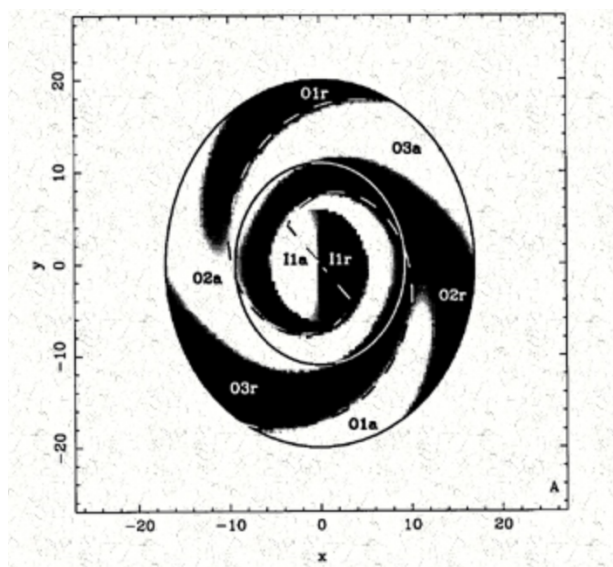


Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών
Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα Φυσικής Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής

Διπλωματική Εργασία

Τίτλος:

“Η σπειροειδής δομή των γαλαξιακών δίσκων και ο προσδιορισμός της συμπεριτροφής με κινηματικές μεθόδους.”



Δήμα Αικατερίνη

A.M.: 201419

Δρ. Πάνος Πάτσος (Επιβλέπων Καθηγητής)

Αθήνα 2016

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

Διπλωματική Εργασία

Τίτλος:

“Η σπειροειδής δομή των γαλαξιακών δίσκων και ο προσδιορισμός της συμπεριστροφής με κινηματικές μεθόδους.”

Δήμα Αικατερίνη

A.M.: 201419

Τριμελής επιτροπή:

Δρ. Πάτσης Πάνος (Επιβλέπων Καθηγητής)
Χατζηδημητρίου Δέσποινα (Αναπληρώτρια Καθηγήτρια)
Καζαντζίδης Στυλιανός (Επίκουρος Καθηγητής)

Αθήνα 2016

Πρόλογος

Η εργασία αυτή πραγματοποιήθηκε στο πλαίσιο του μεταπτυχιακού προγράμματος Αστρονομίας Αστροφυσικής και Μηχανικής του Τμήματος Φυσικής του ΕΚΠΑ, κατά τη χρονική περίοδο 2015-2016, υπό την επίβλεψη του Δρ. κ. Π. Πάτση, Διευθυντή Ερευνών του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή κ. Πάτση για την βοήθεια που μου προσέφερε στην κατανόηση βασικών εννοιών στο συγκεκριμένο αντικείμενο και για τον χρόνο που μου αφιέρωσε. Επίσης ευχαριστώ το προσωπικό της Ακαδημίας καθώς και τους συμφοιτητές και φίλους μου για την ανταλλαγή επιστημονικών απόψεων και την βοήθειά τους στην περάτωση της παρούσας εργασίας. Τέλος ευχαριστώ την οικογένειά μου για την ηθική υποστήριξη.

Περίληψη

Η κατανόηση της μορφολογίας και της δυναμικής των σπειροειδών γαλαξιών σχετίζεται εν πολλοίς με την εύρεση της θέσης των συντονισμών στους δίσκους και ιδιαίτερα με την εύρεση της θέσης του συντονισμού της συμπεριστροφής, ή ισοδύναμα με τον προσδιορισμό της ταχύτητας περιστροφής (pattern speed) των σπειρών. Ωστόσο υπάρχει δυσκολία εύρεσης της ταχύτητας περιστροφής (pattern speed) των σπειρών, καθώς δεν μπορεί να μετρηθεί απευθείας. Η τιμή της συνήθως υπολογίζεται συσχετίζοντας κύριους συντονισμούς με κάποια χαρακτηριστικά των σπειροειδών δομών, όπως για παράδειγμα το τέλος των βραχιόνων. Συνήθως για τον σκοπό αυτό κατασκευάζονται μοντέλα προς σύγκριση με φωτομετρικές και κινηματικές παρατηρήσεις. Προσπάθειες απευθείας προσδιορισμού της συμπεριστροφής παρατηρησιακά έχουν γίνει με κινηματικές μεθόδους. Στην παρούσα εργασία παρουσιάζουμε μια από τις ευρύτερα χρησιμοποιούμενες μεθόδους, τη μέθοδο του Canzian, και τη δοκιμάζουμε σε μοντέλα απόκρισης δισκοειδών γαλαξιών. Σκοπός μας είναι να κατανοήσουμε τις δυνατότητες και τους περιορισμούς της μεθόδου και να προτείνουμε συστήματα στα οποία αυτή μπορεί να εφαρμοστεί.

Λέξεις κλειδιά: γαλαξίες: κινηματική και δυναμική, γαλαξίες: σπείρα, γαλαξίες: δομή, Μεσοαστρικός χώρος: κινηματική και δυναμική, μέθοδοι: αριθμητικές

Abstract

The location of the corotation or equivalently the value of the pattern speed of the spirals, is crucial in order to understand the morphology and the dynamics of spiral galaxies. However, there is a difficulty in finding the pattern speed, as it cannot be measured directly by observations. Its value is usually evaluated by correlating the main resonances with some characteristics of the spiral structure, like the end of the spiral arms. An assessment of this hypothesis is done by means of models. Response models are constructed in order to compare the responses of galactic disks rotating with a given value of the pattern speed with photometric observations. However, there have been made some attempts to find corotation directly using kinematic methods. On this thesis, we present such a method, namely the Canzian's method, and we apply it in response models of disk galaxies. Our goal is to understand the potential and the constraints of this method and to propose systems that it can be applied giving reliable results.

key words: galaxies: kinematics and dynamics, galaxies: spiral, galaxies: structure, ISM: kinematics and dynamics, methods: numerical

Περιεχόμενα

1	Η σπειροειδής δομή των γαλαξιών	1
1.1	Ταξινόμηση των σπειροειδών γαλαξιών	1
1.1.1	Η Ακολουθία του Hubble	1
1.1.2	Η Ταξινόμηση του de Vaucouleurs	2
1.1.3	Η Ταξινόμηση των Elmegreen & Elmegreen	3
1.2	Ηγούμενες και συρόμενες σπείρες	5
1.3	Το πρόβλημα της σύσφιξης των σπειρών (The winding dilemma) . .	6
2	Θεωρίες για τη σπειροειδή δομή	9
2.1	Η ημιστατική θεωρία κύματος πυκνότητας	9
2.1.1	Επικυκλική θεωρία	10
2.1.2	Συντονισμοί	12
2.1.3	Η ζώνη της συμπεριστροφής και τα σημεία Lagrange	14
2.1.4	Εντοπισμός της συμπεριστροφής στο πεδίο ταχυτήτων . . .	15
2.2	Μηχανισμοί Swing Amplification & WASER	21
2.3	Σχηματισμός σπειρών από ράβδους	24
2.4	Χαοτικές τροχιές	25
2.5	Δημιουργία σπειρών από συνοδό γαλαξία	26
2.6	Στοχαστική αυτο-διαδιδόμενη αστρογένεση (Stochastic self-propagating star formation-SSPSF)	27
3	Μέθοδοι προσδιορισμού της συμπεριστροφής από κινημα- τικά δεδομένα	29
3.1	Η κινηματική των κυμάτων πυκνότητας	29
3.1.1	Τρόποι μέτρησης των ταχυτήτων κατά μήκος της ακτίνας παρατήρησης και τα πεδία ταχυτήτων.	29
3.1.2	Γεωμετρία και κινηματική ενός δισκοειδούς γαλαξία	35
3.2	Μέθοδος Tremaine-Weinberg	37
3.3	Μέθοδος Canzian	40

3.3.1	Σημείωση: Η έννοια της γεωμετρικής φάσης	47
4	Εφαρμογές της μεθόδου Canzian	49
4.1	Μοντέλα σπειροειδών γαλαξιών	49
4.2	Ραβδωτοί σπειροειδείς	57
4.3	Σχόλια για τα πεδία εφαρμογών της μεθόδου και προοπτικές επέ- κτασης της εργασίας	59
	Βιβλιογραφία	60

Κεφάλαιο 1

Η σπειροειδής δομή των γαλαξιών

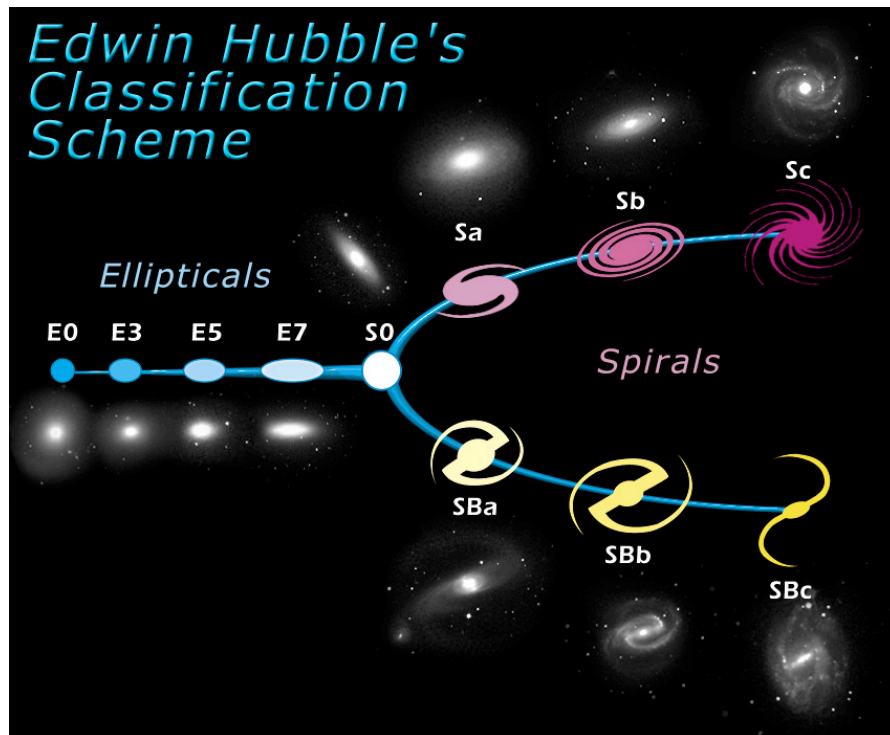
Οι σπειροειδείς γαλαξίες αποτελούν τα 2/3 περίπου του συνόλου των γαλαξιών με μεγάλη μάζα, (το υπόλοιπο 1/3 είναι οι ελλειπτικοί και ένα μικρό ποσοστό ($\simeq 3\%$) οι άμορφοι) (Lintott et al., 2011; Willett et al., 2013). Η δημιουργία νέων αστερών πραγματοποιείται κυρίως στους σπειροειδείς γαλαξίες και είναι αρκετά εντοπισμένη στους σπειροειδείς βραχίονες. Περιοχές αστρογένεσης παρατηρούνται και στις μεσοβραχιόνιες περιοχές αλλά είναι λιγότερες. Επομένως η μελέτη των σπειροειδών βραχιόνων είναι πολύ σημαντική, διότι μας δίνει πληροφορίες τόσο για την δημιουργία αστερών, όσο και για την εξέλιξη του γαλαξία. Γενικότερα όμως, η κατανόηση της δημιουργίας και της διατήρησης της σπειροειδούς δομής, αποτελεί ένα από τα θεμελιώδη ερωτήματα της σύγχρονης Αστροφυσικής. Συνδέει φαινόμενα γαλαξιακής κλίμακας όπως η αστρογένεση με φαινόμενα κοσμολογικής κλίμακας που αφορούν την φωτεινή αλλά και την σκοτεινή ύλη.

1.1 Ταξινόμηση των σπειροειδών γαλαξιών

1.1.1 Η Ακολουθία του Hubble

Οι σπειροειδείς γαλαξίες ταξινομούνται σε δύο κατηγορίες ανάλογα με το αν έχουν ράβδο ή όχι (S, SB αντίστοιχα) (Hubble, 1926b). Επιπλέον κατηγοριοποιούνται με βάση την γωνία κλίσης των βραχιόνων (pitch angle) ως προς έναν κύκλο με κέντρο το κέντρο του γαλαξία σε Sa-Sc και SBa-SBc, όπου πηγαίνοντας κλιμακωτά από το a μέχρι το c έχουμε όλο και πιο ανοιχτές σπείρες, μειώνεται η φωτεινότητα και το μέγεθος του κεντρικού εξογκώματος (bulge) και αυξάνεται το ποσοστό του αερίου

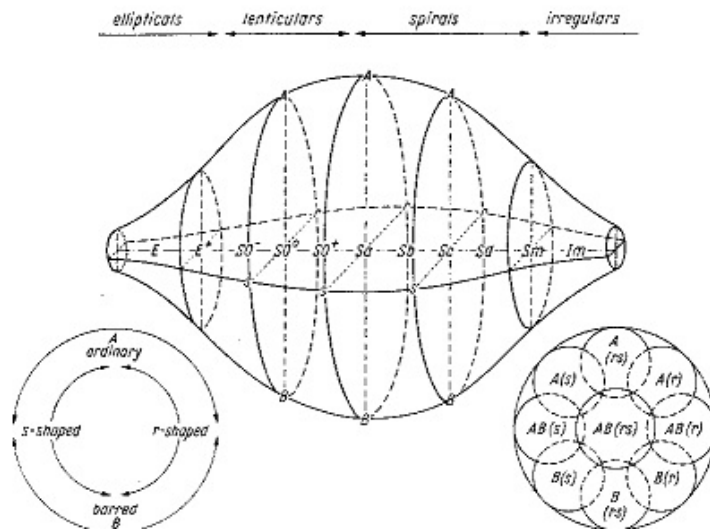
στο δίσκο (Σχήμα 1.1).



Σχήμα 1.1: Η ακολουθία του Hubble. Πηγή: NASA

1.1.2 Η Ταξινόμηση του de Vaucouleurs

Αργότερα, ο de Vaucouleurs (1959) ανέπτυξε την παραπάνω ταξινόμηση του Hubble και προσέθεσε στους ήδη υπάρχοντες τους εξής τύπους: SA στην περίπτωση που δεν έχουμε ράβδο, Sd και Sm εν συνεχεία των Sa, Sb, Sc τύπων, πρόσθεση ενός "r" στο όνομα του τύπου στην περίπτωση που έχουμε δακτύλιο γύρω από το κέντρο, ή ενός "s" στην περίπτωση που οι σπείρες είναι σχήματος "S" (Σχήμα 1.2).



Σχήμα 1.2: Η ακολουθία του de Vaucouleur (de Vaucouleurs, 1959)

1.1.3 Η Ταξινόμηση των Elmegreen & Elmegreen

Μια ακόμα ταξινόμηση που προτάθηκε από τους Elmegreen & Elmegreen (1987) βασισμένη σε μορφολογικά και δυναμικά χαρακτηριστικά γίνεται με βάση το μήκος και τον αριθμό των σπειρών (είτε έχουν ράβδο ή όχι). Διακρίνουμε τις εξής τρεις κατηγορίες:

- flocculent spiral galaxies χαρακτηρίζονται από πολλούς μικρούς βραχίονες οι οποίοι δεν είναι συμμετρικοί καθώς και τμήματα βραχιόνων που βρίσκονται πάνω στο δίσκο. Αποτελούν το 30 % των σπειροειδών και έχουν την μικρότερη φωτεινότητα σε σχέση με τους σπειροειδείς.
- multi-armed galaxies με πολλούς βραχίονες. Αποτελούν το 60 % των σπειροειδών στο οπτικό.
- grand-design galaxies με δύο κύριους σπειροειδείς βραχίονες. Πρόκειται για τους σπειροειδείς με την μεγαλύτερη φωτεινότητα. Αν και είναι σπάνιοι, αποτελούν μόλις το 10 % των σπειροειδών, περίπου το 60% του συνόλου των γαλαξιών εμφανίζουν αυτή τη δομή στο εσωτερικό τους μέρος (εντός 1-2 εκθετικών μηκών κλίμακος από το κέντρο).

Η κατηγοριοποίηση των γαλαξιών κατά τους Elmegreen μπορεί να αποτελέσει την βάση της σύνδεσης της μορφολογίας τους με τον μηχανισμό που γεννά τους σπειροειδείς βραχίονες. Οι μηχανισμοί που έχουν προταθεί αναφέρονται εκτενώς στο επόμενο κεφάλαιο.

Πρέπει να σημειωθεί ότι αυτές όλες οι ταξινομήσεις προτάθηκαν πριν τα μέσα της

δεκαετίας του 1990, οπότε κατασκευάστηκαν κάμερες για την απεικόνιση των γαλαξιών στο εγγύς υπέρυθρο ($1.5 < \lambda < 3.5 \mu m$, λ μήκος κύματος). Οι διαφορές στη μορφολογία των γαλαξιακών δίσκων στο οπτικό (π.χ. Β φίλτρο) και στο εγγύς υπέρυθρο (π.χ. Κ φίλτρο) είναι σημαντικές. Είναι πολύ πιο δύσκολο να προσδιορίσεις τα πλάτη της σπειροειδούς διαταραχής από παρατηρήσεις στο οπτικό από ότι στο εγγύς υπέρυθρο εξαιτίας της ισχυρής απορρόφησης από τη σκόνη στους βραχίονες (βλέπε κεφάλαιο 2). Επιπλέον στα εσωτερικά τμήματα των γαλαξιακών δίσκων, ισχυρές λωρίδες σκόνης που διαπερνούν όλη την περιοχή στο εσωτερικό του κεντρικού εξογκώματος δίνουν την εντύπωση ότι οι σπείρες φτάνουν πολύ κοντά στα κέντρα των γαλαξιών. Από την άλλη μεριά, στο εγγύς υπέρυθρο φαίνεται η κατανομή των παλαιότερων αστρικών πληθυσμών πολύ καλύτερα απ' ότι στο οπτικό και έτσι παρατηρήσεις σε αυτά τα μήκη κύματος είναι κατάλληλες για τον υπολογισμό της κατανομής μάζας της φωτεινής ύλης. Η εμφάνιση των σπειρών στο εγγύς υπέρυθρο είναι πιο ομαλή και τα κεντρικά εξογκώματα είναι σχετικά μεγαλύτερα. Οι βραχίονες ξεκινούν εφαιπτομενικά από το εξωτερικό όριο των κεντρικών εξογκωμάτων. Με βάση την ταξινόμηση κατά Hubble οι σπείρες στο εγγύς υπέρυθρο ταξινομούνται στην προηγούμενη κατηγορία από ότι αν ήταν στο οπτικό και η συχνότητα εμφάνισης ράβδων είναι μεγαλύτερη (Eskridge et al., 2000).

Σχετικά με τους χρόνους ζωής των σπειρών είναι δύσκολο να υπολογιστούν αυτοί με βάση τα παρατηρησιακά δεδομένα (βλ. π.χ. Sellwood (2011)). Ο χρόνος ζωής της σπειροειδούς δομής διαφέρει μεταξύ των θεωριών που έχουν προταθεί για την εξήγησή της (βλ. κεφ. 2). Αξιοσημείωτο είναι δε, ότι ενώ κάναμε την κατηγοριοποίηση σε flocculent spiral και grand-design γαλαξίες, παρατηρήσεις υποδεικνύουν ότι υπάρχουν γαλαξίες που οι βραχίονές τους φέρουν χαρακτηριστικά και των δύο τύπων δηλαδή grand-design δομής για παλαιούς αστέρες (υπέρυθρο) και flocculent spiral δομής για νέους αστέρες και αέριο (ορατό) (Block & Wainscoat, 1991; Grosbol et al., 2004; Grosbol & Patsis, 1998; Thornley, 1996; Thornley & Mundy, 1997). Υπάρχουν επίσης γαλαξίες που φαίνεται ότι έχουν 3 βραχίονες στον οπτικό και 2 στο υπέρυθρο (Block et al., 1993, 1994).

Απευθείας ποσοτικός προσδιορισμός των διαταραχών πυκνότητας από παρατηρήσεις που σχετίζονται με τους σπειροειδείς βραχίονες στους γαλαξίες είναι δύσκολο να γίνουν εξαιτίας της στενής σύνδεσης τους με τη σκόνη και με φαινόμενα αστρικών πληθυσμών στους βραχίονες. Ακόμα και φίλτρα στο εγγύς υπέρυθρο με πλατύ εύρος είναι δύσκολο να διαχωρίσουν τις διαταραχές πυκνότητας από τα παραπάνω φαινόμενα (Witt et al., 1992). Παρατηρήσεις με φίλτρα μικρού εύρους έχουν χρησιμοποιηθεί για να προσδιορίσουν και να απομονώσουν το ποσοστό του φωτός στις σπείρες στο εγγύς υπέρυθρο το οποίο προέρχεται από νέους αστέρες (Patsis et al., 2001). Αυτές οι μελέτες έχουν δώσει όρια αλλά όχι ακριβή ποσοστά του φωτός που προέρχεται από νέους αστέρες σε σχέση με το συνολικό φως που καταγράφεται. Οι επιδράσεις της ύπαρξης σκόνης μειώνονται καθώς αυξάνει το μήκος κύματος

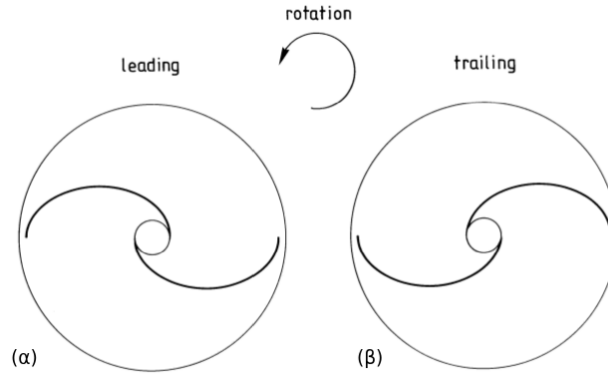
αλλά εξακολουθούν να είναι σημαντικές ακόμα και στα υπέρυθρα φίλτρα J και H. Η εξασθένιση της σκόνης αρχίζει να γίνεται αμελητέα στους κανονικούς σπειροειδείς γαλαξίες στο φίλτρο K που αντιστοιχεί στα $2.2\mu m$. Επομένως η περιοχή του εγγύς υπέρυθρου είναι πολύ πιο ευαίσθητη σε παλαιότερους αστρικούς πληθυσμούς απ' ό,τι στους νεότερους, γεγονός που την καθιστά κατάλληλη για τον προσδιορισμό της κατανομής της φωτεινής μάζας, όπως αναφέραμε και παραπάνω (Rix & Rieke, 1993). Ανακεφαλαιώνοντας τα κυριότερα αποτελέσματα των ερευνών στο εγγύς υπέρυθρο που αφορούν τη μελέτη μας είναι τα εξής:

- Πρώτον οι grand-design γαλαξίες παρουσιάζουν πιο σφιχτά δεμένες σπείρες στο οπτικό, ενώ περιμέναμε να συμβαίνει αυτό στις περιοχές του εγγύς υπέρυθρου. Το γεγονός αυτό υποδηλώνει την ύπαρξη κύματος πυκνότητας στους γαλαξίες.
- Δεύτερον στο εγγύς υπέρυθρο παρατηρείται παραμόρφωση της κεντρικής οβάλ περιοχής αρκετά συχνότερα σε σχέση με παρατηρήσεις στο οπτικό. Οι μισοί κανονικοί γαλαξίες δείχνει να έχουν ισχυρή κεντρική διαταραχή.
- Τρίτον πρέπει να σημειώσουμε ότι στο εγγύς υπέρυθρο έχουμε ενίσχυση της grand design μορφολογίας εις βάρος των multi-armed και flocculent οι οποίες εμφανίζονται ενισχυμένες στο οπτικό (Grosbol, Patsis, & Pompei, 2004; Grosbol & Patsis, 1998).

1.2 Ηγούμενες και συρόμενες σπείρες

Από τις παρατηρήσεις δεν είναι δυνατόν να κατανοήσουμε τη φορά περιστροφής των σπειρών, δηλαδή να αποφανθούμε αν οι σπείρες του γαλαξία είναι “ηγούμενες” ή “συρόμενες”. “Ηγούμενη” (leading) είναι η σπείρα που οι άκρες της δείχνουν προς τη φορά της περιστροφής του γαλαξία. Αντίθετα “συρόμενη”(trailing) είναι η σπείρα, οι άκρες της οποίας δείχνουν προς την αντίθετη κατεύθυνση σε σχέση με την φορά περιστροφής του γαλαξία (σχήμα 1.3).

Στις περισσότερες περιπτώσεις, όπως και στον γαλαξία μας, οι σπείρες “ακολουθούν” (de Vaucouleurs, 1959; Hubble, 1943; Pasha, 1985). Αυτό γίνεται φανερό από θεωρητικές μελέτες (Contopoulos, 1971). Υπάρχουν και ελάχιστες περιπτώσεις σπειρών που “ηγούνται” (Buta, Byrd, & Freeman, 2003; Pasha, 1985). Αυτές όμως είναι συνήθως σπείρες που έχουν προκύψει από ειδικές αλληλεπιδράσεις ή και συγχωνεύσεις γαλαξιών.



Σχήμα 1.3: Ηγούμενη (α) και Συρόμενη (β) σπειροειδής δομή. Πηγή: Binney & Tremaine (2008)

1.3 Το πρόβλημα της σύσφιξης των σπειρών (The winding dilemma)

Στο σύμπαν παρατηρούμε σπείρες διαφόρων γωνιών κλίσης να συνυπάρχουν σε κάθε εποχή. Από τις εικόνες βαθέως πεδίου του Hubble (Abraham et al., 1996) μέχρι τους γειτονικούς μας γαλαξίες.¹ Άρα κάθε θεωρία για την εξήγηση της σπειροειδούς δομής, πρέπει να εξηγεί αυτή τη διαχρονικότητα των σπειρών. Εδώ τίθεται το πρόβλημα της σύσφιξης των σπειρών (winding problem). Έστω ότι οι αστέρες του δίσκου περιστρέφονται με γωνιακή ταχύτητα περιστροφής $\Omega(R)$, όπου R είναι η απόσταση από το κέντρο του γαλαξία. Η περιστροφή είναι διαφορική και διέπεται από την σχέση $\Omega(R) = V/R$, δηλαδή αστέρες που βρίσκονται πιο μακριά από το κέντρο θα χρειαστούν περισσότερο χρόνο για να ολοκληρώσουν μια πλήρη περιφορά απ' ότι οι κοντινότεροι στο κέντρο. Καθώς ο δίσκος περιστρέφεται διαφορικά, οι βραχίονες δεν παραμένουν ακτινικά στην ίδια θέση αλλά μετακινούνται σύμφωνα με την σχέση (1.1).

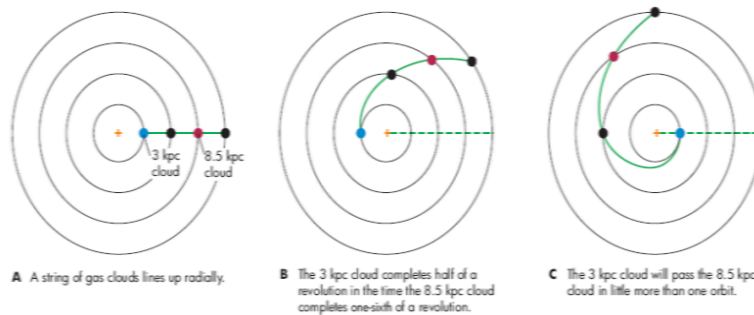
$$\phi(R, t) = \phi_0 + \Omega(R)t \quad (1.1)$$

Επιπλέον η γωνία κλίσης α με βάση την σχέση (1.1) δίνεται από τη σχέση (1.2).

$$\cot\alpha = \left| R \frac{d\phi}{dR} \right| = Rt \left| \frac{d\Omega}{dR} \right| \quad (1.2)$$

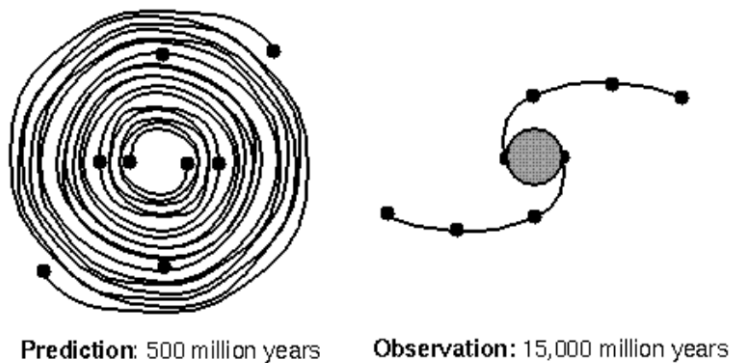
Συνέπεια αυτού είναι η περιέλιξη των σπειροειδών βραχιόνων, αν αυτοί αποτελούνται πάντα από τους ίδιους αστέρες, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.4:

¹Ο πιο μακρινός γαλαξίας με εμφανή σπειροειδή δομή έχει εντοπιστεί σε $z = 2.18$, δηλαδή $3 \times 10^9 ly$ μετά το B.B. (Law et al., 2012)



Σχήμα 1.4: Η περιέλιξη των σπειρών λόγω της διαφορικής περιστροφής. Αν π.χ. η θέση του ηλιακού συστήματος, δίνεται από την κόκκινη κουκκίδα σε απόσταση 8.5kpc από το κέντρο, παρατηρούμε πόσο αυτή κινείται μέχρι να ολοκληρωθεί μια πλήρη περιφορά της γαλαξιακής κοιλότητας που αντιστοιχεί σε αστέρα που βρίσκεται σε απόσταση 3kpc από το κέντρο.

Το σχήμα (1.4), μας δείχνει που βρίσκεται ο Ήλιος πριν ολοκληρωθεί καν μια περιστροφή του γύρω από το γαλαξιακό κέντρο. Στην πραγματικότητα ο Ήλιος έχει περιστραφεί ήδη 20 περίπου φορές γύρω από το γαλαξιακό κέντρο. Επομένως ανακύπτει το εξής πρόβλημα : Αν θεωρήσουμε ως δεδομένο ότι οι σπείρες αποτελούνται από το ίδιο υλικό, οι σπείρες γίνονται πολύ “σφιχτές” και εξαφανίζονται σε πολύ λιγότερο χρόνο από τον χρόνο ζωής ενός γαλαξία. Αυτή η αναντιστοιχία ονομάζεται winding dilemma και διατυπώθηκε αρχικά από τον [Wilczynski \(1896\)](#). Οι πιθανές



Σχήμα 1.5: Σχηματική αναπαράσταση του winding dilemma. Εξαιτίας της διαφορικής περιστροφής του γαλαξιακού δίσκου θα περιμέναμε οι σπείρες να “τυλιχτούν” σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα (500 εκατομμύρια χρόνια όπως φαίνεται αριστερά), και να “καταστραφεί” η σπειροειδής δομή. Εντούτοις οι παρατηρήσεις μας δείχνουν ότι σε πολύ μεγαλύτερες χρονικές κλίμακες (15000 εκατομμύρια χρόνια όπως φαίνεται δεξιά) διατηρείται ακόμα η σπειροειδής δομή. (html : www.astronomynotes.com)

εξηγήσεις που έχουν δοθεί για την επίλυση του winding dilemma είναι οι εξής:

- Η σπειροειδής δομή να είναι σταθερή αλλά κάθε σπείρα να είναι αρκετά νέα. Αυτή η εξήγηση μπορεί να δοθεί για flocculent galaxies αλλά όχι για grand-design γαλαξίες. Κατ' αναλογία μπορούμε να φανταστούμε ότι ρίχνουμε συνεχώς σταγόνες γάλατος σε έναν καφέ που ανακατεύουμε. Παρατηρούμε ότι συνεχώς δημιουργούνται νέες σπείρες και εξαφανίζονται οι παλιές.
- Η υπόθεση που έκαναν οι Lin & Shu ότι η σπειροειδής δομή οφείλεται σε κύματα πυκνότητας (λεπτομερής αναφορά σε επόμενο κεφάλαιο).
- Η σπειροειδής δομή να είναι αποτέλεσμα μιας πρόσφατης βίαιης διαταραχής, όπως η συνάντηση σε πολύ κοντινή απόσταση με έναν άλλον γαλαξία. Πράγματι μπορεί να είναι η εξήγηση για εντυπωσιακούς σχηματισμούς σπειρών grand-design γαλαξιών. Όμως σε πολύ λίγες περιπτώσεις grand design σπειροειδών γαλαξιών είναι εμφανής η παρουσία ενός συνοδού.

Κεφάλαιο 2

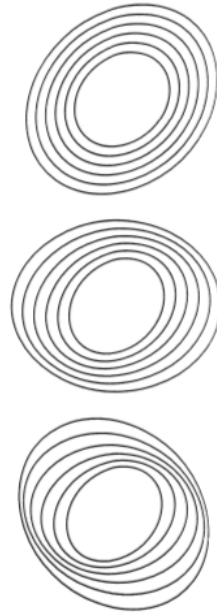
Θεωρίες για τη σπειροειδή δομή

Η φύση των σπειροειδών δομών, είναι ένα από τα ερωτήματα που ταλανίζει την επιστημονική κοινότητα τα τελευταία 50 χρόνια. Σχετικά με αυτό υπάρχει εκτενής βιβλιογραφία. Ενδεικτικά αναφέρουμε το Dawes review paper των [Dobbs & Baba \(2014\)](#) και το βιβλίο του [Bertin \(2014\)](#). Εδώ θα γίνει μια σύντομη αναφορά των διαφόρων μηχανισμών δημιουργίας σπειροειδούς δομής που έχουν προταθεί, και θα αναφερθούν τα ερωτήματα που παραμένουν ακόμα.

2.1 Η ημιστατική θεωρία κύματος πυκνότητας

Ο πρώτος που εισήγαγε την ιδέα ότι η σπειροειδής δομή είναι αποτέλεσμα βαρυτικών αλληλεπιδράσεων μεταξύ αστέρων και αερίου ήταν ο [Lindblad \(1959\)](#). Η σημαντικότερη συνεισφορά του είναι η θεώρησή του ότι η τροχιά ενός σωματιδίου γύρω από το κέντρο του γαλαξία μπορεί να περιγραφεί με ακρίβεια ως ο συνδυασμός της κυκλικής του κίνησης γύρω από το κέντρο και των αποκλίσεων γύρω από αυτή που περιγράφονται ως ανάδρομες ακτινικές ταλαντώσεις με συχνότητα κ , την επικυκλική συχνότητα. Συνδυάζοντας τις δύο αυτές κινήσεις, το ίχνος που αφήνει η τροχιά αυτή είναι ροζέτα. Κοιτώντας την όμως σε περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς με κατάλληλη γωνιακή ταχύτητα, η τροχιά αυτή είναι μια κλειστή έλλειψη. Αν θεωρήσουμε ένα πλήθος τέτοιων τροχιών των οποίων ο μεγάλος άξονας περιστρέφεται ώστε να σχηματίζεται η σπείρα, τότε έχοντας ως δεδομένο ότι η μετάπτωση των διαδοχικών ελλείψεων θα είναι σταθερή, η σπειροειδής δομή θα διατηρείται όπως φαίνεται στο σχήμα [2.1](#).

Σύμφωνα με αυτή την θεωρία, οι σπειροειδείς βραχίονες είναι αργά εξελισσόμε-



Σχήμα 2.1: Η θεωρία του Lindblad. Πηγή: Kalnajs (1973)

νοι σχηματισμοί (patterns) που περιστρέφονται με σταθερή ταχύτητα περιστροφής (pattern speed) $-\Omega_p$ πάνω στο δίσκο. Στο σύστημα αναφοράς που περιστρέφεται μαζί με τους σπειροειδείς βραχίονες, η γωνιακή ταχύτητα ενός υποθετικού σωματιδίου σε μία αστρική τροχιά θα είναι $\Omega - \Omega_p$. Ένα τέτοιο κύμα πυκνότητας ονομάζεται κινηματικό διότι δεν λαμβάνει υπόψιν την ιδιοβαρύτητα των σπειρών.

2.1.1 Επικυκλική θεωρία

Εδώ θα αναλυθούν ορισμένα χαρακτηριστικά των τροχιών που υπάρχουν σε έναν γαλαξιακό δίσκο, ώστε να περιγραφεί πιο αναλυτικά η επικυκλική θεωρία πρώτης τάξης.

Θεωρούμε ένα αξισυμμετρικό βαρυτικό δυναμικό που αντιστοιχεί σε ένα σπειροειδή γαλαξία, της μορφής $\Phi(r, z)$ (έχει επιλεγεί το κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων (r, θ, z)), με $\Phi(z)$ συμμετρικό ως προς το επίπεδο $z = 0$. Θεωρούμε τις σχεδόν κυκλικές τροχιές (οι οποίες αποτελούν και την πλειοψηφία). Επομένως σε έναν κύκλο ακτίνας R , ορίζουμε ως x την ακτινική απόκλιση και ως y την αζιμουθιακή απόκλιση:

$$\begin{aligned} r &= R + x \\ \theta &= \Omega t + y \end{aligned} \tag{2.1}$$

όπου Ω η γωνιακή ταχύτητα της ακτινικής τροχιάς.

Σύμφωνα με τους νόμους που διέπουν την κυκλική κίνηση:

$u_c = \Omega R$ (σχέση γραμμικής-γωνιακής ταχύτητας) (όπου u_c η κυκλική ταχύτητα, Ω η γωνιακή ταχύτητα και R η ακτίνα της τροχιάς) και ισχύει $\frac{u_c^2}{R} = \frac{d\Phi}{dr}$ (κεντρομόλος δύναμη), προκύπτει ότι για την γωνιακή ταχύτητα ισχύει

$$\Omega^2 = \frac{1}{R} \frac{d\Phi(R, 0)}{dr}$$

Στις πολικές συντεταγμένες θεωρούμε ότι:

$$\vec{r} = r \cos\theta \hat{i} + r \sin\theta \hat{j}$$

$$\vec{e}_r = \frac{\frac{\partial \vec{r}}{\partial r}}{\left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial r} \right|} = \cos\theta \hat{i} + \sin\theta \hat{j}$$

$$\vec{e}_\theta = \frac{\frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta}}{\left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta} \right|} = -\sin\theta \hat{i} + \cos\theta \hat{j}$$

Προκειμένου να βρούμε τα διανύσματα της ταχύτητας και της επιτάχυνσης υλικού σημείου που κινείται πάνω στο επίπεδο σε πολικές συντεταγμένες, αναλύουμε τα διανύσματα της ταχύτητας και της επιτάχυνσης σε δύο συνιστώσες κατά τις διανυσματικές μονάδες \vec{e}_r και \vec{e}_θ . Παρατηρούμε αρχικά ότι : $\vec{r} = r \vec{e}_r$ και συνεπώς

$$\vec{u} = \dot{r} \vec{e}_r + r \dot{\vec{e}}_r = \dot{r} \vec{e}_r + r \dot{\theta} \vec{e}_\theta \quad (2.2)$$

η επιτάχυνση βρίσκεται με παραγώγιση της 2.2 ως προς τον χρόνο

$$\vec{a} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) \vec{e}_r + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta}) \vec{e}_\theta \quad (2.3)$$

Επομένως οι **εξισώσεις κίνησης** θα είναι οι εξής:

$$\begin{aligned} \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 &= -\frac{\partial \Phi}{\partial r} \\ 2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} &= 0 \\ \ddot{z} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Αναπτύσσουμε το δυναμικό $\Phi(r, z)$ σε σειρά Taylor στην γειτονιά του $(R, 0)$.

$$\frac{\partial \Phi(R, 0)}{\partial r} = \frac{\partial \Phi}{\partial r} + x \frac{\partial^2 \Phi(R, 0)}{\partial r^2} + z \frac{\partial^2 \Phi(R, 0)}{\partial r \partial z} \quad (2.5)$$

Ο τελευταίος όρος της (2.5) ισούται με 0 εξαιτίας της συμμετρίας ως προς το επίπεδο $z = 0$. Με την βοήθεια της (2.5) γραμμικοποιούμε (κρατάμε μόνο όρους πρώτης τάξης ως προς τις αποκλίσεις x, y) την (2.4), οπότε λαμβάνουμε τις εξής γραμμικοποιημένες εξισώσεις κίνησης:

$$\begin{aligned} \ddot{x} - 2\Omega\dot{y}R - \Omega^2x &= -x\frac{\partial^2\Phi(R,0)}{\partial r^2} \\ R\ddot{y} + 2\dot{x}\Omega &= 0 \\ \ddot{z} &= -z\frac{\partial^2\Phi(R,0)}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Στην συνέχεια ολοκληρώνουμε την δεύτερη εξίσωση της σχέσης (2.6) και έχουμε:

$$R\dot{y} + 2x\Omega = \text{const} = \alpha$$

και την εισάγουμε στην πρώτη

$$\begin{aligned} \ddot{x} - 2\Omega(\alpha - 2x\Omega) - \Omega^2x &= -x\frac{\partial^2\Phi(R,0)}{\partial r^2} \Rightarrow \\ \ddot{x} + \left(3\Omega^2 + \frac{\partial^2\Phi(R,0)}{\partial r^2}\right)x - 2\Omega\alpha &= 0 \Rightarrow \\ \ddot{x} + \kappa^2x - x_0 &= 0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

όπου $\kappa^2 = 3\Omega^2 + \frac{\partial^2\Phi(R,0)}{\partial r^2}$, κ η επικυκλική συχνότητα και $x_0 = 2\Omega\alpha$ μια σταθερά. Παρατηρούμε ότι η σχέση (2.7) έχει την μορφή ενός απλού αρμονικού ταλαντωτή και στην περίπτωση που θεωρήσουμε ότι $\alpha = 0 \Rightarrow x_0 = 0$, τότε:

$$\ddot{x} + \kappa^2x = 0 \quad \dot{y} = -\frac{2\Omega x}{R}$$

Επομένως στους άξονες x, y έχουμε ταλαντώσεις με επικυκλική συχνότητα κ , ενώ στον άξονα z ταλάντωση με συχνότητα v_z όπου $v_z^2 = \frac{\partial^2\Phi(R,0)}{\partial z^2}$ όπως φαίνεται από την τρίτη εξίσωση της σχέσης (2.6). Η τροχιά του αστέρα στο επίπεδο του γαλαξία επομένως είναι η σύνθεση μιας κυκλικής και μιας επικυκλικής (στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς) κίνηση. Δηλαδή έχει την μορφή ροζέτας.

2.1.2 Συντονισμοί

Έστω ότι έχουμε ένα κινηματικό κύμα πυκνότητας με m σπειροειδείς βραχίονες που περιστρέφονται με γωνιακή ταχύτητα Ω_p . Στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς

οι αστέρες περιστρέφονται με γωνιακή ταχύτητα $\Omega' = \Omega - \Omega_p$. Οι περιοχές που συναντούμε σπειροειδείς βραχίονες είναι αυτές για τις οποίες ισχύει η παρακάτω σχέση:

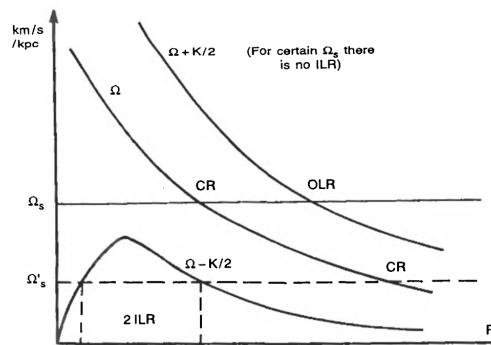
$$\frac{\kappa(r)}{\Omega(r) - \Omega_p} = \frac{m}{1} \quad (2.8)$$

όπου δηλαδή οι επικυκλικές τροχιές κλείνουν μετά από m λοβούς. Εδώ θα ασχοληθούμε με γαλαξίες που έχουν 2 βραχίονες δηλαδή $m = 2$.

Οι αστέρες αλληλεπιδρούν με τις σπείρες και όπως φαίνεται και από την σχέση 2.8 υπάρχουν κάποιες περιοχές συντονισμού των αστέρων με τις σπείρες. Αυτοί είναι οι εξής:

- Αν $\Omega = \Omega_p$, (Corotation) συμπεριστροφή.
- Αν $\Omega = \Omega_p - \frac{\kappa}{2}$, (ILR-Inner Lindblad Resonance) εσωτερικός συντονισμός Lindblad
- Αν $\Omega = \Omega_p + \frac{\kappa}{2}$, (OLR-Outer Lindblad Resonance) εξωτερικός συντονισμός Lindblad.

Αξίζει να σημειωθεί ότι ενώ τα Ω και κ είναι συναρτήσεις της απόστασης, το Ω_p δεν εξαρτάται από την απόσταση αλλά είναι σταθερός αριθμός. Επομένως, ανάλογα με την τιμή του Ω_p μπορεί να έχουμε κανέναν, έναν ή δύο ILR (σχήμα 2.2).



Σχήμα 2.2: Η γενική μορφή των καμπύλων περιστροφής $\Omega(r)$ και η περιοχή της συμπεριστροφής (CR) όπου $\Omega = \Omega_p \equiv \Omega_s$. Καθώς και οι συνδυασμοί τους με την επικυκλική συχνότητα $\left(\Omega \pm \frac{\kappa(r)}{2}\right)$ που δίνουν τους συντονισμούς ILR και OLR. Παρατηρούμε ότι για κάποιες τιμές της Ω_s (από μια τιμή και πάνω) δεν υπάρχει ILR, ενώ κάτω από αυτήν την οριακή τιμή υπάρχουν δύο ILRs (όπως φαίνεται για παράδειγμα για την Ω'_s).

Πηγή: Combes et al. (1995)

Η συμπεριστροφή παίζει τον σημαντικότερο ρόλο στις θεωρίες περί σπειροειδούς δομής. Στην παρούσα εργασία μελετάμε τρόπους προσδιορισμού της θέσης της συμπεριστροφής από κινηματικά μοντέλα.

2.1.3 Η ζώνη της συμπεριστροφής και τα σημεία Lagrange

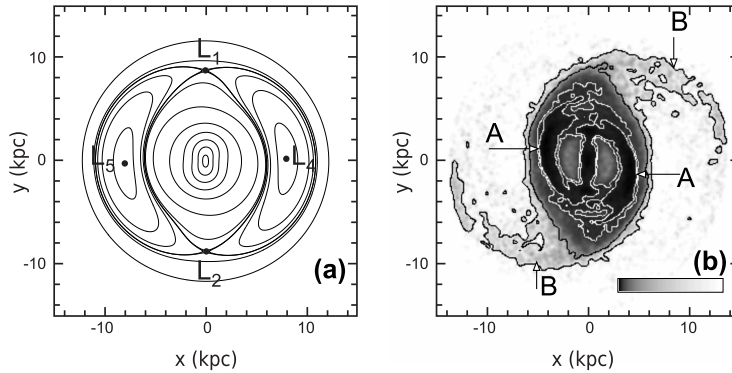
Στην περίπτωση που έχουμε περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς δύο διαστάσεων με γωνιακή ταχύτητα περιστροφής Ω_p , οι εξισώσεις κίνησης των τροχιών παράγονται από την εξής χαμιλτονιανή.

$$H = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) + \Phi(x, y) - \frac{1}{2}\Omega_p^2(x^2 + y^2) = E_J \quad (2.9)$$

όπου (x, y) είναι οι συντεταγμένες στο καρτεσιανό σύστημα αναφοράς που περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα Ω_p και $\Phi(x, y)$ το δυναμικό στις καρτεσιανές συντεταγμένες. Παρατηρούμε ότι η ποσότητα που παραμένει σταθερή κατά την διάρκεια της κίνησης και αποτελεί ανάλογο του ολοκληρώματος της ενέργειας στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς είναι το άθροισμα όλων των όρων της (σχέσης 2.9). Επίσης οι δύο τελευταίοι όροι της (2.9) αποτελούν το ενεργό δυναμικό $\Phi_{eff} = \Phi(x, y) - \frac{1}{2}\Omega_p^2(x^2 + y^2)$ το οποίο αποτελεί το άθροισμα του βαρυτικού δυναμικού και της επίδρασης των δυνάμεων Coriolis που υφίσταται ο αστέρας λόγω της περιστροφής. Επομένως η 2.9 μπορεί να γραφεί στην μορφή:

$$H_{eff} = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) + \Phi_{eff} \quad (2.10)$$

Η συνολική ενέργεια της τροχιάς δίνεται από $E_J - \Phi_{eff} = K$. Η επιτρεπτή περιοχή κίνησης ορίζεται από $K \geq 0$, δηλαδή η συνθήκη $E_J \geq \Phi_{eff}$ ορίζει την καμπύλη μηδενικής ταχύτητας (Zero-Velocity-Curve) πέρα από την οποία απαγορεύεται να περάσει ένας αστέρας. Στο σχήμα (2.3 a) βλέπουμε σχεδιασμένες χαρακτηριστικές ισοδυναμικές επιφάνειες του Φ_{eff} ενός ραβδωτού σπειροειδούς δυναμικού (βλ. κεφάλαιο 4). Παρατηρούμε ότι τα σημεία L_1, L_2, L_4, L_5 , είναι εκείνα για τα οποία ισχύει ότι $\nabla\Phi_{eff} = 0$ και ονομάζονται **σημεία Lagrange** (κατά αντιστοιχία με το πρόβλημα των τριών σωμάτων). Σε κάθε ένα από αυτά τα σημεία, ένας αστέρας στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς φαίνεται ακίνητος. **Ο δακτύλιος που περιέχει τα σημεία L_1, L_2, L_4, L_5 ορίζει την περιοχή της συμπεριστροφής.** Τα L_1, L_2 ονομάζονται ασταθή σημεία, δηλαδή κάθε αστέρας που περνάει κοντά σε αυτά ανάλογα με την αρχική του ενέργεια μπορεί να διαφύγει μακριά τους, ενώ τα L_4, L_5 είναι τα ευσταθή σημεία, και ένας αστέρας που βρίσκεται στην γειτονιά τους θα παραμείνει σε αυτή.

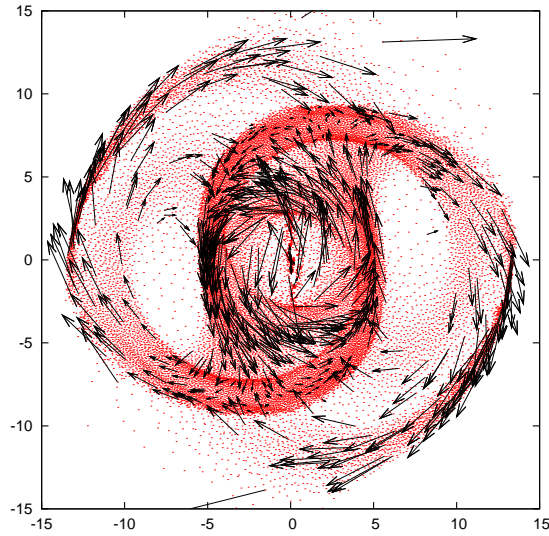


Σχήμα 2.3: (a) Ισοδυναμικές επιφάνειες ενός ενεργού δυναμικού για ένα μοντέλο ραβδωτού-σπειροειδή γαλαξία. Φαίνονται τα σημεία Lagrange L_1, L_2 (ασταθή) και L_4, L_5 (ενσταθή). (b) Το μοντέλο απόκρισης μετά από δέκα περιστροφές της σπειροειδούς δομής. Η γκρι μπάρα κάτω δεξιά αποτελεί δείκτη της επιφανειακής πυκνότητας. Παρατηρούμε με μαύρο χρώμα τις πιο πυκνές περιοχές. Τα σημεία A και B αντιστοιχούν στις εσωτερικές και εξωτερικές σπείρες αντίστοιχα. (Τα παραπάνω σχήματα έχουν $\Omega_p = 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ και έχουν χρησιμοποιηθεί 10^6 σωματίδια.) Πηγή: Tsigaridi & Patsis (2013)

2.1.4 Εντοπισμός της συμπεριστροφής στο πεδίο ταχυτήτων

Το σχήμα (2.4) αποτελεί ένα πεδίο ταχυτήτων στο συμπεριστρεφόμενο σύστημα αναφοράς (το οποίο περιστρέφεται με Ω_p). Σε αυτό, έχουν σχεδιαστεί τα διανύσματα της ταχύτητας για κάποια από τα σωματίδια που έχουν χρησιμοποιηθεί στο παρόν μοντέλο, στο συμπεριστρεφόμενο με Ω_p σύστημα αναφοράς. Παρατηρούμε ότι σε κάποια σημεία αλλάζει η διεύθυνση των διανυσμάτων της ταχύτητας και από εν γένει αριστερόστροφα γίνονται δεξιόστροφα. Επίσης παρατηρούμε ότι το μέγεθος των διανυσμάτων ελαχιστοποιείται σε μία ζώνη περίπου δύρω στα 8 kpc. Όλα αυτά τα σημεία βρίσκονται στην ζώνη της περιοχής της συμπεριστροφής. Η αλλαγή της διεύθυνσης περιστροφής, γίνεται εύκολα αντιληπτή αν γίνει συσχετισμός με το (σχήμα 2.2) στο οποίο φαίνεται η μεσαία καμπύλη (CR) που αντιστοιχεί στην περιοχή της συμπεριστροφής και η ευθεία που αντιστοιχεί στην ταχύτητα περιστροφής Ω_p . Το σημείο τομής αυτών, σηματοδοτεί την αλλαγή της διεύθυνσης περιστροφής της ταχύτητας. Πριν από αυτό το σημείο, δηλαδή εντός της συμπεριστροφής έχουμε $\Omega - \Omega_p > 0$ και εκτός της συμπεριστροφής $\Omega - \Omega_p < 0$.

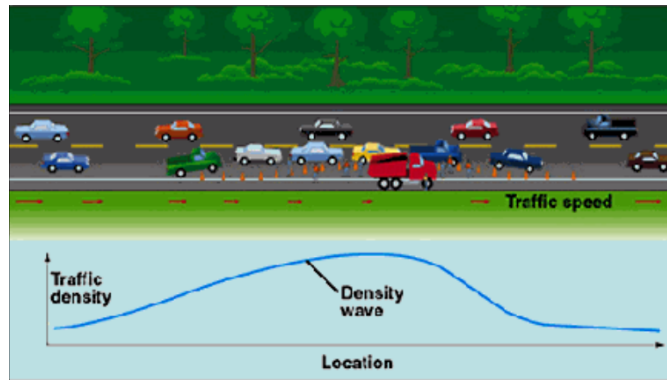
Έτσι, τα σωματίδια εντός της συμπεριστροφής περιστρέφονται ταχύτερα από τη διαταραχή ενώ εκτός, βραδύτερα. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την ξεκάθαρη απεικόνιση της περιοχής της συμπεριστροφής όταν ένα μοντέλο απεικονίζεται στο συμπεριστρεφόμενο με Ω_p σύστημα αναφοράς. Στο παράδειγμα του σχήματος (2.4) η διαταραχή περιστρέφεται συνολικά αντίθετα με τους δείκτες του ρολογιού (δεξιόστροφα).



Σχήμα 2.4: Η απεικόνιση της αλλαγής της ροής των σωματιδίων καθώς διασχίζουμε την περιοχή της συμπεριστροφής στο περιστρεφόμενο με Ω_p σύστημα αναφοράς. Πρόκειται για διαφορετικό στιγμιότυπο του ίδιου μοντέλου που χρησιμοποιείται στο σχήμα (2.3).

Οι Lin & Shu εμπνεόμενοι από την ιδέα του Lindblad για κύματα πυκνότητας ανέπτυξαν την δική τους αυτοσυνεπή θεωρία κυμάτων πυκνότητας, αντιμετωπίζοντας τον γαλαξιακό δίσκο ως ένα συνεχές μέσο αποτελούμενο από αστέρες και αέριο, και παρήγαγαν τις σχέσεις διασποράς σε έναν περιστρεφόμενο δίσκο τέτοιου είδους. Στην πραγματικότητα θεώρησαν ότι οι σπειροειδείς βραχίονες είναι περιοχές μεγαλύτερης πυκνότητας με αστέρες και αέριο που κινείται διαμέσου αυτών. Για να γίνει πιο εύκολα αντιληπτό μπορούμε να παραλληλίσουμε το κύμα πυκνότητας με μία ουρά αυτοκινήτων που κινούνται σε έναν αυτοκινητόδρομο όταν αυτά συσσωρεύονται πίσω από μια νταλικά και αναγκάζονται να κινηθούν με μικρότερη ταχύτητα. Όταν όμως την προσπεράσουν αναπτύσσουν μεγαλύτερη ταχύτητα και απομακρύνονται (σχήμα 2.5).

Στην πραγματικότητα η πλεονάζουσα μάζα στους σπειροειδείς βραχίονες είναι αυτή που είναι υπεύθυνη για τις παρεκκλίσεις που παρατηρούνται στις τροχιές, όμως η ιδιοβαρύτητα δεν λαμβάνεται υπόψιν για την παραγωγή της σχέσης (2.8). Οι Lin & Shu (1964, 1966) προκειμένου να απαντήσουν το πρόβλημα της ιδιοβαρύτητας αντιμετώπισαν την σπειροειδή δομή ως “σφιχτά περιελιγμένη” (tightly wound) οπότε ισχύει η WKB -(Wentzel-Kramers-Brillouin) προσέγγιση (από την κβαντομηχανική). Σφιχτά περιελιγμένες σπείρες σε ένα κύμα πυκνότητας αντιστοιχούν σε κύματα πυκνότητας μικρού μήκους κύματος (μικρές αζιμουθιακές αποστάσεις για μία σταθερή ακτίνα μεταξύ των μεγίστων πυκνότητας). Η θεωρία τους περιγράφει μια “ημιστατική σπειροειδή δομή” (Quasi-Stationary Spiral Structure-QSSS).



Σχήμα 2.5: Παράδειγμα της κίνησης των οχημάτων για την περιγραφή του κύματος πυκνότητας

Παρατηρησιακές ενδείξεις για την ισχύ της θεωρίας Lin & Shu

Υπάρχουν πολλά παρατηρησιακά δεδομένα που συνηγορούν υπέρ μιας ημιστατικής κυματικής φύσης των δομών των σπειροειδών βραχιόνων. Ως ημιστατική θεωρείται μία δομή που διατηρείται για αρκετά *Gyrs*. Οι κυριότερες είναι:

- Παρατηρήσεις στο εγγύς υπέρυθρο δείχνουν ότι η κατανομή των παλαιών αστέρων που καθορίζεται εν πολλοίς από το βαρυτικό δυναμικό των γαλαξιών (Rix & Rieke, 1993) στους περισσότερους γαλαξίες εμφανίζει μία grand-design μορφολογία (Eskridge et al., 2002; Grosbol & Patsis, 1998). Αυτό υποδηλώνει ότι ολόκληρος ο αστρικός δίσκος συμμετέχει στην σπειροειδή δομή και εμφανίζεται ως αποτέλεσμα της δράσης ενός κύματος επί του δίσκου. Αυτό ισχύει ακόμα και για γαλαξίες που εμφανίζουν στο οπτικό μία μορφολογία με πολλούς βραχιόνες ή είναι flocculent (Grosbol et al., 2004; Grosbol & Patsis, 1998).
- Αν θεωρήσουμε ότι οι σπειροειδείς βραχιόνες αποτελούνται από το ίδιο υλικό, η αναμενόμενη τιμή της γωνίας κλίσης των σπειρών για έναν γαλαξία όπως ο δικός μας είναι 0.14° (Binney & Tremaine, 1987). Εντούτοις η παρατηρούμενη γωνία κλίσης των σπειρών κυμαίνεται από 5° για τους Sa ως 20° για τους Sc γαλαξίες (Kennicutt, 1981) ή και μεγαλύτερη (Grosbol & Patsis, 1998). Αυτό είναι ακόμα ένα στοιχείο για την κυματική φύση των σπειροειδών βραχιόνων.
- Τα shock του αερίου που προβλέπονται από την θεωρία των Lin & Shu είναι συμβατά με τη μορφολογία των λωρίδων σκόνης και της σχετικής θέσης αυτών ως προς τις θέσεις των νέων αστέρων στις σπείρες (βλ. π.χ. Visser (1980a,b)).

Μαθηματική περιγραφή των κυμάτων πυκνότητας

Στην προσέγγιση των “σφιχτά περιελιγμένων” σπειρών οι Lin & Shu θεώρησαν ότι όλες οι ποσότητες που περιγράφουν την ροή του αερίου σε έναν δίσκο (ταχύτητας ή πυκνότητα), 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 $\omega(k)$ είναι η συχνότητα του κύματος στο αδρανειακό σύστημα αναφοράς, m ο αριθμός των βραχιόνων και το $A(R)$ καθορίζει το πλάτος και την γωνιακή φάση της διαταραχής και μεταβάλλεται αργά με το R . Εδώ αξίζει να σημειωθεί ότι αν θέσουμε την ποσότητα στον εκθέτη ίση με μία σταθερά ($\omega t - m\phi = \text{const}$) μπορούμε να βρούμε ότι η γωνιακή ταχύτητα της διαταραχής (pattern speed) είναι $\Omega_p = \frac{\omega}{m}$.

Στην συνέχεια οι Lin & Shu παρήγαγαν τη σχέση διασποράς “σφιχτά περιελιγμένων” κυμάτων πυκνότητας για ένα “ρευστό” δίσκο Lin & Shu (LS). Γενικά με τον όρο σχέση διασποράς στην φυσική εννοούμε την σχέση μεταξύ χρονικής και χωρικής συχνότητας. Στην περίπτωση που έχουμε ηχητικά κύματα η σχέση παίρνει την γνωστή μορφή: $\omega = \omega(k) = \frac{2\pi c}{\lambda}$, (όπου ω , k , c και λ είναι η γωνιακή συχνότητα, ο κυματάρθμος, η ταχύτητα του φωτός και το μήκος κύματος αντίστοιχα). Στην περίπτωση των σπειρών βέβαια πρέπει να λάβουμε υπόψιν και την περιστροφή και την ιδιοβαρύτητα, επομένως οι Lin & Shu προκειμένου να παράγουν αυτήν την σχέση διασποράς έκαναν τις εξής παραδοχές:

1. Γραμμικές Διαταραχές: Γραμμικοποίησαν τις εξισώσεις του Euler, την εξίσωση Poisson και την καταστατική εξίσωση και μελέτησαν την συμπεριφορά των γραμμικών διαταραχών. Θεώρησαν ότι ο αδιατάρακτος δίσκος περιγράφεται από ένα αξισυμμετρικό δυναμικό και έχει αμελητέες ακτινικές κινήσεις.
2. Tight-winding approximation (WKB): Δέχτηκαν την απλούστευση ότι ο σπειροειδής βραχίονας έχει μικρή γωνία κλίσης, έτσι ώστε οι διαταραχές σε μακρινή απόσταση να μπορούν να παραλειφθούν. Έχουμε δηλαδή τοπική συνεισφορά μάζας στις βαρυτικές διαταραχές. Από την εξίσωση (2.11) έχουμε γενικά ότι ισχύει:

$$A(R) = \Phi(R)e^{if(R)} \quad (2.12)$$

όπου στην συγκεκριμένη προσέγγιση η φάση $f(R)$ μεταβάλλεται ταχύτατα σε σχέση με το πλάτος $\Phi(R)$.

3. Υπόθεση ημιστατικής σπειροειδούς δομής (QSSS hypothesis): Υπέθεσαν ότι ο βραχίονας συνολικά, αλλάζει πολύ αργά σχήμα κατά την διάρκεια πολλών περιόδων περιστροφής του γαλαξία. Ισοδύναμα μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ο

σπειροειδής βραχίονας περιστρέφεται ως στερεό σώμα με συγκεκριμένη γωνιακή ταχύτητα (pattern speed) και γωνία κλίσης των σπειρών. Εντός της συμπεριστροφής οι αστέρες και το αέριο περιστρέφονται πιο γρήγορα από το βραχίονα και περνούν μπροστά του, ενώ σε αποστάσεις μεγαλύτερες της συμπεριστροφής, συμβαίνει το αντίθετο (σχήμα 2.2).

Μετά από όλα αυτά βρήκαν ότι η σχέση διασποράς για γραμμικές διαταραχές μικρής γωνίας κλίσης των σπειρών σε έναν λεπτό δίσκο “ρευστού” έχει την μορφή:

$$(\omega - m\Omega)^2 = c_s^2 k^2 + \kappa^2 - 2\pi G \Sigma_0 |k| \quad (2.13)$$

όπου: Ω : η γωνιακή τροχιακή ταχύτητα

Σ_0 : η επιφανειακή πυκνότητα

G : η σταθερά της βαρύτητας

c_s : ταχύτητα του ήχου στο μέσο που μελετάμε

$\kappa = \sqrt{R \frac{\partial \Omega^2}{\partial R} + 4\Omega^2}$: η επικυκλική συχνότητα του “ρευστού” δίσκου, ενώ

ω : η γωνιακή συχνότητα των σπειρών στο αδρανειακό σύστημα αναφοράς

m : ο αριθμός των σπειρών

k : ο κυματάριθμος,

$(k(R) = \frac{df(R)}{dR})$, $k < 0$ για leading σπείρες, ενώ $k > 0$ για trailing).

Επίσης μπορούμε να παρατηρήσουμε για τους όρους στο δεξί μέρος της (2.13):

- $c_s^2 k^2$: εκφράζει την συνεισφορά της πίεσης
- κ^2 : της περιστροφής
- $2\pi G \Sigma_0 |k|$: περιγράφει τον όρο της ιδιοβαρύτητας του δίσκου

Στο αδρανειακό σύστημα αναφοράς ω είναι η γωνιακή συχνότητα του κύματος πυκνότητας ενώ στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς σε μια ακτίνα R , $(\omega - m\Omega)$ είναι η γωνιακή συχνότητα του κύματος πυκνότητας που αντιλαμβάνεται ένας αστέρας σε ακτίνα R . Το δεξί μέρος της σχέσης (2.13) μας δείχνει την ευστάθεια του κύματος πυκνότητας. Δηλαδή:

- αν $(\omega - m\Omega)^2 > 0$ ο δίσκος μας είναι ευσταθής ως προς την διαταραχή
- αν $(\omega - m\Omega)^2 < 0$ η διαταραχή είναι της μορφής: $e^{\pm|\omega - m\Omega|t}$ και άρα ο δίσκος είναι ασταθής ως προς την διαταραχή.

Συνήθως ως δείκτης ευστάθειας χρησιμοποιείται η παράμετρος Q , γνωστή ως παράμετρος του Toomre. Αυτή ορίζεται (για το αέριο) ως:

$$Q = \frac{\kappa c_s}{\pi G \Sigma_0} \quad (2.14)$$

(όπου οι ποσότητες κ , c_s , G , Σ_0 έχουν οριστεί από πάνω)

Η σχέση (2.14) είναι τέτοια ώστε

αν $Q > 1$, $(\omega - m\Omega)^2 > 0$ για όλα τα ακτινικά k
ενώ αν $Q < 1$, $(\omega - m\Omega)^2 < 0$ για κάποια k
στην περίπτωση που $Q = 1$, $(\omega(k_{min}) - m\Omega)^2 = 0$

Μπορούμε να ορίσουμε επομένως μια κρίσιμη τιμή του κυματάρθρου $k_{crit} = \frac{k_{min}}{2} = \frac{\kappa^2}{(2\pi G \Sigma_0)}$, τέτοια ώστε για κάθε $|k| < k_{crit}$ όλες οι διαταραχές να είναι ασταθείς.

Επίσης, συμπερασματικά μπορούμε να πούμε ότι υψηλές τιμές του Q , δηλαδή ευστάθειας έχουμε για κύματα πυκνότητας με μεγάλο μήκος κύματος και γωνιακή συχνότητα. Όπως φαίνεται και από την ανάλυση του κάθε όρου βλέπουμε ότι ο τρίτος όρος $(2\pi G \Sigma_0 |k|)$ είναι αυτός που ευθύνεται για τις διαταραχές.

Στην περίπτωση που θεωρήσουμε τώρα δίσκο με αστέρες (Kalnajs, 1973; Lin & Shu, 1966), η σχέση διασποράς γίνεται πιο περίπλοκη και η παράμετρος Q ορίζεται ως εξής:

$$Q = \frac{\kappa \sigma_R}{3.36 G \Sigma_0} \quad (2.15)$$

όπου σ_R είναι η ακτινική διασπορά ταχύτητας του αστρικού δίσκου. Η συμπεριφορά της παραμέτρου που περιγράφει η (2.14) είναι ίδια με αυτή της (2.15) για μικρά k ή ισοδύναμα, μεγάλα λ . Αλλά για μεγάλα k οι δύο σχέσεις διασποράς συμπεριφέρονται εντελώς διαφορετικά. Αυτή η διαφορά οφείλεται στον παράγοντα της πίεσης. Επειδή ο αστρικός δίσκος είναι χωρίς κρούσεις, η πίεση θα μεγαλώσει σε μεγάλα μήκη κύματος.

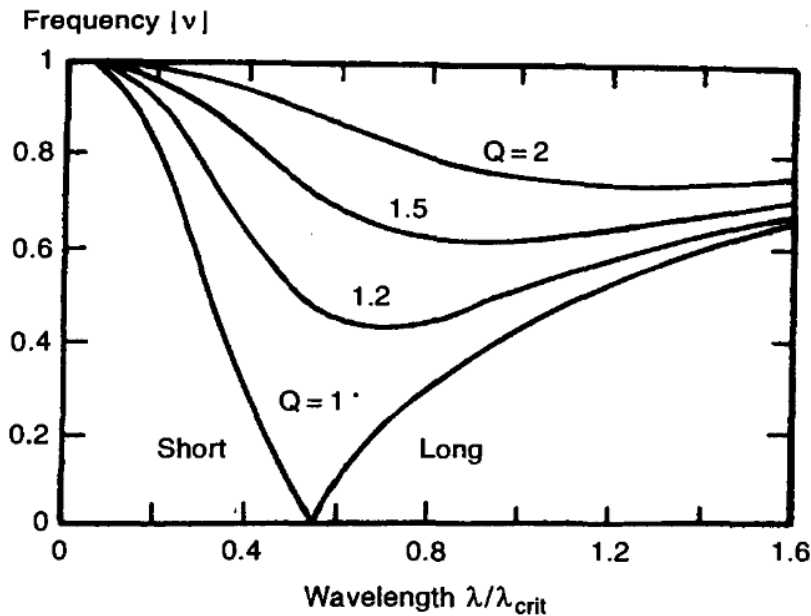
Διάδοση των σπειροειδών κυμάτων πυκνότητας με μικρή γωνία κλίσης των σπειρών

Αν και θεωρήσαμε τα κύματα ημιστατικά στην πραγματικότητα διαδίδονται ακτινικά με μια ταχύτητα ομάδας, u_g . Η συγκεκριμένη θεώρηση βασίζεται στην QSSS υπόθεση, ότι δηλαδή το πλάτος και το σχήμα των σπειροειδών βραχιόνων είναι ανεξάρτητο από τον χρόνο. Όμως επειδή το ω εξαρτάται από το k μέσω της σχέσης διασποράς, η ενέργεια και η γωνιακή στροφορμή του κύματος πυκνότητας διαδίδεται ακτινικά σαν κυματοπακέτο με μια ταχύτητα ομάδας:

$$u_g = \frac{\partial \omega(k, R)}{\partial k} = \pm \frac{|k| c_s^2 - \pi G \Sigma_0}{\omega - m\Omega} \quad (2.16)$$

όπου οι ποσότητες που χρησιμοποιούνται έχουν οριστεί παραπάνω.

Από την παραπάνω σχέση βγαίνει ως συμπέρασμα ότι short trailing and long leading κύματα (Το short σημαίνει ότι: $|k| \rightarrow$ μεγαλύτερο, ενώ long σημαίνει ότι: $|k| \rightarrow$ μικρότερο), διαδίδονται μακριά από την ακτίνα συμπεριστροφής, ενώ short leading and long trailing πλησιάζουν την CR ακτίνα.



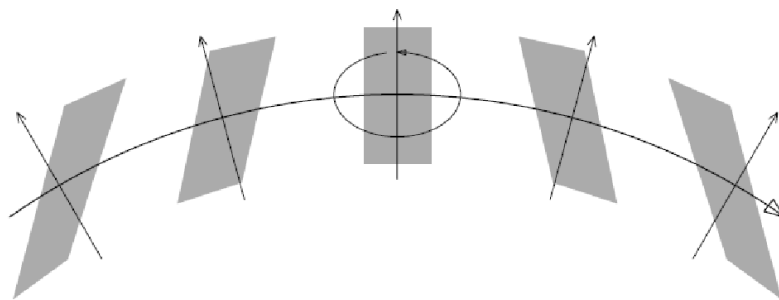
Σχήμα 2.6: Διάφορες τιμές της παραμέτρου Q . Οι καμπύλες αναπαριστούν την απόλυτη τιμή της τοπικής συχνότητας των κυμάτων πυκνότητας σε μονάδες επικυκλικής συχνότητας $v = \frac{m(\Omega_p - \Omega)}{\kappa}$, ως συνάρτηση του μήκους κύματος $\frac{\lambda}{\lambda_{crit}}$ σε μονάδες του κρίσιμου μήκους κύματος όπως ορίζεται από την αστάθεια Jeans. Οι τιμές της συχνότητας: $v = 0$ αντιστοιχεί στην CR, και οι $v = \pm 1$ στις OLR και ILR αντίστοιχα (σε αυτά τα σημεία για $m = 2$ και ως προς το σύστημα αναφοράς οι αστέρες έχουν ελλειπτικές περιοδικές τροχιές). Εδώ αναπαρίστανται μόνο τα trailing waves, αφού $k > 0$, όμοιες συμμετρικές καμπύλες έχουμε για $k < 0$ leading waves. Παρατηρούμε ότι για $Q = 1$, η καμπύλη χωρίζει το διάγραμμα σε δύο περιοχές που αντιστοιχούν σε short waves (αριστερά) και long waves (δεξιά). Για $Q > 1$ υπάρχει μια “απαγορευμένη περιοχή” γύρω από την συμπεριτροφή, όπου τα κύματα εξασθενούν. Αυτή η περιοχή μεγαλώνει καθώς η παράμετρος Q μεγαλώνει (αυτό συμβαίνει για αστέρες με μεγάλες διασπορές ταχυτήτων). Πηγή: *Combes et al. (1995)*

Η συμπεριφορά για αστρικά κύματα πυκνότητας είναι ακριβώς ίδια εκτός από τις περιοχές γύρω από τον εσωτερικό και εξωτερικό Lindblad συντονισμό (ILR και OLR). Η διαφορά έγκειται στην διαφορετική δυναμική συμπεριφορά μεταξύ αστέρων και αερίου.

2.2 Μηχανισμοί Swing Amplification & WASER

Ο Toomre (1969) παρατήρησε ότι με βάση τη θεωρία (QSSS) των σπειρών, τα κύματα πυκνότητας απομακρύνονται ακτινικά από την περιοχή της συμπεριτροφής.

Στην περίπτωση που έχουμε “συρόμενες” σπείρες αυτό συμβαίνει προς την κατεύθυνση του ILR όπου η διάδοση ενός κύματος πυκνότητας αναχαιτίζεται (Mark, 1971), ενώ στην περίπτωση των “ηγούμενων” σπειρών η ίδια διαδικασία λαμβάνει χώρα προς την αντίθετη κατεύθυνση. Με βάση τα παραπάνω η σπειροειδής δομή θα είχε καταστραφεί σε μερικές γαλαξιακές περιστροφές. Επομένως είναι απαραίτητος ένας μηχανισμός που να διατηρεί τα κύματα πυκνότητας, και τη σπειροειδή δομή. Πιθανοί μηχανισμοί για τη διατήρηση της σπειροειδούς δομής είναι: τοπικές εσωτερικές αστάθειες στον γαλαξιακό δίσκο, ένας εξωτερικός μηχανισμός (π.χ συνάντηση με άλλον γαλαξία), ή αστάθειες μεγάλης κλίμακας του γαλαξιακού δίσκου, όπως για παράδειγμα η δημιουργία μιας ράβδου.

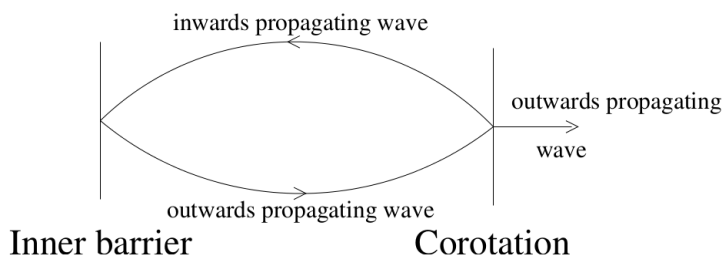


Σχήμα 2.7: Το σχήμα αναπαριστά τον μηχανισμό της ταλαντούμενης ενίσχυσης. Οι γκρι περιοχές αναπαριστούν τοπικά τα κύματα πυκνότητας (διαταραχή) που δημιουργούνται από την συνεχή διεγερση των επικυκλικών κινήσεων στον ομοιόμορφο δίσκο. Ο δίσκος περιστρέφεται όπως δείχνει το μεγάλο βέλος. Παρατηρούμε ότι αρχικά η διαταραχή έχει την μορφή “ηγούμενης” σπείρας (αριστερά), αλλά μετατρέπεται σε “συρόμενη” σπείρα (δεξιά), εξ’ αιτίας της διαφορικής περιστροφής του δίσκου. Η επικυκλική κίνηση και η διαταραχή περιστρέφονται προς την ίδια κατεύθυνση έτσι ώστε οι αστέρες να μένουν στην διαταραχή περισσότερο χρόνο από ότι αν ήταν άλλες οι συνθήκες.

Το WASER - (Wave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) (Mark, 1976) και η swing amplification “ταλαντούμενη ενίσχυση” (Goldreich & Lynden-Bell, 1965; Toomre, 1981) είναι δύο τέτοιοι μηχανισμοί ενίσχυσης των κυμάτων πυκνότητας ώστε να παραμένει σε ισχύ η ημιστατική τους φύση. Βάσει μοντέλων αυτός ο μηχανισμός είναι κυρίαρχος για την διατήρηση σπειροειδούς δομής grand-design γαλαξιών ενώ ο WASER για διατήρηση σπειροειδούς δομής flocculent γαλαξιών. Ο μηχανισμός της ταλαντούμενης ενίσχυσης κρατά τα κύματα πυκνότητας μεταξύ των περιοχών ILR και OLR (λόγω της διαφορικής περιστροφής του γαλαξιακού δίσκου) και είναι ιδιαίτερα ισχυρός καθώς το κύμα μετατρέπεται από “ηγούμενο” σε “συρόμενο” όπως φαίνεται στο σχήμα (2.7). Βασίζεται στον συνδυασμό των αποτελεσμάτων της ιδιοβαρύτητας και των επικυκλικών κινήσεων. Στόχος είναι η κατά το δυνατό μεγαλύτερη μείωση της επικυκλικής συχνότητας που είναι υπεύθυνη για

το πόσο γρήγορα ένα σωματίδιο απομακρύνεται από την τοπική (ακτινική) γειτονιά του. Η ακριβής τιμή του παράγοντα ενίσχυσης εξαρτάται από το σχήμα της καμπύλης περιστροφής και την συγκέντρωση μάζας επί του δίσκου σε σχέση με την συνολική μάζα του γαλαξία.

Όσο για τον μηχανισμό WAsER αυτός λειτουργεί ως εξής: Μετατρέπει στην περιοχή συμπεριστροφής ένα μακρύ συρόμενο κύμα που κατευθύνεται προς τα έξω σε δύο βραχέα συρόμενα κύματα. Το ένα εξακολουθεί να διαδίδεται προς τον OLR, ενώ το άλλο επιστρέφει προς τα μέσα, προς τον ILR. Η μεταφορά στροφορμής πέραν της συμπεριστροφής προκαλεί την αύξηση του πλάτους του νέου κύματος που διαδίδεται προς τα μέσα. Αν το εσωτερικά διαδιδόμενο κύμα ανακλαστεί είτε στον ILR είτε στο κέντρο του γαλαξία, αν δεν υπάρχει ο ILR, τότε αυτό μετατρέπεται σε διαδιδόμενο προς τα έξω κύμα και έτσι κλείνει ο κύκλος, όπως φαίνεται στο σχήμα (2.8).



Σχήμα 2.8: Ο κύκλος του μηχανισμού WAsER. Στο σημείο εσωτερικής ανάκλασης *inner barrier* ένα συρόμενο κύμα που διαδίδεται προς τα μέσα ανακλάται σε ένα ηγούμενο κύμα το οποίο διαδίδεται προς τα έξω (το οποίο μπορεί μέσω του μηχανισμού *swing amplification* να μετατραπεί σε συρόμενο κύμα). Στο σημείο της συμπεριστροφής (*corotation*) το εξωτερικά διαδιδόμενο κύμα μετατρέπεται σε δύο κύματα, ένα που διαδίδεται προς τα έξω κι ένα ενισχυμένο που διαδίδεται προς τα μέσα.

Πηγή: *Mark (1976)*

Η θεωρία των τρόπων (“Global mode theory”)

Οι μηχανισμοί ενίσχυσης των κυμάτων πυκνότητας που περιγράφηκαν παραπάνω, δεν δημιουργούν απαραίτητα μακρόβιες σπειροειδείς δομές. Μπορούν όμως να χρησιμοποιηθούν για την παραγωγή αργά εξελισσόμενων κυμάτων σε όλη την έκταση του γαλαξιακού δίσκου. Η θεωρία των τρόπων είναι μια θεωρία στην οποία η σπειροειδής δομή ερμηνεύεται σε όλη την έκταση του δίσκου και όχι τοπικά (*global mode theory*). Αναπτύχθηκε ως επέκταση της θεωρίας των Lin & Shu προκειμένου να δώσει απάντηση στα ζητήματα που δεν απαντώνται από την ημιστατική θεωρία, όπως το ότι δεν εφαρμόζεται ακριβώς για ανοιχτές σπείρες (*WKB approximation*), η εξαφάνιση της σπειροειδούς δομής μετά από κάποιες γαλαξιακές περιστροφές, η εξήγηση της προτίμησης των γαλαξιών να έχουν δύο συρόμενους βραχίονες και τι

καθορίζει την γωνιακή συχνότητα του σπειροειδούς κύματος πυκνότητας (Bertin et al., 1989a,b; Lau et al., 1976).

Σύμφωνα με αυτήν τη θεωρία η σπειροειδής δομή είναι αποτέλεσμα των βαρυτικών ασταθειών που λαμβάνουν χώρα στον γαλαξιακό δίσκο. Θα μπορούσαμε να παρομοιάσουμε τις βαρυτικές αστάθειες στον γαλαξιακό δίσκο με τις ταλαντώσεις που δέχεται η επιφάνεια ενός τυμπάνου όταν το χτυπάμε. Όπως οι ταλαντώσεις αυτές επί της δερμάτινης μεμβράνης του τυμπάνου εξαρτώνται από το πόσο τεντώνω και πόσο δυνατά χτυπάω τη μεμβράνη έτσι και στον γαλαξιακό δίσκο οι αστάθειες εξαρτώνται από την κατανομή της πυκνότητας και της διασποράς των ταχυτήτων των αστερών. Ωστόσο στην περίπτωση του γαλαξιακού δίσκου θα πρέπει επιπλέον να ληφθούν υπόψιν οι αλλαγές στην βαρύτητα που προκαλούν οι ταλαντώσεις και το γεγονός ότι επί του δίσκου διαδίδονται εκτός από εγκάρσια και διαμήκη κύματα (τα οποία είναι υπεύθυνα για παραμορφώσεις στον γαλαξιακό δίσκο και για τους σπειροειδείς βραχίονες).

Η θεωρία των τρόπων, αν και φαίνεται να είναι μια αυτοσυνεπής θεωρία και να δίνει απάντηση σε κάποια από τα προβλήματα που προέκυπταν από την QSSS θεωρία των Lin και Shu, παρουσιάζει κι αυτή κάποια μειονεκτήματα τα οποία έγκεινται κυρίως στην πολυπλοκότητα των υπολογισμών που απαιτεί, και τις απλουστεύσεις που χρειάζονται να γίνουν προκειμένου να γίνουν οι υπολογισμοί αυτοί αναλυτικά. Πρώτα από όλα στην ανάλυση αυτή θεωρήθηκε αρχικά ότι ο δίσκος περιστρέφεται ως στερεό σώμα (Aoki et al., 1979). Μεταγενέστερη ανάλυση χωρίς αυτήν την υπόθεση (Iye et al., 1983) δεν δίνει το ίδιο αποτέλεσμα. Κυρίως όμως οι πολέμιοι αυτής της θεωρίας παρατηρούν ότι οι σύγχρονες προσομοιώσεις N-σωμάτων δείχνουν ότι οι σπειροειδείς βραχίονες εξαφανίζονται σε βάθος χρόνου (Baba et al., 2013; Grand et al., 2013; Wada et al., 2011). Επιπλέον επειδή τα πλάτη των διαταραχών μεγαλώνουν εκθετικά με τον χρόνο είναι απαραίτητη η ύπαρξη ενός μηχανισμού επαναδημιουργίας της σπειροειδούς δομής.

2.3 Σχηματισμός σπειρών από ράβδους

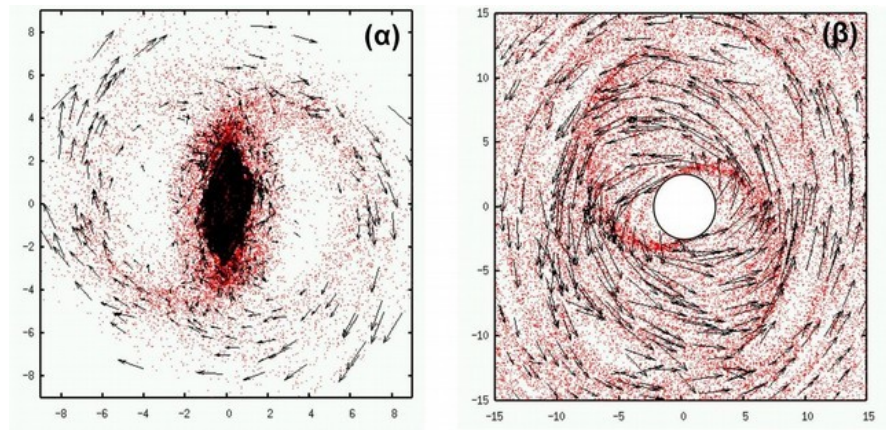
Οι ράβδοι υποστηρίζονται από τις ίδιες οικογένειες τροχιών που οι Lin & Shu χρησιμοποίησαν στην QSSS θεωρία για την δημιουργία της σπειροειδούς δομής (Contopoulos & Grosbol, 1989; Lynden-Bell & Kalnajs, 1972). Σύμφωνα με προσομοιώσεις (βλ. π.χ. Patsis & Athanassoula (2000)) ράβδοι ή οβάλ σχηματισμοί που περιστρέφονται σαν στερεά σώματα δημιουργούν σπείρες. Θεωρητικά υπάρχουν τρεις δυνατές περιπτώσεις: 1) οι ράβδοι και οι σπείρες να περιστρέφονται με την ίδια ταχύτητα, 2) οι ράβδοι και οι σπείρες να έχουν διαφορετική ταχύτητα περιστροφής και να είναι ανεξάρτητοι σχηματισμοί ο ένας από τον άλλον και 3) οι ράβδοι και οι σπείρες να περιστρέφονται με διαφορετικές ταχύτητες αλλά αυτές να συνδέονται με

μη γραμμικές αλληλεπιδράσεις. Αυτό θα έχει ως αποτέλεσμα ένας συντονισμός της μίας δομής να βρίσκεται στην ίδια απόσταση από το κέντρο στην οποία βρίσκεται άλλος συντονισμός της άλλης δομής. Παραδείγματος χάριν ο εσωτερικός 2:1 συντονισμός να βρίσκεται στην ίδια απόσταση από το κέντρο με τη συμπεριστροφή της ράβδου. Όταν οι ράβδοι και οι σπείρες περιστρέφονται με διαφορετικές γωνιακές ταχύτητες, υπάρχουν αντίστοιχα και διαφορετικές συμπεριφορές πάνω στον δίσκο. Αρχικά ο [Hohl \(1971\)](#) βρήκε ότι μια περιστρεφόμενη ράβδος μπορεί να δημιουργήσει μία σπειροειδή δομή που είναι πιο ευδιάκριτη στο αέριο. Παρατηρήσεις και προσομοιώσεις έχουν επιβεβαιώσει ότι σε πολλούς ραβδωτούς οι σπείρες ξεκινούν εκεί που τελειώνει η ράβδος. (π.χ [Huntley et al. \(1978\)](#)). Στις περισσότερες περιπτώσεις μοντέλων τροχιών ή μοντέλων απόκρισης που έχουν μελετηθεί, αυτές οι σπείρες είναι κινηματικές. Λιγότερο έχει ερευνηθεί η περίπτωση που οι σπείρες έχουν την δική τους ιδιοβαρύτητα. Οι ιδιότητες των σπειρών με μοντέλα συνήθως αναλύονται σε αποτελέσματα των προσομοιώσεων N-σωμάτων.

2.4 Χαοτικές τροχιές

Ο ρόλος των χαοτικών τροχιών στη διατήρηση της σπειροειδούς δομής στην περιοχή της συμπεριστροφής για γαλαξίες με ράβδους απασχολεί την επιστημονική κοινότητα τα τελευταία 10 χρόνια ([Athanassoula et al., 2009](#); [Contopoulos & Patsis, 2009](#); [Harsoula et al., 2011](#); [Patsis et al., 2010](#); [Romero-Gómez et al., 2006](#); [Tsoutsis et al., 2008, 2009](#); [Voglis & Stavropoulos, 2005](#); [Voglis et al., 2006](#)). Από αυτές τις δημοσιεύσεις οι περισσότερες αναφέρονται σε αναλυτικά υπολογισμένα δυναμικά, ενώ αυτές των [Voglis and Harsoula et al.](#) σε ανάλυση μοντέλων N-σωμάτων. Σήμερα, είναι κοινώς αποδεκτό ότι τουλάχιστον ένα μέρος της σπειροειδούς δομής ενισχύεται από αστέρες σε χαοτική κίνηση (βλ. και [Kaufmann & Contopoulos \(1996\)](#)). Οι δημιουργούμενες σπείρες κατ' αυτόν τον τρόπο ονομάζονται "χαοτικές" σπείρες. Παραμένουν όμως κάποια ανοιχτά ερωτήματα σε σχέση με αυτόν τον μηχανισμό όπως κατά πόσο είναι αποτελεσματικός για την ενίσχυση της σπειροειδούς δομής, πόσο ισχυρές είναι οι σπείρες που σχηματίζονται με αυτόν τον τρόπο, και ποιος είναι ο ρόλος του αερίου.

Το παραπάνω σχήμα ([2.9](#)) απεικονίζει με διανύσματα κατ' αντιπαράθεση τις ταχύτητες των αστερών κατά μήκος των βραχιόνων στις περιπτώσεις ραβδωτών σπειροειδών και κανονικών σπειροειδών γαλαξιών. Στην περίπτωση των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών (αριστερά), οι χαοτικές τροχιές των σωματίων που βρίσκονται επί των βραχιόνων διαμορφώνουν ένα πεδίο ταχυτήτων που είναι εν γένει κατά μήκος των σπειρών ([Σχήμα 2.9\(a\)](#)). Τέτοια πεδία ταχυτήτων κατά μήκος των σπειρών έχουν παρατηρηθεί σε μοντέλα πραγματικών ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών, όπως ο NGC 4314. Αντιθέτως στην περίπτωση των κανονικών σπειροειδών γαλαξιών



Σχήμα 2.9: Πεδία ταχυτήτων:

α. σε ραβδωτό σπειροειδή γαλαξία, β. σε κανονικό σπειροειδή γαλαξία.

Παρατηρούμε τις διαφορετικές αστρικές ροές στις περιοχές των σπειρών. Πηγή: (Contopoulos & Patsis, 2009)

(Σχήμα 2.9(β)) παρατηρούμε ότι η ροή του υλικού ακολουθεί περίπου ελλειπτικές τροχιές γύρω από το κέντρο του γαλαξία. Οι σπείρες βρίσκονται στα απόκεντρα αυτής της “ελλειπτικής ροής” και οι αστέρες διέρχονται μέσα από τις σπείρες παραμένοντας όμως περισσότερο χρόνο κοντά σε αυτές.

2.5 Δημιουργία σπειρών από συνοδό γαλαξία

Προσομοιώσεις των προηγούμενων δεκαετιών κάνουν εμφανές ότι είναι δυνατή η δημιουργία σπειροειδούς δομής από συνοδούς γαλαξίες σε έναν δίσκο. Ανάλογα με την τροχιά του συνοδού γαλαξία μπορούμε να έχουμε μία ή δύο σπείρες (π.χ. Pflaederer & Siedentopf (1961); Toomre & Toomre (1970)). Σήμερα που η τεχνολογία έχει αναπτυχθεί και μπορούμε να χρησιμοποιούμε πολλά σωματίδια οι προσομοιώσεις δίνουν αποτελέσματα πολύ μεγαλύτερης ακρίβειας. Για παράδειγμα μπορούν να δημιουργηθούν με προσομοιώσεις οι περιοχές HI στον M81 από την αλληλεπίδρασή του με τους M82 και NGC 3077 (Yun, 1999). Επίσης υπάρχουν πολλές μελέτες για το σύστημα του grand design γαλαξία M51, και του συνοδού του NGC5195 (π.χ. Salo & Laurikainen (2000)).

2.6 Στοχαστική αυτο-διαδιδόμενη αστρογένεση (Stochastic self-propagating star formation-SSPSF)

Αυτή η θεωρία αναπτύχθηκε από τους [Mueller & Arnett \(1976\)](#) και τους [Gerola & Seiden \(1978\)](#) και βασίζεται στο ότι κάθε περιοχή δημιουργίας νέων αστέρων προκαλεί αστρική δημιουργία και στις γειτονικές της περιοχές, η οποία διαδίδεται με shocks από ανέμους υπερκαινοφανών. Στην συνέχεια οι νεοσχηματισμένοι αστέρες διασκορπίζονται πάνω στο γαλαξιακό δίσκο διαφορετικής περιστροφής. Αυτή η θεωρία έχει απορριφθεί για την ερμηνεία της δομής των grand-design γαλαξιών με βάση παρατηρήσεις στο εγγύς υπέρυθρο. Αυτές υποδεικνύουν ότι η μορφολογία των γαλαξιών στο εγγύς υπέρυθρο όπου παρατηρούνται κυρίως αστέρες φασματικών τύπων K, M είναι στις περισσότερες περιπτώσεις grand design ([Elmegreen & Elmegreen, 1990](#); [Elmegreen et al., 1989](#); [Rix & Rieke, 1993](#); [Schweizer, 1976](#)). Φαίνεται όμως ότι η SSPSF είναι από τις επικρατέστερες θεωρίες που εξηγούν την σπειροειδή δομή στους flocculent γαλαξίες, όπου οι σπειροειδείς βραχίονες δεν ζουν πολύ αλλά είναι σε μια αέναη κατάσταση δημιουργίας και καταστροφής.

Κεφάλαιο 3

Μέθοδοι προσδιορισμού της συμπεριστροφής από κινηματικά δεδομένα

3.1 Η κινηματική των κυμάτων πυκνότητας

Πληροφορίες για την κινηματική των γαλαξιακών δίσκων λαμβάνουμε από μετρήσεις των ταχυτήτων κατά μήκος της ακτίνας παρατήρησης (line-of-sight velocities). Στην παρούσα εργασία θα μελετήσουμε τις πληροφορίες που μας παρέχει αυτό το μέγεθος και για το πώς θα τις χρησιμοποιήσουμε για τον προσδιορισμό του συντονισμού της συμπεριστροφής με κινηματικές μεθόδους.

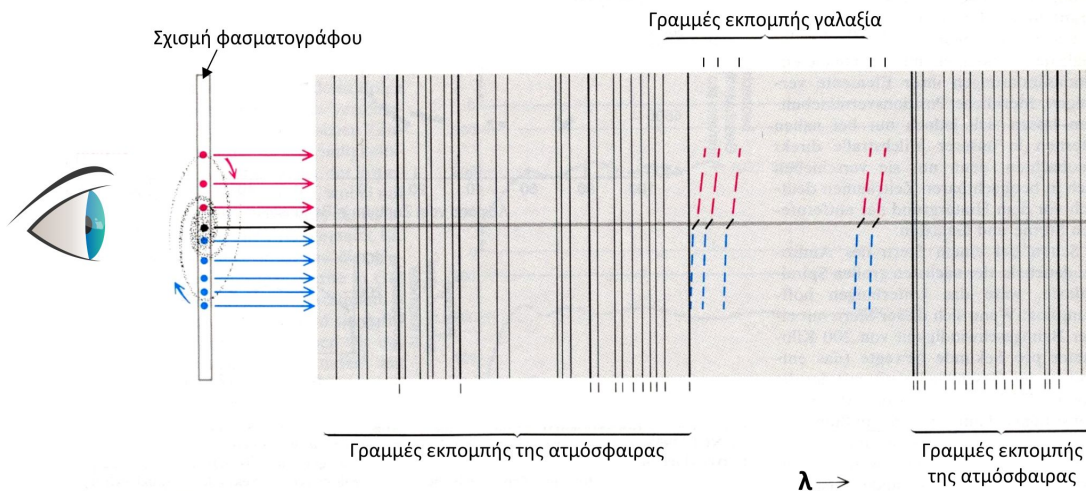
3.1.1 Τρόποι μέτρησης των ταχυτήτων κατά μήκος της ακτίνας παρατήρησης και τα πεδία ταχυτήτων.

Αρχικά θα αναφερθούμε στον τρόπο με τον οποίο μετράμε τις ταχύτητες κατά μήκος της ακτίνας παρατήρησης. Ακόμα και πριν ταυτοποιηθούν ως γαλαξίες τα “σπειροειδή νεφελώματα”, από το 1920, γνωρίζαμε ότι περιστρέφονταν, λόγω του “σπασίματος” (εμφάνιση κλίσης) των γραμμών απορρόφησης στα φάσματα των κεντρικών περιοχών, στους γαλαξίες M81 (Wolf, 1914) και M104 (Slipher, 1914). Για ένα σωματίο μάζας m που κινείται σε κυκλική τροχιά με ταχύτητα u_r γύρω από μια σφαιρική κατανομή μάζας M_r σε απόσταση r από το κέντρο, η δύναμη της βαρύτητας ισούται με τη φυγόκεντρο δύναμη. Έχουμε δηλαδή $\frac{GmM_r}{r^2} = m\frac{u_r^2}{r}$. Λύνοντας ως προς u_r βλέπουμε ότι η ταχύτητα θα πρέπει να ελαττώνεται προς τα έξω ανάλογα του

$\frac{1}{\sqrt{r}}$, υποθέτοντας ότι η μάζα M_r παραμένει σταθερή και ο γαλαξίας δεν συστέλλεται ή διαστέλλεται. Ήδη από το 1940, αλλά ουσιαστικά την δεκαετία του '70, από γραμμές απορρόφησης αστέρων στις κεντρικές περιοχές και από γραμμές εκπομπής περιοχών HII στις εξωτερικές περιοχές, κατασκευάστηκαν καμπύλες περιστροφής που μας δείχνουν πώς μεταβάλλεται η ταχύτητα περιστροφής συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του γαλαξία. Έγινε φανερό ότι οι καμπύλες περιστροφής δεν παρουσιάζουν την συμπεριφορά που περιγράφεται παραπάνω αλλά από κάποια απόσταση και μετά, η ταχύτητα παίρνει μια περίπου σταθερή τιμή.

Αυτό εξηγείται ως εξής: Αν κοιτάξουμε ένα σπειροειδή γαλαξία κάθετα θα διαπιστώσουμε ότι εμφανίζει κυκλικό σχήμα, υπό την έννοια ότι οι εξώτατες ισόφωτες καμπύλες έχουν κυκλικό σχήμα. Βέβαια οι παρατηρούμενες εικόνες είναι γενικά ελλειπτικά σχήματα, λόγω της κλίσης των γαλαξιών ως προς το επίπεδο του ουρανού. Οι μετρήσεις γίνονται συνήθως κατά μήκος του μεγάλου άξονα της παρατηρούμενης έλλειψης ενός γαλαξία. Η γωνία η οποία διαγράφεται στο επίπεδο του ουρανού κατά την αντίστροφη φορά των δεικτών του ρολογιού μεταξύ της διεύθυνσης του βορρά και του μεγάλου άξονα καλείται γωνία θέσης του μεγάλου άξονα. Όταν η σχισμή του φασματογράφου τοποθετηθεί κατά μήκος ενός τυχόντος άξονα, τότε μιλάμε για μέτρηση στην συγκεκριμένη γωνία θέσης.

Η μέτρηση των ταχυτήτων από τις γραμμές εκπομπής του φάσματος ενός γαλαξία γίνεται ως εξής: Στο σχήμα 3.1 βλέπουμε τις μετατοπισμένες λόγω περιστροφής, γραμμές εκπομπής ενός σπειροειδούς γαλαξία. Ο γαλαξίας περιστρέφεται έτσι ώστε το πάνω μέρος απομακρύνεται, ενώ το κάτω πλησιάζει τον παρατηρητή (αριστερά στο σχήμα). Λόγω αυτής της κίνησης έχουμε μετατόπιση των γραμμών εκπομπής, του πάνω μέρους προς το ερυθρό και του κάτω προς το κυανό, στην οποία έχει προστεθεί η συνολική μετάθεση προς το ερυθρό για το γαλαξία λόγω διαστολής του σύμπαντος. Προκειμένου να μετρήσουμε τις ταχύτητες περιστροφής του γαλαξία, συγκρίνουμε τις μετατοπίσεις των γραμμών εκπομπής με τις σταθερές γραμμές ενός φάσματος αναφοράς. Εδώ χρησιμοποιούνται οι γραμμές εκπομπής του νυχτερινού ουρανού, οι οποίες προέρχονται κυρίως από ρίζες υδροξυλίου αλλά και από μερικές γραμμές H_α (σημειώνονται ως “γραμμές εκπομπής της ατμόσφαιρας” στο σχήμα). Οι μετατοπισμένες γραμμές εκπομπής του γαλαξία διακρίνονται στο μέσο του σχήματος και αναφέρονται από αριστερά προς τα δεξιά σε ιονισμένο άζωτο, H_α , ξανά ιονισμένο άζωτο και ιονισμένο θείο (οι δύο τελευταίες). Από την σύγκριση των μη μετατοπισμένων ατμοσφαιρικών γραμμών H_α με τις αντίστοιχες μετατοπισμένες γαλαξιακές μπορούμε να εκτιμήσουμε τις ταχύτητες περιστροφής. Στη δεκαετία του 1980 και χάρη στην κατασκευή των ραδιοτηλεσκοπίων Westerbork και VLA, με συμβολομετρικές παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα (HI γραμμή) παρήχθη ταχύτητα πλήθος καμπύλων περιστροφής (Rubin et al., 1980, 1982, 1985). Για αυτό το σκοπό χρησιμοποιήθηκε κυρίως η μέθοδος συμβολομετρίας Fabry-Perot, η οποία δίνει την δυνατότητα κάλυψης μεγάλου εύρους του γαλαξιακού δίσκου. Οι καμπύλες



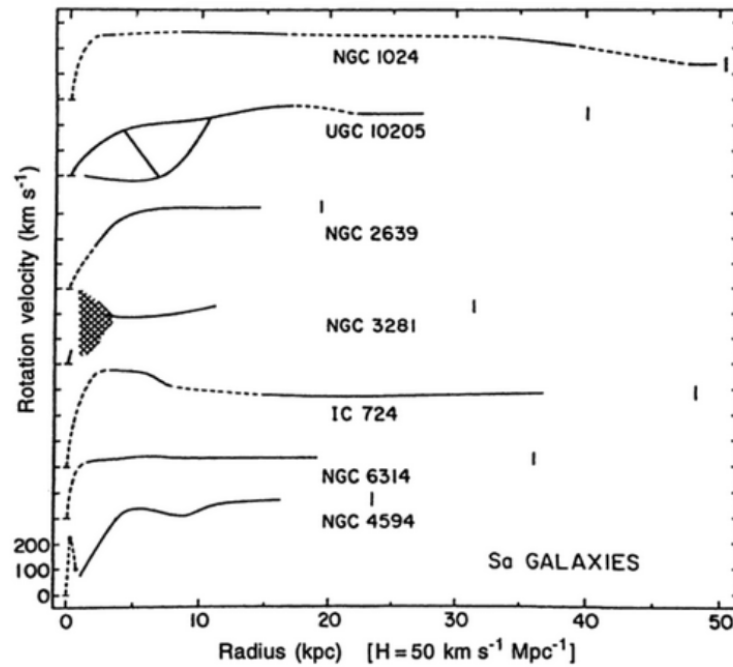
Σχήμα 3.1: Ο προσδιορισμός των ταχυτήτων περιστροφής γίνεται από τις μετατοπισμένες γραμμές εκπομπής ενός γαλαξία. Όπως δείχνουν τα βέλη αριστερά το πάνω μέρος απομακρύνεται ενώ το κάτω πλησιάζει στον παρατηρητή. Αυτό έχει σαν συνέπεια οι γραμμές εκπομπής του γαλαξία (τεθλασμένες στο μέσο περίπου του σχήματος) να μετατοπίζονται προς το ερυθρό και το κίτρινο μέρος του φάσματος αντίστοιχα. Για τον προσδιορισμό της ταχύτητας περιστροφής του γαλαξία, συγκρίνουμε την μετατόπιση αυτών των γραμμών ως προς ένα φάσμα αναφοράς. Αυτό το φάσμα αναφοράς απαρτίζουν κυρίως ρίζες υδροξυλίου αλλά και άτομα υδρογόνου που βρίσκονται στην γήινη ατμόσφαιρα.

Πηγή: (Rubin, 1983)

περιστροφής των σπειροειδών γαλαξιών διαφέρουν μεταξύ τους γενικά σε πολλά σημεία. Για παράδειγμα λόγω της διαφοράς της φύσης του αερίου (πιο ψυχρό) από τους αστέρες, προκύπτουν διαφορές στις καμπύλες περιστροφής τους (π.χ. αυτή του αερίου μπορεί να είναι και διπλάσια από των αστέρων στην περιοχή του κεντρικού εξογκώματος). Ωστόσο η μέθοδος του Canzian για τον προσδιορισμό της συμπερι-
 στροφής που θα χρησιμοποιήσουμε και αναπτύσσεται παρακάτω, είναι ανεξάρτητη του μέσου (αστέρες ή αέριο) διότι έχει τη βάση της στις θέσεις των συντονισμών που είναι κοινές.

Παρακάτω δίνουμε για παράδειγμα καμπύλων περιστροφής, καμπύλες περιστροφής γαλαξιών τύπου Sa (σχήμα 3.2) όπως έχουν κατασκευαστεί από γραμμές εκπομπής ιονισμένου αερίου έχοντας διορθωθεί για φαινόμενα κλίσης του εκάστοτε γαλαξία ως προς το επίπεδο του ουρανού. Παρατηρούμε ότι (α) οι καμπύλες αυτές αυξάνουν απότομα σε μία περιοχή κοντά στο κέντρο των γαλαξιών όπου $R = 0$ (μορφή καμπύλης περιστροφής στερεού σώματος) και ότι (β) στην συνέχεια ακολουθεί σε μεγαλύτερες αποστάσεις μια περιοχή που η καμπύλη είναι περίπου επίπεδη. Να σημειωθεί ότι αυτά τα δύο χαρακτηριστικά είναι κοινά όλων των σπειροειδών γαλαξιών ανεξάρτητα από τις επιμέρους διαφορές που παρουσιάζουν μεταξύ τους. Σε

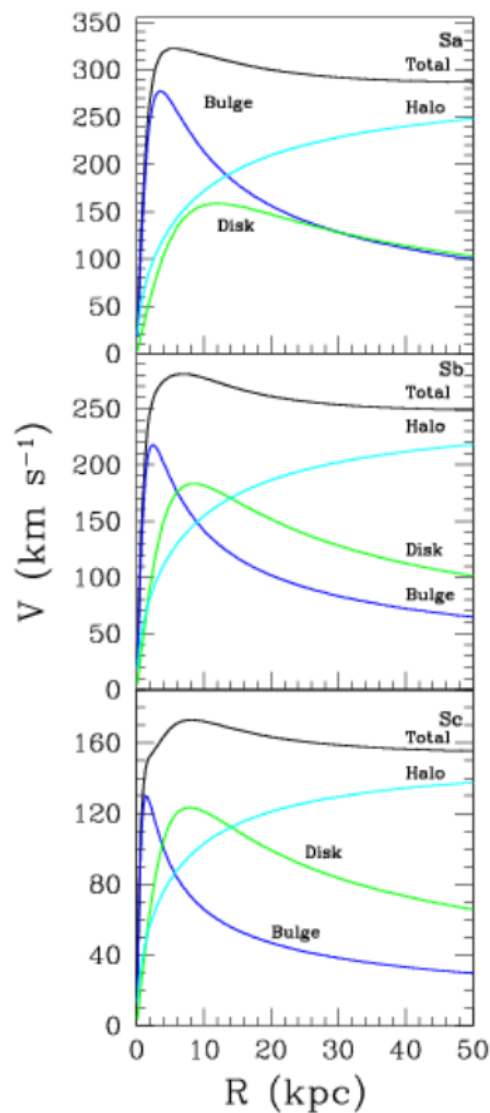
πολλές περιπτώσεις το επίπεδο μέρος της καμπύλης έχει καταγραφεί μέχρι ακτίνας R_{25} (όπου η επιφανειακή λαμπρότητα έχει πέσει στην τιμή $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$). Δεδομένης της εκθετικής πτώσης της φωτεινής έντασης με την απόσταση, η επιπλέον μάζα η οποία απαιτείται ώστε να μένει επίπεδη η καμπύλη σε μεγάλες αποστάσεις, αποδίδεται στην ύπαρξη μιας αόρατης άλω σκοτεινής ύλης που περιβάλλει τους σπειροειδείς γαλαξίες.



Σχήμα 3.2: Καμπύλες περιστροφής 7 γαλαξιών τύπου Sa, οι οποίοι έχουν αύξουσα επιφανειακή λαμπρότητα από πάνω προς τα κάτω. Οι μικρές γραμμές υποδηλώνουν την τοποθεσία της ακτίνας R_{25} . Παρατηρούμε ότι κάθε καμπύλη παρουσιάζει τις ιδιαιτερότητές της. Για παράδειγμα για τον NGC 4594 (τελευταία καμπύλη) παρατηρείται ένα εσωτερικό μέγιστο της ταχύτητας, για τον NGC 3281 η εκπομπή από το “εξόγκωμα” είναι διάχυτη και εκτεταμένη, για τον UGC 10205 έχει καταγραφεί ένας τριπλός κλάδος της ταχύτητας και για τον NGC 1024 οι μακρινές ταχύτητες έρχονται από έναν εξωτερικό δακτύλιο. Πηγή: (Rubin et al., 1985)

Στο σχήμα 3.3 παρουσιάζεται πώς μεταβάλλονται τα κοινά χαρακτηριστικά που περιγράψαμε παραπάνω ανάλογα με τον γαλαξιακό τύπο. Παρατηρούμε ότι για συγκεκριμένη τιμή της επιφανειακής λαμπρότητας, η μέγιστη τιμή των ταχυτήτων περιστροφής αυξάνεται πηγαίνοντας από τους Sc, προς τους Sb και τέλος στους Sa. Αυτό συμβαίνει, λόγω του ότι η μάζα είναι πιο συγκεντρωμένη στις κεντρικές περιοχές των προγενέστερου τύπου Hubble γαλαξιών, έχοντας ως αποτέλεσμα την ισχυρότερη περιστροφή τους σε σχέση με γαλαξίες μεταγενέστερων τύπων ίσης μάζας. Στο σχήμα 3.3 φαίνεται αναλυτικά η συνεισφορά κάθε μέρους του γαλαξία

στην διαμόρφωση της καμπύλης περιστροφής. Παρατηρούμε την συνεισφορά του “εξογκώματος-bulge” (μπλε χρώμα), της άλω (γαλάζιο) και του δίσκου (πράσινο). Είναι εμφανής η αύξηση της συνεισφοράς του όρου του κεντρικού εξογκώματος πηγαίνοντας από τους Sc προς τους Sa, γεγονός που υποδηλώνει την μεγαλύτερη συγκέντρωση ύλης στην κεντρική περιοχή.



Σχήμα 3.3: Καμπύλες περιστροφής για τους 3 τύπους γαλαξιών. Sa (πάνω), Sb (μέση), Sc (κάτω). (Perez-Villegas et al., 2013)

Τα πεδία ταχυτήτων με τα οποία θα ασχοληθούμε, είναι πιο εύκολο να διαβαστούν στην μορφή διαγραμμάτων “ισοταχύτητας” (καταγραφή καμπυλών ίσης ταχύτητας)

τα οποία στη σχετική βιβλιογραφία αναφέρονται και ως διαγράμματα “αράχνης” λόγω του σχήματός τους (βλ. σχήμα 3.4). Το σχήμα αυτό βέβαια, είναι μια εξιδανικευμένη περιγραφή ενός πεδίου ταχυτήτων. Στην πραγματικότητα έχουμε είτε τοπικές

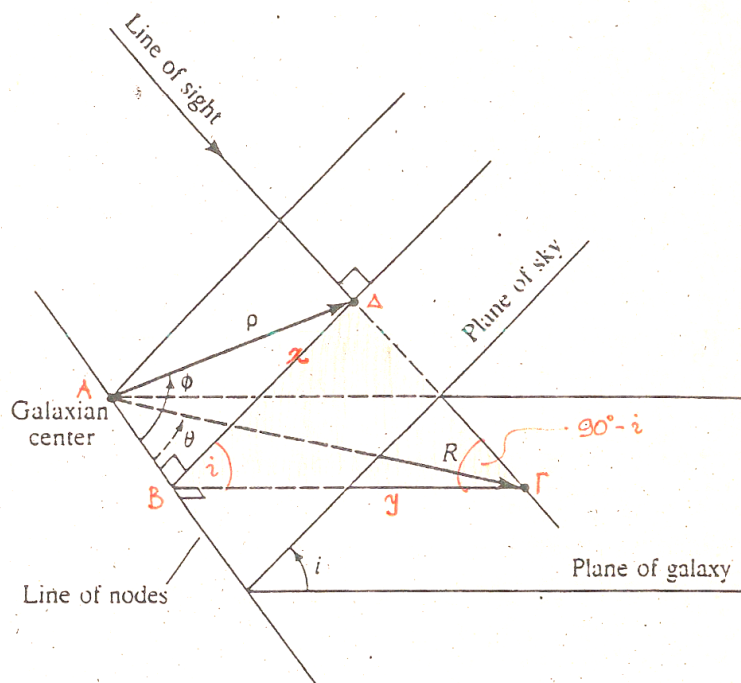


Σχήμα 3.4: Σχέδιο ενός κλασσικού διαγράμματος “αράχνης” που αναπαριστά τις καμπύλες ίσης ταχύτητας (“ισοταχύτητες”) ενός περιστρεφόμενου με σταθερή γωνιακή ταχύτητα γαλαξία, το υλικό του οποίου κινείται κυκλικά πάνω στο δίσκο του.

διαταραχές της ταχύτητας (που αντιστοιχούν σε διαταραχές της πυκνότητας) είτε διαταραχές μεγάλης κλίμακας, όπως η ύπαρξη σπειρών, ράβδου ή κυματισμό του γαλαξιακού επιπέδου (warp) και ως εκ τούτου τα διαγράμματα ισοταχύτητας που λαμβάνουμε έχουν ελαφρώς διαφορετική μορφή από αυτό του σχήματος (3.4). Σύμφωνα με την ανάλυση που γίνεται παρακάτω για την γεωμετρία του δισκοειδούς γαλαξία, οι ισοταχύτητες για τις οποίες ισχύει $u = u_0$, όπου u_0 ο πρώτος όρος της σχέσης 3.1, βρίσκονται στον άξονα συμμετρίας του σχήματος (3.4), στην περίπτωση που έχουμε μόνο κυκλικές ταχύτητες (βλ. παράγραφο 3.1.2).

3.1.2 Γεωμετρία και κινηματική ενός δισκοειδούς γαλαξία

Έστω ότι παρατηρούμε έναν γαλαξία, ο δίσκος του οποίου έχει μια κλίση i σε σχέση με το επίπεδο του ουρανού. Υποθέτουμε ότι ο άξονας περιστροφής του συστήματος είναι κάθετος στο επίπεδο του γαλαξία επομένως έχει μια κλίση i σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης. Επιλέγουμε ένα πολικό σύστημα συντεταγμένων (R, θ) στο επίπεδο του γαλαξία που αντιστοιχεί στο σύστημα συντεταγμένων (ρ, ϕ) στο επίπεδο του ουρανού. Ως κοινή αρχή των συστημάτων συντεταγμένων θεωρούμε το σημείο όπου ο άξονας περιστροφής του γαλαξία τέμνει το επίπεδο του ουρανού. Ως αρχή μέτρησης των γωνιών, θεωρούμε την γραμμή των συνδέσμων (Line of nodes) (Σχήμα 3.5).



Σχήμα 3.5: Γεωμετρική σχέση των συντεταγμένων στο επίπεδο του γαλαξία (R, θ) , το οποίο βρίσκεται σε κλίση i στο επίπεδο του ουρανού με τις συντεταγμένες (ρ, ϕ) . Γραμμή των συνδέσμων είναι η ευθεία στην οποία τέμνονται τα δύο επίπεδα. Οι γωνίες (θ, ϕ) μετρώνται από την γραμμή των συνδέσμων (Line of nodes) όπως δείχνουν τα βέλη και οι αποστάσεις (R, ρ) μετρώνται από το γαλαξιακό κέντρο (σημείο "A").

Σε πρώτη προσέγγιση μπορούμε να θεωρήσουμε την κίνηση κυκλική. Τότε η ταχύτητα περιστροφής στο επίπεδο του γαλαξία u_g , στο αντίστοιχο σημείο με συντεταγμένες (R, θ) εξαρτάται μόνο από την απόσταση. Επομένως η ακτινική ταχύτητα που θα έβλεπε ο παρατηρητής (line-of-sight-velocity) u_R θα ήταν $u_R =$

$u_0 + u_g(R) \sin i \cos \theta$, όπου u_0 η ταχύτητα απομάκρυνσης του γαλαξία από τον Ήλιο (ταχύτητα του συστήματος).

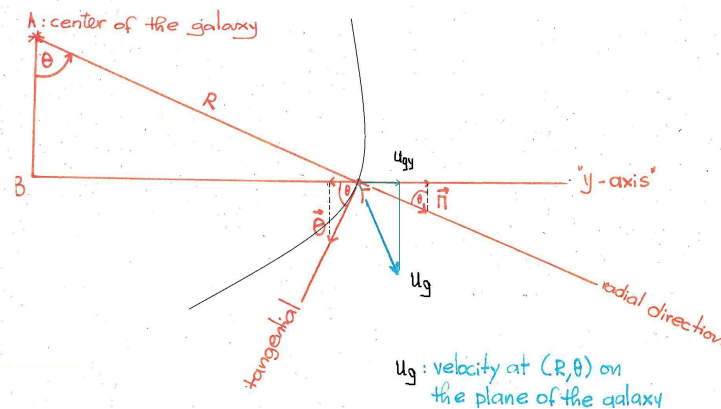
Οι συντεταγμένες συνδέονται μεταξύ τους με τις σχέσεις:

$$R^2 = \rho^2 (\cos^2 \phi + \sin^2 \phi \sec^2 i)$$

$$\tan \phi = \cos i \tan \theta$$

Είναι φανερό από την παραπάνω σχέση ότι δεν μπορούμε να πάρουμε πληροφορίες για την περιστροφή γαλαξιών που βρίσκονται κάθετα στην ακτίνα παρατήρησης $i \approx 0^\circ$. Επίσης η συγκέντρωση σκόνης στο γαλαξιακό επίπεδο καθιστά αδύνατη και την συγκέντρωση πληροφοριών από γαλαξίες που είναι τοποθετημένοι με κλίση $i \approx 90^\circ$.

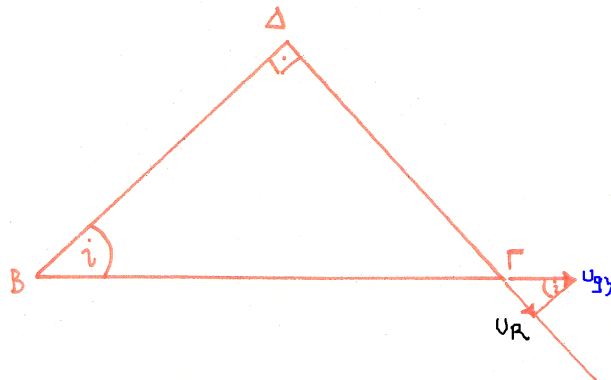
Επειδή όμως η κίνηση δεν είναι κυκλική, προκειμένου να βρούμε την ταχύτητα στο επίπεδο του γαλαξία $u_g(R, \theta)$ (βλ. σχήμα 3.6), θεωρούμε το τρίγωνο ABΓ (βλ. σχ. 3.5 και 3.6) και βρίσκουμε την προβολή της $u_g(R, \theta)$ στον άξονα y, ο οποίος είναι παράλληλος με τον μικρό ημιάξονα του γαλαξιακού δίσκου όπως αυτός προβάλλεται στο επίπεδο του ουρανού $u_{gy}(R, \theta) = \Pi(R, \theta) \sin \theta + \Theta(R, \theta) \cos \theta$.



Σχήμα 3.6: Βοηθητικό σχήμα για την εύρεση της ταχύτητας στο επίπεδο του γαλαξία, όπου u_g η ταχύτητα στο επίπεδο του γαλαξία (R, θ) , $\Pi(R, \theta)$ είναι η προβολή της ακτινικής ταχύτητας του επιπέδου του γαλαξία στο επίπεδο του ουρανού, $\Theta(R, \theta)$ είναι η προβολή της εφαπτομενικής ταχύτητας στις σπειρές του επιπέδου του γαλαξία στο επίπεδο του ουρανού.

Επειδή το επίπεδο του γαλαξία βρίσκεται σε γωνία κλίσης i σε σχέση με το επίπεδο του ουρανού, η ακτινική ταχύτητα που βλέπει ο παρατηρητής, θα είναι $u_R(\rho, \phi) = u_{gy}(R, \theta) \sin i$ (βλ. σχήμα 3.7). Αν σε αυτήν προσθέσουμε και τη μέση ακτινική ταχύτητα του συστήματος ως σύνολο (u_0) και την κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας στο επίπεδο του ουρανού ($Z(R, \theta)$) έχουμε την τελική σχέση (3.1) που δίνει την ακτινική ταχύτητα όπως μετράται στο επίπεδο του ουρανού.

$$u_R(\rho, \phi) = u_0 + \Pi(R, \theta) \sin \theta \sin i + \Theta(R, \theta) \cos \theta \sin i + Z(R, \theta) \cos i \quad (3.1)$$



Σχήμα 3.7: Βοηθητικό σχήμα για την εύρεση της ταχύτητας στο επίπεδο του ουρανού. Το τρίγωνο $B\Delta\Gamma$ βρίσκεται στο επίπεδο του ουρανού όπως φαίνεται από το σχήμα 3.5 ($u_R(\rho, \phi)$ είναι η παρατηρούμενη ταχύτητα και $u_{gy}(R, \theta)$ η προβολή της ταχύτητας στο επίπεδο του γαλαξία στον μικρό άξονα του γαλαξιακού δίσκου y , όπως έχουν οριστεί παραπάνω).

Επομένως προκειμένου να μετασχηματίσουμε τις παρατηρούμενες ακτινικές ταχύτητες στις “πραγματικές” συνιστώσες της ταχύτητας όπως ισχύουν στο φυσικό σύστημα συντεταγμένων και αντίστροφα, θα πρέπει να γνωρίζουμε την γωνία κλίσης i υπό την οποία παρατηρούμε τον εκάστοτε γαλαξία.

Οι κινηματικές μέθοδοι για τον προσδιορισμό του συντονισμού της συμπεριστροφής οι οποίες έχουν προταθεί είναι δύο. Η μέθοδος [Tremaine & Weinberg \(1984\)](#) (TW) και η μέθοδος [Canzian \(1993\)](#) (βλ. επίσης [Fridman et al. \(1999\)](#)). Στην παρούσα εργασία για τις εφαρμογές μας θα χρησιμοποιήσουμε τη μέθοδο Canzian-Fridman. Ωστόσο παρουσιάζουμε συντόμως και την μέθοδο TW, η οποία επίσης χρησιμοποιείται ευρέως.

3.2 Μέθοδος Tremaine-Weinberg

Η μέθοδος αυτή θεωρείται αξιόπιστη κυρίως για την εκτίμηση της ταχύτητας περιστροφής των ράβδων και όχι των σπειρών. Η μέθοδος αυτή είναι κινηματική, δηλαδή όπως είπαμε, θεωρητικά υπολογίζεται η γωνιακή ταχύτητα των ράβδων (pattern speed) χωρίς τη χρήση δυναμικού μοντέλου. Οι [Tremaine & Weinberg \(1984\)](#) υπέθεσαν ότι η επιφανειακή λαμπρότητα του παρατηρούμενου μέσου (αστέρα, ουδέτερου υδρογόνου κτλ.) υπακούει την εξίσωση συνέχειας έτσι ώστε η συνολική του μάζα και η απόλυτη φωτεινότητα του ανά μονάδα μάζας να παραμένει σταθερή (ούτε

να καταστρέφεται ούτε να δημιουργείται¹). Στους σπειροειδείς γαλαξίες χρησιμοποιείται ως μέσο κυρίως το ουδέτερο υδρογόνο (HI), όπου όμως η υπόθεση ισχύος της εξίσωσης συνέχειας δεν είναι απολύτως ορθή, δεδομένου ότι το ουδέτερο υδρογόνο μπορεί να μετασχηματιστεί σε μοριακό υδρογόνο ή σε αστέρες καθώς κινείται επί του γαλαξιακού επιπέδου. Ως εκ τούτου, η παρούσα μέθοδος είναι πιο κατάλληλη για ραβδωτούς γαλαξίες, διότι το παρατηρούμενο μέσο συγκροτείται κυρίως από γηραιότερους αστέρες. Η μέθοδος αυτή απαιτεί την μέτρηση της επιφανειακής λαμπρότητας και της ακτινικής ταχύτητας κατά μήκος μιας λωρίδας παράλληλης με την γραμμή των συνδέσμων (σχήμα 3.5). Αν έχει μετρηθεί η θέση και η ταχύτητα ως προς το κέντρο του γαλαξία, τότε αποδεικνύεται ότι μπορεί να βρεθεί η κάθετη συνιστώσα της γωνιακής ταχύτητας της διαταραχής (π.χ της ράβδου) ως προς το επίπεδο του γαλαξία ως εξής (βλ.π.χ. [Fathi et al. \(2007\)](#)):

$$\Omega_p \sin i = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(x)[u_{obs}(x) - u_0]dx}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x)[x - x_0]dx} \quad (3.2)$$

όπου χρησιμοποιούμε καρτεσιανές συντεταγμένες και x και y είναι οι διευθύνσεις του παράλληλου και του κάθετου άξονα του γαλαξιακού δίσκου, αν θεωρήσουμε ότι αυτός βρίσκεται υπό γωνία κλίσης i ως προς το επίπεδο του ουρανού. I_x είναι η παρατηρούμενη ένταση (επιφανειακή λαμπρότητα), u_{obs} η παρατηρούμενη ταχύτητα και u_0 η ταχύτητα του συστήματος. Το κέντρο του γαλαξία είναι τοποθετημένο στην θέση x_0 και τα ολοκληρώματα υπολογίζονται κατά μήκος οποιασδήποτε τομής παράλληλης προς τον κύριο άξονα (την γραμμή των συνδέσμων).

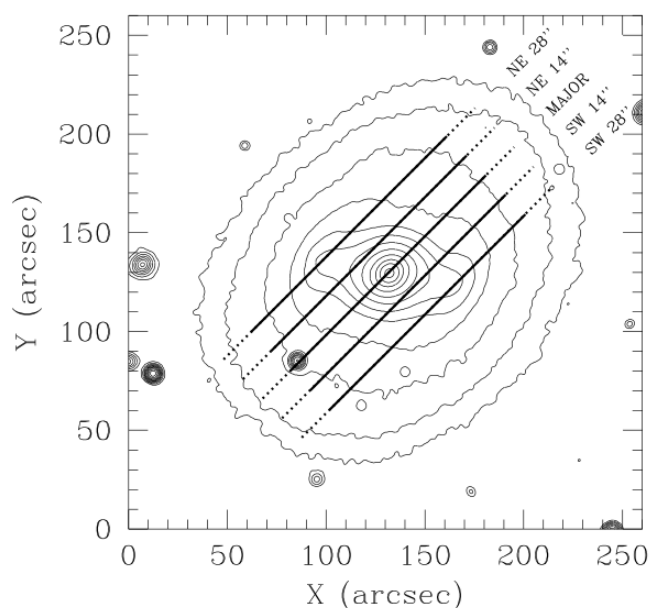
Όπως ορθώς παρατήρησαν οι [Tremaine & Weinberg \(1984\)](#), η λανθασμένη επιλογή του δυναμικού κέντρου, θα οδηγούσε σε λανθασμένη τιμή για Ω_p . Αυτό θα μπορούσε να αποφευχθεί με τη χρήση μιας κατάλληλης συνάρτησης κανονικοποίησης. Αργότερα, οι [Merrifield & Kuijken \(1995\)](#) βελτίωσαν αυτήν την τεχνική με το να κανονικοποιήσουν τις παρατηρούμενες ποσότητες ως προς την συνολική ένταση. Με βάση αυτό η σχέση 3.2 γίνεται:

$$\Omega_p = \frac{1}{\sin i} \frac{\langle V(x) \rangle}{\langle x \rangle} \quad (3.3)$$

όπου $\langle V(x) \rangle$ ο όρος της ταχύτητας $[u_{obs}(x) - u_0]$ κανονικοποιημένος ως προς την ένταση και $\langle x \rangle$ ο όρος της θέσης, κανονικοποιημένος ως προς την ένταση. Παρακάτω ακολουθεί μια εφαρμογή της μεθόδου από τους [Merrifield & Kuijken \(1995\)](#) για τον υπολογισμό της γωνιακής ταχύτητας της ράβδου του γαλαξία NGC 936, τύπου SB0. Στο σχήμα (3.8) εμφανίζεται ο γαλαξίας NGC 936 σε κλίση $i \sim 41^\circ$ και η ράβδος σε θέση γωνίας $PA \sim 45^\circ$ σε σχέση με τον μεγάλο άξονα

¹αυτός είναι και ο λόγος που αποφεύγουμε την εφαρμογή της στους σπειροειδείς βραχίονες δεδομένου ότι εκεί έχουμε αστρογένεση

του γαλαξία. Με αυτόν τον τρόπο και την βοήθεια βελτιωμένων CCD φασματικών παρατηρήσεων βρέθηκε η γωνιακή ταχύτητα της ράβδου να ισούται με $\Omega_p = 60 \pm 14 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ υποθέτοντας ότι ο γαλαξίας βρίσκεται σε απόσταση 16.6 Mpc. Σύμφωνα με το αποτέλεσμα αυτό η περιοχή της συμπεριστροφής τοποθετείται λίγο μετά το πέρας της ράβδου, γεγονός που επιβεβαιώνει θεωρητικούς υπολογισμούς (Contopoulos, 1980).



Σχήμα 3.8: Διάγραμμα καμπυλών ίσης έντασης (contour plot) μιας εικόνας του γαλαξία NGC 936 σε I φίλτρο, όπως έχει καταγραφεί από το τηλεσκόπιο Fred Lawrence Whipple Observatory 48-ιντσών. Οι καμπύλες έχουν σχεδιαστεί ανά 0.5 mag. Διακρίνουμε τις διευθύνσεις κατά μήκος των οποίων έγιναν οι μετρήσεις της επιφανειακής λαμπρότητας και της ακτινικής ταχύτητας. Ως “MAJOR” σημειώνεται ο άξονας κατά μήκος της γραμμής των συνδέσμων.

3.3 Μέθοδος Canzian

Μια άλλη κινηματική μέθοδος προκειμένου να προσδιορίσουμε τον συντονισμό της συμπεριστροφής επί των γαλαξιακών δίσκων είναι βρίσκοντας το “υπόλοιπο πεδίο ταχυτήτων” (residual velocity field) που προκύπτει αν από την συνολική ταχύτητα αφαιρέσουμε τον αξισυμμετρικό όρο. Ουσιαστικά αφαιρούμε από το συνολικό πεδίο ταχυτήτων που έχουμε καταγράψει παρατηρησιακά ένα πεδίο ταχυτήτων που έχουμε κατασκευάσει και θεωρούμε ότι μας δίνει την κυκλική ταχύτητα $u_c(R)$ (που αντιστοιχεί στην καμπύλη περιστροφής). Στην πράξη, όταν έχουμε στην διάθεσή μας το πεδίο ενός γαλαξιακού δίσκου συνολικά, παίρνουμε τη μέση ταχύτητα του πεδίου σε μία ακτίνα. Τέτοιου είδους διαγράμματα χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της συμπεριστροφής έχοντας ως πρωτογενές υλικό μετρήσεις των ταχυτήτων κατά μήκος της ακτίνας παρατήρησης. Σκοπός της μεθόδου του Canzian είναι η **κατασκευή χαρτών που απεικονίζουν “υπόλοιπα πεδίων ταχυτήτων”**, επί των οποίων να εμφανίζονται δομές που υποδεικνύουν τη θέση της συμπεριστροφής. Αξίζει να σημειωθεί ότι η μέθοδος του Canzian βασίζεται στην υπόθεση ότι η ροή του υλικού στους σπειροειδείς βραχίονες ακολουθεί την προβλεπόμενη ροή της θεωρίας των κυμάτων πυνότητας των Lin και Shu.

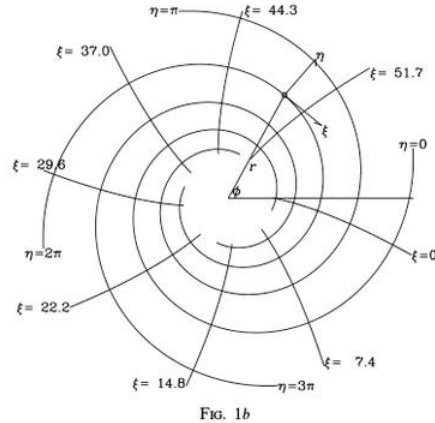
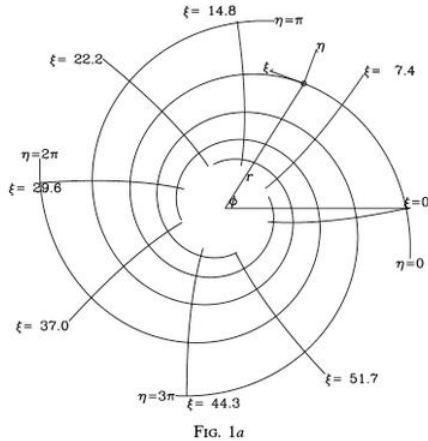
Έστω ένας γαλαξιακός δίσκος με γωνία κλίσης i ως προς το επίπεδο του ουρανού. Η μέθοδος εφαρμόζεται ως εξής:

1. Χωρίζουμε τον δίσκο του γαλαξία σε ομόκεντρους δακτυλίους.
2. Καταγράφουμε τις εξής κινηματικές πληροφορίες του μέσου που ερευνούμε (αστέρων, ή συνήθως αερίου): το κινηματικό κέντρο (x_0, y_0) , την κλίση i του γαλαξία, την ταχύτητα του συστήματος u_{sys} και τη γωνία θέσης “Γ” που μετράται με θετική φορά (αντίθετη από την φορά του ρολογιού, με αρχή τον Νότο και κατεύθυνση προς τον άξονα του μέρους του γαλαξία που απομακρύνεται).
3. Κατά μήκος κάθε δακτυλίου, αζιμουθιακά από $0 - 2\pi$ καταγράφουμε τις ακτινικές ταχύτητες (line-of-sight velocities).
4. Αναλύουμε κατά Fourier τις ακτινικές ταχύτητες:

$$u_{los} = u_{sys} + \sum_{n=1}^k (c_n \cos n\psi + s_n \sin n\psi) \quad (3.4)$$

όπου το n αναφέρεται στους όρους της σειράς Fourier και k είναι ο μέγιστος όρος του αναπτύγματός μας. Ουσιαστικά προσεγγίζουμε τα δεδομένα κάθε δακτυλίου με μία μονοδιάστατη σειρά Fourier σε διαδοχικές ακτίνες.

Σύμφωνα με τους [Canzian & Allen \(1997\)](#) ορίζουμε ένα σύστημα σπειροειδών συντεταγμένων (η, ξ) όπου ξ είναι στην εφαπτομενική διεύθυνση του βραχίονα, ενώ η είναι σε διεύθυνση κάθετη σε αυτόν (βλ. σχ. 3.10).



Σχήμα 3.9: Καμπυλόγραμμο σύστημα σπειροειδών συντεταγμένων (η, ξ) , όπως περιγράφεται παραπάνω, για γαλαξία με γωνία κλίσης των σπειρών 12° . Αριστερά για σπείρες μορφής “S”. Δεξιά για σπείρες μορφής “Z”(βλ. κείμενο). Να σημειωθεί ότι οι συντεταγμένες που αναφέρονται στο επίπεδο του ουρανού ως $(r, \phi) \equiv (\rho, \phi)$ όπως είχαν οριστεί παραπάνω.

Πηγή: *Canzian & Allen (1997)*

Η σχέση που συνδέει τις πολικές συντεταγμένες (ρ, ϕ) του επιπέδου του ουρανού με τις σπειροειδείς συντεταγμένες (η, ξ) είναι:

$$\begin{aligned}\xi(\rho, \phi) &= m[h\phi \cot \alpha - \log(r/r_0)], \\ \eta(\rho, \phi) &= m[h \log(r/r_0) \cot \alpha + \phi]\end{aligned}\quad (3.5)$$

όπου m ο αριθμός των σπειροειδών βραχιόνων, α η γωνία κλίσης των σπειρών (pitch angle), r_0 ένα αυθαίρετο μήκος κλίμακας και $h = \pm 1$ ανάλογα με το αν οι σπείρες είναι της μορφής “S” και “Z” αντίστοιχα.

Οι συνιστώσες της ταχύτητας (u_η, u_ξ) της διαταραχής του κύματος πυκνότητας στο γαλαξιακό επίπεδο σε πρώτη τάξη μπορούν να γραφούν (Shu et al., 1973):

$$u_\eta = A\nu \cos\eta \quad (3.6)$$

$$u_\xi = A(\kappa/2\Omega) \sin\eta \quad (3.7)$$

όπου:

- A είναι ένας συντελεστής κλίμακας
- η είναι η φάση της σπείρας και παίρνει τιμές από $(0 - 4\pi)$ για έναν σπειροειδή με δύο σπείρες (βλ. σχήμα 3.9)

- κ είναι η επικυκλική συχνότητα και
- Ω είναι η γωνιακή συχνότητα του αστέρα
- $\nu = \frac{m(\Omega_p - \Omega)}{\kappa}$,

Επίσης παρατηρούμε ότι η ποσότητα ν αλλάζει πρόσημο όταν περνάει από την περιοχή συντονισμού, έτσι είναι εμφανές ότι ενώ η u_η συνιστώσα της ταχύτητας αλλάζει πρόσημο, το πρόσημο της u_ξ συνιστώσας είναι αμετάβλητο.

Οι συνιστώσες της ταχύτητας στο επίπεδο του ουρανού είναι:

$$\begin{aligned} u_\rho &= u_\eta \cos \alpha - u_\xi \sin \alpha \\ u_\phi &= h(u_\eta \sin \alpha + u_\xi \cos \alpha) \end{aligned} \quad (3.8)$$

όπου α και h έχουν οριστεί παραπάνω.

Επομένως η ταχύτητα που παρατηρούμε αποτελείται από 3 μέρη:

$$V_{obs} = V_{sys} + V_{rot} + V_{sp} \quad (3.9)$$

όπου: V_{sys} είναι η συστηματική ταχύτητα του γαλαξία

V_{rot} είναι η συνιστώσα που αντιστοιχεί στην ταχύτητα περιστροφής (που αντιστοιχεί στην καμπύλη περιστροφής) και είναι

$$V_{rot} = V_c \cos \theta \sin i \quad (3.10)$$

όπου θ η γωνία στο επίπεδο του γαλαξία όπως φαίνεται στο (σχήμα 3.5),

V_c η ταχύτητα περιστροφής και V_{sp} είναι η διαταραχή ταχύτητας που οφείλεται στο σπειροειδές κύμα πυκνότητας

$$V_{sp} = (u_\phi \cos \theta + u_\rho \sin \theta) \sin i \quad (3.11)$$

όπου αντικαθιστώντας τα u_ρ, u_ϕ σύμφωνα με την σχέση (3.8) και λαμβάνοντας υπόψιν ότι $\eta = m(\theta - \theta_{sp})$ έχουμε :

$$V_{sp} = A \left[\frac{\kappa}{2\Omega} \cos(\theta + h\alpha) \sin m(\theta - \theta_{sp}) + \nu \sin(\theta + h\alpha) \cos m(\theta - \theta_{sp}) \right] \sin i \quad (3.12)$$

Στην σχέση (3.11), αν θεωρήσουμε ότι οι συντελεστές $\kappa/2\Omega$ και ν είναι της τάξης της μονάδας, παρατηρούμε ότι

$$\cos(\theta + h\alpha) \sin m(\theta - \theta_{sp}) + \sin(\theta + h\alpha) \cos m(\theta - \theta_{sp}) = \sin(m\theta - m\theta_{sp} + \theta + h\alpha) \quad (3.13)$$

όπου αν θέσουμε $a \sim m\theta$ και $b \sim \theta$ αυτή γίνεται:

$$\sin a \cos b \pm \cos a \sin b = \sin(a \pm b + c) \quad (3.14)$$

όπου $c = h\alpha - m\theta_{sp}$ μια σταθερά φάσης το πρόσημο της οποίας εξαρτάται από το πρόσημο του ν

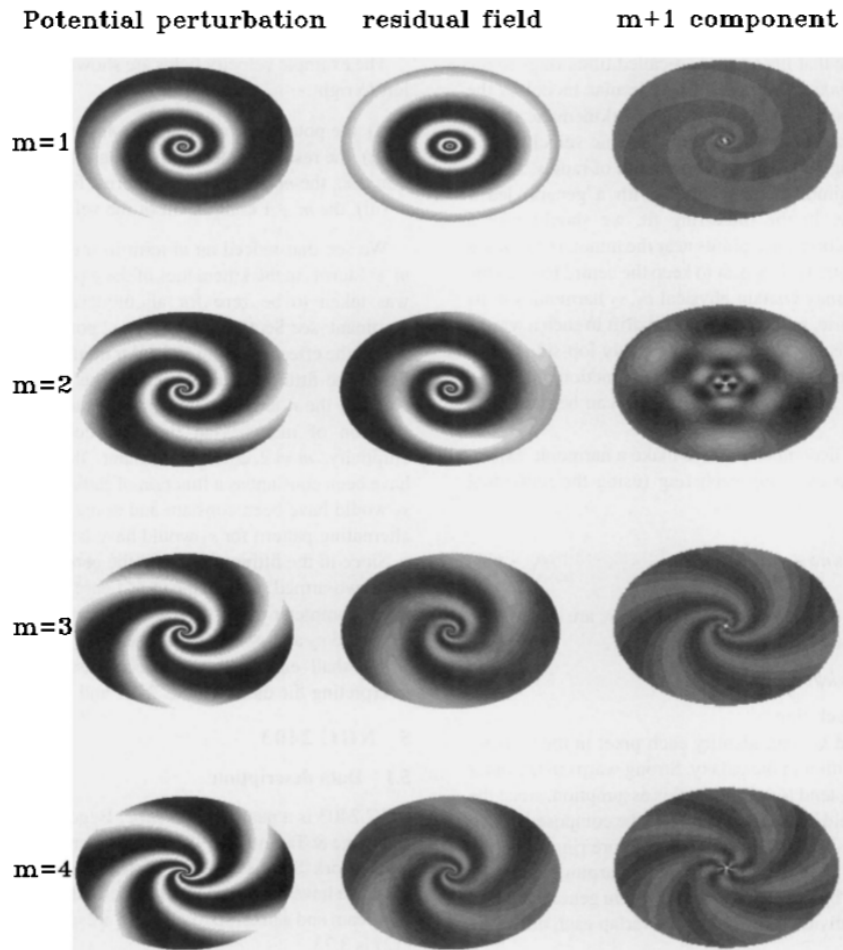
Συμπερασματικά:

- αν $\nu < 0$ βρισκόμαστε εντός της συμπεριστροφής και η (3.13) γίνεται $\sin(m-1)\theta$ ενώ
- αν $\nu > 0$ βρισκόμαστε εκτός της συμπεριστροφής και η (3.13) γίνεται $\sin(m+1)\theta$

π.χ. στην περίπτωση που έχουμε 2 σπείρες δηλαδή $m = 2$ τότε:

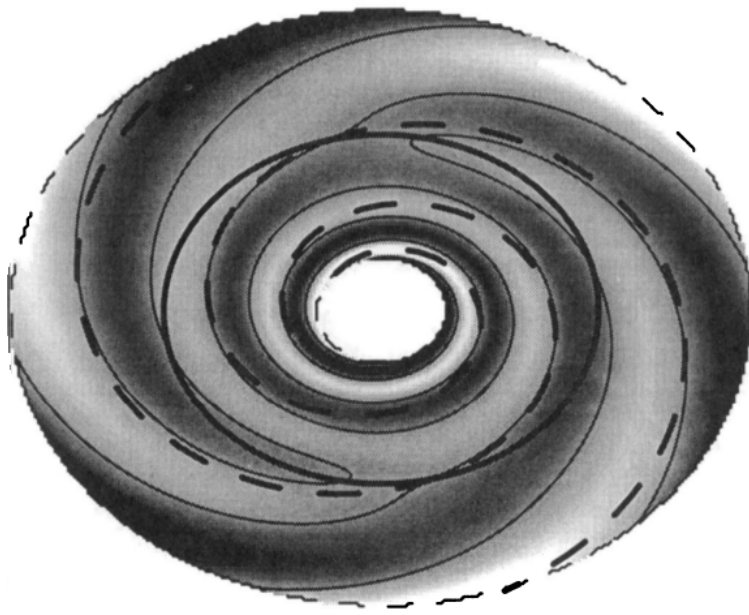
- αν $\nu < 0 \Rightarrow \sin\theta$ και η περιοδική αυτή εξάρτηση από το θ αντιστοιχεί σε μια σπείρα εντός της συμπεριστροφής
- ενώ αν $\nu > 0 \Rightarrow \sin 3\theta$ αντιστοιχεί σε τρεις σπείρες εκτός της συμπεριστροφής στο διάγραμμα ταχύτητας.

Η μετάβαση από την συμπεριφορά $\sin\theta$ στην $\sin 3\theta$ εξαρτάται από την καμπύλη περιστροφής αλλά γενικά γίνεται ομαλά, και αντανακλά την αλλαγή του προσήμου της ακτινικής ταχύτητας κατά την “διάβαση” από την περιοχή της συμπεριστροφής. Η περιγραφή που προηγήθηκε για τον αριθμό των σπειρών εντός και εκτός της συμπεριστροφής στους κινηματικούς χάρτες “υπολοίπων ταχύτητας”, δηλαδή της ταχύτητας της διαταραχής (ράβδου ή σπείρας) είναι εμφανής στα παρακάτω σχήματα (3.10, 3.11, 3.12).

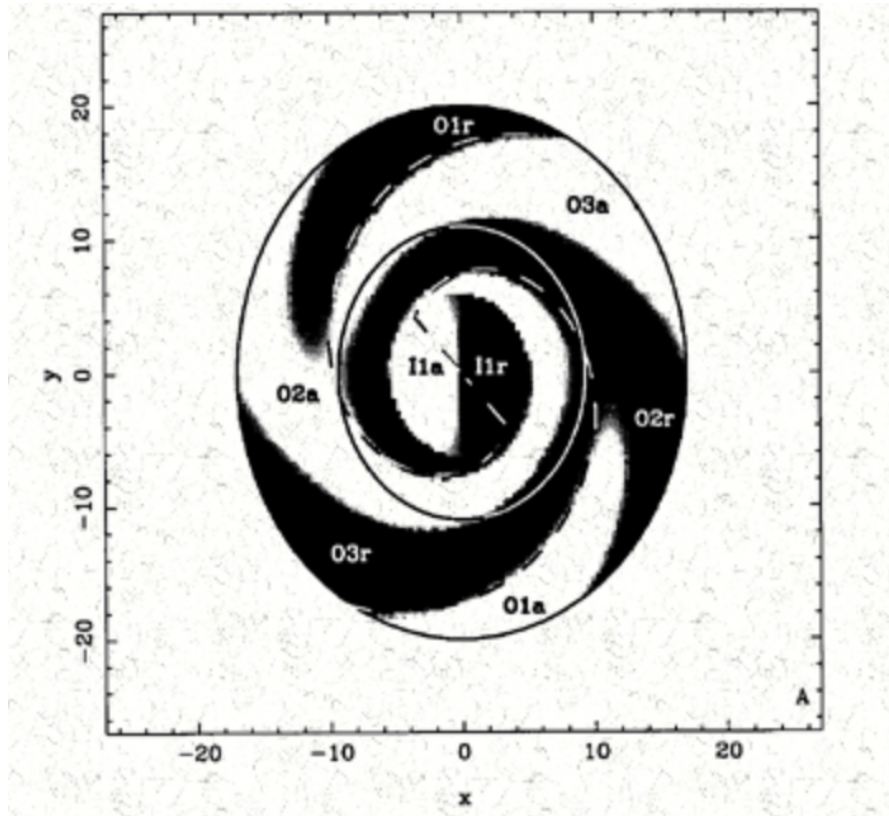


Σχήμα 3.10: Στις στήλες από τα αριστερά στα δεξιά απεικονίζονται: οι διαταραχές του δυναμικού, το “υπόλοιπο πεδίο ταχύτητων” στο εσωτερικό της συμπεριστροφής όπου εμφανίζονται $m - 1$ σπείρες, και το πεδίο ταχύτητας εκτός της συμπεριστροφής όπου εμφανίζονται $m + 1$ σπείρες. Στις γραμμές έχουμε τον αριθμό m των σπειρών του μοντέλου από $m = 1$ μέχρι $m = 4$. Αξίζει να μείνουμε στην περίπτωση που $m = 2$ όπου έχουμε 1 σπείρα εντός της συμπεριστροφής και 3 σπείρες εκτός στους χάρτες “υπολοίπων πεδίου ταχύτητας”.

Πηγή: *Schoenmakers et al. (1997)*



Σχήμα 3.11: Σε ένα χαρακτηριστικό μοντέλο απεικονίζεται το πεδίο ταχύτητας εξαιτίας μόνο του σπειροειδούς κύματος πυκνότητας (έχει αφαιρεθεί το αξισυμμετρικό μέρος της κίνησης) για σπειροειδή γαλαξία με 2 βραχίονες. Οι εικονιζόμενες ταχύτητες στην διεύθυνση παρατήρησης παρουσιάζονται με ανοιχτόχρωμες αποχρώσεις για ταχύτητες που πλησιάζουν και με σκουρόχρωμες αποχρώσεις για ταχύτητες που απομακρύνονται. Η περιοχή της συμπεριστροφής σημειώνεται με μία έλλειψη, δεδομένου ότι το πεδίο ταχυτήτων έχει καταγραφεί στο επίπεδο του ουρανού. (Τα ελάχιστα του δυναμικού παρουσιάζονται με στικτές γραμμές). Πηγή: *Canzian (1993)*



Σχήμα 3.12: Γραφική παράσταση του υπόλοιπου πεδίου ταχύτητας για τον γαλαξία NGC 4321. Ο άξονας περιστροφής του γαλαξία είναι κάθετος στο επίπεδο και ο εσωτερικός κύκλος(ή έλλειψη προβαλλόμενη στο επίπεδο του ουρανού)υποδεικνύει την θέση της περιοχής της συμπεριστροφής CR. Τα γράμματα “I” στο εσωτερικό και “O” στο εξωτερικό του κύκλου σημαίνουν *inside CR* και *outside CR* αντίστοιχα. Επιπλέον το γράμμα a και το λευκό χρώμα συμβολίζει ταχύτητες που πλησιάζουν *approaching* ενώ το μαύρο χρώμα και το γράμμα r συμβολίζει ταχύτητες που απομακρύνονται *receding*. Τέλος η στικτή γραμμή αντιστοιχεί στο μέγιστο της πυκνότητας της σπειροειδούς δομής.
 Πηγή: Buta & Combes (1996)

3.3.1 Σημείωση:

Η έννοια της γεωμετρικής φάσης

Μπορούμε να δώσουμε μια εξήγηση για την ύπαρξη μιας σπείρας εντός της συμπεριστροφής και τριών σπειρών εκτός της, χρησιμοποιώντας το αποτέλεσμα που προκύπτει από την χρήση της “τεχνικής” της “γεωμετρικής φάσης”. Προκειμένου να γίνουν πιο κατανοητά τα αποτελέσματα αυτής της τεχνικής, αρκεί να σκεφτούμε το πείραμα με τα δύο κέρματα. Σύμφωνα με αυτό το πείραμα έχουμε δύο κέρματα ίδιου μεγέθους (προτιμάται να έχουν ραβδωτή περιφέρεια), εκ των οποίων το ένα είναι στατικό σε μία επίπεδη επιφάνεια, ενώ το άλλο κυλίνεται χωρίς να ολισθαίνει γύρω από την περιφέρεια του πρώτου, κατά τέτοιον τρόπο ώστε να εφάπτονται οι δύο περιφέρειες. Έχοντας ως σημείο αναφοράς το κεφάλι του περιστρεφόμενου κέρματος, θα δούμε πόσες φορές αυτό περιστρέφεται στο χρονικό διάστημα μέσα στο οποίο το περιστρεφόμενο κέρμα ολοκληρώνει μια πλήρη στροφή γύρω από το στατικό. Εδώ συμβαίνει το εξής: Αν και περιμέναμε να έχουμε ένα προς ένα (1:1) περιστροφή αφού τα δύο κέρματα έχουν ίδια περιφέρεια, εντούτοις παρατηρούμε ότι το κεφάλι-σημείο αναφοράς έχει περιστραφεί δύο φορές μέχρι να κάνει μια πλήρη στροφή το περιστρεφόμενο κέρμα γύρω από το στατικό ((2:1) περιστροφή). Δηλαδή πέρα από τα $2\pi \text{ rad}$ που απαιτούνται για να κάνει το σημείο αναφοράς-κεφάλι μια πλήρη στροφή και να επανέλθει στην ίδια θέση χρειάζεται να προστεθούν κι άλλα $2\pi \text{ rad}$ για να ολοκληρώσει το περιστρεφόμενο κέρμα μια πλήρη στροφή γύρω από στατικό κέρμα. Επομένως η κύλιση του περιστρεφόμενου κέρματος γύρω από το στατικό ισοδυναμεί με πρόσθεση φάσης στον κύκλο γύρω από το στατικό κέρμα. Το παραπάνω πείραμα με τα κέρματα μπορεί να εφαρμοστεί σε σπειροειδείς διαταραχές ταχυτήτων. Για τον πλήρη κύκλο του δίσκου ενός σπειροειδή γαλαξία με 2 βραχίονες η φάση είναι $4\pi \text{ rad}$. Αντίστοιχα για γαλαξία με m βραχίονες η φάση είναι $2m\pi \text{ rad}$. Στην πραγματικότητα αν θεωρήσουμε την κίνηση της ροής του αερίου σε έναν σπειροειδή γαλαξία (όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4) η αλλαγή του πρόσημου της ακτινικής ταχύτητας αυτής της ροής είναι αυτή που επιφέρει την διαφορά στον αριθμό των σπειρών από μια εντός σε τρεις εκτός της συμπεριστροφής στο πεδίο των ταχυτήτων.

Κεφάλαιο 4

Εφαρμογές της μεθόδου Canzian

Χρησιμοποιούμε μοντέλα απόκρισης για να ελέγξουμε και να κατανοήσουμε την μέθοδο. Θεωρούμε έναν δίσκο αποτελούμενο από σωματίδια (test particles) που κινούνται σε ένα αξισυμμετρικό δυναμικό Φ_0 , στο οποίο προστίθεται ένα δυναμικό λόγω της διαταραχής Φ_s (όπου ως διαταραχή θεωρούμε τις σπείρες ή τις ράβδους). Διαλέγουμε παραδείγματα από έναν μεγάλο αριθμό μοντέλων απόκρισης που διαφέρουν στις αρχικές συνθήκες, στην ισχύ του όρου του δυναμικού που οφείλεται στις διαταραχές και στην γωνιακή ταχύτητα Ω_s της περιστροφής του συστήματος. Τα στιγμιότυπα των μοντέλων απόκρισης που παίρνουμε έχουν υπολογιστεί με συγκεκριμένη Ω_s , και ως εκ τούτου ξέρουμε που βρίσκεται η περιοχή της συμπεριστροφής. Επομένως προσδιορίζοντας την περιοχή της συμπεριστροφής κινηματικά μπορούμε να ελέγξουμε αν η μέθοδος του Canzian δίνει σωστά αποτελέσματα αναπαράγοντας τους χάρτες “υπολοίπων ταχύτητας”.

4.1 Μοντέλα σπειροειδών γαλαξιών

Το μοντέλο που θα χρησιμοποιήσουμε αρχικά έχει εισαχθεί από τους [Contopoulos & Grosbol \(1988\)](#) και περιγράφει το δυναμικό ενός περιστρεφόμενου κανονικού (μη-ραβδώτου) σπειροειδούς. Το αξισυμμετρικό μέρος δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi_0(r) = -u_{max}^2 (f_b e^{-\epsilon_b r} - [\ln r + E_1(\epsilon_d r)]) \quad (4.1)$$

όπου οι παράμετροι είναι: u_{max} η σταθερή κυκλική ταχύτητα περιστροφής σε μεγάλες αποστάσεις, f_b το κλάσμα της συνεισφοράς του bulge στην καμπύλη της περιστροφής σε σχέση με την συνεισφορά του δίσκου, e_b και e_d τα μήκη κλίμακας

για τις συνιστώσες του bulge και του δίσκου αντίστοιχα και $E_1(x)$ το εκθετικό ολοκλήρωμα. Οι τιμές των παραπάνω παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν, είναι οι εξής: $u_{max} = 200 \text{ km s}^{-1}$, $f_b = 0.03$, $\epsilon_b = 0.694 \text{ kpc}^{-1}$, $\epsilon_d = 0.1 \text{ kpc}^{-1}$. Υπενθυμι-

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

Το δυναμικό της διαταραχής είναι:

$$\Phi_s(r, \theta) = A r e^{-\epsilon_s r} \cos\left(\frac{2 \ln r}{\tan i_0} - 2\theta\right) \quad (4.2)$$

όπου $i_0 = -30^\circ$ η γωνία κλίσης των σπειρών (pitch angle) και A το πλάτος το οποίο δίνεται από τη σχέση:

$$A = A_0 \frac{1}{2} (1 + \tanh[\kappa_1(r - r_1)]) \frac{1}{2} (1 + \tanh[\kappa_2(r - r_2)]) \quad (4.3)$$

κ_1 και κ_2 είναι παράμετροι που χρησιμοποιούνται για το ομαλό “σβήσιμο” του δυναμικού εντός μίας εσωτερικής και εκτός μίας εξωτερικής ακτίνας r_1 και r_2 αντίστοιχα, σε περιοχές που θεωρούμε ότι δεν δρα η σπειροειδής διαταραχή. Οι αριθμητικές τιμές των χρησιμοποιούμενων παραμέτρων είναι:

$A_0 = 155 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^{-1}$, $\kappa_1 = 1 \text{ kpc}^{-1}$, $r_1 = 1.5 \text{ kpc}$, $\kappa_2 = 10 \text{ kpc}^{-1}$, $r_2 = 45 \text{ kpc}$.

Η ταχύτητα περιστροφής της σπείρας ισούται με $\Omega_s = 8.32 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ και στο στιγμιότυπο που λαμβάνουμε έχουμε ολοκληρώσει τις εξισώσεις κίνησης για 22 περιστροφές. Υποθέτουμε ότι ο δίσκος είναι αστρικός και δεν υπάρχουν απώλειες ενέργειας. Οι εξισώσεις κίνησης παρήχθησαν από την παρακάτω Χαμιλτονιανή (Contopoulos & Grosbol, 1986).

$$H \equiv \frac{1}{2} \left(\dot{r}^2 + \frac{J_0^2}{r^2} \right) - \Omega_s J_0 + \Phi_0 + \Phi_s = h \quad (4.4)$$

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 , Φ_0 το αξισυμμετρικό μέρος του δυναμικού και Φ_s το δυναμικό της διαταραχής, όπως ορίστηκαν παραπάνω.

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

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{J_0}{r^2} - \Omega_s, \quad \frac{dr}{dt} = \dot{r} \quad (4.5)$$

$$\frac{dJ_0}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad \frac{d\dot{r}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial r} \quad (4.6)$$

Για τις αρχικές συνθήκες θεωρούμε έναν δίσκο ακτίνας $r = 30 \text{ kpc}$ στον οποίο τοποθετούμε σε τυχαίες θέσεις έναν πλήθος σωματίων (test particles) της τάξης του 10^4 (θα δούμε τον ακριβή αριθμό τους σε κάθε περίπτωση). Τα σωματίδια εκτελούν

κυκλικές κινήσεις στο αξισυμμετρικό δυναμικό Φ_0 . Η παράμετρος Toomre παίρνει την τιμή: $Q = 1$ (να σημειωθεί ότι δεν εξετάζουμε την ευστάθεια του δίσκου).

Το μέγιστο της δύναμης της διαταραχής σε μία ακτίνα r είναι $F_{max} = \frac{\max|\nabla\Phi_s|}{\frac{d\Phi_0}{dr}}$.

Στο μοντέλο μας παίρνει τιμές από $F_{max} \approx 0.08$ σε απόσταση $r = 12.2kpc$ στο τέλος των ισχυρών σπειρών, $F_{max} \approx 0.04$ σε απόσταση $r = 22.2kpc$ στην περιοχή της συμπεριστροφής, και μειώνεται καθώς προχωράμε προς τα έξω.

Στο μοντέλο μας οι σπείρες είναι “αυτοβαρείς”, δεδομένης της ύπαρξης του όρου $\Phi_s(r, \theta)$ (σχέση 4.2). Μια σχέση συντονισμού

$$\frac{\kappa}{\Omega - \Omega_s} = \frac{n}{m}$$

μας λέει ότι ένας αστέρας έχει κάνει n ακτινικές ταλαντώσεις όταν έχει εκτελέσει m περιφορές περί το γαλαξιακό κέντρο. Π.χ. Στον συντονισμό 4:1 $n=4$ και $m=1$. Η ροή του υλικού επί του δίσκου καθορίζεται από την παρουσία των συντονισμών σε συγκεκριμένες αποστάσεις. Το σχήμα των περιοδικών τροχιών επίσης μεταβάλλεται καθώς διερχόμαστε από τους συντονισμούς. Π.χ. Η κεντρική οικογένεια η οποία έχει κυκλικές τροχιές στην αξισυμμετρική περίπτωση έχει ελλειπτικές τροχιές στη γενική περίπτωση (που περιλαμβάνεται και η διαταραχή). Είναι η γνωστή οικογένεια x_1 . Στον συντονισμό 4/1 θα λάβει μία ρομβοειδή μορφή (βλ. Contopoulos & Grosbol (1986)). Αυτά όλα αντανακλώνται και στα πεδία ταχύτητων.

Εμείς στην εφαρμογή μας, θεωρούμε μια διαταραχή $m\theta$ στην επιφανειακή πυκνότητα του μοντέλου, η οποία είναι αποτέλεσμα της ύπαρξης του κύματος πυκνότητας στον δίσκο. Τότε στον χάρτη του “υπολοίπου” πεδίου ταχύτητας αναμένεται να δούμε $(m - 1)$ συνιστώσες- σπείρες εντός της συμπεριστροφής και $(m + 1)$ εκτός της, γεγονός που υποδηλώνει την αλλαγή του πρόσημου της ακτινικής ταχύτητας καθώς τα σωματίδια μας “διασχίζουν” την περιοχή της συμπεριστροφής (όπως αναλύεται στην παράγραφο 3.3 και φαίνεται στο σχήμα 3.10).

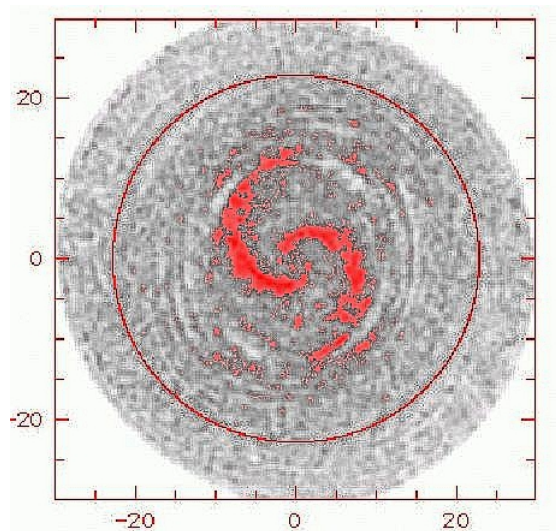
Ο αλγόριθμος κατασκευής των χαρτών “υπολοίπου ταχύτητας” είναι ο εξής: Κατ’ αρχάς μελετάμε την περίπτωση με τις τιμές των παραμέτρων που δώσαμε.

Περίπτωση I: Έχουμε ως δεδομένο ένα αρχείο αποτελούμενο από 80000 σωματίδια, για κάθε ένα από τα οποία δίνονται οι θέσεις και οι ταχύτητες $\{x, y, \dot{x}, \dot{y}\}$ (στο μη περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς), τις οποίες θα αναλύσουμε. Σχεδιάζουμε στο επίπεδο (x, y) τις θέσεις του μοντέλου απόκρισης όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1. Παρατηρούμε ότι πρόκειται για έναν κανονικό σπειροειδή γαλαξία, που απαρτίζεται από δύο σπείρες (πιο πυκνές περιοχές), οι οποίες “σβήνουν” περίπου στην περιοχή των $10kpc$, όπου υπάρχει ο συντονισμός 4:1 βάσει της ταχύτητας περιστροφής που επιλέξαμε. Η διαδικασία που ακολουθείται από εδώ και στο εξής είναι η ακόλουθη:

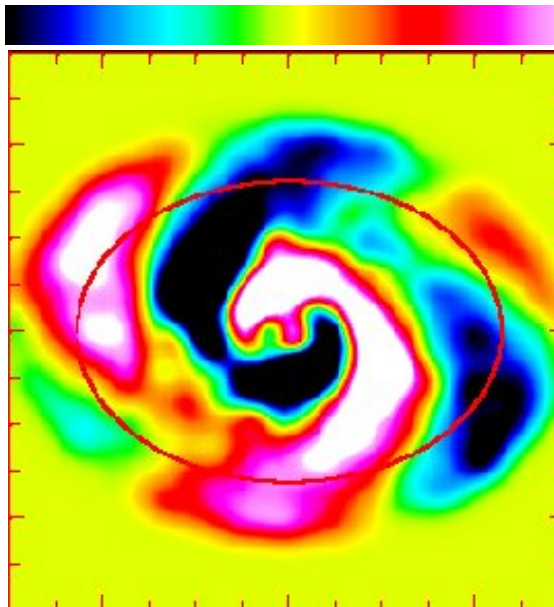
1. Επιλέγουμε αυθαίρετα μια γωνία κλίσης $i = 45^\circ$ του επιπέδου του γαλαξία ως προς το επίπεδο του ουρανού. (Θα μπορούσαμε να είχαμε διαλέξει οποιαδήποτε γωνία κλίσης).
2. Επιλέγουμε επίσης αυθαίρετα μια γωνία θέσης (position angle), $PA = 70^\circ$, η οποία μας δείχνει τον προσανατολισμό του γαλαξιακού δίσκου ως προς το επίπεδο του ουρανού.
3. Στην συνέχεια κατασκευάζουμε το πεδίο ταχυτήτων κατά την διεύθυνση της ακτίνας οράσεως. Αυτό γίνεται χρησιμοποιώντας ένα πρόγραμμα που γράψαμε στην γλώσσα του προγράμματος επεξεργασίας εικόνων και δεδομένων ESO-MIDAS, χρησιμοποιώντας τις σχέσεις της παραγράφου 3.1.2. Κατασκευάζουμε επίσης το αξισυμμετρικό πεδίο ταχυτήτων από την καμπύλη περιστροφής του αξισυμμετρικού δυναμικού Φ_0 , το “προβάλλουμε” στο επίπεδο του ουρανού και το αφαιρούμε από το ολικό πεδίο ταχυτήτων οπότε προκύπτει ένας χάρτης “υπολοίπων ταχύτητας” που αναφέρεται στις ταχύτητες της σπειροειδούς διαταραχής μόνο. Αυτός ο χάρτης είναι αντίστοιχος των εικόνων που κατασκευάζει η μέθοδος Canzian, αντίστοιχες δηλαδή των εικόνων 3.10, 3.11, 3.12.
4. Παρατηρούμε (σχήμα 4.2) την ύπαρξη μιας σπείρας εντός της συμπεριστροφής και τριών σπειρών εκτός της συμπεριστροφής όπως αναμέναμε, βάσει του σχήματος 3.12 (Schoenmakers et al., 1997). Οι θετικές ταχύτητες (πλησιάζουν) απεικονίζονται με κόκκινο χρώμα ενώ οι αρνητικές (απομακρύνονται) με μπλε. Η κόκκινη έλλειψη αντιστοιχεί στον κύκλο της συμπεριστροφής, που έχει προβληθεί στο επίπεδο του ουρανού.

Περίπτωση II: Ακολουθήσαμε παρόμοια διαδικασία με την πρώτη με την διαφορά ότι το πλήθος των σωματιδίων είναι 44696 και η αριθμητική τιμή του πλάτους της διαταραχής έχει αυξηθεί ώστε η παράμετρος F_{max} όπως ορίστηκε παραπάνω να παίρνει την τιμή $F_{max} \approx 0.2$. Έχει δηλαδή υπερδιπλασιαστεί σε σχέση με την περίπτωση (I). Το στιγμιότυπο του μοντέλου απόκρισης (σχήμα 4.3) μαρτυρά την ύπαρξη δύο σπειρών αρχικά (περιοχές μεγαλύτερης πυκνότητας) ενώ σε απόσταση περίπου 3 kpc από το κέντρο είναι εμφανής ένας έντονος 4:1 συντονισμός τοπικά. Η ύπαρξη του συντονισμού 4:1 γίνεται εμφανής από τη μορφολογία σε σχήμα περίπου “παραλληλογράμμου” με τέσσερα ακρότατα που υποδεικνύονται στο σχήμα 4.3 με βέλη. Στην συνέχεια, στην περιοχή της συμπεριστροφής παρατηρούμε μια περιοχή που κυριαρχείται από κενά γύρω από τα σημεία Lagrange L_4 και L_5 , ενώ ακολουθεί ο εξωτερικός συντονισμός 2:1, όπου έχει ελαττωθεί η ισχύς της διαταραχής. Στην συνέχεια, έχει κατασκευαστεί για $i = 50^\circ$ και $PA = 80^\circ$ ο χάρτης “υπολοίπων ταχύτητας” (σχήμα 4.4). Παρατηρούμε στο πεδίο ταχυτήτων ότι η μία σπείρα στην κεντρική περιοχή μετατρέπεται σε 3 σπείρες τοπικά στην περιοχή του 4:1 συντονισμού, ο οποίος είναι εντός της συμπεριστροφής, ενώ εκτός της συμπε-

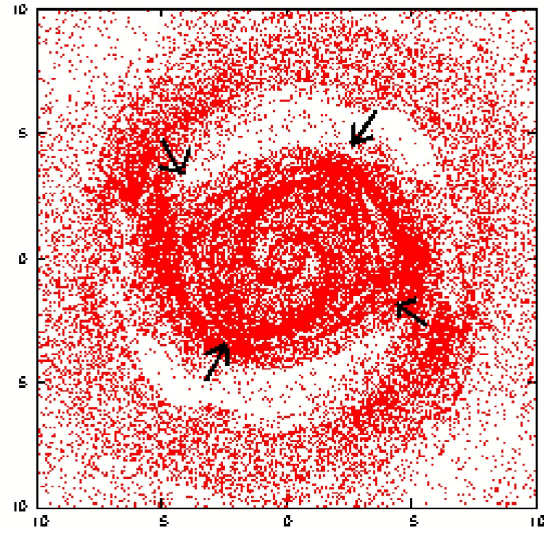
ριστροφής δεν είναι εμφανής η ύπαρξη τριών σπειρών όπως αναμέναμε σύμφωνα με την μέθοδο Canzian. Αυτό συμβαίνει γιατί είναι πιο ισχυρή η διαταραχή σε σχέση με την περίπτωση (I) ($F_{max} \approx 0.2$), επομένως είναι αναμενόμενο να ξεχωρίσουν 3 μέγιστα πιο έντονα στην περιοχή του 4:1 συντονισμού όπου τοπικά έχουμε μέγιστο πυκνότητας του $m = 4$ και όχι του $m = 2$ όρου. Ως εκ τούτου, εφαρμόζοντας τον κανόνα της γεωμετρικής φάσης, εντός της συμπεριστροφής θα έχουμε $m - 1$ όρους στο “υπόλοιπο πεδίο ταχυτήτων”, δηλαδή $4 - 1 = 3$. Η αδυναμία να διακρίνουμε 3 μέγιστα στην περιοχή της συμπεριστροφής όπως ευδιάκριτα απεικονίζονται στο 4.2 της περίπτωσης (I) οφείλεται εν μέρει στη διαφοροποίηση της ροής στην περιοχή των σπειρών εκτός της συμπεριστροφής σε σχέση με την αντίστοιχη ροή εντός της συμπεριστροφής, όπως θα φανεί πιο καθαρά στο επόμενο παράδειγμα. Αυτό είναι ένα χρήσιμο αντιπαράδειγμα που δείχνει ότι σε ισχυρές σπείρες ($F_{max} > 0.1$) η μέθοδος θα πρέπει να ανιχνεύει ένα μέγιστο του $m = 3$ όρου στην περιοχή του εσωτερικού συντονισμού 4:1 και όχι στην συμπεριστροφή. Αυτό είναι ένα πολύ χρήσιμο συμπέρασμα για τους ερευνητές που εφαρμόζουν την μέθοδο του Canzian σε πραγματικούς γαλαξίες.



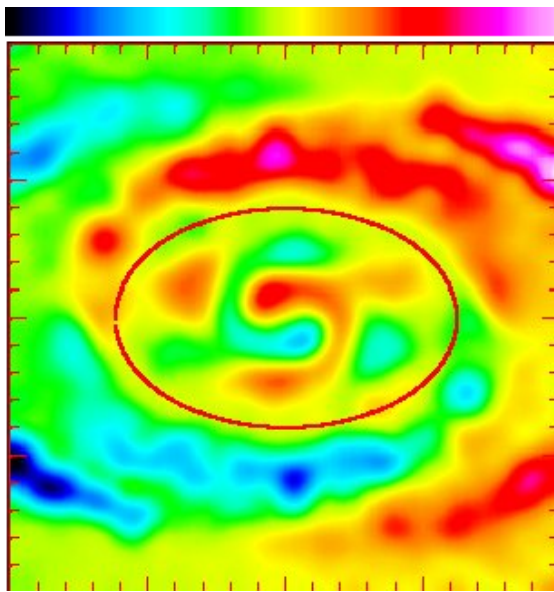
Σχήμα 4.1: Στιγμιότυπο του μοντέλου απόκρισης ενός κανονικού σπειροειδή γαλαξία (I). Οι πιο κόκκινες περιοχές, είναι και οι πιο πυκνές. Επίσης παρατηρούμε ότι οι ισχυρές, συμμετρικές περιοχές τελειώνουν στον 4:1 συντονισμό.



Σχήμα 4.2: Χάρτης “υπολοίπων ταχύτητας” για την περίπτωση **I**. Η κόκκινη έλλειψη αντιστοιχεί στην συμπεριστροφή. Εντός της συμπεριστροφής παρατηρούμε με έντονα χρώματα μία κόκκινη-άσπρη και μία μαύρη-μπλε σπείρα, δηλαδή έναν $m = 1$ όρο. Η μπάρα των χρωμάτων στο πάνω μέρος αντιστοιχεί στο πρόσημο των ταχυτήτων. Οι αποχρώσεις προς το κόκκινο και άσπρο, αντιστοιχούν σε ταχύτητες που απομακρύνονται, ενώ οι αποχρώσεις προς το μαύρο σε ταχύτητες που πλησιάζουν.



Σχήμα 4.3: Στιγμιότυπο του μοντέλου απόκρισης ενός κανονικού σπειροειδούς γαλαξία με ισχυρή διαταραχή $F_{max} \approx 0.2$ (περίπτωση **II**). Παρατηρούμε ότι εκεί που τελειώνουν οι σπείρες υπάρχει τοπικά ένας 4:1 συντονισμός, ενώ βγαίνοντας πιο έξω έχουμε τον εξωτερικό συντονισμό 2:1.



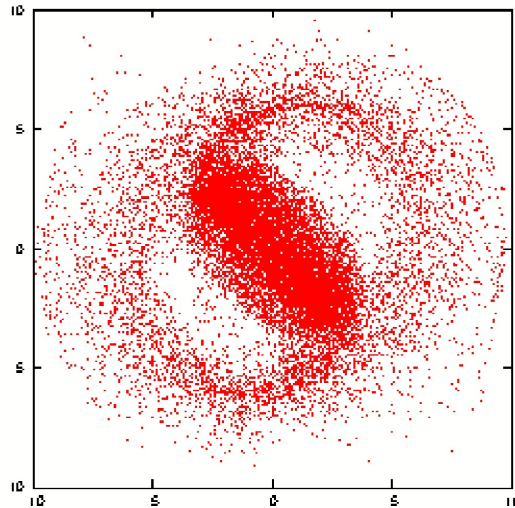
Σχήμα 4.4: Χάρτης “υπολοίπων ταχύτητας” για την περίπτωση **II**. Παρατηρούμε στην κεντρική περιοχή, λόγω του ότι έχουμε τοπικά τον 4:1 συντονισμό, γεννιούνται 3 σπείρες από την κάθε μια.

4.2 Ραβδωτοί σπειροειδείς

Στην περίπτωση των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών, σπείρες εμφανίζονται μετά το τέλος της ράβδου. Στην παρούσα εργασία υποθέτουμε ότι οι σπείρες και η ράβδος περιστρέφονται με την ίδια γωνιακή ταχύτητα. Η ροή αστέρων στις σπείρες σχετίζεται με χαοτικές κινήσεις στην περιοχή της συμπεριστροφής και συγκεκριμένα με την κίνηση κατά μήκος των πολλαπλοτήτων στα ασταθή σημεία Lagrange L_1 και L_2 (Athanassoula et al., 2009, 2010; Contopoulos & Patsis, 2009; Harsoula et al., 2011; Patsis, 2006; Patsis et al., 2010; Romero-Gómez et al., 2006; Tsoutsis et al., 2008, 2009; Voglis & Stavropoulos, 2005; Voglis et al., 2006). Το χρησιμοποιούμενο δυναμικό στο μοντέλο απόκρισης είναι το εξής:

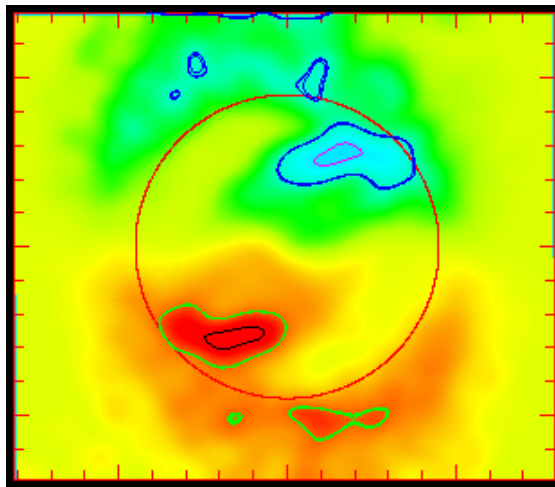
$$\Phi(r, \theta) = \Phi_0 + \sum_{m>0} \Phi_{mc}(r) \cos(m\theta) + \Phi_{ms}(r) \sin(m\theta) \quad (4.7)$$

όπου $m = 2, 4, 6$ (Quillen et al., 1994). Τα πλάτη της σχέσης 4.7 είναι γραμμένα στην μορφή $\sum_{n=0}^8 = a_n r^n$. Οι τιμές της παραμέτρου $a_n (km s^{-1})^2$ βρίσκονται στον πίνακα 1 της εργασίας του Quillen et al. (1994). Το συγκεκριμένο δυναμικό έχει υπολογιστεί απευθείας από παρατηρήσεις του γαλαξία NGC 4314 στο K φίλτρο. Η ταχύτητα περιστροφής του συστήματος είναι $\Omega_b = 38.23 km s^{-1} kpc^{-1}$. Ακολουθώντας την ίδια διαδικασία όπως και στην περίπτωση του κανονικού σπειροειδούς έχουμε ένα αρχείο θέσεων-ταχυτήτων αποτελούμενο από 19991 σωματίδια και σχεδιάζουμε ένα στιγμιότυπο του μοντέλου απόκρισης του γαλαξία (σχήμα 4.5), όπου είναι εμφανής η ύπαρξη της ράβδου.



Σχήμα 4.5: Στιγμιότυπο του μοντέλου απόκρισης ενός ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία. Παρατηρούμε την ύπαρξη μίας ράβδου και σπειρών οι οποίες ξεκινούν από τα άκρα της.

Στην συνέχεια λαμβάνουμε το πεδίο ταχυτήτων υπό κλίση $i = 30^\circ$ και γωνία θέσης $PA = 10^\circ$, που στο σχήμα (4.6) το έχουμε ξαναγυρίσει σε face-on προβολή. Παρατηρούμε ότι εντός της συμπεριστροφής υπάρχει μόνο ένας $m=1$ όρος. Έχουμε σχεδιάσει τις ισουψείς και βρίσκουμε ότι η κορυφή βρίσκεται στις τιμές ± 2.2 (κόκκινο και μπλε αντίστοιχα). Έξω όμως παρατηρούμε κατά βάση έναν $m=1$ όρο (διαχωρισμός πράσινων και κόκκινων περιοχών). Στους επιμέρους όρους υπάρχουν 3 μέγιστα (έναν $m = 3$ όρος), όπως φαίνεται από το σχήμα (4.6). Οι σπείρες δεν είναι απόλυτα συμμετρικές λόγω του ότι και το στιγμιότυπο απόκρισης δεν είναι απόλυτα συμμετρικό.



Σχήμα 4.6: Χάρτης “υπολοίπων ταχύτητας” στην περίπτωση του ραβδωτού σπειροειδούς γαλαξία, τον οποίο έχουμε ξαναγυρίσει σε face-on προβολή. Ο κόκκινος κύκλος αντιστοιχεί στην συμπεριστροφή. Παρατηρούμε με μπλε χρώμα: τιμές ίσης έντασης -1.39 και -1.43 (στο -1.43 βλέπουμε τις 3 κορυφές), μώβ: -2 (κορυφή του $m=1$ εντός της συμπεριστροφής) και αντίστοιχα, στο κάτω μέρος της εικόνας, πράσινο: 1.38 και 1.4 (στο -1.4 βλέπουμε τις 3 κορυφές), μύρο: 2 (κορυφή του $m=1$ εντός της συμπεριστροφής)

Από το παρόν και από άλλες περιπτώσεις που αναλύσαμε, παρατηρήσαμε ότι η παρουσία του $m = 1$ όρου στο πεδίο “υπολοίπων ταχύτητας” εμφανίζεται όταν στα μοντέλα μας έχουμε “χαοτικές” σπείρες και ως εκ τούτου ροή κατά μήκος των σπειρών. Αυτή είναι μία ποιοτική διαφορά στις ροές που δεν έχει λάβει υπόψιν του ο Canzian στην ανάλυσή του.

Συμπερασματικά, διαπιστώνουμε ότι για πρώτη φορά προτείνουμε στην παρούσα εργασία, ένα πειραματικό κριτήριο με το οποίο θα μπορούσαμε ενδεχομένως να διακρίνουμε παρατηρησιακά “χαοτικές” από οργανωμένες σπείρες. Παρατηρούμε δηλαδή μία μορφολογική διαφοροποίηση των χαρτών υπολοίπων πυκνότητας που αξίζει να διερευνηθεί περισσότερο για να δούμε κατά πόσο σχετίζεται με τις διαφορετικές ροές στην περιοχή των σπειρών εντός και εκτός συμπεριστροφής.

4.3 Σχόλια για τα πεδία εφαρμογών της μεθόδου και προοπτικές επέκτασης της εργασίας

Η κινηματική μέθοδος Canzian για τον προσδιορισμό της περιοχής της συμπεριστροφής εφαρμόστηκε επιτυχώς, καθώς στα μοντέλα απόκρισης των σπειροειδών γαλαξιών που χρησιμοποιήσαμε τα σωματίδια ήταν ομογενώς κατανομημένα, έτσι ώστε να είναι εμφανής η δομή και να έχουμε καταγεγραμμένες ταχύτητες και σε αρκετή έκταση του δίσκου μετά τις σπείρες. Εντούτοις οι αστρικοί δίσκοι των πραγματικών γαλαξιών έχουν εκθετική κατανομή επιφανειακής πυκνότητας με αποτέλεσμα μετά το τέλος των σπειρών να παρατηρείται εξαιρετικά χαμηλή επιφανειακή λαμπρότητα. Η εφαρμογή της μεθόδου σε ένα ικανό δείγμα κανονικών grand design σπειροειδών γαλαξιών με δυο βραχίονες, κατάλληλα επιλεγμένο, θα μας επέτρεπε να προσδιορίσουμε τις αποστάσεις επί των δίσκων στις οποίες παρατηρείται η μετάβαση από τον όρο $m = 1$ στον όρο $m = 3$. Αυτή η εφαρμογή έχει γίνει για περιορισμένο αριθμό γαλαξιών και η εμφάνιση του όρου $m = 3$ έχει ταυτιστεί με την περιοχή της συμπεριστροφής (Canzian, 1993; Fridman et al., 1999). Παρόλα αυτά, το αντιπαράδειγμα της περίπτωσης II δείχνει ότι θα μπορούσε η μετάβαση αυτή να σχετίζεται με τον εσωτερικό συντονισμό 4:1. Θα μπορούσαν π.χ. να αναζητηθούν διπλές μεταβάσεις από τον $m = 1$ στον $m = 3$ και ύστερα πάλι ένα γειτονικό μέγιστο του $m = 3$. Μια τέτοια περίπτωση θα έδειχνε την παρουσία ενός συντονισμού 4:1 που ακολουθείται από την περιοχή της συμπεριστροφής. Ο συνδυασμός φωτομετρικών και κινηματικών παρατηρήσεων και η εφαρμογή της μεθόδου του Canzian μπορεί να συμβάλλει στην αντιστοίχιση μορφολογικών χαρακτηριστικών και συντονισμών. Επίσης μπορούν τα συμπεράσματα αυτά να δοκιμασθούν με την κατασκευή μοντέλων. Εκτός από τις παρατηρήσεις ένα πεδίο εφαρμογών της μεθόδου του Canzian είναι τα στιγμιότυπα των προσομοιώσεων N-σωμάτων, στα οποία πολλές φορές είναι καίριας σημασίας ο προσδιορισμός των θέσεων των συντονισμών.

Ακόμη περισσότερο υποσχόμενη είναι η ποιοτική διαφορά που εντοπίστηκε στη διαφοροποίηση των χαρτών υπολοίπων πυκνότητας στην περίπτωση των “χαοτικών” σπειρών. Αυτή η διαφοροποίηση αξίζει περαιτέρω μελέτη για να διαπιστωθεί κατά πόσο μπορεί να αποτελέσει πειραματικό κριτήριο διάκρισης μεταξύ οργανωμένων και “χαοτικών” σπειρών.

Βιβλιογραφία

- R. G. Abraham, N. R. Tanvir, B. X. Santiago, R. S. Ellis, K. Glazebrook, & S. van den Bergh. Galaxy morphology to I=25 mag in the Hubble Deep Field. *MNRAS*, 279:L47–L52, apr 1996.
- S. Aoki, M. Noguchi, & M. Iye. Global Instability of Polytropic Gaseous Disk Galaxies with Toomre’s Density Distribution. *PASJ*, 31:737, 1979.
- E. Athanassoula, M. Romero-Gómez, & J. J. Masdemont. Rings and spirals in barred galaxies - I. Building blocks. *MNRAS*, 394:67–81, mar 2009.
- E. Athanassoula, M. Romero-Gómez, A. Bosma, & J. J. Masdemont. Rings and spirals in barred galaxies - III. Further comparisons and links to observations. *MNRAS*, 407:1433–1448, sep 2010.
- J. Baba, T. R. Saitoh, & K. Wada. Dynamics of Non-steady Spiral Arms in Disk Galaxies. *ApJ*, 763:46, jan 2013.
- G. Bertin, C. C. Lin, S. A. Lowe, & R. P. Thurstans. Modal approach to the morphology of spiral galaxies. I - Basic structure and astrophysical viability. *ApJ*, 338:78–120, mar 1989a.
- G. Bertin, C. C. Lin, S. A. Lowe, & R. P. Thurstans. Modal Approach to the Morphology of Spiral Galaxies. II. Dynamical Mechanisms. *ApJ*, 338:104, mar 1989b.
- G. G. Bertin. *Dynamics of galaxies, Università Degli Studi di Milano*. Cambridge University Press, 32 Avenue of the Americas, New York, NY 10013-2473, USA, 2014.
- J. Binney & S. Tremaine. *Galactic dynamics*. 1987.
- J. Binney & S. Tremaine. *Galactic Dynamics: Second Edition*. Princeton University Press, 2008.
- D. Block, P. Grosbøl, A. Moneti, & P. Patsis. IRAC2 observations of the spiral galaxy NGC 2997. *The Messenger*, 71:41–43, mar 1993.

- D. L. Block & R. J. Wainscoat. Morphological differences between optical and infrared images of the spiral galaxy NGC309. *Nature*, 353:48–50, sep 1991.
- D. L. Block, G. Bertin, A. Stockton, P. Grosbol, A. F. M. Moorwood, & R. F. Peletier. 2.1 μm images of the evolved stellar disk and the morphological classification of spiral galaxies. *A&A*, 288, aug 1994.
- R. Buta & F. Combes. Galactic Rings. *FCP*, 17:95–281, 1996.
- R. J. Buta, G. G. Byrd, & T. Freeman. The Ringed Spiral Galaxy NGC 4622. I. Photometry, Kinematics, and the Case for Two Strong Leading Outer Spiral Arms. *AJ*, 125:634–666, feb 2003.
- B. Canzian. A new way to locate corotation resonances in spiral galaxies. *ApJ*, 414:487–492, sep 1993.
- B. Canzian & R. J. Allen. Spiral Density Wave Theory, Corotation Resonance, and the Velocity Field of NGC 4321. *ApJ*, 479:723–739, apr 1997.
- F. Combes, P. Boisse, A. Mazure, A. Blanchard, & M. Seymour. *Galaxies and Cosmology*. 1995.
- G. Contopoulos. Preference of Trailing Spiral Waves. *ApJ*, 163:181, jan 1971.
- G. Contopoulos. How far do bars extend. *A&A*, 81:198–209, jan 1980.
- G. Contopoulos & P. Grosbol. Stellar dynamics of spiral galaxies - Nonlinear effects at the 4/1 resonance. *A&A*, 155:11–23, jan 1986.
- G. Contopoulos & P. Grosbol. Stellar dynamics of spiral galaxies - Self-consistent models. *A&A*, 197:83–90, may 1988.
- G. Contopoulos & P. Grosbol. Orbits in barred galaxies. *A&A*, 1:261–289, nov 1989.
- G. Contopoulos & P. A. Patsis. Chaos in Astronomy. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 8, 2009. doi: 10.1007/978-3-540-75826-6.
- G. de Vaucouleurs. Classification and morphology of external galaxies. *Handbuch der Physik*, 53:275, 1959.
- C. Dobbs & J. Baba. Dawes Review 4: Spiral Structures in Disc Galaxies. *PASA*, 31:e035, sep 2014.
- B. G. Elmegreen & D. M. Elmegreen. Optical tracers of spiral wave resonances in galaxies - Applications to NGC 1566. *ApJ*, 355:52–58, may 1990.
- B. G. Elmegreen, P. E. Seiden, & D. M. Elmegreen. Spiral arm amplitude variations and pattern speeds in the grand design galaxies M51, M81, and M100. *ApJ*, 343:602–607, aug 1989.

- D. M. Elmegreen & B. G. Elmegreen. Arm classifications for spiral galaxies. *ApJ*, 314:3–9, mar 1987.
- P. B. Eskridge, J. A. Frogel, R. W. Pogge, A. C. Quillen, R. L. Davies, D. L. DePoy, M. L. Houdashelt, L. E. Kuchinski, S. V. Ramírez, K. Sellgren, D. M. Terndrup, & G. P. Tiede. The frequency of barred spiral galaxies in the near-infrared. *AJ*, 119:536–544, feb 2000.
- P. B. Eskridge, J. A. Frogel, R. W. Pogge, A. C. Quillen, A. A. Berlind, R. L. Davies, D. L. DePoy, K. M. Gilbert, M. L. Houdashelt, L. E. Kuchinski, S. V. Ramírez, K. Sellgren, A. Stutz, D. M. Terndrup, & G. P. Tiede. Near-Infrared and Optical Morphology of Spiral Galaxies. *ApJs*, 143:73–111, nov 2002.
- K. Fathi, S. Toonen, J. Falcón-Barroso, J. E. Beckman, O. Hernandez, O. Daigle, C. Carignan, & T. de Zeeuw. Quantifying Resonant Structure in NGC 6946 from Two-dimensional Kinematics. *ApJ*, 667:L137–L140, oct 2007.
- A. M. Fridman, O. V. Khoruzhii, E. Polyachenko, A. V. Zasov, O. K. Sil’chenko, V. L. Afanas’ev, S. N. Dodonov, & A. V. Moiseev. Giant cyclones in gaseous discs of spiral galaxies. *Physics Letters A*, 264:85–93, dec 1999.
- H. Gerola & P. E. Seiden. Stochastic star formation and spiral structure of galaxies. *ApJ*, 223:129–135, jul 1978.
- P. Goldreich & D. Lynden-Bell. II. Spiral arms as sheared gravitational instabilities. *MNRAS*, 130:125, 1965.
- R. J. J. Grand, D. Kawata, & M. Cropper. Spiral arm pitch angle and galactic shear rate in N-body simulations of disc galaxies. *A&A*, 553:A77, may 2013.
- P. Grosbol, P. A. Patsis, & E. Pompei. Spiral galaxies observed in the near-infrared K band. I. Data analysis and structural parameters. *A&A*, 423:849–859, sep 2004.
- P. J. Grosbol & P. A. Patsis. Stellar disks of optically flocculent and grand design spirals. Decoupling of stellar and gaseous disks. *A&A*, 336:840–854, aug 1998.
- M. Harsoula, C. Kalapotharakos, & G. Contopoulos. Asymptotic orbits in barred spiral galaxies. *MNRAS*, 411:1111–1126, feb 2011.
- F. Hohl. Numerical Experiments with a Disk of Stars. *ApJ*, 168:343, sep 1971.
- E. Hubble. The Direction of Rotation in Spiral Nebulae. *ApJ*, 97:112, mar 1943. doi: 10.1086/144504.
- E. P. Hubble. Extragalactic nebulae. *ApJ*, 64, dec 1926b.
- J. M. Huntley, R. H. Sanders, & W. W. Roberts, Jr. Bar-driven spiral waves in disk galaxies. *ApJ*, 221:521–525, apr 1978. doi: 10.1086/156054.

- M. Iye, S. Aoki, T. Ueda, & M. Noguchi. Global shearing modes of galactic disks. *Ap&SS*, 89:363–376, jan 1983.
- A. J. Kalnajs. Spiral structure viewed as a density wave. *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 2:174, oct 1973.
- D. E. Kaufmann & G. Contopoulos. Self-consistent models of barred spiral galaxies. *A&A*, 309:381–402, may 1996.
- R. C. Kennicutt, Jr. The shapes of spiral arms along the Hubble sequence. *Aj*, 86:1847–1858, dec 1981.
- Y. Y. Lau, C. C. Lin, & J. W.-K. Mark. Unstable Spiral Modes in Disk-Shaped Galaxies. *Proceedings of the National Academy of Science*, 73:1379–1381, may 1976.
- D. R. Law, A. E. Shapley, C. C. Steidel, N. A. Reddy, C. R. Christensen, & D. K. Erb. High velocity dispersion in a rare grand-design spiral galaxy at redshift $z = 2.18$. *Nature*, 487:338–340, jul 2012.
- C. C. Lin & F. H. Shu. On the Spiral Structure of Disk Galaxies. *ApJ*, 140:646, aug 1964.
- C. C. Lin & F. H. Shu. On the Spiral Structure of Disk Galaxies, II. Outline of a Theory of Density Waves. *Proceedings of the National Academy of Science*, 55:229–234, feb 1966.
- B. Lindblad. Galactic dynamics. *Handbuch der Physik*, 53:21, 1959.
- C. Lintott, K. Schawinski, S. Bamford, A. Slosar, K. Land, D. Thomas, E. Edmondson, K. Masters, R. C. Nichol, M. J. Raddick, A. Szalay, D. Andreescu, P. Murray, & J. Vandenberg. Galaxy zoo 1: data release of morphological classifications for nearly 900 000 galaxies. *MNRAS*, 410:166–178, jan 2011.
- D. Lynden-Bell & A. J. Kalnajs. On the generating mechanism of spiral structure. *MNRAS*, 157:1, 1972.
- J. W.-K. Mark. The Spiral Wave of our Galaxy near Inner Lindblad Resonance. *Proceedings of the National Academy of Science*, 68:2095–2098, sep 1971.
- J. W. K. Mark. On Density Waves in Galaxies. III. Wave Amplification by Stimulated Emission. *ApJ*, 205:363–378, apr 1976. doi: 10.1086/154287.
- M. R. Merrifield & K. Kuijken. The pattern speed of the bar in NGC 936. *MNRAS*, 274:933–938, jun 1995.
- M. W. Mueller & W. D. Arnett. Propagating star formation and irregular structure in spiral galaxies. *ApJ*, 210:670–678, dec 1976.

- I. I. Pasha. Sense of Rotation in 109 Spirals and the Leading Arms in the Interacting Galaxies NGC3786 and NGC5426. *Soviet Astronomy Letters*, 11: 1–4, jan 1985.
- P. A. Patsis. The stellar dynamics of spiral arms in barred spiral galaxies. *MNRAS*, 369:L56–L60, jun 2006.
- P. A. Patsis & E. Athanassoula. SPH simulations of gas flow in barred galaxies. Effect of hydrodynamical and numerical parameters. *A&A*, 358:45–56, jun 2000.
- P. A. Patsis, P. Heraudeau, & P. Grosbol. Spiral arms in near-infrared bands. Broad- and narrow-band NIR photometry. *A&A*, 370:875–880, may 2001.
- P. A. Patsis, C. Kalapotharakos, & P. Grosbøl. NGC1300 dynamics - III. Orbital analysis. *MNRAS*, 408:22–39, oct 2010.
- A. Perez-Villegas, B. Pichardo, & E. Moreno. Stellar Orbital Studies in Normal Spiral Galaxies. I. Restrictions to the Pitch Angle. *ApJ*, 772:91, aug 2013.
- J. Pfeleiderer & H. Siedentopf. Spiralstrukturen durch gezeiteneffekte bei der begegnung zweier galaxien. mit 7 textabbildungen. *Zeitschrift für Astrophysik*, 51:201, 1961.
- A. C. Quillen, J. A. Frogel, & R. A. Gonzalez. The gravitational potential of the bar in NGC 4314. *ApJ*, 437:162–172, dec 1994.
- H.-W. Rix & M. J. Rieke. Tracing the Stellar Mass in M51. *ApJ*, 418:123, nov 1993.
- M. Romero-Gómez, J. J. Masdemont, E. Athanassoula, & C. García-Gómez. The origin of rR₁ ring structures in barred galaxies. *A&A*, 453:39–45, jul 2006.
- V. C. Rubin. Dark matter in spiral galaxies. *Scientific American*, 248:96–106, jun 1983.
- V. C. Rubin, W. K. J. Ford, & N. . Thonnard. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 /R = 4kpc/ to UGC 2885 /R = 122 kpc/. *ApJ*, 238:471–487, jun 1980.
- V. C. Rubin, W. K. Ford, Jr., N. Thonnard, & D. Burstein. Rotational properties of 23 SB galaxies. *ApJ*, 261:439–456, oct 1982.
- V. C. Rubin, D. Burstein, W. K. Ford, Jr., & N. Thonnard. Rotation velocities of 16 SA galaxies and a comparison of Sa, Sb, and SC rotation properties. *ApJ*, 289:81–98, feb 1985.
- H. Salo & E. Laurikainen. N-body model for M51 - II. Inner structure. *MNRAS*, 319:393–413, dec 2000.

- R. H. M. Schoenmakers, M. Franx, & P. T. de Zeeuw. Measuring non-axisymmetry in spiral galaxies. *MNRAS*, 292:349, dec 1997.
- F. Schweizer. Photometric studies of spiral structure. I - The disks and arms of six SB I and SC I galaxies. *ApJs*, 31:313–332, jul 1976.
- J. A. Sellwood. The lifetimes of spiral patterns in disc galaxies. *MNRAS*, 410:1637–1646, jan 2011.
- F. H. Shu, V. Milione, & W. W. Roberts, Jr. Nonlinear Gaseous Density Waves and Galactic Shocks. *ApJ*, 183:819–842, aug 1973.
- V. M. Slipher. The detection of nebular rotation. *Lowell Observatory Bulletin*, 2:66–66, 1914.
- M. D. Thornley. Uncovering Spiral Structure in Flocculent Galaxies. *ApJl*, 469:L45, sep 1996.
- M. D. Thornley & L. G. Mundy. Are Flocculent Spirals Devoid of Density Waves? Gas Morphology and Kinematics in NGC 5055. *Apj*, 484:202–221, jul 1997.
- A. Toomre. Group Velocity of Spiral Waves in Galactic Disks. *ApJ*, 158:899, dec 1969.
- A. Toomre. What amplifies the spirals. In S. M. Fall & D. Lynden-Bell, editors, *Structure and Evolution of Normal Galaxies*, pages 111–136, 1981.
- A. Toomre & J. Toomre. On Intergalactic Bridges. 2:350, sep 1970.
- S. Tremaine & M. D. Weinberg. A kinematic method for measuring the pattern speed of barred galaxies. *ApJ*, 282:L5–L7, jul 1984.
- L. Tsigaridi & P. A. Patsis. The backbones of stellar structures in barred-spiral models - the concerted action of various dynamical mechanisms on galactic discs. *MNRAS*, 434:2922–2939, oct 2013.
- P. Tsoutsis, C. Efthymiopoulos, & N. Voglis. The coalescence of invariant manifolds and the spiral structure of barred galaxies. *MNRAS*, 387:1264–1280, jul 2008.
- P. Tsoutsis, C. Kalapotharakos, C. Efthymiopoulos, & G. Contopoulos. Invariant manifolds and the response of spiral arms in barred galaxies. *A&*, 495:743–758, mar 2009.
- H. C. D. Visser. The dynamics of the spiral galaxy M81. I - Axisymmetric models and the stellar density wave. II - Gas dynamics and neutral-hydrogen observations. *A&A*, 88:149–174, aug 1980a.
- H. C. D. Visser. The Dynamics of the Spiral Galaxy M81 - Part Two - Gas Dynamics and Neutral Hydrogen Observations. *A&A*, 88:159, aug 1980b.

- N. Voglis & I. Stavropoulos. Recent Advances in Astronomy and Astrophysics. 848:647–659, aug 2005.
- N. Voglis, I. Stavropoulos, & C. Kalapotharakos. Chaotic motion and spiral structure in self-consistent models of rotating galaxies. *MNRAS*, 372:901–922, oct 2006.
- K. Wada, J. Baba, & T. R. Saitoh. Interplay between Stellar Spirals and the Interstellar Medium in Galactic Disks. *ApJ*, 735:1, jul 2011.
- E. J. Wilczynski. Outlines of a Theory of Spiral and Planetary Nebulae. *ApJ*, 4:97, aug 1896.
- K. W. Willett, C. J. Lintott, S. P. Bamford, K. L. Masters, B. D. Simmons, K. R. V. Casteels, E. M. Edmondson, L. F. Fortson, S. Kaviraj, W. C. Keel, T. Melvin, R. C. Nichol, M. J. Raddick, K. Schawinski, R. J. Simpson, R. A. Skibba, A. M. Smith, & D. Thomas. Galaxy zoo 2: detailed morphological classifications for 304 122 galaxies from the sloan digital sky survey. *MNRAS*, 435:2835–2860, nov 2013.
- A. N. Witt, H. A. Thronson, Jr., & J. M. Capuano, Jr. Dust and the transfer of stellar radiation within galaxies. *ApJ*, 393:611–630, jul 1992.
- M. S. Yun. Tidal Interactions in M81 Group. In J. E. Barnes & D. B. Sanders, editors, *Galaxy Interactions at Low and High Redshift*, volume 186 of *IAU Symposium*, page 81, 1999.