ΚΕΝΤΡΟΝ ΕΡΕΥΝΩΝ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΕΦΗΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΤΗΣ ΑΚΑΔΗΜΙΑΣ ΑΘΗΝΩΝ

NEOTEPES ESERIES STHN $A \Sigma T P O N O M I A$ 2019

ΕΠΙΜΕΛΕΙΑ ΑΠΟ ΤΟΝ ΑΚΑΔΗΜΑΪΚΟ Γ. ΚΟΝΤΟΠΟΥΛΟ ΚΑΙ ΤΟΝ ΔΙΕΥΘΥΝΟΝΤΑ ΤΟ ΚΕΑΕΜ Π. Α. ΠΑΤΣΗ



ΕΝ ΑΘΗΝΑΙΣ 2019

NEOTEPES EZEAIZEIS STHN ASTPONOMIA 2019

Αποτελέσματα ερευνών του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφηρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών

> Επιμέλεια: Πάνος Πάτσης, Διευθύνων Γεώργιος Κοντόπουλος, Ακαδημαϊκός

> > AOHNA 2019 ISSN: 2585-3767

Πρόλογος

Παρουσιάζουμε για τέταρτη χρονιά χαρακτηριστικά αποτελέσματα από ερευνητικές εργασίες του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών (KEAEM) στην ελληνική γλώσσα, απευθυνόμενοι σε ένα ευρύτερο κοινό. Οι επιστημονικές εργασίες του ΚΕΑΕΜ δημοσιεύονται κατά κύριο λόγο σε έγκριτα διεθνή αστρονομικά περιοδικά με κριτές και κατά δεύτερο λόγο σε τόμους με πρακτικά συνεδρίων. Δεδομένου ότι απευθύνονται στη διεθνή επιστημονική κοινότητα που ειδικεύεται στους αντίστοιχους τομείς έρευνας, οι δημοσιεύσεις αυτές γίνονται στην αγγλική γλώσσα. (Ο κατάλογος των δημοσιεύσεων του έτους 2018 βρίσκεται στις σελίδες 89-93 του παρόντος τεύχους). Στο παρόν τεύχος συγκεντρώσαμε μια σειρά άρθρων που συνοψίζουν τα συμπεράσματα της έρευνας που διεξάγεται στο ΚΕΑΕΜ. Τα άρθρα αυτά έχουν εν μέρει έναν εκλαϊκευτικό χαρακτήρα και απευθύνονται όχι μόνο σε ειδικούς αλλά και σε όσους ενδιαφέρονται για τη σύγχρονη αστρονομική έρευνα.

Κέντρο Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών (ΚΕΑΕΜ)

Το Κέντρο Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών (ΚΕΑΕΜ) διεξάγει ανταγωνιστική έρευνα διεθνώς στους ακόλουθους τομείς:

- Δυναμική και μορφολογία γαλαξιών
- Μη-γραμμικά δυναμικά συστήματα (πολυπλοκότητα και χάος)
- Ηλιακή Φυσική
- Μαγνητοϋδροδυναμική
- Κοσμολογία και Βαρύτητα

Οι εργασίες του ΚΕΑΕΜ βασίζονται χυρίως στη παραγωγή θεωρητιχών μοντέλων και στη σύγκριση τους με σύγχρονα παρατηρησιακά δεδομένα από γήινα και διαστημικά τηλεσκόπια . Με την έρευνα που διεξάγεται στο ΚΕΑΕΜ τα τελευταία χρόνια, επιχειρείται να δοθούν απαντήσεις σε καίρια σύγχρονα ερωτήματα, όπως α) η δυναμική των σπειρών στο δικό μας Γαλαξία, β) η αναπαραγωγή της τρισδιάστατης δομής του μαγνητικού πεδίου στον Ήλιο και η πρόβλεψη της ηλιακής δραστηριότητας και του διαστημικού καιρού, γ) η κατανόηση του περιβάλλοντος και των μηχανισμών ενίσχυσης μαγνητικών πεδίων και εκπομπής σε συμπαγή αντικείμενα (π.χ. αστέρες νετρονίων ή ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες), δ) η κατανόηση της φύσης της σκοτεινής ύλης και της σκοτεινής ενέργειας που οδηγούν την κοσμολογική εξέλιξη του Σύμπαντος.

Στις εργασίες αυτές, εκτός από το μόνιμο ερευνητικό και τεχνικό προσωπικό, συμβάλλουν αποφασιστικά και οι μεταδιδακτορικοί επιστημονικοί μας συνεργάτες (από την Ελλάδα, και επισκέπτες από το εξωτερικό), καθώς και οι διδακτορικοί φοιτητές (από πανεπιστήμια της Ελλάδας και του εξωτερικού) που εκπονούν τη διατριβή τους υπό την επίβλεψη του ερευνητικού προσωπικού του ΚΕΑΕΜ. Οι ερευνητές του ΚΕΑΕΜ παρέχουν επίσης δωρεάν διδακτικό έργο σε μεταπτυχιακά κυρίως τμήματα του Πανεπιστημίου Αθηνών, στον τομέα Αστρονομίας, Αστροφυσικής και Μηχανικής. Επίσης καλούνται συχνά να διδάξουν σε σεμινάρια πανεπιστημίων και ερευνητικών κέντρων στην Ελλάδα και το εξωτερικό.

Το ΚΕΑΕΜ, σχοπεύοντας στη συνεχή προσπάθεια ενημέρωσης τόσο των ερευνητών, όσο και των μεταπτυχιαχών φοιτητών σε σύγχρονα θέματα έρευνας, οργανώνει εβδομαδιαία σεμινάρια, που χρηματοδοτούνται εν μέρει από την Αχαδημία Αθηνών. Στα σεμινάρια συμμετέχουν ως ομιλητές, αχαδημαϊχοί, χαθηγητές και διαχεχριμένοι επιστήμονες από διάφορα Πανεπιστήμια και Ερευνητικά Κέντρα της Ελλάδος και του Εξωτερικού. Τα σεμινάρια αυτά τα παρακολουθεί η ευρύτερη κοινότητα των φοιτητών, πανεπιστημιαχών και ερευνητών που εργάζονται σε σχετικά θέματα. Κατά το 2018, πραγματοποιήθηκαν 37 σεμινάρια στην αίθουσα σεμιναρίων του ΚΕ-ΑΕΜ. Τα τελευταία χρόνια το ΚΕΑΕΜ έχει οργανώσει πέντε διεθνή συνέδρια σε θέματα Γαλαξιαχή Δυναμιχής, Ηλιαχής Φυσιχής και Βαρύτητας. Συχνά οι ερευνητές δίνουν σειρά εχλαϊκευτιχών ομιλιών, ενώ κατά το διεθνές έτος Αστρονομίας (2009) και κατά το διεθνές έτος Φωτός (2015) διοργανώθηκαν ειδικές σειρές ομιλιών καθ' όλη τη διάρχεια του έτους στην Ανατολιχή αίθουσα του χτηρίου της Αχαδημίας. Η επιστημονική παραγωγή του ΚΕΑΕΜ (αριθμός επιστημονικών δημοσιεύσεων, συνεργασίες των ερευνητών και προσκλήσεις στο εξωτερικό, χρηματοδοτήσεις, διοργάνωση συνεδρίων και σεμιναρίων, εκδηλώσεις επιμόρφωσης και διάδοσης της αστρονομίας στο κοινό) κατατάσσουν το ΚΕΑΕΜ ανάμεσα στα πλέον παραγωγικά ερευνητικά κέντρα που δραστηριοποιούνται στο χώρο της Αστρονομίας και παράγοντα προβολής της χώρας μας διεθνώς. Κατά το 2018 το Κέντρο μας δημοσίευσε 61 επιστημονικές εργασίες, εκ των οποίων 41 σε διεθνή επιστημονικά περιοδικά υψηλού κύρους με κριτές. Επίσης ερευνητές του επιμελήθηκαν την έκδοση του αντίστοιχου με τον παρόντα τόμο των "Νεότερων εξελίξεων στην Αστρονομία" για το 2018, καθώς και την έκδοση του περιοδικού "Ιππαρχος" της Ελληνικής Αστρονομικής Εταιρίας. Οι ερευνητές του ΚΕΑΕΜ έδωσαν 35 ομιλίες σε διεθνή συνέδρια και ερευνητικά ιδρύματα (οι περισσότερες από αυτές κατόπιν προσκλήσεως). Τέλος συμμετείχαν στη διοργάνωση 6 διεθνών συνεδρίων και επιστημονικών συναντήσεων.

- Π. Πάτσης, Διευθυντής Ερευνών, Διευθύνων το ΚΕΑΕΜ
- Γ. Κοντόπουλος, Ακαδημαϊκός, Επόπτης του ΚΕΑΕΜ

Στοιχεία του Κέντρου

Σωρανού Εφεσίου 4, Αθήνα, 11527

Ιστοσελίδα: http://astro.academyofathens.gr

E-mail: keaem@academyofathens.gr

Επόπτης του Κέντρου είναι ο Ακαδημαϊκός κ. Γεώργιος Κοντόπουλος, η δε σύνθεση του προσωπικού κατά το 2018 ήταν:

- Πάτσης Πάνος, Διευθύνων, Ερευνητής Α΄
- Ευθυμιόπουλος Χρήστος, Ερευνητής Α΄
- Κοντόπουλος Ιωάννης, Ερευνητής Α΄
- Βασιλάχος Σπύρος, Ερευνητής Α΄ (διευθυντής ΙΑΑΔΕΤ, Εθνιχού Αστεροσχοπείου Αθηνών, από τον Σεπτέμβριο του 2018)
- Γοντικάκης Κωνσταντίνος, Ερευνητής Β΄
- Γεωργούλης Μανώλης, Ερευνητής Β΄ (σε ερευνητική άδεια στο Georgia State University, από τον Σεπτέμβριο του 2018)
- Χαρσούλα Μιρέλλα, Ερευνήτρια Β΄

Μεταδιδακτορικοί Ερευνητές: Κοντογιάννης Γιάννης (συνεργασία με Μ. Γεωργούλη), Paez Rocio (συνεργασία με Π. Πάτση, Χ. Ευθυμιόπουλο), Τζέμος Αθανάσιος (συνεργασία με Γ. Κοντόπουλο, Χ. Ευθυμιόπουλο), Φλώριος Κωνσταντίνος (συνεργασία με Ι. Κοντόπουλο, Β. Τριτάκη), Χαλιάσος Ευάγγελος (συνεργασία με Γ. Κοντόπουλο, Χατζόπουλος Σωτήριος (συνεργασία με Π. Πάτση), Χριστοδουλίδη Ελένη, (συνεργασία με Χ. Ευθυμιόπουλο).

 Δάρα Ελένη, Ζαχαριάδης Θεοδόσης, Τριτάκης Βασίλειος, Επιστημονικοί Συνεργάτες

- Παπαδόπουλος Παντελής, Επισκέπτης Ερευνητής
- Ζούλιας Μανώλης, Τεχνικός Υπεύθυνος

• Υποψήφιοι Διδάκτορες: Κουτσαντωνίου Ελπίδα, Chaves-Velasques Leonardo, Ζουλούμη Κωνσταντίνα.

Περιεχόμενα

A′	Η εμφάνιση του χάους στην Κβαντομηχανική Bohm / Γεώργιος Κοντό-	
	πουλος, Αθανάσιος Τζέμος και Κωνσταντίνα Ζουλούμη	1
B′	Η ανάλυση αστρονομικών εικόνων ως εργαλείο για την κατανόηση της	
	Δυναμικής των γαλαξιών. / Πάνος Α. Πάτσης	21
Γ	Λίγες σκέψεις για το φύλλο ρεύματος στην μαγνητόσφαιρα ενός pulsar /	
	Ιωάννης Κοντόπουλος	35
Δ'	Η μεταβαλλόμενη ενέργεια του κενού ως μηχανισμός για την κατανόηση	
	της κοσμικής ιστορίας του σύμπαντος / Σπύρος Βασιλάκος	51
Έ	Ηλιακή Φυσική: Μορφολογική μελέτη του Ήρεμου Ήλιου / Κωνσταντίνος	
	Γοντικάκης, Ιωάννης Κοντογιάννης, Γεωργία Τσιροπούλα και Κωνσταντίνος	
	Τζιότζιου	55
ΣT	Τα δομικά στοιχεία των σπειρών των γαλαξιών / Μιρέλλα Χαρσούλα,	_
	Χρήστος Ευθυμιόπουλος και Γεώργιος Κοντόπουλος	61
Ζ́	Πιθανότητα ασφαλούς πρόβλεψης γεωφυσικών φαινομένων με προηγ-	
	μένες στατιστικές μεθόδους. Η περίπτωση πρόβλεψης επερχόμενης σει-	
	σμικής δραστηριότητας / Κώστας Φλώριος και Βασίλειος Τριτάκης	71
H′	Δημοσιεύσεις του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων	
	Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών για το 2018	89

Α΄ Η εμφάνιση του χάους στην Κβαντομηχανική Bohm

Γεώργιος Κοντόπουλος, Αθανάσιος Τζέμος και Κωνσταντίνα Ζουλούμη

Α'.1 Περίληψη

Δίνονται ορισμένες λεπτομέρειες σχετικά με την εμφάνιση του χάους στην Κβαντομηχανική Bohm. Χάος παρουσιάζεται όταν ένα κινούμενο σημείο πλησιάζει στην περιοχή ενός κομβικού σημείου N (όπου η κυματοσυνάρτηση Ψ μηδενίζεται). Πλησίον του κομβικού σημείου N υπάρχει ένα ασταθές σημείο X και οι τροχιές που το πλησιάζουν εκτρέπονται με χαοτικό τρόπο.

Αν υπάρχει ένα μόνο χομβιχό σημείο N δίνουμε την τροχιά του εν χρόνω στο αδρανειαχό σύστημα χαθώς και την τροχιά του σημείου X γύρω από το N και στο αδρανειαχό σύστημα. Τονίζονται ιδιαίτερα οι απειρισμοί των τροχιών αυτών. Κατόπιν δίνονται τα χύρια χαραχτηριστιχά της ροής γύρω από τα σημεία N και X, η οποία διέπεται από τη μορφή των ασυμπτωτιχών χαμπύλων που εχφύονται από το X. Δίνονται οι χύριοι τύποι της ροής αυτής.

Στη συνέχεια μελετάται το ίδιο πρόβλημα στην περίπτωση δυο χομβιχών σημείων με αναλυτιχούς τύπους που είναι πιο πολύπλοχοι από ότι στην περίπτωση ενός μόνον χομβιχού σημείου. Τέλος δίνεται η μορφή της ροής γύρω από τα χομβιχά σημεία χαι τα ασταθή σημεία X στην περίπτωση άπειρων χομβιχών σημείων.

Α΄.2 Εισαγωγή

Μία από τις βασικές ερμηνείες της κβαντομηχανικής είναι η θεωρία των de Broglie (1927) και Bohm (1952), η οποία βασίζεται στην ύπαρξη τροχιών των κβαντικών σωματίων, είτε αυτά παρατηρούνται είτε όχι. Η θεωρία αυτή αναπτύχθηκε ιδιαίτερα τα τελευταία έτη για δύο κυρίως λόγους. Πρώτον, διότι δίνει εν γένει τα ίδια αποτελέσματα με την ερμηνεία της Σχολής της Κοπεγχάγης (Bohr, Born, Heisgenberg κλπ.), αλλά με ένα βασικά αιτιοκρατικό τρόπο, και δεύτερον, διότι ερμηνεύει πρόσφατα πειραματικά αποτελέσματα που υποδεικνύουν την ύπαρξη τροχιών στο πρόβλημα των δύο οπών (Kocsis et al. 2011). Από την ευρύτατη βιβλιογραφία γύρω από τη μηχανική του Bohm αναφέρουμε μόνον μερικά βιβλία και άρθρα ανασκήσεως (Bohm and Hiley 1973, Holland 1993, Benseny et al. 2014).

Εις το Κέντρο Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών τα τελευταία έτη έχουν γίνει πολλές εργασίες σχετικές με τη μηχανική Bohm (Efthymiopoulos and Contopoulos 2006, Efthymiopoulos et al. 2007, 2009, 2012, 2017, Contopoulos and Efthymiopoulos 2008, Contopoulos et al. 2008, 2017, Delis et al. 2012, Tzemos et. al. 2016, 2018, 2019, Tzemos and Contopoulos 2018, 2020). Μεταξύ των άλλων υποδείξαμε ότι η σύμπτωση των συμπερασμάτων της συνήθους ερμηνείας της κβαντομηχανικής και της ερμηνείας των de Broglie και Bohm δεν είναι απόλυτη. Υπάρχουν ορισμένες διαφορές, οι οποίες είναι δυνατόν να ελεγχθούν πειραματικά εις το μέλλον με πειράματα μεγάλης ακρίβειας.

Ένα άλλο θέμα το οποίο μας απασχόλησε ιδιαιτέρως ήταν το θέμα του χάους στην Κβαντομηχανική. Η συνήθης ερμηνεία της κβαντομηχανικής ασχολείται με το χάος, μόνον όταν αφορά συστήματα τα οποία είναι χαοτικά σε κλασικό επίπεδο, οπότε ερευνά τη συμπεριφορά των αντίστοιχων κβαντικών συστημάτων (π.χ. Robnik 2016). Εν τούτοις εμείς δείξαμε ότι υπάρχουν συστήματα τα οποία είναι κλασικά οργανωμένα και κβαντικά χαοτικά, και αντιστρόφως συστήματα τα οποία είναι κλασικά χαοτικά χαοτικά και κβαντικά οργανωμένα (Efthymiopoulos and Contopoulos 2006, Contopoulos et al. 2008). Επίσης μελετήσαμε τη σημασία της τάξης και του χάους εις την κατανομή των σωματίων όταν ικανοποιείται (ή όχι) αρχικά ο κανόνας του Born σύμφωνα με τον οποίον η πιθανότης ευρέσεως ενός σωματιδίου σε μια περιοχή του χώρου είναι $P = |\Psi|^2$, όπου Ψ είναι η κυματοσυνάρτηση που περιγράφει την κατάσταση του σωματιδίου.

Ένα άλλο σημαντικό θέμα που μας απασχόλησε ήταν ο τρόπος της εισαγωγής του χάους στην κβαντομηχανική Bohm. Διαπιστώσαμε ότι το χάος εμφανίζεται πλησίον των κομβικών σημείων της κυματοσυνάρτησης (τα σημεία στα οποία μηδενίζεται η κυματοσυνάρτηση), τόσο στην περίπτωση των δύο όσο και των τριών διαστάσεων. Επειδή όμως το θέμα αυτό χρήζει περαιτέρω διευκρινίσεων, αφιερώνουμε την παρούσα εργασία σε μία πιο λεπτομερή διερεύνησή του.

Οι τροχιές Bohm στο πεδίο μιας κυματοσυνάρτηση
ς Ψ δίνονται από τις εξισώσεις

$$(\dot{x}, \dot{y}) = \Im\left(\frac{\nabla\Psi}{\Psi}\right),\tag{1.1}$$

όπου \Im είναι το φανταστικό μέρος της ποσότητας $\left(\frac{\nabla\Psi}{\Psi}\right)$.

Θεωρούμε ένα σύστημα δύο κβαντικών αρμονικών ταλαντωτών, το οποίο περιγράφεται από τη Hamiltonian:

$$H = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + x^2 + c^2 y^2)$$
(1.2)

Η λύση της εξίσωσης Schrödinger για το παραπάνω σύστημα είναι (π.χ. Parmenter and Valentine 1995):

$$\Psi(x,y,t) = \exp\left(\frac{-x^2 + cy^2 - i(1+c)t}{2}\right) \left(1 + axe^{-t} + b\sqrt{cxy}e^{-i(1+c)t}\right)$$
(1.3)

Η λύση αυτή εξαρτάται από 2 σταθερές, τις a και b, τις οποίες θεωρούμε πραγματικές. Επομένως οι εξισώσεις κινήσεως είναι:

$$\dot{x} = -\frac{a\sin\left(t\right) + b\sqrt{c}y\sin\left(ct+t\right)}{G} \tag{1.4}$$

$$\dot{y} = -\frac{b\sqrt{c}x\left(ax\sin\left(ct\right) + \sin\left(ct + t\right)\right)}{G},\tag{1.5}$$

όπου

$$G = 1 + 2ax\cos(t) + 2b\sqrt{cxy}\cos(ct+t) + a^2x^2 + 2ab\sqrt{cx^2y}\cos(ct) + b^2cx^2y^2 \quad (1.6)$$

Α΄.3 Τροχιές των χομβιχών σημείων

Οι εξισώσεις (1.4) – (1.5) παρουσιάζουν ανωμαλία (απειρισμό) ότα
ν $G=0.~{\rm H}$ ανωμαλία παρουσιάζεται στο σημείο:

$$x_0 = -\frac{\sin\left(ct+t\right)}{a\sin\left(ct\right)}, \quad y_0 = -\frac{a\sin\left(t\right)}{b\sqrt{c}\sin\left(ct+t\right)}$$
(1.7)

το οποίον είναι το λεγόμενο χομβιχό σημείο N. Όπως θα δούμε πιο χάτω, όταν μια τροχιά πλησιάζει το χομβιχό σημείο, εμφανίζεται χάος.

Το χομβιχό σημείο χινείται εν χρόνω. Η τροχιά του στην ειδιχή περίπτωση όπου $a = b = 1, c = \sqrt{2}/2$ δίνεται στο Σχ. Α΄.1. Το αρχιχό σημείο της τροχιάς είναι το σημείο (x = 2.414, y = 0.697) και αρχιχά χινείται προς τα δεξιά και χάτω.

Η τροχιά φθάνει στο άπειρο y όταν sin(t + ct) = 0, δηλαδή όταν

 $t = k\pi/(1+c), (k = 1, 2, 3, ...)$ και συγκεκριμένα όταν t = 1.84 (k = 1), t = 3.68 (k = 2), t = 5.52 (k = 3), t = 7.36 (k = 4), t = 9.20 (k = 5), t = 11.05 (k = 6) κλπ. Επίσης η τροχιά φθάνει στο άπειρο x όταν sin(ct) = 0 δηλαδή όταν $t = k\pi/c$ και συγκεκριμένα όταν t = 4.44(k = 1), t = 8.89(k = 2) κλπ.



Σχήμα Α'.1: Η τροχιά των κομβικών σημείων διέρχεται από τα σημεία A(t = 0), B(t = 2.25), C(t = 3.45), D(t = 4), E(t = 5.1), F(t = 5.85), G(t = 6.75), H(t = 5.0), I(t = 9.06).

Εις το Σχ. Α΄.1 παρουσιάζουμε ορισμένα διαδοχικά σημεία της τροχιάς του κομβικού σημείου A, B, C, D, E, F, G, H, I. Μετά το A η τροχιά φθάνει στο $y = -\infty$ και μεταπηδά στο $y = \infty$. Κατόπιν κατέρχεται προς τα B και C. Μετά το C φθάνει πάλι στο $y = -\infty$, μεταπηδά στο $y = \infty$, διέρχεται από το D και φθάνει στο $x = -\infty$. Τότε μεταπηδά στο $x = \infty$, διέρχεται από το E, φθάνει στο $y = \infty$, μεταπηδά στο $y = -\infty$, διέρχεται από τα σημεία F και G, φθάνει στο $y = \infty$, μεταπηδά στο $y = -\infty$, διέρχεται από το H, φθάνει στο $x = \infty$, μεταπηδά στο $x = -\infty$, διέρχεται από το I και συνεχίζει κατά παρόμοιο τρόπο.

Οι τροχιές πλησίον του κομβικού σημείου N σε ένα σύστημα αναφοράς (u, v) με κέντρο το σημείο N, ακολουθούν μία ροή, η οποία είναι εν γένει της μορφής του Σχ. Α΄.2, δηλαδή περιβάλλουν το σημείο N. Το κύριο όμως χαρακτηριστικό της ροής αυτής είναι η ύπαρξη ενός σημείου X (Σχ. Α΄.2) το οποίο είναι ακίνητο ως προς τον

χόμβο. Το X είναι ασταθές σημείο και επομένως έχει δύο ασταθείς ιδιοδιευθύνσεις, αντίθετες η μία προς την άλλη, και δύο ευσταθείς ιδιοδιευθύνσεις, επίσης αντίθετες η μία προς την άλλη. Οι τροχιές που πλησιάζουν το σημείο X εκατέρωθεν μιας ευσταθούς ιδιοδιευθύνσεως εκτρέπονται προς αντίθετες διευθύνσεις πλησίον του X κατά μήκος δύο αντίθετων ασταθών ιδιοδιευθύνσεων. Αυτή ακριβώς η εκτροπή γειτονικών αρχικά τροχιών προς αντίθετες διευθύνσεις δημιουργεί το χάος.



Σχήμα Α΄.2: Η χαρακτηριστική δομή του πεδίου ταχυτήτων στο κινούμενο σύστημα συντεταγμένων (u,v). Στο κέντρο (u = v = 0) βρίσκεται ο κινούμενος κόμβος N. Παρατηρούμε το σημείο X, από το οποίο εκφύονται οι δύο ευσταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες (μπλε χρώματος) και οι δύο ασταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες (ερυθρού χρώματος). Στην προκειμένη περίπτωση (t = 1.27) η μία ασταθής ασυμπτωτική καμπύλη παρουσιάζει σπειροειδή κίνηση από το σημείο X προς τον χόμβο.

Από το σημείο X ξεκινούν δύο ασταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες, οι οποίες αρχικά εφάπτονται στις ασταθείς ιδιοδιευθύνσεις και δύο ευσταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες, οι οποίες αρχικά εφάπτονται στις ευσταθείς ιδιοδιευθύνσεις. Από τις τέσσερις αυτές ασυμπτωτικές καμπύλες, η μία δημιουργεί μία σπείρα γύρω από το κομβικό σημείο N, ενώ οι υπόλοιπες τρεις εκτείνονται ως το άπειρο (Σχ. Α΄.2). Οι λεπτομέρειες της τοπολογίας των ασυμπτωτικών αυτών καμπύλων θα δοθούν παρακάτω.

Οι εξισώσεις κινήσεως στο σύστημα (u, v) είναι:

$$\dot{u} = -\frac{b\sqrt{c}v\sin((1+c)t)}{G} - \dot{x}_0$$
(1.8)

$$\dot{v} = \frac{b\sqrt{c}u\sin((1+c)t) - ab\sqrt{c}u^2\sin(ct)}{G} - \dot{y}_0,$$
(1.9)

όπου

$$G = \frac{u^2}{x_0^2} - 2b\sqrt{c}uv\cos((1+c)t) + b^2cx_0^2v^2 - \frac{2b\sqrt{c}u^2v\cos((1+c)t)}{x_0} + 2b^2cx_0uv^2 + b^2cu^2v^2$$
(1.10)

ενώ τα \dot{x}_0, \dot{y}_0 υπολογίζονται παραγωγίζοντας τα x_0 και y_0 των τύπων (1.7). Η τροχιά του σημείου X στο σύστημα (x, y) δίνεται αν προστεθεί στις τιμές των x_0, y_0 του σημείου N οι τιμές των (u_X, v_X) του σημείου X, κατά τους ίδιους χρόνους (Σχ. A'.5).



Σχήμα A'.3: Η τροχιά του σημείου X στο σύστημα (u, v), που έχει αρχή (0, 0) το κινούμενο κομβικό σημείο N, διέρχεται από τα σημεία A(t = 0), B(t = 2.65), C(t = 2.05), D(t = 4), E(t = 5.1), F(t = 6.3), G(t = 6.45) και H(t = 8).

Παρατηρούμε ότι όταν το χομβιχό σημείο τείνει στο άπειρο στο y ή στο x η απόσταση του X από τον N τείνει στο μηδέν. Επομένως η τροχιά του X (Σχ. Α΄.3 και A'.4) στο σύστημα (u, v) αρχίζει από το A και φτάνει στο $O(u_X = v_X = 0)$, όπου $y_N = y_X = -\infty$ κατά τον χρόνο t = 1.84. Συνεχίζει κατόπιν από το $y_N = y_X = \infty$ προς το B και μετά στο C ενώ μεταξύ B και C φθάνει σε ένα μέγιστο $x \simeq 8$ (όχι άπειρο). Μετά το C πηγαίνει πάλι στο O όπου $(y_N = y_X = -\infty)$ κατά τον χρόνο t = 3.68. Συνεχίζει προς το D και μετά η τροχιά δημιουργεί μία θηλιά από το O στο O που περιλαμβάνει το D (Σχ. Α'.4, ενώ μόλις διακρίνεται στο Σχ. Α'.3). Αυτή τη φορά οι τροχιές του χομβιχού σημείου και του σημείου X στο σύστημα (x, y) πηγαίνουν από το $y_N = y_X = \infty$ (t = 3.68) στο $x_N = y_X = \infty$ (Σχ. Α'.1,Α'.5) στον χρόνο t = 4.44. Τότε οι τροχιές στο σύστημα (x, y) μεταπηδούν στο $x_N = x_X = \infty$. Στη συνέχεια οι τροχιές πηγαίνουν στο $y_N = y_X = \infty$ (στο χρόνο t = 5.52) περνώντας από το σημείο E, ενώ εις το σύστημα (u, v) το σημείο X κάνει μια δεύτερη θηλιά από το O στο Oπου περιλαμβάνει το E (Σχ. Α'.4). Κατόπιν η τροχιά του X πηγαίνει στο F και στο G περνώντας από μία ελάχιστη τιμή $x \simeq -3$ (Σχ. Α΄.3) και φθάνει πάλι στο O όπου $(y_N = y_X = \infty)$ στο χρόνο t = 4.44. Έπειτα κάνει μία θηλιά που περιλαμβάνει το Η στο Σχ. Α΄.4. Κατόπιν δημιουργεί την θηλιά που περιλαμβάνει το Ι και συνεχίζει κατά τον ίδιο τρόπο. Κατά συνέπειαν το σημείο Χ είναι εν γένει πολύ κοντά στο κομβικό σημείο N και η τροχιά του Σχ. Α'.5 είναι παρόμοια με την τροχιά του Σχ. Α'.1



Σχήμα Α΄.4: Λεπτομέρειες της τροχιάς του σημείου X πολύ χοντά στο χομβιχό σημείο N (u = v = 0).

εκτός από δύο περιπτώσεις, μεταξύ B και C και μεταξύ των F και G, οπότε το x_X του σημείου X γίνεται αρκετά μεγάλο θετικό ή αρνητικό.

Α'.4 Τοπολογία των τροχιών

Οι τροχιές πλησίον του χομβιχού σημείου Nμπορούν να δοθούν σε πολιχές συντεταγμένες αν θέσουμε $x=R\cos(\phi), y=R\sin(\phi),$ όπου

$$\dot{R} = -\frac{ab\sqrt{cR^2}\cos^2(\phi)\sin(\phi)\sin(ct)}{G} - \dot{x}_0\cos(\phi) - \dot{y}_0\sin(\phi)$$
(1.11)

$$\dot{\phi} = \frac{b\sqrt{c}\sin((1+c)t) - ab\sqrt{c}R\cos^3(\phi)\sin(ct)}{G} - \frac{\dot{y}_0\cos(\phi) - \dot{x}_0\sin(\phi)}{R}$$
(1.12)

με

$$G = g_2 R^2 + g_3 R^3 + \dots (1.13)$$

$$g_2 = \frac{\cos^2(\phi)}{x_0^2} - 2b\sqrt{c}\sin(\phi)\cos(\phi)\cos(ct+t) + b^2cx_0^2\sin^2(\phi)$$
(1.14)

$$g_{3} = -2 \frac{b\sqrt{c}\cos(ct+t)\cos^{2}(\phi)\sin(\phi)}{x_{0}} + 2b^{2}cx_{0}\cos(\phi)\sin^{2}(\phi)$$
(1.15)

Από τις εξισώσεις (1.11)-(1.12) προχύπτει

$$\frac{dR}{d\phi} = -\frac{-A - G(\dot{x}_0 \cos(\phi) + \dot{y}_0 \sin(\phi))}{B - CR - G(\dot{x}_0 \sin\phi - \dot{y}_0 \cos(\phi)/R)},$$
(1.16)



Σχήμα Α΄.5: Η τροχιά του σημείου X στο σύστημα (x, y) διέρχεται από τα σημεία A(t = 0), B(t = 2.25), C(t = 3.45), D(t = 4), E(t = 5.1), F(t = 5.85), G(t = 6.75), H(t = 8) και I(t = 9.05).

όπου

$$A = ab\sqrt{c}\cos^2(\phi)\sin(\phi)\sin(ct), \quad B = b\sqrt{c}\sin(ct+t), \quad C = ab\sqrt{c}\cos^3(\phi)\sin(ct) \quad (1.17)$$

Η απόσταση R του σημείου X από το κομβικό σημείο είναι μικρή ποσότητα. Αναπτύσσοντας τον τύπο (1.16) κατά Taylor μέχρις όρους τρίτης τάξεως ως προς R βρίσκουμε ότι

$$\frac{dR}{d\phi} = f_2 R^2 + f_3 R^3, \tag{1.18}$$

όπου

$$f_{2} = \frac{-A - \dot{x}_{0} g_{2} \cos(\phi) - \dot{y}_{0} g_{2} \sin(\phi)}{B}$$
(1.19)
$$f_{3} = \frac{-A - \dot{x}_{0} g_{2} \cos(\phi) - \dot{y}_{0} g_{2} \sin(\phi)}{B} \left(\frac{C}{B} + \frac{\dot{y}_{0} g_{2} \cos(\phi)}{B} - \frac{\dot{x}_{0} g_{2} \sin(\phi)}{B}\right)$$
$$+ \frac{-\dot{x}_{0} g_{3} \cos(\phi) - \dot{y}_{0} g_{3} \sin(\phi)}{B}$$
(1.20)

Οι λεπτομέρειες του υπολογισμού αυτού βρίσκονται στην εργασία (Efthymiopoulos et. al 2007). Στην εργασία αυτή αποδεικνύεται ότι όλες οι τροχιές πλησίον του κομβικού σημείου N έχουν την ίδια φορά περιστροφής γύρω από το σημείο N, οποιαδήποτε και αν είναι η γωνία ϕ .

Εις το σημείο αυτό εφαρμόζεται η θεωρία της μέσης τιμής (averaging theory, Verhulst 1993) και αντί των f_2, f_3 λαμβάνουμε τις μέσες τιμές τους

$$\langle f_3 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f_i d\phi, \quad (i = 2, 3).$$
 (1.21)

και βρίσκουμε ότι:

$$\langle f_2 \rangle = 0 \tag{1.22}$$

και

$$\langle f_3 \rangle = \left(\frac{1 + b^2 c x_0^4}{4 b \sqrt{c} x_0^4 \sin(t + ct)} \right) \times \\ \left(\frac{1 - b^2 c x_0^4}{1 + b^2 c x_0^4} x_0 \dot{x}_0 + \frac{\dot{x}_0 \dot{y}_0 (b^2 c x_0^4 - 1)}{b \sqrt{c} \sin(t + ct)} - x_0 (\dot{x}_0^2 - \dot{y}_0^2) \cot(t + ct) \right)$$
(1.23)

Επομένως η εξίσωση (1.18) λαμβάνει κατά προσέγγιση την μορφή

$$\frac{dR}{d\phi} = \langle f_3 \rangle R^3, \tag{1.24}$$

όπου το $\langle f_3 \rangle$ είναι συνάρτηση μόνον του χρόνου t. Η λύση της εξισώσεως (1.24) είναι της μορφής

$$R = \frac{R_0}{\sqrt{1 - 2R_0^2 \langle f_3 \rangle (\phi - \phi_0)}}$$
(1.25)

και παριστάνει μια σπείρα γύρω από το κομβικό σημείο N. Η τροχιά πλησιάζει ασυμπτωτικά το σημείο N όταν το ϕ τείνει στο ∞ (αν $\langle f_3 \rangle < 0$) ή στο $-\infty$ (αν $\langle f_3 \rangle > 0$). Παραδείγματα τέτοιων σπειρών δίνονται στα Σχ. Α΄.2 και Α΄.9-Α΄.12.

Ο αχριβής τύπος (1.23) έχει μια μιχρή διόρθωση εν σχέσει με τον τύπο (4) της εργασίας (Efthymiopoulos et al. 2007). Συγχεχριμένα αντί του όρου $b^2 c \cos(c + ct) \dot{y}_0$ η σωστή έχφραση είναι $b\sqrt{c} \cos(c + ct) \dot{y}_0$ και αντί του t_0 έχουμε t.

Η διόρθωση αυτή δεν επιφέρει παρά μικρές διαφορές στις αριθμητικές τιμές των διαφόρων υπολογισμών. Επίσης ένα σφάλμα της προηγούμενης εργασίας μας ήταν ο τύπος (35), ο οποίος υποτίθεται ότι είναι ταυτόσημος με τον τύπο (A4) ενώ δεν είναι. Διόρθωση του σφάλματος αυτού έγινε στην εργασία μας (Efthymiopoulos et al. 2009), όπου ο τύπος (26) της εργασίας αυτής είναι ακριβής (και χρησιμοποιεί το σωστό τύπο για το $\langle f_3 \rangle$). Η σωστή καμπύλη που δίνει το $\langle f_3 \rangle$ συναρτήσει του χρόνου είναι το Σχ. Α΄.6.



Σχήμα A'.6: Η τιμή του $\langle f_3 \rangle$ συναρτήσει του χρόνου t. Οι μηδενισμοί του $\langle f_3 \rangle$ εμφανίζονται κατά τους χρόνους $t_1 = 175.324, t_2 = 175.735$ και $t_3 = 176.332$.

Παραχάτω δίνουμε λεπτομέρειες για τη δομή των περιοχών γύρω από το χομβιχό σημείο N και το σημείο X στο αρχιχό χρονιχό διάστημα 0 < t < 5.20, όπου παρουσιάζονται τα χυριότερα χαραχτηριστιχά των διαφόρων αλλαγών. Εν πρώτοις στο Σχ. Α'.7 δίνεται το $\langle f_3 \rangle$ σαν συνάρτηση του χρόνου. Παρατηρούμε ότι το $\langle f_3 \rangle$ μηδενίζεται κατά τους χρόνους 1.28(a), 2.41(b), 2.75(c), 3.43(d), 3.94(e), 5.16(f). Επίσης το $\langle f_3 \rangle$ πηγαίνει στο άπειρο όταν το y η το x των σημείων N και X πηγαίνει στο άπειρο, (οπότε η απόσταση του X από το N πηγαίνει στο μηδέν). Οι απειρισμοί του $\langle f_3 \rangle$ γίνονται στους χρόνους t = 1.84, t = 3.68 και t = 5.52, οπότε απειρίζεται το $y_X = y_N$ και όταν t = 4.44 οπότε απειρίζεται το $x_X = y_X$. Όταν απειρίζεται το y το $\langle f_3 \rangle$ παραμένει θετιχό ή αρνητιχό και μετά το απειρισμό του, ενώ όταν απειρίζεται το x το $\langle f_3 \rangle$ πηγαίνει από το ∞ στο $-\infty$.

Εξάλλου το φ το οποίο φέρει το πρόσημο του $\sin(ct+t)$ αλλάζει πρόσημο στους απειρισμούς του y. Κατά συνέπειαν ο τύπος 1.24 μας δίνει ότι το R αυξάνει συναρτήσει του χρόνου όταν $\dot{\phi}$ και $\langle f_3 \rangle$ είναι ομόσημα, οπότε το κομβικό σημείο είναι απωθητής, ενώ το R ελαττώνεται συναρτήσει του χρόνου όταν τα $\dot{\phi}$ και $\langle f_3 \rangle$ είναι ετερόσημα, οπότε το κομβικό σημείο είναι ετερόσημα, οπότε το κομβικό σημείο είναι ελκυστής.



Σχήμα Α'.7: Η ποσότης $\langle f_3 \rangle$ συναρτήσει του χρόνου t στο διάστημα 0 < t < 5.2. Το $\langle f_3 \rangle$ μηδενίζεται στα σημεία a(t = 1.28), b(t = 2.41), c(t = 2.75), d(t = 3.43), e(t = 3.94), f(t = 5.16). και απειρίζεται στους χρόνους t = 1.84, t = 3.68, t = 4.44 και t = 5.52.

		Απειρ	ισμός			Απειρισμός Α			Απειρισμός Απειρισμός	
t	; (t=1	a t=1 28)	.84 b (t=2) (t=2	c 2.75) (t=	d t=3. =3.43)	.68 ((t=3	e t=4 .94)	4.44 (t=	f t=5.52 5.16)
<f<sub>3></f<sub>	-	+	+	-	+	-	-	+	-	+
φ	+	+	-	-	-	-	+	+	+	+
Τύπος	A	R	A	R	A	R	A	R	A	R

Σχήμα Α΄.8: Χαρακτηριστικοί χρόνοι και διαστήματα όπου σημειώνονται τα πρόσημα των $\langle f_3 \rangle$ και $\dot{\phi}$ καθώς και το αν το κομβικό σημείο είναι ελκυστής (A) ή απωθητής (R).

Εις το Σχ. Α΄.8 δίνουμε τους χαρακτηριστικούς χρόνους μηδενισμού και απειρισμού του $\langle f_3 \rangle$ και αλλαγής προσήμου του $\dot{\phi}$ (κατά τους απειρισμούς του y), καθώς και το αν το κομβικό σημείο είναι ελκυστής (attractor A) η απωθητής (repeller R).

Οι αλλαγές από ελκυστές (A) σε απωθητές (R) και αντιστρόφως εμφανίζονται στους μηδενισμούς και στους απειρισμούς του $\langle f_3 \rangle$. Κάθε μηδενισμός του $\langle f_3 \rangle$ από

Α σε R συνοδεύεται από τη δημιουργία ενός οριαχού χύχλου (limit cycle) όπως θα φανεί στα επόμενα σχήματα. Ο οριακός κύκλος προσεγγίζεται ασυμπτωτικά από μία ασυμπτωτική καμπύλη η οποία αρχίζει από το σημείο Χ, και εσωτερικά από τροχιές που αρχίζουν κοντά στο κομβικό σημείο Ν. Εξάλλου η περιστροφή της ασυμπτωτικής καμπύλης από το σημείο X προς τα μέσα, δηλαδή προς το N, δεν αλλάζει φορά καθώς δημιουργείται ο οριακός κύκλος. Αυτό φαίνεται σχηματικά στα Σχ. Α΄.9a και A'.9b (t = 1.27 και t = 1.29). Καθώς όμως ο χρόνος αυξάνει ο οριακός κύκλος κινείται προς τα έξω μέχρις ότου συναντήσει το σημείο X (Σχ. Α΄.10a) (t = 1.303) και κατόπιν εξαφανίζεται (Σχ. A'.10b) (t = 1.4). Κατά την εξαφάνιση του οριαχού χύχλου δεν αλλάζει πρόσημο το $\langle f_3 \rangle$ ή το $\dot{\phi}$ (Σχ. Α΄.8), αλλά αλλάζει η δομή των ασυμπτωτικών καμπύλων: α) Το κομβικό σημείο συνδέεται με την ευσταθή ασυμπτωτική καμπύλη του σημείου X (Σχ. Α΄.10b) ενώ προηγουμένως (πριν δημιουργηθεί ο οριαχός χύχλος (Σχ. A'.9a)) το σημείο N ήταν συνδεδεμένο με μία ασταθή ασυμπτωτική καμπύλη από το X. β) Εξ άλλου η ασταθής ασυμπτωτική καμπύλη (δεξιά του X) η οποία δημιούργησε την σπείρα από το X προς το N ($\Sigma \chi$. A'.9a,b) τώρα περιβάλλει την περιοχή της σπείρας και διευθύνεται προς το άπειρο πλησίον της άλλης ασταθούς ασυμπτωτικής καμπύλης (αριστερά του X) (Σχ. Α΄.10b), ενώ η ευσταθής ασυμπτωτική καμπύλη που περιέβαλλε τη σπείρα ερχόμενη από το άπειρο (από κάτω) κοντά στην άλλη ευσταθή ασυμπτωτική καμπύλη (Σχ. Α΄.9a) (και έφθανε στο X από πάνω), τώρα γίνεται μία σπειροειδής καμπύλη από το X που φθάνει στο N (από πάνω) (Σχ. Α'.10b). Οι υπόλοιπες ασυμπτωτικές καμπύλες (μία ευσταθής από κάτω και μία ασταθής αριστερά) εκτείνονται προς το άπειρο και στα δύο Σχ. Α΄.9a και Α΄.10b.¹ Εις το πρώτο σημείο απειρισμού t = 1.84 του $\langle f_3 \rangle$ το κομβικό σημείο γίνεται ελκυστής (από απωθητής) και η φορά περιστροφής ϕ γίνεται αρνητική (Σχ. Α΄.11a) (t = 2.3), ενώ προ του απειρισμού ήταν θετική ($\phi > 0$). Η κυρία μεταβολή είναι ότι το σημείο X το οποίο μέχρι τώρα ήταν αριστερά του N (Σχ. A'.10b) μετά τον χρόνο t = 1.84 βρίσκεται δεξιά του Ν. Αυτό συνδέεται με τα Σχ. Α΄.3 και Α΄.4 όπου το σημείο X βρίσκεται αριστερά του N από το αρχικό σημείο A μέχρι το O (για 0 < t < 1.84) και δεξιά από το O μετά το t = 1.84 μέχρι το t = 3.68 (σημεία *B* και *C* των Σχ. Α'.3 και Α'.4).

Каθώς προσεγγίζουμε το δεύτερο σημείο μηδενισμού (b) του $\langle f_3 \rangle$ (t = 2.41) το Nείναι ένας ελκυστής (Σχ. Α'.11a) και μετά το μηδενισμό γίνεται απωθητής (Σχ. Α'.11b) ενώ συγχρόνως δημιουργείται ένας οριακός κύκλος (t = 2.41). Ο οριακός κύκλος κινείται προς τα έξω καθώς ο χρόνος αυξάνει και φτάνει στο σημείο X (σε χρόνο περίπου $t \simeq 2.47$) και κατόπιν εξαφανίζεται. Τότε οι ασυμπτωτικές καμπύλες έχουν τη μορφή του Σχ. Α'.11c (t = 2.7). Το σχήμα αυτό έχει δύο ασταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες που φτάνουν στο άπειρο ενώ το προηγούμενο Σχ. Α'.11a είχε δύο ευσταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες που έρχονται από το άπειρο.

Η περίπτωση του σχήματος Σχ. Α΄.11c είναι ήδη πλησίον του επόμενου (τρίτου) σημείου μηδενισμού (c) του $\langle f_3 \rangle$ (t = 2.75) όπου το χομβιχό σημείο γίνεται ελχυστής από απωθητής χαι δημιουργείται έτσι ένας νέος οριαχός χύχλος με όμοιο τρόπο όπως χαι πλησίον του σημείου (b). Ο οριαχός αυτός χύχλος εξαφανίζεται χαθώς φθάνει στο σημείο X (σε χρόνο περίπου $t \simeq 3.0$).

¹Στα Σχ. Α΄.9-Α΄.12 οι 3 ασυμπτωτικές καμπύλες είναι ακριβείς, ενώ η 4η ασυμπτωτικη καμπύλη, προς ή από το κομβικό σημείο N, είναι σχηματική, διότι η πραγματική καμπύλη έχει μεγάλο αριθμό περιελίξεων (οπότε χρειάζεται πολυ μεγάλος χρόνος για την αριθμητικής της ολοκλήρωση), όπως φαίνεται στο Σχ. Α΄.2.



Σχήμα Α'.9: Σχηματική αναπαράσταση των ασυμπτωτικών καμπύλων κατά τους χρόνους (a) t = 1.27, προ του πρώτου μηδενισμού του $\langle f_3 \rangle$ (t = 1.28, όπου το N μετατρέπεται από ελκυστή (A) σε απωθητή (R), και (b) t = 1.29 (λίγο μετά την μετατροπή αυτή).



Σχήμα Α'.10: Ασυμπτωτικές καμπύλες (a) όταν ο οριακός κύκλος φθάνει στο σημείο X (t = 1.303) και (b) για λίγο μεγαλύτερο χρόνο (t = 1.4).

Κατόπιν φθάνουμε στο τέταρτο σημείο (d) μηδενισμού του $\langle f_3 \rangle$ (t = 3.43) οπότε πάλι έχουμε παρόμοια εξέλιξη των ασυμπτωτικών καμπύλων. Στη συνέχεια το $\langle f_3 \rangle$ φθάνει στο $-\infty$ όταν t = 3.68 και το κομβικό σημείο από απωθητής (R) γίνεται ελκυστής (A). Συγχρόνως όμως το σημείο X που ως τότε ήταν δεξιά του N έρχεται αριστερά του N (Σχ. A'.12a για t = 3.93 και Σχ. A'.4 από το C στο D.). Στην περίπτωση αυτή το κομβικό σημείο είναι ελκυστής (A). Στη συνέχεια έχουμε τον πέμπτο μηδενισμό (e) του $\langle f_3 \rangle$ στο χρόνο t = 3.94314 από όπου το $\langle f_3 \rangle$ περνά ταχύτατα από το αρνητικό άπειρο στο θετικό άπειρο. Στον χρόνο t = 3.95 το N είναι απωθητής (R) (Σχ. A'.12c) και δημιουργείται ένας οριακός κύκλος.

Στην περίπτωση αυτή ο οριαχός κύχλος δημιουργείται όταν t = 3.94314 προς μικρότερους χρόνους. Πράγματι για t = 3.943 (Σχ. Α'.12b) οι τροχιές πλησίον του Ν πλησιάζουν σπειροειδώς το N, ενώ η ευσταθής ασυμπτωτική καμπύλη από το Χ πλησιάζει τον οριαχό χύχλο σπειροειδώς σε αρνητικό χρόνο. Καθώς ο χρόνος μικραίνει, ο οριακός κύκλος μεγαλώνει και φθάνει στο σημείο X σε χρόνο t = 3.94285 και για μικρότερους χρόνους εξαφανίζεται. Παρατηρούμε ότι όλες οι αλλαγές αυτές γίνονται μέσα σε ένα ελάχιστο χρονικό διάστημα.



Σχήμα Α'.11: Σχηματική αναπαράσταση των ασυμπτωτικών καμπύλων μετά τον χρόνο απειρισμού t = 1.84 του $\langle f_3 \rangle$. (a) t = 2.3 προ του δευτέρου μηδενισμού (t = 2.41) (b) t = 2.45 λίγο μετά τον μηδενισμό αυτόν και (c) t = 2.7 μετά την εξαφάνιση του οριακού κύκλου.

Κατά το διάστημα 3.94 < t < 4.44 το σημείο X κάνει μια μικρή θηλιά στον χώρο (u, v) που περιλαμβάνει το σημείο D του Σχ. Α'.4. ενώ τό x_N του κόμβου πηγαίνει στο $-\infty$ και μεταπηδά στο ∞ . Το $\langle f_3 \rangle$ κατά τον χρόνο t = 4.44, μεταπηδά από το ∞ στο $-\infty$, άρα αλλάζει πρόσημο (ενώ στους απειρισμούς του y δεν αλλάζει πρόσημο). Στον χρόνο t = 4.44 το ϕ δεν αλλάζει πρόσημο. Μετά τον χρόνο t = 4.44 το $\langle f_3 \rangle$ αυξάνει από το $-\infty$ στο ∞ (περνώντας από το σημείο f του Σχ. Α'.7 κατά τον χρόνο t = 5.16) και φθάνει στο ∞ όταν ο χρόνος γίνει t = 5.52. Κατά το διάστημα 4.44 < t < 5.52 το σημείο X εις το Σχ. 4 διαγράφει την θηλιά που περιέχει το σημείον E, ευρισκόμενος δεξιά του σημείου N.



Σχήμα Α΄.12: Σχηματική αναπαράσταση των ασυμπτωτικών καμπύλων μετά τον χρόνο t = 3.68του δεύτερου απειρισμού του $\langle f_3 \rangle$ (a) t = 3.93 προ του πέμπτου μηδενισμού (e) (t = 3.94314) (b) t = 3.943 λίγο μετά τον απειρισμό αυτόν, όταν υπάρχει ένας οριακός κύκλος, και (c) t = 3.95 μετά τη δημιουργία του οριακού κύκλου.

Συμπερασματικά κάνουμε τις εξής παρατηρήσεις:

- 1. Το ασταθές σημείο X βρίσκεται εν γένει πλησίον του κομβικού σημείου N. Εξαιρέσεις υπάρχουν μόνον πλησίον του χρόνου t = 2.5, οπότε το u_X φτάνει μέχρι 8 μονάδες, και πλησίον του χρόνου t = 6, οπότε το u_X φτάνει τις -3 μονάδες.
- 2. Όταν το πρόσημο του γινομένου $\phi \cdot \langle f_3 \rangle$ είναι θετικό ο κόμβος N είναι απωθητής (Repeller), ενώ όταν το γινόμενο αυτό είναι αρνητικό ο κόμβος N είναι ελκυστής (Attractor).
- 3. Κατά τους μηδενισμούς του $\langle f_3 \rangle$ το κομβικό σημείο από ελκυστής γίνεται απωθητής. Συγχρόνως δημιουργείται ένας οριακός κύκλος γύρω από το N, ο οποίος κινείται εν γένει προς τα έξω και μετά από λίγο χρόνο (καθώς ο χρόνος αυξάνει), φθάνει στο σημείο X και εξαφανίζεται. (Σε άλλες περιπτώσεις όμως η

κίνηση προς τα έξω του οριακού κύκλου γίνεται καθώς ο χρόνος ελαττώνεται (π.χ. πλησίον του σημείου *e*).

- 4. Όταν ο χόμβος πηγαίνει στο ∞ (χατά y ή χατά x), η απόσταση του X από τον χόμβο μηδενίζεται. Μετά το μηδενισμό αυτόν το X αλλάζει προσανατολισμό εν σχέσει με τον N Δηλαδή αν προ του μηδενισμού το X ήταν αριστερά από το N μετά το μηδενισμό είναι δεξιά του N (χαι αντιστρόφως)
- 5. Όταν το y_0 (η συντεταγμένη y του χόμβου) πηγαίνει στο ∞ ή $-\infty$ το $\langle f_3 \rangle$ πηγαίνει στο άπειρο αλλά εξαχολουθεί να έχει το ίδιο πρόσημο πριν και μετά τον απειρισμό. Όταν όμως το x_0 (η συντεταγμένη x του χόμβου) απειρίζεται το $\langle f_3 \rangle$ μεταπίπτει απότομα από το ∞ στο $-\infty$. Πάντως σε χάθε περίπτωση απειρισμού το χομβιχό σημείο από απωθητής (R) γίνεται ελχυστής (A). Αντιθέτως η φορά περιστροφής (δηλαδή το πρόσημο του ϕ) αλλάζει όταν το y_0 πηγαίνει στο ± ∞ , ενώ δεν αλλάζει όταν το x_0 πηγαίνει στο ± ∞ .

Α΄.5 Πολλά Κομβικά Σημεία

Έως τώρα θεωρήσαμε την περίπτωση ενός μόνο χομβιχού σημείου και του ασταθούς σημείου της ροής πλησίον αυτού. Όμως είναι δυνατόν να έχουμε $0, 1, 2, 3...\infty$ χομβιχά σημεια και αντίστοιχα πλήθος ασταθών σημείων της ροής. Μια γενικότερη λύση της εξίσωσης Schrödinger για τους δυο αρμονιχούς ταλαντωτές του τύπου (1.2) είναι:

$$\Psi = \Psi_{00} + a\Psi_{10} + b\Psi_{11} + \epsilon\Psi_{20} \tag{1.26}$$

όπου

$$\Psi_{00} = e^{-(i/2)(1+c)t} e^{-(x^2+cy^2)/2}$$

$$\Psi_{10} = e^{-(i/2)(3+c)t} e^{-(x^2+cy^2)/2} x$$

$$\Psi_{11} = e^{-(3i/2)(1+c)t} e^{-(x^2+cy^2)/2} x \sqrt{cy}$$

$$\Psi_{20} = e^{-(i/2)(5+c)t} e^{-(x^2+cy^2)/2} (x^2 - 1)$$
(1.27)

Η περίπτωση την οποία μελετήσαμε ως τώρα δόθηκε από την εξίσωση (1.3) η οποία είμαι μερική περίπτωση της εξισώσεως (1.26) όταν $\epsilon = 0$. Εάν τώρα θεωρήσουμε την περίπτωση $\epsilon \neq 0$ έχουμε δυο κομβικά σημεία όταν $\Psi = \Psi_R + i\Psi_I = 0$ δηλαδή:

$$1 + ax\cos(t) + bx\sqrt{c}y\cos((1+c)t) + \epsilon(x^2 - 1)\cos(2t) = 0$$
(1.28)

$$ax\sin(t) + bx\sqrt{c}y\sin((1+c)t) + \epsilon(x^2 - 1)\sin(2t) = 0$$
(1.29)

Η λύση των εξισώσεων αυτών είναι:

$$x_{0} = \frac{1}{2\epsilon \sin((c-1)t)} \left(-a \sin(ct) \pm \sqrt{a^{2} \sin^{2}(ct) - 4\epsilon \sin((c-1)t)[\sin((c+1)t) - \epsilon \sin((c-1)t)]} \right)$$
(1.30)

$$y_0 = \frac{1}{b\sqrt{cx}\sin((1+c)t)} \left[\epsilon(1-x^2)\sin(2t) - ax\sin(t)\right]$$
(1.31)

Μετά από απλοποιήσεις το y_0 δίνεται υπό τη μορφή:

$$y_0 = \frac{\sin(t)}{b\sqrt{c}\sin((c-1)t)} \left(a + \frac{2\cos(t)}{x}\right)$$
(1.32)

Αν θέσουμε τώρα a = b = 1, $c = \sqrt{2}/2$ και $\epsilon = 0.1$ έχουμε τις καμπύλες του Σχ. Α΄.13. Οι μαύρες γραμμές αντιστοιχούν στη λύση του x με το σημείο + στην τετραγωνική ρίζα, ενώ οι κόκκινες γραμμές αντιστοιχούν στη λύση με το σημείο -.

Διαπιστώνουμε ότι για τον αρχικό χρόνο (t = 0) η μαύρη καμπύλη αρχίζει από το σημείο A(x = -2.247, y = -0.446) και η κόκκινη από το σημείο A'(x = 26.389, y = -4.368).

Όταν το $\sin((c-1)t)=0$ τ
α x_- και y_- τείνουν στο
 $\infty.$ Παρατηρούμε όμως ότι ο λόγος y_-/x_- τείνει στο

$$\frac{y_{-}}{x_{-}} = \frac{-\epsilon \sin(t)}{b\sqrt{c}\sin(ct)} \tag{1.33}$$

πράγμα το οποίο επαληθεύεται αριθμητικά όταν $t=\kappa\pi/(c-1)$ me $\kappa=1,2...$ δηλάδή t=10.726,t=21.452 κ.λ.π.

Όταν το sin((c-1)t) = 0 το x_+ είναι απροσδιόριστη μορφή 0/0. Για να βρούμε την πραγματική τιμή του x_+ γράφουμε το $sin((c-1)t) = \delta$ και τείνουμε το δ στο μηδέν, οπότε προκύπτει

$$x_{+} = \frac{-\sin((c+1)t)}{a\sin(ct)}$$
(1.34)

Οι απειρισμοί του y_0 βρίσκονται από τον τύπο (1.32). Εν πρώτοις έχουμε $y_0 = \infty$ όταν $x_0 = 0$. Εξ' άλλου όταν sin((c-1)t) = 0 το x_+ δίνεται από τον τύπο (1.34) οπότε ο τύπος του y_+ παίρνει τη μορφή

$$y_{+} = \frac{-a\sin(t)}{b\sqrt{c}\sin((c+1)t)}$$
(1.35)

δηλαδή δεν απειρίζεται.

Οι εξισώσεις κίνησης

$$\dot{x} = \frac{\left(\frac{\partial \Psi_I}{\partial x}\Psi_R - \frac{\partial \Psi_R}{\partial x}\Psi_I\right)}{G}$$
$$\dot{y} = \frac{\left(\frac{\partial \Psi_I}{\partial y}\Psi_R - \frac{\partial \Psi_R}{\partial y}\Psi_I\right)}{G}$$
(1.36)

γράφονται:

$$\dot{x} = -\left\{a\sin(t) + b\sqrt{c}y\sin((c+1)t) + \epsilon\left[2x\sin(2t) + (x^2+1)(a\sin(t) - b\sqrt{c}y\sin((c-1)t))\right]\right\}/G$$
(1.37)

$$\dot{y} = -b\sqrt{cx} \left[\sin((c+1)t) + ax\sin(ct) - \epsilon(x^2 - 1)\sin((c-1)t))\right]/G$$
(1.38)

όπου

$$G = 1 + 2ax\cos(t) + a^{2}x^{2} + 2b\sqrt{cxy}\cos((c+1)t) + b^{2}cx^{2}y^{2} + 2ab\sqrt{cx^{2}y}\cos(ct) + 2\epsilon\left[(x^{2}-1)\cos(2t) + a(x^{3}-x)\cos(t) + b\sqrt{c}(x^{3}-x)y\cos((c-1)t) + \epsilon^{2}(x^{2}-1)^{2}\right]$$
(1.39)

Για να βρούμε τώρα τα σημεία X χρησιμοποιούμε τη μέθοδο που αναπτύχθηκε στην εργασία μας (Efthymiopoulos et al., 2009.) Θέτουμε $x = x_0 + u$ και $y = y_0 + v$ στις εξισώσεις (1.37)-(1.39), όπου τα x_0 και y_0 είναι οι συντεταγμένες των χομβικών σημείων που δίνονται από τις εξισώσεις (1.30)-(1.32) με σημεία + ή – στις τετραγωνικές ρίζες του τύπου (1.30). Επομένως:

$$\dot{u} = \dot{x} - \dot{x_0}, \quad \dot{v} = \dot{y} - \dot{y_0}$$
 (1.40)

όπου τα $\dot{x_0}$, $\dot{y_0}$ βρίσκονται με παραγώγιση των τύπων (1.30)-(1.32) ως προς το χρόνο. Τα σημεία X βρίσκονται λύνοντας το σύστημα (1.40) για $\dot{u} = \dot{v} = 0$, δεδομένου ότι τα X είναι ακίνητα στο σύστημα (u, v).

Επομένως για κάθε χρόνο t έχουμε δυο εξισώσεις για τα u, v, όταν το x_0 έχει το πρόσημο + μπροστά από την τετραγωνική ρίζα και άλλες δυο όταν έχει – στην τετραγωνική ρίζα.

Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (1.37)-(1.39) βρίσχουμε το πεδίο ταχυτήτων (1.40) για χάθε χρόνο t. Ένα παράδειγμα δίνεται στα Σχ. Α΄.14a,b για τον χρόνο t = 3.55, οπότε τα χομβικά σημεία βρίσχονται στα σημεία C,C' του Σχ. Α΄.13. Τα σημεία αυτά έχουν συντεταγμένες $C(x_+ = 0.2367, y_+ = -3.6995)$ και $C'(x_- = 6.6084, y_- = 0.3956)$. Τα πεδία ροής γύρω από τα σημεία αυτά δίνονται στα αντίστοιχα συστήματα συντεταγμένων με κέντρα τα σημεία $C(u_+ = v_+ = 0)$ και $C'(u_- = v_- = 0)$. Τα αντίστοιχα σημεία X (Σχ. Α΄.14a,b) έχουν συντεταγμένες $(u_{+X} = 0.0012, v_{+X} = 0.00006)$ γύρω από το σημείο C και $(u_{-X} = 0.0031, v_{-X} = 0.0196)$ γύρω από το σημείο C'.

Παρατηρούμε ότι η ροή γύρω από τα κομβικά σημεία έχει την γενική μορφη του Σχ. 2a της εργασίας (Efthymiopoulos, Kalapotharakos and Contopoulos 2009). Δηλαδή υπάρχουν καμπύλες τύπου I που περιβάλλουν την περιοχή NX και καμπύλες τύπου II που βρίσκονται προς την πλευρά του X την αντίθετη από το N και οι οποίες απλώς εκτρέπονται λίγο ωσάν να έκλονται από το X

Каθώς ο χρόνος μεταβάλλεται τα κομβικά σημεία κινούνται όπως φαίνεται στα Σχ. Α΄.13a,b. Συγκεκριμένα οι ταχύτητες των κομβικών σημείων C και C' είναι $v_+ = \sqrt{\dot{x_+}^2 + \dot{y_+}^2} = 56.56$ και $v_- = \sqrt{\dot{x_-}^2 + \dot{y_-}^2} = 5.05$ δηλαδή είναι μεγάλες, ιδίωςς στο σημείο C. Καθώς τα σημεία αυτά κινούνται παρασύρουν και τα σημεία X πλησίον τους και μεταβάλλουν την εν γένει ροή εις την περιοχή τους.

Ανάλογα φαινόμενα παρατηρούνται όταν τα κομβικά σημεία είναι περισσότερα.

Ειδικότερα η περίπτωση άπειρων κομβικών σημείων μελετήθηκε στην εργασία μας (Tzemos and Contopoulos 2019). Τα κομβικά σημεία χαρακτηρίζονται από τους αριθμούς 1,2,3.. και -1, -3, -5... Στο Σχ. Α΄.15 δίνουμε το πεδίο ροής γύρω από το κομβικό σημείο -1 (u = v = 0) κατά τον χρόνο t = 0. Παρατηρούμε ότι όλα τα κομβικά σημεία βρίσκονται επί μιας ευθείας. Καθώς ο χρόνος αυξάνει η ευθεία αυτή

περιστρέφεται, ενώ τα κομβικά σημεία απομακρύνονται μεταξύ τους (και αργότερα πλησιάζουν και πάλι απομακρύνονται). Τα ασταθή σημεία X βρίσκονται μεταξύ των κομβικών σημείων και είναι και αυτά άπειρα σε αριθμό.

Οι επιμέρους τροχιές σημείων είναι δυνατό να πλησιάζουν διαδοχικά διαφορετικά σημεία X, οπότε υφίστανται εκτροπές που χαρακρηρίζουν το χάος. Όμως η περαιτέρω μελέτη του χάους απαιτεί μια νέα μελέτη.



Σχήμα Α'.13: Οι τροχιές των κομβικών σημείων. Η μαύρη γραμμή (a) προκύπτει από τον τύπο (1.30) με το +, ενώ η κόκκινη γραμμή (b) από τον τύπο (1.30) με το -. Τα εικονιζόμενα σημεία αντιστοιχούν στους χρόνους: A(0),B,B'(3),C,C'(3,55),D,D'(5,5),E,E'(6,2),F,F'(8),G,G'(8,4),H,H'(9,4),I,I'(12,7),J,J'(13,5),K,K'(16),L,L'(18),M(19)



Σχήμα Α'.14: Πεδία ροής γύρω από τα χομβιχά σημεία (a) $C(u_+ = v_+ = 0)$ και (b) $C'(u_- = v_- = 0)$.



Σχήμα Α'.15: Η ροή των ταχυτήτων γύρω από το χομβιχό σημείο -1, το οποίο βρίσκεται στην αρχή των συντεταγμένων (u = v = 0). Τα μιχρά βέλη δείχνουν τη διεύθυνση των ταχυτήτων (\dot{u}, \dot{v}) . Υπάρχουν άπειρα χομβιχά σημεία 1,2,3.. χαι -1, -3, -5... χαι μεταξύ δυο διαδοχιχών χομβιχών σημείων υπάρχει πάντοτε ένα ασταθές σημείο X.

Αναφορές

- 1. Benseny A., Albareda G., Sanz Á. S., Mompart J. and Oriols X. 2014 Europ. Phys. J. D 68, 286.
- 2. Bohm D., 1952, Phys. Rev. 85, 166, 180.
- 3. Bohm D. and Hiley B.J., 1993, The Undivided Universe, Routhledge, London
- 4. Contopoulos G and Efthymiopoulos C, 2008, Cel. Mech. Dyn. Astron. 102, 219.
- 5. Contopoulos C., Efthymiopoulos C. and Harsoula M., 2008, Nonlin. Phen. in Complex Systems 11, 107.
- 6. Contopoulos G., Tzemos A.C. and Efthymiopoulos C., 2017, J. Phys. A 50, 195101.
- 7. de Broglie L., 1927, C.R. Acad. Sci. Paris 184, 283, 185, 380.
- 8. Delis N., Efthymiopoulos C. and Contopoulos G., 2012, Int. J. Bif. Chaos 22, 125014.
- 9. Efhtymiopoulos C and Contopoulos G., 2006, J. Phys. A 39, 1819.
- 10. Efhtymiopoulos C, Kalapotharakos C. and Contopoulos G., 2007, J. Phys. A 40, 12945.
- 11. Efthymiopoulos C., Kalapotharakos C. and Contopoulos G., 2009, Phys. Rev. E 79, 036203.
- 12. Efhtymiopoulos C., Delis N. and Contopoulos G., 2012, Ann. Phys. 327, 438

- 13. Efthymiopoulos C., Contopoulos G. and Tzemos A.C., 2017, Ann. Fond. L. de Broglie, 42, 133.
- 14. Holland P., 1993, The Quantum Theory of Motion, Cambridge University Press.
- 15. Kocsis S., 2011, Science 332, 1170.
- 16. Parmenter R. H. and Valentine R. w. 1995, Phys. Lett. A 201, 1.
- 17. Robnik M., 2016, Eur. Phys. J. Special Topics 225, 959.
- 18. Tzemos A.C., Contopoulos G. and Efhtymiopoulos C., 2016, Phys. Lett. A 380, 3796.
- 19. Tzemos A.C. and Contopoulos G., 2018, J. Phys. A 51, 075101
- 20. Tzemos A.C. and Contopoulos G., 2020, Phys. Scr. (In press)
- 21. Tzemos A.C., Efthymiopoulos C. and Contopoulos G., 2018, Phys. Rev. E 97, 0042201.
- 22. Tzemos A.C., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C., 2019, Phys. Scr. 94, 105218.
- 23. Verhulst F., 1993, Nonlinear Differential Equations and Dynamical Systems, Springer Verlag.

Β΄ Η ανάλυση αστρονομικών εικόνων ως εργαλείο για την κατανόηση της Δυναμικής των γαλαξιών.

Πάνος Α. Πάτσης

Β΄.1 Εισαγωγή

Ο Hubble (1926) ταξινόμησε τους γαλαξίες σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με το σχήμα τους. Τους άμορφους, τους ελλειπτικούς και τους σπειροειδείς. Η τελευταία κατηγορία έχει ξεχωριστό ενδιαφέρον. Πέρα από την εντυπωσιακή αισθητική των παρατηρούμενων σχημάτων, οι σπειροειδείς γαλαξίες παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον διότι διαθέτουν μεγάλες ποσότητες αερίου σε σχέση με τους ελλειπτικούς. Σε μερικές περιπτώσεις συνήθων γαλαξιών στο κοντινό Σύμπαν το αέριο φτάνει το 15% της συνολικής τους μάζας. Το αέριο αποτελεί την πρώτη ύλη για τη δημιουργία αστέρων, πλανητικών συστημάτων και κατά συνέπεια ζωής στο Σύμπαν. Ο Γαλαξίας μας είναι ένας σπειροειδής γαλαξίας με ράβδο, έναν επιμήκη σχηματισμό από τα άκρα του οποίου ξεπηδούν οι σπειροειδείς βραχίονες. Οι σπειροειδείς γαλαξίες που διαθέτουν ράβδο χαρακτηρίζονται ως «ραβδωτοί», σε αντίθεση με τους «κανονικούς» σπειροειδείς οι οποίοι δεν έχουν ράβδο ή η ράβδος τους είναι αμελητέα. Σπείρες και ράβδοι είναι δομές που εμφανίζονται σε δισκοειδείς γαλαξίες. Στο παρόν άρθρο αναφερόμαστε σε αυτόν το γαλαξιαχό τύπο.

Η κατανόηση των δυναμικών μηχανισμών που οδηγούν στις παρατηρούμενες μορφολογίες των γαλαξιακών συστημάτων έχει ευρύτερη σημασία για τη σύγχρονη αστρονομική έρευνα. Κατ' αρχάς, η ανάπτυξη ή μη δομών όπως η ράβδος και οι σπείρες, σχετίζονται με τις κοσμολογικές συνθήκες που επικρατούσαν στην περιοχή που δημιουργήθηκε κάθε γαλαξίας. Η σημερινή έκταση της ράβδου ενός γαλαξία, η γεωμετρία των σπειροειδών βραχιόνων του και η εν γένει μορφολογία του, μας δίνει πληροφορίες για την κατανομή της στροφορμής, για την κατανομή της Σκοτεινής Υλης, για τις ιδιότητες του αερίου που βρίσκουμε στους γαλαξιακούς δίσκους, καθώς και για τα χαρακτηριστικά των πρωτογαλαξιακών νεφών που οδήγησαν στο σχηματισμό του γαλαξία. Επίσης, ο μηχανισμός συσσώρευσης αερίου και σκόνης στους σπειροειδείς βραχίονες, η κατανομή των γιγαντιαίων μοριακών νεφών και η αλληλεπίδραση μεταξύ αστέρων και μεσοαστρικής ύλης καθορίζει εν πολλοίς το μηχανισμό γέννησης νέων αστέρων και τη χημική εξέλιξη των γαλαξιών. Άρα η ερμηνεία της δομής των γαλαξιών αποτελεί κλειδί για την έρευνα τόσο σε εξωγαλαξιακή όσο και σε γαλαξιακή κλίμακα.

Οι σπείρες και οι ράβδοι δημιουργούνται πάνω σε γαλαξιακούς δίσκους. Σε πρώτη προσέγγιση ένας δισκοειδής γαλαξίας αποτελείται από τρία μέρη. Τον δίσκο, το κεντρικό εξόγκωμα (bulge) και την άλω. Ο δίσκος περιλαμβάνει τα περισσότερα αστέρια του γαλαξία. Είναι ένας δισκοειδής σχηματισμός στον οποίο η επιφανειακή λαμπρότητα I, είναι εκθετική συνάρτηση της ακτίνας R, δηλ. $I(R) = I_0 \exp(-R/R_d)$, όπου R_d είναι το εκθετικό μήκος κλίμακας και λαμβάνει χαρακτηριστικές τιμές μεταξύ 2 και 5 kpc και I_0 η τιμή της στο κέντρο του συστήματος. Το κεντρικό εξόγκωμα είναι μια πυκνή σε αστέρες περιοχή που βρίσκεται στην κεντρική περιοχή του δίσκου. Σε πολλές περιπτώσεις έχει μια σφαιροειδή μορφολογία ενώ σε άλλες λαμβάνει ένα σχήμα «χουτιού» χαθώς εκτείνεται στην τρίτη διάσταση. Κάτι τέτοιο συμβαίνει χαι στην περίπτωση του διχού μας Γαλαξία. Στην άλω που περιβάλλει τον δίσχο βρίσχουμε σφαιρωτά σμήνη αστέρων χαι υπολείμματα της διαδιχασίας δημιουργίας του γαλαξία. Κυρίως όμως στην άλω τοποθετούμε την «ελλείπουσα μάζα» σε γαλαξιαχή χλίμαχα. Όπως είναι γνωστό, από τις χαμπύλες περιστροφής των γαλαξιών συμπεραίνουμε ότι ένα σημαντιχό ποσοστό της μάζας των γαλαξιών, αλλά είναι μια άγνωστη μέχρι σήμερα μορφή ύλης που γίνεται αισθητή μόνο από τις βαρυτιχές δυνάμεις που ασχεί στη φωτεινή ύλη. Ως εχ τούτου ονομάζεται «Σχοτεινή Τλη» (Bosma 1978, Rubin 1980). Η Σχοτεινή Υλη ενός δισχοειδούς γαλαξία από το χέντρο του μέχρι την ισόφωτη στο οπτιχό στην οποία η επιφανειαχή του λαμπρότητα πέφτει σε $26.5 mag/arcsec^2$ μπορεί να είναι διπλάσια ή χαι περισσότερο της φωτεινής ύλης.

Σε αυτό το περιβάλλον αναπτύσσονται κατά τη φάση της δημιουργίας των δισκοειδών γαλαξιών δομές όπως οι σπείρες και οι ράβδοι. Τέτοιες δομές παρατηρούνται παντού στο κοντινό μας Σύμπαν και αυτό σημαίνει ότι έχουν επιβιώσει από τον καιρό της δημιουργίας τους μέχρι σήμερα. Από το 1995 μάλιστα, διαδοχικές παρατηρήσεις όπως αυτές των βαθέων πεδίων του Hubble Space Telescope, (βλ. π.χ. την ιστοσελίδα της NASA στη διεύθυνση http://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/ science/xdf.html) έδειξαν ότι οι δομές αυτές ήταν παρούσες ήδη σε πρώιμα στάδια της δημιουργίας των γαλαξιών. Έτσι οι θεωρίες για το σχηματισμό τους έπρεπε να συμπεριλαμβάνουν έναν μηχανισμό διατήρησης των ράβδων και των σπειρών για ένα σημαντικό κλάσμα της ηλικίας του Σύμπαντος.

Πολύ σύντομα έγινε αντιληπτό ότι οι αστέρες στους γαλαξιαχούς δίσχους περιστρέφονται διαφοριχά. Η γωνιαχή τους ταχύτητα $\Omega(R)$ είναι μεγαλύτερη χοντά στο χέντρο από ότι στα εξωτεριχά μέρη του δίσχου. Έτσι, οι σπείρες χαι οι ράβδοι δεν μπορούν να επιβιώσουν επί μαχρόν αν αποτελούνται συνεχώς από τους ίδιους αστέρες. Ένας πρόχειρος υπολογισμός δείχνει ότι αν υποθέσουμε σε πρώτη προσέγγιση ότι οι αστέρες σε ένα γαλαξιαχό δίσχο αχολουθούν χυχλιχές τροχιές γύρω από το χέντρο του γαλαξία με επίπεδη χαμπύλη περιστροφής, με $v_c = R\Omega(R) = 200 km/s$ και η αχτίνα του συστήματος είναι R = 5 kpc, τότε χατά τη διάρχεια ζωής ενός γαλαξία (~ 10Gyr) οι δομές αυτές θα είχαν περιελιχθεί χαι στην εποχή μας δεν θα μπορούσαμε να τις παρατηρήσουμε (βλ. πχ. Binney & Tremaine 2008, σελ. 472).

Διέξοδος σε αυτό το πρόβλημα δίνεται αν θεωρήσουμε ότι οι σπείρες και οι ράβδοι είναι τα μέγιστα κυμάτων πυκνότητας. Η ιδέα αυτή εκφράστηκε αρχικά από τον Bertil Lindblad κυρίως στη δεκαετία του 1950 και παρουσιάστηκε αργότερα, το 1964 και 1966, ως συγκροτημένη θεωρία από τους C.C. Lin και Frank Shu. (Για την εξέλιξη των ιδεών σε αυτόν τομέα αυτό ο ενδιαφερόμενος αναγνώστης μπορεί να ανατρέξει στις εργασίες του Pasha, 2004a και 2004b). Ως κύμα πυκνότητας οι σπείρες δεν αποτελούνται συνεχώς από τους ίδιους αστέρες, αλλά είναι οι περιοχές των γαλαξιακών δίσκων στις οποίες οι αστέρες παραμένουν για περισσότερο χρόνο καθώς περιστρέφονται γύρω από το κέντρο του γαλαξία. Οι αστέρες και ο σπειροειδής σχηματισμός, ή η ράβδος, περιστρέφονται με διαφορετικές γωνιακές ταχύτητες. Η γωνιακή ταχύτητα των αστέρων, $\Omega(R)$, εξαρτάται από την απόσταση τους από το κέντρο του γαλαξία, ενώ η γωνιακή ταχύτητα των σπειρών ή της ράβδου (pattern speed), Ω_p , είναι σταθερή.

Σύμφωνα με την κλασική εικόνα της θεωρίας των κυμάτων πυκνότητας, οι αστέ-

ρες περνάνε μέσα από τις σπείρες καθώς εκτελούν σχεδόν κυκλικές τροχιές. Για να περιγράψουμε ακριβέστερα την κίνησή τους θεωρούμε ότι εκτελούν ταυτόχρονα μια ακτινική και μία κάθετη στον γαλαξιακό δίσκο ταλάντωση. Έτσι μπορούμε να ορίσουμε πάνω στους δίσκους θέσεις ακτινικών και κάθετων συντονισμών. Οι ακτινικοί συντονισμοί συμβαίνουν όταν ο λόγος

$$\frac{\kappa(R)}{\Omega(R) - \Omega_p} = \frac{n}{m} \tag{2.1}$$

είναι ρητός. $\kappa(R)$ είναι η λεγόμενη «επιχυχλιχή συχνότητα» που σχετίζεται με τις ακτινικές ταλαντώσεις και $\Omega(R) - \Omega_p$ η γωνιακή ταχύτητα του αστέρα στο συμπεριστρεφόμενο με την ταχύτητα περιστροφής των σπειρών ή της ράβδου, Ω_p, σύστημα αναφοράς. Αντίστοιχα ορίζονται και οι κάθετοι συντονισμοί αν στη θέση του $\kappa(R)$ βάλουμε την κάθετη συχνότητα $\nu(R)$. Για τη μορφολογία των σπειρών και των ράβδων οι πιο σημαντικοί ακτινικοί συντονισμοί συμβαίνουν όταν $n/m = \pm 2/1$ (εσωτερικός και εξωτερικός συντονισμός Lindblad), η συμπεριστροφή ($\Omega = \Omega_p$) και ο n/m = 4/1(για λεπτομέρειες βλ. Contopoulos 2002, χεφάλαιο 3). Αν χοιτάξουμε τους γαλαξιακούς δίσκους από το πλάι θα παρατηρήσουμε μία μορφολογία που καθορίζεται από την παρουσία των χάθετων συντονισμών. Οι Patsis, Skokos και Athanassoula (2002) έδειξαν ότι οι πιο σημαντικοί συντονισμοί για τη μορφολογία των δίσκων μακριά από το ισημερινό επίπεδο είναι οι κάθετοι συντονισμοί 2/1 και 3/1). Σήμερα υπάρχει μια γενική συμφωνία γα την κυματική φύση των σπειρών και των ράβδων, παραμένουν όμως ανοιχτά τα ερωτήματα σχετικά με το πλάτος των κυμάτων, την ταχύτητα περιστροφής τους και το χρόνο ζωής τους, καθώς και για τον τρόπο ροής της ύλης (αστρικής και αέριας) στην περιοχή των σπειρών.

Β΄.2 Παρατηρησιακή Γαλαξιακή Δυναμική

Η έρευνα της δυναμικής των γαλαξιακών δίσκων επωφελήθηκε από την ανάπτυξη συσκευών παρατήρησης στα μέσα της δεκαετίας του 1990 σε μήκη κύματος λ≥1μm και κυρίως στην περιοχή του εγγύς υπέρυθρου. Αυτό έδωσε τη δυνατότητα να δούμε την κατανομή των αστέρων του πληθυσμού ΙΙ, των παλαιότερων δηλαδή αστέρων φασματικού τύπου Κ και Μ, οι οποίοι δίνουν ουσιαστικά την κατανομή του 80% περίπου της φωτεινής ύλης στους δίσκους. Οι εικόνες στο οπτικό κυριαρχούνται από την παρουσία των αστέρων του πληθυσμού Ι, νέων αστέρων μεγάλης λαμπρότητας, αλλά όχι και μεγάλης μάζας. Στο εγγύς υπέρυθρο επίσης περιορίζεται η εξασθένιση του φωτός λόγω της παρουσίας της σκόνης. Έτσι παίρνουμε εικόνες κατάλληλες για σύγκριση με μοντέλα που περιγράφουν τη δυναμική των αστρικών δίσκων. Οι διαφορές στη μορφολογία μεταξύ εγγύς υπέρυθρου και οπτικού για την πλειοψηφία των γαλαξιών είναι σημαντικές. Ένας μεγάλος αριθμός από τους γαλαξιακούς δίσκους εμφανίζει στο οπτικό μια σύνθετη μορφολογία με πολλούς βραχίονες και τμήματα βραχιόνων στις μεσοβραχιόνιες περιοχές (flocculent morphology). Οι ίδιοι γαλαξίες όμως στο εγγύς υπέρυθρο συχνά εμφανίζουν τη μορφολογία ενός σπειροειδούς με δύο βραχίονες ("grandgrand design"). Αυτή η κανονικότητα στη μορφολογία των παλαιότερων αστέρων του δίσχου ενισχύει την άποψη ότι οι δομές των δίσχων παραμένουν αμετάβλητες για σημαντικό χρονικό διάστημα, της τάξης των δισεκατομμυρίων ετών. Αυτό το διάστημα είναι αρχετό για να «αισθανθούν» οι αστέρες του δίσκου το βαρυτικό πεδίο του γαλαξία και να κατασταλάξουν στον πυθμένα του δυναμικού του.

Τα στοιχεία με τα οποία συγκρίνουμε τα θεωρητικά μας μοντέλα και ελέγχουμε τις προτεινόμενες θεωρίες προκύπτουν από την ανάλυση και επεξεργασία των ψηφιακών εικόνων τον γαλαξιών. Για τη μελέτη της αστρικής δυναμικής των δισκοειδών γαλαξιών και την εκτίμηση των διαφόρων παραμέτρων τους, επεξεργαζόμαστε τις εικόνες που μας δείχνουν ακριβέστερα την κατανομή της φωτεινής ύλης και είναι οι καταλληλότερες για σύγκριση με μοντέλα της αστρικής συνιστώσας των δίσκων. Αυτές, όπως είπαμε, λαμβάνονται στο εγγύς υπέρυθρο. Η ανάλυσή τους μας δίνει πολύτιμες πληροφορίες, οι οποίες είναι κρυμμένες στις εικόνες των γαλαξιών που έχουν καταγραφεί στα οπτικά μήκη κύματος. Ένα τέτοιο παράδειγμα βλέπουμε στο Σχ. Β΄.1.



Σχήμα Β'.1: Αριστερά βλέπουμε τον γαλαξία NGC3223 στο οπτιχό χαι δεξιά στο εγγύς υπέρυθρο (2.1 μm). Η δεξιά ειχόνα έχει διορθωθεί για φαινόμενα προβολής χαι έχει διαιρεθεί με το αξυσυμμετριχό). Η δεξιά ειχόνα έχει διορθωθεί για φαινόμενα προβολής χαι έχει διαιρεθεί με το αξυσυμμετριχό της υπόβαθρο. Η σχετιχά πολύπλοχη μορφολογία στο οπτιχό χρύβει ένα απλό λογαριθμιχό σπειροειδές στο εγγύς υπέρυθρο (Η ανάλυση έχει γίνει στην εργασία Grosbol & Patsis 1998). Οι πιο σχούρες περιοχές της ειχόνας αντιστοιχούν σε περιοχές μεγαλύτερης επιφανειαχής λαμπρότητας.

Πρόκειται για δύο εικόνες ψευδοχρωμάτων του γαλαξία NGC 3223). Αριστερά βλέπουμε τον γαλαξία στο οπτικό (Β φίλτρο, κοντά στα 4361 Å). Οι πιο σκούρες περιοχές της εικόνας αντιστοιχούν σε περιοχές μεγαλύτερης επιφανειακής λαμπρότητας. Σε αυτά τα μήκη κύματος κυριαρχούν νεαρά αντικείμενα, όπως νέοι αστέρες και ανοιχτά σμήνη. Ο γαλαξίας έχει σπειροειδή μορφή, αλλά δεν παρατηρούμε ξεκάθαρα δύο κύριες σπείρες (πληθυσμός ΙΙ). Αντιθέτως γύρω από την κεντρική περιοχή υπάρχουν πολλά τμήματα βραχιόνων με ασαφή όρια. Η δεξιά εικόνα στο Σχ. Β΄.1 ανήκει στον ίδιο γαλαξία. Αυτή τη φορά η εικόνα έχει ληφθεί στο εγγύς υπέρυθρο (Κ΄ φίλτρο, κοντά στα 2.1 μm) και έχει αναλυθεί ως εξής: Πρώτα η εικόνα έχει διορθωθεί για φαινόμενα προβολής ώστε να βλέπουμε τον δίσκο του γαλαξία κάθετα στην οπτική μας ακτίνα. Στη συνέχεια έχουμε διαιρέσει την εικόνα με την εικόνα ενός αξισυμμετρικού δίσκου που έχουμε κατασκευάσει απεικονίζοντας το προφίλ της μέσης επιφανειακής λαμπρότητας του γαλαξία σε κάθε ακτίνα. Το φως στη δεξιά εικόνα προέρχεται κυρίως από αστέρες του πληθυσμού ΙΙ στο δίσκο. Με την επεξεργασία της εικόνας που πραγματοποιήσαμε βλέπουμε δεξιά πόσο περισσότερο φως καταγράφεται στην περιοχή των σπειρών σε σχέση με τη μέση τιμή στην αντίστοιχη ακτίνα. Αποκαλύπτεται έτσι ένα λογαριθμικό σπειροειδές με δύο βραχίονες το οποίο δεν φαίνεται στην εικόνα του γαλαξία στο οπτικό, αριστερά. Η κανονικότητα της μορφολογίας των σπειρών, όπως αυτή που βλέπουμε στο παράδειγμα του NGC 3223, καθώς και η ύπαρξη ασθενών ράβδων στις κεντρικές περιοχές των περισσότερων δισκοειδών γαλαξιών, είναι οι δύο κυριότερες μορφολογικές διαφορές που παρατηρούμε μεταξύ εικόνων στο οπτικό και στο εγγύς υπέρυθρο (Block et al. 1996). Οι εικόνες του Σχ. Β΄.1 καταγράφηκαν από τους Grosbøl και Patsis (1998) στα τηλεσκόπια NTT (στο οπτικό) και 2.2m MPI/ESO (στο εγγύς υπέρυθρο) στη La Silla της Χιλής.

Είναι φανερό ότι η ανάλυση των εικόνων των γαλαξιών είναι βασική προϋπόθεση για την κατανόηση της δυναμικής τους. Η ανάπτυξη αλγορίθμων επεξεργασίας εικόνων ακολούθησε ως φυσικό επακόλουθο της μετάβασης της αστρονομικής παρατήρησης στην ψηφιακή εποχή με τις συσκευές CCD στα μέσα της δεκαετίας του 1980. Ήταν άλλη μια περίπτωση που η αστρονομική έρευνα ανέπτυξε μεθόδους που στη συνέχεια χρησιμοποιήθηκαν και από άλλες επιστήμες (όπως η ιατρική, η βιολογία κλπ). Απλές διαδικασίες όπως η απεικόνιση με παλέτες κατάλληλων ψευδοχρωμάτων, ή η υπέρθεση ισόφωτων παρέχουν ήδη σημαντικές πληροφορίες (βλ. Σχ. Β΄.2).



Σχήμα Β'.2: (a) και (b) εικόνες ψευδοχρωμάτων του γαλαξία IC 438 στο εγγύς υπέρυθρο. (c) Ο ραβδωτός σπειροειδής γαλαξίας NGC 3367 και (d) ο ραβδωτός σπειροειδής γαλαξίας NGC 4548 επίσης στο εγγύς υπέρυθρο με υπέρθεση χαρακτηριστικών για τη μορφολογία του ισοφώτων. Οι παρατηρήσεις έχουν γίνει με τηλεσκόπια του ESO στη La Silla στη Χιλή.

Η απομόνωση των σπειροειδών διαταραχών του δίσκου, όπως στο παράδειγμα του Σχ. Β΄.1, ή των αντίστοιχων περιπτώσεων που παρουσιάζουμε για 4 ακόμα γαλαξίες στο Σχ. Β΄.3 αποκαλύπτουν τη φύση και την ακριβή γεωμετρία των διαταραχών.



Σχήμα Β'.3: Απομονωμένες διαταραχές ράβδων και σπειρών σε εικόνες γαλαξιών στο εγγύς υπέρυθρο. (a) NGC 3367, (b) NGC4548, (c) NGC 5861 και (d) NGC 6118. Από τις εικόνες αυτές έχουν αφαιρεθεί το κεντρικό εξόγκωμα καθώς και αστέρες πεδίου. Οι πιο σκούρες περιοχές της εικόνας αντιστοιχούν σε περιοχές μεγαλύτερης επιφανειακής λαμπρότητας. (Η ανάλυση των εικόνων έχει γίνει στην εργασία Grosbol, Patsis, Pompei 2004).

Ανάλυση Fourier των εικόνων αυτών μας δίνει τη διακύμανση του πλάτους των διαταραχών αζιμουθιακά σε κάθε απόσταση από το κέντρο του γαλαξία. Η γνώση του πλάτους των διαταραχών μας επιτρέπει να εκτιμήσουμε τη σημασία μη-γραμμικών φαινομένων για τη δυναμική τους (Grosbøl 1993). Στους κανονικούς σπειροειδείς τα πλάτη αυτά στην επιφανειακή λαμπρότητα είναι της τάξεως 5-12% του αξισυμμετρικού υποβάθρου, ενώ στους ραβδωτούς σπειροειδείς μπορεί να φτάσει και το 90%. Η συμβολή των νέων αστέρων στο εκτιμώμενο πλάτος των σπειρών μπορεί να φτάσει το 20%. Για τον λόγο αυτό, πρέπει να γίνουν κατάλληλες διορθώσεις πριν επιχειρηθεί η μελέτη της δυναμικής κάθε γαλαξία (Grosbøl et al. 2004). Το ποσοστό αυτό επιβεβαιώθηκε με παρατηρήσεις με φίλτρα στενής ζώνης Brγ και H_2 που πραγματοποιήθηκαν με το τηλεσκόπιο MPI/ESO 2.2 m στη La Silla της Χιλής (Patsis et al. 2001a).

Η ανάλυση των εικόνων μας οδηγεί επίσης στο συμπέρασμα ότι οι σπείρες των grand design γαλαξιών έχουν κατά μήκος τους σχεδόν σταθερή γωνία κλίσης ως προς ομόκεντρους κύκλους (pitch angle) για μια μεγάλη αζιμουθιακή απόσταση και ως εκ τούτου μπορούν να περιγραφούν με λογαριθμικές σπείρες ($R = \exp(\alpha\theta)$ σε πολικές συντεταγμένες). Αυτό είναι ένα σημαντικό στοιχείο στην προσπάθεια να καταλάβουμε αν οι σπείρες είναι τρόποι (modes) κυμάτων πυκνότητας που διαρκούν

αρχετά δισεχατομμύρια χρόνια ή σχηματισμοί με διάρχεια ζωής της τάξης της περιόδου περιστροφής του συστήματος. Η γεωμετρία των διαταραχών γίνεται άμεσα εμφανής αν οι ειχόνες τους μετασχηματιστούν σε ειχόνες με άξονες (θ , ln(R)). Μία λογαριθμιχή σπείρα σε ένα σχήμα με συντεταγμένες (θ , ln(R)) θα εμφανίζεται ως ευθύγραμμο τμήμα, ενώ μία ράβδος θα έχει χαι σταθερή φάση θ . Στο Σχ. Β΄.4, αριστερά βλέπουμε τη μετασχηματισμένη ειχόνα του γαλαξία IC 438 (Σχ. Β΄.2a). Τα άσπρα ευθύγραμμα τμήματα στο πάνω μέρος της ειχόνας αντιστοιχούν στους σπειροειδείς βραχίονες του γαλαξία. Αυτό μας λέει ότι η γεωμετρία τους είναι χοντά σε αυτή μιας λογαριθμιχής σπείρας. Το δεξί μέρος του Σχ. Β΄.4 είναι η αντίστοιχη ειχόνα του ραβδωτού σπειροειδούς γαλαξία NGC 3367 (Σχ.2c), οι χόχχινοι σχηματισμοί που είναι χάθετοι στον θ -άξονα αντιπροσωπεύουν τη ράβδο του γαλαξία. Πριν τον μετασχηματισμό έχουν απομονωθεί οι διαταραχές με τον ίδιο αλγόριθμο που δημιουργεί ειχόνες όπως αυτές του Σχ. Β΄.3.



Σχήμα Β΄.4: Ο λογαριθμικός χάρτης των γαλαξιών IC 438 (αριστερά) και NGC 3367 (δεξιά). Η τετμημένη στο θ-lnR διάγραμμα δίνει την αζιμουθιακή γωνία στο διάστημα 0-2π, ξεκινώντας από τον μεγάλο άξονα του γαλαξία. Οι σπείρες και οι ράβδοι εμφανίζονται σαν "ευθύγραμμα τμήματα" (βλ. κείμενο).

Θεωρώντας ότι το δυναμικό Φ ενός γαλαξία δεν μεταβάλλεται σημαντικά με το χρόνο, μπορούμε να το περιγράψουμε ως το άθροισμα ενός αξισυμμετρικού όρου $Φ_0$ και μιας διαταραχής $Φ_1$ που αντιστοιχεί στο δυναμικό της σπείρας ή της ράβδου. Σε συνήθεις κυλινδρικές συντεταγμένες (R, θ, z) μπορούμε να γράψουμε

$$\Phi = \Phi_0(R, z) + \Phi_1(R, \theta, z)$$
(2.2)

Στην αξισυμμετρική συνιστώσα Φ_0 περιλαμβάνονται, εκτός από το αξισυμμετρικό μέρος του δίσκου, και οι όροι που αντιστοιχούν στο κεντρικό εξόγκωμα και τη Σκοτεινή Υλη. Αυτή η ανάλυση του δυναμικού σε μία αξισυμμετρική συνιστώσα και σε μία διαταραχή γίνεται κατ' αναλογία με την ανάλυση της επιφανειακής λαμπρότητας κάνοντας εύλογες υποθέσεις για το πάχος του δίσκου και την κατανομή της Σκοτεινής Ύλης.

Κάτω από αυτές τις προϋποθέσεις μπορεί να μελετηθεί η δυναμική των ραβδωτών και των σπειροειδών γαλαξιών με τη θεωρία των τροχιών. Τέτοιες μελέτες έδωσαν τα τελευταία 40 χρόνια σημαντικά αποτελέσματα για την ταχύτητα περιστροφής των σπειρών και των ράβδων και τη σημασία των μη γραμμικών φαινομένων στη διαμόρφωση της μορφολογίας τους (βλ. Κεφάλαιο 3, Contopoulos 2002).
Γνωρίζουμε σήμερα ότι οι ράβδοι υποστηρίζονται από ευσταθείς ελλειπτικές τροχιές με απόκεντρα ευθυγραμμισμένα κατά μήκος ενός άξονα και ότι τελειώνουν κοντά, αλλά πριν, από το συντονισμό της συμπεριστροφής. Γνωρίζουμε επίσης ότι το συμμετρικό μέρος των σπειροειδών βραχιόνων στους κανονικούς σπειροειδείς γαλαξίες εκτείνεται μέχρι τον εσωτερικό συντονισμό 4/1 (βλ. Εξ. (2.1)) και ότι η μορφολογία των κουτιών στις κεντρικές περιοχές πολλών γαλαξιών που παρατηρούνται από το πλάι οφείλεται στους κάθετους συντονισμούς. Σε όλες αυτές τις μελέτες τάξη και χάος συνεργάζονται για τη διαμόρφωση των δομών που παρατηρούμε. Τα τελευταία χρόνια ο ρόλος των χαοτικών τροχιών στην υποστήριξη δομών αναβαθμίστηκε. Έγινε φανερό ότι αστέρες σε χαοτικές τροχιές μπορούν να υποστηρίξουν τις σπείρες των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών (βλ. σχετικά άρθρα επισκόπησης στον τόμο "Chaos in Astronomy", Contopoulos & Patsis 2009).

Οι θεωρητικές μελέτες στον τομέα της Γαλαξιακής Δυναμικής πρέπει να βασίζονται σε συστηματική ανάλυση κατάλληλων παρατηρήσεων. Για να βρούμε τη γενική δυναμική συμπεριφορά συστημάτων όπως οι γαλαξιακοί δίσκοι χρειάζονται λεπτομερείς φωτομετρικές και φασματογραφικές παρατηρήσεις ενός μεγάλου αριθμού αντικειμένων και κυρίως η ανάλυσή τους με εξελιγμένους αλγόριθμους.

B΄.3 Μερικά ανοιχτά θέματα Γαλαξιακής Δυναμικής και η συμβολή της ανάλυσης εικόνων και παρατηρησιακών δεδομένων στην επίλυσή τους

Η συστηματική ανάλυση των εικόνων των γαλαξιών που λαμβάνονται στα κατάλληλα μήκη κύματος, αποτελεί πολύτιμο εργαλείο στην κατανόηση των Δυναμικών Μηχανισμών που διαμορφώνουν τη μορφολογία τους. Οι διάφορες σχετικές θεωρίες που διατυπώνονται πρέπει πρώτα να αναπαράγουν τα παρατηρούμενα μορφολογικά χαρακτηριστικά στις λεπτομέρειές τους. Όπως φαίνεται από τα παραδείγματα που δώσαμε, η απλή καταγραφή των εικόνων δεν είναι αρκετή. Τα υπό έρευνα χαρακτηριστικά αναδεικνύονται εφαρμόζοντας ειδικούς αλγόριθμους επί των εικόνων. Βάσει αυτών των επεξεργασμένων εικόνων επαληθεύονται ή διαψεύδονται οι υποθέσεις πάνω στις οποίες στηρίζονται τα θεωρητικά μοντέλα. Επιπλέον, η επιτυχής ή όχι αναπαραγωγή των μορφολογικών και κινηματικών χαρακτηριστικών των γαλαξιών, αποτελεί συν τοις άλλοις κριτήριο αξιολόγησης των αριθμητικών τεχνικών με τις οποίες επιχειρούμε τη μοντελοποίησή τους (κώδικες Ν-σωμάτων, μοντέλα απόκρισης αερίου, κώδικες θεωρίας τροχιών κλπ.).

Στα ανοιχτά προβλήματα της Δυναμικής των σπειρών στα οποία η συμβολή της ανάλυσης των εικόνων είναι καθοριστική, περιλαμβάνονται:

1. Η μορφολογία των σπειρών

Οι σπείρες είναι ένα από τα χύρια μορφολογικά χαραχτηριστικά των δισκοειδών γαλαξιών. Η μελέτη του αριθμού των σπειρών, η γεωμετρία τους και οι διαφορές που εμφανίζουν στις περιπτώσεις κανονικών (μη-ραβδωτών) και ραβδωτών γαλαξιών δίνουν τις βασικές κατευθύνσεις πάνω στις οποίες πρέπει να στηριχθούν θεωρίες για τη γέννηση και τη διατήρησή τους.

(α') Ο αριθμός των σπειρών

Ένα συνηθισμένο, κοινό χαρακτηριστικό σε προσομοιώσεις Ν-σωμάτων με

διαφορετιχούς κώδιχες, είναι η εμφάνιση μορφολογιών με τρεις συμμετριχές σπείρες. Αυτό παρατηρείται χυρίως χατά τα αρχιχά στάδια της εξέλιξης των προσομοιώσεων. Σε μεριχές περιπτώσεις όμως αυτές οι διαταραχές εμφανίζονται να επιχρατούν χαι σε μεταγενέστερους χρόνους (Σχ. Β΄.5).



Σχήμα Β'.5: Χαραχτηριστιχές μορφολογίες της αέριας συνιστώσας σε στιγμιότυπα μοντέλων σπειροειδών γαλαξιών με τη μέθοδο Νσωμάτων, στις οποίες αναφερόμαστε στο χείμενο. Οι υπολογισμοί έχουν γίνει με τον χώδιχα GADGET-3 στο Κέντρο Υπερυπολογιστών στο Garching, Γερμανία (Patsis & Naab).

Η εμφάνιση τριπλών συμμετριχών σπειρών είναι εξαιρετιχά σπάνια σε ειχόνες γαλαξιών τόσο στο οπτιχό όσο χαι στο εγγύς υπέρυθρο. Μια τέτοια περίπτωση είναι ο γαλαξίας NGC713 που εμφανίζεται στο Σχ. Β΄.6 σε παρατηρήσεις των Grosbøl χαι Patsis με το τηλεσχόπιο των 2.2m στο Calar Alto, Ισπανία.

Η κατανόηση του ρόλου της διάδοσης κυμάτων πυκνότητας με τρεις συμ μετρικούς βραχίονες στα αρχικά στάδια των μοντέλων Ν-σωμάτων και ο λόγος της σπανιότητας ανάλογων μορφολογιών στις εικόνες των γαλαξιών μπορεί να διαφωτίσει τις συνθήκες γέννησης των σπειροειδών δομών.

(β') To "grand design"

Ως "grand design" χαρακτηρίζονται οι γαλαξίες που εμφανίζουν δύο συμμετρικούς, κύριους σπειροειδείς βραχίονες. Η συνήθης εκτίμηση για το ποσοστό των γαλαξιών στο γειτονικό Σύμπαν που εμφανίζουν αυτή τη μορφολογία είναι της τάξης του 3). Αν κοιτάξουμε τους0% (Elmegreen & Elmegreen 1982). Το ποσοστό αυτό αυξάνει στις εικόνες των γαλαξιών στο εγγύς υπέρυθρο, όπως δείχνει η ανάλυση των εικόνων τους (Σχ. Β΄.1). Μεταξύ των γαλαξιών με μορφολογία πολλαπλών βραχιόνων (multi-armed) στο οπτικό, αλλά που εμφανίζουν το "grandgrand design" στο εγγύς υπέ-



Σχήμα Β΄.6: Ο γαλαξίας NGC7137 που εμφανίζει τρεις βραχίονες, στο φίλτρο K (2.1μm).

ρυθρο, είναι και ο Γαλαξίας μας. Πράγματι, ενώ στο οπτικό παρατηρούνται τέσσερις βραχίονες, στο εγγύς υπέρυθρο κυριαρχούν μόνο δύο (Scutum-Centaurus και Perseus), καθώς οι άλλοι δύο αποτελούνται κατά κύριο λόγο από νέους αστέρες και αέριο (Drimel & Spergel 2001, Benjamin et al. 2005). Από παρατηρήσεις είναι σαφές ότι μεταξύ των "grandgrand design" γαλαξιών περιλαμβάνονται και αντικείμενα χωρίς εμφανή συνοδό και χωρίς (σημαντική) ράβδο. Ένας τέτοιος γαλαξίας, ο NGC2857, απεικονίζεται στο Σχ. Β΄.7, σε εικόνα από την επισκόπηση Sloan Digital Sky Survey (http://www/sdss.org).



Σχήμα B'.7: SDSS εικόνα του γαλαξία NGC2857 στο οπτικό. Είναι ένας κανονικός γαλαξίας με μορφολογία "grand design".

Ένα βασικό ερώτημα σχετικό με το "grand design" σχετίζεται με τη σπανιότητα (ουσιαστικά απουσία) αυτής της μορφολογίας στις προσομοιώσεις Ν-σωμάτων, σε μοντέλα κανονικών (μη-ραβδωτών) γαλαξιών. Όταν εμφανίζεται, διαρκεί για σχετικά μικρά χρονικά διαστήματα. Ένα παράδειγμα δίνουμε στο Σχ. Β΄.5d σε μια περίπτωση που η συγκεκριμένη σπειροειδής δομή διαρκεί λιγότερο από 1Gyr. Το γεγονός αυτό θέτει το εύλογο ερώτημα αν το "grand design" είναι παροδικό αλλά επανεμφανιζόμενο χαρακτηριστικό σε διάφορες φάσεις της εξέλιξης ενός γαλαξία. Υπό εξέταση παραμένει το θέμα, εάν σε μια τέτοια θεώρηση, οι σχετικές θέσεις των λωρίδων σκόνης, των νέων και των παλιότερων αστέρων του δίσκου όπως αυτές εμφανίζονται σε μοντέλα που λαμβάνουν υπόψη την αστρογένεση και την ανακύκλωση της μεσοαστρικής ύλης, συμφωνούν με τις αντίστοιχες παρατηρήσεις γαλαξιών.

(γ΄) Η γεωμετρία των σπειρών

Η λεπτομερής ανάλυση εικόνων κανονικών σπειροειδών γαλαξιών στο παρελθόν (Grosbøl & Patsis 1998, Grosbøl, Patsis & Pompei 2004) έδειξε ότι εντός μιας συγκεκριμένης ακτίνας οι σπείρες είναι λογαριθμικές, δηλαδή η γωνία κλίσης τους (pitch angle) παραμένει σταθερή (Σχ. Β΄.4). Όταν αυτή η ακτίνα είναι μεγαλύτερη των 2-3 μηκών κλίμακας του εκθετικού δίσκου επί του οποίου παρατηρείται η σπειροειδής δομή, έχουμε το "grand design". Σε άλλες περιπτώσεις οι δύο συμμετρικές, λογαριθμικές σπείρες εξακολουθούν να παρατηρούνται, αλλά σταματούν σε απόσταση της τάξης του ενός μήχους χλίμαχας. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις αχολουθεί μια "αχατάστατη" σπειροειδής μορφολογία (Elmegreen & Elmegreen 1995). Σε πολλές περιπτώσεις η ύπαρξη των δύο συμμετρικών σπειρών αποκαλύπτεται μετά από ανάλυση των εικόνων τους. Η ύπαρξη ενός συμμετρικού, λογαριθμικού σπειροειδούς δεν αναπαράγεται συνήθως στις προσομοιώσεις Ν-σωμάτων που αναπτύσσουν μια μορφολογία κανονικών σπειροειδών γαλαξιών με αρχετά μεταβαλλόμενη γωνία χλίσης. Σημειώνουμε ότι χατάλληλες apriori υποθέσεις για την ταχύτητα περιστροφής και το πλάτος των σπειρών μπορούν να οδηγήσουν σε ικανοποιητική αναπαραγωγή των παρατηρήσεων αχολουθώντας μοντέλα που βασίζονται είτε στη θεωρία των τροχιών με έναν φορμαλισμό αυτόνομων Χαμιλτονιανών συστημάτων, είτε στην απόχριση του αερίου στο περιστρεφόμενο βαρυτιχό πεδίο που υποθέτουμε (βλ. π.γ. Patsis et al. 1997 και εργασίες που αναφέρονται εκεί).

2. Ανάλυση πεδίων ταχυτήτων στις σπείρες

Τέλος, η επεξεργασία δεδομένων που συμβάλλει στην κατανόηση της Δυναμικής των γαλαξιών, εκτός από τη φωτομετρία μπορεί να αναφέρεται και στην κινηματική των αστέρων και του αερίου. Πληροφορίες γι αυτό μας δίνει η ανάλυση φασματοσκοπικών παρατηρήσεων, όπως στις περιπτώσεις που απαριθμούμε στη συνέχεια.

(α') Προφίλ ταχυτήτων περιστροφής Αλγόριθμοι ανάλυσης των προφίλ ταχυτήτων που καταγράφονται κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης (line-of-sight velocity profiles) έχουν αναπτυχθεί από διάφορες ομάδες (βλ. π.χ. Izzo et al. 2019). Με τη βοήθειά τους μπορεί να επιχειρηθεί η διάκριση μεταξύ περιπτώσεων στις οποίες ράβδοι και σπείρες έχουν την ίδια ή διαφορετικές ταχύτητες περιστροφής. Τέτοιες χαρακτηριστικές διαφορές έχουν καταγραφεί σε αντίστοιχα προφίλ μοντέλων Ν-σωμάτων (Patsis et al. 2001b) Επίσης, η ανάλυση της διακύμανσης αυτών των ταχυτήτων κατά μήκος συγκεκριμένων διευθύνσεων μπορεί να εντοπίσει περιοχές αυξημένης διασροβάς ταχυτήτων. Κάτι τέτοιο αποτελεί ισχυρή ένδειξη για την ύπαρξη

περιοχών που κυριαρχούν χαοτικές κινήσεις (Grosbøl 2002).

(β) Η ροή αστέρων στην περιοχή των σπειρών

Η καταγραφή της ροής των αστέρων στην περιοχή των σπειρών και η δυνατότητα διαχωρισμού των περιπτώσεων κατά τις οποίες αυτή γίνεται δια μέσου, από αυτές που γίνονται κατά μήκος των σπειρών, μπορεί να επιχειρηθεί πάλι με φασματοσχοπιχές παρατηρήσεις. Σε περίπτωση που αυτό καταστεί δυνατόν, θα μπορούσαμε να διακρίνουμε τους δυναμικούς μηχανισμούς που υποστηρίζουν τις σπείρες. Ροή δια μέσου των σπειρών σημαίνει ότι έχουμε "κανονικές", οργανωμένες κινήσεις αστέρων κατά το πρότυπο των "μεταπιπτουσών ελλείψεων" (βλ. π.χ. Πάτσης 2018, Σχ. Β2). Αντιθέτως, ροή κατά μήκους των σπειρών αναμένεται όταν οι σπείρες υποστηρίζονται από χαοτικές τροχιές που υπαγορεύονται από τις ασταθείς πολλαπλότητες που σχετίζονται με τα ασταθή σημεία Lagrange στην περιοχή της συμπεριστροφής (Patsis 2007, σχήματα 5 και 7). Σημειώνεται ότι η υπόθεση μιας μοναδικής γωνίας περιστροφής και η συνύπαρξη των δύο αυτών δυναμικών μηχανισμών αναπαράγει μορφολογίες "grand design" με ένα εσωτερικό και ένα εξωτερικό σύστημα σπειρών, όπως για παράδειγμα στους γαλαξίες NGC5248 ή NGC1566 (Σχ. Β΄.8). Η αναλυτική παρουσίαση τέτοιων περιπτώσεων έγινε στην εργασία Patsis & Tsigaridi (2017).

Οι φασματοσκοπικές παρατηρήσεις και η ανάλυσή τους δεν μπορούν ακόμη να δώσουν πάντοτε τις απαιτούμενες πληροφορίες για την αξιολόγηση των θεωρητικών μοντέλων καθώς απαιτείται καταγραφή παρατηρησιακών δεδομένων με λόγο σήματος/θορύβου S/N > 20, ενώ σε πολλές περιπτώσεις S/N > 50 (Grosbøl 2002).



Σχήμα Β'.8: Η υπόθεση μιας χοινής γωνιαχής ταχύτητας περιστροφής για ράβδο χαι σπείρες (Patsis & Tsigaridi 2017) μπορεί να δώσει σε μοντέλα απόχρισης αερίου μορφολογίες "grand design" στις οποίες συνυπάρχουν ένα εσωτεριχό σύστημα σπειρών, με βραχίονες που σημειώνονται με χίτρινα βέλη στο (a), χαι ένα εξωτεριχό, μετά την συμπεριστροφή (υποδειχνύεται με έναν χύχλο), με βραχίονες που σημειώνονται με χόχχινα βέλη. Οι εσωτεριχές σπείρες υποστηρίζονται από χανονιχές (οργανωμένες) τροχιές αστέρων, ενώ οι εξωτεριχές από χαοτιχές. Δεξιά, στο (b), δίνουμε μια ειχόνα του γαλαξία NGC5248 που εμφανίζει δύο συστήματα σπειρών.

Η ανάλυση εικόνων και η επεξεργασία παρατηρησιακών δεδομένων είναι ένας

απαραίτητος κρίκος στην αλυσίδα της Γαλαξιακής έρευνας και της κατανόησης της Δυναμικής των γαλαξιών. Είναι το βασικό εργαλείο αξιολόγησης των διαφόρων θεωριών που διατυπώνονται στον τομέα αυτό. Η συμβολή τους αναμένεται να γίνει πιο αποφασιστική στο μέλλον, καθώς η ανάπτυξη της τεχνολογίας μας δίνει πρόσβαση σε εικόνες μεγάλης ανάλυσης, ενώ ταυτοχρόνως η ανάπτυξη νέων αλγορίθμων μας επιτρέπει την ακριβέστερη περιγραφή των μορφολογικών τους χαρακτηριστικών.

Αναφορές

- 1. Benjamin R. A., Churchwell E. and Babler B. L., 2005, Astroph. J. 630, L149.
- 2. Binney J. and Tremaine S., 2008, "Galactic Dynamics", Princeton University Press.
- 3. Block D.L., Elmegreen B.G. and Wainscoat R.J., 1996, Nature 381, 674.
- 4. Bosma A., 1978. "The Distribution and Kinematics of Neutral Hydrogen in Spiral Galaxies of Various Morphological Types", PhD, Rijksuniversiteit Groningen, Netherlands.
- 5. Contopoulos G., 2002, "Order and Chaos in Dynamical Astronomy", Springer-Verlag.
- 6. Contopoulos G. and Patsis P.A. (eds), 2009, "Chaos in Astronomy", Springer-Verlag.
- 7. Drimmel R. and Spergel D. N., 2001, Astroph. J., 556, 181.
- 8. Elmegreen D.M. and Elmegreen B.G., 1982, Mon.Not.R.Astr.Soc. 201, 1021.
- 9. Elmegreen D.M. and Elmegreen B.G., 1995, Astroph. J. 445, 591.
- Grosbol P., 1993, Self-Consistent models of spiral galaxies, "Galactic Dynamics and N-body Simulations", G. Contopoulos, N.K. Spyrou, L. Vlahos (eds), Springer-Verlag.
- 11. Grosbol P., 2002, Sp.Sc. Rev. 102, 73.
- 12. Grosbol P. and Patsis P.A., 1998, Astron. Astroph. 36, 840.
- 13. Grosbol P., Patsis P.A. and Pompei E., 2004, Astron. Astroph.423, 849.
- 14. Hubble E., 1926, Astroph. J. 64, 321.
- 15. Izzo C., de Bilbao L. and Larsen J.M., 2019, FORS pipeline user manual, ESO.
- 16. Pasha I.I., 2004a, Density-Wave Spiral Theories in the 1960s. I. http://arxiv.org/pdf/astroph/0406142v1.pdf
- 17. Pasha I.I., 2004b, Density-Wave Spiral Theories in the 1960s. II. http://arxiv.org/pdf/astroph/0406143v1.pdf.

- 18. The flow through the arms of normal and barred spiral galaxies, in "Chaos in Astronomy", pg. 33-44, Springer, G. Contopoulos and P.A. Patsis (eds).
- Πάτσης Π.Α., 2018, Δυναμική τρισδιάστατων γαλαξιακών σπειρών "Νεότερες Εξελίξεις στην Αστρονομία 2018", ΚΕΑΕΜ Ακαδημίας Αθηνών, επιμέλεια Γ. Κοντόπουλος και Π.Α. Πάτσης.
- 20. Patsis P.A., Grosbol P. and Hiotelis N., 1997, Astron. Astroph. 323, 762.
- 21. Patsis P.A., Heraudeau Ph. and Grosbol P., 2001a, Astron. and Astroph. 323, 762.
- 22. Patsis P.A., Guivarch B. and Grosbol P., 2001b, Line-of-sight velocity profiles at the end of weak bars, in "Galaxy Disks and Disk Galaxies", ASP Conference Series, 230, 243, J.G. Funes, S.J. and E.M. Corsini (eds).
- 23. Patsis P.A., Skokos Ch. and Athanassoula E., 2002, Mon.Not.R.Astr.Soc. 337, 578.
- 24. Patsis P.A. and Tsigaridi L., 2017, Astr. Sp.Sc. 362, 17
- 25. Rubin V., Thonnard N. and Ford W. K. Jr., 1980, Astroph. J. 238, 471.

Γ΄ Λίγες σκέψεις για το φύλλο ρεύματος στην μαγνητόσφαιρα ενός pulsar

Ιωάννης Κοντόπουλος

Περίληψη

Η παλμική ακτινοβολία υψηλών ενεργειών ενός pulsar οφείλεται σε μαγνητική επανασύνδεση και επιτάχυνση σωματιδίων στο φύλλο ρεύματος της μαγνητόσφαιράς του. Η σύγχρονη έρευνα των αστροφυσικών αυτών μηχανισμών βασίζεται σε μεγάλο βαθμό σε πολύπλοκες αριθμητικές προσομοιώσεις, οι οποίες, όμως, δεν μπορούν από μόνες τους να δώσουν απαντήσεις χωρίς μια γενική εικόνα της συνολικής μαγνητόσφαιρας. Στην παρούσα εργασία σχολιάζουμε τους περιορισμούς των σύγχρονων αριθμητικών προσομοιώσεων και εξηγούμε πώς διοχετεύεται ηλεκτρομαγνητική ενέργεια στο φύλλο ρεύματος.

Γ΄.1 Εισαγωγή

Το νεφέλωμα του Καρκίνου στον αστερισμό του Ταύρου προέκυψε από την έχρηξη του υπερκαινοφανούς (supernova) SN 1054 που παρατηρήθηκε το έτος 1054 μΧ σε απόσταση 6,000 ετών φωτός από την γη (Σχ. Γ΄.1). Στο κέντρο της έκρηξης δημιουργήθηκε ένας ισχυρά μαγνητισμένος αστέρας νετρονίων που σήμερα περιστρέφεται 30 φορές το δευτερόλεπτο², ο γνωστός pulsar του Καρχίνου (Crab pulsar) με την επιστημονική ονομασία PSR B0531+21. Ο κεντρικός pulsar εκπέμπει έναν άνεμο ηλεκτρονίων, ποζιτρονίων και ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας Poynting³, και η ταχύτητα περιστροφής του επιβραδύνεται με μετρήσιμο ρυθμό. Το νεφέλωμα εχπέμπει ακτινοβολία synchrotron από τα ραδιοκύματα μέχρι τις ακτίνες γ (σχήμα 1 μπλε σημεία) με λαμπρότητα που αντιστοιχεί σε σημαντικό ποσοστό της απώλειας περιστροφικής ενέργειας του κεντρικού αστέρα. Χωρίς κάποιον μηχανισμό επανενεργοποίησής τους, τα ηλεκτρόνια θα έχαναν την ενέργειά τους πολύ σύντομα, και το νεφέλωμα θα έπαυε να ακτινοβολεί σε χίλια περίπου χρόνια. Συμπεραίνουμε, λοιπόν, ότι το νεφέλωμα ενεργοποιείται διαρχώς από τον άνεμο ηλεχτρονίων, ποζιτρονίων και ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που εκπέμπει το κεντρικό pulsar. Τα παραπάνω ήταν γνωστά ήδη από την δεκαετία του 60 (Pacini 1967, Gold 1969), την επογή, δηλαδή, που αναχαλύφθηκε το πρώτο pulsar, και ισχύουν για όλα τα περίπου 3000 γνωστά pulsars.

Το νέο στοιχείο που έγινε γνωστό τα τελευταία μόλις 10 χρόνια, από παρατηρήσεις του δορυφορικού παρατηρητηρίου Fermi που εκτοξεύτηκε το 2008, είναι ότι ένα επιπλέον σημαντικό ποσοστό της απώλειας ενέργειας του κεντρικού αστέρα εκλύεται με την μορφή παλμικής ακτινοβολίας ακτίνων X και γ (Σχ. Γ΄.1 μαύρα σημεία, Σχ. Γ΄.2). Στην προσπάθειά μας να κατανοήσουμε πώς μεταφέρεται η κινητική ενέργεια περιστροφής του κεντρικού αστέρα στο περιβάλλον

²Σημερινός παρατηρούμενος ρυθμός περιστροφής.

³Παρόμοια με αυτήν ενός περιστρεφόμενου μαγνητικού διπόλου στο κενό.

νεφέλωμα και πώς ένα εξίσου σημαντικό ποσοστό της χάνεται κοντά στον αστέρα με την μορφή παλμικής ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολία υψηλών ενεργειών, έχουν αναπτυχθεί δεκάδες θεωρητικά μοντέλα (Force-Free Electrodynamics—FFE, ideal και dissipative Magneto-Hydrodynamics—MHD, Aristotelian Electrodynamics—AE, Strong-Field Electrodynamics—SFE, κλπ.) και έχουν πραγματοποιηθεί εκατοντάδες αριθμητικές προσομοιώσεις διαφόρων τύπων (single fluid FFE & MHD, multiple fluid, quasi-spectral FFE & AE, Particle-In-Cell—PIC, κλπ.).



Σχήμα Γ΄.1: Το νεφέλωμα και ο pulsar του Καρκίνου στον αστερισμό του Ταύρου. Αριστερά: Εικόνα ακτίνων Χ από το διαστημικό παρατηρητήριο Chandra. Ο εσώτατος δακτύλιος με ακτίνα 0.1pc αποτελεί το κρουστικό κύμα τερματισμού (termination shock) του ανέμου ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων που προέρχεται από τον κεντρικό pulsar. Δεξιά: Φάσμα συνεχούς ακτινοβολίας του νεφελώματος (μπλε σημεία) και παλμικής ακτινοβολίας του pulsar (μαύρα σημεία). Το νεφέλωμα εκπέμπει ακτινοβολία synchrotron η οποία ενεργοποιείται από τον άνεμο του κεντρικού pulsar. Η προέλευση της παλμικής ακτινοβολίας σχετίζεται με μαγνητική επανασύνδεση στο φύλλο ρεύματος της μαγνητόσφαιρας.



Σχήμα Γ'.2: Λαμπρότητα παλμιχής ακτινοβολίας ακτίνων γ L_{γ} των 200 περίπου pulsars που παρατηρήθηκαν με τον δορυφόρο Fermi, ως συνάρτηση του ρυθμού απώλειας ενέργειας περιστροφής του κεντρικού αστέρα É. Παρατηρούμε ότι ένα ποσοστό 1-100% του È μετατρέπεται σε παλμιχή ακτινοβολία υψηλών ενεργειών (οι υπερβάσεις $L_{\gamma} > \dot{E}$ οφείλονται στην αβεβαιότητα προσδιορισμού της απόστασης του αντίστοιχου pulsar).

Από την προσπάθεια αυτή πολλών ερευνητικών ομάδων, καταλήξαμε στο συμπέρασμα ότι το σημαντικότερο ίσως στοιχείο της μαγνητόσφαιρας ενός pulsar είναι το **φύλλο ρεύματος** που αναπτύσσεται εκτός του **κυλίνδρου φωτός**⁴. Εκεί αναμένουμε απώλεια ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας λόγω μαγνητικής επανασύνδεσης η οποία οδηγεί σε σχετικιστική επιτάχυνση σωματιδίων με παράγοντες Lorentz $10^7 - 10^8$. Τα σχετικιστικά αυτά σωματίδια εκπέμπουν στη συνέχεια ακτίνες X και γ λόγω καμπύλωσης της τροχιάς τους (curvature radiation) ή αντίστροφης σκέδασης Compton (inverse Compton). Λόγω της τρισδιάστατης δομής της περιστρεφόμενης μαγνητόσφαιρας, η ακτινοβολία αυτή, όταν παρατηρείται από την γη, είναι παλμική.

Πριν προχωρήσουμε, θα θέλαμε να θυμίσουμε στον αναγνώστη την προέλευση του μαγνητοσφαιριχού φύλλου ρεύματος. Η περιστροφή του μαγνητισμένου αστέρος προχαλεί ηλεχτριχή πόλωση της αγώγιμης επιφάνειάς του χαι ανάπτυξη ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων, τα οποία αποσπούν από τους πόλους του αστέρος και εκτοξεύουν προς τα έξω ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια, ίσως και πρωτόνια. Η ροή των σωματιδίων αυτών αντιστοιχεί σε ηλεκτρικό ρεύμα το οποίο διαρρέει την μαγνητόσφαιρα από τους πόλους του αστέρος μέχρι το άπειρο. Το ρεύμα αυτό σχετίζεται με την επιβράδυνση της περιστροφής και με την μεταφορά ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας σε μεγάλες αποστάσεις από την επιφάνεια του αστέρος. Η πρώτη αυτοσυνεπής λύση της μαγνητόσφαιρας (Contopoulos, Kazanas & Fendt 1999-CKF) κατέληξε σε ένα πολύ σημαντικό συμπέρασμα: Το κάθε ένα από τα 2 ημισφαίρια της μαγνητόσφαιρας (βόρειο και νότιο) διαρρέεται από μη μηδενικό ηλεκτρικό ρεύμα. Από μόνο του, κάτι τέτοιο θα οδηγούσε σε συνεχή ηλεκτρική φόρτιση του κεντρικού αστέρα. Η λύση σε αυτό το πρόβλημα είναι ότι το ηλεκτρικό κύκλωμα αναγκαστικά κλείνει με ένα φύλλο ρεύματος επιστροφής (return current) στην διεπιφάνεια ανάμεσα στα δύο μαγνητοσφαιρικά ημισφαίρια. Το φύλλο ρεύματος εκτείνεται από το άπειρο μέχρι τον χύλινδρο φωτός, χαι στη συνέχει διαχωρίζεται σε δύο τμήματα χατά μήχος της διεπιφάνειας (separatrix) ανάμεσα στις ανοικτές και στις κλειστές μαγνητικές γραμμές. Η σημείο όπου το φύλλο ρεύματος επιστροφής του ισημερινού διαχωρίζεται στα δύο ονομάζεται σημείο Υ.

Ο αναγνώστης μπορεί να αντιληφθεί ότι ένα τέτοιο φύλλο ρεύματος αποτελεί μια ασυνέχεια μέσα στην μαγνητόσφαιρα η οποία είναι πολύ δύσκολο να μελετηθεί με αναλυτικές και αριθμητικές μεθόδους. Πιστεύουμε ότι αυτός ήταν και ο κύριος λόγος που η εύρεση της λύσης της μαγνητόσφαιρας καθυστέρησε 3 δεκαετίες μετά την πρώτη διατύπωση του θεωρητικού μοντέλου που την περιγράφει (Goldreich & Julian 1969—GJ). Στην παρούσα εργασία θα κάνουμε μια σύντομη κριτική των προβλημάτων που παρουσιάζουν οι σύγχρονες αριθμητικές προσομοιώσεις της μαγνητόσφαιρας, και θα σχολιάσουμε τον μηχανισμό μαγνητικής επανασύνδεσης στο φύλλο ρεύματος εκτός του κυλίνδρου φωτός ο οποίος πιστεύεται ότι είναι υπεύθυνος για την παραγωγή της παλμικής ακτινοβολίας υψηλών ενεργειών.

⁴Κύλινδρος φωτός (light cylinder) ονομάζεται ο γεωμετρικός τόπος των σημείων που απέχουν απόσταση $r_{ls} \equiv c/\Omega$ από τον άξονα περιστροφής και στα οποία η ταχύτητα συμπεριστροφής με τον αστέρα είναι ίση με την ταχύτητα του φωτός ($\Omega \equiv 2\pi/P$ είναι η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του αστέρος, P είναι η περίοδος περιστροφής, και c είναι η ταχύτητα του φωτός).

Γ΄.2 Περιορισμοί των αριθμητικών προσομοιώσεων

Οι αριθμητικές προσομοιώσεις μας βοηθούν να κατανοήσουμε πώς λειτουργούν οι πραγματικοί pulsars. Μπορεί, όμως, να μας οδηγήσουν και σε λανθασμένα συμπεράσματα αν δεν λάβουμε υπ' όψιν μας τους σοβαρούς περιορισμούς που παρουσιάζουν.

Γ'.2.1 Κυβάκια Lego

Ένας αστέρας νετρονίων έχει ακτίνα περίπου 10km. Για τυπικές περιόδους περιστροφής 0.01 – 1sec, ο χύλινδρος φωτός βρίσχεται σε απόσταση πολλές χιλιάδες φορές μεγαλύτερη από την ακτίνα του αστέρος. Η περιοχή γύρω από τον μαγνητικό πόλο του αστέρος από την οποία εκφύονται οι μαγνητικές γραμμές που διασχίζουν τον κύλινδρο φωτός (οι λεγόμενες ανοικτές γραμμές) είναι μέχρις εκατό φορές μικρότερη από την ακτίνα του αστέρος. Είναι, λοιπόν, αδύνατον να ελπίζουμε ότι αριθμητικές προσομοιώσεις σε 3 διατάσεις (3D) θα έχουν αντίστοιχη ανάλυση (resolution) κοντά στον αστέρα και στην εξωτερική μαγνητόσφαιρα πέραν του κυλίνδρου φωτός, με πιθανή εξαίρεση τους pulsars περιόδου μεριχών χιλιοστών του δευτερολέπτου (millisecond pulsars). Οι καλύτερες σύγχρονες αριθμητικές προσομοιώσεις σε 3 διαστάσεις έχουν ανάλυση λίγων μόλις εκατοντάδων πλεγματικών σημείων ανά κατεύθυνση εντός του χυλίνδρου φωτός. Η ανάλυση αυτή είναι ανεπαρχής για την περιγραφή σημαντικών χαρακτηριστικών της μαγνητόσφαιρας τα οποία παρατηρούνται μόνον σε προσομοιώσεις 2 διαστάσεων υπερυψηλής ανάλυσης. Πριν από 13 χρόνια, ο Timokhin (2006) μελέτησε την αξονοσυμμετρική χρονο-αμετάβλητη μαγνητόσφαιρα με ανάλυση 10000 περίπου πλεγματικών σημείων ανά χωρική διεύθυνση. Η ανάλυση αυτή, αν και παραμένει ανεπαρκής για την μελέτη του φύλλου ρεύματος το οποίο έχει πάχος μερικών μόλις χιλιοστών, μας δίδαξε ότι η μαγνητόσφαιρα παρουσιάζει πολύ ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά γύρω από το σημείο Υ στην άκρη της περιοχής κλειστών μαγνητικών γραμμών κοντά στον κύλινδρο φωτός τα οποία είναι αδύνατον να παρατηρηθούν σε προσομοιώσεις 3 διαστάσεων:

- 1. Το πολοειδές μαγνητικό πεδίο και το ηλεκτρικό πεδίο μηδενίζονται λίγο πιο έξω από το σημείο Υ. Αντίστοιχα μηδενίζεται και η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου στην ίδια περιοχή (Uzdensky 2003).
- 2. Το φύλλο ρεύματος κατά μήκος της διεπιφάνειας ανάμεσα στις ανοικτές και κλειστές μαγνητικές γραμμές είναι φορτισμένο με φορτίο αντίθετο αυτού του φύλλου ρεύματος στον ισημερινό εκτός του κυλίνδρου φωτός. Η πυκνότητα φορτίου αλλάζει πρόσημο ασυνεχώς στο σημείο Υ.
- Καθώς πλησιάζουμε το σημείο Υ από μικρότερες ακτίνες, το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό του αυξάνονται απότομα (Uzdensky 2003, Kalapotharakos & Contopoulos 2009).

Τα παραπάνω χαρακτηριστικά του φύλλου ρεύματος χάνονται στις αριθμητικές προσομοιώσεις 3 διαστάσεων. Προβληματισμό προκαλεί επίσης το γεγονός ότι, προκειμένου να προσδιορίσουμε τις ενεργειακές απώλειες του pulsar (οι οποίες καθορίζουν και τον ρυθμό επιβράδυνσης της περιστροφής), πρέπει να γνωρίζουμε την ακριβή θέση του σημείου Υ γιατί αυτή καθορίζει επακριβώς πόσες μαγνητικές γραμμές παραμένουν κλειστές, και πόσες μεταφέρουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία Poynting πέραν του χυλίνδρου φωτός. Σε πολλές χρονο-εξαρτώμενες προσομοιώσεις που ξεχινούν από ένα μαγνητικό δίπολο το οποίο στη συνέχεια τίθεται σε περιστροφή έχει παρατηρηθεί ότι σε λιγότερο από μια περίοδο περιστροφής ένα σημείο Υ αναπτύσσεται για πρώτη φορά σε απόσταση $r_Y < r_{lc}$. Εντός αυτού του σημείου οι μαγνητικές γραμμές παραμένουν κλειστές, και πέραν αυτού του σημείου ανοίγουν προς το άπειρο. Στη συνέχεια, το σημείο Υ μετακινείται πολύ αργά προς τα έξω, και προσεγγίζει τον κύλινδρο φωτός ύστερα από δεκάδες περιόδους περιστροφής. Καθ' όλη την διάρχεια της μετάβασης του σημείου Υ προς τον χύλινδρο φωτός, ο αστέρας χάνει ενέργεια με ρυθμό $(r_{lc}/r_Y)^2$ φορές μεγαλύτερο από αυτόν σε σταθερή κατάσταση (Contopoulos 2005), και αυτό αποτελεί πρόβλημα όταν χρησιμοποιούμε τις αριθμητικές προσομοιώσεις για να καθορίσουμε τον ρυθμό επιβράδυνσης του αστέρος. Σε έναν πραγματικό αστέρα νετρονίων, η θέση του σημείου Υ ενδεχομένως να μην παραχολουθεί την προς τα έξω μεταχίνηση του χυλίνδρου φωτός⁵, η διερεύνηση, όμως, της μετακίνησης του σημείου Υ με αριθμητικές προσομοιώσεις παραμένει ανέφικτη.

Γ'.2.2 Death Stars

Στις ταινίες Star Wars, τα «αστέρια θανάτου» εκτοξεύουν ισχυρές ακτίνες ενέργειας. Τα πραγματικά pulsars λειτουργούν διαφορετικά. Αναπτύσσουν μια δεδομένη μαγνητοσφαιρική δομή η οποία σχετίζεται με μια δεδομένη κατανομή χωρικής πυκνότητας φορτίου ρ_{GJ} και μια δεδομένη κατανομή πυκνότητας ρεύματος φορτίου J_{CKF} . Επισημαίνουμε στο σημείο αυτό μια ξεκάθαρη διαφοροποίηση ανάμεσα στη επονομαζόμενη «πυκνότητα ρεύματος Goldreich-Julian» $J_{GJ} \equiv \rho_{GJ}$ с κατά μήκος της προς τα έξω διεύθυνσης μιας μαγνητικής γραμμής, και στην πραγματική πυκνότητα J_{CKF} CKF που απαιτεί η μαγνητόσφαιρα ώστε να ισχύουν παντού συνθήκες ιδεατής μαγνητο-υδροδυναμικής. Εν γένει, η J_{CKF} δεν έχει καμία σχέση με την J_{GJ} (μπορεί να είναι μεγαλύτερη, μικρότερη, ή να έχει ακόμα και αντίθετο πρόσημο!), εκτός από την ασυμπτωτική περιοχή $r >> r_{lc}$ όπου $J_{CKF} \rightarrow J_{GJ}$. Οι Contopoulos, Kazanas & Fendt (1999) ήταν οι πρώτοι που έδειξαν ότι η συγκεκριμένη κατανομή ηλεκτρικού ρεύματος κατά μήκος της μαγνητόσφαιρας είναι εξίσου σημαντική με την κατανομή ηλεκτρικού φορτίου Goldreich-Julian.

Το πώς η μαγνητόσφαιρα «χτίζει» την συγχεχριμένη χατανομή ρεύματος (δηλαδή, ποιος είναι ο συγχεχριμένος τύπος, η χατανομή, και η χινηματιχή των φορέων φορτίου που γεμίζουν την μαγνητόσφαιρα) παραμένει αντιχείμενο έντονης ερευνητιχής δραστηριότητας και πολλών διαφωνιών. Ενδεχομένως να υπάρχει μια απειρία δυνατών τρόπων να υποστηριχθεί η συγχεχριμένη χατανομή ρεύματος που απαιτείται από την λύση, ενδεχομένως η φύση να επιλέγει μια συγχεχριμένη χατανομή ρεύματος (την πιο «οιχονομιχή»;), όμως ένα είναι σίγουρο: το αστέρι δεν εχτοξεύει από μόνο του φορτισμένα σωματίδια. Οι αριθμητιχές προσομοιώσεις μας προβληματίζουν για έναν επιπλέον λόγο. Οπουδήποτε η πυχνότητα της ύλης μειωθεί χάτω από το αριθμητιχό όριο το οποίο μπορεί να διαχειριστεί ο αριθμητιχός χώδιχας (το λεγόμενο «χατώφλι πυχνότητας»), ο χώδιχας παρέχει ελεύθερα επιπλέον ύλη/σωματίδια στις

⁵Το φαινόμενο αυτό θα μπορούσε να ερμηνεύσει την απόχλιση τις τιμής του δείχτη πέδησης n του pulsar από την χανονιχή τιμή 3.

προβληματικές περιοχές. Έχει πολλές φορές διαπιστωθεί ότι η τιμή του κατωφλίου πυκνότητας επηρεάζει το αποτέλεσμα της αριθμητικής προσομοίωσης (Philippov, Spitkovsky & Cerutti 2015). Παρόμοια κατώφλια πυκνότητας υπάρχουν στην φύση υπό την μορφή μικροσκοπικών διεργασιών (πχ. δίδυμος γένεση ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων), όμως οι τιμές τους είναι 20 τάξεις μεγέθους μικρότερες από αυτές των σύγχρονων προσομοιώσεων. Οι σύγχρονες προσομοιώσεις τύπου Particle-In-Cell— PIC περιλαμβάνουν περίπου 10^8 σωματίδια εντός ενός όγκου της τάξεως του r_{lc}^3 , και φτάνουν τιμές της μαγνήτισης σ της τάξεως του 10^4 . Αν θεωρήσουμε ότι το μαγνητικό πεδίο του αστέρος είναι της τάξεως των 10^{12} G, τα παραπάνω αντιστοιχούν σε φορτία και μάζες σωματιδίων περισσότερο από 20 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από τον φορτίο και την μάζα του ηλεκτρονίου, και σε αριθμητικές πυκνότητες περισσότερο από 20 τάξεις μεγέθους μικρότερες.

Καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι είναι πολύ νωρίς για σωματιδιακές αριθμητικές μαγνητοσφαιρικές προσομοιώσεις «εκ πρώτων αρχών» (ab-initio PIC simulations), και ότι πρέπει να επενδύσουμε στην **ανάπτυξη υβριδικών προσομοιώσεων** όπου θα εστιάσουμε τους υπολογιστικούς μας πόρους στην περιοχή γύρω από το φύλλο ρεύματος και το σημείο Υ εντός μιας γενικής (global) λύσης ideal force-free electrodynamics (πχ. Contopoulos, Petri & Stefanou 2020). Μια τέτοια μελέτη ενδεχομένως να αναθεωρήσει δραματικά την καθιερωμένη συνολική (global) εικόνα της μαγνητόσφαιρας όπως αυτή προέχυψε από τις παραπάνω προσομοιώσεις ab-initio.

Γ΄.2.3 Εμπορικά μυστικά

Θα θέλαμε να επισημάνουμε έναν χίνδυνο που υπάρχει με τις χρονο-εξαρτώμενες αριθμητικές προσομοιώσεις της ιδεατής μαγνητο-υδροδυναμικής (ideal Force-Free MHD) ως προς την διαχείριση εκ μέρους τους των φύλλων ρεύματος. Το εσωτερικό ενός φύλλου ρεύματος αποτελεί περιοχή μη ιδεατής μαγνητο-υδροδυναμικής, και ως εκ τούτου, ένας κώδικας ideal MHD μπορεί να το διαχειριστεί μόνον ως μια μαθηματική «ασυνέχεια επαφής» (contact discontinuity). Είναι γνωστό ότι όλοι οι αριθμητιχοί χώδιχες αντιμετωπίζουν προβλήματα στις θέσεις όπου ξεχινάει η ανάπτυξη των φύλλων ρεύματος. Τα προβλήματα αυτά αντιμετωπίζονται από κάθε έναν κώδικα με ειδικές τεχνικές οι οποίες έχουν αναπτυχθεί από τον κάθε ένα προγραμματιστή ανεξάρτητα. Οι τεχνικές αυτές αποτελούν τα «μυστικά του επαγγέλματος». Πιο συγκεκριμένα, το πώς επιβάλλεται η συνθήκη της ιδεατής μαγνητο-υδροδυναμικής $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ και το πώς φροντίζουμε η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου \mathbf{E} να μην ξεπερνάει την τιμή του μαγνητικού πεδίου B σε κανένα σημείο της (ιδεατής) μαγνητόσφαιρας, και τα δύο έχουν ως έμμεσο αποτέλεσμα την επιβολή διαφορετικής χρονικής εξέλιξης για κάθε ένα διαφορετικό κώδικα. Είναι προφανώς πολύ σημαντικό οι διάφοροι κώδικες να μπορούν να αναπαραγάγουν τα λεπτομερή χαρακτηριστικά της λύσης CKF που αναφέραμε παραπάνω. Διαφορετικοί κώδικες παρουσιάζουν διαφοροποιήσεις ως προς τα αποτελέσματά τους στην περιοχή γύρω από το φύλλο ρεύματος (πχ. στρώσεις με αντίθετο φορτίο πάνω και κάτω από το φύλλο ρεύματος όπως φαίνεται στις εργασίες των Contopoulos & Kalapotharakos 2010 και Kalapotharakos, Contopoulos & Kazanas 2012, σημείο Υ εντός του χυλίνδρου φωτός, φύλλο ρεύματος που εκτείνεται πιο μέσα από το σημείο Υ, κλπ.). Δυστυχώς όμως, υπάρχουν πολύ λίγες προσομοιώσεις υψηλής ανάλυσης στην βιβλιογραφία με τις οποίες θα μπορούσε

κανείς να ελέγξει την αξιοπιστία του αριθμητικού του κώδικα, και όλες είναι αξονοσυμμετρικές χωρίς χρονική εξέλιξη (axisymmetric steady state).

Αυτό που θέλουμε να επισημάνουμε είναι ότι όλοι οι υπάρχοντες αριθμητικοί κώδικες έχουν «ρυθμιστεί» ώστε να μπορούν να αναπαραγάγουν τις λίγες γνωστές λύσεις ιδεατής μαγνητο-υδροδυναμικής που υπάρχουν στην βιβλιογραφία. Προς το παρόν δεν υπάρχουν γνωστές λύσεις σε 3 διαστάσεις για τον έλεγχο των κωδίκων σε 3 διαστάσεις. Επιπλέον, λόγω των ιδιαίτερων ρυθμίσεων του κάθε κώδικα, δεν μπορούμε να εμπιστευτούμε τις προβλέψεις τους ως προς την χρονική εξέλιξη πιο σύνθετων προσομοιώσεων όπως αυτές των μαγνητοσφαιρών ενός ζεύγους αστέρων νετρονίων. Αυτό ενδέχεται να αποτελεί πρόβλημα ως προς την προσομοίωση του πρόδρομου ηλεκτρομαγνητικού σήματος (electromagnetic precursor) που αναμένεται όταν δύο μαγνητόσφαιρες συγκρούονται κατά την προσέγγιση και συγχώνευση δύο αστέρων νετρονίων ή δύο μελανών οπών (πχ. Baker et al. 2013, Ponce et al. 2014, Crinquand, Cerutti & Dubus 2018).

Γ΄.3 Απώλεια ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας στο φύλλο ρεύματος

Θα θέλαμε να θυμίσουμε στον αναγνώστη πώς καταλήξαμε στην σημερινή εικόνα της μαγνητόσφαιρας ενός pulsar. Το αρχικό μοντέλο του «μονοπολικού επαγωγέα» (unipolar inductor) διαμορφώθηχε από τους Goldreich & Julian (1969) οι οποίοι παρουσίασαν το πρώτο σχαρίφημα της μαγνητοσφαιριχής δομής. Στην ειχόνα τους αυτή, ηλεκτρικά φορτία και ρεύματα ρέουν με τέτοιον τρόπο ώστε να αναπτύσσεται παντού μια προς τα έξω ροή Poynting $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Επιπλέον, από την πρώτη συζήτηση σχετικά με την μαγνητόσφαιρα ήταν προφανές ότι αν η μαγνητόσφαιρα είναι ιδεατή, οι μαγνητικές γραμμές πρέπει να ανοίγουν προς το άπειρο πέραν μιας απόστασης από τον άξονα περιστροφής, τον γνωστό μας κύλινδρο φωτός. Αυτό το άνοιγμα των γραμμών οδηγεί σε μια προφανή ασυνέχεια στο πολοειδές μαγνητικό πεδίο στον ισημερινό, όπως φαίνεται στο σκαρίφημα της εργασίας των Goldreich & Julian (1969). Αυτή η ασυνέχεια, όμως, δεν είναι σημαντική γιατί το πολοειδές μαγνητικό πεδίο μειώνεται πολύ γρήγορα με την απόσταση. Αυτό που είναι πολύ πιο σημαντικό είναι η ασυνέχεια στο αζιμουθιακό μαγνητικό πεδίο το οποίο ισοδυναμεί με την ανάπτυξη ενός φύλλου πολοειδούς ρεύματος στον ισημερινό της μαγνητόσφαιρας. Ο πρώτος ο οποίος προέβλεψε την ανάπτυξη του φύλλου ρεύματος ήταν ο Lyubarsky (1990), και αυτό οδήγησε σε μια πολύ σημαντική σχολή έρευνας η οποία πρότεινε ότι η επιτάχυνση του ανέμου των pulsars πραγματοποιείται ακριβώς στην περιοχή του ισημερινού φύλλου πολοειδούς ρεύματος (Lyubarsky & Kirk 2001). Παρ' όλα αυτά, το αρχικό επιχείρημα για την παρουσία του φύλλου ρεύματος βασίστηκε στην μελέτη μιας τεχνητής λύσης που εκτείνονταν μέχρι τον κύλινδρο φωτός, αλλά όχι πέραν αυτού. Προφανώς, χωρίς γνώση της γενικής λύσης της μαγνητόσφαιρας, ήταν αδύνατον εχείνη την εποχή να γνωρίζει χανείς αν ένα παρόμοιο φύλλο ρεύματος αναπτύσσεται στην μαγνητόσφαιρα ή όχι.

Η λύση στο παραπάνω πρόβλημα δόθηκε 30 χρόνια αργότερα (Contopoulos, Kazanas & Fendt 1999) και για πολλά χρόνια αντιμετωπίστηκε με σκεπτικισμό και αμφιβολία (πχ. Ogura & Kojima 2003). Επιπλέον, είναι γνωστό ότι τα φύλλα ρεύματος είναι γενικά ασταθείς δομές, οπότε το φύλλο ρεύματος που ανακάλυψαν οι Contopoulos, Kazanas & Fendt (1999) θεωρήθηκε αρχικά ότι και αυτό ήταν ασταθές.

Μερικοί προσπάθησαν να αναιρέσουν την αναχάλυψη αυτή προτείνοντας εναλλακτικές μαγνητοσφαιρικές λύσεις χωρίς φύλλα ρεύματος (Lovelace, Turner & Romanova 2006, Beskin 2010). Μόνον αφότου η αριθμητική λύση του Spitkovsky (2006) αναπαρήγαγε την λύση *CKF* ως το τελικό χρονο-ανεξάρτητο όριο μιας χρονο-εξαρτώμενης αριθμητικής εξέλιξης, τότε άρχισε η κοινότητα να λαμβάνει σοβαρά υπ'όψιν της το φύλλο πολοειδούς ρεύματος στον ισημερινό ως ένα σημαντικό κεντρικό στοιχείο της μαγνητόσφαιρας. Η αριθμητική λύση του Spitkovsky έχει επιβεβαιωθεί από πολλούς τα τελευταία 10 χρόνια (McKinney 2006, Kalapotharakos & Contopoulos 2009, Tchekhovskoy, Spitkovsky & Li 2013).

Όσο δύσκολα και αν είναι λοιπόν τα αριθμητικά προβλήματα που σχετίζονται με το φύλλο ρεύματος (και ειδικότερα με το φύλλο ρεύματος στον ισημερινό του pulsar), πρέπει να το λάβουμε σοβαρά υπ'όψιν μας και να μελετήσουμε τις ιδιότητές του (πχ. Lyubarsky 2005, Contopoulos 2007a,b,c). Οι μαγνητόσφαιρες των pulsars είναι μεγάλης κλίμακας (global) δομές οι οποίες χαρακτηρίζονται από το τι συμβαίνει και στην επιφάνεια του αστέρος (δομή του μαγνητιχού πεδίου, ρυθμός περιστροφής, διαθεσιμότητα φορτισμένων σωματιδίων) και στο φύλλο ρεύματος στον ισημερινό, αλλά όχι από το τι συμβαίνει στο «άπειρο» (όπου η μαγνητόσφαιρα αναπτύσσει συνθήχες ακτινοβολίας—radiation conditions). Πιο συγκεκριμένα, αν οι φυσικές συνθήκες στο φύλλο ρεύματος αποκλείουν την μαγνητική επανασύνδεση, το φύλλο ρεύματος λειτουργεί απλώς ως μια ασυνέχεια εξ' επαφής (contact discontinuity) και το μαγνητικό πεδίο είναι παράλληλο με αυτό ακριβώς πάνω και κάτω από αυτό. Αυτό ακριβώς υπέθεσαν οι Contopoulos, Kazanas & Fendt (1999) και όλες οι ιδεατές μαγνητουδροδυναμικές προσομοιώσεις που ακολούθησαν. Στην πράξη αυτό σημαίνει ότι η μαγνητόσφαιρα είναι ιχανή να τροφοδοτήσει το φύλλο ρεύματος με τα φορτισμένα σωματίδια που απαιτούνται για να υποστηριχθεί το ηλεκτρικό φορτίο και το ηλεκτρικό ρεύμα της ιδεατής λύσης. Όσο τα απαιτούμενα φορτία διατίθενται «ελεύθερα», δεν αναπτύσσεται υπολειπόμενο ηλεκτρικό πεδίο κατά μήκος του φύλλου ρεύματος, και δεν έχουμε μαγνητική επανασύνδεση ούτε επιτάχυνση σωματιδίων.

Θα θέλαμε, πριν προχωρήσουμε, να περιγράψουμε εν συντομία τι συμβαίνει κατά μήχος του φύλλου ρεύματος στον ισημερινό. Όπως προαναφέραμε, σε μια ασυνέχεια εξ' επαφής, το μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B}_{\parallel CS}$ είναι παράλληλο με αυτή στην μια επιφάνεια, αντιστρέφει την κατεύθυνσή του στο εσωτερικό του φύλλου ρεύματος, και καταλήγει αντιπαράλληλο με το προηγούμενο στην άλλη επιφάνεια. Αντίστοιχα, το ηλεκτρικό πεδίο $\mathbf{E}_{\perp CS}$ είναι κάθετο προς το φύλλο ρεύματος στην μια επιφάνεια, αντιστρέφει την κατεύθυνσή του στο εσωτερικό του φύλλου ρεύματος, και καταλήγει αντίθετο με το προηγούμενο στην άλλη επιφάνεια. Προφανώς, λοιπόν, το φύλλο ρεύματος είναι φορτισμένο με πυχνότητα επιφανειαχού φορτίου ίση με $\mathbf{E}_{\perp CS}/2\pi$. Σημειώνουμε ότι στην πάνω επιφάνεια του φύλλου ρεύματος, $\mathbf{E}_{\perp CS} = (r/r_{LC})B_r$. Στην ιδεατή (ideal) περίπτωση χωρίς μαγνητική επανασύνδεση δεν υπάρχει υπολειπόμενο ηλεκτρικό πεδίο $\mathbf{E}_{\parallel CS}$ παράλληλα με το φύλλο ρεύματος. Μια τέτοια συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου θα οδηγούσε την μαγνητόσφαιρα να συγκλίνει προς το φύλλο ρεύματος με ταχύτητα σύγκλισης

$$v_{convergence} = \frac{\mathbf{E}_{\perp CS} \times \mathbf{B}_{\perp CS}}{\mathbf{B}^2} c \tag{3.1}$$

Επισημαίνουμε ότι η διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου $E_{||CS}$ είναι ίδια με αυτή του ηλεκτρικού ρεύματος στο εσωτερικό του φύλλου ρεύματος, άρα είναι κάθετη

με την συνιστώσα $B_{||CS}$. Επιπλέον, η συνιστώσα αυτή του ηλεκτρικού πεδίου είναι συνεχής (έχει δηλαδή την ίδια διεύθυνση) καθώς διασχίζουμε το φύλλο ρεύματος. Η συνιστώσα αυτή καλείται συνιστώσα επανασύνδεσης, και στην περιοχή ιδεατής μαγνητο-υδροδυναμικής πάνω και κάτω από το φύλλο ρεύματος είναι ίση με $E_{||CS} = (r/r_{LC})B_z$.

Αν αναρωτηθεί λοιπόν κανείς γιατί η συνιστώσα αυτή είναι διάφορη του μηδενός, θα μπορούσε να σκεφτεί ότι αυτό εξαρτάται από τον ρυθμό απώλειας ενέργειας στο φύλλο ρεύματος, ο οποίος προφανώς σχετίζεται με τις μικροσκοπικές συνθήκες στο φύλλο ρεύματος. Από την άλλη, ο ρυθμός απώλειας ενέργειας στο φύλλο ρεύματος είναι ίσος με τον ρυθμό με τον οποίο ηλεκτρομαγνητική ενέργεια Poynting συγκλίνει προς το φύλλο ρεύματος, ο οποίος προφανώς καθορίζεται από τη τιμή της συνιστώσας $E_{||CS}$. Το ερώτημα λοιπόν «ποιος φυσικός μηχανισμός οδηγεί στην απώλεια ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας στην μαγνητόσφαιρα;» θυμίζει το ερώτημα «η κότα έκανε το αυγό ή το αυγό την κότα;». Ο ρυθμός απώλειας ενέργειας στο φύλλο ρεύματος καθορίζεται από τις τοπικές συνθήκες μαγνητικής επανασύνδεσης και επιτάχυνσης σωματιδίων, ή μήπως η μεγάλης κλίμακας (global) δομή της μαγνητόσφαιρας εξαναγκάζουν την ηλεκτρομαγνητική ενέργεια Poynting να διοχετευτεί προς τον ισημερινό;

Σε σταθερή κατάσταση (steady state), υπάρχει ισορροπία ανάμεσα στην ροή Poynting $E_{\perp CS} \times B_{\perp CS}$ που εισέρχεται στο φύλλο ρεύματος και στον ισοδύναμο ρυθμό απώλειας $E_{\perp CS}^2$ ενέργειας στο φύλλο ρεύματος (ορίσαμε εδώ την ισοδύναμη παράμετρο απωλειών η ως $J_{CS} = E_{||CS}/\eta$). Άρα, το υπολειπόμενο ηλεκτρικό πεδίο μέσα στο φύλλο ρεύματος είναι ίσο με

$$E_{||CS} = \frac{2\eta}{lc} B_{\perp CS} \equiv \frac{2}{r_m} B_{\perp CS}, \qquad (3.2)$$

όπου, l είναι το πάχος του φύλλου ρεύματος, και R_m είναι ο μαγνητικός αριθμός Reynolds (ή αριθμός Lundquist) που βασίζεται στο l και στην ταχύτητα του φωτός. Δυστυχώς και πάλι, η παραπάνω εξίσωση δεν απαντάει στην ερώτηση του ποιος καθορίζει τον ρυθμό απώλειας ενέργειας. Όπως θα δούμε στην συνέχεια, οι εντοπισμένες αριθμητικές προσομοιώσεις δεν επαρκούν για να δώσουν σαφή απάντηση στην ερώτηση αυτή.

Γ΄.3.1 Αυθόρμητη σχετικιστική μαγνητική επανασύνδεση τύπου Petschek

Αν υποθέσουμε ότι αναπτύσσεται ένα φύλλο ρεύματος χωρίς απώλειες και όσες μαγνητικές γραμμές διασχίζουν τον κύλινδρο φωτός συνεχίζουν προς το άπειρο. Ακόμα και χωρίς επιπλέον εξωτερική οδήγηση, ένα παρόμοιο φύλλο ρεύματος είναι ασταθές ως προς την **αυθόρμητη σχετικιστική επανασύνδεση τύπου Petschek** (Cowley 1985). Πολύ σημαντική δουλειά σε αυτό το πρόβλημα έχει κάνει ο Lyubarsky (πχ. Lyubarsky 1996, 2005). Ένα απλό φυσικό ανάλογο είναι ένας λεπτός επίπεδος αγωγός που διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα. Στην περίπτωση αυτή, το μαγνητικό πεδίο πάνω και κάτω από τον αγωγό είναι παράλληλο προς το επίπεδο του αγωγού και κάθετο προς την διεύθυνση του ηλεκτρικού ρεύματος. Η πηγή του πεδίου είναι το ηλεκτρικό ρεύμα στο φύλλο ρεύματος. Αν αφαιρέσουμε κάθε πηγή ρεύματος και θεωρήσουμε ότι ο αγωγός έχει πεπερασμένη αγωγιμότητα, το φύλλο ρεύματος θα αρχίσει να απορροφά ηλεκτρομαγνητική ενέργεια από πάνω και από κάτω, και το ρεύμα θα συνεχίσει να ρέει όσο η δεξαμενή μαγνητικού πεδίου δεν αδειάζει, δηλαδή όσο υπάρχει μαγνητικό πεδίο πάνω και κάτω από τον αγωγό. Στην περίπτωση αυτή, η πεπερασμένη αγωγιμότητα του επίπεδου αγωγού οδηγεί σε αυθόρμητη απώλεια ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας.

Σύμφωνα με τις εργασίες των Cowley (1985) και Lyubarsky (2005), γύρω από το φύλλο ρεύματος αναπτύσσεται μια ταχύτητα επανασύνδεσης $v_{converge} \sim 0.1c$ η οποία αντιστοιχεί στην μέγιστη δυνατή ταχύτητα προσέγγισης επανασύνδεσης τύπου Petschek $v_{maxPetschek} \sim (\pi/8) \ln(R_m)c$, δηλαδή, το ηλεκτρικό πεδίο επανασύνδεσης είναι ανεξάρτητο από τις συγκεκριμένες συνθήκες που επικρατούν στον φύλλο ρεύματος. Αυτό έχει αναδειχθεί και με τοπικές αριθμητικές προσομοιώσεις του φύλλου ρεύματος (Sironi, Spitkovsky & Arons 2013, Philippov & Spitkovsky 2018). Η παραπάνω ταχύτητα προσέγγισης στο φύλλο ρεύματος σχετίζεται με την ροή του ρευστού εκτός του φύλλου ρεύματος. Η ροή αυτή αναπτύσσεται κάθετα και παράλληλα με τις μαγνητικές γραμμές έτσι ώστε $v_{converge}^2 + v_{||CS}^2 \sim v_{drift}^2$. Η ταχύτητα $v_{drift} \equiv (\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2)c$ είναι η ταχύτητα μετάπτωσης (drift) στην μαγνητόσφαιρα ακριβώς έξω από το φύλλο ρεύματος, και είναι μια δεδομένη συνάρτηση των μαγνητικών και ηλεκτρικών πεδίων στην ιδεατή (ideal) μαγνητόσφαιρα. Ισχύει επίσης ότι $v_{||CS}/v_{converge} = B_r/B_z$, οπότε ισοδύναμα

$$\frac{B_r}{B_z} = \sqrt{\left(\frac{v_{drift}}{0.1c}\right)^2 - 1} = \sqrt{100\frac{(\mathbf{E} \times \mathbf{B})^2}{B^4} - 1}$$
(3.3)

αχριβώς πάνω και κάτω από το φύλλο ρεύματος στον ισημερινό. Ως εκ τούτου, η γωνία εισόδου του μαγνητιχού πεδίου στο φύλλο ρεύματος είναι συνάρτηση του ίδιου του μαγνητικού (και ηλεκτρικού πεδίου) έξω από το φύλλο ρεύματος, δηλαδή είναι μονοσήμαντα καθορισμένη από τις συνθήκες εκτός του φύλλου ρεύματος (πχ. συνθήχες ideal MHD). Με βάση, λοιπόν, την παραπάνω τοπιχή θεώρηση του φύλλου ρεύματος, οι απώλειες ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας στο φύλλο ρεύματος είναι και αυτές δεδομένες. Ο μόνος τρόπος να κατανοήσουμε τις παρατηρήσεις στο σχήμα 2, είναι η παρατηρούμενη διασπορά να οφείλεται στην διασπορά γωνιών ανάμεσα στον άξονα περιστροφής και στον μαγνητικό άξονα του αστέρος. Είναι γνωστό ότι όσο η γωνία αυτή πλησιάζει τις 90 μοίρες, τόσο μιχρότερη είναι η τιμή του ρεύματος επιστροφής στο φύλλο ρεύματος, άρα τόσο μιχρότερη είναι η αναμενόμενη απώλεια ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας στο φύλλο ρεύματος. Αναμένουμε, λοιπόν, ότι το ποσοστό απωλειών ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας υψηλών ενεργειών θα κυμαίνεται από μια πολύ μιχρή τιμή της τάξης του 1% προχειμένου για ορθογώνιους περιστροφείς, έως μια μέγιστη τιμή χοντά στο 100% για έναν αξονοσυμμετριχό pulsar. Τα παραπάνω πρόχειται να ελεγχθούν σύντομα με αριθμητιχές προσομοιώσεις.

Θα θέλαμε να εκφράσουμε τον προβληματισμό μας ως προς το ότι η επανασύνδεδη τύπου Petschek δεν διαρκεί για πολύ χρόνο. Όπως φαίνεται στις αριθμητικές προσομοιώσεις, κατά μήκος του φύλλου ρεύματος σχηματίζονται κλειστές μαγνητικές νησίδες, και όταν όλο το φύλλο ρεύματος γεμίσει με παρόμοιες νησίδες, ο μηχανισμός διαίρεσης και επανασχηματισμού τους κορέννυται. Τα παραπάνω δεν αποκλείουν φυσικά την εμφάνιση μεμονωμένων εντοπισμένων επεισοδίων επανασύνδεσης τα οποία μπορεί να οδηγήσουν σε εκλάμψεις ακτινοβολίας υψηλής ενέργειας ή/χαι ραδιοφωνικής εκπομπής (Philippov & Spitkovsky 2018, Philippov et al. 2019). Αν ο προβληματισμός μας επαληθευθεί, αυτό θα σημαίνει ότι τα αποτελέσματα των εντοπισμένων αριθμητικών προσομοιώσεων, όσο συναρπαστικά και αν φαίνονται, δεν περιγράφουν αυτό που συμβαίνει στην πραγματική μαγνητόσφαιρα.

Γ.3.2 Εξαναγκασμένη μαγνητική επανασύνδεση

Σε μια πρόσφατη σειρά εργασιών μας (Contopoulos 2019, Contopoulos & Stefanou 2019, Contopoulos, Petri & Stefanou 2020) προτείναμε ότι ο παράγοντας που καθορίζει τον ρυθμό μαγνητικής επανασύνδεσης είναι η ανάγκη τροφοδοσίας του φύλλου ρεύματος με φορείς φορτίου. Στις εργασίες αυτές δείξαμε ότι η τροφοδοσία από τον κεντρικό αστέρα δεν επαρκεί, και ότι απαιτείται επιπλέον τροφοδοσία εκτός του χυλίνδρου φωτός. Κάτι τέτοιο θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί με επιτόπου δίδυμο γένεση ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων (Philippov & Spitkovsky 2018). Θεωρούμε, όμως, πιο πιθανό ένα ποσοστό των μαγνητικών γραμμών που διέρχονται από τον κύλινδρο φωτός να συγκλίνουν στη συνέχεια προς το φύλλο ρεύματος. Οι γραμμές αυτές μεταφέρουν τους αναγκαίους φορείς φορτίου, και ταυτόχρονα διοχετεύουν ηλεκτρομαγνητική ενέργεια Poynting προς το φύλλο ρεύματος όπου, μέσω μαγνητικής επανασύνδεσης, επιταχύνουν σωματίδια σε σχετικιστικές ενέργειες. Η θεώρηση αυτή του φύλλου ρεύματος είναι συμπληρωματική προς αυτήν της αυθόρμητης σχετικιστικής επανασύνδεσης τύπου Petcheck. Στην περίπτωση αυτή, η μαγνητική επανασύνδεση στο φύλλο ρεύματος επιβάλλεται (εξαναγκάζεται) από την ίδια την μαγνητόσφαιρα. Και στην περίπτωση αυτή ισχύει ο ίδιος προβληματισμός όπως χαι στην περίπτωση της αυθόρμητης επανασύνδεσης. Προχειμένου να χατανοήσουμε την παρατηρούμενη διασπορά τιμών στο σχήμα 2, αναμένουμε ότι και στην περίπτωση της εξαναγκασμένης μαγνητικής επανασύνδεσης, το ποσοστό απωλειών ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας υψηλών ενεργειών θα εξαρτάται από την γωνία ανάμεσα στον άξονα περιστροφής και στον μαγνητικό άξονα. Και αυτό το συμπέρασμα πρόκειται να ελεγχθεί σύντομα με αριθμητικές προσομοιώσεις.

Γ.3.3 Το μαγνητοσφαιρικό σημείο Υ

Ένα φύλλο ρεύματος έχει πάχος συγκρίσιμο με την γυρο-ακτίνα των σωματιδίων από τα οποία αποτελείται. Ως γνωστόν, τα σωματίδια αυτά ακολουθούν φιδοειδείς κινήσεις (Cerutti, Philippov & Spitkovsky 2016, Contopoulos & Stefanou 2019). Στην περίπτωση μάλιστα που υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο επανασύνδεσης, τα σωματίδια επιταχύνονται κατά μήκος αυτού του πεδίου ακολουθώντας τροχιές τύπου Speiser, δηλαδή φιδοειδείς κινήσεις οι οποίες «ξεχειλώνουν» κατά την διεύθυνση του πεδίου, και γίνονται όλο και πιο στενές κατά το πάχος του φύλλου ρεύματος. Στην περίπτωση του φύλλου ρεύματος στον ισημερινό των pulsars, ο ένας τύπος φορέων κινείται ομαλά προς τα έξω, ενώ ο αντίθετος τύπος φορέων επιταχύνεται προς τα μέσα ακολουθώντας πολύπλοκες τροχιές οι οποίες εκτείνονται σε όλο και μεγαλύτερες αποστάσεις από τον ισημερινό (Contopoulos 2007c, Philippov, Spitkovsky & Cerutti 2015, Contopoulos & Stefanou 2019).

Η γυροακτίνα ενός σωματιδίου καθορίζεται από την κινητική ενέργεια του σωματιδίου κάθετα προς το μαγνητικό πεδίο. Στην μαγνητόσφαιρα των pulsars η ενέργεια αυτή χάνεται γρήγορα λόγω παραγωγής ακτινοβολίας καμπύλωσης (curvature radiation), η γυροακτίνα του σωματιδίου γίνεται όλο και μικρότερη, και το πάχος του φύλλου ρεύματος όλο και στενότερο. Στο όριο μηδενικής γυροακτίνας, η κατάρρευση του φύλλου ρεύματος μπορεί να συγκρατηθεί μόνον από το ίδιον ηλεκτροστατικό φορτίο το οποίο προχαλεί ίδια ηλεχτροστατιχή άπωση (electrostatic self-repulsion). Αυτό ισχύει παντού εκτός από το σημείο Υ. Όπως αναφέραμε παραπάνω, το πολοειδές μαγνητικό και ηλεκτρικό πεδίο ακριβώς έξω από το σημείο Υ μηδενίζονται. Αντίστοιχα μηδενίζεται και η ηλεκτρική πυκνότητα φορτίου. Είναι λοιπόν πολύ δύσκολο να συντηρηθεί το φύλλο ρεύματος στο σημείο Υ. Η μοναδική λύση είναι να μηδενιστεί η συνολική μαγνητική πίεση έξω από το φύλλο ρεύματος, δηλαδή να μηδενιστεί και η αζιμουθιακή συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου Β_φ, μαζί με την πολοειδή συνιστώσα B_p. Αυτή η λύση έχει πολύ σημαντικές συνέπειες για την γενική δομή της μαγνητόσφαιρας. Πρώτον, αυτό σημαίνει ότι το ηλεχτριχό ρεύμα του φύλλου ρεύματος στον ισημερινό δεν συνεχίζει προς το αστέρι κατά μήκος της διαχωριστικής επιφάνειας ανάμεσα στις κλειστές και στις ανοικτές μαγνητικές γραμμές, αλλά το ηλεκτρικό κύκλωμα κλείνει μέσω της μαγνητόσφαιρας. Αν όμως δεν επιτρέψουμε στο ηλεκτρικό ρεύμα να επιστρέψει στο αστέρι κατά μήκος της διεπιφάνειας μεταξύ ανοικτών και κλειστών γραμμών (separatrix), η λύση τύπου CKF δεν μπορεί να ισχύει, και η μαγνητόσφαιρα βρίσκει μια νέα γενική λύση η οποία διαφέρει πολύ από την καθιερωμένη λύση τύπου CKF (Contopoulos, Kalapotharakos & Kazanas 2014). Όπως ήταν αναμενόμενο, η νέα αυτή λύση ισορροπίας παρουσιάζει πολύ σημαντικές απώλειες στο φύλλο ρεύματος στον ισημερινό για τον απλούστατο λόγο ότι η καθιερωμένη λύση χωρίς απώλειες είναι λύση ιδιοτιμών, άρα είναι μοναδική. Η νέα λύση αποτελεί το «νέο καθιερωμένο μοντέλο μαγνητόσφαιρας», και αναμένεται να είναι παντού ιδεατή εκτός από το φύλλο ρεύματος όπου ηλεκτρομαγνητική ενέργεια Poynting εισέρχεται σταδιακά σε αυτό εκτός του κυλίνδρου φωτός.

Υπενθυμίζουμε τον αναγνώστη ότι το σημείο Υ είναι εν γένει προβληματικό, και πολλοί συγγραφείς το έχουν μελετήσει στο παρελθόν με μεγάλη λεπτομέρεια. Είναι γνωστό ότι δεν μπορεί να πλησιάσει απείρως χοντά στον χύλινδρο φωτός γιατί στην περίπτωση αυτή η ταχύτητα συμπεριστροφής θα αγγίξει την ταχύτητα του φωτός, και το μαγνητικό και ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του θα απειριστούν. Η συνέχιση όμως του ηλεκτρικού φύλλου ρεύματος προς την εσωτερική μαγνητόσφαιρα είναι προβληματική και για έναν επιπλέον λόγο. Αναφέραμε παραπάνω ότι ο ένας τύπος σωματιδίων στο φύλλο ρεύματος του ισημερινού κινείται προς τα έξω και ο άλλος προς τα μέσα. Πρέπει, λοιπόν, να υπάρχει ένας τύπος σωματιδίων που χινείται προς τα μέσα και υποστηρίζει το φύλλο ρεύματος που επιστρέφει προς το αστέρι. Στην πράξη όμως, κάτι τέτοιο δεν είναι δυνατόν σε 3 διαστάσεις στην περίπτωση που ο μαγνητικός άξονας δεν συμπίπτει με τον άξονα περιστροφής. Στην περίπτωση αυτή το φύλλο ρεύματος αποκτάει σπειροειδή μορφή εκτός του κυλίνδρου φωτός, και μπορεί να υποστηρίξει μόνον την χίνηση των σωματιδίων που χινούνται προς τα έξω «σερφάροντας» κατά κάποιον τρόπο πάνω στο φύλλο ρεύματος που έχει την μορφή «φούστας περιστρεφόμενης μπαλαρίνας». Ο αντίθετος τύπος φορτίου δεν μπορεί να κινηθεί προς τα μέσα κατά μήκος ενός τέτοιο φύλλου ρεύματος που συμπεριστρέφεται εκτός του κυλίνδρου φωτός (ως σχηματισμός, όχι ως ύλη με σωματίδια) με το κεντρικό αστέρι.

Αναχεφαλαίωση

Αναφέραμε χάποια προβλήματα τα οποία παρουσιάζει το φύλλο ρεύματος στο σημείο όπου διαχωρίζεται στα δύο πάνω στον χύλινδρο φωτός του pulsar (σημείο Υ), και τα οποία ενδεχομένως να παρεμποδίζουν την συνέχισή του μέχρι τους πόλους του κεντρικού αστέρος. Κάτι τέτοιο μεταβάλλει δραματικά την δομή της μαγνητόσφαιρας η οποία ενδεχομένως να διαφέρει πολύ από την χαθιερωμένη ιδεατή μαγνητόσφαιρα της λύσης των Contopoulos, Kazanas & Fendt 1999. Η νέα δομή δεν μπορεί να προσδιοριστεί με τις σύγχρονες τρισδιάστατες σωματιδιαχές αριθμητιχές προσομοιώσεις εκ πρώτων αρχών (3D ab-initio global PIC) οι οποίες πρέπει να θεωρηθούν απλώς ως ενδειχτιχές. Είναι πολύ σημαντιχό να μελετήσουμε σε βάθος ποιές είναι οι τοπικές συνθήκες στο φύλλο ρεύματος εκτός του κυλίνδρου φωτός και τι συμβαίνει στο σημείο Υ της μαγνητόσφαιρας. Πιστεύουμε ότι μπορεί να υπάρξει πρόοδος στην κατανόησή μας μόνον με την ανάπτυξη «υβριδικών» αριθμητικών προσομοιώσεων οι οποίες θα συνδυάζουν ιδεατές προσομοιώσεις στο μεγαλύτερο μέρος της μαγνητόσφαιρας με εντοπισμένες σωματιδιαχές προσομοιώσεις τύπου PIC ή Aristotelian Electrodynamics στις περιοχές ενδιαφέροντος (πχ. Gruzinov 2013, Petri 2019, Cao & Young 2020, Contopoulos, Petri & Stefanou 2020). Τα παραπάνω αποτελούν αντικείμενο έρευνας και συζήτησης της διεθνούς ομάδας εργασίας (International Team) του International Space Science Institute στην Βέρνη με θέμα «Models of VHE Emission in Pulsars: Evaluation of the Current State-of-the-Art and Future Prospects».

Αναφορές

- Baker J. G., Giacomazzo B., Kanner J., Kelly B. J. and Schnittman J. 2013, in AAS/High Energy Astro-physics Division, AAS/High Energy Astrophysics Division, 13, 121.01
- 2. Beskin V. S. 2010, «MHD Flows in Compact Astrophysical Objects: Accretion, Winds and Jets», Astronomy and Astrophysics Library, Springer,
- 3. Cao C. and Yang X. 2020, Astron. Astroph., in press (arXiv:191200335)
- 4. Cerutti B., Philippov A., Parfrey K. and Spitkovsky A.2015a, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 448, 606
- 5. Cerutti B., Philippov A. A. and Spitkovsky, A. 2016, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 457, 2401
- 6. Contopoulos I. 2005, Astron. Astroph., 442, 579
- 7. Contopoulos I. 2007a, Astron. Astroph., 475, 639
- 8. Contopoulos I. 2007b, Astron. Astroph., 472, 219
- 9. Contopoulos I. 2007c, Astron. Astroph., 466, 301

- 10. Contopoulos I. 2019, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 482, L50
- 11. Contopoulos I. and Stefanou P. 2019, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 487, 952
- 12. Contopoulos I., Petri J. and Stefanou P. 2020, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 491, 5579
- Contopoulos I. and Kalapotharakos C. 2010, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 404, 767
- 14. Contopoulos I., Kalapotharakos C. and Kazanas D. 2014, Astrophys. J., 781, 46
- 15. Contopoulos I., Kazanas D. and Fendt C. 1999, Astrophys. J., 511, 351
- Cowley S. W. H. 1985, «Magnetic reconnection», in «Solar System Magnetic Fields», ed. E. R. Priest, 121
- 17. Crinquand B., Cerutti B. and Dubus G. 2019, Astron. Astroph., 662, 161
- 18. Gold T. 1969, Nature, 221 (5175), 25
- 19. Goldreich P. and Julian, W. H. 1969, Astrophys. J., 157, 869
- 20. Gruzinov A. 2013, arXiv:1303.4094
- 21. Kalapotharakos C. and Contopoulos I. 2009, Astron. Astroph., 496, 495
- Kalapotharakos C., Contopoulos I. and Kazanas D. 2012, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 420, 2793
- 23. Lovelace R. V. E., Turner L. and Romanova, M. M. 2006, Astrophys. J., 652, 1494
- 24. Lyubarskii Y. E. 1990, Sov. Astron. Lett., 16, 16
- 25. Lyubarskii Y. E. 1996, Astron. Astroph., 311, 172
- 26. Lyubarsky Y. and Kirk J. G. 2001, Astrophys. J., 547, 437
- 27. Lyubarskii Y. E. 2005, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 358, L113
- 28. McKinney J. C. 2006, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 368, L30
- 29. Ogura J. and Kojima, Y. 2003, Prog. Theor. Phys., 109, 619
- 30. Pacini F. 1967, Nature, 216 (5115), 567
- 31. Petri J. 2019, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 491, L46
- 32. Philippov A. A. and Spitkovsky A. 2018, Astrophys. J. Lett., 855, 94
- 33. Philippov A. A., Spitkovsky A. and Cerutti, B. 2015, Astrophys. J. Lett., 801, L19
- Philippov A. A., Uzdensky D. A., Spitkovsky, A. and Cerutti, B. 2019, Astrophys. J. Lett., 876, L6

- Ponce M., Palenzuela C., Lehner L. and Liebling, S. L. 2014, Phys. Rev. D, 90 (4), 044007
- 36. . Sironi L., Spitkovsky A. and Arons, J. 2013, Astrophys. J., 771, 54
- 37. Spitkovsky A. 2006, Astrophys. J. Lett., 648, L51
- Tchekhovskoy A., Spitkovsky A. and Li J. G. 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 435, L1
- 39. Timokhin, A. N. 2006, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 368, 1055
- 40. Uzdensky, D. A. 2003, Astrophys. J., 598, 446

Δ΄ Η μεταβαλλόμενη ενέργεια του χενού ως μηχανισμός για την χατανόηση της χοσμιχής ιστορίας του σύμπαντος

Σπύρος Βασιλάχος

Η επιστήμη της Κοσμολογίας έχει ως στόχο την μελέτη της εξέλιξης και της δομής του Σύμπαντος συνολικ΄α αλλά και των επιμέρους δομών. Η ενδελεχής ανάλυση τόσο των διαστημικών όσο και των επίγειων παρατηρήσεων (της κοσμικής ακτινοβολίας μικροκυμάτων, πηγών ακτίνων-Χ, υπερκαινοφανών αστέρων, δομών μεγάλης κλίμακας, κτλ.) συγκλίνουν σε ένα Κοσμολογικό πρότυπο. Αυτό υποστηρίζει ότι το Σύμπαν δημιουργήθηκε με την μεγάλη έκρηξη, είναι χωρικά επίπεδο, είναι ομογενές και ισότροπο και έχει ηλικία ~ 13.8 δισεκατομμυρίων περίπου ετών. Σε αυτό το σημείο θα θέλαμε να ξεκαθαρίσουμε ότι για την σύγχρονη Κοσμολογία ως "Μεγάλη Έκρηξη" θεωρείται η εκρηκτική εκτόνωση μιας αρχικά υπέρπυκνης και υπέρθερμης κατάστασης η οποία θα μπορούσε να προέλθει από διάφορες εκφάνσεις των θεωριών κβαντικής βαρύτητας. Τα δε κύρια στοιχεία που υποστηρίζουν την ορθότητα αυτού του γενικού πλαισίου της θεωρίας και που δεν ερμηνεύονται στο σύνολο τους από καμία άλλη θεωρία είναι: (1) η διαστολή του Σύμπαντος, (2) το υπόβαθρο ακτινοβολίας μικροχυμάτων και (3) η γένεση και τα ποσοστά των ελαφρών χημικών στοιχείων.

Στην πρώιμη περίοδο το Σύμπαν πέρασε από μια φάση επιταχυνόμενης διαστολής, που ονομάζεται πληθωρισμός η οποία ήταν σύντομης χρονικής διάρκειας. Στη συνέχεια μετά από μία παρατεταμένη περίοδο στην οποία κυριαρχούσαν κατά σειρά η ακτινοβολία και η ύλη, τα τελευταία 7 δισεκατομμύρια χρόνια εισήλθε και πάλι σε φάση επιταχυνόμενης διαστολής. Μάλιστα για αυτή τους την ανακάλυψη οι Perlmutter, Riess και Schmidt τιμήθηκαν με το Νομπελ Φυσικής για το έτος 2011.

Γνωρίζουμε επίσης ότι από το συνολικό ποσό υλοενέργειας που περιέχει το Σύμπαν, μόνο το ~ 30% αποτελείται από ύλη. Παρά την τεράστια πρόοδο που έχει επιτευχθεί σε θεωρητικό άλλα και σε παρατηρησιακό επίπεδο, μέχρι σήμερα δεν γνωρίζουμε σχεδόν τίποτα για τη φύση του υπόλοιπου ~ 70% το οποίο και ευθύνεται για την σημερινή επιταχυνόμενη διαστολή του Σύμπαντος. Για το λόγο αυτό της έχει δοθεί η αινιγματική ονομασία σκοτεινή ενέργεια! Πράγματι, κατά την τελευταία δεκαετία υπάρχει έντονο ερευνητικό ενδιαφέρον στην κοινότητα των κοσμολόγων και των θεωρητικών φυσικών σχετικά με τη φύση αυτής της εξωτικής "σκοτεινής ενέργειας". Η απουσία μιας θεμελιώδους θεωρίας, όσον αφορά τον φυσικό μηχανισμό επαγωγής της κοσμική επιτάχυνσης, έχει ανοίξει ένα παράθυρο σε μια πληθώρα εναλλακτικών κοσμολογικών σεναρίων. Τα περισσότερα από αυτά τα σενάρια βασίζονται είτε στην ύπαρξη νέων πεδίων στη φύση (και άρα νέας φυσικής), ή σε κάποια τροποποίηση της γενικής σχετικότητας του Einstein σε κοσμολογικές κλίμακες.

Η κυρίαρχη σύγχρονη θεωρία για την αρχή και την εξέλιξη του Σύμπαντος (θεωρία της μεγάλης εκρήξης) υποστηρίζει ότι αυτό ξεκίνησε από μια κατάσταση πολύ υψηλής θερμοκρασίας και πυκνότητας, και έκτοτε διαστέλλεται συνεχώς. Με τη μεγάλη έκρηξη παράγεται ο ίδιος ο χωρόχρονος ο οποίος εξασφαλίζει το απαραίτητο υπόβαθρο μέσα στο οποίο το Σύμπαν εξελίσσεται. Η διαστολή του Σύμπαντος παρατηρήθηκε για πρώτη φορά από τον Αμερικανό αστρονόμο Hubble στη δεκαετία του ^{'20}, είχε όμως προβλεφθεί από τη γενικευμένη θεωρία της βαρύτητας του Einstein (Γενική Θεωρία της Σχετικότητας). Σημαντική ένδειξη για την ορθότητα της θεωρίας της μεγάλης εκρήξεως, απετέλεσε η ανακάλυψη από τους Αμερικανούς αστρονόμους Penzias και Wilson (βραβείο Νομπελ Φυσικής 1978) της λεγόμενης Κοσμικής Ακτινοβολίας Μικροκυμάτων του υπόβαθρου (για συντομογραφία ΚΑΜ), δηλαδή της αρχικής θερμικής ακτινοβολίας που γέμισε το Σύμπαν μετά την αρχική έκρηξη. Με άλλα λόγια η ΚΑΜ είναι το ενεργειακό απολίθωμα των αρχέγονων φωτονίων (η θερμοκρασία της σήμερα είναι 2.7°K περίπου). Είναι φανερό ότι η μελέτη της μας οδηγεί στο να βγάλουμε χρήσιμα συμπεράσματα για τη φυσική κατάσταση του πρώιμου Σύμπαντος. Με την ανάπτυξη της τεχνολογίας κατέστη δυνατή, κυρίως κατά την τελευταία δεκαετία, η δημιουργία χαρτών της χωρικής κατανομής της ΚΑΜ. Παρ'όλα τα θετικά στοιχεία της θεωρίας της μεγάλης έκρηξης η τελευταία σχετίζεται με το πρόβλημα της αρχικής ανωμαλίας, δηλαδή του απειρισμού της θερμοκρασίας και της πυχνότητας του Σύμπαντος κατά τη στιγμή της "έκρηξης".

Εξαιτίας της υποατομικής κλίμακας του Σύμπαντος αυτό αρχικά συμπεριφέρεται ως ένα κβαντικό σύστημα. Παρά το γεγονός ότι μέχρι σήμερα δεν έχουμε μια πλήρη θεωρία κβαντικής βαρύτητας, ο χρόνος στον οποίο τα κβαντικά φαινόμενα της βαρύτητας χυριαρχούν, ονομάζεται χρόνος Planck και λαμβάνει χώρα τα πρώτα 10^{-43} δευτερόλεπτα μετά τη μεγάλη έχρηξη. Στη συνέχεια, και μόλις 10^{-35} δευτερόλεπτα μετά τη μεγάλη έχρηξη, θεωρούμε ότι το Σύμπαν περνά σε μια φάση επιταχυνόμενης διαστολής (πληθωρισμός) η οποία δίνει μακροσκοπικές διαστάσεις στο Σύμπαν αυξάνοντας δραστικά το μέγεθος του (κατά ένα παράγοντα 10^{25}). Μέχρι στιγμής δεν γνωρίζουμε το πεδίο, αποκαλούμενο «inflaton», που προκαλεί τον πληθωρισμό, αλλά γίνονται προσπάθειες να χαθοριστούν οι ιδιότητές του από παρατηρήσεις. Η αβεβαιότητα του Heisenberg, βασική αρχή της κβαντομηχανικής, μας λέει ότι σε οποιοδήποτε κβαντικό σύστημα (άρα και το νεαρό Σύμπαν), ακόμα και όταν αυτό βρίσκεται σε χαμηλή ενεργειακή κατάσταση θα έχει ενέργεια που σχετίζεται με το "χενό", η πυχνότητα του οποίου στο πλαίσιο της χαθιερωμένης χβαντιχής θεωρίας πεδίου παραμένει σταθερή και ανεξάρτητη από τον χρόνο. Η έρευνα έχει δείξει ότι ενέργεια αυτή πρακτικά θα μπορούσε να ευθύνεται για την πρώιμη πληθωριστική περίοδο.

Το βασικό αποτέλεσμα αυτής της πληθωριστικής εποχής είναι ότι εξομαλύνει σε μεγάλο βαθμό τις αρχικές ανομοιογένειες αλλά και επιβάλλει την επίπεδη (Ευκλείδια) γεωμετρία στο χωρικό μέρος του χωρόχρονου. Στη συνέχεια σε κάποιο σημείο, δεν είμαστε σίγουροι για το πότε ή γιατί - η περίοδος αυτή της επιταχυνόμενης διαστολής τελειώνει. Εν συνεχεία η ενέργεια που την οδηγούσε μετατρέπεται σε συνηθισμένη ύλη και ακτινοβολία, και με αυτό τον τρόπο η συμβατική κοσμική ιστορία όπως προβλέπεται από τη θεωρία της μεγάλης έκρηξης αρχίζει. Αξίζει να αναφέρουμε ότι ο πληθωρισμός ενώ χαρακτηρίζεται από τους κοσμολόγους ως αναγκαία φάση στην εξέλιξη του Σύμπαντος, ενώ έχει προταθεί εδώ και 30 χρόνια περίπου, δεν βασίζεται σε κάποια θεμελιώδη φυσική θεωρία, γεγονός που συνεχίζει να κάνει τους κοσμολόγους να νοιώθουν σχετικά «άβολα». Μετά τον αρχικό πληθωρισμό, το Σύμπαν εισέρχεται στην εποχή της ακτινοβολίας όπου αρχικά έχουμε την ισοδυναμία μεταξύ της ηλεκτρομαγνητικής και της ασθενούς πυρηνικής δύναμης αλλά και τη δημιουργία των βαρυονίων (πρωτονίων, νετρονίων, κτλ) όπου το βαθμωτό πεδίο του Higgs (Νόμπελ 2013) παίζει βασικό ρόλο. Στη συνέχεια έχουμε τη δημιουργία των πυρήνων των ελαφρότερων στοιχείων του περιοδικού πίνακα (κυρίως υδρογόνου, ηλίου και πολύ λίγο λιθίου) και λίγο μετά εξαιτίας της διαστολής και της συνεπακόλουθης ψύξης που υφίσταται το Σύμπαν, τα ηλεκτρόνια σταδιακά χάνουν την κινητική τους ενέργεια και τελικά συζεύγχονται με τους ατομικούς πυρήνες για να δημιουργήσουν άτομα. Η εποχή της ακτινοβολίας διαρκεί περίπου ~ 400000 χρόνια ενώ η θερμοκρασία στο τέλος αυτής της περιόδου είναι $\sim 3000^{\circ}K$.

Κατόπιν το Σύμπαν εισέρχεται στην εποχή όπου η σημαντικότερη συνιστώσα του κοσμικού ρευστού που καθορίζει την δυναμική συμπεριφορά του Σύμπαντος είναι η ύλη (σκοτεινή και βαρυονική) που κυριαρχεί για τα επόμενα 7 δισεκατομμύρια χρόνια της ιστορίας του Σύμπαντος. Αυτή η περίοδος χαρακτηρίζεται από την δημιουργία, μέσω βαρυτικών αλληλεπιδράσεων, των κοσμικών δομών (αρχικά δομές τυπικού μεγέθους αστρικών σμηνών – και λίγο μικρότερες – και σταδιακά μεγέθους γαλαξιών και σμηνών γαλαξιών). Με την πάροδο του χρόνου όμως, η δυναμική του Σύμπαντος και η ικανότητά του να γεννά κοσμικές δομές αλλάζει. Ο ρυθμός παραγωγής γαλαξιών συνεχώς φθίνει, και η περαιτέρω δημιουργία σμηνών γαλαξιών μειώνεται δραστικά στη σημερινή εποχή μιας και η διαστολή αραιώνει συνεχώς την συγκέντρωση της ύλης και εξασθενεί τον ρόλο της βαρύτητας. Ταυτόχρονα όμως, μία «σχοτεινή» (αόρατη) μορφή ενέργειας η οποία έχει παρόμοια χαραχτηριστικά με αυτή που οδηγεί τον αρχικό πληθωρισμό αρχίζει σιγά-σιγά να κυριαρχεί. Η διατάραξη της σχέσης ύλης-«σχοτεινής» ενέργειας υπέρ της τελευταίας επέδρασε δραματικά στη μετέπειτα εξέλιξη του Σύμπαντος αλλάζοντας τον ρυθμό διαστολής του από επιβραδυνόμενο σε επιταχυνόμενο.

Συνεπώς η «σκοτεινή» ενέργεια θα λέγαμε ότι σχετίζεται με ένα νέο πεδίο. Το ρόλο της «σκοτεινής» ενέργειας θα μπορούσε να τον παίξει η Κοσμολογική σταθερά η οποία εισήχθει αρχικά από τον Einstein περίπου πριν από 100 χρόνια. Πράγματι έχει βρεθεί ότι το μοντέλο με την Κοσμολογική σταθερά ερμηνεύει πολύ καλά το παρατηρούμενο Σύμπαν. Όμως η παρατηρούμενη τιμή της είναι απείρως μικρή σε σχέση με την τιμή που πρέπει να έχει στο πρώιμο Σύμπαν ώστε να οδηγήσει τον αρχικό πληθωρισμό.

Συνοψίζοντας λοιπόν, τα βασικά ανοικτά θέματα στην σύγχρονη Κοσμολογία είναι:

- 1. Πώς μπορεί να ξεπεραστεί το πρόβλημα της αρχικής ανωμαλίας
- Με ποιό φυσικό μηχανισμό ξεκινά ο πρώιμος πληθωρισμός, πότε και γιατί τελειώνει αλλά και πώς το Σύμπαν εισέρχεται στην περίοδο της ακτινοβολίας.
- 3. Ποιός είναι ο λόγος για τον οποίο η πληθωριστική φάση «ανάβει» για λίγο στο νεαρό Σύμπαν, στη συνέχεια «σβήνει» για τα επόμενα 7 δισεκατομμύρια χρόνια και ξανακυριαρχεί στην κοσμική εξέλιξη τα τελευταία 7 περίπου δισεκατομμύρια χρόνια.
- 4. Ποιά είναι η φύση της σκοτεινής ενέργειας η οποία σχετίζεται με την παρατηρούμενη επιταχυνόμενη διαστολή του Σύμπαντος. Θεωρίες για τη φύση της «σκοτεινής» ενέργειας έχουν προταθεί πολλές (πχ. παραλλαγές της θεωρίας της βαρύτητας, νέα σωματίδια, νέα πεδία) οι οποίες μελετώνται και ελέγχονται από τους ερευνητές ως προς το κατά πόσο και εάν, επαληθεύονται από τις σύγχρονες παρατηρήσεις.

Η πρόταση της δική μας ερευνητικής ομάδας για την αντιμετώπιση των παραπάνω θεμάτων έχει να κάνει με την εφαρμογή στην Κοσμολογία της θεώρησης, ότι η ενέργεια του κενού εξελίσσεται με τον χρόνο. Με άλλα λόγια η Κοσμολογική σταθερά του Eistein δεν είναι πλεόν μια σταθερά της φύσης άλλα εξαρτάται από τον χρόνο (Κοσμολογική παράμετρος). Η θεώρηση αυτή βρίσκεται σε πλήρη αντιστοιχία με την ομογένεια και ισοτροπία του Σύμπαντος και δεν αντιτίθεται σε καμία από τις βασικές αρχές τις Κοσμολογίας. Εμείς προτείνουμε κάτι καινούργιο: αν υπάρχει η Κοσμολογική παράμετρος τότε δεν χρειζόμαστε την εισαγωγή νέων πεδίων στη φυσική ούτε την τροποποίηση της θεωρίας βαρύτητας. Η λύση των κλασσικών εξισώσεων πεδίου του Einstein μας δίνει ένα μοντέλο του Σύμπαντος που είναι απαλλαγμένο από τα παραπάνω προβλήματα. Συγκεκριμένα το Σύμπαν ξεκινά χωρίς αρχική ανωμαλία (χωρίς μεγάλη έχρηξη) ευρισχόμενο σε φάση πρώιμου πληθωρισμού (χώρος de-Sitter) ως αποτέλεσμα των κβαντικών ανωμαλιών που προέρχονται από την κβαντική βαρύτητα (θεωρία χορδών). Στη συνέχεια η γρήγορη μεταστοιχείωση του αρχέγονου κενού σε ακτινοβολία παράγει τα αρχέγονα φωτόνια της ΚΑΜ αλλά και σταματά με φυσικό τρόπο των πρώιμο πληθωρισμό. Με αυτό τον τρόπο το Σύμπαν εισέρχεται ομαλά στην εποχή της ακτινοβολίας ικανοποιώντας όλες τις αρχές του καθιερωμένου προτύπου. Τέλος, ο μηχανισμός μας σε ένα πολύ μεταγενέστερο στάδιο της ιστορίας του Σύμπαντος πρακτικά οδηγεί την Κοσμολογική παράμετρο στο να τείνει στη σημερινή παρατηρούμενη τιμή της, συνδέοντας με φυσικό και ομαλό τρόπο τον πρώιμο πληθωρισμό με την σημερινή επιταχυνόμενη διαστολή του Σύμπαντος. Ταυτόχρονα ο προβλεπόμενος ρυθμός παραγωγής των χοσμιχών δομών βρίσχεται σε απόλυτη αντιστοιχία με τις παρατηρήσεις.

Πρέπει να σημειωθεί ότι έχουμε δημοσιεύσει τον μηχανισμό μας σε διεθνή ευρωπαϊκά και αμερικανικά επιστημονικά περιοδικά με κριτές υψηλού κύρους (Monthly Notices of the Roylar Astronomical Society, Journal of Cosmology & Astroparticle Physics, Physical Review D.). Επίσης, γι'αυτή την ιδέα έχουμε λάβει σειρά τιμητικών διακρίσεων στο διεθνή διαγωνισμό βαρύτητας που γίνεται κάθε χρόνο στις ΗΠΑ: Essay Competition of Gravity Research. Μάλιστα η τελευταία διάκριση ήρθε το 2019 με την εργασία "Do we come from a Quantum Anomaly?" Η εν λόγω επιστημονική εργασία έγινε σε συνεργασία με τους καθηγητές Ν. Mavromato (London) και J. Sola (Barcelona) και δημοσιεύθηκε σε ειδική έκδοση του επιστημονικού περιοδικού Inter. Journal. of Mod. Physics D.

Ε΄ Ηλιακή Φυσική: Μορφολογική μελέτη του ΉρεμουΉλιου

Κωνσταντίνος Γοντικάκης, Ιωάννης Κοντογιάννης, Γεωργία Τσιροπούλα και Κωνσταντίνος Τζιότζιου

Ε΄.1 Εισαγωγή

Η Ηλιαχή Ατμόσφαιρα είναι το ανώτερο στρώμα του Ήλιου όπου η αχτινοβολία στα περισσότερα οπτιχά μήχη χύματος, ταξιδεύει χωρίς σημαντιχή αλληλεπίδραση με το περιβάλλον αέριο. Το χάτω όριο της ατμόσφαιρας είναι η φωτόσφαιρα που ορίζεται ως η επιφάνεια του αστέρα μας χαθώς τα χατώτερα από αυτήν στρώματα είναι αδιαφανή στην παρατήρηση με τηλεσχόπιο. Η ανώτερη ηλιαχή ατμόσφαιρα, περιλαμβάνει τη χρωμόσφαιρα, το στέμμα χαι την μεταξύ τους μεταβατιχή περιοχή. Σε αυτές τις περιοχές το ιονισμένο αέριο μπορεί να βρίσχεται σε πολύ διαφορετιχές φυσιχές συνθήχες. Οι συνθήχες αυτές περιγράφονται από φυσιχές παραμέτρους όπως για παράδειγμα η θερμοχρασία, η πυχνότητα, ο βαθμός ιονισμού των ατόμων ή η ταχύτητα του πλάσματος χαθώς χαι την δομή του μαγνητιχού πεδίου.

Τα σωματίδια, που αποτελούν το πλάσμα, εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία σύμφωνα με τις φυσικές συνθήκες στις οποίες βρίσκονται. Έτσι, στη χρωμόσφαιρα, στην οποία η θερμοκρασία κυμαίνεται από 4000 K έως περίπου 10000 K, παρατηρούμε ακτινοβολία που προέρχεται από φασματικές γραμμές του ουδέτερου υδρογόνου, καθώς και από ιόντα με μικρό βαθμό ιονισμού, όπως για παράδειγμα άνθρακα, μαγνήσιο και ασβέστιο, από τα οποία λείπει ένα ηλεκτρόνιο (μία φορά ιονισμένα). Στο στέμμα, όπου η θερμοκρασία είναι της τάξης των εκατομμυρίων Kelvin, παρατηρούμε ακτινοβολία που εκπέμπεται για παράδειγμα από ιόντα σιδήρου, πυριτίου ή ασβεστίου που είναι πολλές φορές ιονισμένα. Η μεταβατική περιοχή μπορεί να περιλαμβάνει θερμοκρασίες από 50000 K έως και 1000000 K και εκεί η εκπομπή ακτινοβολίας προέρχεται από στοιχεία με πολύ διαφορετικό βαθμό ιονισμού.

Ο ήρεμος Ήλιος είναι η περιοχή της ηλιαχής επιφάνειας που βρίσχεται μακριά από ηλιαχές χηλίδες χαι το ισχυρό μαγνητιχό τους πεδίο. Στον ήρεμο Ήλιο, η ηλιαχή ατμόσφαιρα διαμορφώνεται από την αλληλεπίδραση ανάμεσα στις χινήσεις του πλάσματος στη ζώνη μεταφοράς χαι τα μιχρής χλίμαχας μαγνητιχά πεδία (βλέπε Σχ. Ε΄.1), που βρίσχονται χάτω από την φωτόσφαιρα. Η ζώνη μεταφοράς χαραχτηρίζεται από χυψέλες χίνησης του πλάσματος που προσομοιάζουν με χοχλασμό, χάρη στον οποίο η ενέργεια από το εσωτεριχό του Ήλιου μεταφέρεται στα ανώτερα στρώματα. Στις παρατηρήσεις του ήρεμου Ήλιου στο επίπεδο της φωτόσφαιρας οι χινήσεις χοχλασμού εμφανίζονται σαν ένα πλέγμα δομών μεγέθους περίπου 1000 χιλιομέτρων που ονομάζεται χοχχίαση. Στο επίπεδο της χρωμόσφαιρας εμφανίζεται ένα πλέγμα μεγαλύτερης διάστασης που ονομάζεται δίχτυο της υπερχοχχίασης ή χρωμοσφαιριχό δίχτυο. Εχεί η χάθε δομή του πλέγματος έχει διαστάσεις της τάξης των 30000 χιλιομέτρων. Το χρωμοσφαιριχό δίχτυο σχηματίζεται επίσης από χυχλιχές χινήσεις στη ζώνη μεταφοράς.

Το μαγνητικό πεδίο αναδύεται από το εσωτερικό του Ήλιου, από την ζώνη μεταφοράς. Οι μαγνητικές δομές διαπερνούν την ηλιακή ατμόσφαιρα ενώ είναι κατά κύριο λόγο «καρφωμένες» στην φωτοσφαιρική επιφάνεια. Οι κινήσεις της φωτόσφαιρας αλληλεπιδρούν με το μαγνητικό πεδίο, με αποτέλεσμα τα μαγνητικά πεδία να παρασέρνονται στις άκρες των κυψελοειδών δομών του ήρεμου Ήλιου. Οι μαγνητικές δομές του στέμματος, συνδέονται με μαγνητικά πεδία που παρατηρούνται στο επίπεδο της φωτόσφαιρας. Τα διαφορετικά στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας αλληλεπιδρούν κυρίως μέσω του μαγνητικού πεδίου που τα διαπερνά.



Σχήμα Ε΄.1: Αναπαράσταση της ατμόσφαιρας του ήρεμου Ήλιου. Αριστερά, η τομή στο εσωτερικό του Ήλιου δείχνει τη ζώνη μεταφοράς και τις κυκλικές κινήσεις του πλάσματος της κοκκίασης και της υπερκοκκίασης που μεταφέρουν την ενέργεια από το εσωτερικό προς την επιφάνεια. Οι κινήσεις αυτές φαίνονται και στην φωτοσφαιρική επιφάνεια. Με κίτρινο χρώμα φαίνεται η Φωτόσφαιρα με το δίκτυο της κοκκίασης. Οι κινήσεις τις υπερκοκκίασης δημιουργούν το χρωμοσφαιρικό δίκτυο όπου συγκεντρώνονται μαγνητικές δομές. Με κόκκινο χρώμα φαίνονται οι χρωμοσφαιρικές δομές που σχηματίζουν πίδακες (spicules) και ψηφίδες (mottles) ή νημάτια (fibrils). Συχνά τα νημάτια σχηματίζουν ροζέτες, όταν είναι διατεταγμένα ακτινικά γύρω από τα σημεία όπου συναντώνται τρεις υπερκόκκοι. Σε περιοχές όπου το μαγνητικό πεδίου και εχεί συνήθως σχηματίζονται οι στεμματικές δομές.

Ε'.2 Επεξεργασία των Παρατηρήσεων

Παρουσιάζουμε την μελέτη μιας περιοχής ήρεμου Ηλίου η οποία παρατηρήθηκε με διαφορετικά τηλεσκόπια με εξαιρετική ανάλυση στο κέντρο του Ηλιακού δίσκου. Η παρατήρηση πραγματοποιήθηκε στις 15 Οκτωβρίου 2007 και η περιοχή παρατήρησης έχει σχήμα τετραγώνου με πλευρές ίσες με 100 δευτερόλεπτα τόξου. Μεταξύ των τηλεσκοπίων που χρησιμοποιήθηκαν είναι ο μαγνητογράφος MDI του δορυφόρου SOHO (Scherrer et al 1995) ο φασματογράφος στο υπεριώδες EIS (Culhane 2007) και το τηλεσκόπιο ακτίνων Χ που βρίσκονται επί του δορυφόρου Hinode (X-Ray Telescope, XRT, Golub et al 2007), και το επίγειο Ολλανδικό ανοικτό τηλεσκόπιο (Dutch Open Telescope, DOT, Rutten et al 2004) που έλαβε εικόνες στην φασματική γραμμή Ηα του υδρογόνου. Ο φασματογράφος EIS πραγματοποίησε δύο σαρώσεις της περιοχής και κατά την διάρκειά τους παρατήρησε πάνω από 15 φασματικές γραμμές, οι οποίες σχηματίζονται στις περιοχές της ανώτερης χρωμόσφαιρας όπως η γραμμή του ιονισμένου ηλίου He II 256.2 Å, της μεταβατικής περιοχής, όπως η γραμμή του ιονισμένου οξυγόνου Ο V 192.9 Å, καθώς και στεμματικές φασματικές γραμμές του ιονισμένου σιδήρου όπως η γραμμή Fe VIII 185.2 Å και η γραμμή Fe XII 195.1 Å. Στο Σχ. Ε΄.2, φαίνεται η περιοχή που μελετάμε στο επίπεδο της φωτόσφαιρας, της χρωμόσφαιρας και του στέμματος. Στην αριστερή εικόνα φαίνεται ο χάρτης του μαγνητικού πεδίου, από παρατήρηση του MDI, στο ύψος της φωτόσφαιρας. Είναι επίσης σχεδιασμένες οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που έχουν προκύψει από αριθμητικό υπολογισμό (Kontogiannis et al 2011). Στην μεσαία εικόνα φαίνεται η χρωμοσφαιρική εκπομπή από την γραμμή Hα του υδρογόνου, από το τηλεσκόπιο DOT. Οι δομές της εικόνας ακολουθούν τη γεωμετρία των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Η τρίτη εικόνα μας δείχνει τη στεμματική εκπομπή ακτίνων X από το τηλεσκόπιο XRT.



Σχήμα Ε΄.2: Από αριστερά οι ειχόνες δείχνουν: το μαγνητιχό πεδίο της φωτόσφαιρας με τις δυναμιχές μαγνητιχές γραμμές. Το γαλάζιο χρώμα δηλώνει αρνητιχά μαγνητιχά πεδία ενώ το χόχχινο θετιχά πεδία. Η μεσαία ειχόνα δείχνει την χρωμόσφαιρα στην Ηα ενώ η τρίτη ειχόνα δείχνει την εχπομπή του στέμματος στις αχτίνες Χ. Το ορθογώνιο πλαίσιο δείχνει τις διαστάσεις της σάρωσης του EIS (Kontogiannis, et al 2018). Το χέντρο του ηλιαχού δίσχου βρίσχεται στην θέση (Χ,Υ)=(70,40) σε σχέση με την χάτω αριστερή άχρη των ειχόνων.

Στο Σχ. Ε΄.3 φαίνονται οι εικόνες που προέρχονται από την ανάλυση των φασματικών δεδομένων του ΕΙS. Οι εικόνες έντασης (πάνω σειρά) και ταχύτητας (κάτω σειρά) προέρχονται από την προσαρμογή μιας γκαουσιανής με την μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων σε κάθε φασματικό προφίλ που παρατηρήθηκε από τον φασματογράφο κατά την διάρκεια της σάρωσης. Οι εικόνες είναι διατεταγμένες σε στήλες, από αριστερά προς τα δεξιά, σύμφωνα με τις θερμοκρασίες σχηματισμού των φασματικών γραμμών.

Έτσι στην πρώτη στήλη φαίνονται οι εικόνες του He II 256Å (50 000K) και στη συνέχεια των Ο V 192.90 Å (200000K), Fe VIII 185.2 Å (450000K), Fe X 184.5 Å (1 100 000K) και Fe XII 195.12 Å (1 500 000 K). Η φασματική γραμμή του Ο V 192.90 Å βρίσκεται σε ένα 'μείγμα' από άλλες τρεις φασματικές γραμμές του Ο V μαζί με μια φασματική γραμμή του Fe X 192.8 Å και μια φασματική γραμμή του Ca XVII 192.85 Å η οποία έχει σημαντική εκπομπή μόνο κατά την διάρκεια εκλάμψεων.

Για τους υπολογισμούς πραγματοποιήθηκε γκαουσιανή προσαρμογή συγχρόνως για τις 5 φασματικές γραμμές (βλέπε Σχ. Ε΄.4) καθώς και ελάττωση της διακριτικής ικανότητας για να μειωθεί ο θόρυβος. Στην θέση $(X, \Upsilon)=(20,5)$, όπου οι τιμές δηλώνουν την απόσταση από το κέντρο του ηλιακού δίσκου σε δευτερόλεπτα τόξου, εμφανίζεται μία ροζέττα η οποία μελετήθηκε προσεκτικά.

Η ροζέτα αυτή φαίνεται και στο Σχ. Ε΄.2 στην θέση (X,Y)=(70,35). Στις εικόνες έντασης φαίνεται πως μεταβάλλονται οι δομές από την εικόνα του He II και του Ο V της χρωμόσφαιρας και της μεταβατικής περιοχής, αντίστοιχα, στις δομές του στέμματος που φαίνονται στις τρεις εικόνες των ιόντων του σιδήρου. Στη μεταβατική περιοχή, οι λαμπρές δομές είναι πιο ξεκάθαρες (έχουν μεγαλύτερο αντίθεση). Αντίθετα στις εικόνες του στέμματος είναι πιο ασαφείς, ενώ εμφανίζονται και άλλες μεγαλύτερες.

Ε΄.3 Αποτελέσματα και συμπεράσματα

Στην εργασία Kontogiannis et al 2018 παρουσιάζεται η δυναμική σχέση μεταξύ των δομών της χρωμόσφαιρας, της μεταβατικής περιοχής και του στέμματος. Αυτό επιτυγχάνεται με την ανάλυση της χρονικής εξέλιξης χρωμοσφαιρικών πιδάκων οι οποίοι εκτινάσσονται από την περιοχή της ροζέτας και εμφανίζονται στις εικόνες Ηα αλλά και στις εικόνες της μεταβατικής περιοχής και του στέμματος.



Σχήμα Ε΄.3: Ειχόνες σε διάφορα μήχη χύματος από την σάρωση της περιοχής με τον φασματογράφο EIS. Στην πάνω σειρά δείχνουμε τις εντάσεις ενώ στην χάτω τις ταχύτητες Doppler (χατά μήχος της γραμμής παρατήρησης). Οι φασματιχές γραμμές από αριστερά προς δεξιά είναι οι He II 256.2 Å, O V 192.9 Å, Fe VIII 185.2 Å, Fe X 184.5 Å χαι Fe XII 195.12 Å. Οι ταχύτητες με χόχχινο χρώμα δηλώνουν χίνηση προς την επιφάνεια (απομάχρυνση από τον παρατηρητή), ενώ το γαλάζιο δηλώνει απομάχρυνση από την επιφάνεια. Οι άξονες δείχνουν την απόσταση από το χέντρο του ηλιαχού δίσχου σε δευτερόλεπτα τόξου.



Σχήμα Ε΄.4: Φασματικά προφίλ από ένα εικονοστοιχείο στην περιοχή της ροζέτας. Τα δεδομένα μαζί με τα σφάλματα είναι σε erg/s/cm 2 /sr/Å. Φαίνεται η γκαουσιανή προσαρμογή. Στην αριστερή εικόνα φαίνεται η μείξη πέντε φασματικών γραμμών: Fe XI 192.62 Å, O V 192.75 Å, O V 192.80 Å, Fe XI 192.85 Å, Ca XVII 192.85 Å, O V 192.90 Å. Αγνοήσαμε την γραμμή του Ca XVII που εμφανίζεται σε εκλάμψεις, και υποθέσαμε πως οι γραμμές του O V έχουν σταθερή μετατόπιση Doppler και φασματικό εύρος (Young et al. 2007). Η μπλε καμπύλη είναι η γκαουσιανή που προσομοιώνει την γραμμή O V 192.90Å. Στην δεξιά εικόνα φαίνονται οι φασματικές γραμμές του Fe XII 195.12 Å, 19218 Å.

Επίσης επιβεβαιώνεται η ύπαρξη δυο ειδών δομών στον ήρεμο Ήλιο. Το ένα είδος αποτελείται από μεγάλης κλίμακας μαγνητικές δομές όπου το πλάσμα της μεταβατικής περιοχής αποτελεί την θερμική επαφή μεταξύ του χρωμοσφαιρικού και του στεμματικού πλάσματος. Το άλλο είδος είναι οι λεγόμενοι «ψυχροί βρόχοι» (cool loops) και αποτελείται από μικρής κλίμακας μαγνητικούς βρόχους οι οποίοι περιέχουν πλάσμα θερμοκρασίας έως και 100000K. Αυτοί οι βρόχοι δεν είναι σε θερμική επαφή με το στεμματικό πλάσμα.

Αυτά τα χαρακτηριστικά αναδεικνύονται στην εργασία Kontogiannis et al 2018 χάρη σε στατιστικές μελέτες της χρονικής εξέλιξης δομών όπως η ροζέτα, και δύο μικρών χρωμοσφαιρικών πιδάκων (jets).

Αναφορές

- 1. Culhane J.L., 2007, New Solar Physics with Solar-b Mission, 3
- 2. Golub L., Deluca E., Austin G., et al., 2007, Solar Phys. 243, 63.
- Kontogiannis J., Gontikakis C., Tsiropoula G. and Tziotziou K., 2018, Solar Physics, 293, 56.
- 4. Kontogiannis I., Tsiropoula G. and Tziotziou K., 2011, Astron. Astroph. 531, A66.
- 5. Rutten R.J., Hammerschlag R.H., Bettonvil F.C.M., et al., 2004, Astron. Astroph. 413, 1183.
- 6. Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I., et al., 1995, Solar Phys. 162, 129.

7. Young P.R., Del Zanna G. and Mason H.E., 2007, Publ. Astron. Soc. Japan 59, S857.

ΣΤ΄ Τα δομικά στοιχεία των σπειρών των γαλαξιών

Μιρέλλα Χαρσούλα, Χρήστος Ευθυμιόπουλος και Γεώργιος Κοντόπουλος

Περίληψη

Οι σπειροειδείς γαλαξίες αποτελούν ένα πολύ μεγάλο ποσοστό του συνόλου των γαλαξιών στο Σύμπαν. Ο Hubble κατηγοριοποίησε μορφολογικά τους γαλαξίες το 1926 σε ελλειπτικούς και σπειροειδείς και τους δεύτερους τους διαχώρισε σε δύο υποκατηγορίες (Σχ. ΣΤ΄.1). Μορφολογικά, περίπου τα δύο τρίτα των σπειροειδών γαλαξιών εμφανίζουν ράβδο στο κέντρο τους και ονομάζονται ραβδωτοί σπειροειδείς γαλαξίες. Οι υπόλοιποι εμφανίζονται είτε σαν κανονικοί γαλαξίες ("grand design"), με ξεκάθαρους και καλά οργανωμένους σπειροειδείς σχηματισμούς (με συνήθως ένα ζεύγος σπειροειδών βραχιόνων) είτε σαν γαλαξίες με λιγότερο ξεκάθαρες και λιγότερο καλά οργανωμένες σπείρες (και συνήθως με περισσότερους σπειροειδείς βραχιόνες από δύο). Στο παρόν άρθρο, γίνεται μία μελέτη για τις τροχιές των αστεριών που αποτελούν τα δομικά υλικά των σπειρών στους "grand design" σπειροειδείς γαλαξίες αλλά και στους ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες, όπως είναι ο δικός μας Γαλαξίας. Στην περίπτωση των κανονικών γαλαξιών που δεν έχουν ράβδο, οργανωμένες ελλειπτικές τροχιές μπορούν να δημιουργήσουν ένα κύμα πυκνότητας σε σπειροειδή μορφή. Δίνουμε ένα παράδειγμα ενός τέτοιου αναλυτικού μοντέλου γαλαξία και μελετάμε την εξάρτηση του σπειροειδούς κύματος πυκνότητας από την ταχύτητα περιστροφής και το πλάτος της διαταραχής του μοντέλου. Στην περίπτωση όμως των σπειροειδών γαλαξιών με ράβδο οι διαταραχές πυχνότητας είναι τόσο μεγάλες που δεν επιτρέπουν την ύπαρξη οργανωμένων τροχιών στη περιοχή των σπειρών. Έτσι για την κατηγορία αυτή των γαλαξιών επικρατέστερη είναι η θεωρία των αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων ("manifold theory") σύμφωνα με την οποία χαοτικές τροχιές με αρχικές συνθήκες επάνω σε αναλλοίωτες πολλαπλότητες ασταθών περιοδικών τροχιών κοντά στην περιοχή της συμπεριστροφής, αλλά και χαοτικές τροχιές που εμφανίζουν φαινόμενα χολλητιχότητας στις προηγούμενες τροχιές, μπορούν να υποστηρίξουν τη σπειροειδή μορφή των γαλαξιών για αρχετά μεγάλους χρόνους συγχρίσιμους με τους δυναμικούς χρόνους των γαλαξιών. Δίνουμε ένα παράδειγμα ενός αναλυτικού μοντέλου ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία και δείχνουμε τη σπειροειδή μορφολογία που εδώ υποστηρίζεται από χαοτικές τροχιές.

ΣΤ΄.1 Εισαγωγή

Παλαιότερα, οι αστρονόμοι πίστευαν ότι οι βραχίονες ενός σπειροειδούς γαλαξία αποτελούνταν συνεχώς από τα ίδια αστέρια. Τα αστέρια όμως που βρίσκονται πιό κοντά στο κέντρο του γαλαξία κινούνται ταχύτερα από τα αστέρια που βρίσκονται κοντά στα άκρα του γαλαξία και έτσι, με το πέρασμα του χρόνου οι βραχίονες θα γίνονταν ολοένα και πιό σφιχτοί (Σχ. ΣΤ΄.2). Κάτι τέτοιο όμως δεν παρατηρείται στους πραγματικούς γαλαξίες. Αυτό είναι γνωστό σαν "το πρόβλημα της περιέλιξης" των σπειρών των γαλαξιών και βοήθησε στο να καταλάβουμε ότι τελικά οι σπείρες είναι περιοχές έντονης πυκνότητας που δεν αποτελούνται συνεχώς από το ίδιο υλικό. Πρόκειται, δηλαδή για κύματα πυκνότητας τα οποία δεν αποτελούνται πάντοτε από



Σχήμα ΣΤ΄.1: Η μορφολογική κατηγοριοποίηση των γαλαξιών από τον Edwin Hubble το 1926.



Σχήμα ΣΤ΄.2: Το "πρόβλημα της περιέλιξης" των γαλαξιών. Αστέρια που βρίσκονται πιό κοντά στο κέντρο του γαλαξία κινούνται ταχύτερα από αυτά που βρίσκονται πιό μακριά και έτσι με τον χρόνο οι σπείρες που αποτελούνται από τα ίδια αστέρια γίνονται ολοένα και πιό σφιχτές.

τα ίδια αστέρια.

Η θεωρία του χύματος πυχνότητας εισήχθη από τον Lindblad (1940, 1961), ενώ αργότερα οι Lin και Shu (1964) πρότειναν ότι οι σπειροειδείς βραχίονες δημιουργούνται από κύματα πυκνότητας που επιβιώνουν για μεγάλα χρονικά διαστήματα στον γαλαξιακό δίσκο με αυξημένη πυκνότητα κατά 10 - 20% και τα οποία ενεργοποιούν την αστρογέννεση. Τα αστέρια, το αέριο και η σκόνη ταξιδεύουν δια μέσου αυτών των χυμάτων. Παρόλ'αυτά τα περισσότερα αστέρια δεν περιστρέφονται με την γωνιακή ταχύτητα του κύματος. Η ακτίνα στην οποία τα αστέρια κινούνται με την ίδια ταχύτητα με αυτή του χύματος πυχνότητας των σπειρών ονομάζεται αχτίνα συμπεριστροφής. Τα αστέρια που βρίσκονται μέσα από την ακτίνα της συμπεριστροφής κινούνται με γωνιακή ταχύτητα μεγαλύτερη από αυτή του κύματος πυκνότητας ενώ τα αστέρια που βρίσκονται έξω από την ακτίνα της συμπεριστροφής κινούνται με γωνιακή ταχύτητα μικρότερη από αυτή του κύματος πυκνότητας. Η ύπαρξη ελλειπτικών περιοδικών τροχιών έχει πολλή μεγάλη σημασία για την δημιουργία τόσο των ράβδων στους ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες όσο και των σπειροειδών δομών στους κανονικούς "grand design" γαλαξίες. Στην περίπτωση των κανονικών γαλαξιών χωρίς ράβδο, οι περιοχές των τροχιών που βρίσκονται κοντά στα απόκεντρα, και στις οποίες τα αστέρια κινούνται πολύ πιό αργά, μετακινούνται κατά τέτοιο τρόπο,

ώστε χαθώς αλλάζει η ενέργεια, να μπορούν να υποστηρίξουν σπειροειδείς δομές σε αρχετά μεγάλη έχταση. Αυτός ο σχηματισμός των ελλείψεων που αλλάζουν προσανατολισμό και σχεδιάστηκε σχηματικά από τον Kalnajs (1973) αποτελεί την τροχιακή εκδοχή της αρχικής θεωρίας του κύματος πυκνότητας των Lin και Shu. Επίσης η αιτία αυτής της αλλαγής του προσανατολισμού των αποκέντρων των τροχιών είναι συνέπεια της θεωρίας των διαταραγών όταν αυτή εφαρμόζεται στην περίπτωση του εσωτερικού συντονισμού Lindblad (βλέπε Contopoulos, 1975). Αριθμητικά παραδείγματα τέτοιων ελλείψεων που αλλάζουν προσανατολισμό έχουν δοθεί σε αυτοσυνεπή μοντέλα κανονικών σπειροειδών γαλαξιών (Contopoulos and Grosbol, 1986, Patsis et al. 1991). Ενώ στους κανονικούς σπειροειδείς γαλαξίες η μη αξισυμμετρική διαταραχή είναι μικρή, της τάξης του 10% ή και μικρότερη και επομένως το χάος δεν παίζει σημαντικό ρόλο στη δυναμική του δίσκου, στην περίπτωση των σπειροειδών γαλαξιών με ράβδο, η μη αξισυμμετρική διαταραχή μπορεί να φτάσει και το 100%. Επομένως στην περίπτωση αυτή το χάος παίζει πολύ σημαντικό ρόλο και δεν μπορούν πλέον οργανωμένες τροχιές να υποστηρίξουν τη σπειροειδή δομή. Η θεωρία των αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων (manifold theory), η οποία προτάθηκε από δύο διαφορετικές ομάδες (Voglis et al., 2006 και Romero-Gomez et al., 2006), υποστηρίζει την χαοτική φύση των σπειροειδών βραχιόνων στην περίπτωση των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, οι σπειροειδείς βραχίονες υποστηρίζονται από τις ασταθείς αναλλοίωτες πολλαπλότητες των ασταθών περιοδικών τροχιών γύρω από τα σημεία ισορροπίας Lagrange L_1 και L_2 .

ΣΤ΄.2 Κύματα πυχνότητας στους κανονιχούς σπειροειδείς γαλαξίες

Στο άρθρο των Contopoulos και Grosbol (1986) γίνεται αναφορά για την ιδιαίτερη σημασία της "κεντρικής" οικογένειας των περιοδικών τροχιών στα γαλαξιακά μοντέλα. Οι τροχιές αυτές προέρχονται από τις ευσταθείς κυκλικές περιοδικές τροχιές στην περίπτωση ενός αξισυμμερικού μοντέλου γαλαξία. Εάν τώρα προσθέσουμε μία διαταραχή ράβδου ή σπείρας στο γαλαξιακό μοντέλο, τότε αυτές οι τροχιές παραμορφώνονται και μπορούν να αποκτήσουν μεγάλη ελλειπτικότητα εάν η μη αξισυμμετρική διαταραχή είναι πολύ μεγάλη. Παρόλ' αυτά, για μικρή διαταραχή του αξισυμμερικού μοντέλου, όπως είναι η περίπτωση των κανονικών σπειροειδών γαλαξιών που δεν έχουν ράβδο στο κέντρο τους, οι παραμορφωμένες αυτές τροχιές συνεχίζουν να είναι ευσταθείς που σημαίνει ότι παγιδεύουν την ύλη γύρω τους και έτσι μπορούν να διαμορφώσουν την μορφολογία του γαλαξία. Ένα παράδειγμα ενός τέτοιου δισδιάστατου αναλυτικού μοντέλου που προσομοιώνει έναν κανονικό σπειροειδή γαλαξία δίνουμε παρακάτω. Το μοντέλο αυτό περιλαμβάνει το δυναμικό ενός γαλαξιαχού δίσκου, μίας άλω, ενός κεντρικού σφαιροειδούς και ενός λογαριθμικού σπειροειδούς δυναμικού. Ο αντίστοιχος τύπος του δυναμικού είναι ο εξής:

$$V = V_{ax} + V_{sp} \tag{6.1}$$

όπου το V_{ax} είναι το αξισυμμετρικό δυναμικό:

$$V_{ax} = V_d + V_b + V_h \tag{6.2}$$
που αποτελείται από το δυναμικό V_d του δίσκου, από το δυναμικό V_b του κεντρικού σφαιροειδούς και το δυναμικό V_h της άλω. Πιό αναλυτικά, το δυναμικό V_d είναι το δυναμικό ενός Miyamoto-Nagai δίσκου (Miyamoto and Nagai, 1975) που δίνεται από τον τύπο :

$$V_d = \frac{-GM_d}{\sqrt{r^2 + (ad + bd)^2}}$$
(6.3)

με $M_d = 8.56 \times 10^{10}$ ηλιαχές μάζες ad = 5.3 kpc και bd = 0.25 kpc. V_b είναι το δυναμικό του κεντρικού σφαιροειδούς που δίνεται από τον τύπο :

$$V_b = \frac{-GM_b}{\sqrt{r^2 + b^2}} \tag{6.4}$$

με $M_b = 5 \times 10^{10}$ ηλιαχές μάζες και b = 2kpc. Τέλος, V_h είναι το δυναμικό της Άλω όπως εισήχθη από τους Allen και Santillan (1991) και δίνεται από τον τύπο:

$$V_h = \frac{-GM_h}{r} - \frac{GMh_0}{\gamma r_h} \left[-\frac{\gamma}{1 + (r/r_h)^{\gamma}} + \ln(1 + (r/r_h)^{\gamma}) \right]$$
(6.5)

όπου $\gamma = 1.02$. Η μάζα που περιλαμβάνεται μέσα από την ακτίνα r
 δίνεται από τη σχέση:

$$M_h(r) = \frac{M_{h_0}(r/r_h)^{\gamma+1}}{1 + (r/r_h)^{\gamma}}$$
(6.6)

με $M_h(r) = 10.7 \times 10^{10}$ ηλιακές μάζες. Το δυναμικό της σπειροειδούς διαταραχής δίνεται από έναν τύπο λογαριθμικής σπείρας που προσομοιώνει τις σπείρες του Γαλαξία μας και έχει εισαχθεί από τους Cox and Gómez (2002):

$$V_{sp} = 4Gh_z \rho_0 exp\left(-\left(\frac{r-r_0}{R_s}\right)\right) \frac{C}{KD} \cos\left(2\left[\varphi - \frac{\ln(r/r_0)}{\tan(\alpha)}\right]\right)$$
(6.7)

όπου $C = 8/(3\pi)$, $h_z = 0.18 kpc$, $r_0 = 8 kpc$, $R_s = 7 kpc$, $\alpha = -13^0$ είναι η γωνία κλίσης των σπειρών και $\rho = 30 \times 10^7$ (τιμή που αντιστοιχεί σε πυκνότητα $1atom.cm^{-3}$) για το μοντέλο A ή $\rho_0 = 15 \times 10^7$ για το μοντέλο B. Επίσης:

$$K = \frac{2}{r|\sin(\alpha)|}, \quad D = \frac{1 + kh_z + 0.3(Kh_z)^2}{1 + 0.3Kh_z}$$
(6.8)

Θεωρώντας μία γωνιακή ταχύτητα περιστροφής Ω_{sp} του κύματος πυκνότητας των σπειρών μπορούμε να γράψουμε την Χαμιλτονιανή του γαλαξιακού μοντέλου στο συμπεριστρεφόμενο σύστημα αναφοράς ως εξής:

$$H = \frac{p_r^2}{2} + \frac{p_{\varphi}^2}{2r^2} - \Omega_{sp}p_{\varphi} + V_{ax}(r) + V_{sp}(r,\varphi)$$
(6.9)

Οι οικογένειες των ευσταθών περιοδικών τροχιών που αντιστοιχούν στις προσπίπτουσες ελλείψεις βρίσκονται από τον φασικό χώρο της Χαμιλτονιανής (6.9) και είναι η συνέχεια των κυκλικών τροχιών του αξισυμμετρικού προβλήματος στην περιοχή του συντονισμού 2:1. Ωστόσω είναι πολύ δύσκολο να εντοπιστούν στους γνωστούς φασικούς χώρους (r, p_r) ή (φ, p_{φ}) . Εισάγουμε μεταβλητές γωνίας-δράσης (q, p)όπου q είναι γωνία έτσι ώστε η Χαμιλτονιανή να είναι περιοδική ως προς q και p είναι



Σχήμα ΣΤ΄.3: Σπειροειδή χύματα πυχνότητας που δημιουργούνται από τις τύπου χ_1 οιχογένειες ελλειπτικών τροχιών, που βρέθηκαν από τις τομές Poincaré όπως περιγράφονται στο κείμενο. (α) Μοντέλο Α, με τιμή πυχνότητας $\rho_0 = 30 \times 10^7$ στον τύπο (7) (β) Μοντέλο Β, με τιμή πυχνότητας $\rho_0 = 15 \times 10^7$ στον τύπο (7). Παρατηρούμε ότι το χύμα πυχνότητας που αντιστοιχεί στο μεγαλύτερο πλάτος διαταραχής (α) είναι πιό έντονο χαι φτάνει σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το κέντρο. Επίσης οι ελλείψεις στο (α) έχουν μία πιό τετραγωνισμένη μορφολογία χοντά στα άχρα της σπείρας. Και στα δύο μοντέλα η γωνιαχή ταχύτητα περιστροφής Ω_{sp} του χύματος πυχνότητας ίση με 20km.sec⁻¹kpc⁻¹

δράση. Σύμφωνα με τον ορισμό αυτό, το ζεύγος (φ, p_{φ}) είναι ήδη ένα ζεύγος γωνίαςδράσης άρα εισάγουμε ένα δεύτερο ζεύγος $(\vartheta, p_{\vartheta})$ που αντιστοιχεί στις επιχυχλιχές ταλαντώσεις μέσω ενός χανονιχού μετασχηματισμού:

$$(r - r_c) = \sqrt{\frac{2J_r}{\kappa(r_c)}} \sin(\vartheta_r)$$
(6.10)

$$p_r = \sqrt{(\kappa_c, J_r)} \cos(\vartheta_r) \tag{6.11}$$

όπου r_c είναι η ακτίνα της κυκλικής τροχιάς και κ_c η επικυκλική συχνότητα. Εισάγοντας και την "αργή" γωνία $\psi = \vartheta_r - 2\vartheta$ μπορούμε να εντοπίσουμε τις ευσταθείς ελλειπτικές περιοδικές τροχιές που προέρχονται από την κυκλική τροχιά του αδιατάραχου προβλήματος χρησιμποποιώντας μία Poincaré τομή του φασικού χώρου, $\xi = \sqrt{2J_r} \sin(\psi)$ και $p_{\xi} = \sqrt{2J_r} \cos(\psi)$ (για λεπτομέρειες δες Efthymiopoulos, 2010). Οι τροχιές αυτές ανήκουν στην οικογένεια τροχιών τύπου χ_1 .

Στο Σχ. ΣΤ΄.3 σχεδιάζουμε τις προσπίπτουσες ελλείψεις για διάφορες τιμές της ενέργειας που έχουν βρεθεί από τον φασικό χώρο (ξ, p_{ξ}) για το μοντέλο Α (Σχ. ΣΤ΄.3a) με $\rho_0 = 30 \times 10^7$ στον τύπο (7) και για το μοντέλο Β (Σχ. ΣΤ΄.3b) με $\rho_0 = 15 \times 10^7$ στον τύπο (6.7). Και στα δύο μοντέλα η γωνιακή ταχύτητα του κύματος πυκνότητας της σπείρας είναι $\Omega_{sp} = 20 km.sec^{-1}kpc^{-1}$. Παρατηρούμε ότι στο μοντέλο Α που έχει το μεγαλύτερο πλάτος διαταραχής, το σπειροειδές κύμα πυκνότητας είναι πιό έντονο και εκτείνεται σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το κέντρο σε σχέση με το μοντέλο Β. Επίσης, οι ελλείψεις στο μοντέλο αυτό είναι πιό τετραγωνισμένες κοντά στα άκρα της σπείρας.

Εάν αυξήσουμε περισσότερο την τιμή του πλάτους της διαταραχής αρχίζει να εμφανίζεται χάος στον φασικό χώρο και περιορίζονται κατά πολύ οι περιοχές στις



Σχήμα ΣΤ΄.4: Το μοντέλο Γ, με τιμή πυχνότητας: $\rho_0 = 30 \times 10^7$ στον τύπο (7). Η γωνιαχή ταχύτητα περιστροφής Ω_{sp} του χύματος πυχνότητας ίση με $\Omega_{sp} = 30 km.sec^{-1}kpc^{-1}$. Οι τροχιές τύπου χ_1 υπάρχουν σε πιό περιορισμένη έχταση χαι δημιουργούν δύο ζεύγη σπειροειδών βραχιόνων.

οποίες συνεχίζουν να υπάρχουν οι ευσταθείς ελλειπτικές τροχιές τύπου χ_1 που στηρίζουν τις σπειροειδείς δομές. Δοχιμάζουμε τώρα να αυξήσουμε την τιμή της γωνιαχής ταχύτητας περιστροφής σε $\Omega_{sp} = 30 km.sec^{-1}kpc^{-1}$ στο μοντέλο Γ (Σχ. ΣΤ΄.4). Οι προσπίπουσες ελλείψεις που αντιστοιχούν στις ευσταθείς τύπου χ_1 τροχιές περιορίζονται χωρικά και παρατηρούμε ότι δημιουργούνται 2 ζεύγη σπειροειδών βραχιόνων. Το συμπέρασμα είναι ότι ή ύπαρξη ή μη των οργανωμένων ελλειπτικών τροχιών που υποστηρίζουν σπειροειδείς δομές στους χανονικούς σπειροειδείς γαλαξίες βάζουν κάποιους περιορισμούς στην τιμή του πλάτους της διαταραχής χαθώς χαι της γωνιαχής ταχύτητας περιστροφής του χύματος πυχνότητας. Από τα μοντέλα που έχουμε χρησιμοποιήσει, η τιμή της γωνιαχής ταχύτητας περιστροφής Ω_{sp} μεταξύ 20 χαι $30 km.sec^{-1}kpc^{-1}$ φαίνεται να είναι ένα πάνω όριο για την ύπαρξη των ελλειπτικών οργανωμένων τροχιών που μπορούν να υποστηρίξουν σπειροειδείς δομές. Το όριο αυτό της τιμής της γωνιαχής ταχύτητας επιβεβαιώνεται και από τις παρατηρήσεις πραγματικών κανονικών σπειροειδών γαλαξιών (βλέπε για παράδειγμα Sempere et al., (1995), Choi et al. (2015)).

ΣΤ΄.3 Κύματα πυχνότητας στους ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες

Στην περίπτωση που ο σπειροειδής γαλαξίας έχει και ράβδο (όπως και ο δικός μας Γαλαξίας) η διαταραχή είναι τόσο μεγάλη σε σχέση με το αξισυμμετρικό υπόβαθρο που μπορεί να φτάσει και 100%. Επομένως δεν υπάρχουν πλέον οργανωμένες ελλειπτικές τροχιές που μπορούν να στηρίξουν τις σπείρες γιατί στην περιοχή της συμπεριστροφής το σύνολο περίπου των τροχιών είναι χαοτικές. Χρησιμοποιούμε ένα μοντέλο ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία, που έχει προταθεί από τους Pettitt et al. (2013) για να προσομοιώσει τον δικό μας Γαλαξία. Στην πραγματικότητα χρησιμοπούμε το δυναμικό (6.1) της προηγούμενης ενότητας και προσθέτουμε και ένα



Σχήμα ΣΤ΄.5: (α) Οι αποχεντριχές αναλλοίωτες πολλαπλότητες που εχφύονται από το ασταθές σημείο ισοροπίας Lagrange L_1 (μπλέ χαμπύλες) χαι από το ασταθές σημείο ισοροπίας Lagrange L_2 (χόχχινες χαμπύλες) για την περίπτωση του δυναμιχού (6.15) ενός ραβδωτού γαλαξία χαι (β) του δυναμιχού (6.16) ενός ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία. Οι τροχιές αυτές ολοχληρώνονται για λίγο χρόνο.

δυναμικό που προσομοιώνει τη ράβδο του γαλαξία:

$$V = V_{ax} + V_{bar} + V_{sp} \tag{6.12}$$

Χρησιμοπούμε τους τύπους (6.2)-(6.8) και προσθέτουμε το δυναμικό της ράβδου όπως δίνεται από τους Long and Murali (1992):

$$V_{bar} = \frac{GM_r}{2a} \ln\left(\frac{x-a+T_-}{x+a+T_+}\right) \tag{6.13}$$

με $M_r = 6.25 imes 10^{10}$ ηλιακές μάζες και :

$$T \pm = \sqrt{(a \pm x)^2 + y^2 + b^2} \tag{6.14}$$

με a και b το μήκος του μεγάλου και μικρού ημιάξονα αντίστοιχα και $x = rcos(\varphi)$, $y = rsin(\varphi)$ οι καρτεσιανές συντεταγμένες των τροχιών. Θεωρώντας ότι η ράβδος και η σπείρα περιστρέφονται με την ίδια γωνιακή ταχύτητα Ω_{bar} και γράφοντας το δυναμικό της ράβδου V_{bar} σε πολικές συντεταγμένες (r, φ) μπορούμε να γράψουμε την Χαμιλτονιανή ενός ραβδωτού γαλαξία χωρίς σπείρα, στο συμπεριστρεφόμενο σύστημα αναφοράς της ράβδου, ως εξής:

$$H_{bar} = \frac{p_r^2}{2} + \frac{p_{\varphi}^2}{2r^2} - \Omega_{bar} p_{\varphi} + V_{ax}(r) + V_{bar}(r,\varphi)$$
(6.15)

και ενός ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία, στο συμπεριστρεφόμενο σύστημα αναφοράς της ράβδου, ως εξής:

$$H_{all} = \frac{p_r^2}{2} + \frac{p_{\varphi}^2}{2r^2} - \Omega_{bar} p_{\varphi} + V_{ax}(r) + V_{bar}(r,\varphi) + V_{sp}(r,\varphi)$$
(6.16)

Μία τυπική τιμή περιστροφής της ράβδου του δικού μας Γαλαξία, εκτιμώμενη από παρατηρήσεις, είναι $\Omega_{bar} = 40 km.sec^{-1}kpc^{-1}$ (βλέπε Gerhard, 2011). Τα ασταθή



Σχήμα ΣΤ΄.6: Ίδιο με το Σχ. ΣΤ΄.5, αλλά οι τροχιές εδώ ολοκληρώνονται για πολύ μεγαλύτερο χρόνο. Σπειροειδείς βραχίονες εμφανίζονται τόσο στην περίπτωση του ραβδωτού γαλαξία (α) όσο και στην περίπτωση του ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία (β). Στο Σχ. (α) παρατηρούμε εκτός από τις σπειροειδείς δομές και ένα δακτύλιο κάθετο στην ράβδο. Στο Σχ. (β) δεν έχουμε δακτύλιο και οι σπείρες ξεκινούν κατευθείαν από τα άκρα της ράβδου.

σημεία ισορροπίας Lagrange L_1 , L_2 του γαλαξιαχού μοντέλου της ράβδου βρίσχονται από την συναλήθευση των εξισώσεων:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dp_r}{dt} = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dp_{\varphi}}{dt} = 0$$
(6.17)

Η θεωρία των ασταθών αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων (manifold theory) που εισήχθη από τους Voglis et al., 2006 και Romero-Gomez et. al. 2006 υποστηρίζει ότι τα απόκεντρα των χαοτικών τροχιών με αρχικές συνθήκες επάνω στις ασταθείς αναλλοίωτες πολλαπλότητες των ασταθών περιοδικών τροχιών L_1 και L_2 υποστηρίζουν τις σπειροειδείς δομές στην περίπτωση των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών.

Μελετώντας τον φασικό χώρο (φ, p_{ω}) για $p_r = 0$ (απόκεντρα τροχιών) για τα δυναμικά (6.15)) και (6.16) και για ενέργειες λίγο μεγαλύτερες από αυτή που αντιστοιχεί στα σημεία ισορροπίας Lagrange $H > H_{L_1} = f(r_{L_1}, p_{r_{L_1}}, \varphi_{L_1}, p_{\varphi_{L_1}})$ διαπιστώνουμε ότι, εχτός από τις οργανωμένες περιοχές που αντιστοιχούν στα ευσταθή σημεία ισορροπίας L₄ και L₅, η υπόλοιπη περιοχή είναι εντελώς χαοτική. Εκεί, εντοπίζουμε τα σημεία των ασταθών περιοδιχών τροχιών PL_1 και PL_2 (που είναι η συνέχεια των L_1 και L_2 για μεγαλύτερες ενέργειες από την H_{L_1}) και σχεδιάζουμε τις αντίστοιχες ασταθείς αναλλοίωτες πολλαπλότητες. Η μεταφορά αυτών των αποχεντριχών ασταθών αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων στον φυσικό χώρο (x, y) δίνει την μορφολογία των σπειρών για δυναμικό ενός ραβδωτού γαλαξία (Σχ. ΣΤ΄.5a) και ενός ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία (Σχ. ΣΤ΄.5b). Οι μπλε καμπύλες εκφύονται από το ασταθές σημείο Lagrange L_1 και οι κόκκινες καμπύλες εκφύονται από το ασταθές σημείο Lagrange L2. Οι τροχιές εδώ ολοκληρώνονται για λίγο χρόνο. Παρατηρούμε, καταρχήν ότι μπορούμε να έχουμε καλά σχηματισμένες σπείρες ήδη από το δυναμικό που περιλαμβάνει μόνο την ράβδο και στην περίπτωση αυτή δημιουργείται και ένας δακτύλιος κάθετος στη ράβδο (Σχ. ΣΤ΄.5a). Στην περίπτωση που υπάρχει και το δυναμικό της σπείρας (Σχ. ΣΤ΄.5b) δεν υπάρχει δακτύλιος αλλά οι σπειροειδείς δομές ξεκινούν από τα άχρα της ράβδου.

Το Σχ. ΣΤ΄.6 είναι ίδιο με το Σχ. ΣΤ΄.5 μόνο που εδώ ολοκληρώνουμε τις τροχιές για πολύ μεγαλύτερο χρόνο. Παρατηρούμε, λοιπόν, ότι οι σπείρες στην περίπτωση του ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία (Εξ. (6.16)) έχουν πολύ περισσότερες πτυχώσεις και αναδιπλώσεις πριν απομακρυνθούν από τον γαλαξία.

Οι αποχεντρικές αναλλοίωτες πολλαπλότητες μπορούν, λοιπόν, να υποστηρίξουν τις σπειροειδείς δομές στους ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες για αρχετά μεγάλους χρόνους και επομένως δίνουν μία πειστική εναλλαχτική θεωρία των οργανωμένων ελλείψεων (που ισχύει στην περίπτωση των κανονικών σπειροειδών γαλαξιών). Σε πρόσφατο άρθρο μας έχουμε δείξει ότι η θεωρία των αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων επιβεβαιώνεται και στην περίπτωση που η ράβδος περιστρέφεται με διαφορετική ταχύτητα περιστροφής από αυτή των σπειρών (Efthymiopoulos et al. 2019).

Αναφορές

- 1. Allen C. and Santillan A., 1991 Rev. Mex. Astron. Astrof., 22, 255.
- Choi Y., Dalcanton J. J., Williams B. F., Weisz D. R., Skillman E. D., Fouesneau M. and Dolphin A. E., 2015, ApJ, 810, 9.
- 3. Kalnajs A., 1973, Proc. Astron. Soc. Australia 2, 174.
- 4. Contopoulos G., 1975, Astrophys. J. 201, 566.
- 5. Contopoulos G, and Grosbol P., 1986, Astron. Astrophys. 155, 11.
- 6. Efthymiopoulos C., 2010, Eur. Phys. J. Special Topics 186, 91.
- 7. Efthymiopoulos C., Harsoula M. and Contopoulos G., 2019, accepted in Astron. Astroph.
- 8. Gerhard O., 2011, Mem. Soc. Astron. It. Supp., 18, 185.
- 9. Lin C. and Shu F., 1964, Astrophys. J. 140, 646.
- 10. Lindblad B., 1940, Astrophys. J. 92, 1.
- 11. Lindblad B., 1961, Stockholm Obs. Ann. 21, 8.
- 12. Long K. and Murali C., 1992, Astroph.J., 397, 44.
- 13. Miyamoto M. and Nagai R., 1975, Astron. Soc. Jap. Pub., 27, 533.
- 14. Patsis P.A., Contopoulos G. and Grosbol P., 1991, Astron. Astrophys. 243, 373.
- 15. Pettitt A., Dobbs C., Acreman D. and Price D., 2013, Mon. Not. R. Astron. Soc. 3, 444, 919.
- 16. Romero-Gomez M., Masdemont J., Athanassoula E. and Garcia-Gomez C., 2006 Astron. Astrophys., 453, 39.

- 17. Sempere M. J., Garcia-Burillo S., Combes F. and Knapen J. H., 1995, Astron. and Astroph., 296, 45.
- 18. Voglis N., Tsoutsis P. and Efthymiopoulos C., 2006, Mon. Not. R. Astron. Soc. 373, 280.

Ζ΄ Πιθανότητα ασφαλούς πρόβλεψης γεωφυσικών φαινομένων με προηγμένες στατιστικές μεθόδους. Η περίπτωση πρόβλεψης επερχόμενης σεισμικής δραστηριότητας

Κώστας Φλώριος και Βασίλειος Τριτάκης

Περίληψη

Στο άρθρο αυτό εξετάζεται κατά πόσο είναι δυνατόν να προβλεφθούν γεωφυσικά φαινόμενα εφαρμόζοντας σύγχρονες προηγμένες στατιστικές μεθόδους οι οποίες έχουν ήδη δοκιμαστεί μέσα σε μικρο-οικονομικό και οικονομετρικό περιβάλλον. Σκοπός είναι να εξετάσουμε αν οι μέθοδοι αυτές μπορούν να εφαρμοστούν και να δώσουν αξιόπιστα αποτελέσματα σε γεωφυσικά φαινόμενα ιδιαίτερα εκείνα που σχετίζονται με φυσικές καταστροφές. Στην συγκεκριμένη περίπτωση επιλέγεται το φαινόμενο της σεισμικής δραστηριότητος και εξετάζεται κατά πόσον αποτελέσματα αυτών των μεθόδων δικαιολογείται να οδηγήσουν τις κρατικές υπηρεσίες σε λήψη προληπτικών μέτρων.

Ζ΄.1 Εισαγωγή

Οι σεισμοί είναι μια από τις πιο δαπανηρές φυσικές καταστροφές διότι προκαλούν μεγάλο κόστος σε ανθρώπινες ζωές, σε δημόσιες υποδομές και σε ιδιωτικές περιουσίες.

Δυστυχώς η αξιόπιστη πρόβλεψη επερχόμενων σεισμών εξαχολουθεί να είναι ένα ανεχπλήρωτο όνειρο χωρίς από ό,τι φαίνεται να υπάρχει δυνατότητα πραγματοποίησής του στο εγγύς μέλλον. Περιττό να αναλυθεί πόσο θα επωφελείτο η υπηρεσία πολιτιχής προστασίας χαι η χοινωνία γενιχότερα αν υπήρχε δυνατότητα να προβλέπεται έγχαιρα, σε σημαντιχό επίπεδο εμπιστοσύνης το επίχεντρο, το μέγεθος χαι ο χρόνος εμφάνισης ενός επιχείμενου σεισμού. Αντίθετα, μια πρόβλεψη σεισμού χωρίς σημαντιχό επίπεδο εμπιστοσύνης μπορεί να έχει χάποιο επιστημονιχό ενδιαφέρον αλλά χαθόλου πραχτιχό. Η χοινωνιχή χαι οιχονομιχή ζωή ενός τόπου δεν μπορεί να σταματήσει εξαιτίας χάποιων φημών χαι ατεχμηρίωτων συμπερασμάτων χάποιας ερευνητιχής ομάδας. Πολλές προσπάθειες για βραχυπρόθεσμη πρόβλεψη σεισμών έχουν γίνει από ερευνητές που προέρχονται από διάφορους χλάδους της επιστήμης, αλλά τα αποτελέσματά τους παραμένουν ανεπαρχή χαι χωρίς πραχτιχή αξία.

Η μακροπρόθεσμη έρευνα επάνω σε αυτό το θέμα έχει οδηγήσει στο συμπέρασμα ότι η πρόβλεψη επερχόμενης σεισμικής δραστηριότητος έχει ξεπεράσει προ πολλού τα όρια της κλασικής Σεισμολογίας, η οποία από ό,τι φαίνεται έχει εξαντλήσει τις δυνατότητες της σε αυτό το θέμα.

Η πρόβλεψη σεισμών είναι πλέον πολυθεματικό αντικείμενο και γενικό πρόβλημα αρκετών άλλων κλάδων της φυσικής. Ειδικότερα, τα πρόδρομα φαινόμενα που παρατηρούνται πριν από επερχόμενη σεισμική δραστηριότητα εμπίπτουν σε επιστημονικούς χώρους που απέχουν πολύ από την κλασική γεωφυσική και τη σεισμολογία, π.χ. φυσική της ιονόσφαιρας, ατμοσφαιρικό ηλεκτρισμό, κλπ. Συγκεκριμένα, έχουμε πρόδρομα φαινόμενα υπό μορφή ατμοσφαιρικών ηλεκτρομαγνητικών παλμών που εντοπίζονται τόσο κοντά στο έδαφος όσο και στην ιονόσφαιρα. Η ηλεκτροσεισμολογία, είναι ένας πρόσφατος κλάδος της Γεωφυσικής που ασχολείται ακριβώς με την ανίχνευση ηλεκτρομαγνητικών πρόδρομων φαινομένων που προηγούνται επικείμενης σεισμικής δραστηριότητας. Ένα ισχυρό εργαλείο προς αυτή την κατεύθυνση φαίνεται πως είναι η μελέτη της ηλεκτρομαγνητικής ζώνης των πολύ χαμηλών συχνοτήτων (ELF, Extra Low Frequencies, 2Hz -300 Hz και, ειδικότερα, το εύρος συχνοτήτων που καλύπτει την περιοχή των Αντηχήσεων Σούμαν (Schumann Resonances) (εφεξής SR) που εκτείνεται από 2 έως 50 Hz.

Πρόσφατα ερευνητικά αποτελέσματα στον χώρο της ηλεκρο-σεισμολογίας έδειξαν ότι οι πολύ χαμηλές συχνότητες παρουσιάζουν μεγάλο επιστημονικό ενδιαφέρον στην ανίχνευση πρόδρομων σεισμικών σημάτων, η δυνατότητα όμως πρακτικής αξιοποίησης των είναι ακόμη πολύ χαμηλή. Ένα πολύ γνωστό άρθρο για την ηλεκτρομαγνητική σεισμολογία είναι αυτό των Hayakawa και Molhanov (2007), στο οποίο έχουν καταγραφεί πολλά σήματα ατμοσφαιρικής/Ιονοσφαιρικής, προέλευσης καθώς και διαταραχές πλάσματος που εντοπίστηκαν από δορυφόρους χαμηλής τροχιάς κατά την διέλευση τους επάνω από σεισμικά κέντρα. Οι Pulinets και Ouzounov (2016) σε μια πολύ ενδιαφέρουσα επισκόπηση περιγράφουν διάφορους πιθανούς μηχανισμούς που θα μπορούσαν να συνδέσουν εκπομπές λιθοσφαιρικών κυμάτων με ατμοσφαιρικές και ιονοσφαιρικές διαταραχές που με την σειρά τους θα μπορούσαν να δώσουν προσεισμικά σήματα που έχουν ήδη παρατηρηθεί.

Με δεδομένο ότι δεν έχει αχόμη διατυπωθεί χάποιος αξιόπιστος φυσιχός μηχανισμός δημιουργίας προσεισμιχών σημάτων, στο παρόν άρθρο γίνεται προσπάθεια να εξεταστεί αν προηγμένες μαθηματιχές χαι στατιστιχές μέθοδοι που εφαρμόζονται στα ηλεχτρομαγνητιχά σήματα που παρατηρούνται πριν από επερχόμενη σεισμιχή δραστηριότητα έχουν την δυνατότητα να στηρίξουν μία μέθοδο αξιόπιστης, ασφαλούς χαι βραχυπρόθεσμης πρόγνωσης σεισμών.

Οι παρατηρήσεις

Σεισμοί μεσαίου μεγέθους, δηλαδή 4-6 Richter, είναι ένα πολύ συνηθισμένο φαινόμενο στην Ελλάδα τόσο στην ξηρά όσο και στη θάλασσα. Ο λόγος είναι ότι η Αφρικανική λιθοσφαιρική πλάκα συναντά την πλάκα της Νότια Ευρώπης στον ελληνικό χώρο διεισδύοντας κάτω από αυτήν και προκαλώντας έτσι συχνούς σεισμούς. Η συνάντηση των δύο πλακών γίνεται κατά μήκος ενός γεωλογικού τόξου που αρχίζει από τα Ιόνια νησιά, περνά νοτίως της Κρήτης και καταλήγει στην Ρόδο (εικόνα 1). Οι σεισμικές ζώνες στη Βόρεια Ελλάδα, μαζί με το σεισμικό τόξο του Νότου, δημιουργούν ένα μεγάλο αριθμό σεισμών μιχρού χαι μεσαίου μεγέθους παρέχοντας έτσι ένα σημαντικό όγκο σεισμικών δεδομένων που είναι πολύ χρήσιμα για την έρευνα. Εξαιτίας αυτής της γεωλογικής διαμόρφωσης, η ανατολική Μεσόγειος είναι μία πολύ σημαντική περιοχή για σεισμολογικές μελέτες. Στα μέσα του 2016, άρχισε να λειτουργεί στη Βόρεια Ελλάδα κοντά στα ελληνοαλβανικά σύνορα μια μικρή πειραματική συσχευή με σχοπό την χαταγραφή χαι αρχειοθέτηση των Αντηχήσεων Σούμαν-SR διότι εχρίθει ότι οι μετρήσεις αυτές θα συνέβαλαν ιδιαίτερα στην σεισμολογική έρευνα και την γεωφυσική έρευνα γενικότερα. Παράλληλα με την δράση αυτή επιδιώχθηκε να καλυφθεί ένα πειραματικό κενό επειδή δεν υπάρχει παρόμοια συσκευή ούτε γίνεται συστηματική καταγραφή Αντηχήσεων Σούμαν-SR σε ολόκληρη την Βαλκανική περιοχή αλλά και την Κεντρική και Ανατολική Μεσόγειο.



Σχήμα Ζ΄.1: Το ελληνικό σεισμικό τόξο (από τη Βικιπαίδεια).

Για τους αναγνώστες που δεν είναι εξοικειωμένοι με τα SR, αναφέρουμε εν συντομία ότι αυτά είναι εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας ατμοσφαιρικά ηλεκτρομαγνητικά κύματα στη ζώνη των 2-50Hz(ELF). Τα κύματα αυτά παρουσιάζουν ένα ιδιαίτερα χαρακτηριστικό φάσμα όπου κυριαρχούν οι συχνότητες 7. 8, 14, 21, 28 και 35Hz. Το σύστημα καταγραφής που τοποθετήθηκε στη Βόρεια Ελλάδα είναι πολύ ακριβές, αποτελείται από δύο πηνία μήκους 60-cm το καθένα και έχουν προσανατολιστεί το ένα κατά μήκος του γεωμαγνητικού άξονα (Βορράς -Νότος) και το άλλο κάθετα προς το πρώτο (Ανατολή-Δύση).

Τα πηνία αυτά συνοδεύονται από ενισχυτικό και καταγραφικό σύστημα όπου τα ψηφιοποιημένα δεδομένα οργανώνονται σε αρχεία 10 λεπτών πριν από την αποθήκευσή τους σε κάρτα SD. Η απαραίτητη ενέργεια λειτουργίας τους παρέχεται από μπαταρίες ελαχιστοποιώντας έτσι το ηλεκτρικό ρεύμα θορύβου. Πρόσθετες τεχνικές λεπτομέρειες και χαρακτηριστικά του συστήματος έχουν περιγραφεί εκτενώς στις εργασίες Tatsis et al. (2015, 2016) και Votis et al. (2018).

Στο Σχ. Ζ΄.2 απεικονίζεται μια τυπική μέτρηση 10 λεπτών από το πηνίο BX (Βορρά-Νότου) όπου στο επάνω επίπεδο απεικονίζονται οι πραγματικές εγγραφές και στο κάτω επίπεδο το αντίστοιχο φάσμα. Διακρίνονται καθαρά οι τυπικές συχνότητες SR7.8, 14, 21, 27 και 34Hz. Το φάσμα αυτό θα χρησιμοποιηθεί στην συνέχεια ως φάσμα αναφοράς για να συγκριθεί με το διαταραγμένο φάσμα που προκύπτει από την παρουσία προσεισμικών κυμάτων.

Στις 15 Οκτωβρίου 2016, UT = 20.13 έγινε ένας μεσαίος επιφανειακός σεισμός 5.3 Richter κοντά στο χωριό Καλπάκι στη Βόρεια Ελλάδα (39°9'N, 20°9'E) μόλις 3.65 χλμ μακριά από την τοποθεσία μέτρησης μας (39°54'49.8''N, 20°35'20.1''E), σε βάθος 17 χιλιομέτρων. Η πολύ μικρή απόσταση μεταξύ του σεισμικού επίκεντρου και της τοποθεσίας παρατήρησης SR δημιούργησε μια πολύ ενδιαφέρουσα ευκαιρία για τη μελέτη πιθανής σχέσης μεταξύ των ελαστικών σεισμικών κυμάτων και της

ηλεκτρομαγνητικής δραστηριότητας. Συγκεκριμένα σήματα με φάσματα που αποκλίνουν σημαντικά από το κανονικό φάσμα SR του σχήματος 2 καταγράφηκαν πριν από αυτό τον σεισμό. Έχει ήδη δημοσιευθεί λεπτομερής περιγραφή του συγκεκριμένου περιστατικού και έχουν διατυπωθεί κάποια πρώτα συμπεράσματα (Χριστοφυλάκης et al. 2019). Κατά τα επόμενα δύο χρόνια, μετά τον παραπάνω σεισμό, έγιναν δώδεκα ακόμη σεισμοί μεσαίου μεγέθους με επίκεντρα που βρίσκονταν μέσα σε έναν κύκλο με ακτίνα περίπου 250 χιλιομέτρων γύρω από τον χώρο παρατήρησης μας. Πριν από κάθε ένα από αυτούς τους σεισμούς καταγράφηκαν χαρακτηριστικά σήματα τα φάσματα των οποίων απέκληναν σημαντικά από το τυπικό φάσμα του σχήματος 2. Ένα κοινό επίσης χαρακτηριστικό όλων αυτών των σημάτων ήταν μια στενή λωρίδα αύξημένης τάσης που επικάθετο επάνω στην τυπική εγγραφή SR. Ένα πρόσθετο χαρακτηριστικό των προσεισμικών φασμάτων ήταν μια σημαντική αύξηση του κανονικού φάσματος SR στην περιοχή συχνοτήτων 20-25Hz (βλ. Σχ. Ζ΄.3).

Στον Πίν. 1.1 καταγράφονται οι συντεταγμένες, οι χρόνοι και τα μεγέθη των δώδεκα σεισμών που συνέβησαν γύρω από τον χώρο παρατήρησης μας εντός διαστήματος ενάμισι έτους, Οκτωβρίου 2016-Μάρτιος 2018. Δύο ακόμη σεισμοί θα μπορούσαν να είχαν συμπεριληφθεί στο παραπάνω χρονικό διάστημα, αλλά δυστυχώς οι εγγγραφές χάθηκαν λόγω τεχνικού προβλήματος του καταγραφέα. Δύο πολύ χαρακτηριστικές εγγραφές από τις περιπτώσεις 1 και 6 του Πίν. 1.1 εμφανίζονται στο Σχ. Ζ΄.3. Παρόμοια σήματα εντοπίστηκαν επίσης μέσα σε 1 έως 30 ώρες πριν από την έναρξη όλων των άλλων σεισμών του Πίν. 1.1.



Σχήμα Ζ΄.2: Τυπική μέτρηση 10 λεπτών από το πηνίο ΒΧ (επάνω) και το αντίστοιχο φάσμα ισχύος (κάτω). Η κόκκινη καμπύλη είναι μια τυπική προσαρμογή Lorentz.

A/A	Τοποθεσία	Συντεταγμένες	Ημερομηνία	Ωρα	Απόσταση (km)	Richter
				(UT)		
1	Καλπάκι (GR)	39.79 N/20.69 E	15/10/2016	20: 14:48	3.5	5.4 {5.5}
2	Καλπάκι (GR)	39. 76 N/20. 71 E	16/10/2016	00:09:59	3-4	5,0
3	Καλπάκι (GR)	39. 78 N/20. 66 E	16/10/2016	00:41:13. 9	«	5,0
4	Καλπάκι (GR)	39.69 N/20.70E	16/10/2016	00:48:18	«	5,0
5	Κέρκυρα (GR)	39. 94 N/19. 67 E	29/10/2016	20:15:28.6	98	4.4 {4.1}
6	Κιλκίς <mark>(</mark> GR)	40. 97 N/22. 76 E	10/11/2016	12:12:42	218	4.8
7	Κιλκίς <mark>(</mark> GR)	40. 98 N/22. 76 E	16/11/2016	09:15:14.1	218	4. 2
8	Κιλκίς <mark>(</mark> GR)	40. 96 N/22. 76 E	18/11/2016	23:22:49	218	4.9 {4.7}
9	Λίμνη Οχρίς (NM)	41. 13N/20. 89 E	02/07/2017	09:39:08.5	161	4. 2 {3. 7}
10	Λίμνη Οχρίς (NM)	41. 15N/20. 96 E	03/07/2017	11:18:20	161	5.0 {4.8}
11	Λίμνη Οχρίς (ΝΜ)	41. 15N/20. 96 E	07/07/2017	22:04:12. 1	161	4. 2
12	Καρδίτσα (GR)	39. 15N/21. 53 E	11/9/17	16:20:15.4	88	5.0 {4.9}

Πίναχας 1.1: Κατάλογος δώδεχα σεισμών που συνέβησαν μεταξύ του Οχτωβρίου 2016 χαι του τέλους του 2017 σε απόσταση 250 χιλιομέτρων από την τοποθεσία παρατήρησης. Μεγέθη σε Richter εντός παρενθέσεως εχφράζουν εχτιμήσεις του Ευρωπαϊχού Κέντρου Σεισμών.



Σχήμα Ζ΄.3: Άνω επίπεδο: Αρχικές παρατηρήσεις (ακατέργαστα δεδομένα) που καταγράφηκαν 8,5 ώρες πριν από τον σεισμό στο Καλπάκι (αριστερά, περίπτωση 1 στον Πίν. 1.1) και 4 ώρες πριν από τον σεισμό στο Κιλκίς (δεξιά · περίπτωση 6 στον Πίν. 1.1). Κάτω επίπεδο: Χαρακτηριστικά φάσματα που αντιστοιχούν στις εγγραφές του παραπάνω επιπέδου. Εμφανής είναι μία σαφής συμπίεση της κύριας συχνότητας 7,8Hz με παράλληλη αύξηση της ζώνης συχνοτήτων 20-30 HZ και στις δύο περιπτώσεις.

Ζ΄.2 Επεξεργασία δεδομένων

Στην παράγραφο αυτή εξετάζεται εάν οι χαρακτηριστικές μεταβολές στα σήματα SR που καταγράφονται λίγες ώρες πριν από τους δώδεκα σεισμούς του πίνακα 1, θα μπορούσαν να αποτελέσουν στοιχεία πρόβλεψης επερχόμενης σεισμικής δραστηριότητας. Εξετάζεται επίσης η στατιστική σημασία δύο μεθόδων πρόβλεψης σεισμικής δραστηριότητας με βάση την εμφάνιση αυτών των σημάτων. Η ανάλυσή μας βασίζεται στην εφαρμογή δύο προηγμένων μη- γραμμικών στατιστικών μεθόδων, που έχουν αναπτυχθεί κυρίως για οικονομικές προβλέψεις, της Logistic Regression (Greene 2002) και της Random Forest (Breiman 2001).

Z'.3 Η μέθοδος Logistic Regression

Η εφαρμογή της μεθόδου αυτής αρχίζει με την επιλογή μιας σειράς παραμέτρων που θα μπορούσαν δυνητικά να λειτουργήσουν ως μεταβλητές πρόβλεψης. Οι μεταβλητές αυτές επιλέγονται από τις αρχικές εγγραφές των σημάτων και αξιολογούνται ως προσεισμικές παράμετροι με βάση μια μη γραμμική συσχέτιση, στην οποία το επίπεδο εμπιστοσύνης κάθε παράγοντα εκτιμάται ξεχωριστά. Οι παράμετροι που επεξεργαζόμαστε με την μέθοδο Logistic Regression (εφεξής "LogReg") επιλέγονται από την Power Spectrum Density (PSD) των φασμάτων των αρχικών δεδομένων και περιγράφονται στον Πίν. 1.2.

A/A	Παράμετρος	Περιγραφή
1	logAreaUnderPSD	Φυσικός λογάριθμος του εμβαδού που περικλείεται από την καμπύλη PSD
2	RatioArea1	Αναλογία της περιοχής PSD του φάσματος γύρω από την συχνότητα νο. 1 (7,8 Hz) ως προς το συνολικό εμβαδόν.
3	RatioArea2	Αναλογία της περιοχής PSD του φάσματος γύρω από την συχνότητα νο. 2 (14Hz) ως προς το συνολικό εμβαδόν.
4	RatioArea3	Αναλογία της περιοχής PSD του φάσματος γύρω από την συχνότητα νο. 3, (21Hz) ως προς το συνολικό εμβαδόν.
5	RatioArea4	Αναλογία της περιοχής PSD του φάσματος γύρω από την συχνότητα νο. 4 (28Hz) ως προς το συνολικό εμβαδόν.
6	RatioArea5	Αναλογία της περιοχής PSD του φάσματος γύρω από την συχνότητα νο. 5 (35Hz) ως προς το συνολικό εμβαδόν.
7	μ_{freq}	Μέση τιμή της συχνότητας σταθμισμένης με την καμπύλη PSD
8	Var _{freq}	Διακύμανση της συχνότητας σταθμισμένης με την καμπύλη PSD

Πίναχας 1.2: Παράμετροι που επιλέγονται από το PSD των φασμάτων χαι αξιολογούνται ως προσεισμιχά σήματα επερχόμενων σεισμών.

Το PSD είναι μία γνωστή συνάρτηση της συχνότητος f και προκύπτει από τις αρχικές παρατηρήσεις V(t). Οι παράμετροι του Πίν. 1.2 υπολογίζονται από τις παρακάτω σχέσεις.

$$\log AreaUnderPSD = \log\left(\int_{fmin}^{fmax} PSD(f)df\right)$$
(7.1)

$$RatioArea_{i} = \frac{\int_{left_{i}}^{right_{i}} PSD(f)df}{\int_{fmin}^{fmax} PSD(f)df}, \ i = 1, \dots, 5$$
(7.2)

$$mu_{freq} = \frac{\int_{fmin}^{fmax} fPSD(f)df}{\int_{fmin}^{fmax} PSD(f)df}$$
(7.3)

$$var_{freq} = \frac{\int_{fmin}^{fmax} (f - mu_{freq})^2 PSD(f) df}{\int_{fmin}^{fmax} PSD(f) df}$$
(7.4)

Τα όρια ολοκλήρωσης σε σχέση με τη συχνότητα f στην σχέση (7.2) είναι τα ακόλουθα. Αριστερά όρια ολοκλήρωσης: 2, 11, 18, 24, 30 Hz. Δεξιά όρια ολοκλήρωσης: 11, 18, 24, 30, 36Hz. Τα όρια αυτά οριοθετούν λεπτές περιοχές εμβαδού γύρω από τις κύριες συχνότητες του φάσματος SR των 7, 8, 14, 21, 28, τα 35Hz. Υπόψη ότι τα φάσμα εκτείνεται από $f_{min} = 2z$ έως $f_{max} = 42Hz$. Οι παραπάνω παράμετροι συμπληρώνονται με μία ένατη ειχονιχή παράμετρο που λαμβάνει τιμές 0 ή 1. Η μεταβλητή αυτή ονομάζεται EQ History και συμβολίζεται με "xEQH". Μια παρατήρηση χαρακτηρίζεται ως 1, εάν και μόνο αν ένας σεισμός μεγέθους άνω των 4 Ρίχτερ συμβεί μέσα σε ένα χωρικό παράθυρο συντεταγμένων (Lat, log) από τον σταθμό μέτρησης στο Καλπάκι κατά τις επόμενες 48 ώρες μετά την παρατήρηση. Στην περίπτωση μας, το χωρικό παράθυρο ορίζεται σε +/- 3 μοίρες βόρεια/νότια και ανατολικά/δυτικά γύρω από το σημείο μέτρησης. Λόγω των υπολογιστικών περιορισμών, επιλέξαμε ένα δείγμα 59.748 παρατηρήσεων που περιέχει 5.222 συμβάντα (8,74% του δείγματος κατά την περίοδο 14 Σεπτεμβρίου 2016 έως 5 Φεβρουαρίου 2018). Κάθε μία από τις παραπάνω παρατηρήσεις είναι ένα μοναδικό αρχείο που περιέχει δέκα λεπτά συνεχών εγγραφών SR. Από χάθε ένα από τα παραπάνω αρχεία λαμβάνουμε ένα φάσμα παρόμοιο με αυτά που παρουσιάζονται στα σχήματα 2 και 3. Ας λάβουμε υπόψη μας το επόμενο μοντέλο δυαδικής απόκρισης που περιγράφεται από την εξίσωση

$$y_i = I\{X_i\beta + \epsilon_i \ge 0\}, \ i = 1, 2, \dots, N,$$

όπου, y_i είναι μια δυαδική μεταβλητή (0,1), X_i είναι ένα διάνυσμα διάστασης (k+1)που εκφράζει τις μεταβλητές πρόβλεψης, β είναι ένα διάνυσμα διάστασης (k+1)που εκφράζει άγνωστες παραμέτρους (τα βάρη) που πρέπει να υπολογιστούν, και ϵ_i είναι στοχαστικό σφάλμα. Η συνάρτηση I(z) παίρνει την τιμή 1, εάν η λογική τιμή z είναι TRUE και 0, εάν είναι FALSE. Το δείγμα είναι το σύνολο $\{(y_i, X_i) :$ $i = 1, ..., n\}$ όπου n οι παρατηρήσεις που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της παραμέτρου β . Μια παραμετρική υπόθεση σχετικά με τον όρο σφάλματος ϵ_i , είναι ότι ο όρος ϵ ακολουθεί την λογιστική κατανομή και οδηγεί στον εκτιμητή logit για το β . Αυτό είναι το μοντέλο που χρησιμοποιούμε για να εκτιμήσουμε τους συντελεστές β σε αυτή τη μελέτη. Μια εναλλακτική παραδοχή θα ήταν ο όρος σφάλματος ϵ να ακολουθεί την κανονική κατανομή, περίπτωση στην οποία θα είχαμε τον εκτιμητή probit για το διάνυσμα παραμέτρου β . Η παρακάτω Εξ. 7.5 αποτελεί την έκφραση του προβλήματος αριστοποίησης μέγιστης πιθανοφάνειας (maximum likelihood) για τον εκτιμητή logit για το διάνυσμα παραμετρων β.

$$\max \log L(\beta) = \sum_{i=1}^{N} y_i \log F(X_i\beta) + (1 - y_i) \log(1 - F(X_i\beta)),$$
(7.5)

όπου $F(X_i\beta) = \Lambda(X_i\beta) = \frac{1}{1+\exp(-X_i\beta)}$ είναι η λογιστική συνάρτηση,

$$H_{kl} == \frac{\partial^2 \log L}{\partial \beta_k \partial \beta_l}$$

είναι ο $(k+1)\times(k+1)$ πίνα
κας Hessian για τη συνάρτηση log-Likelihood του εκτιμητή logit. Ο πίνα
κας διακύμανσης-συνδιακύμανσης V ορίζεται ως

$$V = -H^{-1}$$

Όπου είναι ο αντίστροφος πίνακας Hessian. Στη συνέχεια, τα τυπικά σφάλματα (SEs) υπολογίζονται απλά από την τετραγωνική ρίζα των διαγώνιων στοιχείων του V,

$$SE = \sqrt{diag(V)}$$

Οι άγνωστες παράμετροι β (βάρη) υπολογίζονται για κάθε ανεξάρτητη μεταβλητή χρησιμοποιώντας αλγόριθμους μη γραμμικής βελτιστοποίησης (π.χ. αλγόριθμος Newton-Raphson). Τα τυπικά σφάλματα αναφέρονται σε παρενθέσεις στον πίνακα 3, κάτω από τις εκτιμήσεις για κάθε τιμή β (βάρος). Το τυπικό σφάλμα μπορεί να θεωρηθεί ως η αβεβαιότητα στη μέτρηση του βάρους. Εάν η αναλογία $\frac{weight}{SE} > 1.96$ ή $\frac{weight}{SE} < -1.96$, τότε η συγκεκριμένη επεξηγηματική μεταβλητή έχει στατιστικά σημαντικό συντελεστή (διάφορο του μηδενός) με στάθμη σημαντικότητας 5%. Όσο υψηλότερος είναι ο λόγος $\left|\frac{weight}{SE}\right|$ τόσο σημαντικότερος είναι ο συγκεκριμένος συντελεστής σε σχέση με τους υπόλοιπους συντελεστές, είτε άμεσα (εάν ο συντελεστής είναι ≥ 0) είτε αντίστροφα (εάν ο συντελεστής είναι ≤ 0). Τα αποτελέσματα παλινδρόμησης για το πλήρες δείγμα μας παρουσιάζονται στον παρακάτω Πιν. 1.3.

Μεταβλητή	Βάρος	Τυπικό Σφάλμα	Τιμή του z	Pr (> z)
xEQH	-0,076	(0,047)	-1,606	0,108
logAreaUnderPSD	0,405 * * *	(0,009)	44,097	< 2E-16
RatioArea1	22,2 * * *	(1,9)	11,748	< 2E-16
RatioArea2	6,0 * * *	(1,2)	4,901	9.55-07
RatioArea3	20,5 * * *	(1,2)	17,311	< 2E-16
RatioArea4	12,6 * * *	(1,1)	11,717	< 2E-16
RatioArea5	8,5 * * *	(1,0)	8,180	2.83 e-16
μ_{freq}	0,48 * * *	(0,05)	9,247	< 2E-16
Var _{freq}	0,005 * * *	(0,001)	6,293	3.12 e-10
Σταθερά	-24,6 * * *	(2,1)	-11,758	< 2E-16
Δείγμα	N=59748			

Πίνακας 1.3: Αποτελέσματα εφαρμογής της μεθόδου Logistic Regression για το πλήρες δείγμα (N = 59748) Σημείωση: κωδικοί σημαντικότητας: '***' 0,001 '**' 0,01 '* '0,05'. '0,1.

Υπόψη ότι όσο μεγαλύτερη η τιμή Z=(Bάρος/Τυπικό Σφάλμα) τόσο υψηλότερη είναι η στατιστική εμπιστοσύνη του συγκεκριμένου εκτιμητή. Από τον Πιν. 1.3 προκύπτει εμφανώς ότι η περιοχή 3 που αντιστοιχεί στην συχνότητα f=21 Hz υπερέχει σημαντικά των υπολοίπων εκτιμητών πράγμα που σημαίνει ότι η συχνότητα αυτή προβάλει ως ο πλέον αξιόπιστος εκτιμητής επερχόμενης σεισμικής δραστηριότητας.

Z'.3.1 Random Forest Method

Η μέθοδος Random Forest (εφεξής RF) είναι μια μέθοδος μηχανικής αυτο διδασκαλίας που προσομοιάζει με τα νευρωνικά δίκτυα και διατυπώθηκε από τον Breiman (2001). Ανήκει στην κατηγορία μεθόδων συνόλου (ensemble methods), που σημαίνει ότι δημιουργείται ένα σύνολο απλούστερων μοντέλων πρόβλεψης, και η βελτιωμένη απόδοση της συνολικής μεθόδου – το σύνολο (ensemble) – οφείλεται στην αξιοποίηση των πληροφοριών σχετικά με τις προβλέψεις που προκύπτουν από τα συγκεκριμένα υπο-μοντέλα που αποτελούν το σύνολο. Στην επιστημονική διάλεκτο, αυτό ονομάζεται "σοφία της αρχής του πλήθους". Ο τυχαίος αλγόριθμος Random Forest, όπως διατυπώθηκε από το Breiman (2001), μπορεί να λειτουργήσει τόσο ως παλινδρόμηση όσο και ως αλγόριθμος ταξινόμησης. Στην περίπτωση μας εφαρμόζουμε αυτή την μέθοδο ως μέθοδο ταξινόμησης. Δημιουργείται ένα σύνολο απλούστερων μοντέλων που ονομάζονται δένδρα και οι προβλέψεις εκδίδονται χρησιμοποιώντας ξεχωριστά κάθε δέντρο. Στη συνέχεια, πραγματοποιείται ένας μέσος όρος των προβλέψεων σε όλα τα δέντρα και η τελική πιθανότητα πρόβλεψης λαμβάνεται για το σύνολο των δέντρων, το λεγόμενο δάσος. Το δάσος αυτό ονομάζεται τυχαίο, επειδή κάθε δέντρο είναι χτισμένο χρησιμοποιώντας μια τυχαιοποιημένη διαδικασία. Ο αλγόριθμος τυχαίο δάσος παρουσιάζεται παρακάτω για την περίπτωση ταξινόμησης (π.χ. Βλέπε Hastie et al. 2009):

- 1. Για κάθε ακέραιο β στο διάστημα 1... B:
 - (α') Δημιουργούμε ένα δείγμα εκκίνησης S * με N παρατηρήσεις από το σύνολο εκπαίδευσης.
 - (β΄) Δημιουργούμε ένα δέντρο T_b για το δείγμα S*, επαναλαμβάνοντας αναδρομικά τα επόμενα βήματα για κάθε κόμβο τερματικού του δέντρου, μέχρι να ληφθεί ένα ελάχιστο μέγεθος του κόμβου n_{min} .
 - i. Επιλέγουμε τις μεταβλητές m τυχαία από τις μεταβλητές p.
 - Επιλέγουμε την καλύτερη μεταβλητή για να δημιουργήσουμε μια διαίρεση μεταξύ των μεταβλητών m.
 - iii. Διαχωρίζουμε τον δεδομένο κόμβο σε δύο θυγατρικούς κόμβους.
- 2. Αναφέρουμε το σύνολο των δέντρων $\{T_b\}_1^B$ για να κάνουμε μια πρόβλεψη κλάσης σε μια νέα παρατήρηση x, εφαρμόζοντας την πλειοψηφική ψήφο (majority vote) για τις μεμονωμένες προβλέψεις κλάσης κάθε επί μέρους μοντέλου δέντρου $\{T_b\}_1^B$.

Η ισχύς της μεθόδου RF είναι ότι μπορεί να χειριστεί πολύ καλά συσχετισμένους παράγοντες πρόβλεψης, λόγω της υποκείμενης τυχαίας επιλογής που είναι εγγενής στη φάση δημιουργίας δέντρων, καθώς και λόγω του μέσου όρου που λαμβάνει χώρα στην πρόβλεψη της τελικής κλάσης. Η αρχή εργασίας της μεθόδου RF μπορεί να γίνει κατανοητή με μεγαλύτερη λεπτομέρεια διαβάζοντας το Hastie et al. (2009) και την αρχική δημοσίευση Breiman (2001). Για τους σκοπούς του έργου αυτού, στηριχθήκαμε στην εφαρμογή R του αλγορίθμου RF (Liaw and Wiener, 2002). Ο αρχικός κώδικας Breiman (2001) είναι γραμμένος σε Fortran και το πακέτο Random Forest είναι ένα περιτύλιγμα γύρω από τον κώδικα Fortran γραμμένο στη στατιστική γλώσσα R (R Core Team, 2016).

Όπως περιγράφεται στη δημοσίευση Breiman (2001), οι κρίσιμες παράμετροι για τη ρύθμιση της ταξινόμησης RF είναι κυρίως οι παράμετροι 'ntree' και 'mtry'. Η πρώτη παράμετρος είναι ο αριθμός των δέντρων που χρησιμοποιούνται για τη δημιουργία του δάσους (η παράμετρος *B* στον παραπάνω αλγόριθμο) και η δεύτερη παράμετρος είναι ο αριθμός των μεταβλητών που επιλέγονται από το σύνολο των μεταβλητών *p* για τη δημιουργία του κόμβου διαχωρισμού (η *m* παράμετρος στον παραπάνω αλγόριθμο). Στους υπολογισμούς μας αποδίδουμε τις τιμές *ntree* = 500 και *mtry* = 2. Όπως μπορεί να δει κανείς στη βιβλιογραφία, η απόδοση του αλγορίθμου RF είναι στιβαρή (robust) για ένα ευρύ φάσμα τιμών ntree και *mtry* (δείτε την αρχική μελέτη Breiman, 2001).

Ζ΄.3.1.1 Αξιολόγηση Αποτελεσμάτων Πρόβλεψης Η ανάλυσή μας προβλέπει Ναι/Οχι για την περίπτωση εμφάνισης ενός συμβάντος, καθώς επίσης με Ναι/Οχι χαρακτηρίζεται και το πραγματικό γεγονός, αν δηλαδή πράγματι συνέβη το γεγονός ή όχι. Τα αποτέλεσμα των αποφάσεων αυτών απεικονίζονται στον κατωτέρω Πιν. 1.4.

		ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΟ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ		
		Όχι	Ναι	
λεψειΣ	Όχι	TN	FN	
ПРОВ	Ναι	FP	ТР	

Πίναχας 1.4: Πίναχας συνάφειας (contingency table) σε ένα πρόβλημα δυαδιχής πρόβλεψης. Σημείωση: TN = αληθές αρνητιχό, TP = πραγματιχό θετιχό, FP = ψευδώς θετιχό, FN = ψευδώς αρνητιχό.

Στην πράξη, στο σενάριο μιας πιθανολογικής δυαδικής ταξινόμησης, χρησιμοποιείται ένα κατώφλι πιθανότητας για να μετατραπεί η πιθανότητα του συμβάντος σε Ναι/Οχι. Έτσι, σε περίπτωση πιθανολογικής ταξινόμησης, ένας πίνακας συνάφειας παρόμοιος με τον Πίν. 1.4 λαμβάνεται ως συνάρτηση του κατωφλίου πιθανότητας που έχει επιλεγεί. Το κατώφλι πιθανότητας μπορεί να ποικίλει σε ένα πλέγμα μεταξύ μηδέν και 1, με μέγεθος βήματος 0.01. Έτσι, μπορούν να δημιουργηθούν 101 πίνακες συνάφειας παρόμοιοι με τον Πίν. 1.4.

Για έναν συγκεκριμένο πίνακα συναφειας και αφού οριστούν προηγούμενος οι ποσότητες TN, TP, FP, FN, η ακρίβεια (ACC), η μετρική True Skill Statistic (TSS) και η μετρική Heidke Skill Score (HSS), ορίζονται ως εξής:

$$ACC = \frac{TN + TP}{n} \tag{7.6}$$

$$TSS = \frac{TP}{TP + FN} - \frac{FP}{FP + TN}$$
(7.7)

$$HSS = \frac{2(TP \times TN - FP \times FN)}{(TP + FN)(FN + TN) + (TP + FP)(FP + TN)}$$
(7.8)

To ACC χυμαίνεται από 0 έως 1, το TSS χυμαίνεται από -1 έως 1 και το HSS χυμαίνεται από μείον άπειρο έως 1. Όσο υψηλότερες είναι οι τιμές του ACC, TSS ή HSS, τόσο καλύτερα συμπεριφέρεται το μοντέλο πρόβλεψης ταξινόμησης. Εκτός από την αξιολόγηση των τιμών ACC, TSS και HSS, μπορούμε επίσης να χρησιμοποιήσουμε τα οπτικά εργαλεία επιθεώρησης των καμπυλών Receiver Operating Characteristic (ROC) και των διαγραμμάτων αξιοπιστίας (Reliability Diagrams, RD). Πράγματι, παρουσιάζουμε τέτοια διαγράμματα στη συνέχεια, όπου συζητούμε επίσης την ερμηνεία τους με τα συγκεκριμένα παραδείγματα των Σχ. Ζ΄.4-Ζ΄.6.

Ζ΄.3.1.2 Κύρια αποτελέσματα Επικεντρωνόμαστε τώρα στην αξιολόγηση του δυναμικού πρόβλεψης των παρατηρήσεών μας. Για το σκοπό αυτό, διαιρούμε με τυχαίο τρόπο το πλήρες δείγμα των παρατηρήσεών μας σε δύο ίσα μέρη ώστε να καταρτήσουμε ένα σετ εκπαίδευσης (training set) και ένα σετ δοκιμής (testing set), χρησιμοποιώντας για τον σκοπό αυτό μια γεννήτρια τυχαίων αριθμών. Τα δύο σετ παρατηρήσεων έχουν τομή το κενό σύνολο και καλύπτουν το αρχικό σετ παρατηρήσεων. Χρησιμοποιούμε το σετ εκπαίδευσης, για να εκτιμήσουμε ή να εκπαιδεύσουμε την ταξινόμηση του τυχαίου δάσους και στη συνέχεια να χρησιμοποιήσουμε το σετ δοχιμής, για να προχωρήσουμε σε προβλέψεις που φυσιχά επιβεβαιώνονται από τα πραγματιχά γεγονότα ,δηλαδή αν συνέβη ή όχι σεισμός. Αυτή είναι η χλασσιχή τεχνιχή επιχύρωσης (validation) της Μηχανιχής Μάθησης (Machine Learning). Η διαδιχασία αυτή επαναλαμβάνεται R = 200 φορές.

Στην συνέχεια, παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα ενός ενδεικτικού ζεύγους εκπαίδευσης/δοκιμής (μάλιστα του 200ου), με τη μορφή διαγραμμάτων, δηλαδή προφίλ ACC, TSS και HSS (Skill Score Profiles, SSP) ως προς το κατώφλι πιθανότητας, διαγράμματα αξιοπιστίας και καμπύλες ROC. Οι αξιολογούμενες προβλέψεις αφορούν πάντα το σετ δοκιμής.

Ζ΄.3.1.2.1 Μελέτη Monte Carlo και Αξιολόγηση Αποτελεσμάτων Επαναλαμβάνοντας την παραπάνω ανάλυση για R = 200 τυχαίες διαιρέσεις σε υποσύνολο - εκπαίδευσης και υποσύνολο – δοκιμής, όπου πρώτα γίνεται εκπαίδευση του αλγορίθμου RF στο σετ εκπαίδευσης και δεύτερον χρησιμοποιώντας το εκπαιδευμένο μοντέλο RF για να προβλέψει τις πιθανότητες του EQ για κάθε παρατήρηση στο σετ δοκιμών, μπορούμε να δημιουργήσουμε SSP, RD και ROC καμπύλες για κάθε τυχαίο διαχωρισμό. Επιπλέον, συλλέγουμε τα στατιστικά στοιχεία των TSS και HSS ως συνάρτηση του κατωφλίου πιθανότητας για τις 200 εκτελέσεις. Στον πίνακα 5 παρουσιάζεται ο μέσος όρος ACC, TSS και HSS σε σχέση με το κατώφλι πιθανότητας για τον αλγόριθμο πρόβλεψης RF για το δείγμα δοκιμής.

Παρατηρούμε ότι η μέγιστη ACC είναι ίση με 93% και λαμβάνεται για το κατώφλι πιθανότητας από 0.40 έως 0.50. Σε αυτό το εύρος του κατωφλίου, τα TSS και HSS δεν είναι πολύ υψηλά, με το HSS να έχει υψηλότερες τιμές από το TSS. Για τιμές κατωφλίων 0.10 - 0.25 λαμβάνουμε τις ακόλουθες τιμές για τα TSS και HSS:

- Κατώφλι = 0.10, TSS = 61%, HSS = 32%
- Κατώφλι = 0.15, TSS = 60%, HSS = 40%
- Κατώφλι = 0.20, TSS = 56%, HSS = 44%
- Κατώφλι = 0.25, TSS = 50%, HSS = 47%

Αυτές οι τιμές TSS καιHSS (κατά μέσο όρο σε 200 εκτελέσεις) είναι πολύ ικανοποιητικές. Πιστεύουμε ότι το κατώφλι με το πιο ισορροπημένο διάνυσμα (TSS, HSS) είναι το κατώφλι 0.25. Έτσι, ο προτεινόμενος ταξινομητής RF επιλέγεται για το κατώφλι 25% και παρέχει TSS = 50% και HSS = 47% κατά μέσο όρο για το σύνολο δοκιμών (εκτός δείγματος). Δεδομένου ότι έχουμε επιτύχει TSS και HSS τιμές ~ 50%για το ίδιο όριο πιθανότητας (0.25), πιστεύουμε ότι το μοντέλο πρόβλεψης είναι ικανοποιητικό.

Στο Σχ. Ζ΄.4, σχεδιάσαμε το TSS (πράσινο), HSS (μπλε) και ACC (κόκκινο) ως συνάρτηση του κατωφλίου πιθανότητας που χρησιμοποιείται για τη μετατροπή των πιθανοτήτων πρόβλεψης στα προβλεπόμενα συμβάντα Ναι/Οχι. Σε αυτό το συγκεκριμένο υπολογισμό (π.χ. τον τελευταίο από το σύνολο των 200) η μέγιστη TSS επιτυγχάνεται στο κατώφλι 12% με τιμή 62.7% και η κορυφή HSS παρατηρείται στο κατώφλι 26% με τιμή 47.7%. Για ένα ενδιάμεσο κατώφλι 20% το TSS είναι 57.6% και το HSS είναι 45.3%.

-			
Κατώφλι	ACC	TSS	HSS
0,00	0,18 (0,00)	0,10 (0,00)	0,02 (0,00)
0,05	0,64 (0,01)	0,54 (0,01)	0,19 (0,01)
0,10	0,79 (0,00)	0,61 (0,01)	0,32 (0,01)
0,15	0,85 (0,00)	0,60 (0,01)	0,40 (0,01)
0,20	0,89 (0,00)	0,56 (0,01)	0,44 (0,01)
0,25	0,91 (0,00)	0,50 (0,01)	0,47 (0,01)
0,30	0,92 (0,00)	0,44 (0,01)	0,47 (0,01)
0,35	0,92 (0,00)	0,38 (0,01)	0,45 (0,01)
0,40	0,93 (0,00)	0,32 (0,01)	0,42 (0,01)
0,45	0,93 (0,00)	0,27 (0,01)	0,37 (0,01)
0,50	0,93 (0,00)	0,22 (0,01)	0,32 (0,01)
0,55	0,92 (0,00)	0,18 (0,01)	0,27 (0,01)
0,60	0,92 (0,00)	0,14 (0,01)	0,22 (0,01)
0,65	0,92 (0,00)	0,10 (0,01)	0,17 (0,01)
0,70	0,92 (0,00)	0,08 (0,01)	0,13 (0,01)
0,75	0,92 (0,00)	0,05 (0,00)	0,09 (0,01)
0,80	0,92 (0,00)	0,03 (0,00)	0,06 (0,01)
0,85	0,91 (0,00)	0,02 (0,00)	0,03 (0,01)
0,90	0,91 (0,00)	0,01 (0,00)	0,01 (0,00)
0,95	0,90 (0,11)	0,00 (0,00)	0,00 (0,00)
1,00	0,00 (0,00)	0,00 (0,00)	0,00 (0,00)

Πίναχας 1.5: Μέσος όρος, ACC, TSS χαι HSS για τον αλγόριθμο τυχαίου δάσους (Random Forest) για 200 τυχαίες διαιρέσεις σε σύνολα εχπαίδευσης χαι δοχιμής (τυπιχή απόχλιση σε παρενθέσεις). Τα στατιστιχά στοιχεία αναφέρονται στο σετ δοχιμής.



Σχήμα Ζ΄.4: Προφίλ ικανότητας πρόβλεψης (Skill Score Profiles, SSP) για τον αλγόριθμο πρόβλεψης RF ως συνάρτηση του κατωφλίου πιθανότητας που χρησιμοποιείται. Οι μετρήσεις αναφέρονται στο σύνολο δοκιμής No. 200.

Ζ΄.3.1.2.2 Διαγράμματα αξιοπιστίας Στο Σχ. Ζ΄.5 παρουσιάζεται το διάγραμμα αξιοπιστίας για πρόβλεψη με τον αλγόριθμο RF. Ο άξονας x παρουσιάζει την προβλεπόμενη πιθανότητα με βήμα 0.05 μεταξύ του μηδέν και του ένα. Ας υποθέσουμε ότι έχουμε ένα δείγμα δοκιμής από 100 παρατηρήσεις. Αν 17 παρατηρήσεις

από αυτές σχετίζονται με προβλέψεις πιθανοτήτων μεταξύ 15% και 20% μπορούμε να υπολογίζουμε για αυτές τις συγχεχριμένες 17 παρατηρήσεις πόσες συνδέονται με πραγματικά γεγονότα. Έτσι, λαμβάνουμε μια σχετική συχνότητα για αυτό το βήμα πιθανοτήτων που φαίνεται στον άξονα y (Άξονας συχνοτήτων). Ας υποθέσουμε ότι έχουμε 3 παρατηρήσεις που αντιπροσωπεύουν πραγματικά γεγονότα και 14 που δεν αντιστοιχούν σε γεγονότα. Στη συνέχεια, η σχετιχή τιμή συχνότητας θα είναι 3/17 = 17.6%. Σε διάγραμμα αξιοπιστίας η υπολογισμένη συχνότητα x = 17,5% και η παρατηρηθείσα y = 17,6% αποτελούν ένα σημείο της καμπύλης. Επαναλαμβάνοντας την διαδικασία αυτή για όλα τα βήματα του άξονα x λαμβάνουμε μια καμπύλη και με συγκεκριμένες μεθόδους αναδειγματοληψίας (resampling), μπορούμε επίσης να αποκτήσουμε γραμμές σφάλματος για τα σημεία της καμπύλης. Έτσι, σχεδιάζεται ένα διάγραμμα αξιοπιστίας, το οποίο στην περίπτωσή μας παρουσιάζεται στο Σχ. Ζ΄.5. Όσο πιο κοντά είναι η κόκκινη καμπύλη στη διαγώνια y = x, τόσο καλύτερη είναι η αξιοπιστία της μεθόδου πρόβλεψης. Βλέπουμε ότι η μέθοδος είναι πολύ αξιόπιστη για πιθανότητες μέχρι το 45% και στη συνέχεια η RF υποπροβλέπει για πιθανότητες μέχρι 80%. Για παράδειγμα, όταν το μοντέλο δίνει πιθανότητες 60%, οι παρατηρούμενες συχνότητες είναι 80%, οπότε αναφερόμαστε στην υποπρόβλεψη, π.χ. προβλέποντας λιγότερα γεγονότα από τα πραγματικά. Για πολύ υψηλές πιθανότητες πάνω από 80%, η RF επιτυγχάνει και πάλι μια καλύτερη αντιστοιχία με τις πραγματικές συχνότητες των σεισμών που έγιναν. Επίσης, βλέπουμε ότι οι μπάρες σφάλματος αυξάνονται χαθώς μεταχινούμαστε σε μεγαλύτερα ποσοστά πιθανότητας, κάτι που μπορεί να οφείλεται στο γεγονός ότι τα πολύ μεγάλα ποσοστά πρόβλεψης παρουσιάζονται πιο σπάνια. Συνολικά, η κόκκινη γραμμή RD ακολουθεί πολύ κοντά την διαγώνιο y = x πάνω από ένα πολύ ευρύ φάσμα πιθανοτήτων, η οποία αποτελεί ένδειξη χαλής απόδοσης του αλγορίθμου RF.



Σχήμα Ζ΄.5: Διάγραμμα αξιοπιστίας (reliability diagram) για την πρόβλεψη σεισμών με την μέθοδο Random Forest.

Z'.3.1.2.3 Receiver-Operating-Characteristic (ROC) curve Το Σχ. Ζ'.6 παρουσιάζει την χαραχτηριστική καμπύλη δέκτη (Receiver Operating Characteristic) για την μέθοδο RF που ταξινομεί το δείγμα δοκιμής. Το διάγραμμα καμπύλης ROC απεικονίζει τη σχέση μεταξύ της πιθανότητας ανίχνευσης (Probability of Detection, POD) στον άξονα y και της πιθανότητας εσφαλμένης ανίχνευσης (Probability of False Detection, POFD) στον άξονα x για μια περιοχή κατωφλίων πιθανότητας μεταξύ μηδέν και ενός. Ιδανικά, η καμπύλη ROC θα πρέπει να περάσει από το σημείο (0, 1) στο επίπεδο POFD-POD στην περίπτωση μιας τέλειας ταξινόμησης, π.χ. που θα είχε POFD = 0 και POD = 1 για όλα τα κατώφλια πιθανότητας. Στην πράξη όμως, η ομαλή καμπύλη περιαχή κάτω από το σημείο (0, 1) και φαίνεται τελικά σαν αυτή του Σχ. Ζ'.6. Η περιοχή κάτω από την καμπύλη ROC (AUC) είναι ένας δείκτης της ποιότητας της καμπύλης αυτή. Όσο υψηλότερη είναι η AUC τόσο καλύτερη είναι η καμπύλη ROC, και το εύρος της AUC είναι μεταξύ 0 και 1. Η AUC για την RF στο Σχ. Ζ'.6 είναι AUC = 0.891 η οποία είναι πολύ ικανοποιητική. Γενικά, η καμπύλη ROC για τον αλγόριθμο RF στο σετ δοκιμής είναι πολύ καλή.

Παρατηρούμε επίσης ότι η περιοχή κάτω από το ROC έχει μια μέση τιμή (τυπική απόκλιση σε παρένθεση) **0.8912 (0.0028)** μετά από 200 επαναλήψεις υπολογισμών στο σετ δοκιμής. Με ιδανική τιμή το 1,00, η μέση τιμή του 0.8912 με μια μικρή τυπική απόκλιση για την AUC δείχνει πολύ καλή ικανότητα πρόβλεψης, σύμφωνα με την επιλογή παραμέτρων πρόβλεψης που κάναμε για τους συγκεκριμένους σεισμούς που έχουμε καταγράψει.



Σχήμα Ζ΄.6: Καμπύλη ROC που λειτουργεί ως δείχτης ποιότητος για την πρόβλεψη τυχαίων συμβάντων σεισμών.

Σχόλια

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, κάθε πρόβλεψη αξιολογείται ανάλογα με την τιμή z (βλ. παράγραφο 3). Όσο υψηλότερη είναι η απόλυτη τιμή z, τόσο υψηλότερο το επίπεδο εμπιστοσύνης της συγκεκριμένης πρόβλεψης. Τελικά η εφαρμογή δύο προηγμένων μη-γραμμικών στατιστικών μεθόδων, της Logistic Regression (LogReg) και της Random Forest (RF) σε ένα πολύ μεγάλο δείγμα παρατηρήσεων (N = 59748) στην περιοχή ELF και ειδικότερα στην περιοχή Schuman (2-50z) οδήγησαν στα ακόλουθα αποτελέσματα. Η εφαρμογή της μεθόδου LogReg έδειξε ότι η σημαντικότερη παράμετρος στην πρόβλεψη επερχόμενων σεισμών μέσω κυμάτων ELF είναι η περιοχή συχνοτήτων 20 - 25z. Επιπλέον, η εφαρμογή της μεθόδου RF επιβεβαίωσε την σημαντικότητα της περιοχής Schuman 20-25 HZ ενώ παράλληλα πρόσθεσε ότι μπορούμε να επιτύχουμε πρόβλεψη με εμβαδό κάτω από την καμπύλη ROC, AUC = 89, 1% για το σετ δοκιμής.

Τέλος το εμβαδόν ολόκληρου του φάσματος (παράμετρος logAreaUnderPSD) ενώ παρουσιάζει υψηλή τιμή Ζ δεν λειτουργεί τόσο ως παράμετρος πρόβλεψης αλλά μάλλον ως παράμετρος αναφοράς ή προιδεασμού. Συγκεκριμένα, από τον πίνακα 2 είναι προφανές ότι όλες οι μεταβλητές είναι στατιστικά σημαντικές σε επίπεδο 0.1% εκτός από την "xEQH",η οποία δεν είναι σημαντική ούτε σε επίπεδο 10%. Αυτό σημαίνει ότι η ιστορία των σεισμών δεν φαίνεται να παίζει σημαντικό ρόλο στο δείγμα μας πράγμα που δεν μπορεί να γενικευθεί για εναλλακτικά κριτήρια χαρακτηρισμού του γεγονότος του σεισμού (διαφορετικό χωρικό παράθυρο, διαφορετικό χρονικό παράθυρο, διαφορετικό κατώφλι για μέγεθος σεισμού).

Οι πιο σημαντικές μεταβλητές είναι η "logAreaUnderPSD" δηλαδή ο λογάριθμος του εμβαδού της καμπύλης PSD (f) με τιμή z = 44.1, καθώς η "Ratio Area 3" δηλαδή ο λόγος του εμβαδού γύρω από την συχνότητα των 21Hz ως προς το συνολικό εμβαδό της καμπύλης PSD(f), με τιμή z = 17.3. Μία τιμή z μεγαλύτερη από 1.96 υποδεικνύει μια τιμή p-value κάτω από 0.05 που σημαίνει στατιστική σημασία σε επίπεδο σημαντικότητας 5%. Αυτό σημαίνει ότι η υπόθεσή μας ότι ένα αξιόπιστο προσεισμικό σήμα είναι η εμφάνιση ισχυρών σημάτων γύρω από 21Hz στα φάσματα ισχύος του SR φαίνεται να είναι έγκυρη, επειδή η συσχετισμένη τιμή z είναι η δεύτερη μεγαλύτερη και ίση με 17.3. Το κύριο συμπέρασμα που προέρχεται από τη συνολική εφαρμογή της μεθόδου LogReg είναι ότι υπάρχει στενή σύνδεση μεταξύ της παραμέτρου "Ratio Area 3" και των προ-σεισμικών λιθοσφαιρικών διεργασιών. Αυτό είναι πολύ ενδιαφέρον, επειδή δύο εντελώς ανόμοια φαινόμενα όπως οι γεωλογικές σεισμικές διεργασίες και ατμοσφαιρικά ηλεκτρομαγνητικά κύματα φαίνεται να συσχετίζονται με κάποιο άγνωστο προς το παρόν τρόπο.

Από την εφαρμογή της μεθόδου RF λαμβάνουμε πιο συγκεκριμένα και ισχυρά αποτελέσματα. Το κύριο πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι η ικανότητά της να χειρίζεται πολλές επεξηγηματικές μεταβλητές με υψηλή συσχέτιση μεταξύ τους, κάτι που προκαλεί αστοχίες στα κλασικά στατιστικά μοντέλα παλινδρόμησης. Η πρώτη εφαρμογή της μεθόδου RF στο παρόν άρθρο έδωσε πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα. Η POD στο Σχ. Ζ΄.6 πέτυχε πολύ υψηλές τιμές σε σύγκριση με τη POFD, κάτι που οδηγεί σε πολύ ικανοποιητικές τιμές του TSS και AUC. Συνολικά πρόκειται για πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα που μπορούν να οδηγήσουν σε πολύ ελπιδοφόρες και αξιόπιστες βραχυπρόθεσμες προβλέψεις.

Ζ'.4 Συμπεράσματα

Δύο προηγμένες μη γραμμικές στατιστικές μέθοδοι πολλαπλής παλινδρόμησης εφαρμόστηκαν σε μια μακρά και λεπτομερή χρονοσειρά (59748 εγγραφές των 10 λεπτών η κάθε μία μαζί με τα αντίστοιχα φάσματα τους) η οποία καλύπτει διάστημα ενάμιση χρόνου. Από την εφαρμογή της μεθόδου LogReg προέκυψε ότι η περιοχή γύρω από την συχνότητα SR (21HZ) είναι μια παράμετρος που σχετίζεται άμεσα με επικείμενη σεισμική δραστηριότητα μέσα σε ένα χρονικό πλαίσιο 48 ωρών, σε μια περιοχή ακτίνας 250km γύρω από το σημείο παρατήρησης. Επιπλέον, με την εφαρμογή της μεθόδου RF πετύχαμε ένα πολύ σημαντικό επίπεδο πρόβλεψης. Το δυνατό σημείο αυτής της μεθόδου είναι η ικανότητα αυτοδιδασκαλίας και αυτοβελτίωσης της πράγμα που σημαίνει ότι μια συνεχής λειτουργία των αλγορίθμων RF πάνω σε ένα συνεχώς αυξανόμενο δείγμα δεδομένων μετά βέβαια από σημαντική αναβάθμιση της υπολογιστικής ισχύος, μπορεί να επιτύχει πολύ αξιόπιστες και ως εκ τούτου πρακτικά αξιοποιήσιμες προβλέψεις επερχόμενων σεισμών.

Σίγουρα, η μελλοντική έρευνα θα βελτιώσει σημαντικά τα αποτελέσματα που επιτεύχθηκαν σε αυτή τη μελέτη. Εναλλακτικές και βελτιωμένες παράμετροι πρόβλεψης μπορούν να εξαχθούν από τα φάσματα ισχύος SR ή/και μπορούμε να δοκιμάσουμε εναλλακτικούς/βελτιωμένους αλγόριθμους πρόβλεψης. Επίσης, η μελλοντική έρευνα θα μπορέσει να επικεντρωθεί σε εναλλακτικούς τρόπους οριοθέτησης διαφόρων σταθερών των σεισμών, όπως μεγαλύτερο εύρος μεγεθών σεισμών (π.χ. ευρύτερο από 4R έως 5R), πιο εκτεταμένο χωρικό παράθυρο N/S/W/E (π.χ. από 3 έως 10 μοίρες), διαφορετική διάρκεια χρόνου πρόβλεψης (π.χ. από 6, 12, 24, 48 και 72 ώρες) κλπ. Τέτοιες μελέτες θα διερευνήσουν την ευαισθησία της προσέγγισής μας και την ικανότητα πρόβλεψης σε σχέση με τις διάφορες ρυθμίσεις παραμέτρων.

Ευχαριστίες

Οι συγγραφείς εκφράζουν θερμές ευχαριστίες στο Μαριολοπούλειο -Καναγκίνειο Ίδρυμα Επιστημών Περιβάλλοντος για την γενναιόδωρη υποστήριξή του για την πραγματοποίηση του έργου δημιουργίας σταθμού μέτρησης αντηχήσεων Σούμαν (SR). Πολλές ευχαριστίες εκφράζονται επίσης στους κατοίκους του Χωριού Δολιανά στη Βόρεια Ελλάδα και στην Εκκλησιαστική Επιτροπή του ίδιου χωριού για τη συμβολή τους στο έργο μας παρέχοντας τις απαιτούμενες διευκολύνσεις για την στέγαση και φύλαξη του σταθμού.

Αναφορές

- 1. Hayakawa M., Ohta K., Nickolaenko A. P. and Ando Y., 2005, Ann. Geoph. 23, 1335-1346.
- 2. Breiman L. 2001, Mach. Learn., 45(1), 5.
- 3. Christofilakis, V., Tatsis, G., Votis, G., Contopoulos I., Repapis, C. and Tritakis V. 2019, J. Atm. and Solar-Terrestrial Phys. 182, 138.
- 4. Greene W.H. 2002, "Econometric Analysis", 5th Ed., Prentice Hall.
- 5. Hastie T., Tibshirani R. and Friedman J. 2009, "The Elements of Statistical Learning: Data Mining, Inference and Prediction", Springer.
- 6. Hayakawa M. and Molchanov O. A. 2007, U.R.S.I. Radio Sci. Bull., No. 320, 8.

- 7. Liaw A. and Wiener, M. 2002, R. News, 2(3), 18.
- 8. Pulinets S. and Ouzounov D. 2016, EGU General Assembly 2016, Vienna Austria, id. EPSC2016-3466.
- 9. R Core Team: 2016, R: A Language and Environment for Statistical Computing, R Foundation for Statistical Computing, Vienna.
- 10. Tatsis G., Votis G., Christofilakis V., Kostarakis P., Tritakis V and and Repapis C. 2015, J. Atm. Solar-Terrestrial Phys. 135, 152.
- 11. Tatsis G., Votis C., Christofilakis V., Kostarakis P., Tritakis V., Repapis C. and Kalavrezos P. 2016, J. of Engin. Sci. and Techn. Rev. 9 (4), 61.
- 12. Votis C., Tatsis G., Christofilakis V., Chronopoulos S , Kostarakis P., Tritakis V. and Repapis, C. EURASIP J. on Wireless Comm. and Networking, Open Access, https://doi.org/10.1186/s13638-018-1157-7.

Η΄ Δημοσιεύσεις του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών για το 2018

Κατά το έτος 2018 δημοσιεύθηκαν ή έγιναν δεκτές προς δημοσίευση 61 εργασίες, εκ των οποίων 41 σε περιοδικά με σύστημα κριτών. Συγκεκριμένα οι δημοσιεύσεις είναι: Επιμέλεια ειδικών εκδόσεων: Εκδόθηκε από το ΚΕΑΕΜ ένας ειδικός τόμος με τίτλο «Νεότερες Εξελίξεις στην Αστρονομία 2018» (Επιμέλεια Γ. Κοντόπουλος και Π.Α. Πάτσης), στον οποίον παρουσιάστηκε μια σειρά άρθρων που συνοψίζουν χαρακτηριστικά πρόσφατα αποτελέσματα ερευνητικών εργασιών του ΚΕΑΕΜ. Τα περιεχόμενα του τόμου ήταν τα ακόλουθα:

- Γεώργιος Κοντόπουλος & Ροσίο Πάεζ: "Τάξη μέσα στο Χάος"
- Π. Πάτσης: "Δυναμική τρισδιάστατων γαλαξιακών σπειρών"
- Χ. Ευθυμιόπουλος: "Η Παλίρροια στο Ηλιακό μας Σύστημα"
- Ι. Κοντόπουλος: "Φυσικές διεργασίες γύρω από μια μελανή οπή"
- Σ. Βασιλάχος & Μ. Πλειώνης: "Κοσμολογία: Η επιστήμη της γένεσης και εξέλιξης του Σύμπαντος."
- Κ. Γοντικάκης: "Ηλιακή Φυσική: Μελέτη της ανώτερης ηλιακής ατμόσφαιρας."
- Μ. Γεωργούλης: "Η πρόγνωση του διαστημικού καιρού την εποχή της τεχνητής νοημοσύνης: το πρόγραμμα FLARECAST και βασικά αποτελέσματά του."
- Μ. Χαρσούλα Χρ. Ευθυμιόπουλος & Γ. Κοντόπουλος: "Γαλαξιακό Μοντέλο του Γαλαξία μας με δύο ταχύτητες περιστροφής."
- Β. Τριτάκης & Κ. Φλώριος: "Εμπειρικο-στατιστικός τρόπος πρόβλεψης σεισμών περιορισμένου χωρο-χρονικού παραθύρου στον Ελληνικό Χώρο βασισμένος σε ηλεκτρομαγνητικές διαταραχές χαμηλής συχνότητος (ELF)."
- Κ. Καραμάνος: "Χαρακτηριστικοί χρόνοι επανόδου (κατά Poincaré) για μονοδιάστατες και δισδιάστατες απεικονίσεις."

Επίσης εκδόθηκε το περιοδικό "Ιππαρχος" της Ελληνικής Αστρονομικής Εταιρίας (Volume 3, Issue 1, June 2018), την έκδοση του οποίου επιμελήθηκε ο κ. Πάτσης.

Τέλος, ο κ. Μ. Γεωργούλης επιμελήθηκε την έκδοση των ειδικών τόμων: α) Space Weather Research Across the Full Data Lifecycle (Eds. R. M. McGranaghan, A. Anastasiadis, E. Camporeale and M. K. Georgoulis), J. Space Weather Space Climate, 2018, in press και β) Advances in Solar Physics, from the Solar Interior to the Heliosphere (Eds. M. K. Georgoulis and E. Kontar), Adv. Space Res., 2018, in press

Η΄.1 Δημοσιεύσεις σε διεθνή περιοδικά με κριτές

- 1. Harsoula M. and Contopoulos G., 2018, "Global and Local diffusion in the Standard Map", 2018, Phys. Rev. E,. 97, 022215
- 2. Tzemos A.C. and Contopoulos G., 2018, "Integrals of motion in 3-d Bohmian Trajectories", J.Phys. A, 51, 075101
- 3. Tzemos A.C., Efthymiopoulos C. and Contopoulos G., 2018, "Origin of chaos in 3-d quantum vortices: A General Bohmian theory", Phys. Rev. E, 97, 042201.
- 4. Patsis P.A. and Harsoula M., 2018, "Building CX peanut-shaped disk galaxy profiles. The relative importance of the 3D families of periodic orbits bifurcating at the vertical 2:1 resonance", Astron. Astroph., 612, 114
- 5. Chaves-Velasquez L., Patsis P.A., Puerari I., Moreno E. and Pichardo B., 2018, "Dynamics of thick, open spirals in Perlas potentials", Astroph. J., in press
- 6. Font J., Beckman J.E., James P.A. and Patsis P.A., 2018, "Spiral structure in barred galaxies. Observational constraints to spiral arm formation mechanisms", Mon. Not. R. Astron. Soc., in press
- 7. Efthymiopoulos C., Kyziropoulos P., Paez R.I., Zouloumi K. and Gravvanis G., 2018, "Manifold spirals, disc-halo interactions and the secular evolution in N-body models of barred galaxies", Mon. Not. R. Astron. Soc. (in press).
- 8. Paez R. and Efthymiopoulos C., 2018, "Secondary resonances and the boundary of effective stability of Trojan motions", Cel. Mech. Dyn. Astron., 130, 20, 1
- 9. Kyziropoulos P., Filelis-Papadopoulos C.K., Gravvanis G. and Efthymiopoulos C., 2018, "Toward the design of a novel hybrid parallel N-body method in scope of modern cloud architectures", J. Supercomputing, 74, 569
- Contopoulos I., 2018, "Current closure in the pulsar magnetosphere", Mon. Not. R. Astron. Soc., in press
- 11. Contopoulos I., 2018, "The immediate environment of an astrophysical black hole", Mon. Not. R. Astron. Soc., 473, L146
- Contopoulos I., Nathanail A., Sadowski A., Kazanas D. and Narayan R., 2018, "Numerical simulations of the Cosmic Battery in accretion flows around astrophysical black holes", Mon. Not. R. Astron. Soc., 473, 721
- Papadopoulos D. B. and Contopoulos I., 2018, "The magnetic Rayleigh-Taylor instability around astrophysical black holes", Mon. Not. R. Astron. Soc., in press (tmp.3020P)
- Christodoulou D. M., Laycock S. G. T., Kazanas D. and Contopoulos I., 2018, "Flaring activity from quiescent states in neutron-star X-ray binaries", Res. Astron. Astrophys., 18, 142

- 15. Christofilakis V., Tatsis G., Votis C., Contopoulos I., Repapis C. and Tritakis V., 2018, "Significant ELF perturbations in the Schumann Resonance band before and during a shallow mid-magnitude seismic activity in the Greek area (Kalpaki)", J. Atmospheric Sol.-Terr. Phys., in press
- Yeates E. R., Amari T., Contopoulos I. και 17 συν-συγγραφείς, 2018, "Global nonpotential magnetic models of the solar corona during the March 2015 eclipse", Space Sci. Rev., 214, 99
- Fukumura K., Kazanas D., Shrader C., Behar E., Tombesi F. and Contopoulos I., 2018, "Variable Nature of Magnetically Driven Ultra-Fast Outflows", Astroph. J. 864, L27
- Bogovalov S. V., Contopoulos I., Prosekin A., Tronin I. and Aharonian F. A., 2018, "Magnetic absorption of VHE photons in the magnetosphere of the Crab pulsar", Mon. Not. R. Astron. Soc., 476, 4213
- 19. Fukumura K., Kazanas D., Shrader C., Behar E., Tombesi F. and Contopoulos I., 2018, "Magnetized Disk-Winds in NGC 3783", Astroph. J., 853, 40
- 20. Basilakos S., Paliathanasis A., Barrow J.D. et al., 2018, "Cosmological singularities and analytical solutions in varying vacuum cosmologies", Eur. Phys. J. C., 78, 684
- 21. Basilakos S., Nesseris S., Anagnostopoulos F.K. et al., 2018, "Updated constraints on f(T) models using direct and indirect measurements of the Hubble parameter", JCAP, 08, 008
- 22. Anagnostopoulos F. and Basilakos S., 2018, "Constraining the dark energy models with H (z) data: An approach independent of H0", Phys. Rev. D., 97, 3503
- 23. Kamali V., Basilakos S., Mehrabi A., Motaharfar M. and Massaeli E., 2018, "Tachyon warm inflation with the effects of loop quantum cosmology in the light of Planck 2015", Int. J. Pod. Phys. D., 27 1850056
- 24. Karpathopoulos L., Basilakos S., Leon G., Paliathanasis A. and Tsamparlis M., 2018, "Cartan symmetries and global dynamical systems analysis in a higherorder modified teleparallel theory", Gen. R. Grav., 50, 79
- 25. Luna C. A. , Basilakos S. and Nesseris S., 2018, "Cosmological constraints on γ -gravity models", Phys. Rev. D., 98, 023516
- 26. Mehrabi A. and Basilakos S., 2018, "Dark energy reconstruction based on the Padé approximation; an expansion around the ΛCDM", Eur. Phys. J. C., 78, 889
- 27. Fernadez A., Terlevich E., Terlevich R. et al. (Basilakos S.), 2018, "An independent determination of the local Hubble constant", Mon. Not. R. Astron. Soc., 474, 1250
- Papageorgiou A., Basilakos S. and Plionis M., 2018, "Comparison of the linear bias models in the light of the Dark Energy Survey", Mon. Not. R. Astron. Soc., 476, 2621

- 29. Papagiannopoulos G., Basilakos S., Barrow J.D. and Paliathanasis A., 2018, "New integrable models and analytical solutions in f (R) cosmology with an ideal gas", Phys. Rev. D., 97, 024026
- Akhlaghi I. A., Malekjani M., Basilakos S. and Haghi H., 2018, "Model selection and constraints from holographic dark energy scenarios", Mon. Not. R. Astron. Soc., 477, 3659
- 31. Gontikakis C. and Vial J.-C., 2018, "Effects of resonant scattering of the Si IV doublet near 140 nm in a solar active region", Astron. Astroph., 619, 64
- Kontogiannis I., Gontikakis C., Tsiropoula G. and Tziotziou K., 2018, "Probing the Quiet Solar Atmosphere from the Photosphere to the Corona", Sol. Phys., 293, 56
- 33. Georgoulis M. K., Papaioannou A., Sanberg I., Daglis I. A., Anastasiadis A., Rodriguez-Gasen R., Aran A., Sanahuja B. and Nieminen P., 2018, "Analysis and Interpretation of Inner-Heliospheric SEP Events with the ESA Standard Radiation Environment Monitor (SREM) Onboard the Integral and Rosetta Mission", J. Space Wea. Space Clim., 8, A40
- Park. S.-H., Guerra J. A., Gallagher P. T., Georgoulis M. K. and Bloomfield D. S., 2018, "Photospheric Shear Flows in Solar Active Regions and their Relation to Flare Occurrence", Solar Phys., 293, 114
- 35. Kontogiannis I., Georgoulis M. K., Park S.-H. and Guerra J. A., 2018, "Testing and Improving a Set of Morphological Predictors of Flaring Activity", Solar Phys., 293, 96
- Florios K., Kontogiannis I., Park S.-H., Guerra J.-A., Benvenuto F., Bloomfield D. S., and Georgoulis M. K., 2018, "Forecasting Solar Flares Using Magnetogram-Based Predictors and Machine Learning", Solar Phys., 293, 28
- 37. Guerra J. A., Park S.-H., Gallagher P. T., Kontogiannis I., Georgoulis M. K. and Bloomfield D. S., 2018, "Active Region Photospheric Magnetic Properties Derived from Line-of-Sight and Radial Fields", Solar Phys., 293, 9
- 38. Tritakis V., Repapis C. and Karamanos A., 2018, "Confirmation of an Early Estimation for an increase in the seismic activity towards the end of the twentieth century.", J. Seismol., 22:921
- 39. Votis C., Tatsis G., Christofilakis V., Kostarakis P., Repapis C. and Tritakis V., 2018, "A new portable ELF Schumann resonance receiver: design and detailed analysis of the antenna and the analog front-end.", EURASIP J. Wirel. Commun. Netw., 155, https://doi.org/10.1186/s13638-018-1157-7
- 40. Christodoulidi H., Bountis A. and Drossos L., 2018, "The effect of long-range interactions on the dynamics and statistics of 1D Hamiltonian lattices with onsite potential", Eur. Phys. J. Sp. Topics, 227, 563

41. Papadopoulos P.P., Bisbas T.G. and Zhang Z-Y., 2018, "New places and phases of CO-poor/C I-rich molecular gas in the Universe", Mon. Not. R. Astron. Soc., 478, 1716

Η΄.2 Δημοσιεύσεις σε πρακτικά συνεδρίων με κριτές

- Fukumura K., Contopoulos I., Shrader C., Behar E., Kazanas D. and Tombesi F., 2018, "Variable Nature of Magnetically-Driven Ultra-Fast Outflows (UFOs) from AGN Accretion Disks", 42nd COSPAR Scientific Assembly 14-22 July 2018, Pasadena, California, USA, E1, 4-45-18
- Kazanas D., Fukumura K., Behar E., Shrader C., Tombesi F. and Contopoulos I., 2018, "MHD Winds as X-ray Acsorbers in AGN Across the Black Hole Mass Scales", Proceedings of the Meeting of the American Astronomical Society, 231, 404.04
- 3. Κοντόπουλος Ι., 2018, "Ένας αστρονόμος διαβάζει την εξαήμερο", Πρακτικά Διεπιστημονικού Συνεδρίου "Αρχή και εξέλιξη του κόσμου και του ανθρώπου με αναφορά στην εξαήμερο του Μ. Βασιλείου. Διεπιστημονική προσέγγιση", Θεολογική Σχολή του Πανεπιστημίου Αθηνών, Αθήνα, Οκτώβριος 17-18 2017. Δημόσια ηλεκτρονική έκδοση, ISBN: 978-960-99068-9-0, σελ. 115-121
- Contopoulos I., 2018, "A Cosmic Battery in accretion flows around astrophysical black holes", Proceedings of Science (PoS), Πρακτικά Διεθνούς Συνεδρίου με θέμα: "Black Holes as Cosmic Batteries: UHECRs and Multimessenger Astronomy", Foz do Iguacu, Βραζιλία, 12-15 Σεπτεμβρίου, (arxiv: 1901.3228), in press
- 5. Georgoulis M. K., 2018, "The Ambivalent Role of Field-Aligned Electric Currents in the Solar Atmosphere", Invited AGU Refereed Monograph in Electric Currents in Geospace and Beyond (Eds., A. Keiling, O. Marghitu and M. Wheatlnd), AGU Geophysical Monograph Series 235, 371
- Korsos M. B., Poedts S., Gyenge N., Georgoulis M. K., Yu S., Bios S., Yan Y., Ruderman M. S. and Erdelyi R., 2018, "On the Evolution of Pre-Flare Patterns of a Three-Dimensional Model of AR 11429", Proc. IAU Symp. 335, 294
- Massone A. M., Piana M. et al., 2018, "Machine Learning for Flare Forecasting, in Machine Learning Techniques for Space Weather" (Eds. E. Camporeale, S. Wing and J. Johnson), Elsevier, p. 355
- Florios C. and Tritakis V., 2018, "Quasi- Preseismic Electromagnetic Perturbations Before two Earthquakes in North Greece", Πρακτικά του συνεδρίου "International Conference in Meteorology, Climatology and Atmospheric Ohysics." COMECAP, Αλεξανδρούπολη, 15-17 Οκτωβρίου, σελίδα 193, υπό έκδοση, http://comecap2018.gr/wp-content/uploads/2018/12/COMECAP ΠΡΑΚΤΙΚΑ final.pdf.

Η΄.3 Δημοσιεύσεις στην Ελληνική

1. Γ. Κοντόπουλος: "Οι διάφορες απόψεις του Hawking", 2018, περιοδικό Ακτίνες.