά. Τα σωματάρια τοποθετούνται ομογενώς επάνω στον δίσκο εκτελώντας κυκλικές τροχιές στον αξισυμμετρικό όρο του δυναμικού, χωρίς διασπορά ταχυτήτων.

Η σπειροειδής συνιστώσα θεωρείται αυτοβαρής δεδομένης της ύπαρξης του όρου $V_s(r, \theta)$.

5.1.4 Συντονισμοί και δυνάμεις διαταραχών του μοντέλου.

Το συγκεκριμένο μοντέλο απόκρισης έχει όπως είπαμε γωνιακή ταχύτητα ίση με $\Omega_p = 23 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ γεγονός που τοποθετεί την περιοχή της συμπεριστροφής σε μία ακτίνα $R_c = 7.5 \text{ kpc}$, ενώ ο συντονισμός 4/1 βρίσκεται σε απόσταση $R_{4/1} = 4.8 \text{ kpc}$ (βλ. σχήμα 5.2).



Σχήμα 5.2: Οι συντονισμοί της συμπεριστροφής σε ακτίνα $R_c = 7.5 \text{ kpc}$ (εξωτερικός κύκλος) και του συντονισμού 4/1 σε ακτίνα $R_{4/1} = 4.8 \text{ kpc}$ (εσωτερικός κύκλος) επί του μοντέλου απόκρισης.

Για τιμή του πλάτους διαταραχής $A = 200 \text{ km}^2/\text{s}^2/\text{kpc}$, η μέγιστη διαταρακτική δύναμη είναι το 9.8% της δύναμης του αξισυμμετρικού δυναμικού, σε απόσταση 4.8 kpc. Όταν ο λόγος της συνολικής δύναμης λόγω του σπειροειδούς δυναμικού ως προς την συνολική δύναμη λόγω του αξισυμμετρικού δυναμικού, ξεπεράσει την τιμή 0.05, εμφανίζονται μη γραμμικά φαινόμενα τα οποία επηρεάζουν σημαντικά την μορφολογία του δίσκου (Grosbol, Patsis & Pompei, 2004).

Η μέγιστη δύναμη της επιβαλλόμενης διαταραχής σε σχέση με την αξισυμμετρική συνιστώσα, δίνεται από την σχέση:

$$F_{max} = \frac{\max |\nabla \Phi_s|}{\frac{d\Phi_0}{dr}}.$$

Σε κανονικούς σπειροειδείς γαλαξίες, η δύναμη της διαταραχής είναι συνήθως της τάξεως 2-10% του αξισυμμετρικού υποβάθρου (Grosbol et al. (2004)).

Αντίθετα, σε ραβδωτούς γαλαξίες, οι ράβδοι δίνουν δυνάμεις διαταραχής ακόμα και πάνω από 50 % του αξισυμμετρικού υποβάθρου.

5.1.5 Μοντέλο προσομοίωσης N-σωμάτων

Το μοντέλο N-σωμάτων που θα αναλύσουμε στην τρίτη μας εφαρμογή είναι αποτέλεσμα μιας προσομοίωσης από N-σώματα το οποίο περιγράφεται στις εργασίες Kazantzidis et al. (2008, 2009). Οι συγκεκριμένες δημοσιεύσεις μελετούν τα μορφολογικά χαρακτηριστικά που προκαλούν οι προσπτώσεις των υποδομών σκοτεινής ύλης, σε έναν αρχικά λεπτό γαλαξιακό δίσκο, στο πλαίσιο του κοσμολογικού μοντέλου της Ψυχής Σκοτεινής Ύλης (CDM).

Το ενδιαφέρον επικεντρώνεται κυρίως στη μελέτη των βαρυτικών αλληλεπιδράσεων μεταξύ των υποδομών σκοτεινής ύλης και του γαλαξιακού δίσκου. Συγκεκριμένα, ο αρχικά λεπτός γαλαξιακός αστρικός δίσκος βομβαρδίζεται από υποδομές σκοτεινής ύλης των οποίων οι μάζες, οι τροχιές και τα προφίλ πυκνότητας έχουν προκύψει από κοσμολογικές προσομοιώσεις.

Οι συγκεκριμένες δημοσιεύσεις μελετούν την εξέλιξη ενός αρχικά λεπτού αστρικού δίσκου, ο οποίος αλληλεπιδρά με έξι δορυφόρους γαλαξίες, $S_1 - S_6$, σκοτεινής ύλης κατά την διάρκεια 8 Gyr. Συγκεκριμένα, μελετάται η εξέλιξη ενός αστρικού δίσκου που αντιστοιχεί στον Γαλαξία μας (Milky Way) και οι επιδράσεις που επιφέρουν οι συγχωνεύσεις με τους δορυφόρους $S_1 - S_6$ οι οποίοι είναι σχεδιασμένοι να μιμηθούν μια εύλογη ιστορία προσάυξησης για μια άλω “ G_1 ”, μεγέθους γαλαξία, σε έναν παρελθοντικό χρόνο, 8 Gyr. Το χρονικό διάστημα στο οποίο ο γαλαξίας είναι απομονωμένος μετά από την τελευταία αλληλεπίδραση, είναι 4 Gyr. Αυτό διασφαλίζει ότι όλο το σύνολο των μορφολογικών χαρακτηριστικών που θα προκύψουν, μετά τις αλληλεπιδράσεις, είναι μακρόβιο και όχι παροδικό (βλ. σχήμα 5.3). Κατά συνέπεια, τα αποτελέσματα σχετίζονται με γαλαξιακά συστήματα τα οποία δεν παρουσιάζουν εμφανείς, εν εξελίξει συγχωνεύσεις.

Ο βομβαρδισμός του γαλαξιακού δίσκου από τις άλω σκοτεινής ύλης, συντελεί στην εμφάνιση ενός συνόλου από χαρακτηριστικές “υπογραφές” όπως: αύξηση του πάχους του δίσκου, αύξηση της διασποράς ταχυτήτων, μία αύξηση στην επιφανειακή πυκνότητα του δίσκου σε μεγάλες αποστάσεις όμοια με αυτή που παρατηρείται σε δίσκους γαλαξιών, παρουσία ασυμμετριών σε παρόμοια επίπεδα με αυτά που παρατηρούνται σε δείγματα δισκοειδών γαλαξιών καθώς και μία λόξωση του αρχικού δίσκου. Επιπρόσθετα χαρακτηριστικά γνωρίσματα, είναι η εμφάνιση εκλάμψεων, η δημιουργία ράβδου, οι δακτυλιοειδείς σχηματισμοί χαμηλής επιφανειακής λαμπρότητας στα εξωτερικά τμήματα του δίσκου, καθώς και αμυδροί νηματοειδείς σχηματισμοί επί του επιπέδου του δίσκου.

Η ακτινική διακύμανση που παρουσιάζουν τα πλάτη των παρατηρούμενων σπειρών τα οποία παρήχθησαν από τον βομβαρδισμό του δίσκου με τις άλω σκοτεινής ύλης είναι παρόμοια με εκείνη που παρουσιάζουν οι κανονικοί σπειροειδείς γαλαξίες στο εγγύς υπέρυθρο, δηλαδή είναι της τάξεως του 1% – 20% (Grosbol & Patsis, 1998).

Για τις προσομοιώσεις των συγχωνεύσεων, χρησιμοποιήθηκαν υποδομές σκοτεινής ύλης με εύρος μαζών: $(0.2M_{disk} \lesssim M_{sub} \lesssim M_{disk})$, και με ακτίνες περικέντρου: $r_{peri} \lesssim 20kpc$. Υποδομές σκοτεινής ύλης μεγαλύτερης μάζας μπορούν να αποβούν ολέθριες για την επιβίωση του λεπτού δίσκου (Purcell et al. 2008).

Τα συστήματα έχουν ήδη βιώσει τα πιο καταστροφικά γεγονότα σε εποχές πριν από $z = 1$ και είχαν χρόνο να αναπτύξουν ξανά τους λεπτούς δίσκους. Η πιο έντονη μεταβολή της μορφολογίας του αρχικά λεπτού δίσκου προκλήθηκε από τις πιο μαζικές υποδομές σκοτεινής ύλης των οποίων τα χαρακτηριστικά είναι: $M_{sub} \sim 0.6M_{disk}$, $r_{tid} \sim 20kpc$, $r_{peri} \sim 10kpc$, όπου r_{peri} η ακτίνα περικέντρου και r_{tid} η παλιρροϊκή ακτίνα. Η αλληλεπίδραση αυτή προκάλεσε μεταβολές στην δομή και στην κινηματική του δίσκου στον γαλαξία ξενιστή.

5.1.6 Αρχικές Συνθήκες Προσομοίωσης

Οι κοσμολογικές άλω που αναλύθηκαν, προέρχονται από δύο διαφορετικές προσομοιώσεις οι οποίες πραγματοποιήθηκαν, με την χρήση του κώδικα N-σωμάτων Adaptive Refinement Tree (ART) (Kratsov et al. 1997; Kratsov 1999). Και οι δύο προσομοιώσεις, υποστηρίζουν μια επίπεδη κοσμολογία Λ CDM με παραμέτρους:

$$\Omega_m = 1 - \Omega_\lambda = 0.3, \quad \Omega_b = 0.043, \quad h = 0.7, \quad \sigma_8 = 0.9$$

όπου: Ω_m , η παράμετρος πυκνότητας της φωτεινής ύλης, Ω_λ , η παράμετρος πυκνότητας της σκοτεινής ενέργειας, Ω_b , η παράμετρος πυκνότητας της βαρυονικής ύλης, σ_8 , το πλάτος των διαταραχών της ύλης (fluctuation) σε κλίμακα $8h^{-1}$ Mpc.

Οι μάζες των δορυφόρων έχουν μετρηθεί σε χρονικό διάστημα όπου η υποδομή σκοτεινής ύλης, υπό την επίδραση της βαρύτητας, διασχίζει για πρώτη φορά, προς τα μέσα, μια ακτίνα πρόσπτωσης $r_{inf} = 50kpc$ από το κέντρο του γαλαξία ξενιστή. Αυτή η ακτίνα πρόσπτωσης, r_{inf} αποτελεί την αρχή της προσομοίωσης. Η συγκεκριμένη ακτίνα συμβάλλει στην επιλογή των κατάλληλων προσπιπτόντων δορυφόρων, οι οποίοι ενδέχεται να επιφέρουν μια σημαντική επίδραση στην δομή του δίσκου. Οι υποδομές σκοτεινής ύλης με μεγάλες έκκεντρες τροχιές, οι οποίες περνούν πολύ κοντά από το κέντρο του γαλαξία ξενιστή, είναι εκείνες οι οποίες θα χάσουν το μεγαλύτερο ποσοστό της μάζας τους ή θα υποστούν πολύ ισχυρές παλιρροϊκές διαταραχές καθώς διέρχονται από το περίκεντρο (Zentner & Bullock 2003; Kravtsov et al., 2004; Gao et al. 2004; Zentner et al. 2005a). Καθώς οι δορυφόροι διέρχονται μέσα από τον γαλαξία ξενιστή, χάνουν συνεχώς μάζα καθώς αλληλεπιδρούν με τον δίσκο, επομένως το κλάσμα των μαζικών δορυφόρων που επιφέρουν σημαντικές επιδράσεις στον γαλαξιακό δίσκο μειώνεται. Οι τροχιές των δορυφόρων υπολογίστηκαν έτσι ώστε να διασχίσουν το κέντρο του γαλαξία ξενιστή μέσα σε μία ακτίνα πρόσπτωσης $r_{inf} = 50kpc$ πριν από $z=1$. Όλοι οι γαλαξίες δορυφόροι, που επιλέχθηκαν, έχουν ένα σημαντικό κλάσμα από τη μάζα του γαλαξιακού δίσκου αλλά δεν είναι πιο μαζικοί από αυτόν, καθώς καλύπτουν ένα εύρος:

$$0.2M_{disk} \leq M_{sub} \leq M_{disk}.$$

Βασικό κριτήριο επιλογής για τους κατάλληλους δορυφόρους γαλαξίες, αποτελεί το περίκεντρο της τροχιάς τους. Από όλο το πλήθος των δορυφόρων, επιλέχθηκαν εκείνοι οι οποίοι διασχίζουν την κεντρική περιοχή της άλω σκοτεινής ύλης “ G_1 ” με $r_{peri} \leq 20kpc$. Οι μικρές τιμές στα περίκεντρα της τροχιάς, είναι απαραίτητες προκειμένου οι δορυφόροι να έχουν δυναμικά σημαντικές επιδράσεις στον δίσκο του γαλαξία. Οι διαστάσεις των δορυφόρων γαλαξιών είναι $r_{rid} \gtrsim 20kpc$, προκειμένου να είναι συγκρίσιμοι με τον γαλαξιακό δίσκο του γαλαξία. Αυτό το γεγονός, έχει σαν αποτέλεσμα το ακριβές σημείο του περικέντρου και το διάνυσμα της τροχιακής στροφορμής των προσπιπτόντων δορυφόρων, να μην έχουν κρίσιμη επίπτωση στην απόκριση του γαλαξιακού δίσκου.

Επιπρόσθετα, θεωρούμε ότι οι δορυφόροι γαλαξίες πέφτουν εντός του γαλαξία ξενιστή ισοτροπικά. Συγκεκριμένα, οι δορυφόροι S_4, S_6 έχουν μεγάλες έκκεντρότητες τροχιάς όπου: $r_{apo}/r_{peri} \sim 20$. Πρακτικά, είναι αδύνατον να συμπεριληφθούν σε μία προσομοίωση όλοι οι δορυφόροι γαλαξίες γύρω από τον κεντρικό γαλαξία. Πέραν όμως αυτού, τη μεγαλύτερη επίδραση, στον γαλαξία ξενιστή ενδέχεται να προκαλέσουν οι μαζικότερες άλως οι οποίες τον διαπερνούν στις κεντρικές περιοχές του.

Η επικίνδυνη ζώνη για τις υποδομές σκοτεινής ύλης, οι οποίες μπορούν να διαταράξουν τον γαλαξιακό δίσκο, έχουν εύρος μαζών ίσο με: $M_{sub} \gtrsim 0.2M_{disk}$, για ακτίνα περικέντρου $r_{peri} \lesssim 20kpc$ ($r_{peri} \lesssim 7R_{disk}$).

Αρχικά, τα έξι διαφορετικά μοντέλα των υποδομών σκοτεινής ύλης καλύπτουν ένα εύρος μαζών: $0.21 < M_{sub}/M_{disk} < 0.57$ και συγκεκριμένα αντιστοιχούν σε ένα εύρος μαζών: $7.4 \times 10^9 \lesssim M_{sub}/M_\odot \lesssim 2.0 \times 10^{10}$ όπου $M_{disk} = 3.53 \times 10^{10}M_\odot$

5.1.7 Περιγραφή της προσομοίωσης

Στην δημοσίευση Kazantzidis et al. (2008), χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος των Widrow & Dubinski (2005) προκειμένου να κατασκευαστεί το αριθμητικό μοντέλο του κεντρικού γαλαξία. Οι αριθμητικές προσομοιώσεις έγιναν με τον κώδικα N-σωμάτων PKDGRAV (Stadel 2001). Ο κεντρικός γαλαξίας αποτελείται από έναν αρχικά λεπτό δίσκο, ένα κεντρικό σφαιροειδές και μια εκτεταμένη άλω σκοτεινής ύλης. Προκειμένου να κατασκευαστούν τα μοντέλα N-σωμάτων για τους δορυφόρους γαλαξίες, υπολογίστηκε το προφίλ πυκνότητας και η συνάρτηση κατανομής μέσω ενός μετασχηματισμού Abel (Kazantzidis et al. 2004). Κάθε δορυφόρος προσομοιώθηκε με $N_{sat} = 10^6$ σωματίδια σκοτεινής ύλης.

5.1.8 Μοντελοποίηση δίσκου και διαταρακτών

Το μοντέλο του κεντρικού γαλαξία αποτελείται από έναν εκθετικό αστρικό δίσκο, από ένα σφαιροειδές σύμφωνα με το μοντέλο Hernquist (Hernquist 1990) και από μια άλω σκοτεινής ύλης κατά NFW. Η κατανομή της πυκνότητας, της κάθε υποδομής της σκοτεινής ύλης δίνεται από την σχέση:

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_h}{(r/r_h)(1+r/r_h)^2}$$

όπου ρ_h είναι η χαρακτηριστική κεντρική πυκνότητα, ενώ $r_h = 8.82kpc$ είναι το χαρακτηριστικό μήκος κλίμακας του προφίλ.

Η κεντρική πυκνότητα της άλω εκφράζεται μέσω μίας χαρακτηριστικής διασποράς ταχυτήτων $\sigma_h = 344.7kms^{-1}$:

$$\rho_h \equiv \frac{\sigma_h^2}{4\pi G r_h^2}$$

όπου G είναι η παγκόσμια σταθερά της βαρύτητας.

Η πυκνότητα του κεντρικού σφαιροειδούς ακολουθεί το προφίλ Hernquist (1990):

$$\rho_H(r) = \frac{\rho_b}{(r/r_b)(1+r/a_b)^3}$$

όπου ρ_b είναι η χαρακτηριστική κεντρική πυκνότητα η οποία εκφράζεται μέσω του όρου της διασποράς ταχυτήτων $\sigma_b = 435.7kms^{-1}$:

$$\rho_b \equiv \frac{\sigma_b^2}{2\pi G a_b^2}$$

ενώ $a_b = 0.88kpc$ είναι η χαρακτηριστική παράμετρος κλίμακας του κεντρικού σφαιροειδούς. Ο αστρικός δίσκος, είναι αξισυμμετρικός, όπου σε κυλινδρικές συντεταγμένες, το προφίλ πυκνότητας είναι $\rho_d = \rho_d(R, z)$ ενώ οι DFs (συναρτήσεις κατανομής) έχουν εξαχθεί απευθείας από το αυτοσυνεπές μοντέλο του γαλαξιακού δίσκου των Kuijken & Dubinski (1995). Το προφίλ της επιφανειακής πυκνότητας ακολουθεί μια εκθετική κατανομή εντός της κυλινδρικής ακτίνας R ενώ η κατακόρυφη δομή του δίσκου, μοντελοποιήθηκε με βάση το “ισόθερμο φύλλο” σταθερού πάχους (Spitzer 1942):

$$\rho_d(R, z) \propto e^{(-\frac{R}{R_d})} sech^2\left(\frac{z}{z_d}\right) \quad (5.11)$$

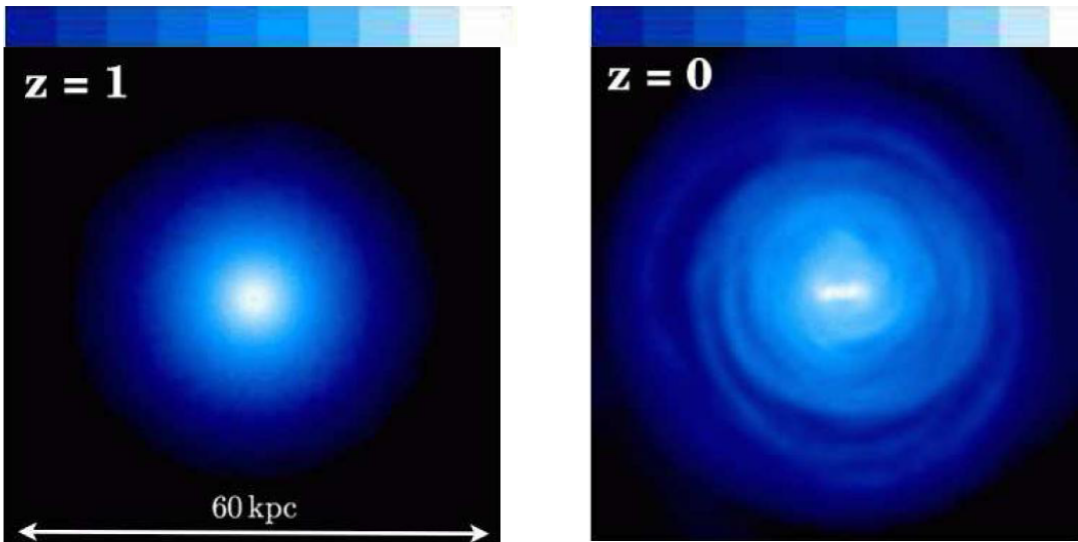
όπου $R_d = 2.82kpc$ είναι το ακτινικό μήκος κλίμακας και $z_d = 400pc$ το κατακόρυφο μήκος κλίμακας του δίσκου.

Πρέπει να τονιστεί ότι στο συγκεκριμένο μοντέλο, η αστρική πυκνότητα των αστερών κάθετα στο επίπεδο του δίσκου περιγράφεται από μια συνάρτηση $sech^2$. Για $z \gtrsim z_d$ ο νόμος $sech^2$ μιμείται ένα εκθετικό προφίλ με ύψος κλίμακος $h_z \approx z_d/2$.

Οι προσομοιώσεις που έγιναν αποτελούνται από $N_d = 10^6$ σωματία για τον δίσκο, $N_d = 10^5$ σωματία για το κεντρικό σφαιροειδές και $N_h = 2 \times 10^6$ σωματία για την άλω G_1 . Η παράμετρος της βαρυτικής εξομάλυνσης (gravitational softening) είναι για την κάθε γαλαξιακή συνιστώσα $\epsilon_d = 50pc$, $\epsilon_b = 50pc$ και $\epsilon_h = 100pc$ αντίστοιχα.

Η κυκλική ταχύτητα του γαλαξιακού μοντέλου είναι $V_c(R_\odot) \simeq 234kms^{-1}$. Η κλίμακα μήκους του εσωτερικού δίσκου είναι $z_d = 400pc$ η οποία ταυτίζεται με την παρατηρούμενη τιμή για τον παλαιό λεπτό αστρικό δίσκο του δικού μας γαλαξία, όπου έχει υπολογιστεί με πολλές μεθόδους (Kent et al.1991, Dehnen & Binney 1998, Mendez & Guzman 1998, Larsen & Humphreys 2003). Η παράμετρος του Toomre για τον δίσκο ισούται με:

$Q = 2.2$ σε ακτίνα $R = 2.5R_d$, υποδηλώνοντας ότι το γαλαξιακό μοντέλο είναι σταθερό σε τοπικές μη αξισυμμετρικές διαταραχές.



Σχήμα 5.3: Χάρτες επιφανειακής λαμπρότητας αστέρων του γαλαξιακού δίσκου, από την προσομοίωση N -σωμάτων. Στις εικόνες, ο λόγος $M/L \sim 3$. Αριστερά: Αρχικά αδιατάρακτος δίσκος, πριν από τις αλληλεπιδράσεις με τις υποδομές σκοτεινής ύλης. Δεξιά: Τελικό στιγμιότυπο από τον γαλαξιακό δίσκο ο οποίος έχει υποστεί συνεχείς βαρυτικές αλληλεπιδράσεις από έξι υποδομές σκοτεινής ύλης. Η ράβδος στο πάνω μέρος του σχήματος αντιστοιχεί στην επιφανειακή λαμπρότητα η οποία αυξάνει από αριστερά προς τα δεξιά, από πιο σκοτεινές περιοχές σε πιο ανοικτές περιοχές (Kazantzidis et al. 2008).

ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΥΠΟΔΟΜΩΝ ΣΚΟΤΕΙΝΗΣ ΥΛΗΣ

Model	z_{acc}	t_{acc} (Gyr)	d (kpc)	$M_{\text{sub}}/M_{\text{disk}}$	r_{tid} (kpc)	V_{max} (km s^{-1})	r_{max} (kpc)	r_{peri}/R_d	r_{apo}/R_d	θ ($^\circ$)	r_{peri}^*/R_d
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
S1	0.96	7.6	45.2	0.33	24.8	42.4	6.9	2.6	17.7	93.3	1.2
S2	0.89	7.3	40.7	0.57	21.5	59.8	8.1	2.6	15.7	86.6	1.2
S3	0.54	5.3	34.0	0.42	23.0	50.3	7.6	6.2	19.7	45.1	3.5
S4	0.32	3.6	28.8	0.45	19.6	41.1	4.1	0.5	10.3	59.9	1.4
S5	0.20	2.4	50.3	0.22	27.3	41.5	5.7	3.7	34.3	117.7	2.6
S6	0.11	1.4	50.5	0.21	23.2	38.8	3.7	1.1	21.6	144.5	1.9

Ιδιότητες δίσκου

Disk:

M_{disk}	$3.53 \times 10^{10} M_{\odot}$
R_d	2.82 kpc
z_d	400 pc
R_{out}	30 kpc
δR_{out}	1 kpc
σ_{R0}	124.4 km s^{-1}
$Q(2.5R_d)$	2.2
R_{\odot}	8 kpc
N_d	10^6
ϵ_d	50 pc

Ιδιότητες Bulge

Bulge:

\mathcal{E}_b	0.21
σ_b	435.7 km s^{-1}
a_b	0.88 kpc
α_b	0.5
M_b	$1.18 \times 10^{10} M_{\odot}$
R_b	3.05 kpc
N_b	5×10^5
ϵ_b	50 pc

Ιδιότητες Άλω:

Halo:

\mathcal{E}_h	0.1
σ_h	344.7 km s^{-1}
r_h	8.82 kpc
α_h	0.5
M_h	$7.35 \times 10^{11} M_{\odot}$
R_h	244.5 kpc
N_h	2×10^6
ϵ_h	100 pc

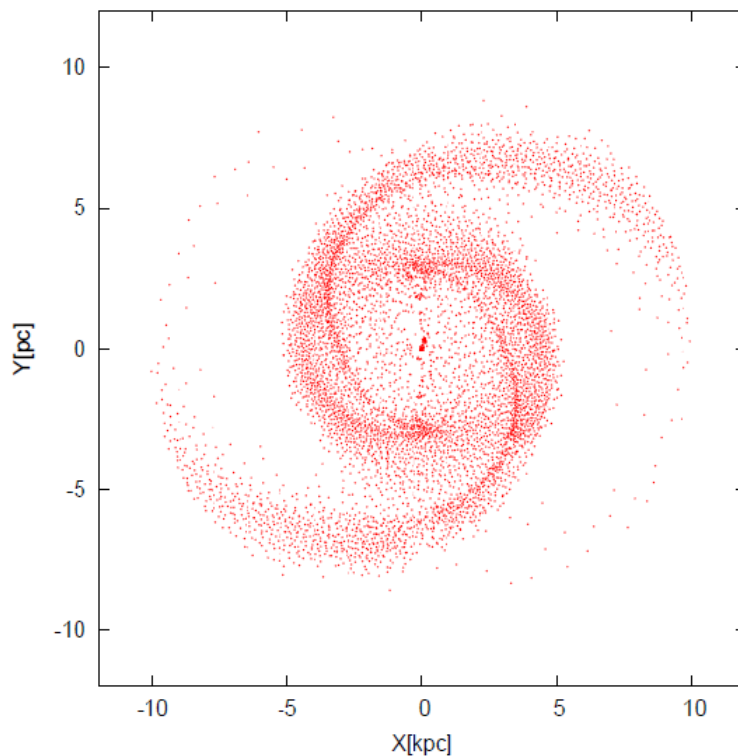
Σχήμα 5.4: Χαρακτηριστικά των μοντέλων των υποδομών σκοτεινής ύλης. Ιδιότητες των τριών συστασιών για τον αστρικό δίσκο, το κεντρικό σφαιροειδές και την άλω που χρησιμοποιήθηκαν για τη τρισδιάστατη προσομοίωση N -σωμάτων του γαλαξιακού μοντέλου σύμφωνα με τους Kazantzidis *et al.* 2008.

Κεφάλαιο 6

Αποτελέσματα των εφαρμογών της ανάλυσης Fourier

6.1 Μοντέλο Απόκρισης Αερίου για ραβδωτό σπειροειδές

Το πρώτο μοντέλο απόκρισης αερίου, για ένα ραβδωτό σπειροειδή γαλαξία έχει προκύψει από την απόκριση ενός δίσκου με SPH σωματίδια, στο δυναμικό (σχέση 5.1, βλ παράγραφο 4.8). Έχουμε ως δεδομένο ένα αρχείο αποτελούμενο από 7523 σωματίδια, για κάθε ένα από τα οποία δίνονται οι θέσεις και οι ταχύτητες (x, y, \dot{x}, \dot{y}) . Σχεδιάζουμε στο επίπεδο (x, y) τις θέσεις του μοντέλου απόκρισης, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.1 για το μοντέλου απόκρισης αερίου του γαλαξία. Είναι εμφανής η ύπαρξη μιας ράβδου ενώ οι σπείρες ξεκινούν από τα άκρα της.



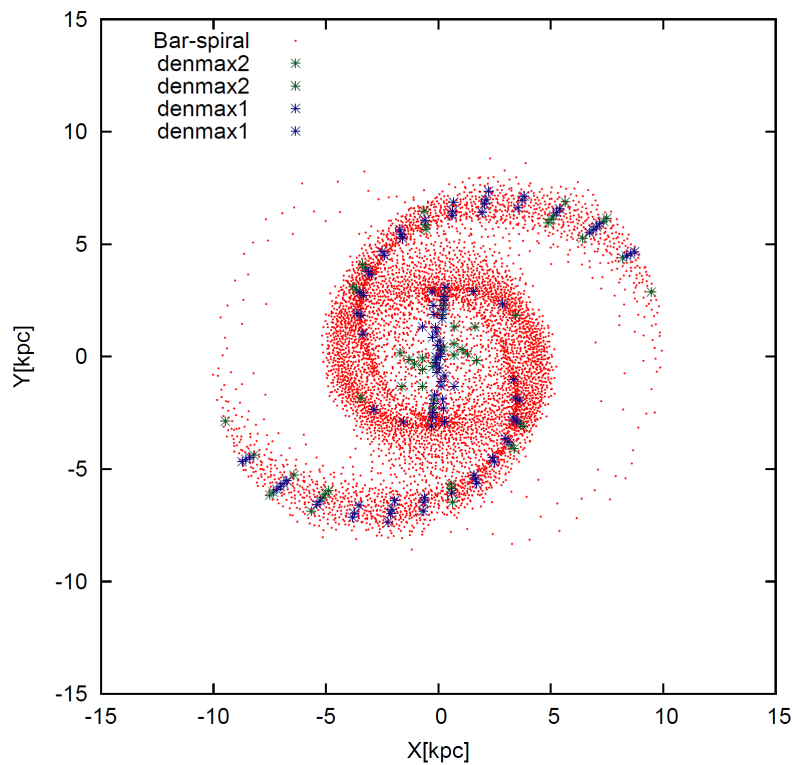
Σχήμα 6.1: Το μοντέλο απόκρισης αερίου του ραβδωτού-σπειροειδούς δυναμικού που αναλύσαμε. Το σύστημα περιστρέφεται αντίθετα με τη φορά των δεικτών του ρολογιού.

Το στιγμιότυπο εμφανίζει τη χαρακτηριστική μορφολογία ενός ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία ο οποίος αποτελείται από δύο συνεχείς, συμμετρικές σπείρες οι οποίες αποσβάνονται στην ακτίνα 10 kpc περίπου.

Τα σωματρία αερίου σχηματίζουν στο κέντρο του μοντέλου έναν ασθενή πεπλατυσμένο επιμήκη σχηματισμό ο οποίος εκτείνεται εντός μιας ακτίνας περίπου $R = 3kpc$.

Στην συνέχεια υπολογίσαμε τα μέγιστα της πυκνότητας καθώς και τα πλάτη των διαταρακτικών όρων και των φάσεων τους. Στο συγκεκριμένο μοντέλο κατασκευάσαμε υπολογιστικά ένα πλέγμα το οποίο αποτελείται από 50 δακτυλίους με 64 κουτιά έκαστος. Ο μέγιστος αριθμός αρμονικών όρων που χρησιμοποιήθηκε είναι 10.

Ακολουθήσαμε τον ίδιο αλγόριθμο όπως και στο παράδειγμα του κεφαλαίου 4 και σχεδιάσαμε επάνω στο αρχικό μοντέλο απόκρισης τα πρωτεύοντα και τα δευτερεύοντα μέγιστα της πυκνότητας, με μπλε και πράσινους αστερίσκους, αντίστοιχα, καθώς και τα συμμετρικά τους ως προς το κέντρο του συστήματος, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.2.

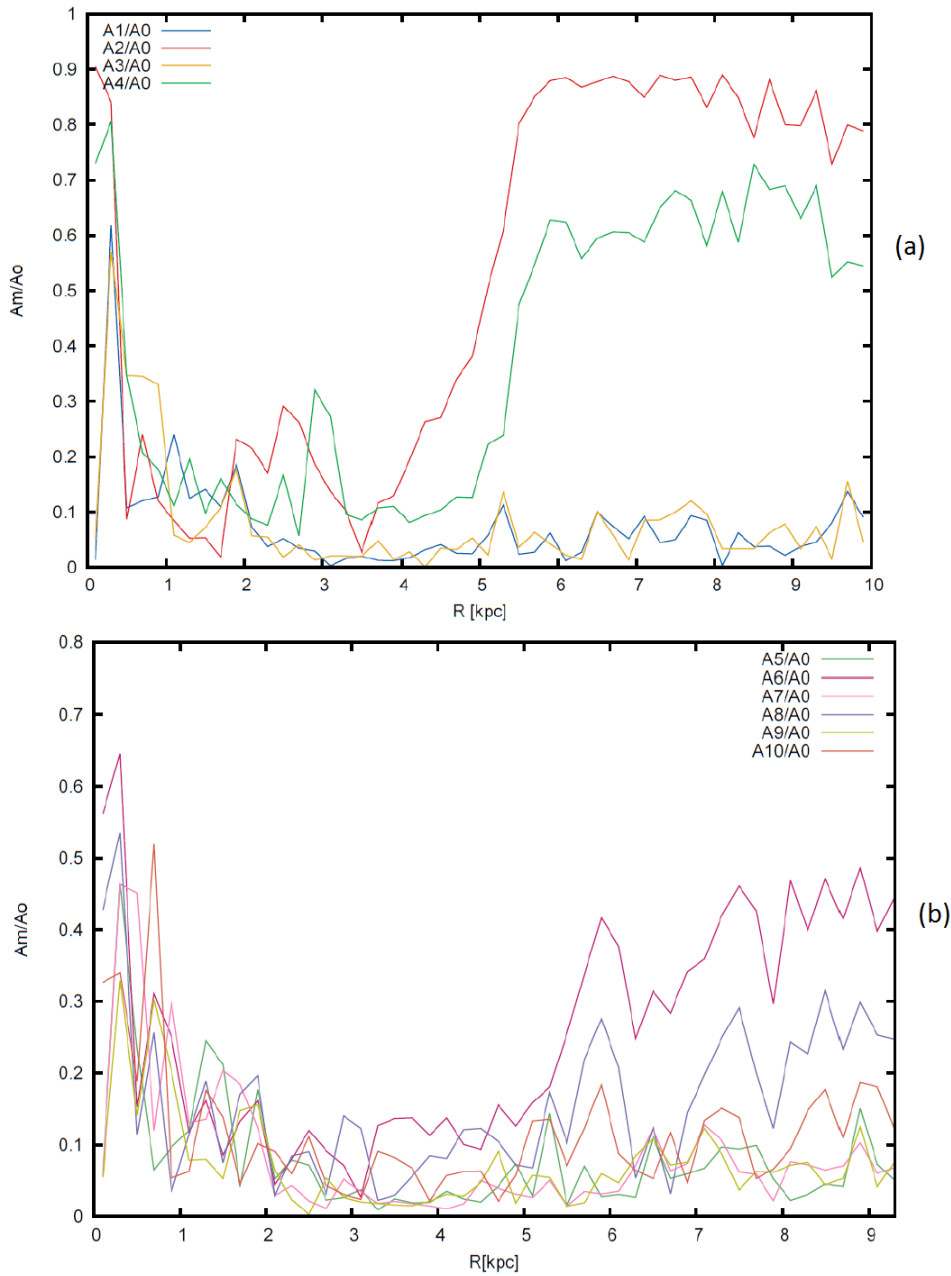


Σχήμα 6.2: Τα πρωτεύοντα και τα δευτερεύοντα μέγιστα της πυκνότητας και τα συμμετρικά τους σε διαδοχικές ακτίνες επί του μοντέλου απόκρισης του ραβδωτού-σπειροειδούς δυναμικού

Παρατηρούμε ότι τα μέγιστα της πυκνότητας τοποθετούνται πάνω σε όλη την σπείρα, ενώ στην κεντρική περιοχή βρίσκονται περίπου επάνω στη ράβδο του μοντέλου. Ακριβώς μετά τα άκρα της ράβδου, σε γωνίες περίπου $\pi/2$ και $3\pi/2$, μέγιστα βρίσκονται και επάνω σε δύο μικρότερης έκτασης, σπειροειδείς βραχίονες. Έχουμε δηλαδή μετά το τέλος της ράβδου, αρχικά τη διακλάδωση δύο συστημάτων βραχιόνων. Η ανάλυση μας δείχνει ότι εντός μιας ακτίνας $R = 4kpc$ αυτές οι δεύτερες σπείρες είναι εξίσου ισχυρές με τις κύριες σπείρες που συνεχίζουν σε μεγαλύτερες ακτίνες. Το συγκεκριμένο μοντέλο αερίου φαίνεται να παρουσιάζει για $R < 4kpc$ μια σπειροειδή μορφή η οποία αποτελείται από τέσσερις βραχίονες. Στην συνέχεια αναλύουμε την επιφανειακή πυκνότητα του στιγμιότυπου κατά Fourier προκειμένου να μελετήσουμε τα πλάτη των διαταραχών.

Αφού υπολογίσαμε αριθμητικά τον κάθε συντελεστή m σχεδιάσαμε τις μεταβολές που παρουσιάζει το πλάτος του κάθε όρου σε σχέση με την ακτίνα.

Οι διακυμάνσεις των πλατών για τους συντελεστές $m = 1, m = 2, m = 3, m = 4$ δίνονται στο σχήμα 6.3 (a). Οι διακυμάνσεις των πλατών για τους συντελεστές $m = 5, m = 6, m = 7, m = 8, m = 9, m = 10$ δίνονται στο σχήμα 6.3 (b). Όλοι οι όροι είναι κανονικοποιημένοι ως προς τον αξιsymμετρικό όρο σε κάθε δακτύλιο.



Σχήμα 6.3: (a): Οι διακυμάνσεις των πλατών για τους συντελεστές $m = 1, m = 2, m = 3$ και $m = 4$ συναρτήσει της ακτίνας. (b): Αντίστοιχο διάγραμμα για τα πλάτη των όρων $m = 5, m = 6, m = 7, m = 8, m = 9$ και $m = 10$.

Παρατηρούμε ότι και οι τέσσερις συντελεστές παρουσιάζουν διακυμάνσεις σε σχέση με την απόσταση από το κέντρο. Οι τέσσερις αρμονικοί όροι ταλαντώνονται σημειώνοντας διαφορετικά πλάτη ενώ παρουσιάζουν μέγιστα και ελάχιστα σε διαφορετικές αποστάσεις. Οι μεγάλες τιμές των πλατών που εμφανίζονται για $R < 0.5kpc$ είναι αποτέλεσμα του μικρού αριθμού σωματιδίων στην κεντρική περιοχή, του συγκεκριμένου μοντέλου.

Για $R < 2.8 kpc$ περίπου φαίνεται να κυριαρχεί ο όρος $m = 2$ ενώ σε ακτίνες $3kpc \lesssim R \lesssim 4kpc$ ο κυρίαρχος όρος είναι ο $m = 4$. Οι υπόλοιποι δύο όροι μετά από αυτήν την απόσταση, εμφανίζουν μεταβολές, αλλά τα πλάτη των διαταραχών δεν ξεπερνούν το 13%. Ο όρος $m = 1$ παρουσιάζει τα μικρότερα πλάτη διαταραχών και είναι πολύ ασθενέστερος σε σύγκριση με τους $m = 2$ και $m = 4$.

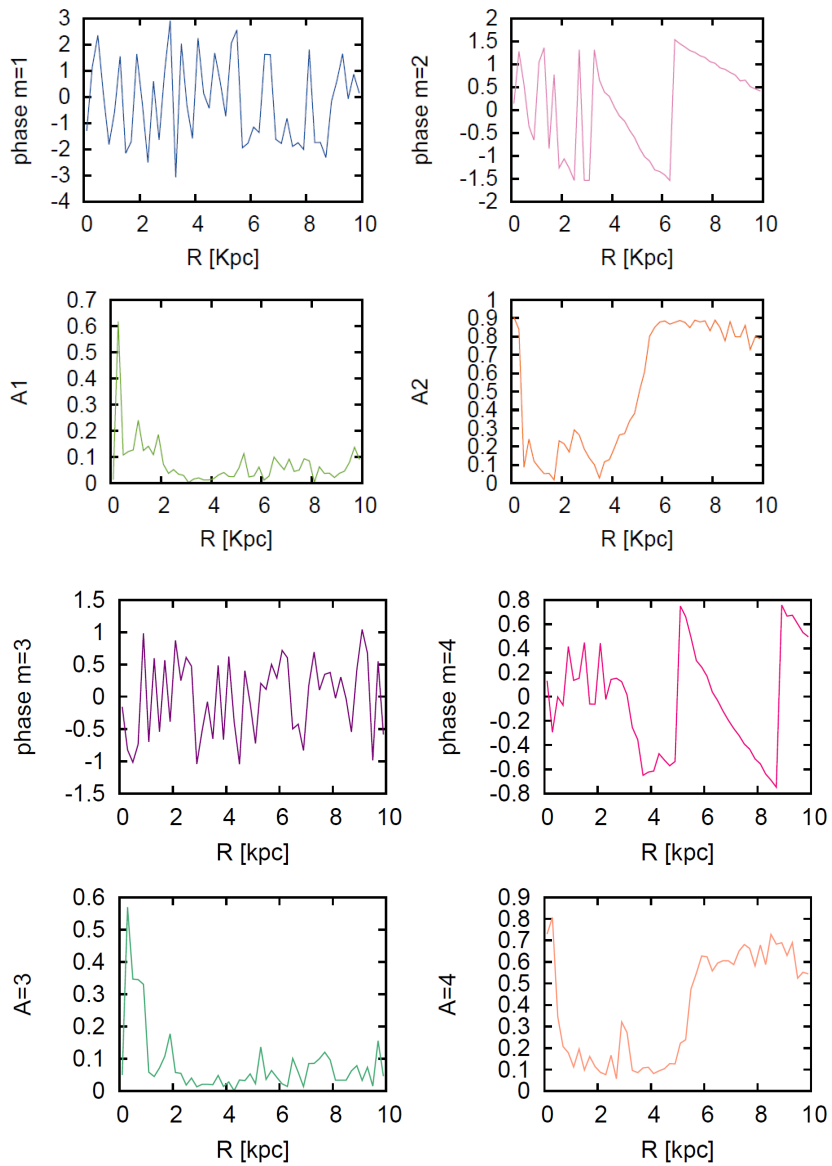
Ο όρος $m = 2$ εμφανίζει μια απότομη άνοδο μετά την ακτίνα $R = 3kpc$ με αρκετές διακυμάνσεις όπου το μέγιστο πλάτος της διαταραχής είναι σε ακτίνα $R = 6kpc$ και είναι της τάξης του 0.9 του αξιsymμετρικού υποβάθρου. Ουσιαστικά αυτό περιγράφει την ύπαρξη μόνο ενός διπλού σπειροειδούς στα εξωτερικά τμήματα του μοντέλου, όπως είναι εμφανές στο σχήμα 6.1.

Παράλληλα ο όρος $m = 4$ παρουσιάζει ένα ισχυρό μέγιστο στην διαταραχή, σε απόσταση $R = 5.8kpc$ η οποία είναι της τάξεως του 0.62.

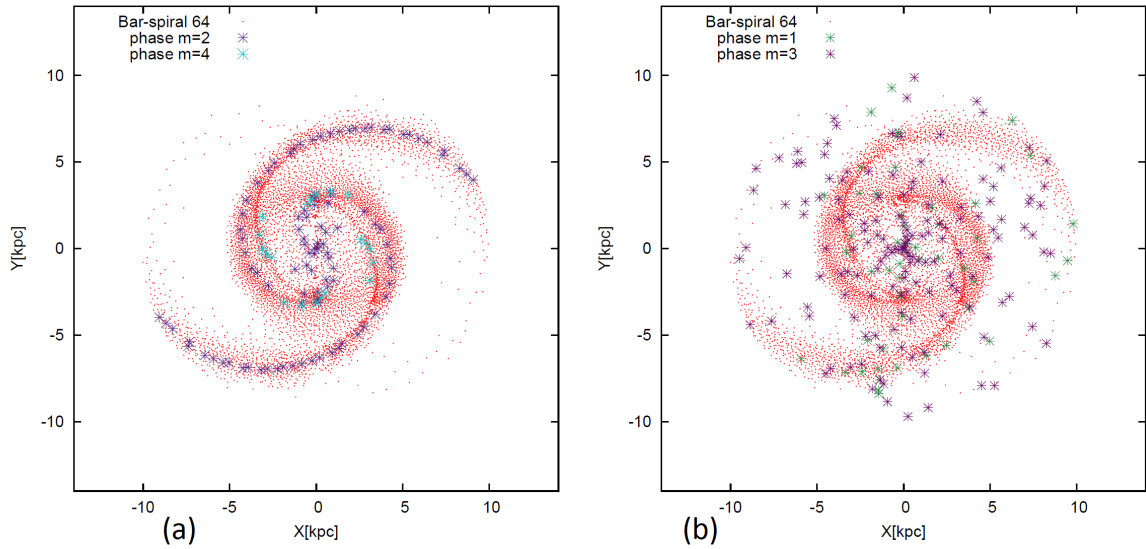
Στην ακτίνα $R \sim 2.8kpc$ τερματίζει η ισχυρή ράβδος. Στην συγκεκριμένη ακτίνα, ο κυρίαρχος όρος είναι ο $m = 2$ ο οποίος παρουσιάζει μέγιστο, ενώ ο όρος $m = 4$ εμφανίζει ελάχιστο. Η παρουσία της ράβδου υπογραμμίζεται από τον κυρίαρχο όρο $m = 2$. Μετά το τέλος της ράβδου, τα δύο συστήματα βραχιόνων, διακλαδίζονται σε δύο επιμέρους βραχίονες οι οποίοι είναι εξίσου ισχυροί και επεκτείνονται σε ακτίνες μεγαλύτερες από $R > 4kpc$. Αυτό εξηγεί το ότι ο όρος $m = 4$ επικρατεί για $3kpc \lesssim R \lesssim 4kpc$ στο συγκεκριμένο μοντέλο απόκρισης. Από τη μορφολογία των τροχιών στην περιοχή συνάγεται ότι στην συγκεκριμένη περίπτωση, η ράβδος τερματίζει στον συντονισμό 4/1 (Patsis & Tsigaridi, 2016).

Τέλος σημειώνουμε ότι και αυτό το μοντέλο αναφέρεται σε έναν απομονωμένο γαλαξία ο οποίος όμως φιλοξενεί μία ράβδο γεγονός που δικαιολογεί τα υψηλά ποσοστά των πλατών των διαταραχών, στους όρους του αναπτύγματος Fourier. Το μοντέλο χαρακτηρίζεται από μια σπείρα με τέσσερις βραχίονες τοπικά, ενώ ο όρος $m = 2$ επικρατεί έναντι των υπολοίπων αρμονικών όρων, κυρίως σε μεγαλύτερες ακτίνες. Επειδή ο κυρίαρχος όρος είναι ο όρος $m = 2$, το μοντέλο παρουσιάζει μια συμμετρία κατά $\pi/2$. Ο $m = 4$ όρος είναι ο κυρίαρχος όρος μόνο στην περιοχή που έχουμε τέσσερις βραχίονες με περίπου ίσες επιφανειακές πυκνότητες ($3kpc \leq R \leq 4kpc$).

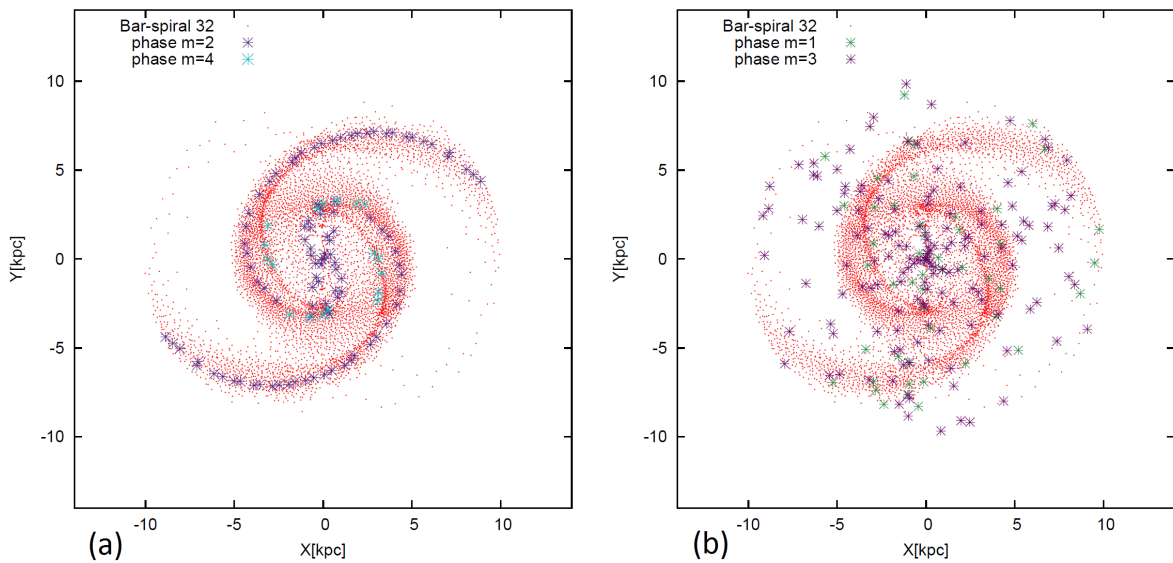
Το Σχήμα 6.4 απεικονίζει τους όρους $m = 1, m = 2, m = 3, m = 4$ του αναπτύγματος και την φάση τους. Στην πρώτη και τρίτη σειρά δίνουμε την διακύμανση της φάσης του κάθε όρου και ακριβώς από κάτω, στην δεύτερη και τέταρτη σειρά την διακύμανση του πλάτους του κάθε m όρου συνάρτηση της ακτίνας. Στην συνέχεια, υπολογίζουμε τις φάσεις του κάθε αρμονικού όρου, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.5 τις οποίες σχεδιάζουμε επάνω στο αρχικό μοντέλο απόκρισης αερίου.



Σχήμα 6.4: Οι διακυμάνσεις των φάσεων (σε ακτίνια) των όρων $m = 1, m = 2, m = 3, m = 4$ δίνονται στην 1η και 3η σειρά. Τα πλάτη των όρων δίνονται στην 2η και 4η σειρά.



Σχήμα 6.5: (a): Υπέρθυση των φάσεων $m = 2$ και $m = 4$ επί του μοντέλου απόκρισης. Οι φάσεις κάθε όρου δίνονται στο διάστημα που ο όρος είναι κυρίαρχος. (b): Αντίστοιχο διάγραμμα για τους όρους $m = 1$ και $m = 3$. Παρατηρούμε ότι οι φάσεις είναι διασκορπισμένες στο μοντέλο απόκρισης.



Σχήμα 6.6: Ίδιο διάγραμμα με το σχήμα 6.5 αλλά χρησιμοποιώντας 32 αντί για 64 κελία σε κάθε δακτύλιο. Τα αποτελέσματα δεν αλλάζουν ουσιαστικά.

Παρατηρούμε ότι τα μέγιστα των όρων $m = 2, m = 4$, συμπίπτουν σχεδόν με τα μέγιστα πυκνότητας που χαρακτηρίζουν την μορφολογία του μοντέλου. Οι φάσεις του $m = 2$ όρου βρίσκονται κοντά στα μέγιστα της πυκνότητας σε όλες τις ακτίνες, ενώ του $m = 4$ όρου, στην περιοχή μετά το τέλος της ράβδου. Το μεγάλο πλάτος του $m = 4$ οφείλεται στο διπλό χαρακτήρα των εξωτερικών σπειρών όπως φαίνεται από τις θέσεις των μεγίστων που δίνουμε στο Σχ. 6.2. Στα σχήματα 6.5 (a), 6.6 (a) βάλαμε τις φάσεις, στις ακτίνες όπου ο $m = 4$ όρος είναι κυρίαρχος. Συγκεκριμένα στην στενή περιοχή των 2.5-3.5 kpc το πλάτος του $m = 4$ όρου είναι μέγιστο. Παρατηρούμε επίσης ότι ο όρος $m = 2$, στην περιοχή της ράβδου βρίσκεται στις πλευρές τις έμπροσθεν, κατά τη φορά περιστροφής (αντίθετα των δεικτών του ρολογιού).

Δεδομένου ότι αναλύουμε ένα μοντέλο αερίου, οι σχηματισμοί αυτοί αντιστοιχούν στα σοκ (shock) λωρίδων σκόνης στην περιοχή των ράβδων (βλ. Π.χ. Athanassoula, 1992).

Οι φάσεις των περιττών όρων βρίσκονται κυρίως σκορπισμένες σε διάφορα σημεία του δίσκου και δεν περιγράφουν την μορφολογία του στιγμιοτύπου. Αυτό είναι αναμενόμενο από τα χαμηλά πλάτη των όρων αυτών όπως φαίνεται στο σχήμα 6.3.

Για τον έλεγχο των παραμέτρων του προγράμματος, χρησιμοποιήσαμε και διαφορετικά πλέγματα για την ανάλυση των μοντέλων. Τα αποτελέσματα είναι ουσιαστικά ταυτόσημα για μεταβολές των κελίων από 32 έως 64. Στο σχήμα 6.6 βλέπουμε π.χ. τις φάσεις χρησιμοποιώντας 32 κελία σε κάθε δακτύλιο.

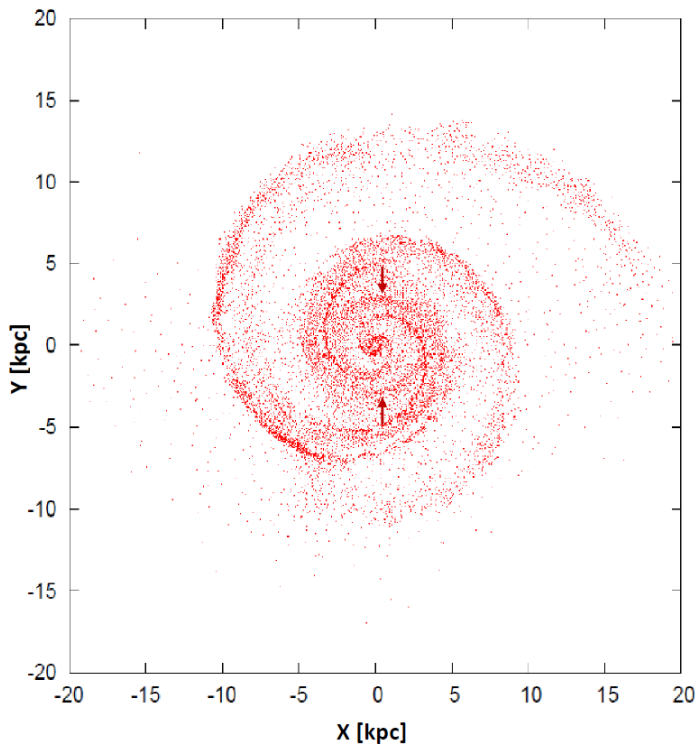
6.2 Μοντέλο Απόκρισης για κανονικό γαλαξία

Το μοντέλο απόκρισης αερίου που προκύπτει επιβάλλοντας το δυναμικό Contopoulos & Grosbol (1986) με τις τιμές των παραμέτρων που περιγράψαμε στην παράγραφο 5.1.3 μετά από 22 περιστροφές εμφανίζεται όπως στο σχήμα 6.25.

Το στιγμιότυπο που θα αναλύσουμε, περιέχεται σε ένα αρχείο αποτελούμενο από 11296 σωματίδια, για κάθε ένα από τα οποία δίνονται οι θέσεις (x, y) και οι ταχύτητες (\dot{x}, \dot{y}) . Σχεδιάζουμε στο επίπεδο (x, y) τις θέσεις του μοντέλου απόκρισης όπως φαίνεται στο σχήμα 6.25. Απεικονίζεται η απόκριση ενός δισδιάστατου δίσκου από SPH σωματίδια, σε ένα επιβαλλόμενο εξωτερικό δυναμικό με μορφή δισυμμετρικής λογαριθμικής σπείρας με τις παραμέτρους που δίδονται στην παράγραφο 5.1.3.

Παρατηρούμε μία μορφολογία ενός κανονικού σπειροειδή γαλαξία, χωρίς παρουσία ράβδου που αποτελείται από δύο συμμετρικές σπείρες στο εσωτερικό μέρος του μοντέλου.

Σε ακτίνες $R > 8 \text{ kpc}$, εμφανίζει μια ασυμμετρία $m = 1$ λόγω του δεύτερου όρου του δυναμικού της διαταραχής στην εξίσωση (5.6).



Σχήμα 6.7: Το μοντέλο απόκρισης αερίου για κανονικό γαλαξία

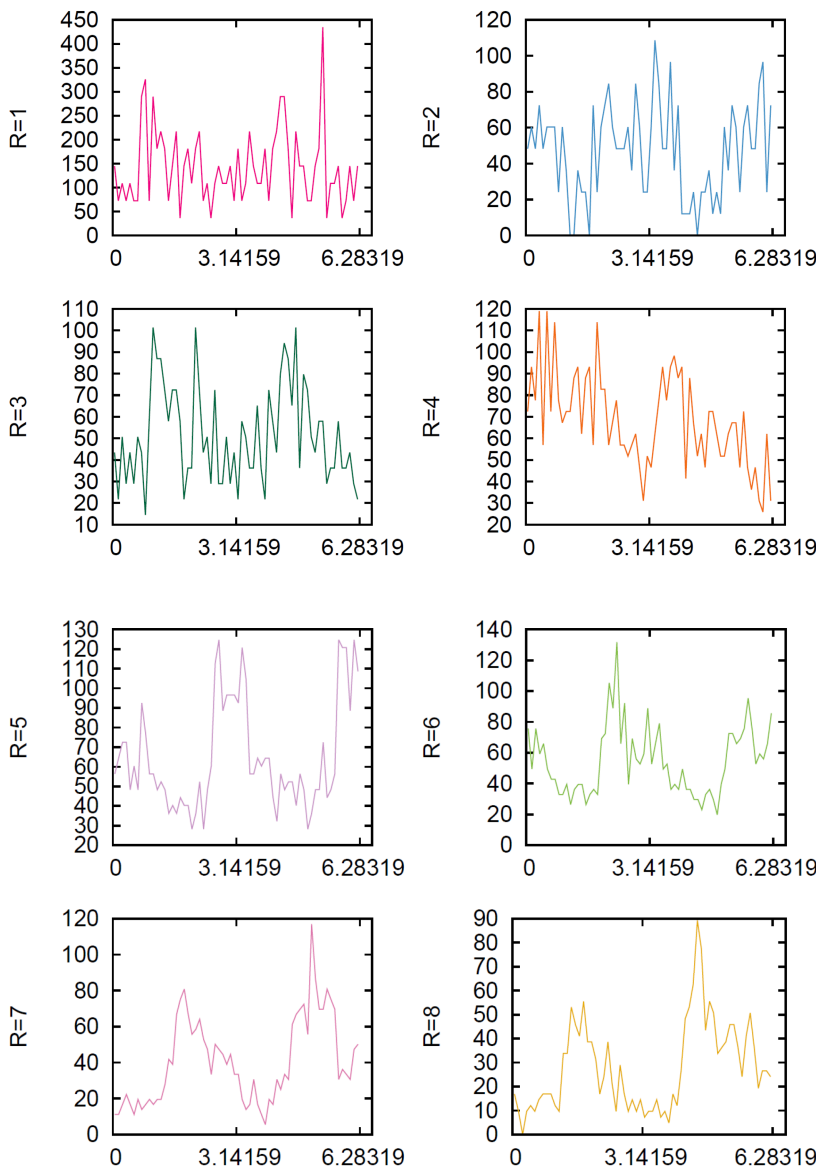
Στη συνέχεια μέσω του κώδικα που υλοποιήσαμε στην Fortran και όπως περιγράφηκε στη μεθοδολογία, προσαρμόζουμε το πρόγραμμα στις ανάγκες του μοντέλου προκειμένου να υπολογίσουμε τα μέγιστα της πυκνότητας καθώς και τα πλάτη των διαταρακτικών όρων και τις φάσεις τους. Στο συγκεκριμένο μοντέλο κατασκευάσαμε υπολογιστικά ένα πλέγμα το οποίο αποτελείται από 20 δακτυλίους με 64 κελιά σε κάθε δακτύλιο. Ο μέγιστος αριθμός αρμονικών όρων που χρησιμοποιήθηκε είναι 10. Το πρόγραμμα Fortran, μας επιτρέπει να υπολογίσουμε την αριθμητική πυκνότητα σε κάθε δακτύλιο.

Στα σχήματα 6.8, 6.9 δίνουμε την διακύμανση της πυκνότητας σε χαρακτηριστικές ακτίνες. Τα γραφήματα απεικονίζουν την μεταβολή της πυκνότητας κάθε δακτυλίου, από $0 - 360^\circ$. Στον πρώτο δακτύλιο, η αριθμητική πυκνότητα σημειώνει τις μεγαλύτερες τιμές, απ όλους τους δακτυλίους, γεγονός που εξηγείται λόγω της μεγάλης συγκέντρωσης σωματίων στα κεντρικά σημεία του μοντέλου. Η μεγάλη συγκέντρωση σωματίων σε ακτίνες $R < 5 \text{ kpc}$ αντι-

κατοπτρίζει την παρουσία ευσταθών οικογενειών περιοδικών τροχιών οι οποίες παγιδεύουν γύρω τους έναν μεγάλο αριθμό ημιπεριοδικών τροχιών.

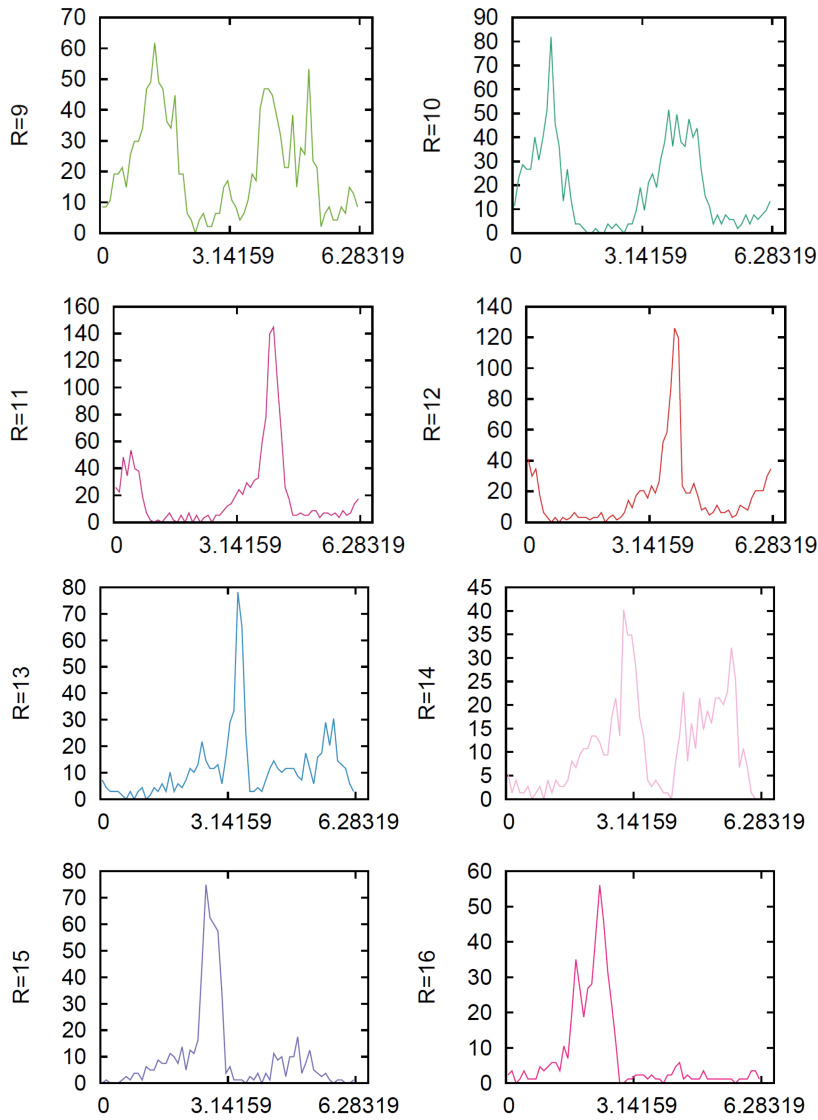
Βλέπουμε π.χ. ότι για $R = 5kpc$, εκτός από τα δύο πρωτεύοντα μέγιστα που αντιστοιχούν στις κύριες σπείρες υπάρχουν και δύο δευτερεύοντα λόγω της παρουσίας διακλαδώσεων των βραχίωνων που σημειώνονται με βέλη στο σχήμα 6.25 . Σε μεγαλύτερες ακτίνες, παρατηρούμε ότι η πυκνότητα παρουσιάζει για $R = 7kpc$ και $R = 8kpc$ δύο πρωτεύοντα μέγιστα, γεγονός που υπογραμμίζει την ύπαρξη δύο ισχυρών σπειρών στο μοντέλο.

Για ακτίνες μεγαλύτερες από $R > 11 kpc$, εκτός από μεμονωμένες περιπτώσεις, κυριαρχεί μόνο ένα μέγιστο πυκνότητας ενώ η αριθμητική πυκνότητα σε κάθε κέλυφος έχει μειωθεί σημαντικά. Αυτό υπογραμμίζει την παρουσία του $m = 1$ όρου στις εξωτερικές περιοχές του μοντέλου.



Σχήμα 6.8: Μεταβολή της αριθμητικής πυκνότητας σε ακτίνες $1kpc < R < 8kpc$. Στον οριζόντιο άξονα δίνεται η γωνία σε ακτίνια και στον κάθετο η αριθμητική πυκνότητα.

Μπορούμε επίσης, με την μέθοδο που αναφέραμε στην προηγούμενη παράγραφο να υπολογίσουμε εκτός από τα πρωτεύοντα και τα δευτερεύοντα μέγιστα της πυκνότητας . Επάνω στο αρχικό μοντέλο απόκρισης αερίου, σχεδιάζουμε στο σχήμα 6.10 τα μέγιστα της

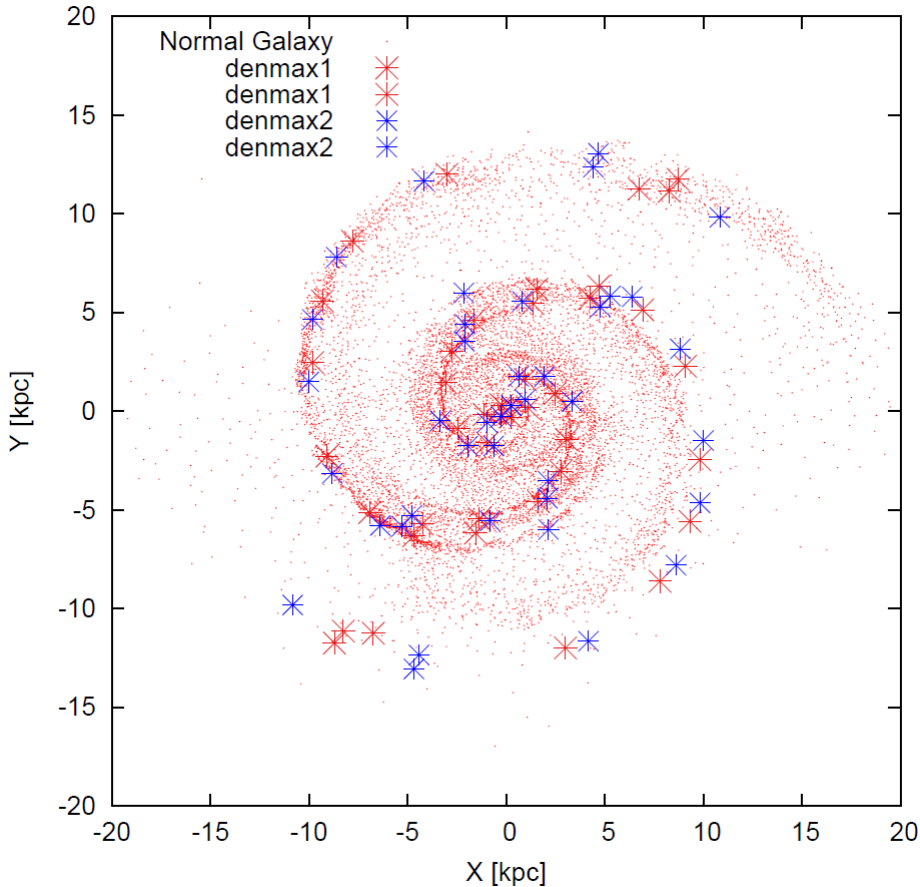


Σχήμα 6.9: Μεταβολή της αριθμητικής πυκνότητας σε ακτίνες $8kpc < R < 16kpc$. .
 Στον οριζόντιο άξονα δίνεται η γωνία σε ακτίνια και στον κάθετο η αριθμητική πυκνότητα.

πυκνότητας που υπολογίσαμε καθώς επίσης και τα συμμετρικά τους ως προς το κέντρο του συστήματος. Με κόκκινο αστερίσκο, σχεδιάζουμε τα πρωτεύοντα μέγιστα της πυκνότητας ενώ με μπλε αστερίσκο τα δευτερεύοντα μέγιστα της πυκνότητας.

Οι θέσεις των αστερίσκων μας δίνουν περιγραφικά, σε πρώτη προσέγγιση, μία εκτίμηση για την μορφολογία της σπειροειδούς δομής που μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ένα σύστημα ταξινόμησης. Παρατηρούμε ότι τα μέγιστα της πυκνότητας τοποθετούνται με συνεχή τρόπο επάνω στα πυκνότερα σημεία του μοντέλου απόκρισης, υπογραμμίζοντας την δισυμμετρία της σπειροειδούς δομής που χαρακτηρίζει το συγκεκριμένο μοντέλο καθώς και την κυριαρχία του $m = 2$ όρου. Οι σπείρες είναι δύο και έν γένει συμμετρικές. Το συγκεκριμένο μοντέλο είναι χαρακτηριστικό μιας μορφολογίας “grand design”. Στο εξωτερικό μέρος του μοντέλου για $R > 10kpc$ επικρατεί ο $m = 1$ όρος. Σε αυτήν την περίπτωση βλέπουμε ως εκ τούτου ότι τα συμμετρικά σημεία των πρωτεύοντων και δευτερευόντων μεγίστων δεν βρίσκονται σε πυκνές περιοχές.

Συμπερασματικά, μπορούμε να πούμε ότι για την αδρή περιγραφή της μορφολογίας, μπορούμε να χρησιμοποιούμε τα μέγιστα πυκνότητας μαζί με τα συμμετρικά τους όταν βρίσκουμε στην ανάλυση Fourier ότι ο κυρίαρχος όρος είναι $m = 2$ και μόνα τους όταν βρίσκουμε



Σχήμα 6.10: Πρωτεύοντα και δευτερεύοντα μέγιστα της πυκνότητας επάνω στο στιγμιότυπο που αναλύουμε.

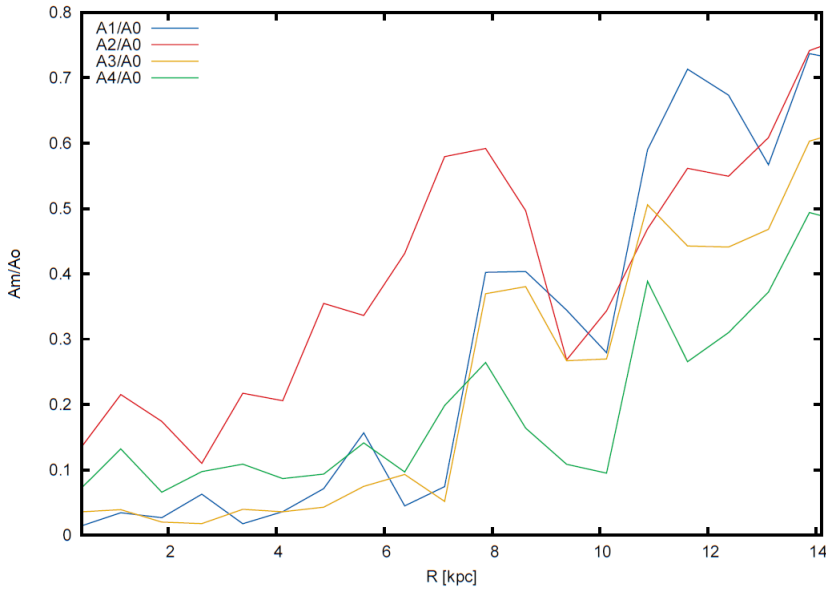
ότι σε μία περιοχή κυριαρχεί ένας $m = 1$ όρος.

Στην συνέχεια αναλύουμε την επιφανειακή πυκνότητα του στιγμιότυπου κατά Fourier (κατά την εξίσωση 4.4) προκειμένου να μελετήσουμε τα πλάτη και τις φάσεις των διαταραχών.

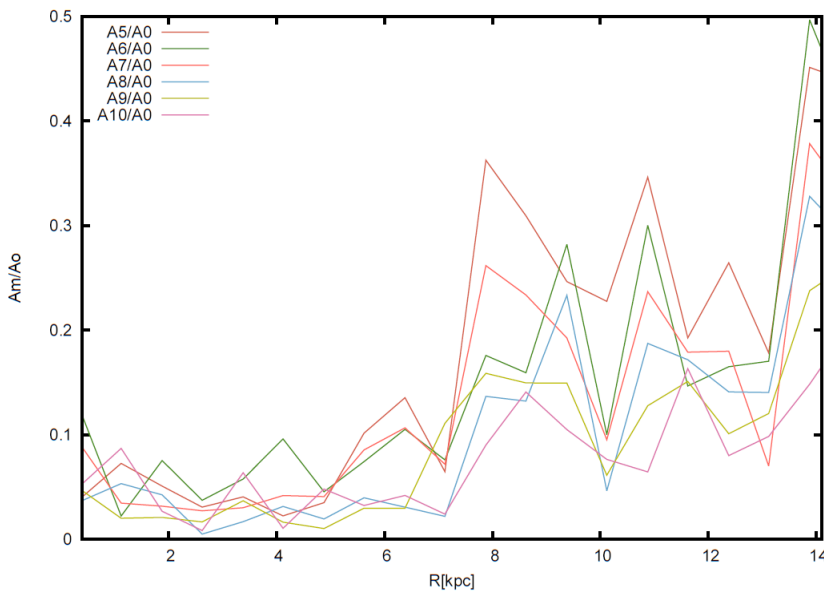
Αφού υπολογίσουμε αριθμητικά τον κάθε m όρο σχεδιάζουμε τις μεταβολές που παρουσιάζει το πλάτος του σε σχέση με την ακτίνα. Οι διακυμάνσεις των πλατών για τους συντελεστές $m = 1, m = 2, m = 3, m = 4$ δίνονται στο σχήμα 6.11. Όλα οι όροι είναι κανονικοποιημένοι ως προς τον αξιsymμετρικό όρο, σε κάθε ακτίνα. Το σχήμα 6.12 απεικονίζει και τους ανώτερους αρμονικούς όρους $m = 5, m = 6, m = 7, m = 8, m = 9, m = 10$ σε κάθε ακτίνα, οι οποίοι είναι κανονικοποιημένοι ως προς τον αξιsymμετρικό όρο.

Όλοι οι όροι παρουσιάζουν διακυμάνσεις κατά μήκος της απόστασης από το κέντρο. Ο κάθε αρμονικός όρος ταλαντώνεται έχοντας ξεχωριστή και διαφορετική συμπεριφορά από τους άλλους. Παρατηρούμε ότι για $R < 10kpc$ ο πιο ισχυρός όρος είναι ο $m = 2$, γεγονός που υπογραμμίζει το διsymμετρικό σχήμα της σπείρας ο οποίος κορυφώνεται σε απόσταση $R = 8kpc$, όπου το πλάτος του όρου της διαταραχής φθάνει στο 60%. Σε μεγάλες ακτίνες, $R > 10kpc$ είναι ισχυρός ο $m = 1$ όρος όπου το μεγαλύτερο μέγιστο σημειώνεται σε ακτίνα $R = 12kpc$.

Τα μέγιστα του όρου $m = 3$, είναι σε ακτίνα $R = 11kpc$ και του όρου $m = 4$ σε $R = 11kpc$. Οι όροι παρουσιάζουν μία ομοιόμορφη διακύμανση και αυξάνουν όταν σταματάει η διsymμετρική μορφολογία του μοντέλου για $R > 9kpc$ Σε αποστάσεις κοντά στο κέντρο του μοντέλου απόκρισης, οι άρτιοι όροι $m = 2, m = 4$ εμφανίζουν μεγαλύτερα πλάτη διαταραχής σε σύγκριση με τους άλλους δύο περιττούς όρους. Για $R > 8kpc$, οι όροι $m = 1, m = 3$ παρουσιάζουν τα μεγαλύτερα πλάτη. Γενικά, οι δύο κυρίαρχοι όροι είναι οι $m = 1, m = 2$.

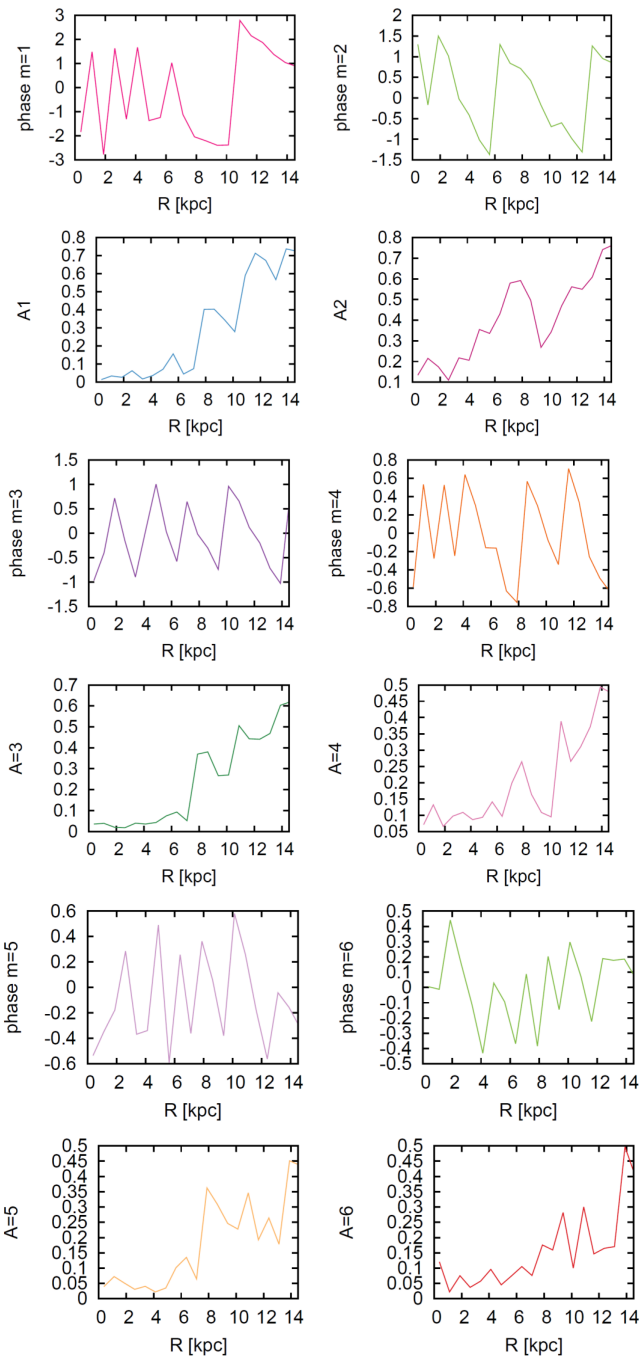


Σχήμα 6.11: Οι διακυμάνσεις των πλατών για τους συντελεστές $m = 1, m = 2, m = 3, m = 4$ συναρτήσει της ακτίνας



Σχήμα 6.12: Οι διακυμάνσεις των πλατών για τους συντελεστές $m = 5, m = 6, m = 7, m = 8, m = 9, m = 10$ συναρτήσει της ακτίνας

Δεδομένου ότι σε ένα δισκοειδή γαλαξία η επιφανειακή λαμπρότητα πέφτει προς τα έξω εκθετικά θα έπρεπε όλοι οι αρμονικοί όροι να αποσβάνονται όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο. Παρ' όλα αυτά, στο μοντέλο παρατηρούμε μια αύξηση σε ολόένα και μεγαλύτερα πλάτη. Οι αυξήσεις αυτές οφείλονται στο γεγονός ότι καθώς απομακρυνόμαστε από το κέντρο, οι μεσοβραχίονες περιοχές αδειάζουν και μειώνεται ο αξιsymμετρικός όρος.



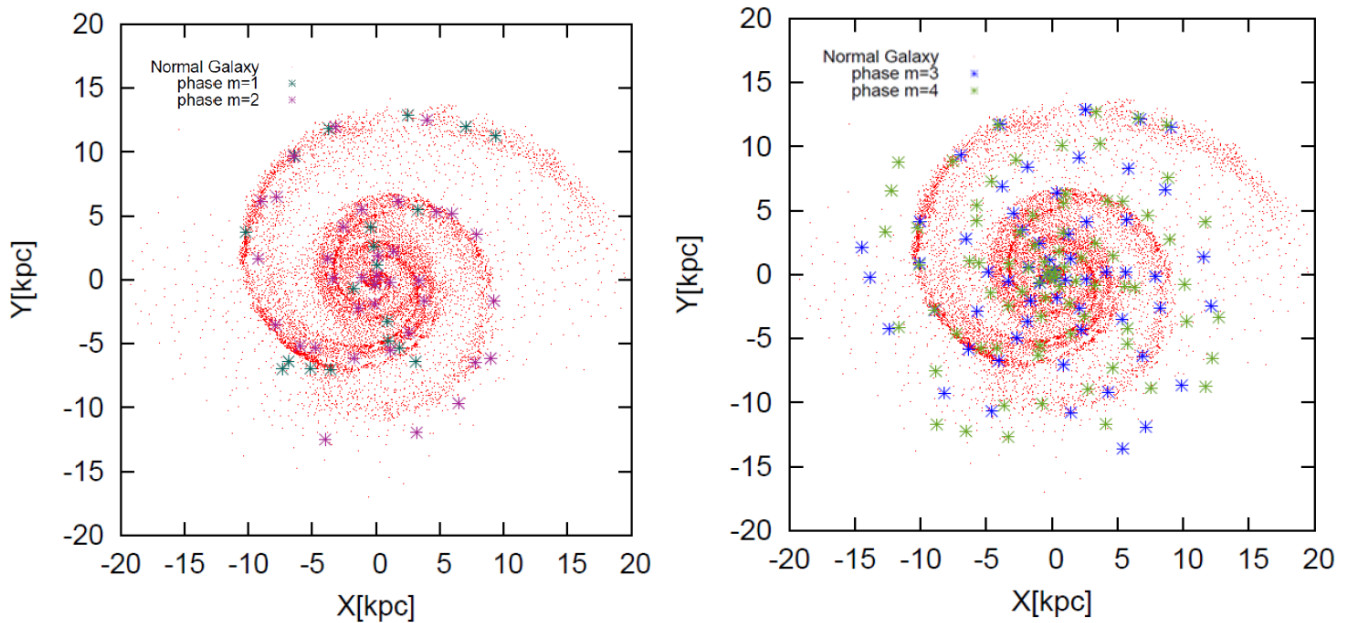
Σχήμα 6.13: Οι διακυμάνσεις των φάσεων (σε ακτίνια) των όρων $m = 1, m = 2, m = 3, m = 4, m = 5, m = 6$ δίνονται στην 1η, 3η και 5η σειρά. Τα πλάτη των όρων δίνονται στην 2η, 4η και 6η σειρά.

Το συγκεκριμένο μοντέλο απόκρισης αναφέρεται σε έναν απομονωμένο γαλαξία ο οποίος δεν δέχεται αλληλεπιδράσεις από εξωτερικούς συνοδούς γαλαξίες ή από ανομοιόμορφους βραχίονες στα εξωτερικά τμήματα του. Είναι ένα χαρακτηριστικό δείγμα μορφολογίας “grand design” με κυρίαρχη μια διςυμμετρική συμμετρία στην μορφολογία του. Οι διακλαδώσεις των σπειρών εμφανίζονται σε ακτίνες μικρότερες από την ακτίνα συντονισμού $4/1$, ως δευτερεύοντα μέγιστα. Αυτό απαντάται συχνά σε μοντέλα απόκρισης αερίου (Patsis et al 1997, Kim & Kim 2014). Παρ’ όλα αυτά, το ισχυρό συμμετρικό μέρος του όρου $m = 2$ τερματίζεται στην ακτίνα αυτή (περίπου 5 kpc) όπως φαίνεται στο σχήμα 6.11. Η κυριαρχία του όρου $m = 2$ υπογραμμίζει την ύπαρξη μιας συμμετρίας κατά π στο συγκεκριμένο μοντέλο. Με την

ανάλυση Fourier ποσοτικοποιούμε την μορφολογία του μοντέλου μας.

Το Σχήμα 6.13 απεικονίζει τους όρους $m = 1, m = 2, m = 3, m = 4, m = 5, m = 6$ του αναπτύγματος και την φάση τους. Στην πρώτη, τρίτη και πέμπτη σειρά δίνουμε την διακύμανση της φάσης του κάθε όρου και ακριβώς από κάτω την διακύμανση του πλάτους του κάθε m όρου συναρτήσει της ακτίνας.

Στην συνέχεια σχεδιάζουμε τη φάση του κάθε όρου $m = 1, m = 2, m = 3, m = 4$ επάνω στο αρχικό μοντέλο απόκρισης, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.14. Παρατηρούμε ότι οι φάσεις των πρώτων δύο αρμονικών όρων βρίσκονται κυρίως επί των δισυμμετρικών σπειρών υποδηλώνοντας ότι είναι οι δύο πρώτοι όροι που ουσιαστικά διαμορφώνουν την σπείρα. Αντίθετα οι φάσεις των μεγαλύτερων αρμονικών όρων εξαπλώνονται ομογενώς σε όλο τον δίσκο του μοντέλου σε αρκετά μεγάλες ακτίνες, χωρίς να συμπίπτουν με τα μέγιστα της πυκνότητας της σπειροειδούς δομής.

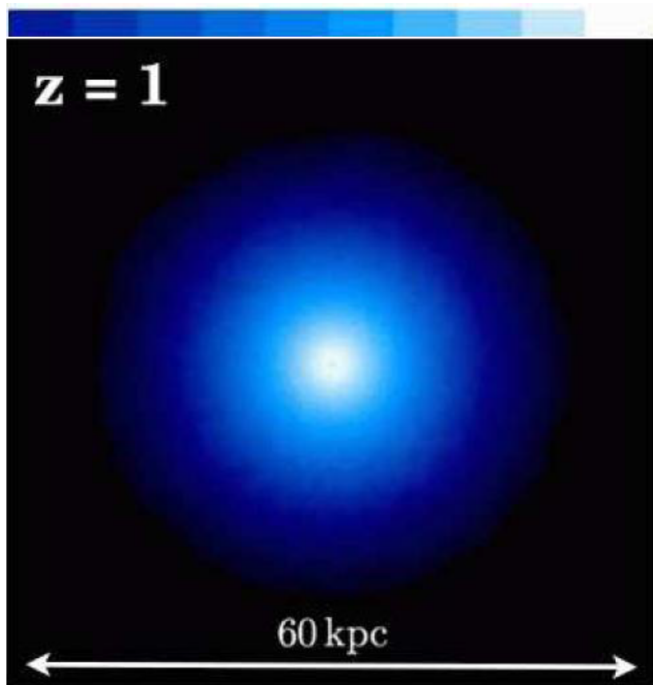


Σχήμα 6.14: a) Οι φάσεις των όρων $m = 1, m = 2$ σχεδιασμένες επάνω στο αρχικό μοντέλο απόκρισης b) Οι φάσεις των όρων $m = 3, m = 4$ σχεδιασμένες επάνω στο αρχικό μοντέλο απόκρισης.

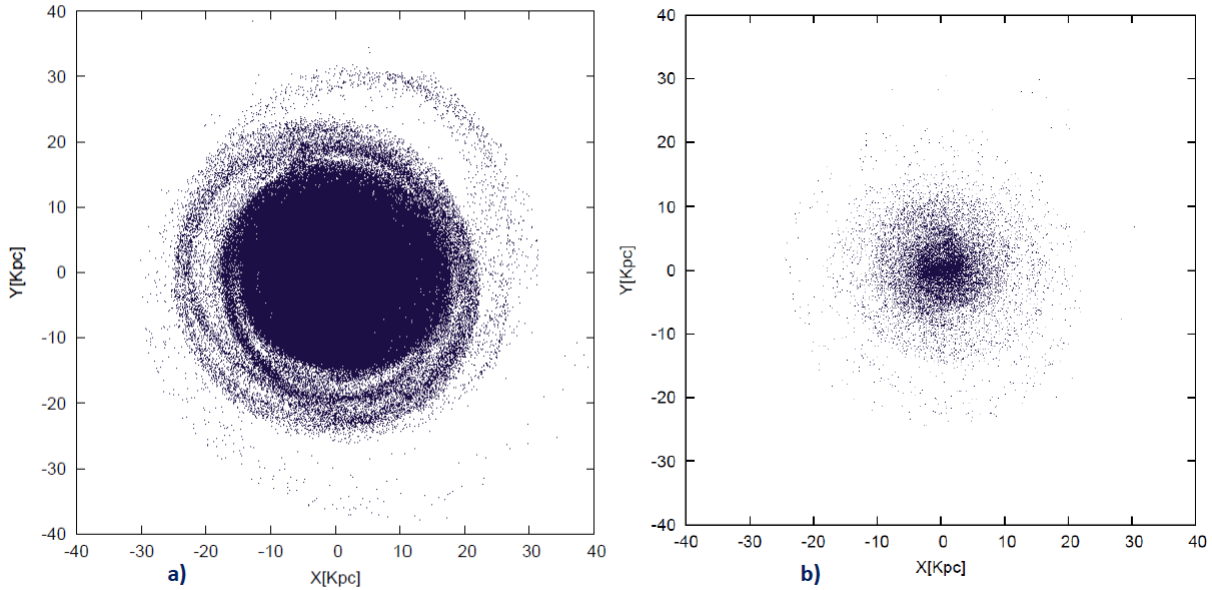
Μια διαταραχή με βασικό όρο τον $m = 2$ στην επιφανειακή πυκνότητα του μοντέλου, είναι συμβατή με την ύπαρξη του κύματος πυκνότητας στον δίσκο το οποίο προσδίδει μία χαρακτηριστική “grand design” μορφολογία.

6.3 Μοντέλο Αυτοσυνεπούς Προσομοίωσης

Το επόμενο στιγμιότυπο που θα αναλύσουμε είναι από την προσομοίωση που περιγράφεται στις εργασίες Kazantzidis et al. (2008, 2009). Το στιγμιότυπο που θα αναλύσουμε έχει υποστεί τις αλληλεπιδράσεις των περασμάτων έξι δορυφόρων, επομένως τα αποτελέσματα της ανάλυσης θα αφορούν τη συνολική επίδραση που επέφεραν στη μορφολογία του δίσκου, χωρίς να αναφερθούμε στα μεμονωμένα περάσματα του κάθε διαταράκτη. Το προφίλ του αρχικού δίσκου, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.15 απεικονίζει έναν αδιατάρακτο αρχικό δίσκο. Η ράβδος στο πάνω μέρος του σχήματος 6.15 αντιστοιχεί στην επιφανειακή πυκνότητα η οποία αυξάνει από αριστερά προς τα δεξιά (από πιο σκοτεινές περιοχές σε πιο ανοικτές περιοχές). Το σχήμα 6.16 (a) απεικονίζει την τελική μορφολογία του δίσκου και αποτελεί το στιγμιότυπο που θα χρησιμοποιήσουμε στην μελέτη μας. Στη συγκεκριμένη προσομοίωση, τα σωματίδια του δίσκου αναφέρονται σε ένα χώρο τριών διαστάσεων, επομένως είναι γνωστές οι θέσεις και οι ταχύτητες και στις τρεις διαστάσεις. Εμείς θα αναλύσουμε την κατανομή των σωματιών όπως αυτά προβάλλονται στο ισημερινό επίπεδο (x,y).



Σχήμα 6.15: Αρχικός αδιατάρακτος γαλαξιακός δίσκος, πριν από την αλληλεπίδραση με τις άλω σκοτεινής ύλης.



Σχήμα 6.16: a) Τελική μορφολογία του γαλαξιακού δίσκου, για το μοντέλο N -σωμάτων όταν $N = 10^6$ μετά από τις αλληλεπιδράσεις με τις έξι άλω σκοτεινής ύλης. b) Τελική μορφολογία του γαλαξιακού δίσκου για το μοντέλο διαλέγοντας $2 \cdot 10^4$ σωματίδια.

Στο αρχείο μας έχουμε 10^6 σωματίδια, για κάθε ένα από τα οποία δίνονται οι θέσεις και οι ταχύτητες $(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$. Σχεδιάζουμε στο επίπεδο (x, y) τις θέσεις των σωματίων, όπως φαίνεται στο γράφημα 6.16 a.

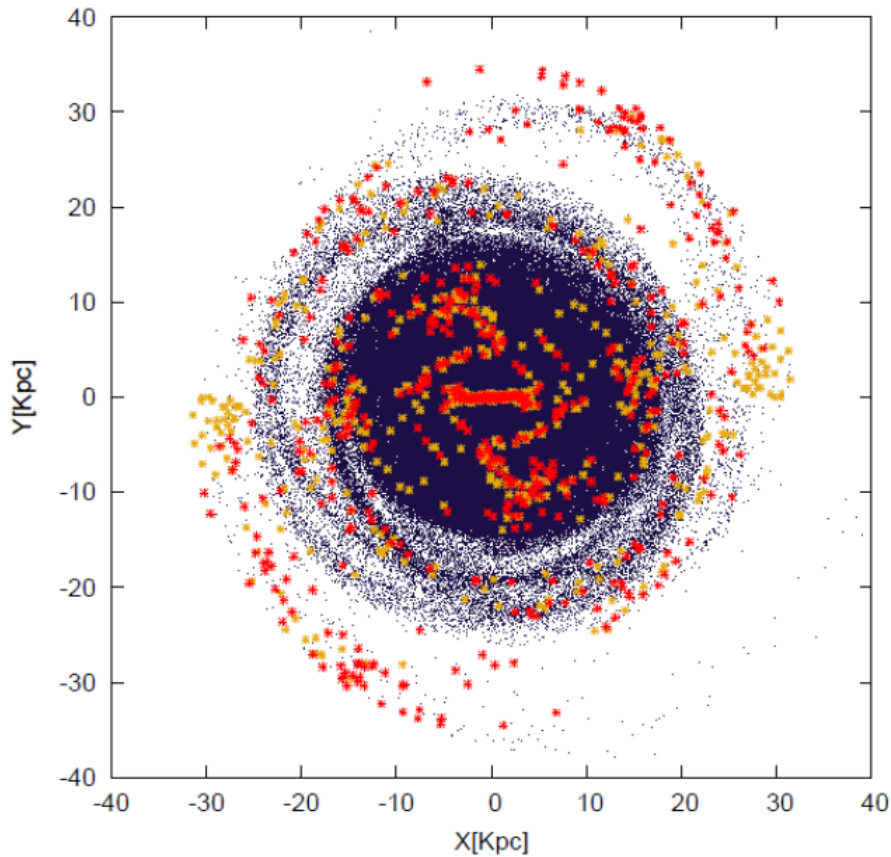
Μέσω του κώδικα, όπως περιγράφηκε στην μεθοδολογία, προσαρμόζουμε το πρόγραμμα στις ανάγκες του μοντέλου προκειμένου να υπολογίσουμε τα μέγιστα της πυκνότητας καθώς και τα πλάτη των διαταρακτικών όρων και των φάσεων τους. Στο συγκεκριμένο μοντέλο κατασκευάσαμε υπολογιστικά ένα πλέγμα το οποίο αποτελείται από **264 δακτυλίους και 256 κουτιά**. Ο μέγιστος αριθμός αρμονικών όρων που χρησιμοποιήθηκε είναι 20. Η μέγιστη ακτίνα αποκοπής είναι ίση με 35 kpc.

Στο σχήμα 6.17, επάνω στο στιγμιότυπο της προσομοίωσης, σχεδιάζουμε τα μέγιστα της πυκνότητας που υπολογίσαμε. Με πορτοκαλί αστερίσκο σχεδιάζουμε τα πρωτεύοντα μέγιστα της πυκνότητας ενώ με κίτρινο αστερίσκο τα δευτερεύοντα μέγιστα της πυκνότητας. Η σχεδίαση των μεγίστων πυκνότητας μας δίνει σε αδρές γραμμές την μορφολογία του στιγμιότυπου η οποία δεν φαίνεται στο σχήμα 6.17 a λόγω του μεγάλου αριθμού των σωματίων. Παρατηρούμε ότι τα τοπικά μέγιστα της πυκνότητας, κατανέμονται σε μία ράβδο, στους δακτυλιοειδείς σχηματισμούς, όπως και στις εξωτερικές διεγερμένες νηματοειδείς σπείρες οι οποίες έχουν προκληθεί από τις πτώσεις των δορυφόρων. Φαίνεται πως οι αλληλεπιδράσεις επηρεάζουν με διαφορετικό τρόπο τις εσωτερικές περιοχές του δίσκου από τις εξωτερικές. Ο εξωτερικός δίσκος είναι περισσότερο επιρρεπής σε καταστροφικά γεγονότα που προκαλούν οι διερχόμενοι δορυφόροι.

Τα μέγιστα πυκνότητας σχηματίζουν έναν οβάλ επιμήκη σχηματισμό, ο οποίος υποδηλώνει την ύπαρξη μιας ράβδου ενώ τα σημεία περίξ της ράβδου σχηματίζουν έναν ασύμμετρο ρόμβο, γεγονός που σημαίνει ότι ίσως πήγε να δημιουργηθεί ένα κεντρικό σφαιροειδές αλλά ο τελικά σχηματισμός δεν επιτεύχθηκε.

Η ράβδος έχει έναν ημίαξονα ο οποίος κυμαίνεται μεταξύ $R = 3 - 4kpc$. Η ράβδος που προκλήθηκε από τις παλιρροϊκές επιδράσεις των δορυφόρων, καθώς και άλλες δομές που δημιουργούνται, είναι μόνιμα χαρακτηριστικά του δίσκου και επιβιώνουν για μεγάλο χρονικό διάστημα, μετά από τις αρχικές διαταραχές.

Σύμφωνα με τους Kazantzidis et al. (2008), ένας αριθμός από επιπρόσθετους νηματοειδείς σχηματισμούς απαντάται στις εξωτερικές ακτίνες. Αυτές οι δομές είναι στην πραγματικότητα

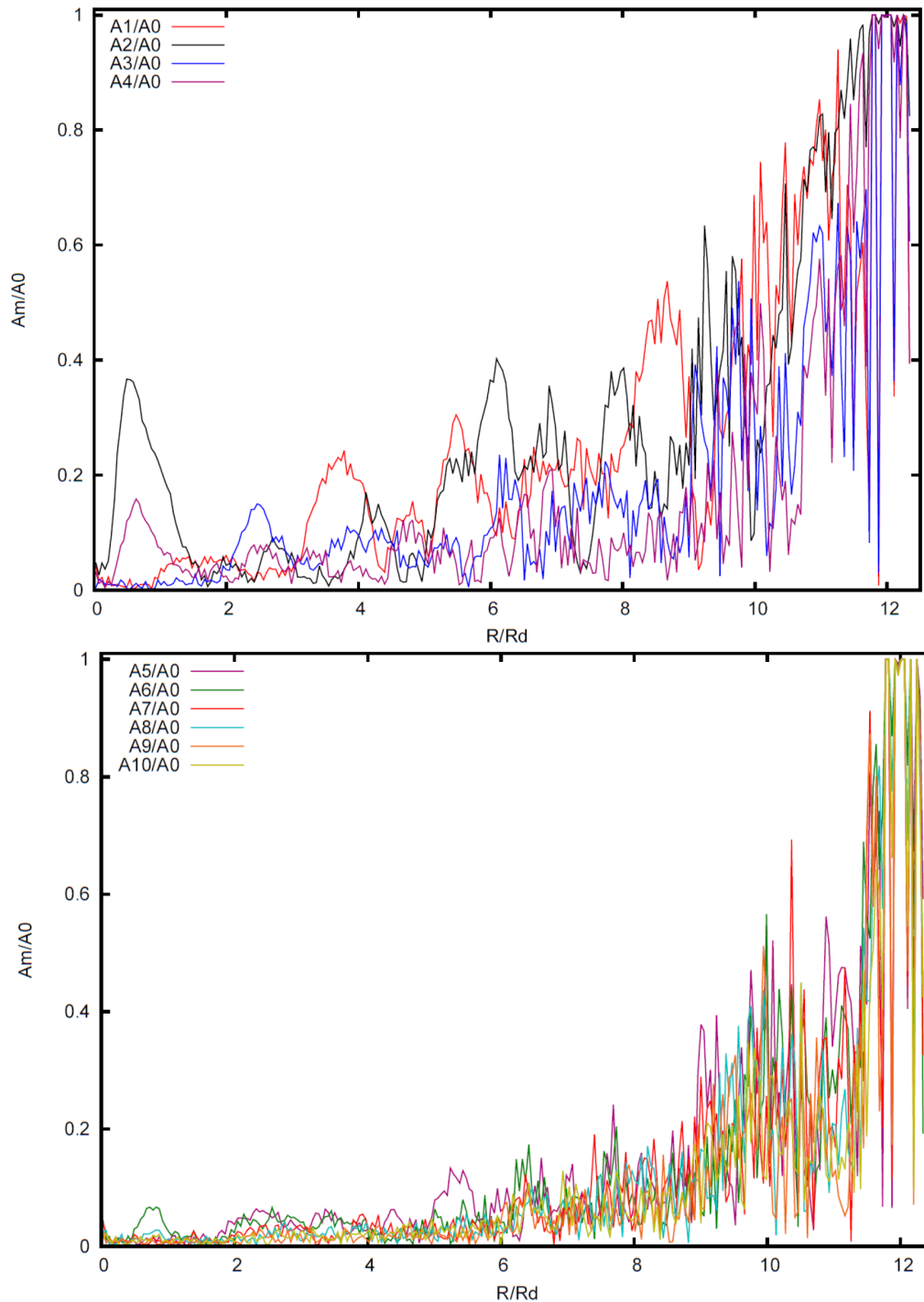


Σχήμα 6.17: Οι θέσεις τοπικών πρωτευόντων μέγιστων και δευτερευόντων μεγίστων της επιφανειακής πυκνότητας του προσομοιωμένου δίσκου

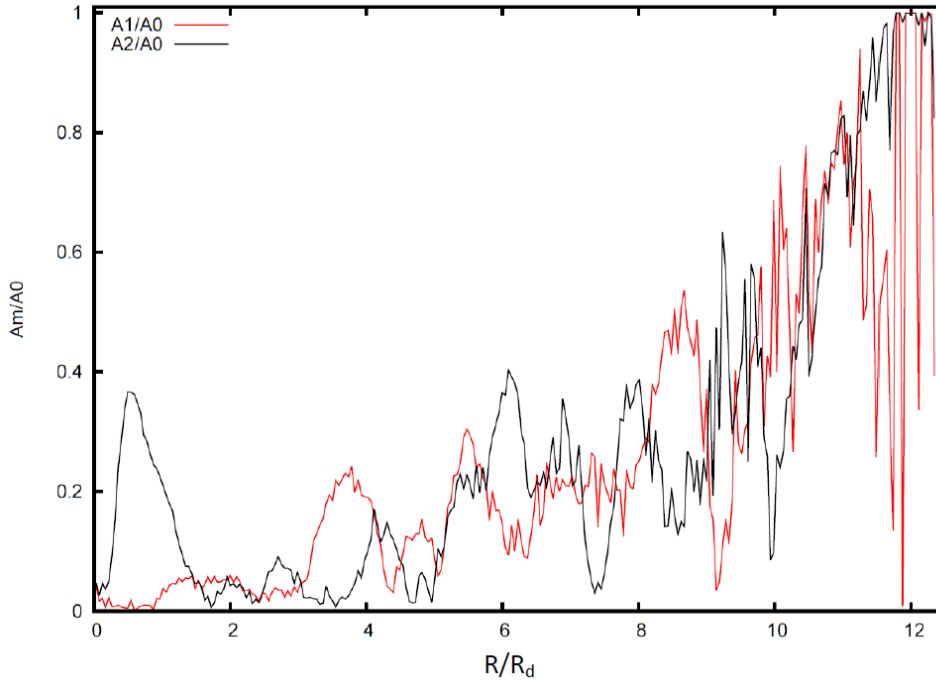
άστρα του δίσκου τα οποία έχουν διεγερθεί βαρυτικά, λόγω των επιδράσεων του δίσκου με τις υποδομές σκοτεινής ύλης και μεταναστεύουν σε μεγαλύτερες αποστάσεις.

Αυτό οφείλεται στην βαρυτική αλληλεπίδραση μεταξύ των δορυφόρων και του κυρίως γαλαξιακού δίσκου. Η αλληλεπίδραση αυτή προσφέρει σημαντικά ποσά ενέργειας σε μεμονωμένα αστέρια του δίσκου και τα εκτοξεύει σε αρκετά μεγάλες αποστάσεις πάνω από το επίπεδο. Κατά την διάρκεια των συγχωνεύσεων, η τροχιακή στροφορμή μεταφέρεται από ένα σημείο του δίσκου στο άλλο και με αυτό το τρόπο ο δίσκος αυξάνει σε μέγεθος.

Αναλύουμε την επιφανειακή πυκνότητα του στιγμιότυπου κατά Fourier προκειμένου να μελετήσουμε τα πλάτη των διαταραχών. Αφού υπολογίσουμε αριθμητικά τον κάθε όρο m σχεδιάζουμε τις μεταβολές που παρουσιάζει το πλάτος του σε σχέση με την ακτίνα (βλ. σχήμα 6.18). Στον οριζόντιο άξονα όλες οι αποστάσεις είναι κανονικοποιημένες ως προς το μήκος κλίμακας $R_d = 2.82kpc$. Ο κατακόρυφος άξονας αναφέρεται στους κανονικοποιημένους συντελεστές ως προς τον αξισυμμετρικό όρο. Οι διακυμάνσεις των πλατών για τους συντελεστές $m = 1, m = 2, m = 3$ και $m = 4$ δίνονται στο γράφημα 6.18 a, οι διακυμάνσεις των πλατών για τους συντελεστές $m = 5, m = 6, m = 7, m = 8, m = 9$ και $m = 10$ δίνονται στο γράφημα 6.18 b. Οι διακυμάνσεις των πλατών για τους συντελεστές $m = 1$ και $m = 2$ ξεχωριστά δίνονται στο γράφημα 6.19 Στο σχήμα 6.17 παρατηρούμε ότι οι διελεύσεις των έξι δορυφόρων προκάλεσαν ισχυρές διαταραχές στον γαλαξιακό δίσκο και διαμόρφωσαν μία συγκεκριμένη μορφολογία. Τα πλάτη των όρων Fourier, όπως βλέπουμε στο σχήμα 6.18, εμφανίζουν αυξομειώσεις σε όλο το εύρος των αποστάσεων από το γαλαξιακό κέντρο. Οι διακυμάνσεις των πλατών είναι ταχύτερες και απότομες ενώ σημειώνονται πολλαπλά τοπικά μέγιστα σε κάθε όρο.



Σχήμα 6.18: (a) Διακυμάνσεις των πλατών των όρων $m = 1, m = 2, m = 3, m = 4$ συναρτήσει της ακτίνας R/R_d . (b) Διακυμάνσεις των πλατών των όρων $m = 5, m = 6, m = 7, m = 8, m = 9, m = 10$ συναρτήσει της ακτίνας R/R_d .



Σχήμα 6.19: Διακυμάνσεις των πλατών των όρων $m = 1, m = 2$ συναρτήσει της ακτίνας R/R_d .

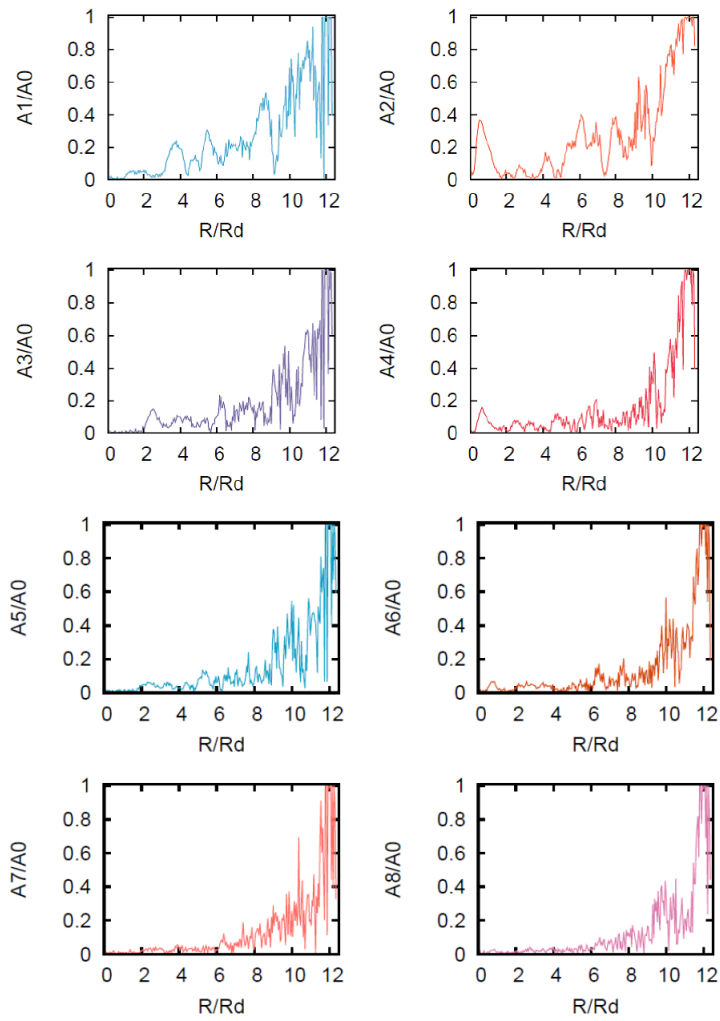
Για τον προσομοιωμένο δίσκο οι έντονες μεταβολές των πλατών των κυρίαρχων όρων, σε κάθε ακτίνα υπογραμμίζουν τον μεγάλο βαθμό απόκλισης που παρουσιάζει το σύστημα, από τη συμμετρία. Γενικά εμφανίζονται δομές οι οποίες μετά το τέλος μίας κεντρικής ράβδου είναι ασύμμετρες υπό την έννοια ότι τα τοπικά μέγιστα της πυκνότητας δεν είναι οργανωμένα σε μία grand design δομή σε όλη την έκταση του δίσκου. Η επιφερόμενη ασυμμετρία δεν είναι σταθερή με την ακτίνα ακόμα και αν αυτές οι αλλαγές μεταβάλλονται μονοτονικά. Διαφορετικές περιοχές του δίσκου εμφανίζουν διαφορετικό αριθμό ασυμμετριών, λόγω των δορυφόρων που πέφτουν εντός του δίσκου.

Για $R < 1.8R_d$, δηλαδή για $R < 5kpc$, κυριαρχεί μία ράβδος (Σχ. 6.19). Αυτό αντικατοπτρίζεται στη διακύμανση του όρου $m = 2$, για $R < 1.8R_d$ στο σχήμα 6.18 a. Για μεγαλύτερες ακτίνες, βλέπουμε ότι αρχίζουν να επικρατούν περιττοί όροι και κυρίως ο $m = 1$, ο οποίος είναι χαρακτηριστικά μεγαλύτερος του $m = 2$, σε ακτίνες περίπου 3.8, 4.5, 5.5, 7.5, 8.5 και $10R_d$. Η σπουδαιότητα όμως των δύο αυτών όρων, σε όλη αυτή την περιοχή, είναι εναλασσόμενη. Αυτό υπογραμμίζει την ασυμμετρία της μορφολογίας, στο στιγμιότυπο του μοντέλου που μελετούμε. Παράλληλα, βλέπουμε ότι τα πλάτη όλων των όρων $m > 2$, αυξάνουν καθώς απομακρυνόμαστε από το κέντρο του συστήματος. Σε αυτή τη περίπτωση, συμπεραίνουμε ότι πρακτικά για ακτίνες μεγαλύτερες από την ακτίνα της κεντρικής ράβδου, δεν υπάρχει κάποια μορφολογία “grand design”, δεδομένου ότι δεν υπάρχει κάποιος κυρίαρχος όρος.

Οι διακυμάνσεις του κάθε όρου ξεχωριστά καταγράφονται στα γραφήματα 6.20. Αυτές μαρτυρούν ακριβώς ότι ο προσομοιωμένος δίσκος λόγω των συγχωνεύσεων που έχει υποστεί με τις υποδομές σκοτεινής ύλης, παρουσιάζει έντονες ασυμμετρίες. Οι εξωτερικές περιοχές του δίσκου είναι περισσότερο επιρρεπείς σε παλιρροϊκές διαταραχές οι οποίες δημιουργούν αυτές τις ασυμμετρίες και επειδή χαρακτηρίζονται από μεγαλύτερους δυναμικούς χρόνους, παραμένουν εμφανείς σε αυτά τα σημεία του γαλαξιακού δίσκου.

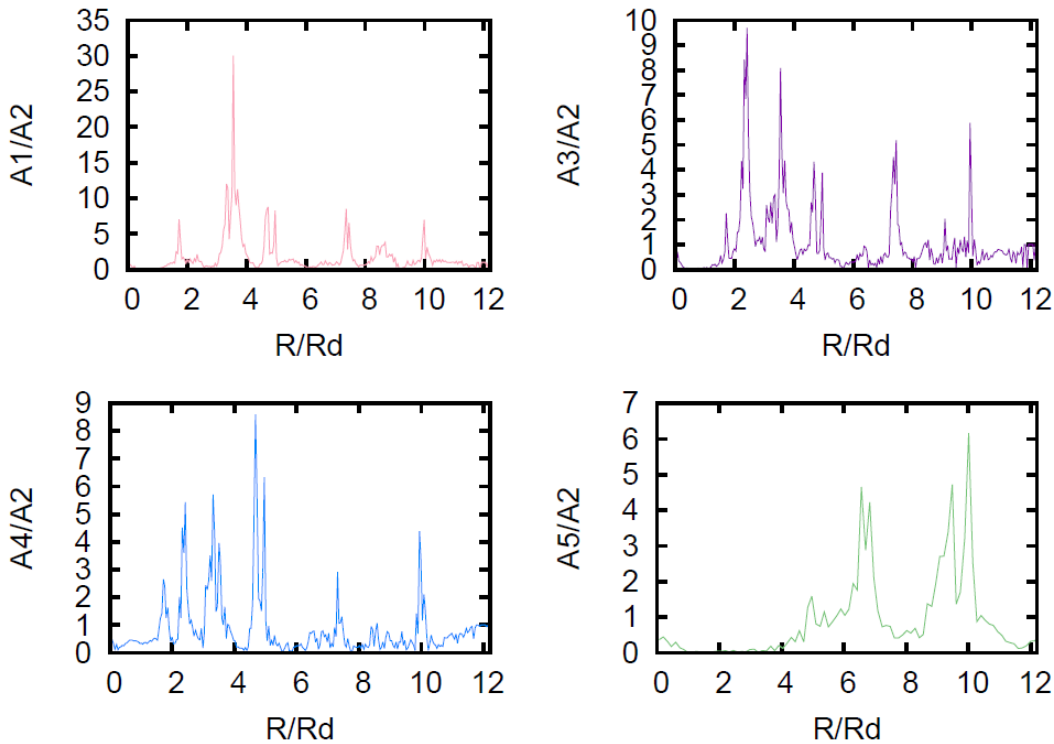
Ο δίσκος μας μετά από την επίδραση του τελευταίου δορυφόρου, έχει έναν σημαντικό $m = 2$ όρο, στις κεντρικές περιοχές ενώ εμφανίζει σημαντικές ασυμμετρίες σε μεγαλύτερες ακτίνες. Οι χρόνοι ζωής των αναφερόμενων ασυμμετριών είναι της τάξης $\sim 1Gyr$ (Kazantzidis et al., 2009). Το βασικό συμπέρασμα είναι ότι η συνεχής αλληλεπίδραση των δορυφόρων με τον αστρικό δίσκο αποτελούν μια σημαντική πηγή δημιουργίας καθώς και διατήρησης

εκτεταμένων διαταραχών στον αστρικό δίσκο.



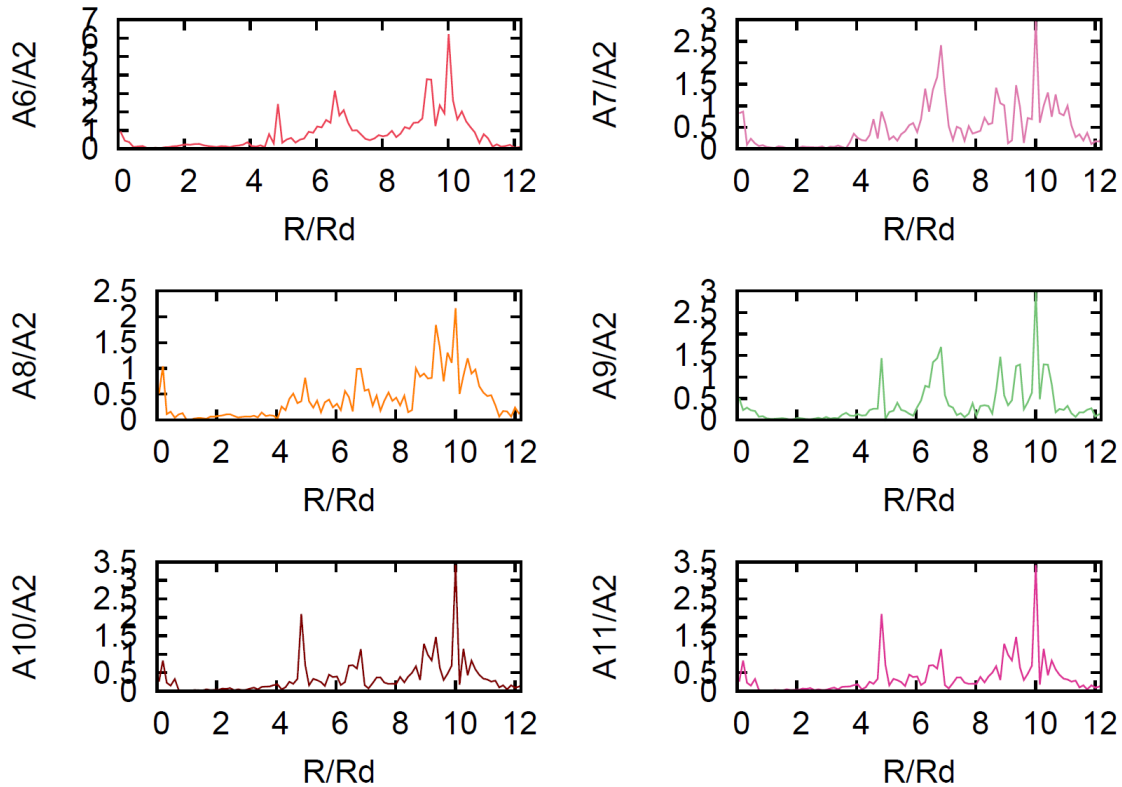
Σχήμα 6.20: Διακυμάνσεις των πλατών των όρων $m = 1$ έως και $m = 8$ κανονικοποιημένοι ως προς τον αξισυμμετρικό όρο, συναρτήσει της ακτίνας R/R_d .

Στην συνέχεια απεικονίζουμε τη σχέση που έχουν οι όροι $m = 1, m = 3, m = 4$ και $m = 5$ με τον δισυμμετρικό όρο $m = 2$.



Σχήμα 6.21: Διακυμάνσεις των πλατών των όρων $m = 1, m = 3, m = 4$ κανονικοποιημένοι ως προς τον δισυμμετρικό όρο $m = 2$, συναρτήσει της ακτίνας R/R_d .

Τα αποτελέσματα για τις μεταβολές του κάθε όρου απεικονίζονται στα γραφήματα 6.21, 6.22. Είναι φανερό ότι σε συγκεκριμένες αποστάσεις όλοι οι όροι με $m > 2$ γίνονται πολύ πιο σημαντικοί από τον δισυμμετρικό όρο. Αυτό είναι χαρακτηριστικό σε προσομοιώσεις με συνοδούς. Οι επιδράσεις των πτώσεων των σκοτεινών διαταρακτών στο εσωτερικό του δίσκου προκάλεσαν τελικά μεγάλες αποκλίσεις από την κλασική μορφολογία “grand design”. Στο σχ.6.21 παρατηρούμε ότι σε πολλές διαφορετικές ακτίνες, οι όροι γίνονται σημαντικότεροι από τον $m = 2$ χωρίς να παρουσιάζουν κάποια ομοιομορφία. Δηλαδή, σε διαφορετικές ακτίνες επικρατεί άλλωτε ο $m = 2$ όρος και άλλωτε όροι $m > 2$. Δεδομένου του μεγάλου αριθμού των σωματιών που έχουν χρησιμοποιηθεί θεωρούμε ότι αυτό είναι ένα πραγματικό αποτέλεσμα.

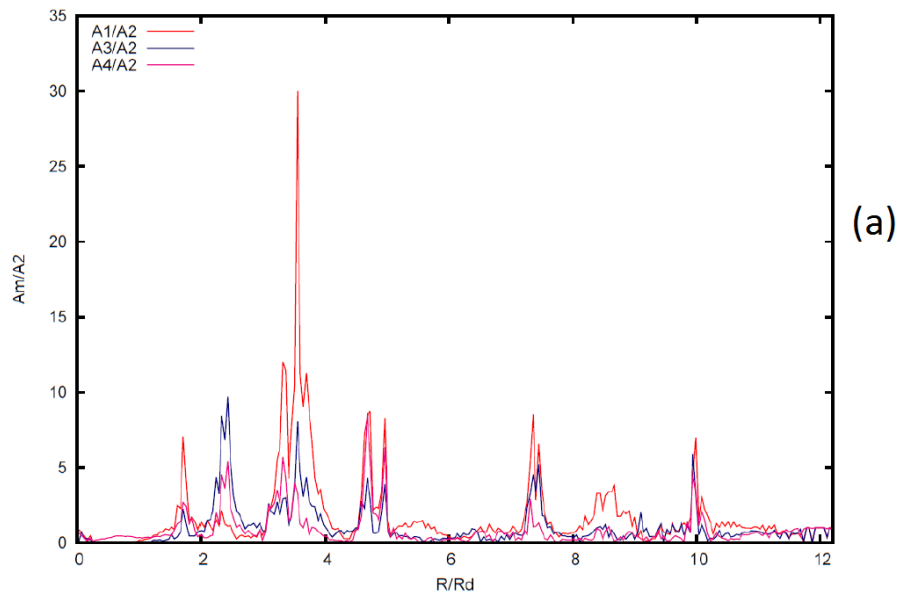


Σχήμα 6.22: Διακυμάνσεις των πλατών των όρων $m = 5, m = 6, m = 7, m = 8, m = 9, m = 10, m = 11$ κανονικοποιημένοι ως προς τον δισυμμετρικό όρο $m = 2$, συναρτήσει της ακτίνας R/R_d . Παρατηρούμε ότι κάθε ένας από αυτούς τους όρους είναι επικρατέστερος έναντι του όρου $m = 2$, σε διαφορετικές ακτίνες.

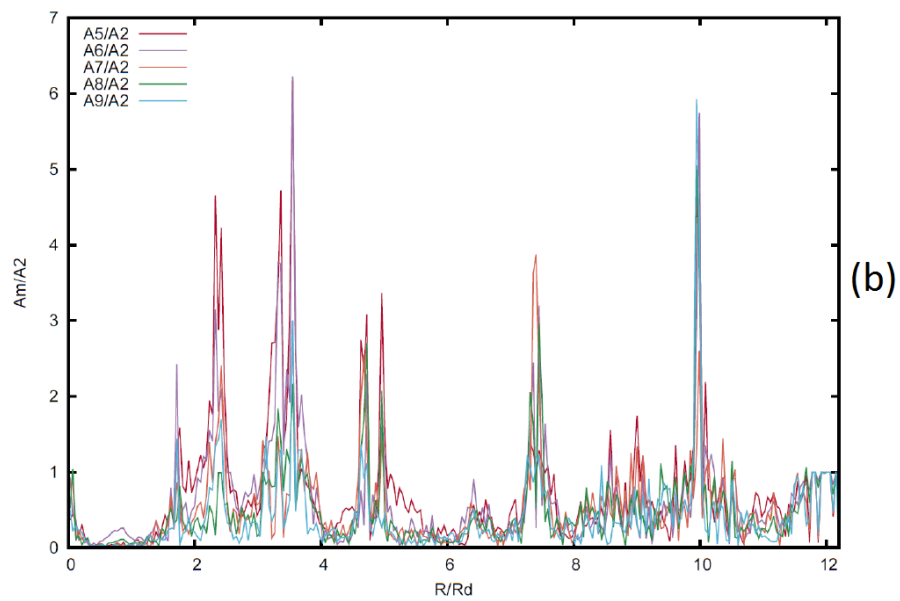
Στα επόμενα γραφήματα 6.24, απεικονίζονται οι φάσεις των όρων $m = 1, m = 2, m = 3$ και $m = 4$ πάνω στο στιγμιότυπο της προσομοίωσης.

Ο όρος $m = 1$ εμφανίζεται στις κεντρικές περιοχές του δίσκου καθώς και σε απομονωμένες περιοχές, σε μεγαλύτερες ακτίνες. Ο $m = 2$ είναι ισχυρότερος έναντι των άλλων, στην περιοχή που εμφανίζεται η ράβδος, στο κέντρο του συστήματος. Στις εξωτερικές περιοχές όμως, το πλάτος του είναι συγκρίσιμο με όρους ανώτερης τάξης, όπως τα πλάτη των όρων $m = 4$ και $m = 5$ (βλ. σχήματα 6.18 a,b.).

Σε αποστάσεις μεγαλύτερες από $R = 8R_d$, όπου σημειώνεται το τελείωμα της ράβδου, όλοι οι όροι είναι εξίσου σημαντικοί με τον $m = 1$. Το γεγονός ότι όλοι οι όροι είναι εξίσου σημαντικοί με τον $m = 1$ περιγράφει την έλλειψη μιας χαρακτηριστικής μορφολογίας “grand design”. Στα επόμενα γραφήματα 6.25, απεικονίζονται οι φάσεις των όρων $m = 5, m = 6, m = 7$ και $m = 8$ πάνω στο στιγμιότυπο της προσομοίωσης.

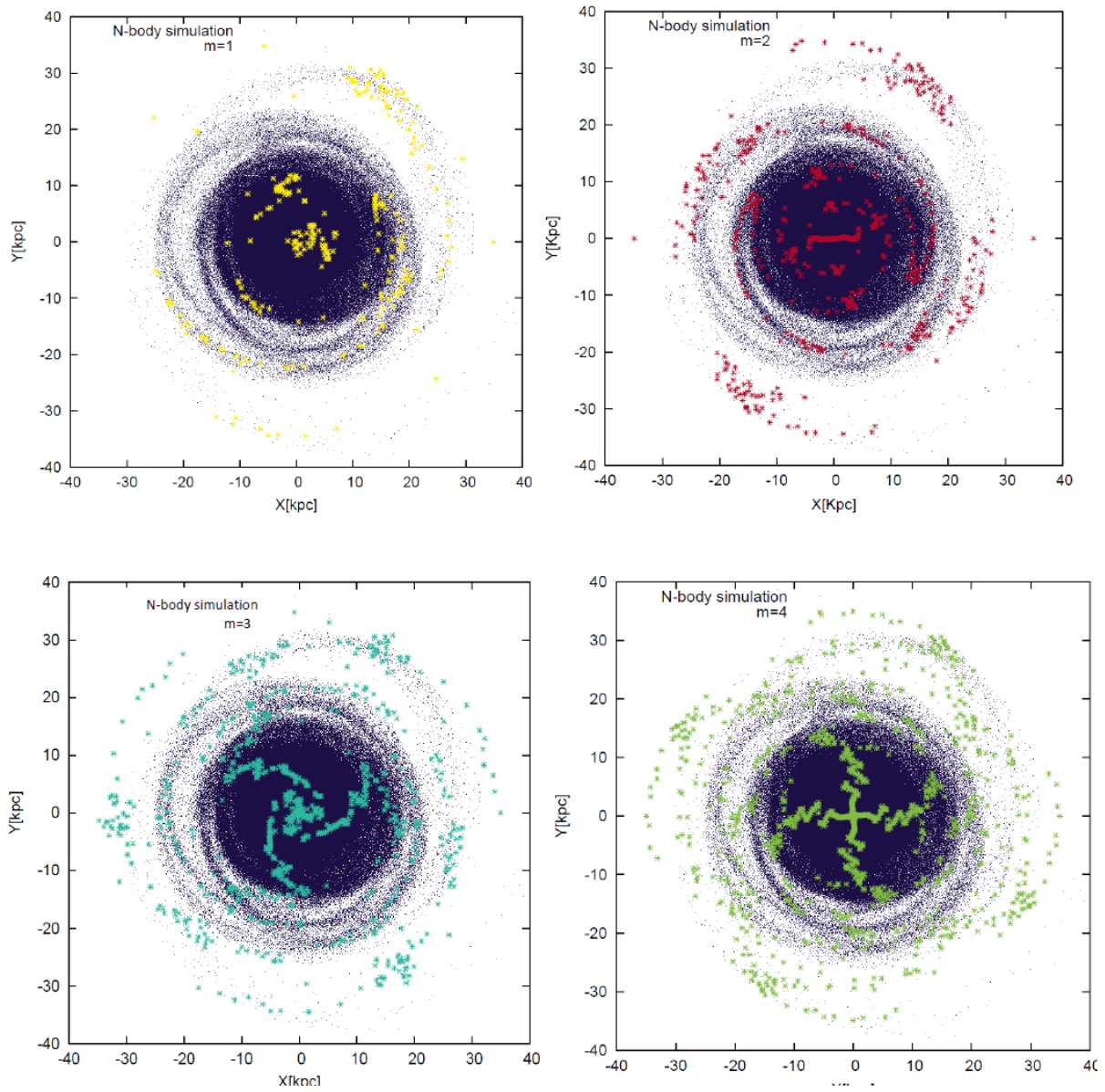


(a)

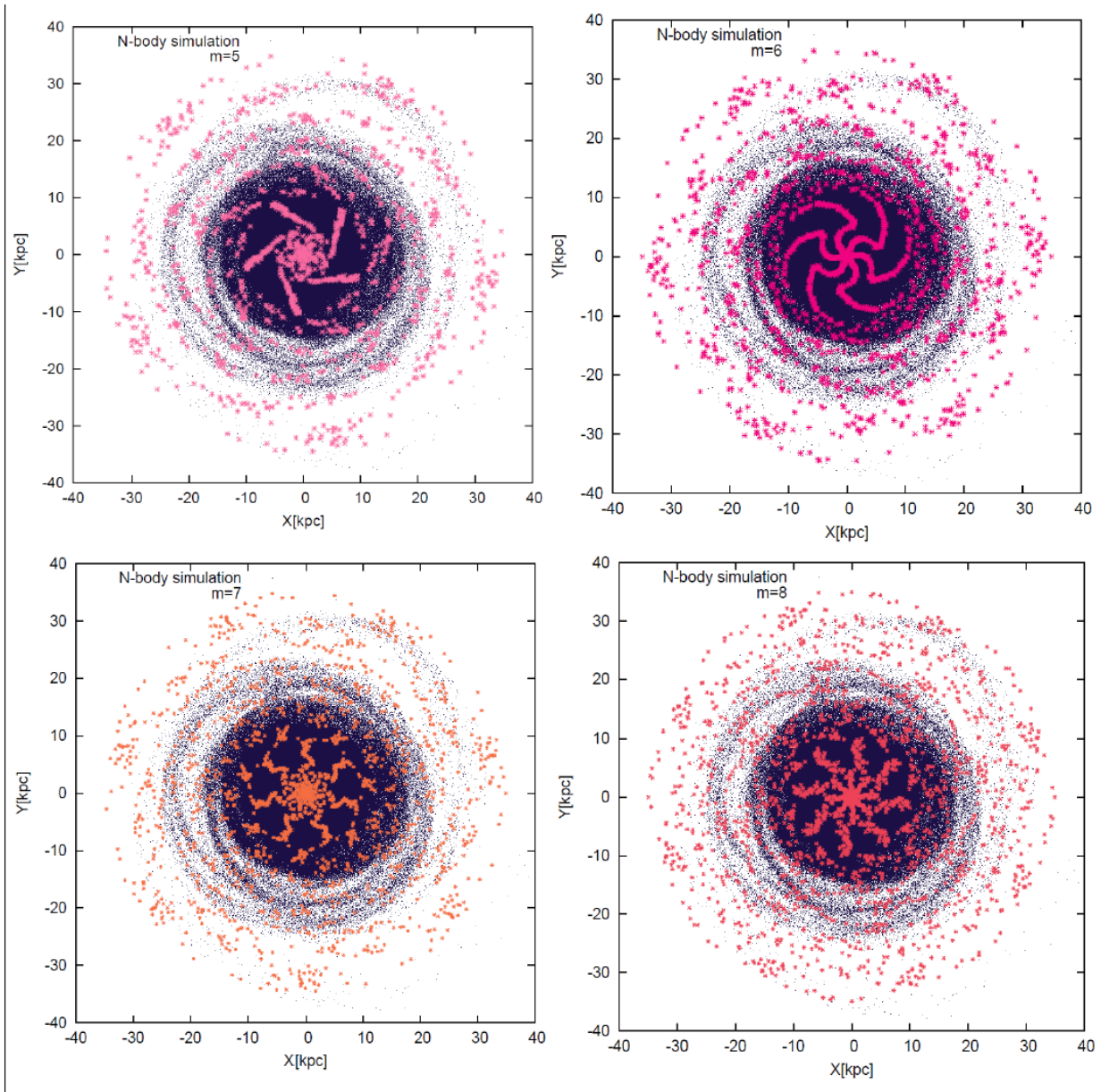


(b)

Σχήμα 6.23: (a) Μεταβολές του πλάτους των όρων $m = 1, m = 3, m = 4$ οι οποίοι είναι κανονικοποιημένοι ως προς τον δισυμμετρικό όρο $m = 2$, συναρτήσει της ακτίνας R/R_d .
 (b) Μεταβολές του πλάτους των όρων $m = 5, m = 6, m = 7, m = 8, m = 9$ οι οποίοι είναι κανονικοποιημένοι ως προς τον δισυμμετρικό όρο $m = 2$, συναρτήσει της ακτίνας R/R_d .



Σχήμα 6.24: Κατανομή των μεγίστων φάσης των όρων $m = 1, m = 2, m = 3$ και $m = 4$ σχεδιασμένα επάνω στο μοντέλο του προσομοιωμένου δίσκου.



Σχήμα 6.25: Κατανομή των μεγίστων φάσης των όρων $m = 5, m = 6, m = 7$ και $m = 8$ σχεδιασμένα επάνω στο μοντέλο του προσομοιωμένου δίσκου.

Κεφάλαιο 7

Σύνοψη και Συμπεράσματα

7.1 Συμπεράσματα της εργασίας

Στο παρόν τμήμα της εργασίας, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την εφαρμογή της ανάλυσης Fourier σε δύο δυναμικά μοντέλα απόκρισης αερίου, που θα μπορούσαν να θεωρηθούν ως μοντέλα απομονωμένων γαλαξιών, καθώς και σε ένα μοντέλο προσομοίωσης N-σωμάτων, ενός γαλαξία που έχει υποστεί συνεχείς αλληλεπιδράσεις με σκοτεινούς συνοδούς δορυφόρους. Συγκεκριμένα, η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε είναι η μονοδιάστατη ανάλυση Fourier, με την οποία αναλύσαμε την επιφανειακή πυκνότητα των γαλαξιακών μοντέλων και υπολογίσαμε τα πλάτη και τις φάσεις των αρμονικών όρων του αναπτύγματος. Με τον τρόπο αυτό ποσοτικοποιήσαμε τη μορφολογία των γαλαξιακών μοντέλων που μελετήσαμε, καταγράφοντας τα πλάτη και τις φάσεις των διαταραχών.

- Στο μοντέλο απόκρισης αερίου επιβάλαμε ένα δυναμικό που περιγράφει έναν κανονικό σπειροειδή γαλαξία. Αυτό το μοντέλο απόκρισης χαρακτηρίζεται από δύο ισχυρές, συνεχείς και συμμετρικές σπείρες και μπορεί να θεωρηθεί ότι περιγράφει μια μορφολογία “grand design”. Βρήκαμε ότι εντός μιας ακτίνας 9 kpc ο κυρίαρχος όρος είναι ο $m = 2$, ενώ για $R > 9$ kpc επικρατεί ο όρος $m = 1$. Αυτό υπαγορεύεται ουσιαστικά από τη μορφή του επιβαλλόμενου δυναμικού είναι το άθροισμα ενός $m = 2$ και ενός $m = 1$ όρου. Όντως το πρόγραμμα που κατασκευάσαμε ανταποκρίνεται επιτυχώς στην ποσοτική περιγραφή της αναμενόμενης μορφολογίας.
- Στις εσωτερικές ακτίνες του μοντέλου ($R < 4.5$ kpc) όπου επικρατεί ο όρος $m = 2$, το πλάτος της διαταραχής κυμαίνεται περίπου μεταξύ $0.1 < A/A_0 < 0.2$ (Σχ. 6.11). Αυτά είναι πλάτη που παρατηρούνται στη μονοδιάστατη ανάλυση Fourier κανονικών σπειροειδών γαλαξιών στο εγγύς υπέρυθρο (βλ. π.χ. Grosbol & Patsis, 1998). Βρίσκονται μάλιστα στο εύρος τιμών στο οποίο τα μη-γραμμικά φαινόμενα αναμένεται να παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση της μορφολογίας των σπειρών. Αυτό το συμπέρασμα μπορεί να θεωρηθεί επίσης ως επιτυχής δοκιμασία του αλγόριθμου που κατασκευάσαμε, αν συγκρίνουμε τα πλάτη που καταγράψαμε στο Σχ. ~ 6.11 με τα μορφολογικά χαρακτηριστικά του μοντέλου που παρατηρούμε στο Σχ. ~ 6.25. Βλέπουμε κυρίως ότι το συμμετρικό μέρος των σπειρών με γωνία κλίσεως $i = 23^\circ$ βρίσκεται εντός του εσωτερικού συντονισμού $4/1$ (εσωτερικός κύκλος στο Σχ. ~ 5.2). Αυτό σημαίνει ότι τα πλάτη που βρίσκουμε είναι σύμφωνα με ένα βασικό χαρακτηριστικό των μη γραμμικών μοντέλων σπειροειδών γαλαξιών με τροχιές που έχουν ανοιχτές σπείρες και μεγάλα πλάτη.
- Είναι χαρακτηριστικό του μοντέλου, ότι για $4.5 < R < 8$ kpc τα πλάτη όλων των όρων με $m > 2$ αυξάνουν, ενώ ακριβώς μετά την ακτίνα αυτή το πλάτος του $m = 2$ όρου πέφτει. Αυτές οι διακυμάνσεις περιγράφουν μια ασυνέχεια της δισυμμετρικής σπείρας στην

περιοχή της συμπεριστροφής. Στο Σχ. ~ 6.8 βλέπουμε ότι μετά την ακτίνα $R = 4.5$ kpc τα μέγιστα πυκνότητας βρίσκονται πάνω σε βραχιόνες που δεν αποτελούν συνέχεια των εσωτερικών βραχιόνων.

- Στις εξωτερικές ακτίνες ($R > 9$ kpc) επικρατεί ο όρος $m = 1$ με πλάτος που φτάνει τιμές κοντά στο 0.75. Αυτό περιγράφει την εμφανή ασυμμετρία στην αζιμουθιακή έκταση των σπειρών σε μεγάλες αποστάσεις από το κέντρο του μοντέλου. Παρόλα αυτά συνολικά ο κυρίαρχος όρος παραμένει ο $m = 2$. Μια διαταραχή με βασικό όρο τον $m = 2$ στην επιφανειακή πυκνότητα του μοντέλου, είναι συμβατή με την ύπαρξη ενός κύματος πυκνότητας στον δίσκο το οποίο προσδίδει μία χαρακτηριστική "grand design" μορφολογία, διότι υπογραμμίζει την ύπαρξη μιας συμμετρίας κατά π στο συγκεκριμένο μοντέλο.
- Στο μοντέλο απόκρισης αερίου που επιβάλαμε ένα ραβδωτό-σπειροειδές δυναμικό, το πρόγραμμά μας εκλήθη να περιγράψει αυτή τη μορφολογία μέσω των πλατών και των φάσεων που προκύπτουν από την ανάλυση της επιφανειακής πυκνότητας του μοντέλου σε σειρές Fourier.
- Σε ακτίνες $R < 2.5$ βρίσκεται η ράβδος και στα πλάτη επικρατεί ο όρος $m = 2$ με μέγιστο πλάτος περίπου 0.3. Από τις φάσεις του $m = 2$ όρου (Σχ. ~ 6.5 (a)) βλέπουμε ότι ο όρος αυτός αναφέρεται σε δύο ενισχύσεις της επιφανειακής πυκνότητας του μοντέλου στις "ηγούμενες" πλευρές της ράβδου, δηλαδή στις πλευρές που βρίσκονται στο εμπροσθεν μέρος της ράβδου κατά τη διεύθυνση περιστροφής της. Αυτό βρίσκεται σε συμφωνία με τα "σοκ λωρίδων σκόνης" που χαρακτηρίζουν την απόκριση του αερίου στις ράβδους (βλ. π.χ. Athanassoula 1992).
- Η ανάλυση Fourier μας έδειξε ότι ο κυρίαρχος όρος της διαταραχής μετά τον τερματισμό της ράβδου, είναι ο $m = 4$, με πλάτος 0.32. Ο υπολογισμός των πλατών της σειράς Fourier (Σχ. ~ μας υποδεικνύει ότι σε αυτή την ακτίνα ($R \approx 3$ kpc) υπάρχουν 4 μέγιστα πυκνότητας. Στην εικόνα του μοντέλου απόκρισης που αναλύσαμε (Σχ. ~ 6.11) παρατηρούμε όντως ότι σε αυτή την ακτίνα έχουμε διπλά σοκ αερίου (4 σπειροειδείς βραχιόνες). Όμως, για $R > 3.5$ kpc επικρατεί πάλι ο $m = 2$ όρος, γεγονός που σηματοδοτεί την "grand design" δισυμμετρική μορφολογία των εξωτερικών περιοχών του μοντέλου. Η ύπαρξη ενός σημαντικού εύρους στη μορφολογία των εξωτερικών σπειρών και οι άδειες μεσοβραχιόνιες περιοχές στις ίδιες ακτίνες είναι υπεύθυνες για την ύπαρξη και ενός σημαντικού $m = 4$ όρου στις ίδιες περιοχές.

Γενικά, από τις αναλύσεις-δοκιμές του κώδικά μας στα μοντέλα απόκρισης διαπιστώνουμε ότι:

- Η επικράτηση μικρών m , άρτιων όρων σε όλο το εύρος ενός μοντέλου σημαίνει την ύπαρξη μιας "grand design" μορφολογίας, όπως αυτή η οποία παρατηρείται στα μοντέλα απόκρισης που μελετήσαμε.
 - Αντιθέτως η επικράτηση μικρών m , αλλά περιττών όρων σηματοδοτεί την ύπαρξη ασυμμετριών.
 - Η επικράτηση όρων ανώτερης τάξης ($m > 4$) είναι χαρακτηριστικό μορφολογιών με πολλούς βραχιόνες ή δομικά άμορφων δίσκων (flocculent).
 - Η μορφολογία των γαλαξιών μπορεί να περιγραφεί αδρά, πλοτάρωντας τις φάσεις των κυρίαρχων όρων στις περιοχές ΔR του δίσκου που αυτές κυριαρχούν. Αυτό μπορεί να χρησιμεύσει σε ένα σχήμα ταξινόμησης των γαλαξιών.
- Στο μοντέλο προσομοίωσης N-σωμάτων, η ανάλυση Fourier έδειξε ότι η συνεχής πτώση έξι δορυφόρων σκοτεινής ύλης προκάλεσε χαρακτηριστικές ασύμμετρες δομές στον γαλαξιακό δίσκο, ιδιαίτερα για $R < 5R_d$, ενώ η αρχική αξισυμμετρία του δίσκου καταστράφηκε. Σε αποστάσεις κοντά στο κέντρο του γαλαξία, $R < 2R_d$ κυριαρχεί ο $m = 2$

όρος που αντιστοιχεί στη ράβδο. Έχει ένα μέγιστο περίπου 37% του αξιsymμετρικού υποβάθρου. Παράλληλα όμως, υπάρχει ένας σημαντικός όρος $m = 1$ ο οποίος στην ίδια περιοχή κυμαίνεται $0.05 < A_1/A_0 < 0.22$. Είναι δε χαρακτηριστικά μεγαλύτερος του $m = 2$ σε αποστάσεις περίπου $3.75 R_d$ και $4.5 R_d$. (10.5 και 12.6 kpc αντίστοιχα). Μεγαλύτερα πλάτη διαταραχών, του όρου $m = 1$, της τάξεως του 0.3, παρατηρούνται σε αποστάσεις $5R_d \geq R$. Ο όρος $m = 1$ παρουσιάζει, σε ένα εύρος ακτίνων. Αρμονικοί όροι υψηλής τάξης του αναπτύγματος Fourier, παρουσιάζουν μεγάλα πλάτη στις εξωτερικές ακτίνες του δίσκου (Σχ. ~ 6.18). Αυτό οφείλεται στο ότι οι εξωτερικές περιοχές του δίσκου είναι περισσότερο επιρρεπείς σε παλιρροϊκές διαταραχές εξαιτίας των συνεχών διελεύσεων των δορυφόρων. Οι παλιρροϊκές επιδράσεις έχουν σαν αποτέλεσμα την δημιουργία χαρακτηριστικών ασυμμετριών οι οποίες χαρακτηρίζονται από μεγάλους δυναμικούς χρόνους και παραμένουν εμφανείς στις εξωτερικές περιοχές του γαλαξιακού δίσκου, για αρκετά Gyr ακόμα και μετά την τελευταία αλληλεπίδραση.

- Η συνεχής αλληλεπίδραση του γαλαξιακού δίσκου με σκοτεινούς διαταράκτες φαίνεται να αποτελεί έναν μηχανισμό συνεχούς δημιουργίας και ενίσχυσης διαταραχών με μεγάλα πλάτη ενώ συντελεί στην διατήρηση χαρακτηριστικών δομών με μεγάλη διάρκεια ζωής οι οποίες αποτυπώνονται στην τελική μορφή του δίσκου. Φαίνεται πως ο μηχανισμός αυτός αποτελεί έναν εξωτερικό μηχανισμό ενίσχυσης και διατήρησης ενός είδους σπειροειδούς δομής. Συνεπώς, η συγκεκριμένη εξωτερική διεργασία μπορεί να εξηγήσει τις χαρακτηριστικές ασυμμετρίες που παρατηρούνται σε σπειροειδείς γαλαξίες, όπως είναι οι M33 και NGC 300, οι οποίοι παρουσιάζουν εμφανείς ασυμμετρίες στις κατανομές των αερίων τους και των αστέρων τους, ενώ δεν φαίνεται να έχουν κάποια εν εξελίξει αλληλεπίδραση με άλλους γαλαξίες. Πιθανόν, σε κάποιο παρελθοντικό χρόνο, οι γαλαξίες αυτοί να δέχτηκαν διαδοχικές προσπτώσεις σκοτεινών διαταραχών στο εσωτερικό τους και να απέκτησαν την τωρινή τους μορφή (Kazantzidis et al., 2009).
- Η παρατηρούμενη μορφολογία των μοντέλων απόκρισης μπορεί να θεωρηθεί ότι αντιπροσωπεύει “grand design” γαλαξίες. Σε σύγκριση με το στιγμιότυπο της αυτοσυνεπούς προσομοίωσης που αναλύσαμε, παρουσιάζουν κυρίαρχους άρτιους όρους (αναφερόμαστε κυρίως στον $m = 2$) σε ευρύτερες περιοχές των δίσκων. Το μοντέλο με τις διαβάσεις των συνοδών δορυφόρων διαμόρφωσε μια μορφολογία η οποία στο εσωτερικό της μέρος εμφανίζει μία ράβδο, η οποία επίσης μπορεί να θεωρηθεί ως μία δομή. Βλέπουμε δηλαδή ότι τέτοιες δομές όχι μόνο δεν καταστρέφονται, αλλά ευνοούνται σε μία τέτοια ρεαλιστική προσομοίωση. Η διαφορά είναι η σημαντική συμβολή των μικρών περιττών όρων σε αποστάσεις μέχρι $5R_d$ και η απουσία κυρίαρχου όρου σε μεγαλύτερες αποστάσεις. Ειδικά η ύπαρξη ισχυρών μικρών περιττών όρων σε αποστάσεις μέχρι $5R_d$, όπου συνήθως διαθέτουμε αξιόπιστα παρατηρησιακά δεδομένα, μπορεί να θεωρηθεί ως το αποτύπωμα της διαμόρφωσης δομών μέσω αλληλεπιδράσεων με μικρότερους γαλαξίες.

7.2 Σχόλια για τα πεδία εφαρμογών της ανάλυσης Fourier και προοπτικές επέκτασης της εργασίας

Η μέθοδος Fourier έχει ένα ευρύ πεδίο εφαρμογών εφαρμοζόμενη σε δυναμικά μοντέλα απόκρισης αστέρων ή αερίου, σε στιγμιότυπα μοντέλων N-σωμάτων, καθώς και σε εικόνες πραγματικών γαλαξιών. Ο αλγόριθμος που υλοποιήσαμε στη γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN μπορεί να εφαρμοστεί και στα τρία είδη μοντέλων ή εικόνων. Με βάση τις τρέχουσες ανάγκες της έρευνας στο χώρο της Γαλαξιακής Δυναμικής και της Μορφολογίας των γαλαξιών θα μπορούσε άμεσα να αξιοποιηθεί στα ακόλουθα τρία ερευνητικά προγράμματα:

- **Μορφολογικές ταξινομήσεις βασισμένες σε δυναμικά κριτήρια**

Η ανάλυση Fourier μπορεί να εφαρμοστεί σε μεγάλα δείγματα γαλαξιών τόσο σε οπτικά μήκη κύματος όσο και στο εγγύς υπέρυθρο, με σκοπό την κατηγοριοποίηση των αντικειμένων αυτών σε “grand design”, “multiple-armed” ή “flocculent”. Ένα επόμενο βήμα είναι η ταξινόμηση δειγμάτων γαλαξιών από βάσεις δεδομένων στο εγγύς υπέρυθρο ανάλογα με τη σχετική βαρύτητα των όρων ανωτέρας τάξης και τη σχετική βαρύτητα των μικρών περιπτών όρων (κυρίως του $m = 1$). Η συσχέτιση αυτών των ιδιοτήτων με τη γωνία κλίσης των σπειρών (pitch angle), με τον αριθμό των σπειρών και με το περιβάλλον (ύπαρξη ή όχι εμφανών συνοδών) θα δώσει πολύτιμες πληροφορίες για τις συνθήκες κάτω από τις οποίες ευνοείται η ανάπτυξη συγκεκριμένων μορφολογιών.

- **Εκτίμηση των πλατών και των φάσεων των δομών που προκύπτουν σε προσομοιώσεις N-σωμάτων**

Συστηματική μελέτη των όρων των ακολουθιών Fourier σε προσομοιώσεις τόσο απομονωμένων γαλαξιακών συστημάτων όσο και σε συστήματα που διαμορφώνονται από τις αλληλεπιδράσεις με συνοδούς γαλαξίες δεν έχει γίνει μέχρι σήμερα. Τόσο στην πρώτη όσο και στη δεύτερη περίπτωση οι προκύπτουσες μορφολογίες εμφανίζουν μια πληθώρα χαρακτηριστικών, τα οποία σε πολλές περιπτώσεις μοιάζουν μεταξύ τους. Η εφαρμογή ενός αλγορίθμου όπως αυτός που αναπτύξαμε στην παρούσα εργασία θα μας επιτρέψει να διακρίνουμε δύο φαινομενικά παρόμοιες μορφολογίες. Όπως είδαμε ένα τέτοιο κριτήριο είναι η παρουσία ασυμμετριών που πιστοποιούνται με την ύπαρξη ισχυρών περιπτών όρων. Στη συνέχεια μπορούμε να στραφούμε πάλι στην ανάλυση εικόνων και να συγκρίνουμε τα ευρήματά μας με τις αντίστοιχες ποσότητες που προκύπτουν από την ανάλυση Fourier των γαλαξιακών εικόνων. Με αυτόν τον τρόπο μπορούμε να αναζητήσουμε τις βέλτιστες συσχετίσεις μεταξύ μοντέλων και θεωριών που περιγράφουν τη δημιουργία ράβδων και σπειρών.

- **Η εξέλιξη των διαταραχών σε κοσμολογικές προσομοιώσεις**

Η εφαρμογή της μεθόδου σε διαδοχικά στιγμιότυπα ενός μοντέλου το οποίο περιγράφει τη γένεση γαλαξιών κάτω από κοσμολογικές αρχικές συνθήκες και την εξέλιξή τους μέχρι $z=0$, θα μας επιτρέψει να παρακολουθήσουμε την εξέλιξη δομών όπως αυτές που παρατηρούμε στις εικόνες βαθέως πεδίου (π.χ. στα Hubble Deep Field) στις δομές που παρατηρούμε στο γειτονικό Σύμπαν. Θα μπορέσει έτσι να εκτιμηθεί ο ρόλος των συνεχών συγχωνεύσεων με άλω σκοτεινής ύλης, σε συνδυασμό με άλλες διεργασίες, όπως είναι η πρόσπτωση αερίου (gas infall) και οι πυροδοτήσεις αστρογενέσεων στο γαλαξιακό του δίσκου στην εξέλιξη αυτών των δομών. Η εφαρμογή της ανάλυσης Fourier, σε διαφορετικές ερυθρομετατοπήσεις, θα ποσοτικοποιήσει τις διακυμάνσεις των διαταραχών εξαιτίας των παραπάνω διεργασιών, διαμορφώνοντας μια καθολική εικόνα της επίδρασης των διαταραχών στη δημιουργία, στην εξέλιξη και στη διατήρηση της σπειροειδούς μορφολογίας.

7.3 Βιβλιογραφία

- Athanassoula E., 1978, AA, 69, 395
—, 1980, AA, 88, 184
—, 1984, Phys. Rep., 114, 319
Athanassoula, E.: 1992a, Mon. Not. R. Astr. Soc. 259, 328.
Athanassoula, E.: 1992b, Mon. Not. R. Astr. Soc. 259, 345
Athanassoula E., 2002, ApJ, 569, L83
Athanassoula E., 2003, MNRAS, 341, 1179
Belokurov, V., et al. 2006, ApJ, 642, L137
Bertin G., Lau Y. Y., Lin C. C., Mark J.W.-K., Sugiyama L., 1977, Proceedings of the National Academy of Science, 74, 4726
Bertin G., Lin C. C., Lowe S. A., Thurstans R. P., 1989a, ApJ, 338, 78 —, 1989b, ApJ, 338, 104
Binney J., Tremaine S., 1987, Galactic dynamics. Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987, 747 p.
Block, D. L., Bertin, G., Stockton, A., Grosbol, P., Moorwood, A. F. M., Peletier, R. F., 1994, A& A 288, 365-382
Boehm C., D. Hooper, J. Silk and M. Casse, 2002, Phys. Rev. Lett. 92, 101301
Buta, R.J., Byrd, G., Freeman, T 2004, AJ, 125, 634
Byrd G. G., Howard S., 1992, AJ, 103, 1089
Cheung E. et al., 2013, ApJ, 779, 162
Contopoulos, G.: 1971a, Astmn. J. 76, 147.
Contopoulos, G.: 1971b, Astrophys. J. 163, 181.
Contopoulos, G.: 1980, Astron. Astrophys. 81, 198.
Contopoulos, G. and Magnenat, P.: 1985, Gel. Meeh. 37,387.
Contopoulos, G. and Grosbol, P.: 1986, Astron. Astmphys. 155, II.
Contopoulos, G. and Grosbol, P.: 1988, Astron. Astmphys. 197, 83.
Contopoulos, G., Voglis, N. and Kalapotharakos, C.: 2002, Gel. Mech. Dyn. Astr.
Contopoulos, G., Voglis, 2000 Galaxies and Chaos
Contopoulos, G., Patsis, P. 2007, Chaos in Astronomy
Contopoulos G., Spyrou N.K., Vlahos L., 1993 Galactic Dynamics and N-body Simulations
Combes, F., Sanders, R. H. 1981, AA, 96, 164
Combes, F., 1995, AA, 233, 82
Corsini EM, Debattista VP, Aguerri, JAL. 2003. Ap. J. 599, L29
Debattista, V.P. Sellwood, J.A. 2000, ApJ, 543, 704
Debattista, V. P., Moore, B., Quinn, T., Kazantzidis, S., Maas, R., Mayer, L., Read, J., Stadel, J. 2008, ApJ, 681, 1076
de Vaucouleurs G., 1959, Handbuch der Physik, 53, 275
de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin Jr. H. G., Buta R. J., Paturel G., Fouque P., 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. Volume 1-3, XII, 2069 pp. 7 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
Diemand, J., Kuhlen, M., Madau, P., Zemp, M., Moore, B., Potter, D., Stadel, J. 2008, Nature, 454, 735
Diemand, J., Moore, B., Stadel, J. 2005, Nature, 433, 389
Diemand J., Kuhlen M., Madau P., 2007a, ApJ, 657, 262
Diemand J., Kuhlen M., Madau P., 2007b, ApJ, 667, 859
Diemand J., Kuhlen M., Madau P., Zemp M., Moore B., Potter D., Stadel J., 2008, Nature, 454, 735
Dobbs C., Baba J., 2014, PASA, 31, 35
D'Onghia, E., Springel, V., Hernquist, L., Keres, D. 2010a, ApJ, 709, 1138
D'Onghia, E., Vogelsberger, M., Faucher-Giguere, C.-A., Hernquist, L. 2010b, ApJ, 725, 353
D'Onghia, E., Vogelsberger, M. Hernquist, L. 2013, ApJ, 766, 34

- Dubinski J., I. Berentzen, I. Shlosman, 2009, “Anatomy of the bar instability in cuspy dark matter halos,” *AJ*, 697, 293–310.
- Efthymiopoulos C. 2010 Specific topics to galactic dynamics: Galactic disks II Elmegreen B. G., 1991, in *IAU Symposium*, Vol. 146, *Dynamics of Galaxies and Their Molecular Cloud Distributions*, Combes F., Casoli F., eds., pp. 113–+
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., 1989, *ApJ*, 342, 677
- , 1990a, *ApJ*, 355, 52
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., Montenegro L., 1992, *ApJS*, 79, 37
- Elmegreen B. G., Seiden P. E., Elmegreen D. M., 1989, *ApJ*, 343, 602
- Elmegreen D. M., 1981, *ApJS*, 47, 229
- Elmegreen D. M., Chromey F. R., Bissell B. A., Corrado K., 1999, *AJ*, 118, 2618
- Elmegreen D. M., Chromey F. R., Johnson C. O., 1995, *AJ*, 110, 2102
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., 1982, *MNRAS*, 201, 1021
- , 1984, *ApJS*, 54, 127
- , 1987, *ApJ*, 314, 3
- , 1990b, *ApJ*, 364, 412
- , 1995, *ApJ*, 445, 591
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Dressler A., 1982, *MNRAS*, 201, 1035
- Englmaier, P. Gerhard, O. 1999, *MNRAS*, 304, 512
- Eskridge P. B., et al. 2000, *AJ*, 119, 536
- Freeman, K. C., 1970, *Astrophysical Journal*, 160, 811
- Fujii, M. S., Baba, J., Saitoh, T. R., Makino, J., Kokubo, E., Wada, K. 2011, *ApJ*, 730, 109
- Gao, L., White, S. D. M., Jenkins, A., Stoehr, F., Springel, V. 2004, *MNRAS*, 355, 819
- Gauthier, J.-R., Dubinski, J., Widrow, L. M. 2006, *ApJ*, 653, 1180
- Gerola H., Seiden P. E., 1978, *ApJ*, 223, 129
- Ghigna, S., Moore, B., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., Stadel, J. 1998, *MNRAS*, 300, 146
- Goldreich, P. and Lynden-Bell, D.: 1965, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 130, 125.
- Grand, R. J. J., Kawata, D., Cropper, M. 2012, *MNRAS*, 2358
- Grand R. J. J., Kawata D., Cropper M., 2012a, *MNRAS*, 421, 1529
- Grand R. J. J., Kawata D., Cropper M., 2012b, *MNRAS*, 426, 167
- Grosbl, P. 1985, *AAS*, 60, 261
- Grosbl, P. 1993, *PASP*, 105, 651
- Grosbl, P., Patsis, P. A. 1998, *AA*, 336, 840
- Grosbl P., Patsis P. A., Pompei E., 2004, *AA*, 423, 849
- Hiotelis N. & Patsis P., 1992 ”Proceedings of the 1st Panhellenic Astronomical Conference
- Hiotelis N., Patsis P, Grosbol P., 1992
- Hubble E. P., 1936, *Realm of the Nebulae*. *Realm of the Nebulae*, by E.P. Hubble. New Haven: Yale University Press, 1936
- Irwin, M. J., et al. 2007, *ApJ*, 656, L13
- Julian, W. H. Toomre, A. 1966, *ApJ*, 146, 810
- Kalberla, P. M. W. Kerp, J. 2009, *ARAA*, 47, 27
- Kalnajs, A.: 1970, in Becker, W. and Contopoulos G. (eds) ”The Spiral Structure of our Galaxy”, *fA U Symp.* 38, Reidel, Dordrecht, 318.
- Kalnajs, A.: 1971, *Astrophys. J.* 166, 275.
- Kalnajs, A.: 1972, *Astrophys. J.* 175, 63.
- Kalnajs A. J., 1973, *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 2, 174
- Kaufmann, G., White, S.D.M., and Guiderdoni, B. 1993, *MNRAS*, 264, 201.
- Kazantzidis, S., Zentner, A. R., Kravtsov, A. V., Bullock, J. S., Debattista, V. P. 2009, *ApJ*, 700, 1896
- Kazantzidis, S., Bullock, J. S., Zentner, A. R., Kravtsov, A. V., Moustakas, L. A. 2008, *ApJ*, 688, 254
- Kazantzidis, S., Magorrian, J., Moore, B. 2004a, *ApJ*, 601, 37

- Kazantzidis, S., Mayer, L., Mastrogiuseppe, C., Diemand, J., Stadel, J., Moore, B. 2004b, *ApJ*, 608, 663
- Kazantzidis, S., Zentner, A. R., Nagai, D. 2006, in *EAS Publications Series*, ed. G. A. Mamon, F. Combes, C. Deffayet, B. Fort (Noordwijk: ESA), 65
- Kennicutt Jr. R., Hodge P., 1982, *ApJ*, 253, 101
- Kendall S., Kennicutt R. C., Clarke C., 2011, *MNRAS*, 414, 538
- Kennicutt Jr. R. C., Armus L., Bendo G., Calzetti D., Dale D. A., Draine B. T., Engelbracht C. W., Gordon K. D., Grauer A. D., Helou G., Hollenbach D. J., Jarrett T. H., Kewley L. J., Leitherer C., Li A., Malhotra S., Regan M. W., Rieke G. H., Rieke M. J., Roussel H., Smith J.-D. T., Thornley M. D., Walter F., 2003, *PASP*, 115, 928
- Kim T., Kim S., 2014, *ApJ*, 782, 64
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., Prada, F. 1999, *ApJ*, 522, 82
- Knapen J. H., Cepa J., Beckman J. E., Soledad del Rio M., Pedlar A., 1993, *ApJ*, 416, 563
- Koposov, S., et al. 2007, submitted to *ApJ* (preprint at ArXiv e-prints, 706, arXiv:0706.2687
- Kormendy J., Norman C. A., 1979, *ApJ*, 233, 539
- Li Ps., Thronson Ha., 1997 Pacific Rim Conference
- Lin, C.C.: 1966a, *J. SIAM Appl. Math.* 14, 876.
- Lin, C.C.: 1966b, in Woltjer, L. (ed) "Galaxies and the Universe", Columbia Univ. Press, New York, 33.
- Lin, C.C.: 1967, in "Relativity Theory and Astrophysics 2. Galactic Structure", Amer. Math. Soc., Providence, 66.
- Lin, C.C.: 1970, in Becker, W. and Contopoulos, G. (eds) "The Spiral Structure of our Galaxy", IA U Symp. 38, Reidel, Dordrecht, 377.
- Lin, C.C. and Lau, Y.Y.: 1979, *Studies in Appl. Math.* 60, 97.
- Lin, C.C. and Shu, F.H.: 1964, *Astrophys. J.* 140, 646.
- Lin, C.C. and Shu, F.H.: 1966, *Pmc. Nat. Acad. Sci.* 55, 229.
- Lin, C.C. and Yuan, C. and Shu, F.H.: 1969, *Astmphys. J.* 155, 721.
- Lindblad, B.: 1938, *Z. Astmphys.* 15, 124.
- Lindblad, B.: 1940, *Astmphys. J.* 92, 1.
- Lindblad, B.: 1941, *Stockholm Ann.* 13, No. 10; 14, No.1, (1942); 15, No.4, (1948); 16, No.1, (1950); 18, No.6, (1955); 19, No.7, (1956); 19, No.9, (1957); 20, No.4 and No.6, (1958); 21, No.8, (1961); 32, No.5, (1963).
- Lindblad, B. and Langebartel, R: 1953, *Stockholm Ann.* 17, No.6.
- Lindblad, P.O.: 1960, *Stockholm Ann.* 21, No.3 and No.4.
- Lovelace, R.V. E.: 1998, *Astron. Astrophys.* 338, 819.
- Lovelace, R.V. E. and Hohlfield, R.G.: 1978, *Astrophys. J.* 221, 51.
- Lynden-Bell D., Kalnajs A. J., 1972, *MNRAS*, 157, 1
- Mark, J. W-K.: 1976, *Astrophys. J.* 203, 81; 205, 363; 206, 418.
- Melnik, A. M., Dambis, A. K. 2009, *MNRAS*, 400, 518
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., Stadel, J., Tozzi, P. 1999, *ApJ*, 524, L19
- Moore, Mueller M. W., Arnett W. D., 1976, *ApJ*, 210, 670
- Okamura, S., Hamabe, M., Watanabe, M.. 1982. *Astrophys. J*, Part 1, 256, 103-111
- Patsis P. A., Heraudeau P., Grosbl P., 2001, *AA*, 370, 875
- Patsis P. 1990, PhD Thesis
- Patsis, P.A., Contopoulos, G., Grosbl, P., 1991, *AA*, 243, 373
- Patsis, P.A., Contopoulos, G. and Grosbol, P.: 1991, *Astmn. Astmphys.* 243, 373.
- Patsis, P.A., Hiotelis, N., Contopoulos, G. and Grosbol, P.: 1994, *Astmn. Astmphys.* 286, 46.
- Patsis, P.A., Grosbl, P., Hiotelis, N., 1997, *AA*, 323, 762
- Patsis, P. A., Athanassoula, E. 2000, *AA*, 358, 45
- Patsis, P.A., Athanassoula, E. and Quillen, A.C.: 1997c, *Astmphys. J.* 483, 731
- Patsis P.A. and Grosbol, P.: 1996, *Astmn. Astmphys.* 315, 371.

- Patsis, P.A. and Kaufmann, D.: 1999, *Astmn. Astmphys.* 352, 469.
- Patsis P. A., Kaufmann D. E., Gottesman S. T., Boonyasait V., 2009, *MNRAS*, 394, 142
- Pfleiderer J., Siedentopf H., 1961, *Zeitschrift fur Astrophysik*, 51, 201
- Purcell, C. W., Bullock, J. S., Tollerud, E. J., Rocha, M., Chakrabarti, S. 2011, *Nature*, 477, 301
- Quillen, A.C., 1996, *Spiral Galaxies in the Near-IR*, ESO *Astrophys*
- Rautiainen, P. and Salo, H.: 1999, *AA* 348, 737
- Regan, M. W. Vogel, S. N., 1994, *ApJ*, 434, 536R
- Rix H.-W., Rieke M. J., 1993, *ApJ*, 418, 123
- Rix H.-W., Zaritsky D., 1995, *ApJ*, 447, 82
- Roberts Jr. W. W., Roberts M. S., Shu F. H., 1975, *ApJ*, 196, 381
- Rodriguez-Fernandez, N. J. and Combes, F. 2008, *AA* 489, 115
- Romero-Gomez M., Masdemont J. J., Athanassoula E., Garcia-Gomez C., 2006, *AA*, 453, 39
- Saha K., Naab T., 2013, *MNRAS*, 434, 1287
- Saha K., Pfenniger D., Taam R. E., 2013, *ApJ*, 764, 123
- Sandage, A., *Astrophysical Journal*, 158, 1115
- Seiden P. E., Gerola H., 1982, *ApJ*, 233, 56
- Seigar M. S., Chorney N. E., James P. A., 2003, *MNRAS*, 342, 1
- Seigar M. S., James P. A., 1998, *MNRAS*, 299, 685 —, 2002, *MNRAS*, 337, 1113
- Sellwood, J. A. 2000, *ApSS*, 272, 31
- . 2011, *MNRAS*, 410, 1637
- . 2012, *ApJ*, 751, 44
- Sellwood, J. A., Binney, J. J. 2002, *MNRAS*, 336, 785
- Sellwood, J. A., Carlberg, R. G. 1984, *ApJ*, 282, 61
- Spergel, D. N. Steinhardt, P. J. 2000, *Phys. Rev. Lett.*, 84, 3760
- Shu, F.H.: 1970, *Astrophys. J.* 160, 89 and 99.
- Shu F. H., Stachnik R. V., Yost J. C., 1971, *ApJ*, 166, 465
- Shu F. H., Milione V., Gebel W., Yuan C., Goldsmith D. W., Roberts W. W., 1972, *ApJ*, 173, 557
- Sparke LS, Gallagher JS. 2000. *Galaxies in the Universe: An Introduction* Cambridge: Cambridge Univ. Press
- Sparke LS, Sellwood JA. 1987. *MNRAS* 225:653
- Spitzer, L. J. 1969, *ApJ*, 158, L139
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel, V., Wang, J., Vogelsberger, M., Ludlow, A., Jenkins, A., Helmi, A., Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D. M. 2008a, *MNRAS*, 391, 1685
- Springel, V., White, S. D. M., Frenk, C. S., Navarro, J. F., Jenkins, A., Vogelsberger, M., Wang, J., Ludlow, A., Helmi, A. 2008b, *Nature*, 456, 73
- Springel, V., White, S. D. M., Hernquist, L. 2004, in *IAU Symposium*, Vol. 220, *Dark Matter in Galaxies*, ed. S. Ryder, D. Pisano, M. Walker, K. Freeman, 421
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J. A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J., Pearce, F. 2005, *Nature*, 435, 629
- Springel, V., White, S. D. M., Tormen, G., Kauffmann, G. 2001, *MNRAS*, 328, 726
- Springel V. et al., 2005, *Nat*, 435, 629
- Springel V. et al., 2008a, *MNRAS*, 391, 1685
- Springel V. et al., 2008b, *Nat*, 456, 73
- Thornley M. D., 1996, *ApJ*, 469, L45+
- Thornley M. D., Mundy L. G., 1997, *ApJ*, 484, 202
- Toomre, A. 1969, *ApJ*, 158, 899
- Toomre, A., Toomre, J. 1972. *Galactic bridges and tails.* *ApJ* 178, 623-666.
- Toomre, A., Toomre, J. 1973. *Violent tides between galaxies.* *Scientific Amer.* 229, 39-48
- Toomre, A., 1981, in *The structure and evolution of normal galaxies* Cambridge Univ. Press, Cambridge

- Tsigaridi E., (2016), PhD Thesis, University of Athens, in greek.
Wada, K. Koda, J. 2001, PASJ, 53, 1163
Wainscoat, R. J., Puche, D., Carignan, C., 1991, AJ, 101, 447
Willman, B., Governato, F., Dalcanton, J. J., Reed, D., Quinn, T. 2004, MNRAS, 353, 639
Walsh, S. M., Jerjen, H., Willman, B. 2007, ApJ, 662, L83
Zucker, D. B., et al. 2006a, ApJ, 643, L103
Zucker, D. B., et al. 2006b, ApJ, 650, L41