NEOTEPES EZEAIZEIS STHN ASTPONOMIA 2020

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

> Επιμέλεια: Πάνος Πάτσης, Διευθύνων Γεώργιος Κοντόπουλος, Ακαδημαϊκός

> > AOHNA 2020 ISSN: 2585-3767

Πρόλογος

Παρουσιάζουμε για πέμπτη χρονιά χαραχτηριστικά 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 **2019** βρίσκεται στις σελίδες 149-153 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 μεταπτυχιακών φοιτητών σε σύγχρονα θέματα έρευνας, οργανώνει εβδομαδιαία σεμινάρια, που χρηματοδοτούνται εν μέρει από την Ακαδημία Αθηνών. Στα σεμινάρια συμμετέχουν ως ομιλητές, ακαδημαϊκοί, καθηγητές και διακεκριμένοι επιστήμονες από διάφορα Πανεπιστήμια και Ερευνητικά Κέντρα της Ελλάδος και του Εξωτερικού. Τα σεμινάρια αυτά τα παρακολουθεί η ευρύτερη κοινότητα των φοιτητών, πανεπιστημιακών και ερευνητών που εργάζονται σε σχετικά θέματα. Κατά το 2019, πραγματοποιήθηκαν 46 σεμινάρια στην αίθουσα σεμιναρίων του ΚΕΑΕΜ. Τα τελευταία χρόνια το ΚΕΑΕΜ έχει οργανώσει πέντε διεθνή συνέδρια σε θέματα Γαλαξιαχή Δυναμικής, Ηλιαχής Φυσικής και Βαρύτητας. Συχνά οι ερευνητές δίνουν σειρά εκλαϊκευτικών ομιλιών, ενώ κατά το διεθνές έτος Αστρονομίας (2009), κατά το διεθνές έτος Φωτός (2015) καθώς και με την ευκαιρία της συμπλήρωσης 100 χρόνων από την ίδρυση της Διεθνούς Αστρονομικής Ενώσεως (2019), διοργανώθηκαν ειδικές σειρές ομιλιών καθ' όλη τη διάρκεια του έτους στην Ανατολική αίθουσα του κτηρίου της Ακαδημίας.

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 2019 το Κέντρο μας δημοσίευσε 59 επιστημονικές εργασίες, εκ των οποίων 38 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 40 ομιλίες σε διεθνή συνέδρια και ερευνητικά ιδρύματα (οι περισσότερες από αυτές κατόπιν προσκλήσεως). Τέλος συμμετείχαν στη διοργάνωση 10 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 2019 ήταν:

- Πάτσης Πάνος, Διευθύνων, Ερευνητής Α΄
- Ευθυμιόπουλος Χρήστος, Ερευνητής Α΄ (μέχρι 31 Οκτωβρίου)
- Κοντόπουλος Ιωάννης, Ερευνητής Α΄
- Βασιλάχος Σπύρος, Ερευνητής Α΄ (διευθυντής ΙΑΑΔΕΤ, Εθνιχού Αστεροσχοπείου Αθηνών, από τον Σεπτέμβριο του 2018)
- Γεωργούλης Μανώλης, Ερευνητής Α΄ (σε ερευνητική άδεια στο Georgia State University, από τον Σεπτέμβριο του 2018)
- Γοντικάκης Κωνσταντίνος, Ερευνητής Β΄
- 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), Χατζόπουλος Σωτήριος (συνεργασία με Π. Πάτση), Χαλιάσος Ευάγγελος (συνεργασία με Γ. Κοντόπουλο), Χριστοδουλίδη Ελένη, (συνεργασία με Χ. Ευθυμιόπουλο).

Δάρα Ελένη, Ζαχαριάδης Θεοδόσης, Τριτάκης Βασίλειος, Επιστημονικοί Συνεργάτες

- Παπαδόπουλος Παντελής, Επισκέπτης Ερευνητής
- Ζούλιας Μανώλης, Τεχνικός Υπεύθυνος
- Υποψήφιοι Διδάκτορες: Chaves-Velasques Leonardo, Ζουλούμη Κωνσταντίνα.

• Φοιτητές που εκπονούν την πτυχιακή τους εργασία στο ΚΕΑΕΜ: Πάστρας Σταύρος

Περιεχόμενα

A′	Ολοκληρώματα της Δυναμικής Αστρονομίας / Γεώργιος Κοντόπουλος .	1
B′	Αναζήτηση εξωγήινης ζωής / Γεώργιος Κοντόπουλος και Ιωάννης Κοντό-	
	πουλος	31
Γ	Τροχιές και ολοκληρώματα κίνησης σε περιοδικά ως προς το χρόνο	
	χαμιλτονιανά συστήματα / Γεώργιος Κοντόπουλος και Αθανάσιος Τζέμος	41
Δ'	Η Δομή και η Δυναμική του Γαλαξία / Πάνος Πάτσης	59
Ε′	Πρόγνωση του Ηλιαχού Καιρού με Μεθόδους Τεχνητής Νοημοσύνης /	
	Μανώλης Γεωργούλης	77
ΣΤ΄	Ηλιακή Φυσική: Μελέτη της σκέδασης υπεριώδους ακτινοβολίας στην	
	μεταβατική περιοχή ενός κέντρου δράσης / Κωνσταντίνος Γοντικάκης και	
	Σταύρος Πάστρας	107
Ζ′	Μελέτη βρόχων ενός κέντρου δράσης και ανάλυση της γεωμετρίας /	
	Ευστάθιος Αθανασίου και Κωνσταντίνος Γοντικάκης	115
Η′	Σπειροειδή κύματα πυκνότητας σε γαλαξιακά μοντέλα / Μιρέλλα Χαρ-	
	σούλα, Γεώργιος Κοντόπουλος χαι Κωνσταντίνα Ζουλούμη	121
Θ΄	Σταθμοί καταγραφής, αρχειοθέτησης και μελέτης ηλεκτρομαγνητικών	
	ακτινοβολιών πολύ χαμηλής συχνότητος (ELF), ιδιαίτερα στη φασμα-	
	τική περιοχή Schumann (0-50 Hz), στον Ελληνικό χώρο / Βασίλειος Τρι-	
	τάχης	139
ľ	Δημοσιεύσεις του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων	
	Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών για το 2019	149

Α΄ Ολοκληρώματα της Δυναμικής Αστρονομίας

Γεώργιος Κοντόπουλος

Α΄.1 Περίληψη

Το παρόν άρθρο περιέχει μια επισκόπηση των εξελίξεων των θεμάτων των σχετικών με το τρίτο ολοκλήρωμα. Εν πρώτοις δίνουμε μια ιστορική εισαγωγή για το πως αναπτύχθηκε η θεωρία του 3ου ολοκληρώματος μακράν των συντονισμών και πλησίον κάθε συντονισμού. Το 3ο ολοκλήρωμα εν γένει δεν συγκλίνει, αλλά δίνει χρήσιμα προσεγγιστικά αποτελέσματα. Στην συνέχεια εξηγούμε πως καταστρέφονται τα ολοκληρώματα, λόγω επικαλύψεως των συντονισμών. Κατόπιν περιγράφουμε τα ολοκληρώματα σε 3 βαθμούς ελευθερίας. Τέλος αναπτύσσονται δυο πρόσφατες εξελίξεις στον τομέα αυτόν. (α) Τα ολοκληρώματα μέσα στο χάος που υπάρχει γύρω από ασταθείς περιοδικές τροχιές. Στις περιπτώσεις αυτές το 3ο ολοκλήρωμα συγκλίνει και δίνει αναλυτικά τη δομή του χάους. (β) Τα ολοκληρώματα στην κβαντική θεωρία των de Broglie και Bohm, τα οποία περιγράφουν αναλυτικά την τάξη και το χάος της κβαντικής θεωρίας.

Α΄.2 Πρόλογος

Ένα από τα πλέον θεμελιώδη προβλήματα στη Φυσική είναι η Δυναμική, το πως δηλαδή κινούνται τα επιμέρους σώματα της ύλης και το πως εξελίσσονται τα υλικά συστήματα, από τον μικρόκοσμο μέχρι την κοσμολογία.

Τα επιμέρους προβλήματα της Φυσικής, της Χημείας, της Μετεωρολογίας, της Βιολογίας, αλλά και των τεχνολογικών εφαρμογών ανάγονται κατά βάθος σε προβλήματα Δυναμικής. Ποια είναι η εξέλιξη ενός συστήματος, όταν γνωρίζουμε τα συστατικά του στοιχεία και τους νόμους που διέπουν τις κινήσεις τους; Τα συστατικά στυοιχεία μπορεί να είναι στοιχειώδη σωμάτια, άτομα, μόρια, μακροσκοπικά σώματα, ή αντικείμενα της Αστρονομίας, αστέρες ή γαλαξίες. Αλλά η δυναμική των επιμέρους συστημάτων έχει πολλά κοινά χαρακτηριστικά, έτσι ώστε π.χ. η μελέτη της δυναμικής των γαλαξιών να έχει εφαρμογές στο μικρόκοσμο και τανάπαλιν.

Τις τελευταίες δεκαετίες η χρησιμοποίηση των ηλεκτρονικών υπολογιστών έφερε μια επανάσταση στη Δυναμική επιστήμη. Π.χ. γίνονται προσομοιώσεις με δισεκατομμύρια αστέρες σε μοντέλα των γαλαξιών που δίνουν ένα ασύλληπτα μεγάλο όγκο αποτελεσμάτων. Αλλά τα αποτελέσματα αυτά δεν αρκούν. Χρειάζεται μια βαθύτερη μελέτη που θα αποκαλύψει τους μηχανισμούς που διέπουν τις κινήσεις των αστέρων και των γαλαξιών του Σύμπαντος. Γι αυτό η πρόοδος στην αναλυτική μελέτη των αστρικών συστημάτων προχωρεί παράλληλα με την επέκταση των αριθμητικών υπολογισμών.

Εις το παρόν άρθρο θα αναπτύξουμε ωρισμένες βασικές εξελίξεις των τελευταίων δεκαετιών στην αναλυτική μελέτη των γαλαξιών, που έδωσαν απροσδόκητα αποτελέσματα, σχετικά με τους μηχανισμούς που διέπουν τα αστρικά συστήματα και έχουν εφαρμογές σε πολλά πεδία της Επιστήμης. Μια από τις εξελίξεις αυτές ήταν η εφαρμογή αναλυτικών μεθόδων Δυναμικής εις την Κβαντομηχανική, που έδωσε μια νέα διάσταση στη μελέτη του Μικρόκοσμου.

Α΄.3 Ιστορική Εισαγωγή

Τα δυναμικά συστήματα συνήθως καθορίζονται από μια Χαμιλτονιανή συνάρτηση $H = H(\overline{x}, \overline{y}, t)$ όπου $\overline{x}(x_1, x_2...x_N)$ είναι οι συντεταγμένες θέσεως, $\overline{y}(y_1, y_2...y_N)$ οι συντεταγμένες ορμής, και t ο χρόνος. Οι εξισώσεις κινήσεως είναι:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial y_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x_i}$$
(1.1)

Τα απλούστερα συστήματα είναι αυτόνομα, δηλαδή ανεξάρτητα του χρόνου. Εις αυτά η ενέργεια $H(\overline{x},\overline{y}) = E$ είναι ένα ολοκλήρωμα της κινήσεως, δηλαδή δεν μεταβάλλεται κατά μήκος μιας τροχιάς.

Τα πλέον σημαντικά συστήματα είναι τα ολοκληρώσιμα, τα οποία έχουν N ολοκληρώματα του συτήματος $\Phi_i(\overline{x}, \overline{y})=$ σταθ (i = 1, ...N). Όμως τα ολοκληρώσιμα συστήματα είναι σπάνια, και έχει αποδειχτεί ότι εν γένει τα δυναμικά συστήματα είναι μη ολοκληρώσιμα (Poincaré 1982, Siegel 1956). Δηλαδή τα ολοκληρώσιμα συστήματα είναι εξαιρέσεις όπως οι ρητοί αριθμοί εν σχέσει με τους άρρητους αριθμούς. Παρ' όλα αυτά έχουν βρεθεί πολλά ολοκληρώσιμα συστήματα, ιδίως εις το χώρο της Αστρονομίας (Stäckel 1890,1893, Eddington 1915, Weinacht 1924). Κατά τα νεότερα χρόνια συστηματικές μελέτες δυναμικών συστημάτων έχουν γίνει από τους Lynden-Bell (1962), Hietarinta (1987) και Lakshamanan and Sahavedan (1993).

Τι γίνεται όμως στα συστήματα που είναι μη ολοκληρώσιμα, αλλά κοντά στα ολοκληρώσιμα συστήματα; Σε πολλές περιπτώσεις είναι δυνατόν να δοθούν τυπικά ολοκληρώματα (formal integrals) υπό μορφήν σειρών των μεταβλητών $\overline{x}, \overline{y}$, οι οποίες σειρές, αν και δεν συγκλίνουν, δίνουν προσεγγιστικά αποτελέσματα τα οποία είναι εφαρμόσιμα σε σημαντικά προβλήματα. Τέτοιο είναι το αδελφικό ολοκλήρωμα (adelphic integral) του Whittaker (1917, 1937), το οποίο μοιάζει με το ολοκλήρωμα της ενέργειας (ως αδελφός). Ανάλογα τυπικά ολοκληρώματα εδόθησαν από τους Cherry (1924a,b, 1926, 1928) και Birkhoff (1927).

Μια εφαρμογή ενός τυπικού ολοκληρώματος στη Δυναμική του γαλαξία εδόθη το 1960 (Contopoulos 1960,1963) και μελετά τις τρισδιάστατες τροχιές αστέρων εις ένα γαλαξία με αξονική συμμετρία. Το ολοκλήρωμα αυτό πήρε το όνομα "τρίτο ολοκλήρωμα". Πράγματι εις ένα αξισυμμετρικό γαλαξία υπάρχουν τα ολοκληρώματα της ενέργειας (πρώτο ολοκλήρωμα) και της στροφορμής ως προς τον άξονα συμμετρίας (δεύτερο ολοκλήρωμα), οπότε το τρίτο ολοκλήρωμα αποτελεί ένα ακόμη περιορισμό εις την κίνηση των αστέρων. Συγκεκριμένα οι κινήσεις των αστέρων εις ένα μοντέλο του Γαλαξία πλησίον του Ηλίου

$$H = \frac{1}{2} \left(y_1^2 + \omega_1^2 x_1^2 \right) + \frac{1}{2} \left(y_2^2 + \omega_2^2 x_2^2 \right) + \epsilon x_1 x_2^2 + \epsilon' x_1^3 = E$$
(1.2)

(με $x_1 = r - r_a$ όπου r και r_a οι αποστάσεις ενός αστέρα και του Ηλίου από το κέντρο του Γαλαξία, x_2 η απόσταση του αστέρος από το γαλαξιακό επίπεδο, και y_1 , y_2 οι αντίστοιχες ταχύτητες).

Κάθε μια από τις τροχιές αυτές γεμίζει ένα "καμπυλόγραμμο" παραλληλόγραμμο εις ένα μεσημβρινό επίπεδο (x_1, x_2) που διέρχεται από τον άξονα του Γαλαξία

(r=0) και παρακολουθεί τον αστέρα εις την κίνηση του γύρω από τον άξονα αυτό. Αν δεν υπήρχε ένα νέο ολοκλήρωμα το οποίο είναι της μορφής $\Phi = \frac{1}{2} (y_i^2 + \omega_i^2 x_i^2) +$ όροι ανωτέρας τάξεως, οι τροιχιές θα γέμιζαν όλο το χώρο εντός της καμπύλης μηδενικής ταχύτητος $H(x_1, x_2, y_1 = y_2 = 0) = E$ (εργοδικές τροχιές, δηλαδή τροχιές οι οποίες διέρχονται από την γειτονία κάθε σημείου επί της επιφάνειας σταθερής ενέργειας E).

Οι τροχιές του Σχ. Α΄.1 ήσαν οι πρώτες τροχιές στο μεσημβρινό επίπεδο ενός μοντέλου του Γαλαξία και υπολογίστηκαν από τον ηλεκτρονικό υπολογιστή BESK της Στοκχόλμης (Contopoulos 1958).



Σχήμα Α΄.1: Οι δυο πρώτες τροχιές στο μεσημβρινό επίπεδο ενός αξισυμμετριχού γαλαξία (Contopoulos 1958). Η περιβάλλουσα χαμπύλη είναι η χαμπύλη μηδενιχής ταχύτητος (Curve of Zero Velocity, CZV).

Όταν $\epsilon' = 0$ το τρίτο ολοκλήρωμα είναι μια σειρά της μορφής

$$\Phi = \Phi_2 + \epsilon \Phi_3 + \epsilon^2 \Phi_4 + \dots \tag{1.3}$$

όπου $\Phi_2 = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \omega_1 x^2)$ και οι όροι Φ_3 , Φ_4 υπολογίζονται διαδοχικά βήμα προς βήμα.



Σχήμα Α΄.2: Μια τροχιά τύπου κυτίου στο μεσημβρινό επίπεδο ενός μοντέλου του Γαλαξία (Ollongren 1962).

Το τρίτο ολοκλήρωμα δόθηκε επίσης σε γενικότερα δυναμικά συστήματα

$$H = H_2 + \epsilon H' \tag{1.4}$$

όπου

$$H_2 = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \omega_1^2 x^2) + \frac{1}{2}(\dot{y}^2 + \omega_2^2 y^2)$$
(1.5)

ενώ το H' περιέχει όρους ανωτέρας τάξεως. Οι τροχιές είναι της μορφής του Σχ. Α'.2.

Παρουσιάσαμε τα αποτελέσματα των υπολογισμών αυτών εις τις Γενικές Συνελεύσεις της Διεθνούς Αστρονομικής Ενώσεως της Μόσχας (1958) και του Berkeley (Καλιφόρνια 1961). Εις το συνέδριο του Berkeley βρισκόταν ο κ. D.Lynden-Bell, ο οποίος έγραψε αργότερα (Lynden-Bell 1998) τα εξής σχετικά: "Ανέμενα ότι τα περισσότερα δυναμικά συστήματα θα έδειχναν εργοδική συμπεριφορά... Ήταν εντελώς συγκλονιστικό (shattering) όταν στη Γενική Συνέλευση της IAU (International Astronomical Union) στο Berkeley, ο George Contopoulos έδειξε ότι οι τροχιές στα περισσότερα ομαλά δυναμικά συμπεριφέρονταν ως εαν υπήρχαν τρίτα ολοκληρώματα".



Σχήμα Α΄.3: Η μεταβολή $D\Phi$ του 3ου Ολοκληρώματος μεταξύ μεγίστου και ελαχίστου (όταν το ολοκλήρωμα αποκοπεί στην τάξη N) συναρτήσει του N για διάφορες τιμές του αρχικού x.

Πράγματι είναι δυνατον να αποδειχθεί το εξής θεώρημα (Contopoulos 2002, σελ. 64). Αν δοθεί μια Χαμιλτονιανή υπό μορφή σειράς, μπορούμε να σχηματίσουμε μια νέα Χαμιλτονιανή η οποία ταυτίζεται με τη δοθείσα μέχρις όρους οποιασδήποτε τάξεως Ν, αλλά με κατάλληλη επιλογή των όρων ανωτέρας τάξεως γίνεται ολοκληρώσιμη.

Εν τούτοις τα περισσότερα Χαμιλτονιανά συστήματα είναι μη ολοκληρώσιμα. Παρ' όλα αυτά τα μη ολοκληρώσιμα συστήματα είναι πολύ χρήσιμα όπως έδειξε με ένα παράδειγμα ο Poincaré (1892). Μια σειρά

$$f = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n!}{1000^n}$$
(1.6)

προφανώς αποκλίνει. Παρ' όλα αυτά οι όροι διαφόρων τάξεων μικραίνουν συνεχώς μέχρι την τάξη n=1000 και μόνο σε τάξεις μεγαλύτερες των 1000 οι όροι αρχίζουν να μεγαλώνουν και η έτσι η σειρά αποκλίνει.

Αυτό το παράδειγμα έχει γενικευθεί από τον Nekhoroshev (1977) ο οποίος έδειξε ότι οι σειρές των τυπικών ολοκληρωμάτων δίνουν καλύτερη προσεγγιστική σύγκλιση μέχρις όρους ορισμένης τάξεως και αποκλίνουν για όρους ανωτέρας τάξεως. Ως παράδειγμα δίνουμε στο Σχ. Α΄.3 (Contopoulos et al. 2003) τη διαφορά $D\Phi$ μεταξύ μεγίστου και ελαχίστου του 3ου ολοκληρώματος $\overline{\Phi_n}$ κατά μήκος μιας τροχιάς, (όπου το ολοκλήρωμα που έχει αποκοπεί σε όρους τάξεως n) για διάφορες τιμές του x. Όταν το x είναι μικρό το $D\Phi$ μικραίνει πάρα πολύ ($D\Phi = 10^{-5}$) όταν η τάξη απόκλισης είναι $N \sim 30$, ενώ για μεγαλύτερα x, το μικρότερο $D\Phi$ είναι της τάξεως του 10^{-3} για τάξεις μέχρις $N \sim 12$. Περισσότερες λεπτομέρειες για το θέμα αυτό δίνονται στην εργασία (Efthymiopoulos et al. 2004).

Μια άλλη σημαντική εξέλιξη στην δεκαετία γύρω από το 1960 ήταν το περίφημο θεώρημα KAM (Kolmogorov 1954, Arnold 1961, 1962, 1963, 1964, Moser 1962, 1967). Το θεώρημα αυτό αποδειχνύει σε ένα σύστημα δυο διαστάσεων ότι υπάρχουν κλειστές αμετάβλητες καμπύλες γύρω από ένα σημείο που παριστάνει μια ευσταθή περιοδική τροχιά. Οι αμετάβλητες καμπύλες χωρίζουν το εσωτερικό από το εξωτερικό μέρος. Δηλαδή τροχιές που αρχίζουν εντός μιας τέτοιας καμπύλης είναι αδύνατο να περάσουν έξω από αυτή. Υπάρχουν άπειρες τέτοιες κλειστές καμπύλες, αλλά μεταξύ 2 καμπύλων υπάρχουν εν γένει και χαοτικές τροχιές. Μόνο στα ολοκληρώσιμα συστήματα δεν υπάρχει χάος και όλες οι τροχιές είναι οργανωμένες, κατά μήκος των αμετάβλητων καμπύλων.

Συνέπεια του γεγονότος αυτού είναι ότι η χεντριχή περιοδιχή τροχιά είναι απολύτως ευσταθής. Είναι περίεργο ότι ο διάσημος Birkhoff δεν πίστευε στην πραγματιχή ευστάθεια της χεντριχής τροχιάς, αλλά θεωρούσε ότι παρ' όλον ότι η τροχιά είναι ευσταθής στην γραμμιχή προσέγγιση, στην πραγματιχότητα είναι ασταθής χαι οι γειτονιχές τροχιές διαφεύγουν, λόγω μη γραμμιχότητας, σε μεγάλες αποστάσεις από αυτήν. (Ας σημειώσουμε ότι διαφυγές σε συστήματα 3 διαστάσεων είναι δυνατές λόγω διάχυσης Arnold (ιδ. χατωτέρω)).

Το ερώτημα τώρα ήταν μέχρι ποίας αποστάσεως ισχύει το θεώρημα ΚΑΜ. Σε ένα συνέδριο στο Πανεπιστήμιο Yale το 1962 ο Moser έδωσε μια ομιλία σχετική με το θεώρημα ΚΑΜ. Όταν όμως τον ερωτήσαμε αν το θεώρημα αυτό εφαρμόζεται στο σύστημα Γης- Σελήνης, αρνήθηκε να κάνει μια εκτίμηση. Τότε ο Μ. Hénon, ο οποίος βρισκόταν στο ακροατήριο, έκανε μερικούς υπολογισμούς και την επομένη μας έδωσε μια εκτίμηση. Το θεώρημα ισχύει και η Σελήνη δεν είναι δυνατόν να φύγει μακριά από τη Γη λόγω των παρέλξεων του Ηλίου, αν θεωρήσουμε τη Γη και τη Σελήνη ως υλικά σημεία σε απόσταση μικρότερη από 1mm! (Hénon 1966).

Όμως τα επόμενα έτη έγιναν πολύ ρεαλιστικές εκτιμήσεις τόσο στο σύστημα Γης-Σελήνης όσο και στο πρόβλημα των αστεροειδών στο ηλιακό σύστημα (Efthymiopoulos 2005, Efthymiopoulos and Sandor 2005).

Εξάλλου ένα ιδιαίτερα ενδιαφέρον αποτέλεσμα των τελευταίων ετών είναι ότι το τρίτο ολοκλήρωμα συγκλίνει πλησίον ασταθών περιοδικών τροχιών (ιδ. παρ. 5).

Α΄.4 Συντονισμοί

Οι τύποι που δίνουν το 3ο ολοκλήρωμα έχουν σε κάθε όρο παρονομαστές της μορφής ($m_1\omega_1-m_2\omega_2$), όπου m_1 και m_2 είναι θετικοί ακέραιοι. Οι παρονομαστές αυτοί δεν μηδενίζονται ποτέ αν ο λόγος ω_1/ω_2 είναι άρρητος. Αν όμως ο λόγος αυτός είναι ρητός $\omega_1/\omega_2 = n/m$, τότε υπάρχουν παρονομαστές που μηδενίζονται και οι συνηθισμένοι τύποι του 3ου ολοκληρώματος δεν ισχύουν. Αντιθέτως κατά τον υπολογισμό των όρων τάξεως m + n προκύπτει ο όρος $\sin(m_i\omega_iT_0)t$ ή $\cos(m_i\omega_iT_0)t$ (sin αν m + n περιττό και cos αν m + n άρτιο), ο οποίος ονομάζεται "αιώνιος όρος" και αυξάνει απεριόριστα με το χρόνο t.

Τότε όμως υπάρχουν νέες μηδενικής τάξεως σταθερές ποσότητες εκτός των $\Phi_2 = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \omega_1{}^2x^2)$ και $\Phi_2' = \frac{1}{2}(\dot{y}^2 + \omega_1{}^2y^2) = H_2 - \Phi_2$, οι οποίες προκύπτουν από τις λύσεις των εξισώσεων (1) σε μηδενική προσέγγιση και συγκεκριμένα είναι:

$$S_0 = (2\Phi_0)^{m/2} (2\Phi_0')^{n/2} \sin[n\omega_2 T - m\omega_1 (T - T_0)] = 2(\Phi_0)^{m/2} (2\Phi_0')^{n/2} \sin(m\omega_1 T_0) \quad (1.7)$$

$$C_0 = (2\Phi_0)^{m/2} (2\Phi_0')^{n/2} \cos[n\omega_2 T - m\omega_1 (T - T_0)] = 2(\Phi_0)^{m/2} (2\Phi_0')^{n/2} \cos(m\omega_1 T_0)$$
(1.8)

και είναι της τάξεως m+n.

Από τους όρους S_0 , C_0 κατασκευάζουμε ανωτέρας τάξεως όρους

$$S = S_0 + \epsilon S_1 + \epsilon' S_2 + ..., \quad C = C_0 + \epsilon C_1 + \epsilon' C_2$$
(1.9)

οι οποίοι έχουν παρόμοιους όρους εις την τάξη $m\!+\!n\!+\!2$ και συγκεκριμένα όρους της μορφής

$$\left\{ \left[q_1(2\Phi_2)^{\frac{m}{2}+1}(2\Phi_o')^{\frac{n}{2}} + q_2(2\Phi_2)^{\frac{m}{2}}(2\Phi_2')^{\frac{n}{2}+1} \right] \begin{array}{c} \sin \\ \cos \end{array} (m\omega_2 T_0) \right\} t \tag{1.10}$$

Αν όμως συνδυάσουμε τα αναπτύγματα των Φ_2 , Φ_2' και S_0 ή C_0 μπορούμε να μηδενίσουμε τους αιωνίους όρους. Αυτό γίνεται αν λάβουμε ως αρχικό όρο του 3ου ολοκληρώματος τον εξής

$$\varphi_0 = \frac{S_0}{C_0} - \frac{q_1}{4q} (2\Phi_2)^2 - \frac{q_2}{4q} (2\Phi_2')^2$$
(1.11)

Καθ' όμοιον τρόπον μηδενίζουμε και τους αιωνίους όρους ανωτέρας τάξεως.

Τα αναπτύγματα συντονισμού είναι απαραίτητα για την εξήγηση των ιδιαζουσών μορφών των τροχιών στις περιπτώσεις συντονισμού. Τέτοιες μορφές έχουν βρεθεί από τους Torgard and Ollongren (1960). Π.χ. εις την περίπτωση των συντονισμών 4/1 και 2/1 οι τροχιές γέμιζαν περιοχές όπως εις τα Σχ. Α΄.4α και Α΄.4β αντίστοιχα. Επειδή οι τροχιές αυτές διέφεραν σημαντικά από τις τροχιές κουτιού των Σχ. Α΄.1 και Α΄.2 ενομίζετο αρχικά ότι σε αυτές τις τροχιές δεν ισχύει το 3ο ολοκλήρωμα. Εν τούτοις απέδειξα (Contopoulos 1965) ότι σε κάθε μια αντιστοιχεί μια διαφορετική μορφή του 3ου ολοκληρώματος. Οι πρώτοι υπολογισμοί αυτού του τύπου είχαν υπολογισθεί το 1962, και τους παρουσίασα σε ένα σεμινάριο που οργάνωσε ο J. Moser. Αρχικά ο J. Moser δεν πίστευε ότι θα μπορούσε να δώσει κανείς ικανοποιητικά αναπτύγματα ολοκληρωμάτων τα οποία δε συνέκλιναν. Όταν όμως είδε τα πρώτα μου αποτελέσματα άλλαξε γνώμη και αργότερα έγραψε σε μια εργασία του (Moser 1968): "Τα προβλήματα αυτά απέκτησαν καινούριο ενδιαφέρον εξαιτίας της εργασίας του Contopoulos, ο οποίος αναζήτησε και κατασκεύασε ένα "τρίτο ολοκλήρωμα" για ένα σύστημα που περιγράφει ένα μοντέλο του γαλαξία".



Σχήμα Α΄.4: Δυο τροχιές συντονισμού (α)στον συντονισμό 4/1, και (β) στον συντονισμό 2/3. Οι τροχιές γεμίζουν τις σκοτεινές περιοχές (μόνον).

Μια ιδιαίτερη μορφή του 3ου ολοκληρώματος υπάρχει όταν οι δυο συχνότητες ω_1 και ω_2 είναι ίσες. Τότε υπάρχουν διάφορα σχήματα τροχιών (Σχ. Α'.5) πολύ διαφορετικά από τις τροχιές τύπου κουτιού (Contopoulos and Moutsoulas 1965, 1966).

Μια άλλη πρόοδος κατ' αυτήν την εποχή ήταν η χρησιμοποίηση των ηλεκτρονικών υπολογιστών δια τον υπολογισμό των όρων ανωτέρας τάξεως του 3ου ολοκληρώματος. Τότε δεν υπήρχαν τα προγράμματα Άλγεβρας που διαθέτουμε σήμερα όπως η Mathematica. Έτσι χρειάστηκε να γίνουν προγράμματα σε γλώσσα Fortran για τους αλγεβρικούς υπολογισμούς χιλιάδων όρων. Ο πρώτος υπολογισμός του τύπου αυτού έγινε από τους Contopoulos and Moutsoulas (1965). Λίγο αργότερα ο Gustarson (1966) έκανε παρόμοια προγράμματα. Μια αναλυτική μελέτη των ολοκληρωμάτων μακριά από συντονισμούς και κοντά σε πολλούς συντονισμούς έγινε το 1966 (Contopoulos 1966a). Αργότερα έγιναν πολύ καλύτερα προγράμματα από τους Giorgilli (1979, 1988), από τους Efthymiopoulos (2005, 2011), Efthymiopoulos και Zandor (2005) και άλλους. Σήμερα υπάρχουν υπολογισμοί του τρίτου ολοκληρώματος που φθάνουν σε τάξεις άνω των 100.



Σχήμα Α΄.5: Διάφορες τροχιές στο συντονισμό 1/1.

Міа прώтη, аλλά σημαντική, εφαρμογή του (τρίτου) ολοκληρώματος ήταν η εύρεση αμετάβλητων καμπύλων σε μια επιφάνεια τομής Poincaré. Π.χ. αν όλες οι τροχιές τέμνουν τον άξονα y = 0 τότε αν λύσουμε την εξίσωση $H(x, y = 0, \dot{x}, \dot{y}) = h$ προς \dot{y} και θέσουμε την λύση αυτή στην εξίσωση του τρίτου ολοκληρώματος $\Phi(x, y = 0, \dot{x}, \dot{y} = \dot{y}(x, y = 0, \dot{x}, h)) = c$, αυτή δίνει μια αμετάβλητη καμπύλη f(x, y)=σταθ. στο επίπεδο (x, \dot{x}) για κάθε τιμή των σταθερών h και c. Ειδικότερα οι περιοδικές τροχιές είναι ανώμαλα σημεία τομής (x_0, \dot{x}_0) όπου οι πρώτοι παράγωγοι της συνάρτησης fμηδενίζονται

$$\frac{\partial f}{\partial x_0} = \frac{\partial f}{\partial \dot{x_0}} = 0 \tag{1.12}$$

Οι περιοδικές τροχιές είναι είτε ευσταθείς είτε ασταθείς. Από κάθε ασταθή περιοδική τροχιά αρχίζουν 2 ασταθείς και 2 ευσταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες προς διευθύνσεις που καθορίζονται από απειροστές εκτροπές αρχικών συνθηκών $\vec{\xi_0} = \Delta \vec{x_0}$, τετοιες ώστε τα επόμενα σημεία τομής είναι προς τις ίδιες διευθύνσεις, δηλαδή:

$$\overrightarrow{\xi_1} = \lambda \overrightarrow{\xi_0} \tag{1.13}$$

Οι ποσότητες λ είναι οι ιδιοτιμές της περιοδικής τροχιάς και στην περίπτωση συμμετρίας ως προς τον άξονα y = 0 δίνονται από μια εξίσωση

$$\lambda^2 - 2a\lambda + 1 = 0 \tag{1.14}$$

Εάν |a| > 1 η εξίσωση αυτή δίνει 2 πραγματικές τιμές λ_1 και λ_2 , όπου $\lambda_1\lambda_2 = 1$. Κατά μήκος των ασταθών ασυμπτωτικών καμπύλων έχουμε $|\lambda_1| > 1$ και κατά μήκος των ευσταθών ασυμπτωτικών καμπύλων έχουμε $|\lambda_2| < 1$. Αν όμως |a| < 1 η τροχιά είναι ευσταθής και οι λύσεις λ_1 , λ_2 είναι συζυγείς μιγαδικές με μέτρα $|\lambda_1| = |\lambda_2| = 1$ (ιδ. λεπτομέρειες εις Contopoulos 2002).

Κατά μήκος μιας περιοδικής τροχιάς οι επιφάνειες της ενέργειας $H(x, y, \dot{x}, \dot{y}) = h$ και του ολοκληρώματος $\Phi(x, y, \dot{x}, \dot{y})$ εν γένει εφάπτονται (εκτός εάν k = 0) δηλαδή

$$\frac{\Phi_x}{H_x} = \frac{\Phi_y}{H_y} = \frac{\Phi_{\dot{x}}}{H_{\dot{x}}} = \frac{\Phi_{\dot{y}}}{H_{\dot{y}}},\tag{1.15}$$

όπου $\Phi_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ κ.ο.κ.

Αυτό πρακτικά διαπιστώνεται με εμπειρικούς υπολογισμούς. Θα έλεγε κανείς ότι δεδομένου ότι οι περιοδικές τροχιές είναι πυκνές, άρα οι επιφάνειες Φ και Η εφάπτονται παντού, δηλαδή ταυτίζονται. Αυτό όμως δεν συμβαίνει γιατί για κάθε περιοδική τροχιά υπάρχει μια διαφορετική μορφή του ολοκληρώματος Φ.

Α΄.5 Καταστροφή του 3ου ολοκληρώματος – Χάος

Εις τα ολοκληρώσιμα συστήματα όλος ο χώρος εις την επιφάνεια τομής Poincaré είναι γεμάτος από αμετάβλητες καμπύλες που δημιουργούνται από τις τομές των τροχιών με την επιφάνεια τομής (Σχ. Α΄.6α). Οι περισσότερες αμετάβλητες καμπύλες περιβάλλουν την κεντρική περιοδική τροχιά, η οποία αντιπροσωπεύεται από το σημείο Ο. Υπάρχουν όμως και νησίδες που περιβάλλουν μία περιοδική τροχιά, όπως οι 3 νησίδες του Σχ. Α΄.6α. Μεταξύ των νησίδων υπάρχει μια τριπλή ασταθής περιοδική τροχιά. Οι ασυμπτωτικές καμπύλες της ασταθούς αυτής περιοδικής τροχιάς περιβάλλουν τις νησίδες. Όταν όμως προστεθεί μια μικρή διαταραχή εις το σύστημα, το καθιστά μη ολοκληρώσιμο και οι ασυμπτωτικές καμπύλες της ασταθούς πημεία, δημιουργώντας χάος (Σχ. Α΄.6β). Το χάος χαρακτηρίζεται από μία ευαίσθητη εξάρτηση από τις αρχικές συνθήκες. Δηλαδή οι τροχιές από γειτονικά σημεία \overline{x}_0 και $\overline{x}_0 + \overline{\xi}_0$, που αρχικά απέχουν μια μικρή απόσταση $|\overline{\xi}_0|$ μεταξύ τους, απομακρύνονται μεταξύ τους εκθετικά με την πάροδο του χρόνου, δηλαδή

$$|\overline{\xi}| = |\overline{\xi_0}|e^{\kappa t} \tag{1.16}$$

όπου $\kappa > 0$.



Σχήμα Α΄.6: (α) Οι αμετάβλητες χαμπύλες στο επίπεδο τομής (x, \dot{x}) ενός ολοχληρώσιμου συστήματος είναι 3 ειδών (1) χαμπύλες που περιβάλλουν την αρχή των συντεταγμένων Ο, (2) 3 νησίδες γύρω από μια ευσταθή τριπλή περιοδιχή τροχιά. (3) Ασυμπτωτιχές χαμπύλες που διέρχονται από τα 3 σημεία μιας ασταθούς περιοδιχής τροχιάς. (β) Όταν το σύστημα είναι μη ολοχληρώσιμο, αλλά χοντά στο ολοχληρώσιμο σύστημα του Σχ. Α΄.6α οι ασυμπτωτιχές χαμπύλες από τα 3 σημεία της τριπλής ασταθούς περιοδιχής τροχιάς τέμνονται σε άπειρα ομοχλινιχά σημεία.

Τα σημεία τομής των ασταθών ασυμπτωτικών καμπυλών με τις ευσταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες ονομάζονται ομοκλινικά σημεία. Τροχιές που αρχίζουν από ένα ομοκλινικό σημείο τείνουν προς την ίδια ασταθή περιοδική τροχιά τόσο όταν $t \to \infty$ όσο και όταν $t \to -\infty$. Γενικά οι τροχιές πλησίον της ασταθούς περιοδικής τροχιάς είναι χαοτικές. Αυτό συμβαίνει γύρω από κάθε ασταθή περιοδική τροχιά (Σχ. Α΄.6β). Όμως οι διάφορες χαοτικές περιοχές χωρίζονται μεταξύ των όταν η διαταραχή από την ολοκληρωσιμότητα είναι μικρή, από αμετάβλητες καμπύλες γύρω από την κεντρική περιοδική τρογιά (Σγ. Α΄.7α). Όταν όμως η διαταραχή του συστήματος είναι μεγαλύτερη αυτές οι διαχωριστικές αμετάβλητες καμπύλες καταστρέφονται και οι χαοτικές περιοχές αλληλεπιδρούν. Τότε έχουμε επικάλυψη των συντονισμών και το χάος είναι πολύ μεγαλύτερο. Οι ασυμπτωτικές καμπύλες της μίας ασταθούς περιοδικής τέμνονται με τις ασυμπτωτικές καμπύλες της άλλης περιοδικής τροχιάς. Τα σημεία τομής είναι ετεροκλινικά σημεία. Τροχιές που αρχίζουν από ένα ετεροκλινικό σημείο τείνουν προς την μία ασταθή περιοδική τροχιά όταν $t \to \infty$ και προς την άλλη περιοδική τροχιά όταν $t \to -\infty$. Η ύπαρξη ετεροκλινικών τροχιών είναι το κύριο χαρακτηριστικό του χάους. Πάντως τα ετεροκλινικά (και τα ομοκλινικά) σημεία είναι δυνατόν να δοθούν αναλυτικά (ίδ. παρ. 6).



Σχήμα Α΄.7: (α) Τα σημεία 2 χαοτικών τροχιών πλησίον στους συντονισμούς 3 και 2 χωρίζονται από αμετάβλητες καμπύλες γύρω από το κέντρο 0. (β) Όταν η διαταραχή γίνει μεγαλύτερη οι διαχωριστικές αμετάβλητες καμπύλες καταστρέφονται και οι χαοτικές περιοχές γύρω από τους συντονισμούς 3 και 2 επικαλύπτονται.

Η επικάλυψη των συντονισμών συνοδεύεται από την καταστροφή του 3ου ολοκληρώματος, δηλαδή υπάρχουν δύο μορφές του 3ου ολοκληρώματος, μία για κάθε συντονισμό. Η κάθε μορφή ισχύει σε μία περιοχή γύρω από κάθε συντονισμό, όπου υπάρχουν οι αντίστοιχες νησίδες, και μπορούμε να υπολογίσουμε το μέγεθος των νησίδων με βάση το κάθε ολοκλήρωμα. Όταν όμως έχουμε αλληλεπίδραση των συντονισμών οι υπολογιζόμενες νησίδες του ενός συντονισμού συναντούν τις υπολογιζόμενες νησίδες του άλλου συντονισμού. Επομένως, οι τύποι των ολοκληρωμάτων δεν ισχύουν πέραν μίας αποστάσεως από τον ένα και τον άλλο συντονισμό. Έτσι υπολογίζουμε την κρίσιμη τιμή της διαταραχής που αντιστοιχεί στην αρχική επικάλυψη των συντονισμών.

Η επικάλυψη των συντονισμών διαπιστώθηκε το 1966 από τον Contopoulos (1956, 1966b) και τους Rosenbluth et al. (1966) ανεξάρτητα ο ένας από τους άλλους. Πράγματι η δική μας εργασία αναφέρεται σε ένα γαλαξιακό δυναμκό, ενώ η εργασία των Rosenbluth et al. αναφέρεται στο πλάσμα. Αργότερα οι Zaslavski and Chirikov (1972) και Chirikov (1979) εμελέτησαν λεπτομερέστερα την επικάλυψη των συντονισμών, γι αυτό πολλοί αναφέρονται στο φαινόμενο αυτό με το όνομα του Chirikov.

Στην περίπτωση που εμφανίζεται χάος κοντά σε ένα μόνο συντονισμό (όπως στο Σχ. Α΄.6β) στην πραγματικότητα γίνεται επικάλυψη γειτονικών συντονισμών. Αυτό φαίνεται στο Σχ. Α΄.8 που δίνει τον αριθμό περιστροφής (rot) των διαφόρων αμετάβλητων καμπυλών γύρω από το Ο συναρτήσει των συντεταγμένων $\overline{x} = \omega_1 x$ όταν y = 0 (δηλαδή την μέση γωνία μεταξύ των διευθύνσεων 2 διαδοχικών σημείων της καμπύλης από το κέντρο Ο). Η καμπύλη rot είναι κατά προσέγγιση συνεχής και διέρχεται από πολλές περιοδικές τροχιές. Στην πραγματικότητα όμως σε κάθε ευσταθή τροχιά υπάρχει ένα οριζόντιο τμήμα ίσο με το μέγεθος της νησίδος γύρω από την περιοδική τροχιά, όπως στο 2/3 δεξιά. Εξ άλλου πλησίον κάθε ασταθούς

περιοδικής τροχιάς η καμπύλη έχει μία ασυνέχεια, όπως γύρω από το σημείον 2/3 αριστερά. Μέσα στις ασυνέχειες αυτές υπάρχουν και άλλες ασταθείς περιοδικές τροχιές, όπως η 7/10 οι οποίες έχουν ασυμπτωτικές καμπύλες σε επικάλυψη με τις ασυμπτωτικές καμπύλες της τροχιάς 2/3, σε ετεροκλινικά σημεία. Επομένως το χάος οφείλεται πάντα σε επικάλυψη συντονισμών.



Σχήμα Α'.8: Ο αριθμός περιστροφής (rot) κάθε αμετάβλητης καμπύλης γύρω από το κέντρον Ο συναρτήσει της αποστάσεως \overline{x} από το κέντρο Ο κατά τον άξονα \overline{x} (Contopoulos 2002). Η καμπύλη αυτή διέρχεται από περιοδικές τροχιές (ευσταθείς και ασταθείς) με ρητούς αριθμούς περιστροφής.

Α΄.6 Συστήματα 3 βαθμών ελευθερίας

Στην περίπτωση ενός αυτόνομου δυναμικού συστήματος 3 βαθμών ελευθερίας $H(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$, οι ιδιοτιμές λ μιας περιοδικής τροχιάς είναι ρίζες ενός πολυωνύμου 400 βαθμού της μορφής:

$$\lambda^4 + a\lambda^3 + b\lambda^2 + a\lambda x + 1 = 0 \tag{1.17}$$

η οποία γράφεται

$$(\lambda^2 + b_1\lambda + 1)(\lambda^2 + b_2\lambda + 1) = 0$$
(1.18)

με

$$b_{1,2} = \frac{1}{2} (a \pm \sqrt{a^2 - 4(b - 2)}) \tag{1.19}$$

Οι ιδιοτιμές είναι

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left(-b_1 \pm \sqrt{b_1^2 - 4} \right), \quad \lambda_{3,4} = \frac{1}{2} \left(-b_2 \pm \sqrt{b_2^2 - 4} \right)$$
(1.20)

όπου $\lambda_1\lambda_2 = 1$, $\lambda_3\lambda_4 = 1$. Αν $|b_1| < 2$ και $|b_2| < 2$ τότε η τροχιά είναι ευσταθής και οι ιδιοτιμές είναι συζυγείς μιγαδικές επί του μοναδιαίου κύκλου. Αν $|b_1| < 2$ και $|b_2| > 2$ η τροχιά είναι «απλά ασταθής». Τότε οι ιδιοτιμές λ_1 , λ_2 είναι στον μοναδιαίο κύκλο, ενώ οι λ_3 , λ_4 είναι στον πραγματικό άξονα, μια έξω και μία μέσα στον κύκλο. Ομοίως αν $|b_1| > 2$ και $|b_2| < 2$. Αν $|b_1| > 2$, $|b_2| > 2$ έχουμε «διπλή αστάθεια» και οι 4 ιδιοτιμές

είναι στον πραγματικό άξονα. Αν τέλος Δ<0 η τροχιά είναι «μιγαδικά ασταθής» και οι ιδιοτιμές είναι $\lambda_{1,4} = e^{a \pm i \vartheta}$ και $\lambda_{3,2} = e^{-a \pm i \vartheta}$ (2 μέσα και 2 έξω από τον κύκλο). Η ταξινόμηση αυτή είναι μία απλούστευση της ταξινομήσεως του Broucke (1969).

Ως παράδειγμα θεωρούμε μία οιχογένεια περιοδιχών τροχιών που ονομάζεται 1α (Contopoulos 2002) εις το Χαμιλτονιανό σύστημα

$$H = \frac{1}{2} \left(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 + Ax^2 + By^2 + Cz^2 \right) - \epsilon x z^2 - \eta y z^2 = h$$
(1.21)

Η οικογένεια αυτή στο διάγραμμα των παραμέτρων (ϵ, η) (Σχ. Α'.9) είναι ευσταθής (S), απλά ασταθής (U), διπλά ασταθής (UU), ή μιγαδικά ασταθής (Δ) σε ορισμένες περιοχές του χώρου (ξ, η) .



Σχήμα Α΄.9: Περιοχές περιοδικών τροχιών (τύπου 1α) στο 3d σύστημα (1.21), που είναι ευσταθείς (S), απλά ασταθείς (U), διπλά ασταθείς (UU) και μιγαδικά ασταθείς (Δ) στον χώρο των παραμέτρων (ε, η).

Ιδιαίτερη πρωτοτυπία παρουσιάζει η μιγαδική αστάθεια. Στην περίπτωση αυτή οι αμετάβλητες καμπύλες έχουν σπειροειδή μορφή (Σχ. Α΄.10). Περισσότερες λεπτομέρειες που αφορούν τις περιοδικές τροχιές σε 3διάστατο σύστημα αναπτύσσονται στο βιβλίο (Contopoulos, 2002).



Σχήμα Α΄.10: Προβολή στο επίπεδο (x, \dot{x}) μιας ασταθούς ασυμπτωτικής καμπύλης που αρχίζει σε μια μιγαδικά ασταθή περιοδική τροχιά. Οι διαδοχικές εικόνες ενός αρχικού σημείου επί της καμπύλης αυτής δίνονται αριθμητικά με τελείες (.) και θεωρητικά με σταυρούς (+).

Οι τροχιές είναι δυνατόν να υπολογισθούν θεωρητικά χρησιμοποιώντας τα ολοκληρώματα της κινήσεως

$$\Phi_i = \Phi_{i2} + \Phi_{i3} + \dots (i = 1, 2, 3) \tag{1.22}$$

όπου $\Phi_{12} = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + Ax^2), \ \Phi_{12} = \frac{1}{2}(\dot{y}^2 + By^2), \ \Phi_{13} = \frac{1}{2}(\dot{z}^2 + Cz^2)$ με τον περιορισμό $H = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3.$

Υπολογίσαμε (Contopoulos et al. 1978) τα 3 τυπικά ολοκληρώματα (21) και βρήκαμε κατά πόσο τα ολοκληρώματα H, Φ_1, Φ_2 έδιναν περίπου σταθερές τιμές. Βρήκαμε περιοχές αρχικών συνθηκών όπου υπάρχουν 3 ολοκληρώματα, περιοχές μικρού χάους, όπου υπήρχαν δύο ολοκληρώματα (μικρές χαοτικές θάλασσες), και μία μεγάλη περιοχή όπου υπάρχει μόνο το ολοκλήρωμα της ενέργειας (μεγάλη χαοτική θάλασσα). Ένας τρόπος για να διαπιστώσουμε αν μία τροχιά είναι οργανωμένη ή χαοτική, είναι με τον υπολογισμό του χαρακτηριστικού αριθμού Lyapunov. Υπολογίζουμε δηλαδή μία τροχιά $\overline{x} = \overline{x}(t)$ και μία γειτονική της τροχιά $\overline{x}(t) + \overline{\xi}(t)$. Ο χαρακτηριστικός αριθμός Lyapunov είναι το όριο της ποσότητας

$$\chi(t) = \frac{\ln |\overline{\xi}(t)/\overline{\xi}(0)|}{t}$$
(1.23)

όταν ο χρόνος τείνει στο άπειρο. Στις οργανωμένες τροχιές ο αριθμός $\chi(t)$ ελαττώνεται περίπου γραμμικά με το χρόνο, και άρα ο $LCN = \lim_{t\to\infty} \chi(t)$ τείνει στο 0 (Σχ. Α΄.11). Αντίθετα εις τις χαοτικές τροχιές ο χαρακτηριστικός αριθμός Lyapunov (LCN) μετά μία περίοδο άτακτων μεταβολών τείνει προς μία σταθερή τιμή διάφορη του μηδενός. Είναι χαρακτηριστικό ότι ο LCN τείνει στην ίδια τιμή για την ίδια χαοτική περιοχή. Η τιμή του είναι μεγαλύτερη στην μεγάλη χαοτική θάλασσα, ενώ έχει μία μικρότερη τιμή για κάθε μικρή χαοτική θάλασσα.



Σχήμα Α΄.11: Ο λογάριθμος του αριθμού Lyapunov πεπερασμένου χρόνου χ συναρτήσει του λογαρίθμου του χρόνου όταν ο χρόνος τείνει στο άπειρο τείνει στο μηδέν σε κάθς οργανωμένη τροχιά (1,2) και σε μια σταθερή θετική τιμή (3, 4, 5) σε κάθε χαοτική τροχιά.

Παρ' όλον όμως ότι οι διάφορες μικρές χαοτικές θάλασσες φαίνονται να ξεχωρίζουν για μεγάλα χρονικά διαστήματα, εν τούτοις φαίνεται ότι σε ακόμα μεγαλύτερο χρόνο ενώνονται, δηλαδή οι τροχιές από τις διάφορες θάλασσες καταλήγουν στην μεγάλη χαοτική θάλασσα, δηλαδή όλες οι θάλασσες είναι ενωμένες. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται διάχυση Arnold.

Πράγματι ενώ σε συστήματα 2 βαθμών ελευθερίας οι διάφορες χαοτικές περιοχές (μικρές θάλασσες) είναι 3 διαστάσεων, δεδομένου ότι ο χώρος των φάσεων για μία σταθερή ενέργεια είναι 4-1=3 διαστάσεων, χωρίζονται απολύτως από τις μεταξύ αυτών αμετάβλητες (ολοκληρώσιμες) επιφάνειες που είναι 4/2=2 διαστάσεων, σε συστήματα 3 βαθμών ελευθερίας, οι περιοχές σταθερής ενέργειας είναι 6-1=5 διαστάσεων, ενώ η οι αμετάβλητες (ολοκληρώσιμες) επιφάνειες είναι 6/2=3 διαστάσεων, άρα δεν χωρίζουν τις περιοχές των θαλασσών που είναι 5 διαστάσεων.

Μία εικόνα του τι συμβαίνει προκύπτει αν ελαττώσουμε κατά 2 όλες τις διαστάσεις. Τότε οι χαοτικές περιοχές είναι 5-2=3 διαστάσεων, ενώ οι διαχωριστικές επιφάνειες είναι 3-2=1 διαστάσεων, δηλαδή γραμμές. Αλλά οι γραμμές δεν γεμίζουν όλο το χώρο πυκνά και αφήνουν κενά, παντού όπου υπάρχουν συντονισμοί. Κατά συνέπειαν οι χαοτικές τροχιές μπορούν να περάσουν από τα κενά αυτά και να φθάσουν κοντά σε οποιαδήποτε σημεία του χώρου των φάσεων. Υπάρχει μόνο το πρόβλημα του χρόνου που απαιτείται για την διάχυση Arnold.

Η πιο σημαντική μελέτη της διαχύσεως Arnold που δίνει τις λεπτομέρειες των τροχιών που μετακινούνται από μία χαοτική περιοχή σε άλλη έχει δοθεί τελευταία από τους Efthymiopoulos and Harsoula (2013).

Α΄.7 Ολοκληρώματα μέσα στο χάος

Μια σημαντική εξέλιξη σχετικά με τα ολοκληρώματα κινήσεως υπήρξε η απόδειξη ότι τα τυπικά ολοκληρώματα, παρ' όλον ότι εν γένει δεν συγκλίνουν κοντά σε ευσταθείς περιοδικές τροχιές, εν τούτοις συγκλίνουν κοντά σε ασταθείς περιοδικές τροχιές. Μια πρώτη απόδειξη είχε δοθεί το 1928 από τον Cherry(1928) αλλά κανείς δεν την πρόσεξε επί πολλές δεκαετίες. Η πρώτη γενικευμένη απόδειξη δόθηκε από τον Moser (1956, 1958) και ολοκληρώθηκε από τον Giorgilli (2001).

Η απόδειξη στηρίζεται εις το γεγονός ότι οι ιδιοτιμές σε μια ασταθή περιοική τροχιά είναι ω_1 (πραγματική) και $\omega_2 = i\nu$ (φανταστική). Επομένως οι παρονομαστές $(m_1\omega_1 + m_2\omega_2)$ στα αναπτύγματα του (τρίτου) ολοκληρώματος ποτέ δεν γίνονται πολύ μικροί.

Το θεώρημα του Moser εφαρμόστηκε από τους da Silva Ritter et al. (1987) και Vieira and Ozorio de Almeida (1996), Ozorio de Almeida and Vieira (1997) στην υπερβολική απεικόνιση του Hénon

$$x' = x \cosh(\kappa) + \sinh(\kappa) \left(y - \frac{x^2}{\sqrt{2}} \right)$$

$$y' = x \sinh(\kappa) + \cosh(\kappa) \left(y - \frac{x^2}{\sqrt{2}} \right)$$
 (1.24)

Οι da Silva Ritter et al. (1987) εισήγαγαν μια αλλαγή μεταβλητών

$$u = \frac{x+y}{\sqrt{2}} = \xi + \Phi_{11}(\xi,\eta) + \dots$$

$$v = \frac{x-y}{\sqrt{2}} = \eta + \Phi_{21}(\xi,\eta) + \dots$$
 (1.25)

πλησίον της ταυτότητος, εις την οποία η απεικόνιση στις μεταβλητές (ξ,η) είναι κατά μήκος μιας υπερβολής (Σχ. Α΄.12)

$$\xi'\eta' = \xi\eta = c \tag{1.26}$$

όπου

$$\xi' = \Lambda(c)\xi, \quad \eta' = \Lambda^{-1}(c)\eta \tag{1.27}$$

και οι συναρτήσεις Φ_{1i} , Φ_{2i} είναι της τάξεως
ἰ ως προς ξ και η, ενώ η σταθερά Λισούται με μια σειρά κατά τις δυνάμεις του c

$$\Lambda = \lambda_1 + w_1 c + w_2 c^2 + \dots$$
 (1.28)

όπου λ_1 είναι η μεγαλύτερη ιδιοτιμή της απεικόνισης (22) για δεδομένη τιμή της παραμέτρου κ , ενώ τα w_i είναι σταθερές.



Σχήμα Α'.12: Στο επίπεδο (ξ, η) οι εικόνες κάθε σημείου Α ευρίσκονται επί της υπερβολής $\xi\eta = c$ (B είναι η πρώτη εικόνα του Α και C η πρώτη προεικόνα του). Διακρίνουμε τις περιοχές 1 $(\xi > 0, \eta > 0), 2$ $(\xi < 0, \eta > 0), 3$ $(\xi > 0, \eta < 0)$ και 4 $(\xi < 0, \eta < 0)$. Οι εξωτερικές υπερβολές δίνουν τα όρια συγκλίσως των σειρών (|c| = 0.49) όταν $\kappa = 1.43$. Κατά μήκος των αξόνων $\eta = 0$ και $\xi = 0$ η σύγκλιση φθάνει στο άπειρο ξ ή η αντίστοιχα.

Μελετήσαμε συστηματικά το θέμα αυτό και κάναμε διάφορες εφαρμογές (Efthymiopoulos et. al 2014, Contopoulos and Harsoula 2015, Harsoula et. al 2015, 2016). Διαπιστώσαμε ότι οι σειρές (22) και (26) (σειρές του Moser) συγκλίνουν για $\kappa = 1.43$ όταν $|c| \leq 0.49$. Εις το Σχ. Α'.12 έχουμε σχεδιάσει διάφορες υπερβολές $c = \xi \eta$ για $|c| \leq 0.49$. Ένα σημείο $A(\xi, \eta)$ μιας υπερβολής έχει εικόνα του το B και προ-εικόνα του το C επί της ίδιας υπερβολής. Τότε εις το σύστημα συντεταγμένων (x, y) οι υπερβολές αυτές λαμβάνουν τη μορφή του Σχ. Α'.13. Ειδικότερα οι άξονες ξ και η εις το Σχ.12 γίνονται στο Σχ. Α'.13 ασυμπτωτικές καμπύλες από την αρχή των αξόνων (0,0) και έχουν άπειρες αναδιπλώσεις.

Η περιοχή εντός των ακραίων υπερβολών του Σχ. Α΄.12 (|c| = 0.49) απεικονίζεται στην κόκκινη περιοχή του Σχ. Α΄.14. Ειδικότερα παρατηρούμε μια λευκή περιοχή εντός της κόκκινης περιοχής συγκλίσεως, η οποία περιβάλλει μια ευσταθή περιοδική τροχιά S. Τα όρια της λευκής περιοχής είναι η εικόνα της υπερβολής |c| = 0.49 στην περιοχή 1 του Σχ. Α΄.12. Στην λευκή περιοχή οι σειρές του Moser δε συγκλίνουν. Εν τούτοις γύρω από την ευσταθή περιοδική τροχιά S υπάρχουν σειρές ΚΑΜ, οι οποίες μολονότι δεν συγκλίνουν, εν τούτοις προσεγγίζουν τις αμετάβλητες καμπύλες ΚΑΜ γύρω από το S. Είναι ενδιαφέρον το γεγονός ότι η περιοχή όπου υπάρχουν καμπύλες ΚΑΜ γύρω από το S είναι μεγαλύτερη από την λευκή περιοχή του Σχ. Α΄.14.



Σχήμα Α'.13: Μεριχές αμετάβλητες χαμπύλες τύπου Moser στο επίπεδο (x, y) που αντιστοιχούν στις περιοχές 1,2,3,4 του Σχ. Α'.11. Οι χαμπύλες c = 0 είναι οι ασυμπτωτιχές της χεντριχής περιοδιχής τροχιάς (0,0) (ειχόνες των αξόνων ξ και η).

Το πιο σημαντικό γεγονός που αφορά τις σειρες Moser είναι ότι οι σειρές αυτές ισχύουν ακριβώς εκεί όπου υπάρχει το μεγαλύτερο χάος. Πράγματι γύρω από το σημείο Ο υπάρχει μια μεγάλη περιοχή χάους (έξω από την τελευταία καμπύλη ΚΑΜ γύρω από το S), εις την οποία η απεικόνιση δίνει τις εικόνες των σημείων της με συγκλίνουσες σειρές, δηλαδή με απόλυτη ακρίβεια. Αυτό ισχύει για αρχικά σημεία τόσο επί των ασυμπτωτικών καμπύλων από το ασταθές σημείο Ο, όσο και για άλλα σημεία πλησίον του Ο, τα οποία βρίσκονται σε εικόνες των υπερβολών του Σχ. Α΄.12. Οι εικόνες αυτές των υπερβολών περιέχουν και όλες τις εικόνες των αρχικών σημείων πάνω στις καμπύλες αυτές.



Σχήμα Α΄.14: Η περιοχή συγκλίσεως στο επίπεδο (x, y) (κόκκινη) γύρω από τις ασυμπτωτικές καμπύλες.

Η πρώτη εντύπωση από την ανάλυση αυτή είναι ότι υπάρχει μια αντίφαση μεταξύ χάους και ολοκληρωσιμότητος γύρω από το σημείο Ο. Η εξήγηση είναι απλή: Πράγματι οι διαδοχικές εικόνες του αρχικού σημείου Α και σημείων γειτονικών του Α επί της ίδιας όμως ασυμπτωτικής καμπύλης βρίσκονται σε ολοένα μεγαλύτερες αποστάσεις μεταξύ τους (αυτό είναι σύμφωνο με τον ορισμό του χάους) αλλά οι θέσεις τους δίνονται με μεγάλη ακρίβεια από τα ολοκληρώματα Moser (δηλαδή ισχύει η ολοκληρωσιμότητα). Εξάλλου επειδή οι καμπύλες Moser έχουν μια απειρία αναδιπλώσεων, τα διαδοχικά σημεία φαίνονται συγκεκριμένα με μικρές εν γένει αποστάσεις $\sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$ μεταξύ τους (πλην εξαιρέσεων που βρίσκονται μακριά). Ένα παράδειγμα δίδεται εις το Σχ. Α΄.15α όπου υπάρχουν πολλές εικόνες ενός αρχικού σημείου πλησίον του Ο, οι οποίες φαίνονται διατεταγμένες κατά τυχαίο τρόπο. Εν τούτοις όλα τα σημεία αυτά είναι πάνω σε μια αμετάβλητη καμπύλη με c = 0.1 σε αποστάσεις ολοένα μεγαλύτερες μεταξύ τους κατά μήκος της καμπύλης (Σχ. Α΄.15b).

Όταν μεταβάλλουμε την παράμετρο κ βλέπουμε νέα ενδιαφέροντα φαινόμενα. Π.χ. όταν $\kappa = 2$ η περιοδική τροχιά S είναι ασταθής και έχει το δικό της ολοκλήρωμα Moser γύρω από αυτήν.



Σχήμα Α΄.15: (α) Οι διαδοχικές εικόνες ενός σημείου κοντά στην αρχή των αξόνων (Ο) φαίνονται κατανεμημένες τυχαία. (β) Εν τούτοις όλες οι τροχιές αυτές βρίσκονται πάνω σε μια αμετάβλητη καμπύλη Moser και δίνονται με ακρίβεια από τους τύπους του ολοκληρώματος.

Τότε οι σειρές Moser γύρω από το Ο συγκλίνουν σε μια μεγαλύτερη περιοχή η οποία φθάνει στο σημείο S (Σχ. Α'.16). Επομένως πλησίον του S τα διάφορα σημεία μπορούν να δοθούν με δυο διαφορετικές σειρές Moser. Σειρές γύρω από το Ο και σειρές γύρω από το S. Οι ασυμπτωτικές καμπύλες από το Ο τέμνονται με τις ασυμπτωτικές καμπύλες από το S. Τα σημεία τομής είναι ετεροκλινικά σημεία και από αυτά ξεκινούν τροχιές οι οποίες τείνουν προς την περιοδική τροχιά Ο όταν $t \to \infty$ και προς την περιοδική τροχιά S όταν $t \to -\infty$. Τα ετεροκλινικά αυτά σημεία βρίσκονται αναλυτικά με μεγάλη ακρίβεια χρησιμοποιώντας τα δυο είδη σειρών Moser (Contopoulos and Harsoula 2015) (Σχ. Α'.17).



Σχήμα Α΄.16: Η περιοχή συγκλίσεως για κ = 2 (κόκκινη) φθάνει μέχρι το σημείο S, το οποίο τώρα είναι ασταθές και δίνει συγκλίνουσες σειρές γύρω από αυτό (πράσινη περιοχή, η οποία καλύπτει ένα μέρος από την κόκκινη περιοχή)



Σχήμα Α΄.17: Η ασταθής ασυμπτωτική καμπύλη από το S (προς 2 διευθύνσεις) τέμνει την ευσταθή ασυμπτωτική καμπύλη από το O σε ετεροκλινικό σημείο.

Είναι εντυπωσιακό ότι ενώ η ύπαρξη ετεροκλινικών σημείων είναι το πιο χαρακτηριστικό δείγμα αλληλεπίδρασης των συντονισμών και κατά συνέπειαν του χάους, εν τούτοις είναι δυνατόν τα σημεία αυτά να βρεθούν με μεγάλη ακρίβεια με σειρές, οι οποίες συγκλίνουν (ολοκληρώματα τύπου Moser).

Διάφορες εφαρμογές των σειρών Moser σε απειχονίσεις χαι σε Χαμιλτονιανά συστήματα έχουν δοθεί από τους (Contopoulos et al. 2016). Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η εφαρμογή σε ραβδωτούς γαλαξίες όπου οι σπείρες δημιουργούνται από χαοτιχές τροχιές. Αχόμη μεγαλύτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν σύγχρονα μοντέλα σπειροειδών ραβδωτών γαλαξιών, όπου η ράβδος χαι οι σπείρες έχουν διαφορετιχές ταχύτητες περιστροφής (Efthymiopoulos et al. 2020).

Εις τα συστήματα αυτά οι σπείρες είναι κύματα πυκνότητας παρ'όλον ότι αποτελούνται από αστέρες σε χαοτικές τροχιές. Παρ' όλον ότι για μερικά χρονικά διαστήματα οι σπείρες φαίνονται να χάνονται, εν τούτοις αυτές εμφανίζονται ξανά και ξανά για πολύ μεγάλα χρονικά διαστήματα. Η θεωρία αυτή εξηγεί ικανοποιητικά τα παρατηρούμενα φαινόμενα σε προσομοιώσεις μεγάλου αριθμού σωματίων, οι οποίες αντιπροσωπεύουν πραγματικούς γαλαξίες.

Α΄.8 Ολοκληρώματα στην Κβαντομηχανική

Μια εχδοχή της Κβαντομηχανιχής, η οποία διαφέρει από τη συνήθη εχδοχή των Bohr, Born, Heisenberg χ.λ.π. (εχδοχή της Κοπεγχάγης), είναι η "οντολογιχή" προσέγγιση των de Broglie (1927a,b) και Bohm (1952, 1953). Κατά την εχδοχη αυτή τα κβαντιχά σωμάτια σε ένα πεδίο Ψ που αποτελεί λύση της εξισώσεως του Schrödinger

$$\frac{1}{2} \bigtriangledown^2 \Psi + V \Psi = i \frac{\partial \Psi}{\partial t} \tag{1.29}$$

αχολουθούν τροχιές οι οποίες χαθορίζονται από τις εξισώσεις χινήσεως:

$$\frac{d\overrightarrow{r}}{dt} = Im\left(\frac{\overrightarrow{\nabla}\Psi}{\Psi}\right) \tag{1.30}$$

Οι τροχιές αυτές υπάρχουν είτε τα σωμάτια παρατηρούνται είτε όχι, έστω και αν οι παρατηρήσεις υπόκεινται εις την αβεβαιότητα του Heisenberg. Η μελέτη των τροχιών αυτών αποτελεί την "Μηχανική του Bohm".

Πριν από μερικά έτη έγιναν ορισμένα πειράματα (Kocsis et al. 2011) τα οποία υποδεικνύουν σαφώς την ύπαρξη των τροχιών. Πράγματι αν γίνουν πολλά όμοια πειράματα με μικρή ακρίβεια (όπως απαιτεί η αβεβαιότητα του Heisenberg), η επικάλυψη των αποτελεσμάτων δίνει τις τροχιές που δίνει η Μηχανική του Bohm.

Τα τελευταία έτη έγιναν πολλές θεωρητικές εργασίες πάνω στη Μηχανική του Bohm και το ενδιαφέρον για τη θεωρία αυτή έχει αυξηθεί σημαντικά.

Η δική μας συμβολή εις το πρόβλημα αυτό ήταν σε 3 σημεία.

(1) Θεωρητικός Υπολογισμός των τροχιών με σειρές παρόμοιες με αυτές του 3ου ολοκληρώματος (Efthymiopoulos et al. 2007) και (Contopoulos et al. 2012)

(2) Διάχριση μεταξύ οργανωμένων και χαοτικών τροχιών και διερεύνηση των μηχανισμών που προκαλούν το χάος (Efthymiopoulos and Contopoulos 2006, Efthymiopoulos et al. 2007, 2009, Tzemos et al. 2018).

(3) Διερεύνηση των συνέπειών της σύζευξης (entanglement) μεταξύ 2 qubits.

Εν πρώτοις διαπιστώσαμε ότι υπάρχει μεγάλη διαφορά μεταξύ κλασικών και κβαντικών τροχιών. Οι κβαντικές τροχιές δεν προσεγγίζουν τις κλασικές τροχιές, αχόμα και όταν η σταθερά h του Planck τείνει στο μηδέν. Έτσι υπάρχουν ολοχληρώσιμα χλασιχά συστήματα (τα οποία δεν έχουν χαθόλου χάος), στα οποία αντιστοιχούν χβαντικά συστήματα με μεγάλο χάος και αντιστρόφως υπάρχουν χαοτικά χλασιχά συστήματα, στα οποία τα αντίστοιχα χβαντικά συστήματα δεν έχουν χαθόλου χάος (Contopoulos et al. 2008).

Ένα κλασικό σύστημα το οποίο παρουσιάζει τόσο τάξη όσο και χάος στην κβαντική δυναμική είναι το (ολοκληρώσιμο) σύστημα 2 αρμονικών ταλαντωτών

$$H = \frac{1}{2} \left(\dot{x}^2 + \omega_1^2 x^2 + \dot{y}^2 + \omega_2^2 y^2 \right)$$
(1.31)

Μια λύση των εξισώσεων Schrödinger στο σύστημα αυτό με $\omega_1 = 1, \omega_2 = \omega$ είναι:

$$\Psi = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2} - i\frac{(1+\omega)}{2}t\right) \left[1 + axe^{-it} + b\omega^{1/2}xye^{(-i(1+\omega)t)}\right]$$
(1.32)

Οι εξισώσεις χινήσεως στην περίπτωση αυτή είναι:

$$\dot{x} = -\frac{1}{G} \left[a \sin(t) + b \sqrt{\omega} y \sin((\omega+1)t) \right]$$
(1.33)

$$\dot{y} = -\frac{b\sqrt{\omega}x}{G} \left[\sin((\omega+1)t) + ax\sin(\omega t)\right]$$
(1.34)

όπου

$$G = 1 + 2ax\cos(t) + 2b\sqrt{\omega}xy\cos((\omega+1)t) + a^2x^2 + 2ab\sqrt{\omega}x^2y\cos(\omega t) + b^2\omega x^2y^2$$
(1.35)

Υπάρχει ένα κομβικό σημείο N
 $(\Psi=\Psi_R+\Psi_s=0)$ του οποίου η τροχιά δίνεται από τους τύπους:

$$x_N = \frac{-\sin((\omega+1)t)}{a\sin(\omega t)} \tag{1.36}$$

$$y_N = \frac{-a\sin(t)}{b\sqrt{\omega}\sin((\omega+1)t)}$$
(1.37)

Η ροή γύρω από ένα χομβικό σημείο δίνεται εις το Σχ. Α΄.18. Πολύ χοντά στο χομβικό N η ροή είναι περίπου περιστροφική. Λίγο πιο πέρα όμως υπάρχει ένα ασταθές σημείο X, το οποίον είναι αχίνητο ως προς το N χαι η ροή γύρω από αυτό έχει 2 διευθύνσεις απομαχρύνουσες χαι 2 διευθύνσεις προσεγγίζουσες.



Σχήμα Α΄.18: Η ροή γύρω απ' το κομβικό σημείο σε συντεταγμένες $u = x - x_n, v = y - y_N$. Υπάρχει ένα ασταθές σημείο X, γύρω από το οποίο γίνονται οι εκτροπές των τροχιών που δημιουργούν χάος.

Εαν τώρα μια κβαντική τροχιά δεν προσεγγίζει ένα κομβικό σημείο τότε η τροχιά αυτή είναι οργανωμένη όπως η κεντρική τροχιά στο Σχ. Α΄.19. Η τροχιά αυτή παρίσταται με δυο σειρές:

$$x(t) = x_0(t) + x_1(t) + \dots$$
(1.38)

$$y(t) = y_0(t) + y_1(t) + \dots$$
(1.39)

όπου τα x_i , y_i είναι δυνάμεις τάξεως i ως προς a,b. Οι διάφοροι όροι x_i , y_i υπολογίζονται διαδοχικά (Efthymiopoulos et al. 2007).

Όταν τα x, y είναι μεγάλα (Σχ. Α΄.19) έχουμε οργανωμένες τροχιές που δίνονται πάλι από σειρές. Όταν όμως μια τροχιά προσεγγίζει την περιοχή ενός χομβιχού σημείου (Σχ. Α΄.19) η τροχιά γίνεται χαοτιχή.

Ειδικότερα το χάος εμφανίζεται όταν τροχιές προσεγγίζουν το ασταθές σημείο X κατά μήκος μιας ασυμπτωτικής καμπύλης και κατόπιν απομακρύνονται κατά μήκος δυο αντίθετων ασυμπτωτικών καμπύλων και απομακρύνονται εκθετικά μεταξύ τους (Σχ. Α΄.20). Το θέμα του χάους στα κβαντικά συστήματα εξετάζεται λεπτομερώς στις εργασίες (Efthymiopoulos and Contopoulos 2006, Contopoulos and Efthymiopoulos 2008, Efthymiopoulos et al. 2007, 2009).



Σχήμα Α΄.19: Τρεις τροχιές στο σύστημα (1.32). Μια οργανωμένη κοντά στο κέντρο, μια χαοτική δεξιά και μια οργανωμένη με μεγάλα x και y πάνω δεξιά. Στο βάθος δίδεται η τροχιά του κομβικού σημείου.



Σχήμα Α'.20: Τροχιές που πλησιάζουν την περιοχή του χομβιχού σημείου Ν και του ασταθούς σημείου Χ, από το οποίο ξεκινούν οι ευσταθείς ασυμπτωτικές χαμπύλες S και SS και οι ασταθείς ασυμπτωτικές χαμπύλες U και UU. Τροχιές που πλησιάζουν το σημείο Χ εχτρέπονται κατά τις διευθύνσεις U και UU.

Όσον αφορά τα συστήματα 3 βαθμών ελευθερίας υπάρχουν συστήματα ολοκληρώσιμα, μερικώς ολοκληρώσιμα και χαοτικά, τα οποία παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον (Tzemos et al. 2016, 2018, Contopoulos et al. 2018, Tzemos and Contopoulos 2018). Επιπλέον τα τελευταία έτη έγιναν μελέτες των τροχιών σε συζευγμένα κβαντικά συστήματα δυο καταστάσεων (entangled qubits) εις τα οποία υπάρχουν άπειρα κομβικά σημεία (Tzemos et al. 2019, Tzemos and Contopoulos 2020). Η προσέγγιση μιας τροχιάς σε ένα από τα σημεία αυτά προκαλεί το χάος. Επομένως η μελέτη των τροχιών στα κβαντικά συστήματα.

Α΄.9 Συμπεράσματα

Η θεωρία του 3ου ολοχληρώματος είχε μια εχπληχτιχή ανάπτυξη. Άρχισε με τα τυπιχά αναπτύγματα σειρών, οι οποίες σειρές εν γένει δεν συγχλίνουν, αλλά δίνουν προσεγγιστιχά πολύ ενδιαφέροντα αποτελέσματα για την τάξη χαι το χάος στα δυναμιχά συστήματα. Ιδιαίτερη σημασία έχουν οι μορφές του 3ου ολοχληρώματος πλησίον διαφόρων συντονισμών. Διαπιστώθηχε ότι όταν οι διαταραχές από ολοχληρώσιμα συστήματα αυξάνουν οι περιοχές συντονισμού μεγαλώνουν χαι τελιχά έχουμε επιχάλυψη των συντονισμών χαι χαταστροφή του 3ου ολοχληρώματος που οδηγεί στο χάος.

Μια άλλη εξέλιξη αναφέρεται στην επέκταση από 2 σε 3 και περισσότερες διαστάσεις και την εισαγωγή της διαχύσεως Arnold. Οι σημαντικότερες πρόσφατες εξελίξεις στον τομέα αυτόν είναι η εφαρμογή του ολοκληρώματος στο χάος και στην κβαντομηχανική. Το εκπληκτικό είναι ότι πλησίον ασταθών περιοδικών τροχιών, όπου υπάρχει χάος, το 3ο ολοκλήρωμα εκεί συγκλίνει, και μας δίνει με ακρίβεια τη δομή του χάους. Επίσης διαπιστώνεται ότι στα κβαντικά συστήματα υπάρχει τάξη και χάος και η συμπεριφορά των κβαντικών συστημάτων μπορεί να δοθεί αναλυτικά με ολοκληρώματα ανάλογα με αυτά της κλασικής δυναμικής.

Αναφορές

Arnold V.I., 1961, Sov. Math. Dokl., 2, 245.

Arnold V.I., 1962, Sov. Math. Dokl., 3, 136.

Arnold V.I., 1963, Russ. Math. Surv., 18, (5) 9; (6) 91.

Arnold V.I., 1964, Sov. Math. Dokl., 5, 581.

Birkhoff G.D., 1927, "Dynamical Systems" Amer. Math. Soc., Providence R.I.

Bohm D., 1952, Phys. Rev., 85, 166, 180.

Bohm D., 1953, Phys. Rev., 89, 458.

Broucke R., 1969, Amer. Inst. Astronaut. Aeronaut. J., 7, 1003.

Cherry T.M., 1924a, Proc. Cambridge Phil. Soc., 22, 273, 287, 325 and 510.

Cherry T.M., 1924b, Month. Not. Roy. Astron. Soc., 84, 279.

Cherry T.M., 1926, Proc. London Math. Soc., 27, 151.

Cherry T.M., 1928, Proc. London Math. Soc., 2.1, 151.

Chirikov B.V., 1979, Phys. Rep., 52, 263.

Contopoulos G., 1958, Stockholm Obs. Ann., 20, No.5.

Contopoulos G., 1960, Z. Astrophys., 49, 273.

Contopoulos G., 1963, Astron. J., 68, 1.

Contopoulos G., 1965, Astron. J., 70, 526.

Contopoulos G., 1966a, Astrophys. J. Suppl., 13, 503.

Contopoulos G., 1966b, in Hénon M., Nahon F. (eds) "Les Nouvelles Méthodes de la Dynamique Stellaire" Besançon (1966) Bull. Astron., (3)2, 223 (1967).

Contopoulos G., 2002, "Order and Chaos in Dynamical Astronomy", (Second Printing 2004), Springer Verlag.

Contopoulos G. and Efthymiopoulos C., 2008, Cel. Mech. Dyn. Astron., 102, 219.

Contopoulos G. and Harsoula M., 2015, J. Phys. A, 48, 335101.

Contopoulos G. and Moutsoulas M., 1965, Astron. J., 70, 817.

Contopoulos G. and Moutsoulas M., 1966, Astron. J., 71, 687.

Contopoulos G., Efthymiopoulos C. and Giorgilli A., 2003, J. Phys. A, 36, 8639.

Contopoulos G., Galgani L. and Giorgilli A., 1978, Phys. Rev. A, 18, 1183.

Contopoulos G., Delis N. and Efthymiopoulos C., 2012, J. Phys. A, 45, 165301.

Contopoulos G., Harsoula M. and Efthymiopoulos C., 2016, Eur. Phys. J. Special Topics, 225, 1053.

Contopoulos G., Tzemos A. and Efthymiopoulos C., 2017, J. Phys. A, 50, 195101.

da Silva Ritter G.I., Ozorio de Almeida A.M.O. and Douady R., 1987, Physica D, 29, 181.

de Broglie L., 1927a, J. Physique et Radium, 8, 5, 225.

de Broglie L., 1927b, C. R. Acad. Sci., Paris, 184, 273.

Eddington A.S., 1915, Month. Not. Roy. Astron. Soc., 76, 37.

Efthymiopoulos C., 2005, Cel.Mech. Dyn. Astron., 92, 29.

Efthymiopoulos C., 2011, in Cincotta P.M. and Giordano C.M. and Efthymiopoulos C., 2011, 3rd La Plata Intern. School on Astron. and Geophys., Assoc. Argentina de Astronomia.

Efthymiopoulos C. and Contopoulos G., 2006, J. Phys. A, 39, 1819.

Efthymiopoulos C. and Harsoula M., 2013, Phys. D, 251, 19.

Efthymiopoulos C. and Sandor Z., 2005, Month. Not. Roy. Astron. Soc., 364, 253.

Efthymiopoulos C., Giorgilli A. and Contopoulos G., 2004, J. Phys. A, 37, 10831.

Efthymiopoulos C., Kalapotharakos C. and Contopoulos G., 2007, J. Phys. A, 40, 12945.

Efthymiopoulos C., Kalapotharakos C. and Contopoulos G., 2009, Phys. Rev. E, 79, 3, 036203.

Efthymiopoulos C., Contopoulos G. and Katsanikas M., 2014, Cel. Mech. Dyn. Astron., 119, 331.

Efthymiopoulos C., Harsoula M. and Contopoulos G., 2020, Astron. Astrophys., 636, A44.

Giorgilli A., 1979, Computer Phys. Comm., 16, 331.

Giorgilli A., 1988, Ann. Inst. H. Poincaré, 48, 423.

Giorgilli A., 2001, Discrete Contin. Dyn. Syst., 7, 855.

Gustavson F.G., 1966, Astron. J., 71, 670.

Harsoula M., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C., 2015, J. Phys. A, 48, 13, 135102.

Harsoula M., Efthymiopoulos C. and Contopoulos G., 2016, Month. Not. Roy. Astron. Soc., 459, 3419.

Hénon M., 1966a, Bull. Astron. (3), 1 (2), 49.

Hietarinta J., 1987, Phys. Rep., 147, 87.

Kocsis S., Braverman B., Ravets S., Stevens M. J., Mirin R. P., Shalm L. K. and Steinberg A. M., 2011, Science, 332(6034), 1170.

Kolmogorov A.N., 1954, Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 98, 527.

Lakshamanan M. and Sahadevan R., 1993, Phys. Rep., 224, 1.

Lynden-Bell D., 1962, Month. Not. Roy. Astron. Soc., 123, 447.

Lynden-Bell D., 1998, New York Acad. Sci. Ann., 867, 3.

Moser J., 1956, Comm. Pure Appl. Math., 9, 673.

Moser J., 1958, Comm. Pure Appl. Math., 11, 81.
Moser J., 1962, Nachr. Acad. Wiss. Göttingen II. Math Phys.Kl. 1.

Moser J., 1967, Math. Ann., 169, 136.

Moser J., 1968, Lectures on Hamiltonian systems. Mem. Amer. Math. Soc. 81, 1.

Nekhoroshev N.N., 1977, Russ. Math. Surv., 32 (6), 1.

Ollongren A., 1962, Bull. Astron. Neth., 16, 241.

Ozorio de Almeida A.M. and Vieira W.M., 1997, Phys. Lett. A, 227, 298.

Poincaré H., 1892, "Les Méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste" Gauthier Villars, Paris, I (1892), II (1893), III (1899).

Rosenbluth M.N., Sagdeev R.A., Taylor J.B. and Zaslavsky G.M., 1966, Nucl. Fusion, 6 253.

Siegel C.L., 1956, "Vorlesungen über Himmelsmechanik", Springer Verlag.

Stäckel P., 1890, Math. Ann., 35, 91.

Stäckel P., 1893, Math. Ann., 42, 537.

Torgard I. and Ollongren A., 1960, Nuffic Intern. Summer Course in Science, Part X.

Tzemos A.C. and Contopoulos G., 2018, J. Phys. A, 51, 075101.

Tzemos A.C. and Contopoulos G., 2020, Phys. Scr., 95, 065225.

Tzemos A.C., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C., 2016, Phys. Lett. A, 380, 3796.

Tzemos A.C., Efthymiopoulos C. and Contopoulos G., 2018, Phys. Rev. E, 97, 042201.

Tzemos A.C., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C., 2018, Phys. Scr., 94, 105218.

Vieira W.M. and Ozorio de Almeida A.M., 1996, Physica D, 90, 9.

Weinacht J., 1924, Math. Ann., 91, 279.

Whittaker E.T., 1917, Proc. Roy. Soc. Edinburgh, 37, 95.

Whittaker E.T., 1937, "A Treatise on the Analytical Dynamics of Particles and Rigid Bodies", 4th Ed. Cambridge Univ. Press.

Zaslavsky G.M. and Chirikov B.V., 1972, Sov. Phys. Uspekhi, 14, 549.

Β΄ Αναζήτηση εξωγήινης ζωής

Γεώργιος Κοντόπουλος και Ιωάννης Κοντόπουλος

Β΄.1 Από την αρχαιότητα μέχρι την σύγχρονη εποχή

Από την αρχαιότητα, ο άνθρωπος προσπαθεί να προσδιορίσει την θέση και τον ρόλο του μέσα σε ένα απέραντο και φαινομενικά άπειρο Σύμπαν. Στην αναζήτησή αυτή, η ύπαρξη ή απουσία εξωγήινης ζωής αποτελεί για κάποιους θέμα κεντρικής σημασίας με πολλαπλές φιλοσοφικές και θεολογικές προεκτάσεις.

Το θέμα της εξωγήινης ζωής σχετίζεται με την φιλοσοφική θεωρία του «κοσμικού πλουραλισμού» για την ύπαρξη πολλαπλών κόσμων πέραν του δικού μας στην γη. Αρχικά, η θεωρία αυτή δεν βασίστηκε σε παρατηρήσεις και επιστημονικές θεωρίες, αλλά υποστηρίχθηκε από τον Αναξίμανδρο και τους ατομιστές φιλοσόφους Λεύκιππο, Δημόκριτο και Επίκουρο. Εντούτοις η επικρατούσα άποψη, αυτή του Αριστοτέλη, ήταν απολύτως γεωκεντρική, δηλαδή ότι η γη αποτελεί το κέντρο του κόσμου. Μετά όμως από πολλούς αιώνες, η ανάπτυξη της ηλιοκεντρικής θεωρίας από τον Νicolaus Copernicus και η εφεύρεση του τηλεσκοπίου κατά τον 16ο αιώνα οδήγησαν σε μια δραματική αλλαγή της ανθρώπινης σκέψης. Στην εποχή του Διαφωτισμού επικράτησε η αντίληψη ότι η γη δεν έχει καμιά ιδιαίτερη θέση στο Σύμπαν, αλλά παντού το Σύμπαν έχει χαρακτηριστικά παρόμοια με την γη και το περιβάλλον γύρω από αυτήν.

Στα τέλη του 19ου αιώνα αναζωπυρώθηκε το ενδιαφέρον της ανθρωπότητας για την πιθανότητα ύπαρξης ζωής σε άλλους αστέρες. Συγκεκριμένα, μετά τις παρατηρήσεις του Αμερικανού Αστρονόμου Percival Lowell ο οποίος υπέθεσε ότι ορισμένες γραμμές που παρατήρησε στην επιφάνεια του Άρεως αντιπροσώπευαν τεχνικά έργα για την μεταφορά νερού (κανάλια)¹, και πολλοί υποστήριξαν ότι υπάρχουν λογικά όντα στον Άρη και σε άλλους πλανήτες. Την ίδια εποχή αναπτύχθηκε ένα ιδιαίτερο είδος λογοτεχνίας, αυτό της επιστημονικής φαντασίας, το οποίο συνεχίζει να επηρεάζει μέχρι τις μέρες μας την ανθρώπινη σκέψη με διηγήματα και φανταστικές ειχόνες για διάφορα είδη επιχοινωνίας με νοήμονα όντα σε άλλους πλανήτες στο διάστημα. Αναφέρουμε ως χαρακτηριστικά παραδείγματα τα μυθιστορήματα «Από την γη στη σελήνη» του Jules Vern (1865), «Ο πόλεμος των κόσμων» του Herbert G. Wells (1898), «Το μαύρο σύννεφο» του αστροφυσιχού Fred Hoyle (1957) χαι η «Επαφή» του αστροφυσικού Carl Sagan (1985), τα έργα επιστημονικής φαντασίας των Isaac Assimov (1920-1992) και Arthur C. Clarke (1917-2008), τις κινηματογραφικές και τηλεοπτικές σειρές επιστημονικής φαντασίας Star Trek (1966-) και Star Wars (1977-), κ.α. Συγχρόνως έγιναν ψευδο-επιστημονικές απόπειρες να αποδείξουν ότι εξωγήινοι επισκέφτηκαν την γη με χαρακτηριστικά παραδείγματα το έργο του Ελβετού συγγραφέα Erich von Däniken (1935-), και τις αναρίθμητες «προσωπικές μαρτυρίες» απαγωγής από εξωγήινους. Τέλος, πολλοί είναι αυτοί που δίνουν μεταφυσιχές προεχτάσεις στην πιθανή επιχοινωνία του ανθρώπου με εξωγήινα όντα. Όλα

¹Ο Έλληνας αστρονόμος Ευγένιος Αντωνιάδης ήταν αυτός που αμφισβήτησε τότε, με λεπτομερείς παρατηρήσεις, τις απόψεις πολλών αστρονόμων της εποχής του που έβλεπαν τεχνητές διώρυγες και νερό να κυλάει στην επιφάνεια του Άρη, και διαπίστωσε ότι στην πραγματικότητα οι ευθύγραμμες διώρυγες αυτές δεν ήταν παρά χαράδρες και καθόλου ευθύγραμμες.

τα παραπάνω δεν αξίζει να συζητηθούν σοβαρά και το μόνο που αποδεικνύουν είναι ότι ο άνθρωπος συνεχίζει μέχρι τις μέρες μας την αναζήτηση για να βρει την θέση του μέσα στο απέραντο Σύμπαν.

Όπως θα δούμε στη συνέχεια, μετά από δεκαετίες επιστημονικών προσπαθειών διαπιστώσαμε ότι η σελήνη και τα περισσότερα σώματα του ηλιακού μας συστήματος δεν μπορούν να υποστηρίξουν ανεπτυγμένες μορφές ζωής. Επιπλέον, η προσπάθεια επιχοινωνίας μας με εξωγήινους πολιτισμούς μέσω του προγράμματος SETI απέβη μέχρι στιγμής άκαρπη (βλέπε παρακάτω). Σε πολλές περιπτώσεις ανιχνεύτηκαν επαναλαμβανόμενα ραδιοφωνικά σήματα τα οποία, ενώ αρχικά αποδόθηκαν σε νοήμονα όντα, αποδείχθηκε τελικά ότι προέρχονταν από άγνωστα μέχρι τότε φυσικά φαινόμενα. Χαρακτηριστικά παραδείγματα είναι το ραδιοφωνικό σήμα από το πρώτο pulsar που ανακαλύφθηκε το 1967 και ονομάστηκε αρχικά LGM (Little Green Men), και τα Fast Radio Bursts-FRB που ανακαλύφθηκαν το 2007 και προέργονται από αστέρες νετρονίων με πολύ ισχυρό μαγνητικό πεδίο (magnetars). Τέλος, όλες σχεδόν οι «μαρτυρίες» επιχοινωνίας με Αγνώστου Ταυτότητας Ιπτάμενα Αντιχείμενα— ATIA (Unidentified Flying Objects—UFO) και εξωγήινους μπορεί να εξηγηθούν ως παρατηρήσεις αεροσκαφών και αστρονομικών αντικειμένων, προϊόντα απάτης, αποτέλεσμα ψυχολογικών, ψυχιατρικών ή άλλων επιδράσεων², κ.α. Όλα τα παραπάνω μείωσαν στα τέλη του 20ου αιώνα το ενδιαφέρον του χοινού αλλά χαι της επιστημονικής κοινότητας για την αναζήτηση εξωγήινης ζωής, με εξαίρεση όσους συνεχίζουν να πιστεύουν σε ψευδο-επιστημονικές θεωρίες, αστικούς μύθους, και θεωρίες συνομωσίας.

Από το άλλο μέρος, όμως, η αναζήτηση ζωής απετέλεσε αντικείμενο σοβαρής μελέτης από την Διεθνή Αστρονομική Ένωση (International Astronomical Union—IAU), η οποία οργάνωσε στην Γενική της Συνέλευση στο Montreal το 1979 ειδική συνεδρία με θέμα «Στρατηγικές αναζήτησης ζωής στο Σύμπαν». Στην συνεδρίαση αυτή πολλοί σημαντικοί επιστήμονες ανέπτυξαν τις διάφορες πλευρές του προβλήματος, και τα πρακτικά της συνεδρίασης εκδόθηκαν από τον Έλληνα καθηγητή Μιχάλη Παπαγιάννη³. Όπως θα δούμε στη συνέχεια, το ενδιαφέρον του κόσμου αναζωπυρώθηκε στις αρχές του 21ου αιώνα μετά την ανακάλυψη εξωπλανητών γύρω από άλλους αστέρες.

Β΄.2 Προβληματισμοί και συνεχιζόμενες προσπάθειες

Κατά καιρούς έγιναν παρατηρήσεις οι οποίες προκάλεσαν προβληματισμούς για το ενδεχόμενο ύπαρξης ζωής σε άλλους πλανήτες του ηλιακού μας συστήματος. Ως «ζωή» μπορεί να εννοούνται από απλοί μονοκυτταρικοί οργανισμοί (προκαρυώτες) έως νοήμονα όντα με πολιτισμό πολύ πιο ανεπτυγμένο από τον δικό μας. Μπορεί, λοιπόν, να μην ανακαλύφθηκαν τεχνικά έργα στον Άρη, όμως τι θα εμπόδιζε την ύπαρξη πρωτόγονης ζωής με την μορφή μικροοργανισμών; Οι πρώτες προσπάθειες ανίχνευσης μικροβιακής ζωής έγιναν με 3 βιολογικά πειράματα που μετέφεραν οι συσκευές Viking 1 και 2 στην επιφάνεια του Άρη τον Μάρτιο του 1976. Το ένα πείραμα έδωσε θετικό αποτέλεσμα ως προς την ανίχνευση μεταβολισμού, και ο ενθουσιασμός

² Βλέπε σχετική ερμηνεία στο βιβλίο «Ορθοδοξία και
η θρησκεία του μέλλοντος» του π. Seraphim Rose (1985)

³«Strategies for the search for life in the Universe», Ed. Michael D. Papagiannis, Reidel (1980)

των επιστημόνων και του κοινού ήταν τεράστιος. Όμως βάσει των αρνητικών αποτελεσμάτων των άλλων δύο πειραμάτων, οι επιστήμονες συμπέραναν ότι το θετικό αποτέλεσμα του πρώτου πειράματος προέκυψε από μη βιολογικές χημικές αντιδράσεις. Σήμερα πιστεύεται ότι ο επί 4 δισεκατομμύρια χρόνια συνεχής βομβαρδισμός της επιφάνειας του Άρη από ιονίζουσα ηλιακή και κοσμική ακτινοβολία εξαφάνισε κάθε πιθανή μορφή ζωής λόγω της απουσίας ισχυρού προστατευτικού μαγνητικού πεδίου.

Το 1996, πήρε μεγάλη δημοσιότητα η αναχάλυψη σχηματισμών που μορφολογιχά παραπέμπουν σε απολιθωμένα μιχρόβια στο εσωτεριχού του μετεωρίτη Allan Hils 84001 που βρέθηχε το 1984 στην Ανταρχτιχή. Πιστεύεται ότι ο μετεωρίτης αυτός σχηματίστηχε πριν από 4 δισεχατομμύρια χρόνια στον Άρη και έφτασε στην γη πριν από 13,000 χρόνια μετά από πρόσχρουση χάποιου χοσμιχού αντιχειμένου στην επιφάνεια του Άρεως. Η ανάλυση των σχηματισμών αυτών χατέδειξε ότι αποτελούν χρυστάλλους μαγνητίτη που σχηματίστηχαν μάλλον λόγω χρουστιχών χυμάτων χαι όχι λόγω βιολογιχών μηχανισμών. Παρ' όλα αυτά, η σχετιχή μελέτη αναζωπύρωσε την έρευνα για την παρουσία ζωής στον Άρη. Το ερώτημα παραμένει ανοιχτό, χαι για τον λόγο αυτό έχει προγραμματιστεί η συλλογή δειγμάτων από το υπέδαφος του Άρεως από την συσχευή Perseverance που εχτοξεύτηχε φέτος το χαλοχαίρι και αυτή τη στιγμή βρίσχεται χαθ' οδόν προς τον Άρη, με στόχο την μεταφορά των δειγμάτων στην γη μέσα στην επόμενη δεχαετία για ανάλυση σε εργαστήριο.

Η λειτουργία της ζωής στην γη (βιοχημεία) βασίζεται στον άνθρακα και στο νερό σε υγρή μορφή. Κατά καιρούς έχουν προταθεί βιοχημείες πολύ διαφορετικής μορφής λόγω των ιδιαίτερων συνθηκών που επικρατούν σε άλλες περιοχές του Σύμπαντος, όπως για παράδειγμα στον δορυφόρο Τιτάνα του Κρόνου που καλύπτεται από λίμνες υδρογονανθράκων και ατμόσφαιρα αζώτου. Τέτοιες μορφές ζωής θα μπορούσαν να βασίζονται στο θείο ή το πυρίτιο (αντί για τον άνθραχα), χαι στην αμμωνία ή το μεθάνιο ή άλλες ενώσεις του υδρογόνου σε υγρή μορφή (αντί για το νερό). Το 2010 αναχοινώθηκε η αναχάλυψη ενός μιχροοργανισμού με την επιστημονιχή ονομασία GFAJ-1 που ζει στο πλούσιο σε αρσενικό και φτωχό σε φώσφορο περιβάλλον γύρω από την λίμνη Mono στην Καλιφόρνια των ΗΠΑ. Ο φώσφορος είναι ένα από τα χύρια συστατικά του DNA, δηλαδή, είναι απαραίτητος για την ύπαρξη ζωής με την μορφή που γνωρίζουμε στην γη. Η αρχική ανακοίνωση ανέφερε ότι ο μικροοργανισμός αυτός έχει αντικαταστήσει τον φώσφορο στο DNA του με αρσενικό. Το συμπέρασμα αυτό, αν και αμφισβητήθηκε από την επιστημονική κοινότητα, αναζωπύρωσε συζητήσεις για την δυνατότητα ανάπτυξης ζωής πολύ διαφορετικής μορφής από αυτήν που γνωρίζουμε.

Μεγάλης σημασίας είναι και η οργανωμένη έρευνα για την ύπαρξη εξωγήινης νοημοσύνης με την παραχολούθηση της διαστημιχής ηλεκτρομαγνητιχής (ραδιοφωνιχής χυρίως) αχτινοβολίας για ενδείξεις εχπομπών από νοήμονες πολιτισμούς στο διάστημα. Η έρευνα αυτή ξεχίνησε στα τέλη του 19ου αιώνα όταν οι Nikola Tesla και Guglielmo Marconi κατέγραψαν επαναλαμβανόμενα ραδιοφωνιχά σήματα τα οποία θεώρησαν ότι προέρχονταν από νοήμονα όντα στον Άρη. Μεγάλο ενδιαφέρον για την αναζήτηση ισχυρής ραδιοφωνιχής αχτινοβολίας προερχόμενης από εξωγήινα όντα έδειξαν χαι οι Σοβιετιχοί επιστήμονες χατά την δεχαετία του 1960. Στις Ηνωμένες Πολιτείες η οργανωμένη αναζήτηση εξωγήινης νοημοσύνης ξεχίνησε το 1973 με το ραδιοτηλεσχόπιο Big Ear του Ohio State University. Σχετιχή μελέτη που χρηματοδοτήθηκε από την NASA το έτος 1971 πρότεινε την κατασκευή μιας συστοιχίας 1,500 ραδιοτηλεσκοπίων με την ονομασία «Project Cyclops» με εκτιμώμενο κόστος 10 δισεκατομμυρίων δολαρίων. Η πρόταση δεν υλοποιήθηκε ποτέ, απετέλεσε, όμως, την βάση για το πρόγραμμα SETI (Search for Extraterrestrial Intelligence) που ακολούθησε και συνεχίζει μέχρι τις μέρες μας.

Από την δεκαετία του 1980 και μετά, η αναζήτηση ενδείξεων για την ύπαρξη εξωγήινης νοημοσύνης βασίζεται στην φασματική ανάλυση χρονοσειρών σημάτων από πολλαπλά ραδιοτηλεσκόπια (NASA Deep Space Network, Green Bank National Radio Astronomy Observatory, Arecibo Observatory, κ.α.) σε πολλαπλές ραδιοφωνικές συχνότητες. Αρχικά, η έρευνα χρηματοδοτήθηκε από κυβερνητικά κονδύλια της NASA με την μορφή των προγραμμάτων Sentinel, ΜΕΤΑ, ΒΕΤΑ, και ΜΟΡ, και όταν αυτά διαχόπηκαν η έρευνα συνεχίστηκε με ιδιωτική χρηματοδότηση από δισεκατομμυριούχους όπως οι Paul Allen (Allen Telescope Array—ATA), Franklin Antonio και Yuri Milner (πρόγραμμα Breakthrough Listen) με τα ραδιοτηλεσχόπια Arecibo, Green Bank, Parkes, LOFAR, και πιο πρόσφατα με το γιγάντιο ραδιοτηλεσκόπιο FAST διαμέτρου 500 m στην Κίνα, με το οποίο μπορούν να αναλυθούν μηνύματα από 1 εκατομμύριο γειτονικούς αστέρες. Λόγω του τεράστιου όγκου δεδομένων, μέρος των παρατηρήσεων του προγράμματος SETI διαμοιράστηκε για ανάλυση σε εκατοντάδες χιλιάδες ιδιωτιχούς προσωπιχούς υπολογιστές (PC) οι οποίοι συνεισέφεραν αφιλοχερδώς υπολογιστικό χρόνο στα πλαίσια του προγράμματος SETI@home (το πρόγραμμα αυτό λειτούργησε επί μια ειχοσαετία και τερματίστηκε τον Μάρτιο του 2020).

Το πρόγραμμα SETI δεν έχει δώσει μέχρι στιγμής κανένα αποτέλεσμα, και έχει δεχτεί από πολλούς κριτική ότι είναι υπερβολικά αισιόδοξο, ότι σχετίζεται με ψευδοεπιστήμες και «ουφολογία», ότι η απουσία ραδιοφωνικών σημάτων δεν συνεπάγεται την απουσία εξωγήινων πολιτισμών, κ.α. Η παραλλαγή του προγράμματος SETI με την ονομασία Active (ενεργό) SETI ή METI (Messaging to Extraterrestrial Intelligence) κατά την οποία εκπέμπουμε εμείς σήματα για να επικοινωνήσουμε με εξωγήινα όντα θεωρήθηκε από πολλούς (μεταξύ αυτών και από τον Stephen Hawking) επικίνδυνη για τον δικό μας πολιτισμό. Τέτοια σήματα ήταν το γνωστό σήμα που εκπέμφθηκε το 1974 από το τηλεσκόπιο του Arecibo προς το αστρικό σμήνος Messier 13 σε απόσταση 22 χιλιάδων ετών φωτός στον αστερισμό του Ηρακλή, και οι 4 επιχρυσωμένοι δίσκοι με κωδικοποιημένα μηνύματα που αυτή τη στιγμή ταξιδεύουν μαζί με τους δορυφόρους Pioneer 10 και 11 και Voyager 1 και 2 πέραν των ορίων του ηλιακού συστήματος. Παρά τα αρνητικά μέχρι στιγμής αποτελέσματα και την έντονη κριτική που έχει δεχθεί, το πρόγραμμα SETI συνεχίζεται.

Αξίζει να σημειωθεί ότι υπάρχουν και άλλες τεχνικές αναζήτησης ενδείξεων για την ύπαρξη εξωγήινης νοημοσύνης, όπως η ανίχνευση κατασκευών σε τεράστια κλίμακα γύρω από έναν αστέρα (διαστημικά κάτοπτρα για την συλλογή και αξιοποίηση της ενέργειας του αστέρος⁴), η ανίχνευση περίσσειας φωτός και θερμικής ακτινοβολίας από την σκοτεινή πλευρά ενός εξωπλανήτη ως ένδειξη της παρουσίας μεγάλων αστικών κέντρων, κ.α. Και αυτές, όμως, δεν έχουν δώσει μέχρι στιγμής θετικά αποτελέσματα.

⁴Οι υποθετικές αυτές κατασκευές ονομάζονται σφαίρες Dyson και υποτίθεται ότι περιβάλλουν έναν αστέρα.

Β΄.3 Η σύγχρονη έρευνα

Πραγματική πρόοδος στην αναζήτηση εξωγήινης ζωής έγινε τις τελευταίες δύο δεκαετίες με την ανακάλυψη και την μελέτη πλανητών γύρω από άλλους αστέρες, των λεγόμενων εξωπλανητών. Ο πρώτος εξωπλανήτης ανακαλύφθηκε το 1992 (πλανήτης Poltergeist, ένας από τους 3 πλανήτες γύρω από τον pulsar PSR B1257+12 σε απόσταση 2,300 ετών φωτός), και μέχρι σήμερα (Δεκέμβριος 2020) έχουν ανακαλυφθεί συνολικά περίπου 4,400 πλανήτες σε πάνω από 3,200 πλανητικά συστήματα εκ των οποίων τα 717 περιλαμβάνουν περισσότερους του ενός πλανήτες. Οι 2 κύριες έμμεσες μέθοδοι με τις οποίες ανακαλύπτουμε εξωπλανήτες είναι η φασματική ανάλυση Doppler και η φωτομετρία διάβασης.

Με την πρώτη μέθοδο καταγράφουμε τις μεταβολές στη συχνότητα των φασματικών γραμμών ενός αστέρος και αναζητούμε πιθανές περιοδικές μεταβολές που οφείλονται στην περιοδική μετακίνηση του αστέρος λόγω της παρουσίας πλανητών σε τροχιά γύρω από αυτούς (Σχ. Β΄.1α). Η μέθοδος αυτή είναι κατάλληλη για την ανίχνευση πολύ μεγάλων πλανητών μεγέθους αντίστοιχου με αυτών του πλανήτη Δία σε τροχιά πολύ κοντά στον κεντρικό αστέρα, των λεγομένων «καυτών Διών» (hot Jupiters). Δεδομένου ότι ο πλανήτης δεν παρατηρείται απευθείας, η κίνηση του αστέρος είναι η μόνη ορατή και μας επιτρέπει να εκτιμήσουμε την μάζα του πλανήτη θεωρώντας γνωστή την μάζα του αστέρος. Με την μέθοδο αυτή ανακαλύφθηκε το 1995 ο πρώτος επιβεβαιωμένος εξωπλανήτης γύρω από έναν συνήθη αστέρα, ο 51 Peg b σε απόσταση 50 ετών φωτός. Για την ανακάλυψή τους αυτή, οι Michel Mayor και Didier Queloz μοιράστηκαν το βραβείο Νόμπελ Φυσικής το 2019.

Με την δεύτερη μέθοδο καταγράφουμε συνεχώς την λαμπρότητα ενός αστέρος και αναζητούμε πιθανές περιοδικές μειώσεις της λαμπρότητάς του που μπορεί να ερμηνευτούν ως διαβάσεις (εκλείψεις) ενός πλανήτη που καλύπτει τμήμα του αστρικού δίσκου (Σχ.Β΄.1β). Με την μέθοδο αυτή μπορούμε να εκτιμήσουμε το μέγεθος του πλανήτη. Ο πρώτος εξωπλανήτης που ανακαλύφθηκε με την μέθοδο αυτή το έτος 1999 ήταν ο HD 209458b σε απόσταση 159 ετών φωτός.



Σχήμα B'.1: Μέθοδοι ανίχνευσης εξωπλανητών: α) φασματική ανάλυση Doppler της κίνησης του αστέρα γύρω από το κέντρο μάζας του εξωπλανητικού συστήματος όπως αυτή παρατηρείται από την γη (διαμήκης κίνηση), β) φωτομετρία διάβασης του πλανήτη μπροστά από τον αστρικό δίσκο.

Είναι προφανές ότι οι 2 παραπάνω μέθοδοι είναι κατάλληλες για την ανίχνευση πολύ μεγάλων σε μέγεθος και μάζα εξωπλανητών, και λόγω αυτής ακριβώς της παρατηρησιακής «προτίμησης» (bias) οι πρώτοι εξωπλανήτες που ανακαλύφθηκαν είχαν μάζες αντίστοιχες με αυτές του Δία και του Κρόνου. Αργότερα όμως βρέθηκαν πολλοί μικρότεροι πλανήτες παρόμοιοι με την γη, ιδιαίτερα όταν βελτιώθηκαν οι μέθοδοι παρατήρησης μετά την εκτόξευση και λειτουργία του δορυφόρου Kepler το 2009.

Άλλες μέθοδοι αναζήτησης εξωπλανητών είναι οι βαρυτιχοί φαχοί, οι αστρομετριχές παρατηρήσεις, και η απευθείας ή έμμεση φωτογράφησή τους. Ο πρώτος εξωπλανήτης που φωτογραφήθηχε στο υπέρυθρο μαζί με τον χεντριχό αστέρα το έτος 2004 ήταν ο 2M1207b σε απόσταση 172 ετών φωτός. Ο πρώτος εξωπλανήτης που φωτογραφήθηχε στο ορατό φως το έτος 2006 ήταν ο Formalhautb σε απόσταση 25 ετών φωτός στον αστερισμό του Νότιου Ιχθύος. Την φωτογράφηση πραγματοποίησε ο Ελληνοαμεριχανός αστρονόμος Paul Kalas χαλύπτοντας τον χεντριχό αστέρα ώστε να διαφανεί το αμυδρό φως του εξωπλανήτη.

Το πλέον γειτονικό πλανητικό σύστημα ανακαλύφθηκε το 2016 γύρω από τον πλησιέστερο προς την γη απλανή αστέρα, τον εγγύτατο του Κενταύρου (Proxima Centauri) που απέχει περίπου 4 έτη φωτός από εμάς. Ένας από τους πλανήτες του πλανητικού αυτού συστήματος έχει διαστάσεις παρόμοιες με τις διαστάσεις της γης, αλλά είναι πολύ κοντά στον κεντρικό αστέρα, και κατά συνέπεια η περιστροφή του γύρω από τον αστέρα γίνεται σε 11 ημέρες (δηλαδή το έτος του πλανήτη αυτού διαρκεί μόλις 11 ημέρες⁵). Είναι ενδιαφέρον ότι τον Δεκέμβριο του 2020, στα πλαίσια του

⁵Τον Φεβρουάριο του 2020 αναχαλύφθηχε ο εξωπλανήτης NGTS-10b σε απόσταση 2,000 ετών φωτός από την γη, που περιφέρεται γύρω από τον χεντριχό του αστέρα σε 18 ώρες!

προγράμματος αναζήτησης εξωγήινης νοημοσύνης Breakthrough Listen, αναχοινώθηχε η ανίχνευση από το ραδιοτηλεσχόπιο Parkes στην Αυστραλία ενός ιδιαίτερου ραδιοφωνιχού σήματος προερχόμενου από αυτόν αχριβώς τον πλανήτη. Η σημασία του σήματος αυτού διερευνάται. Το 2016 αναχαλύφθηχε επίσης, με την μέθοδο της φωτομετρίας διάβασης, ένα πλανητιχό σύστημα γύρω από τον αστέρα Trappist-1 αποτελούμενο από 7 πλανήτες με διαστάσεις παρόμοιες με αυτές της γης. Είναι ενδιαφέρον ότι οι τροχιές όλων των πλανητών είναι πολύ πιο χοντά στον χεντριχό αστέρα από την απόσταση του Ερμού από τον ήλιο, χαι ότι 3 από τους πλανήτες βρίσχονται μέσα στην λεγόμενη «χατοιχήσιμη ζώνη» του αστέρος.

Το πιο ενδιαφέρον των διαφόρων εξωπλανητικών συστημάτων είναι η περιοχή τροχιών γύρω από τον χεντριχό αστέρα στην οποία η επιφάνεια ενός πλανήτη μπορεί να περιέχει νερό σε υγρή μορφή. Αν η απόσταση από τον κεντρικό αστέρα είναι πολύ μικρή, τότε η θερμοκρασία του πλανήτη είναι πολύ μεγάλη (μεγαλύτερη από 100°C). Αν πάλι η απόσταση είναι μεγάλη, τότε η θερμοχρασία του είναι μιχρή, μιχρότερη από 0°C. Αν όμως η απόστασή του είναι ενδιάμεση, τότε η θερμοχρασία στην επιφάνεια του πλανήτη είναι μεταξύ 0°C και 100°C οπότε μπορεί να υπάρξει νερό σε υγρή μορφή. Η περιοχή αυτή ονομάζεται «κατοικήσιμη ζώνη» (habitable zone) και είναι βασικής σημασίας στην αναζήτηση ζωής παρόμοιας με την ζωή στην γη. Πράγματι, το νερό σε υγρή μορφή είναι απαραίτητο για τις χημικές αντιδράσεις που γίνονται στους ζωντανούς οργανισμούς. Σημειώνουμε όμως ότι το εάν ένας πλανήτης είναι κατοικήσιμος εξαρτάται και από πολλούς άλλους παράγοντες επιπλέον της μέσης θερμοχρασίας της επιφανείας του, όπως η παρουσία ατμόσφαιρας με πίεση ιχανή ώστε να υποστηρίξει την παρουσία νερού σε υγρή μορφή, η παρουσία ή απουσία πλανητικού μαγνητικού πεδίου, η διάρκεια της ημέρας στον συγκεκριμένο πλανήτη, η δραστηριότητα στην αστρική μαγνητόσφαιρα, η ηλικία του κεντρικού αστέρος κ.α. Ο πρώτος εξωπλανήτης με διαστάσεις παρόμοιες με αυτές της γης στην κατοικήσιμη ζώνη του χεντριχού του αστέρα αναχαλύφθηχε από τον δορυφόρο Kepler το 2014 σε απόσταση 500 ετών φωτός από την γη.

Στο ηλιακό σύστημα, η «κατοικήσιμη ζώνη» είναι μεταξύ της Αφροδίτης και του Άρη. Πράγματι, η μέση επιφανειακή θερμοκρασία του Ερμή είναι 430°C την ημέρα (αλλά -180°C την νύκτα!), και του Δία είναι -100°C. Πάντως άλλοι παράγοντες μπορεί να τροποποιήσουν σε ένα βαθμό αυτές τις θερμοχρασίες. Για παράδειγμα, στην Αφροδίτη υπάρχει μια πολύ πυχνή ατμόσφαιρα που δημιουργεί μια θερμοχρασία της επιφάνειας γύρω στους 470°C, όμως στα εξωτερικά τμήματα των νεφών η θερμοκρασία είναι αρχετά χαμηλή ώστε να μπορεί θεωρητιχά να υποστηρίξει χάποια μορφή μικροβιακής ζωής. Είναι πολύ ενδιαφέρον ότι τον Σεπτέμβριο του 2020 ανακοινώθηκε η παρουσία φωσφίνης στην ατμόσφαιρα της Αφροδίτης, μιας ουσίας που στην γη σχετίζεται συνήθως με την παρουσία μικροβιακής ζωής. Η ανακάλυψη αυτή τελεί προς το παρόν υπό αμφισβήτηση. Υπάρχουν όμως και άλλες περιοχές του ηλιακού συστήματος εκτός της κατοικήσιμης ζώνης του ηλίου που θα μπορούσαν να υποστηρίξουν την παρουσία εξωγήινης ζωής. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν ο ωχεανός νερού χάτω από την παγωμένη επιφάνεια του δορυφόρου του Δία Ευρώπη, χαι οι θερμοπίδακες του δορυφόρου του Κρόνου Εγκέλαδος. Ήδη σχεδιάζονται πολλαπλές αποστολές για την επιτόπου εξερεύνηση όλων αυτών των απομαχρυσμένων περιοχών του ηλιαχού συστήματος που μπορούν θεωρητιχά να υποστηρίξουν την ανάπτυξη εξωγήινης ζωής (Europa Clipper, Jupiter Icy Moons Explorer, Enceladus Life Finder, κ.α.).

Β΄.4 Το παράδοξο του Fermi

Το πλήθος των πλανητικών συστημάτων είναι τεράστιο. Υπολογίζεται ότι υπάρχουν περίπου 200 δισεκατομμύρια αστέρες στον Γαλαξία μας και περίπου 10^{23} αστέρες σε όλο το ορατό Σύμπαν, και σχεδόν όλοι περιβάλλονται από περισσότερους του ενός πλανήτες παρόμοιους με την γη. Με βάση τους νόμους των μεγάλων αριθμών και τους νόμους των πιθανοτήτων, ακόμα και αν ένα ελάχιστο μόνο ποσοστό από αυτούς τους πλανήτες μπορεί να υποστηρίξει την ύπαρξη ζωής, αναμένει κανείς την παρουσία ενός σημαντικού αριθμού ζωντανών (ή νεκρών) πολιτισμών στον Γαλαξία μας. Μπορεί, λοιπόν, κανείς να κάνει τον εξής απλό συλλογισμό:

Αν υπήρξε έστω και ένας εξωγήινος πολιτισμός στον Γαλαξία μας τεχνολογικά πιο προηγμένος από τον δικό μας, μπορούμε να υποθέσουμε ότι θα προσπαθούσε να επιχοινωνήσει με άλλους πολιτισμούς στον Γαλαξία. Θα μπορούσε, λοιπόν, να κατασκευάσει ένα αυτόνομο διαστημόπλοιο το οποίο θα εκάλυπτε την απόσταση μέχρι τον γειτονικό προς αυτόν αστέρα μέσα σε λίγες εκατοντάδες χιλιάδες χρόνια. Όταν θα έφτανε στον γειτονικό αστέρα, θα μπορούσε να βρει κάποιο ουράνιο σώμα γύρω από αυτόν (πλανήτη, δορυφόρο ή αστεροειδή) από το οποίο θα μπορούσε να αντλήσει ενέργεια και υλικά με τα οποία θα μπορούσε να κατασκευάσει αντίγραφά του τα οποία θα μπορούσε να τα στείλει σε άλλους γειτονιχούς αστέρες, ενώ αυτό θα παρέμενε στην τροχιά του αστέρος. Υποτίθεται ότι τα διαστημόπλοια αυτά θα εξέπεμπαν ένα σήμα που θα δήλωνε την παρουσία τους. Είναι προφανές ότι επαναλαμβάνοντας την παραπάνω διαδιχασία μεριχές δεχάδες φορές μέσα σε μεριχές εκατοντάδες εκατομμύρια χρόνια, έναν μικρό δηλαδή χρόνο σε σχέση με την ηλικία του Σύμπαντος, ο Γαλαξίας μας θα ήταν γεμάτος από φάρους που θα εξέπεμπαν σήματα προς όλες τις κατευθύνσεις και θα δήλωναν την παρουσία αυτού του πολιτισμού. Δηλαδή, αν κάποια στιγμή στο παρελθόν υπήρξε έστω και ένας τέτοιος πολιτισμός, σίγουρα σήμερα θα το γνωρίζαμε.

Αναρωτιέται λοιπόν κανείς γιατί, παρά την μεγάλη ηλικία του Σύμπαντος και την μεγάλη πιθανότητα ύπαρξης ζωής, δεν έχουμε βρει την παραμικρή ένδειξη για την παρουσία εξωγήινων πολιτισμών. Το παράδοξο αυτό διατυπώθηκε το 1950 από τον Enrico Fermi κατά την διάρκεια μιας μεσημεριανής συζήτησης στο εστιατόριο του Εθνικού Εργαστηρίου του Los Alamos με το αυθόρμητο ερώτημα «πού είναι;!». Το ερώτημα αυτό προσπάθησαν να το απαντήσουν με διάφορες υποθέσεις. Παραθέτουμε στη συνέχεια κάποιες από αυτές, ξεκινώντας από την πιο απαισιόδοξη ως προς την ύπαρξη ζωής στο διάστημα, μέχρι την πιο αισιόδοξη:

- 1. Είμαστε μόνοι στο διάστημα. Ζωή υπάρχει μόνο πάνω στην γη.
- 2. Η εξωγήινη ζωή είναι πολύ σπάνια. Αυτή είναι η υπόθεση της «σπάνιας γης».
- 3. Οι εξωγήινες μορφές ζωής είναι πολύ διαφορετικές από τη δική μας και για τον λόγο αυτό δεν μπορούμε να επικοινωνήσουμε μαζί τους. Μπορεί για παράδειγμα να έχουν πολύ διαφορετική βιοχημεία, να αντιλαμβάνονται πολύ διαφορετικές χρονικές κλίμακες, ή ακόμα και να υπακούουν σε διαφορετικούς φυσικούς νόμους.

- 4. Η εξωγήινη νοημοσύνη είναι σπάνια έως ανύπαρκτη.
- 5. Οι εξωγήινοι πολιτισμοί δεν έχουν αναπτύξει προηγμένες τεχνικές διαστημικών ταξιδίων και διαστρικής επικοινωνίας.
- 6. Οι εξωγήινοι πολιτισμοί εκπέμπουν ανιχνεύσιμα σήματα για σύντομη χρονική περίοδο γιατί έχουν πεπερασμένο χρόνο ζωής και καταλήγουν πάντα στην αυτοκαταστροφή τους. Στην περίπτωση αυτή είναι πολύ απίθανο να έχουμε επικοινωνήσει μαζί τους μέσα στα τελευταία 100 χρόνια που έχουμε αναπτύξει τεχνολογία ραδιοφωνικής τηλεπικοινωνίας.
- 7. Όλοι οι πολιτισμοί στο Σύμπαν προσπαθούν να «αχούσουν» όμως σχεδόν κανένας δεν «εκπέμπει» γιατί αντιλαμβάνονται ότι η επιχοινωνία με ανώτερους πολιτισμούς είναι επιχίνδυνη, όπως έγινε με την «επιχοινωνία» των γηγενών κατοίχων της Αφριχής χαι της Αμεριχής με τους Ευρωπαίους καταχτητές αποίχους.
- 8. Οι εξωγήινοι μας παρακολουθούν από μακριά, αλλά αποφάσισαν να απομονώσουν την γη για να μας προστατεύσουν. Αποτελούμε δηλαδή γι αυτούς Ειδική Ζώνη Προστασίας, κάτι σαν το πανευρωπαϊκό δίκτυο Natura.

Μια υπόθεση την οποία για προφανείς λόγους δεν έχουμε συμπεριλάβει είναι να έχουν έρθει στην γη εξωγήινοι με τόσο τεχνολογικά προηγμένο πολιτισμό ώστε να μπορούν να διασχίζουν τεράστιες διαστρικές αποστάσεις, αλλά αντί να εμφανίζονται καθαρά σε μια μεγάλη πόλη ώστε να τους δουν όλοι οι άνθρωποι, επικοινωνούν βιαστικά μόνο με κάποιον βοσκό πίσω από κάποια απομακρυσμένη ορεινή στάνη, ή συντρίβονται μαζί με τα διαστημικά οχήματά τους (ATIA—UFO) χωρίς να αφήνουν το παραμικρό ίχνος.

Β΄.5 Συμπεράσματα

Η αναζήτηση ζωής εκτός της γης παρ' όλο ότι απετέλεσε θέμα της φαντασίας πολλών, έχει απασχολήσει σοβαρά την επιστήμη. Ιδίως μετά την ανακάλυψη χιλιάδων πλανητών γύρω από άλλους αστέρες, τα τελευταία έτη γίνονται πολλές προσπάθειες για να βρεθούν ίχνη ζωής σε διάφορους πλανήτες. Εξ' άλλου, η αναζήτηση ενδείξεων ύπαρξης λογικών όντων στο Σύμπαν συνεχίζεται παρά τις μέχρι τώρα αποτυχημένες προσπάθειες του προγράμματος SETI. Πρέπει όμως κάθε ένδειξη ύπαρξης ζωής και λογικών όντων στο Σύμπαν να ελέγχεται σοβαρά. Έως τώρα υπήρξαν διάφοροι πρόωροι ενθουσιασμοί από ορισμένες ενδείξεις που όμως αποδείχθηκαν αργότερα λανθασμένες. Αυτή τη στιγμή αντιμετωπίζουμε το παράδοξο που επεσήμανε ο Fermi. Από το ένα μέρος διαπιστώνουμε την ύπαρξη πολλών πλανητών παρόμοιων με την γη, και αυτό μας οδηγεί να δεχθούμε ως πιθανή την ύπαρξη ζωής παντού στο Σύμπαν. Η ζωή αυτή θα ήταν δυνατόν να έχει εξελιχθεί σε τέτοιο βαθμό που να έχει δημιουργήσει λογικά όντα που αναπτύσσουν τεχνολογικό πολιτισμό και μάλιστα πολύ πιο προηγμένο από τον δικό μας. Επομένως θα μπορούσαν να γεμίσουν όλον τον Γαλαξία μας τουλάχιστον με σήματα. Από το άλλο μέρος όμως, κανένα σήμα δεν έχει ανιχνευθεί έως τώρα. Επομένως το παράδοξο παραμένει και οι διάφορες πιθανές εξηγήσεις του πρέπει να μελετηθούν. Ακόμα δεν έχει δοθεί τελική απάντηση, γι αυτό η έρευνα συνεχίζεται προς όλες τις δυνατές κατευθύνσεις.

Γ΄ Τροχιές και ολοκληρώματα κίνησης σε περιοδικά ως προς το χρόνο χαμιλτονιανά συστήματα

Γεώργιος Κοντόπουλος και Αθανάσιος Τζέμος

Γ'.1 Εισαγωγή

Μεγάλη σημασία στη Δυναμική Αστρονομία έχει η ύπαρξη ολοκληρωμάτων κινήσεως, δηλαδή συναρτήσεων των μεταβλητών που λαμβάνουν σταθερές τιμές κατά μήκος των τροχιών. Είναι γνωστό π.χ. ότι η ενέργεια σε ένα αυτόνομο χαμιλτονιανό σύστημα δύο διαστάσεων $H(x, \dot{x}, y, \dot{y}) = E$ παραμένει σταθερή κατά μήκος κάθε τροχιάς. Όταν υπάρχει και μια δεύτερη συνάρτηση με σταθερή τιμή $\Phi(x, \dot{x}, y, \dot{y}) = C$, τότε το σύστημα ονομάζεται ολοκληρώσιμο και δεν περιέχει καθόλου χάος.

Εν τούτοις κοντά σε ολοκληρώσιμα συστήματα υπάρχουν άλλα συστήματα, τα οποία έχουν προσεγγιστικά ολοκληρώματα. Αυτά δίνονται από σειρές της μορφής $\Phi = \Phi_0 + \varepsilon \Phi_1 + \varepsilon^2 \Phi_2 + \ldots$, όπου το Φ_i είναι πολυώνυμο δυνάμεως i+2 στις μεταβλητές του φασικού χώρου (x, \dot{x}, y, \dot{y}) και το ε είναι μια παράμετρος. Οι σειρές Φ εν γένει δεν συγκλίνουν, αλλά αν υπολογιστούν μέχρι μια αρκετά μεγάλη τάξη n, δίνουν προσεγγιστικά σταθερές τιμές κατά μήκος της τροχιάς.

Το θέμα αυτό είχε μελετηθεί από τον Poincaré (1893) και αργότερα δόθηκαν τα λεγόμενα "αδελφικά ολοκληρώματα" (Whittaker 1917, 1937, Cherry 1924α,β, 1926, 1928, Birkhoff 1927), τα οποία είχαν πολλές πρακτικές εφαρμογές. Στην Αστρονομία ιδιαίτερο ενδιαφέρον είχε το λεγόμενο "τρίτο ολοκλήρωμα" της δυναμικής των Γαλαξιών με αξονική συμμετρία (πρώτο ολοκλήρωμα είναι η ενέργεια και δευτερο ολοκλήρωμα είναι η στροφορμή κατά τον άξονα συμμετρίας) (Contopoulos 1960). Το θέμα αυτό έχει μελετηθεί σε πλήθος εργασιών μέχρι σήμερα και αναπτύσσεται λεπτομερώς σε ειδικά βιβλία (Contopoulos 2002, Lichtenberg and Lieberman 1992).

Εν τούτοις δεν υπήρξε ανάλογη ανάπτυξη ολοκληρωμάτων σε μη αυτόνομα δυναμικά συστήματα και μάλιστα σε χαμιλτονιανά συστήματα που εξαρτώνται περιοδικά από τον χρόνο. Η πρώτη μελέτη τέτοιων συστημάτων έγινε το 1966 (Contopoulos 1966) σε συστήματα ενός και δύο βαθμών ελευθερίας. Αργότερα ασχολήθηκαν με το θέμα αυτό και άλλοι συγγραφείς (Markeev 1994, 2015, Kholostova 2006, Bruno 2020), αλλά δεν υπήρξε μια γενική μορφή ολοκληρωμάτων σε χαμιλτονιανά συστήματα περιοδικά ως προς το χρόνο. Μια τέτοια γενική μορφή δίνεται στην επόμενη παράγραφο της παρούσης εργασίας.

Στη συνέχεια εφαρμοζουμε τη μορφή αυτή σε ένα σύστημα ενός βαθμου ελευθερίας $H = \frac{1}{2}(\omega_1^2 x^2 + y^2) + \varepsilon H_1$, όπου y είναι η παράγωγος του x ως προς τον χρόνο $(y = \dot{x})$ και H_1 είναι μια συνάρτηση του x που περιέχει τον τριγωνομετρικό όρο $\cos(\omega t)$.

Οι περιπτώσεις που εξετάζονται είναι τρεις. Πρώτον η διαταραχή $H_1 = -x^2 \cos(\omega t)$ (τρίτη παράγραφος), η οποία δίνει γραμμικές εξισώσεςι κινήσεως και δεν παρουσιάζει καθόλου χάος. Εις την περίπτωση αυτή έχουμε οργανωμένες τροχιές που περιορίζονται σε πεπερασμένο χώρο (x, \dot{x}) και τροχιές που διαφεύγουν στο άπειρο (Tzemos and Contopoulos 2021a). Δεύτερον εξετάζεται η διαταραχή $H_1 = -x^4 \cos(\omega t)$ (τέταρτη παράγραφος), η οποία περιέχει τροχιές τριών ειδών: οργανωμένες, χαοτικές και διαφεύγουσες.

Τρίτον εξετάζεται η διαταραχή $H_1 = x^4 \exp(-\frac{x^2}{2\sigma^2}) \cos(\omega t)$ (πέμπτη παράγραφος), οπότε έχουμε οργανωμένες και χαοτικές τροχιές αλλά καθόλου διαφεύγουσες. Επίσης γίνεται μελέτη των τροχιών που προκύπτουν όταν η εκθετική συνάρτηση αναπτυχθεί σε σειρά Taylor γύρω από το x = 0 καθώς και κατασκευή ολοκληρωμάτων κίνησης στις περιπτώσεις αυτές (Tzemos and Contopoulos 2021b).

Τέλος στην έκτη παράγραφο γίνεται σύγκριση των τροχιών των ανωτέρω περιπτώσεων και εξάγονται τα τελικά συμπεράσματα.

Γ'.2 Μέθοδος κατασκευής ολοκληρωμάτων

Έστω χαμιλτονιανή Nβαθμών ελευθερίας που αναπτύσσεται κατά τις δυνάμεις των $x_i \; (i=1,2,\ldots N)$ της μορφής

$$H = H_0 + \varepsilon H_1 + \varepsilon^2 H_2 + \dots, \tag{3.1}$$

όπου H_k είναι βαθμού k+2 ως προς x_i και περιοδική ως προς το χρόνο. Συγκεκριμένα

$$H_0 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N} (y_i^2 + \omega_i^2 x_i^2), \qquad (3.2)$$

(δηλαδή η H_0 είναι ανεξάρτητη του χρόνου) ενώ

$$H_k = \sum T_0 x_1^{a_1} x_i^{a_i} \dots x_N^{a_N}$$
(3.3)

με $a_i \ge 0$ και

$$\sum_{i=1}^{N} a_i = k.$$
(3.4)

Επίσης δεν ικανοποιείται καμία συνθήκη συντονισμού της μορφής

$$\sum_{i=1}^{N} m_i \omega_i + m\omega = 0, \qquad (3.5)$$

ενώ T_0 είναι το άθροισμα των τριγωνομετρικών όρων των πολλαπλασίων της βασικής συχνότητας ω, δηλαδή της μορφής $\sin(m\omega t)$ και $\cos(m\omega t)$ με πολλαπλότητες $m \ge 0$. Τότε είναι δυνατή η κατασκευή ολοκληρωμάτων της μορφής

$$\Phi_i = \Phi_{i0} + \varepsilon \Phi_{i1} + \varepsilon^2 \Phi_{i2} + \dots \tag{3.6}$$

όπου ο όρος της κατώτατης τάξεως είναι

$$\Phi_{i0} = \frac{1}{2} (y_i^2 + \omega_i^2 x_i^2).$$
(3.7)

Ένα ολοκλήρωμα Φ_i θα πρέπει να ικανοποιεί την εξίσωση

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial\Phi_i}{\partial t} + [\Phi_i, H] = 0, \qquad (3.8)$$

όπου $[\Phi_i, H]$ είναι η αγκύλη Poisson που ορίζεται ώς

$$[\Phi_i, H] \equiv \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\partial \Phi_i}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial \Phi_i}{\partial x} \right).$$
(3.9)

Η ανωτέρω εξίσωση θα πρέπει να ικανοποιείται για κάθε τάξη, δηλαδή θα είναι

$$\frac{\partial \Phi_{i,n+1}}{\partial t} + [\Phi_{i,n+1}, H_0] - K_{i,n} = 0$$
(3.10)

 $\mu \epsilon \ n \geq 1$ cai

$$K_{i,n} \equiv -[\Phi_{i,n}, H_1] - \dots - [\Phi_{i,0}, H_{n+1}].$$
(3.11)

Αν λοιπόν γνωρίζουμε τους όρους του Φ_i μέχρι την τάξη n, τότε γνωρίζουμε το $K_{i,n}$ και μπορούμε να λύσουμε την εξίσωση (3.10) για να βρούμε το $\Phi_{i,n+1}$. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιούμε το σύστημα που προχύπτει από τη μέθοδο των χαραχτηριστικών της παραπάνω διαφορικής εξίσωσης μερικών παραγώγων, δηλαδή το σύστημα

$$dt = \frac{dx_i}{y_i} = \frac{dy_i}{-\omega_i^2 x_i} = \frac{d\Phi_{i,n+1}}{K_{i,n}},$$
(3.12)

το οποίο έχει σαν λύσεις τις

$$x_i = \frac{\sqrt{2\Phi_{i,0}}}{\omega_i} \sin(\omega_i t), \quad y_i = \sqrt{2\Phi_{i,0}} \cos(\omega_i t).$$
(3.13)

Τότε το $K_{i,n}$ είναι μια τριγωνομετρική συνάρτηση πολλαπλασίων των $\omega_i t$ και ωt της μορφής

$$\frac{\sin}{\cos}\left(m\omega_i + n\omega t\right),\tag{3.14}$$

οπότε

$$\Phi_{i,n+1} = \int_0^t K_{i,n} dt.$$
 (3.15)

Το ολοκλήρωμα υπολογίζεται από 0 έως t και δίνει μια τριγωνομετρική συνάρτηση των $\omega_i t, \omega t, \eta$ οποία στη συνέχεια γράφεται ως δυνάμεις των x_i, y_i πολλαπλασιασμένες με τριγωνομετρικούς όρους πολλαπλασίων του ωt . Οι πράξεις αυτές γίνονται αυτόματα με μια γλώσσα συμβολικού προγραμματισμού.

Γ΄.3 Διαταραχή $H_1 = -x^2 \cos(\omega t)$

Στην περίπτωση αυτή οι εξισώσεις κινήσεως είναι

$$\frac{dx}{dt} = y, \ \frac{dy}{dt} (\omega_1^2 - 2\varepsilon \cos(\omega t))x, \tag{3.16}$$

οι οποίες ανάγονται στην εξίσωση Matthieu

$$\frac{d^2x}{dt'^2} + (a - q\cos(2t'))x = 0, \qquad (3.17)$$

αν θέσουμε $\omega t = 2t', a = 4\omega_1^2/\omega^2, q = 4\varepsilon/\omega^2$. Η εξίσωση αυτή είναι γραμμική ως προς το x και κατά συνέπεια δεν δημιουργεί χάος εις τις τροχιές. Οι τροχιές είναι είτε περατωμένες είτε διαφεύγουσες στο άπειρο.

Το ολοκλήρωμα Φ στην περίπτωση αυτή είναι της μορφής

$$\Phi = \frac{1}{2}(C_x\omega_1^2 x^2 + C_y y^2 + C_{xy} xy), \qquad (3.18)$$

όπου τα C_x, C_y, C_{xy} είναι σειρές που περιέχουν τα συνημίτονα και τα ημίτονα των $k\omega t$, με $k = 0, 1, 2, \ldots$

Οι τροχιές που δεν διαφεύγουν στο άπειρο γεμίζουν ένα δακτύλιο όπως εις το Σχ. Γ΄.1 (πορτοκαλί). Εαν θεωρήσουμε μια στροβοσκοπική τομή Poincaré, δηλαδή τα σημεία μιας τροχιάς όταν t = kT, $(T = \frac{2\pi}{\omega})$, αυτά γεμίζουν μια ελλειψη (Σχ. Γ΄.1 (μπλε)), η οποία είναι μια στροβοσκοπική αμετάβλητη καμπύλη. Η τροχιά και η αμετάβλητη καμπύλη είναι εντός της καμπύλης που διέρχεται από το αρχικό σημείο $(x_0 = 0, y_0 = 1)$.



Σχήμα Γ΄.1: Η μορφή μιας τροχιάς (πορτοχαλί) στην περίπτωση $H_1 = -x^2 \cos(\omega t)$ χαι μια στροβοσχοπιχή αμετάβλητη χαμπύλη (μπλε τελείες) στην περίπτωση $\omega = 2, \omega_1 = 0.9, \varepsilon = 0.07$. Η τροχιά είναι εντός της χαμπύλης που διέρχεται από το αρχιχό σημείο $x_0 = 0, y_0 = 1$. Όταν ο χρόνος αυξάνει ο δαχτύλιος της τροχιάς χαι η στροβοσχοπική απειχόνιση γεμίζουν.

Αν τώρα διατηρήσουμε σταθερές τις αρχικές συνθήκες $(x_0 = 0, y_0 = 1)$ και μεταβάλουμε τον παράγοντα ε της διαταραχής, έχουμε μια ακολουθία από ελλείψεις (Σχ. Γ΄.2). Όταν $\varepsilon \to 0$ η έλλειψη λαμβάνει την οριακή μορφή $H = \frac{1}{2}(\omega_1^2 x^2 + y^2) = E$ (κύκλος στις μεταβλητές $(\omega_1 x, y)$). Καθώς το ε αυξάνει ενώ τα ω, ω_1 μένουν σταθερά, οι ελλείψεις γίνονται ολοένα και πιο επιμήκεις, και καταλήγουν οριακά σε μια ευθεία από το 1 έως το -1. Π.χ. όταν $\omega = 2, \omega_1 = 0.9$ η οριακή τιμή του ε είναι $\varepsilon_{crit} = 0.1857$. Αν το ε υπερβεί την οριακή τιμή ε_{crit} η τροχιά εκτείνεται στο άπειρο, δημιουργώντας άπειρες σπείρες (Σχ. Γ΄.3), ενώ οι στροβοσκοπικές αμετάβλητες καμπύλες είναι ευθείες που εκτείνονται στο άπειρο κατά μήκος δύο αντιθέτων διευθύνσεων.



Σχήμα Γ'.2: Οι στροβοσκοπικές αμετάβλητες καμπύλες για διάφορα ε είναι ελλείψεις. Καθώς το ε αυξάνει οι καμπύλες γίνονται πιο επιμήκεις κατά τον άξονα y. Όταν $\varepsilon \to \varepsilon_{crit} \simeq 0.1857$ η έλλειψη τείνει στην ευθεία x = 0 ($\omega = 2, \omega_1 = 0.9$ και αρχικές συνθήκες $x_0 = 0, y_0 = 1$ πάντοτε).



Σχήμα Γ'.3: Μια διαφεύγουσα τροχιά για $\varepsilon = 0.25$ που εχτείνεται στο άπειρο δημιουργώντας άπειρες σπείρες. Η αντίστοιχη αμετάβλητη χαμπύλη αποτελείται από διαχριτά σημεία χατά μήχος δύο αντιθέτων διευθύνσεων ($\omega = 2, \omega_1 = 0.9, x_0 = 0.5, y_0 = 0$).

Όταν το ε είναι αρνητικό οι τροχιές δημιουργούν δακτυλίους έξω από την αρχική καμπύλη η οποία διέρχεται από το αρχικό σημείο $x_0 = 0, y_0 = 1$, σε αντίθεση με την τροχιά του Σχ. Γ΄.1 που είναι μέσα από την αρχική καμπύλη (Σχ. Γ΄.4 (πορτοκαλί)). Η αντίστοιχη στροβοσκοπική καμπύλη είναι μπλε. Καθώς το ε ελαττώνεται και τείνει εις την οριακή τιμή ε'_{crit} οι ελλείψεις γίνονται πιο επιμήκεις κατά τον άξονα x και τείνουν εις το άπειρο κατά τον άξονα αυτόν (Σχ. Γ΄.5). Οι θετικές και αρνητικές τιμές ε_{crit} και ε'_{crit} είναι ίσες κατά απόλυτη τιμή. Για $\varepsilon < -\varepsilon_{crit}$ οι τροχιές εκτείνονται πάλι στο άπειρο.

Το ολοκλήρωμα $\Phi = \Phi_0 + \varepsilon \Phi_1 + \varepsilon^2 \Phi^2 + \dots$ εξαρτάται από τις σειρές C_x, C_y, C_{xy} ως προς ε . Πχ.

$$\Phi_1 = \frac{1}{\omega^2 - 4\omega_1^2} \Big(4(\cos(\omega t) + 1)\omega_1^2 x^2 - 4(\cos(\omega t) - 1)y^2 - 4\omega\sin(\omega t)xy \Big)$$
(3.19)

κοκ. Το ολοκλήρωμα αυτό συγκλίνει για μικρές τιμές του ε. Πχ εις το Σχ. Γ΄.6 όταν $\varepsilon = 0.1$ αν αποκοπεί το ολοκλήρωμα στις τάξεις 2, 4, 6 δίδει καμπύλες οι οποίες προσεγγίζουν μια οριακή καμπύλη. Αυτή περιλαμβάνει τα διαδοχικά σημεία μιας τροχιάς, η οποία αρχίζει από το σημείο ($x_0 = 0, y_0 = 1$). Καθώς όμως το ε αυξά-νει, απαιτούνται πολύ περισσότεροι όροι του ολοκληρώματος δια να προσεγγισθεί η αντίστοιχη ολοκληρωτική καμπύλη (Σχ. Γ΄.6). Πάντως όταν το ε είναι μικρότερο από μια κρίσιμη τιμή (στην περίπτωση $\omega = 2, \omega_1 = 0.9$ αυτή είναι $\varepsilon_{crit} \simeq 0.1857$) το ολοκλήρωμα συγκλίνει και οι τροχιές εκτείνονται στο άπειρο. Δηλαδή η κρίσιμη τιμή διακρίνει τις διαφεύγουσες από τις μη διαφεύγουσες τροχιές.



Σχήμα Γ'.4: Μια τροχιά (πορτοχαλί) χαι η αντίστοιχη στροβοσχοπιχή αμετάβλητη χαμπύλη (μπλε) για αρνητιχά ε είναι επιμήχης χατά τον άξονα x πέραν της αρχιχής χαμπύλης που διέρχεται από το αρχιχό σημείο $x_0 = 0, y_0 = 1$ ($\omega = 2, \omega_1 = 0.9, \varepsilon = -0.08$). Συγχρίνατε το Σχ. Γ'.4 με το Σχ. Γ'.1.



Σχήμα Γ'.5: Οι στροβοσχοπικές αμετάβλητες χαμπύλες όταν το ε είναι αρνητικό. Καθώς το ε ελαττώνεται οι χαμπύλες εχτείνονται περισσότερο προς τα έξω χατά τον άξονα x. Όταν το ε τείνει στο $\varepsilon'_{crit} = -\varepsilon_{crit} = -0.1857$, η αντίστοιχη αμετάβλητη χαμπύλη τείνει στο άπειρο χατά τον άξονα x ($\omega = 2, \omega_1 = 0.9, x_0 = 0, y_0 = 1$).



Σχήμα Γ΄.6: Οι καμπύλες που δίνονται από το ολοκλήρωμα της κινήσεως Φ όταν το ολοκλήρωμα περικοπεί στις τάξεις 2,4,6,8 ως προς ε, τείνουν προς μια οριακή καμπύλη, η οποία δίνεται από τις λύσεις των εξισώσεων κινήσεως.

Γ'.4 Διαταραχή $H_1 = -x^4 \cos(\omega t)$

Στην περίπτωση αυτής της διαταραχής υπάρχουν τροχιές που δεν διαφεύγουν στο άπειρο (οργανωμένες και χαοτικές), αλλά και τροχιές που διαφέυγουν. Τότε το ολοκλήρωμα Φ περιέχει τις δυνάμεις των x και y, καθώς και συνημίτονα και ημίτονα της γωνίας ωt και πολλαπλασίων αυτής.

Οι στροβοσκοπικές τομές Poincaré δίνουν αμετάβλητες καμπύλες για τις οργανωμένες τροχιές, οι οποίες κοντά στο κέντρο είναι περίπου ελλείψεις (Σχ. Γ΄.7a). Πιο πέρα όμως, οι αμετάβλητες καμπύλες διαφέρουν αισθητά από ελλείψεις και επιπλέον εμφανίζονται νησίδες ευσταθείας γύρω από ευσταθείς περιοδικές τροχιές. Μεταξύ των νησίδων αυτών υπάρχουν ασταθείς περιοδικές τροχιές, που περιβάλλονται από χαοτικές τροχιές (Σχ. Γ΄.7b). Ακόμη πιο μακριά από το κέντρο οι τροχιές διαφεύγουν.

Αν θεωρήσουμε τις αμετάβλητες χαμπύλες από το ίδιο σημείο (Σχ. Γ΄.8) έχουμε παραμορφωμένες ελλείψεις. Καθώς η παράμετρος ε αυξάνει οι ελλείψεις γίνονται πιο επιμήχεις χατά τον άξονα y χαι όταν το ε υπερβεί μια χρίσιμη τιμή ε_{crit} οι τροχιές διαφεύγουν στο άπειρο. Η χρίσιμη τιμή όταν $\omega = 2, \omega_1 = 0.9$ είναι $\varepsilon_{crit} = 0.0209$.



Σχήμα Γ΄.7: Οι στροβοσκοπικές αμετάβλητες καμπύλες γύρω από το κέντρο (0,0) α) Όταν η απόσταση μιας καμπλυλης από το κέντρο είναι μικρή, η καμπύλη είναι περίπου έλλειψη. β) Σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το κέντρο δημιουγούνται νησίδες γύρω από ευσταθείς περιοδικές τροχιές. Μεταξύ των νησίδων υπάρχουν ασταθείς περιοδικές τροχιές και γύρω από αυτές οι τροχιές είναι χαοτικές.

Η οριαχή αμετάβλητη χαμπύλη όταν $\varepsilon = \varepsilon_{crit}$ δεν είναι ο άξονας από το 1 έως το -1 όπως στην προηγούμενη περίπτωση με $H_1 = -x^2 \cos(\omega t)$, αλλά μια χαμπύλη με γωνίες στον άξονα y (Σχ. Γ΄.8). Μετά την οριαχή τιμή του ε οι τροχιές χάνουν μόνον μεριχές σπειροειδείς περιελίξεις χαι χατόπιν χάθε τροχιά χατευθύνεται στο

άπειρο προς ορισμένη κατεύθυνση (Σχ. Γ΄.9). Επομένως οι διαφεύγουσες τροχιές στην περίπτωση αυτή διαφέρουν από τις διαφεύγουσες τροχιές της διαταραχής $H_1 = -x^2 \cos(\omega t)$, οι οποίες κάνουν άπειρες τον αριθμό σπείρες.

Όταν το ε είναι αρνητικό και ελαττώνεται οι αμετάβλητες καμπύλες εκτείνονται περισσότερο κατά τον άξονα x (Σχ. Γ΄.10). Όταν το ε γίνει μικρότερο από μια οριακή τιμή ε'_{crit} , η οριακή καμπύλη δεν εκτείνεται στο άπειρο όπως στην περίτπωση του $H_1 = -x^2 \cos(\omega t)$ αλλά δημιουργεί μια γωνία στον άξονα x (Σχ. Γ΄.10). Στην περίπτωση αυτή οι τιμές ε_{crit} και ε'_{crit} δεν είναι ίσες κατ' απόλυτη τιμή.

Το ολοκλήρωμα $\Phi = \Phi_0 + \varepsilon \Phi_1 + \varepsilon^2 \Phi_2$ στην περίπτωση $H_1 = -x^4 \cos(\omega t)$ έχει σε κάθε Φ_i δυναμεις των x, y τάξεως 2(i+1) και περιλαμβάνει τριγωνομετρικούς όρους με γωνίες πολλαπλάσιες της ωt . Πχ. το Φ_i είναι της μορφής

$$\Phi_{1} = \frac{1}{(\omega^{2} - 4\omega_{1}^{2})(\omega^{2} - 16\omega_{1}^{2})} \Big(((\omega^{2}\omega_{1}^{2} - 10\omega_{1}^{4})x^{4} + (-3\omega^{2} + 12\omega_{1}^{2})x^{2}y^{2} + 6y^{4})\cos(\omega t) - ((\omega^{2} - 10\omega_{1}^{2})x^{2} - 6y^{2})x\omega y\sin(\omega t) - 6(x^{2}\omega_{1}^{2} + y^{2})^{2} \Big)$$
(3.20)

Το ολοκλήρωμα συγκλίνει για μικρά ε και οι καμπύλες των διαδοχικών τάξεων ως προς ε συγκλίνουν σε μια καμπύλη (σημεία) που δίνεται από τις λύσεις των εξισώσεων κινήσεως (Σχ. Γ΄.11).



Σχήμα Γ΄.8: Όταν το ε αυξάνει στην περίπτωση $H_1 = -x^4 \cos(\omega t)$ οι στροβοσχοπιχές αμετάβλητες χαμπύλες γίνονται πιο επιμήχεις χατά τον άξονα y. Όταν $\varepsilon \to \varepsilon_{crit} = 0.0209$ οι χαμπύλες τείνουν προς μια χαμπύλη με γωνίες στον άξονα y.



Σχήμα Γ'.9: Όταν το ε υπερβεί την τιμή ε_{crit} οι τροχιές διαφεύγουν στο άπειρο. Αφού διατρέξουν μερικές περιελίξεις σπειροειδώς κατευθύνονται στο άπειρο προς ορισμένη κατεύθυνση (και όχι με άπειρες σπείρες όπως στην περίπτωση του Σχ. Γ'.3) ($\omega = 2, \omega_1 = 0.9, \varepsilon = 0.021$ και αρχικές συνθήκες $x_0 = 0, y_0 = 2$ (κόκκινη καμπύλη) και $x_0 = 0, y_0 = -2$ (πράσινη καμπύλη)).



Σχήμα Γ'.10: Όταν το ε είναι αρνητικό και μικραίνει οι στροβοσκοπικές αμετάβλητες καμπύλες γίνονται πιο επιμήκεις κατά τον άξονα x. Όταν $\varepsilon \to \varepsilon'_{crit} = -0.00799 < 0$ η οριακή καμπύλη σχηματίζει γωνίες στον άξονα των x (και δεν εκτείνεται στο άπειρο όπως στην περίπτωση $H_1 = -x^2 \cos(\omega t)$) ($x_0 = 0, y_0 = 2, \omega = 2, \omega_1 = 0.9$).



Σχήμα Γ'.11: Το ολοκλήρωμα Φ όταν περικόπτεται σε διαδοχικά μεγαλύτερες τάξεις δίνει καμπύλες που πλησιάζουν μια οριακή καμπύλη που προκύπτει από τη λύση των εξισώσεων κινήσεως ($\omega = 2, \omega_1 = 0.9, x_0 = 0, y_0 = 1$ και τάξεις αποκοπής 2, 4, 6).

Γ΄.5 Διαταραχή $H_1 = x^4 \exp(-\frac{x^2}{2\sigma^2}) \cos(\omega t)$

Στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχουν διαφυγές, διότι σε μεγάλες αποστάσεις η εκθετική συνάρτηση λαμβάνει πολύ μικρές τιμές και κατά συνέπειαν οι τροχιές είναι πολύ κοντά στις ελλειπτικές τροχιές της αδιατάρακτης Χαμιλτονιανής $H_0 = \frac{1}{2}(\omega_1^2 x^2 + y^2)$.

Εξ άλλου στην περίπτωση αυτή υπάρχει εν γένει πολύ χάος (Σχ. Γ'.12). Το χάος οφείλεται κυρίως σε ένα ζεύγος ασταθών περιοδικών τροχιών επί του άξονος x (y = 0). Οι τροχιές αυτές δημιουργούνται μαζί με δύο αντίστοιχες ευσταθείς περιοδικές τροχιές. Όταν η παράμετρος ε υπερβεί μια μικρή τιμή, π.χ. όταν $\omega = 2, \omega_1 = 0.9(\sigma = 1)$ οι περιοδικές τροχιές στον άξονα x υπάρχουν όταν $\varepsilon > 0.019$. Οι χαρακτηριστικές των περιοδικών αυτών τροχιών δίνονται στο Σχ. Γ'.13.



Σχήμα Γ'.12: Στροβοσχοπικές αμετάβλητες καμπύλες στην περίπτωση $H_1 = x^4 \exp(-\frac{x^2}{2\sigma^2}) \cos(\omega t) \alpha$) πλησίον του κέντρου (0,0), β) πλησίον των δύο ευσταθών περιοδικών τροχιών δεξιά και αριστερά του κέντρου και γ) σε μεγάλες αποστάσεις από το κέντρο. Σε μια μεγάλη περιοχή μεταξύ και γύρω από τις 3 κεντρικές νησίδες υπάρχει χάος ($\omega = 2, \omega_1 = 0.9, \sigma = 1$ για διάφορες αρχικές συνθήκες).

Οι μορφές του χώρου των φάσεων στη στροβοσ
χοπική απεικόνιση Poincaré (t = kT) δίνονται στο Σχ. Γ΄. 12.

Όταν το ε υπερβεί την τιμή $\varepsilon = 0.5310$ οι ευσταθείς περιοδικές τροχιές γίνονται ασταθείς και δημιουργείται ένα ζεύγος ευσταθών περιοδικών τροχιών διπλής περιόδου. Οι περιοδικές τροχιές διπλής περιόδου γίνονται πάλι ασταθείς όταν $\varepsilon = 0.5536$, δημιουργώντας κάθε μια, δύο ευσταθείς τροχιές τετραπλής περιόδου. Στη συνέχεια έχουμε έναν καταρράκτη διακλαδώσεων διπλών περιόδων κάθε φορά και τελικά δημιουργούνται άπειρες ασταθείς περιοδικές τροχιές. Τα διαστήματα μεταξύ των διαδοχικών διακλαδώσεων μικραίνουν κάθε φορά κατά έναν παράγοντα 8.72... (Contopoulos 2002). Συνεπώς έχουμε άπειρες ασταθείς περιοδικές περιοδικές τροχιές του διαδοχικών διακλαδώσεων μικραίνουν κάθε φορά κατά έναν παράγοντα 8.72... (Contopoulos 2002). Συνεπώς έχουμε άπειρες ασταθείς περιοδικές τροχιές του διαδοχικών διακλαδώσεων μικραίνουν κάθε φορά κατά έναν παράγοντα 8.72... (Contopoulos 2002). Συνεπώς έχουμε άπειρες ασταθείς περιοδικές τροχιές διαν $\varepsilon > 0.554$. Όλες αυτές οι τροχιές συμβάλλουν στη δημιουργία μιας μεγάλης χαοτικής περιοχής (Σχ. Γ΄.14).



Σχήμα Γ΄.13: Χαρακτηριστικές των ευσταθών (μπλε σημεία) και ασταθών (κόκκινα σημεία) περιοδικών τροχιών που δημιουργούνται όταν το ε υπερβεί την τιμή 0.19 στην περίπτωση $H_1 = x^4 \exp(-\frac{x^2}{2\sigma^2}) \cos(\omega t)$.



Σχήμα Γ'.14: Στροβοσχοπική τομή Poincaré στην περίπτωση $H_1 = x^4 \exp(-\frac{x^2}{2\sigma^2}) \cos(\omega t)$ όταν $\varepsilon = 1.1$ ($\omega = 2, \omega_1 = 0.9, \sigma = 1, t = 3000T$). Οργανωμένες τροχιές υπάρχουν μόνον χοντά στο χέντρο, πλησίον ευσταθών περιοδικών τροχιών, και μαχράν του χέντρου. Δεν υπάρχουν νησίδες δεξιά και αριστερά του χέντρου, αλλά μόνον μια μεγάλη χαοτική περιοχή.



Σχήμα Γ΄.15: Στροβοσκοπική τομή Poincaré στην περίπτωση που η διαταραχή H_1 έχει περικοπεί στην τάξη 26 ως προς x. Η τομή αυτή είναι παρόμοια με το Σχ. Γ΄.12 στο κεντρικό μέρος (3 νησίδες και χάος), αλλά ύστερα από το εξωτερικό όριο περιέχει διαφεύγουσες τροχιές αντί ομαλές καμπύλες όπως γίνεται στο Σχ. Γ΄.12 σε μεγάλες αποστάσεις.

Για να εφαρμόσουμε το ολοκλήρωμα της κινήσεως στην περίπτωση $H_1 = x^4 \exp(-\frac{x^2}{2\sigma^2}) \cos(\omega t)$ αναπτύσσουμε την εκθετική συνάρτηση κατά τις δυνάμεις του x και κόβουμε το ανάπτυγμα σε μια μεγάλη δύναμη. Διαπιστώνουμε ότι οσοδήποτε μεγάλη και αν είναι η τάξη αποκοπής, το σύστημα που προκύπτει έχει διαφυγές, όταν οι αρχικές συνθήκες είναι πολύ μακριά από την αρχή των αξόνων. Επομένως στις αποκομμένες περιπτώσεις έχουμε οργανωμένες και χαοτικές τροχιές, αλλά και τροχιές διαφεύγουσες στο άπειρο. Ένα παράδειγμα δίνεται στο Σχ. Γ΄.15. Παρατηρούμε ότι η κεντρική περιοχή του διαγράμματος είναι παρόμοια με την κεντρική περιοχή της πλήρους εκθετικής συναρτήσεως (Σχ. Γ΄.12), δηλαδή περιέχει μια κεντρική νησίδα και εκατέρωθεν αυτής 2 νησίδες, καθώς και μια αρκετά μεγάλη χαοτική περιοχή. Η χαοτική αυτή περιοχή περιβάλλεται από μερικές αμετάβλητες καμπύλες, αλλά πιο πέρα οι τροχιές διαφεύγουν, εν αντιθέσει προς την περίπτωση της πλήρους εκθετικής συναρτήσεως όπου οι τροχιές μακράν του κέντρου σχηματίζουν πάντοτε κλειστές καμπύλες.

Όσον αφορά το ολοκλήρωμα, αυτο ισχύει μόνον εις την κεντρική νησίδα, όπου η συνάρτηση Φ συγκλίνει και δίνει σχήματα παρόμοια με το Σχ. Γ΄.11. Πέραν όμως από την κεντρική νησίδα, όπου υπάρχει το χάος, το ολοκλήρωμα δεν συγκλίνει και δεν είναι εφαρμόσιμο.

Γ΄.6 Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία παρουσιάσαμε έναν αλγόριθμο που υπολογίζει ολοκληρώματα κινήσεως σε δυναμικά συστήματα, των οποίων η χαμιλτονιανή συνάρτηση είναι περιοδική στο χρόνο. Τα ολοκληρώματα αυτά είναι της μορφής $\Phi_i = \Phi_{i0} + \varepsilon \Phi_{i1} + \varepsilon^2 \Phi_{i2} + \ldots$, όπου τα Φ_{ik} περιέχουν δυνάμεις των x και y και τριγωνομετρικούς όρους (ημίτονα και/ή συνημίτονα του ωt και πολλαπλασίων του, όπου ω μια συχνότης).

Ως μια πρώτη εφαρμογή μελετήσαμε συστήματα ενός βαθμού ελευθερίας, όπου το αδιατάραχτο σύστημα είναι ο αρμονιχός ταλαντωτής με χαμιλτονιανή $H_0 = \frac{1}{2}(\omega_1^2 x^2 + y^2)$, με y = dx/dt και η διαταραχή είναι περιοδιχή στο χρόνο. Συγχεχριμένα μελετήσαμε 3 περιπτώσεις: 1) $H_1 = -x^2 \cos(\omega t)$ 2) $H_1 = -x^4 \cos(\omega t)$ και 3) $H_1 = x^4 \exp(-\frac{x^2}{2\sigma^2}) \cos(\omega t)$.

Στην πρώτη περίπτωση δεν υπάρχει χάος και οι τροχιές είναι είτε οργανωμένες (σε πεπερασμένο χώρο) είτε διαφεύγουσες στο άπειρο. Το ολοκλήρωμα είναι της μορφής $\Phi = \frac{1}{2}(C_x^2\omega_1^2x^2 + C_yy^2 + C_{xy}xy)$, όπου τα C_x, C_y, C_{xy} είναι σειρές ως προς ε . Οι σειρές αυτές παύουν να συγκλίνουν σε μια κρίσιμη τιμή του ε ($\varepsilon = \varepsilon_{crit} > 0$), όπου έχουμε μετάβαση σε διαφεύγουσες τροχιές. Σε μια στροβοσκοπική επιφάνεια τομής Poincaré (t = kT, με $T = 2\pi/\omega$) οι τροχιές δημιουργούν αμετάβλητες καμπύλες, οι οποίες είναι ελλείψεις. Όταν το ε τείνει στο ε_{crit} οι ελλείψεις τείνουν σε μια ευθεία κατά τον άξονα y. Όταν το ε τείνει στο ε'_{crit} οι στροβοσκοπικές αμετάβλητες καμπύλες καμπύλες (ελλείψεις) τείνουν να επεκταθούν στο άπειρο κατά τον άξονα x.

Στη δεύτερη περίπτωση έχουμε τροχιές σε πεπερασμένο χώρο, οι οποίες είναι οργανωμένες ή χαοτιχές και τροχιές που διαφεύγουν στο άπειρο. Στην περίπτωση αυτή οι χρίσιμες τιμές ε_{crit} και ε'_{crit} , πέραν των οποίων οι τροχιές διαφεύγουν στο άπειρο, δεν είναι απολύτως ίσες. Εξ' άλλου όταν το ε τείνει στην χρίσιμη τιμή ε_{crit} οι αμετάβλητες χαμπύλες δεν τείνουν προς τον άξονα y, αλλά προς μια χαμπύλη που έχει γωνίες σε 2 σημεία του άξονα y συμμετριχά ως προς το χέντρο. Όταν το ε τείνει στον άξονα το στο χίες που άξονα x.

Στην τρίτη περίπτωση δεν υπάρχουν διαφεύγουσες τροχιές. Οι τροχιές πλησίον του κέντρου, πλησίον ευσταθών περιοδικών τροχιών, καθώς και μακράν του κέντρου, είναι οργανωμένες, ενώ υπάρχουν πολλές χαοτικές τροχιές.

Για να εφαρμοσθεί στην περίπτωση αυτή η μέθοδος κατασκευής του ολοκληρώματος Φ, αναπτύσσουμε τη διαταραχή H_1 κατά τις δυνάμεις του x και αποκόπτουμε το ανάπτυγμα σε μια ορισμένη τάξη. Τότε το σύστημα περιέχει οργανωμένες και χαοτικές τροχιές σε πεπερασμένη έκταση καθώς και διαφεύγουσες τροχιές. Όταν η τάξη αποκοπής είναι αρκετά μεγάλη, οι οργανωμένες και οι χαοτικές τροχιές, είναι παρόμοιες με τις αντίστοιχες τροχιές της εκθετικής διαταραχής. Όμως οι τροχιές σε μεγάλες αποστάσεις από την αρχή των αξόνων διαφεύγουν στο άπειρο, αντί να δημιουργούν κλειστές αμετάβλητες καμπύλες, όπως γίνεται στην εκθετική διαταραχή.

Αναφορές

Birkhoff G.D., 1927, "Dynamical Systems" Amer. Math. Soc., Providence R.I.

Bruno A.D., 2020, Comput. Math. Phys., 60, 36.

Cherry T.M., 1924a, Proc. Cambridge Phil. Soc., 22, 273, 287, 325 and 510.

Cherry T.M., 1924b, Month. Not. Roy. Astron. Soc., 84, 279.

Cherry T.M., 1926, Proc. London Math. Soc., 27, 151.

Cherry T.M., 1928, Proc. London Math. Soc., 2.1, 151.

Contopoulos G., 1960, Z. Astrophys., 49, 273.

Contopoulos G., 2002, "Order and Chaos in Dynamical Astronomy", (Second Printing 2004), Springer Verlag.

Kholostova O., 2006, J. App. Math. Mech., 70, 516.

Lichtenberg A.J. and Lieberman M.A., 1992, "Regular and Chaotic Dynamics", Springer Verlag.

Markeev A., 1994, J. App. Math. Mech., 58, 793.

Markeev A., 2015, Reg. Chaotic. Dyn., 20, 309.

Tzemos A.C. and Contopoulos G., 2020a, Regul. Chaotic Dyn., 26, 89.

Tzemos A.C. and Contopoulos G., 2020b, Physica D, 419, 132847.

Whittaker E.T., 1917, Proc. Roy. Soc. Edinburgh, 37, 95.

Whittaker E.T., 1937, "A Treatise on the Analytical Dynamics of Particles and Rigid Bodies", 4th Ed. Cambridge Univ. Press.

Δ΄ Η Δομή και η Δυναμική του Γαλαξία

Πάνος Πάτσης

Δ΄.1 Περίληψη

Η μορφολογία του Γαλαξία και η εύρεση των επιμέρους δομικών όρων που τη συνθέτουν, αποτελεί ένα δυσεπίλυτο πρόβλημα που απασχολεί τους αστρονόμους κατά τα τελευταία 100 χρόνια. Λόγω της θέσης μας μέσα στον Γαλαξιακό δίσκο, η άμεση παρατήρηση από την κατάλληλη οπτική γωνία που θα έδινε απάντηση στο ζήτημα, είναι αδύνατη. Ως εκ τούτου, η επίλυση του προβλήματος απαιτεί την ανάπτυξη ειδικών παρατηρησιακών τεχνικών. Τα τελευταία 15 χρόνια, η ακριβής καταγραφή των θέσεων και ακτινικών ταχυτήτων εκατομμυρίων, συνολικά, αστέρων και περιοχών αστρογένεσης μας επέτρεψε να σχεδιάσουμε για πρώτη φορά έναν αξιόπιστο χάρτη, αποκαλύπτοντας τη μορφολογία ενός ραβδωτού-σπειροειδούς γαλαξία. Καθώς πραγματοποιούνται συνεχώς νέες μετρήσεις οι αντιπαραθέσεις μεταξύ των πολλών ερευνητικών ομάδων που ασχολούνται με το θέμα εντείνονται, ενώ τα αποτελέσματα ελέγχονται με θεωρητικά και αριθμητικά μοντέλα. Στο παρόν άρθρο συνοψίζουμε τις νεότερες εξελίξεις επί του θέματος.

Δ΄.2 Εισαγωγή - Ιστορική αναδρομή

"ΟΙ ΔΕ ΠΕΡΙ ΑΝΑΞΑΓΟΡΑΝ ΚΑΙ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΝ ΦΩΣ ΕΙΝΑΙ ΤΟ ΓΑΛΑ ΛΕΓΟΥΣΙΝ ΑΣΤΡΩΝ ΤΙΝΩΝ" Δημόχριτος, Μετεωρολογικά

Μόλις στη δεχαετία του 1920 έγινε σαφές ότι ο Γαλαξίας είναι ένα τεράστιο αστρικό σύστημα που αποτελείται από δισεχατομμύρια αστέρες. Έγινε επίσης φανερό, ότι είναι παρόμοιας φύσης με πολλά άλλα νεφελώματα πού ήδη παρατηρούνταν από τα μέσα του 19ου αιώνα (Hubble, 1926)⁶. Οι παρατηρήσεις του Edwin Hubble έδωσαν τέλος στη διαμάχη που χράτησε δεχαετίες για το αν η γαλαχτόχρους, φωτεινή λωρίδα που διασχίζει τον ουρανό είναι ολόχληρο το Σύμπαν (όπως υποστήριζε από τα τέλη του 18ου αιώνα ένα μοντέλο του William Herschel) ή απλώς ένα "νησί Σύμπαν" παρόμοιο με άλλα παρατηρούμενα νεφελώματα (Shapley and Curtis, 1921).

Η ανακάλυψη αυτή του Hubble πυροδότησε την έρευνα σχετικά με τη μορφολογία του Γαλαξία και τη σύγκρισή της με αυτή των άλλων "νησιών Συμπάντων", δηλαδή των άλλων γαλαξιών⁷. Το γεγονός ότι ο Γαλαξίας διαιρεί την ουράνια σφαίρα σε δύο σχεδόν ίσα ημισφαίρια, καθώς και η πολύ μεγαλύτερη πυκνότητα των αστέρων επί του Γαλαξία σε σχέση με τις περιοχές εκτός αυτού στον ουρανό, παραπέμπουν

 $^{^6\}Sigma$ ήμερα γνωρίζουμε ότι ο Γαλαξίας αποτελείται από περισσότερους από 2×10^{11} αστέρες, ενώ έχει παρατηρηθεί ένας ιδίας τάξεως αριθμός γαλαξιών

⁷Η ετυμολογία της λέξης "γαλαξίας" από τα Ελληνικά είναι προφανής. Στην αγγλική γλώσσα οι όροι "galaxy" και "Milky Way" εμφανίζονται για πρώτη φορά στο ποίημα του Chauser, "The House of Fame" (1380). Βλ. π.χ. https://www.etymonline.com/word/galaxy

σε έναν Γαλαξία-δίσκο στον οποίο ο Ήλιος βρίσκεται πολύ κοντά στο γαλαξιακό επίπεδο. Μάλιστα, ήταν φανερό από τις εργασίες του Shapley σχετικά με την κατανομή των σφαιρωτών σμηνών, ότι σε έναν τέτοιο δισκοειδή σχηματισμό η θέση του Ήλιου είναι μακρυά από το κέντρο του συστήματος, το οποίο βρίσκεται στον αστερισμό του Τοξότη (Shapley, 1918).

Οι δυσκολίες για τον προσδιορισμό του σχήματος του Γαλαξία είναι τρεις: (α) Η θέση του Ηλιακού συστήματος πρακτικά επί του γαλαξιακού επιπέδου δεν επιτρέπει την απευθείας παρατήρηση του Γαλαξία από κατάλληλη γωνία. (β) Το φως από πολλές περιοχές του Γαλαξία εμποδίζεται να φτάσει ως εμάς λόγω της παρουσίας πυκνών νεφών σκόνης. (γ) Οι αποστάσεις τον περισσότερων αστέρων είναι μεγάλες και αυτό δημιουργεί προβλήματα στον ακριβή προσδιορισμό των θέσεων και των ταχυτήτων τους.

Στα 100 χρόνια που μεσολάβησαν από την εποχή των Hubble και Shapley, οι προσπάθειες για την αποκρυπτογράφηση της δομής του Γαλαξία βασίστηκαν στην αξιόπιστη εκτίμηση των αποστάσεων και των ακτινικών ταχυτήτων συγκεκριμένων αντικειμένων - ιχνηλατών (tracers). Η εύρεση κατάλληλων ιχνηλατών και η απεικόνιση της κατανομής τους στον χώρο, οδήγησαν στην εικόνα της δομής του Γαλαξία που έχουμε σήμερα.

Κατά τη δεχαετία του 1950, πρώτοι οι Morgan, Whitford and Code (1953) ανίχνευσαν σπειροειδή δομή στον Γαλαξία με τη μέθοδο των φασματιχών παραλλάξεων. Υπολόγισαν τις αποστάσεις νεαρών αντιχειμένων και αερίου, που όπως είχε δείξει λίγο πριν ο Baade (1951), συγχεντρώνονται στους βραχίονες των σπειροειδών γαλαξιών. Οι Morgan, Whitford and Code (1953) βρήχαν με τη μέθοδό τους τρεις βραχίονες σε σχετιχά μιχρές αποστάσεις από τον Ήλιο. Μια σπειροειδής δομή σε όλη την έχταση του Γαλαξιαχού δίσχου ανιχνεύθηχε λίγο αργότερα από τους Oort, Kerr and Westerhout (1958) με παρατηρήσεις της έντασης χαι της ερυθρομετάθεσης της γραμμής των 21cm του ουδέτερου υδρογόνου. Οι Oort, Kerr and Westerhout (1958) υπολόγισαν αποστάσεις βασιζόμενοι στην χινηματιχή του μεσοαστριχού αερίου, υποθέτοντας ότι τα νέφη του υδρογόνου εχτελούν χυχλιχή χίνηση γύρω από το χέντρο του Γαλαξία.

Παρά τις αβεβαιότητες στις μετρήσεις, στα τέλη της δεκαετίας του 1950 ήταν πλέον φανερό πως ο Γαλαξίας ήταν σπειροειδής. Ο ακριβής αριθμός όμως των σπειρών, η γεωμετρία των βραχιόνων και η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής τους γύρω από το κέντρο του συστήματος αποδείχθηκε ένα πολύ πιο δύσκολο πρόβλημα. Κατά τα επόμενα 60 χρόνια, διαφορετικές ομάδες ερευνητών συντάχθηκαν κυρίως γύρω από δύο απόψεις. Όπως θα δούμε στην παράγραφο 3, τα αποτελέσματα μιας σειράς παρατηρήσεων και μοντέλων καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι ο Γαλαξίας έχει τέσσερις σπείρες, ενώ άλλες έρευνες υποστηρίζουν ότι υπάρχουν μόνο δύο βραχίονες.

Δ'.3 Η Ράβδος

Πριν το 1990, ο Γαλαξίας εθεωρείτο ένας κανονικός (μη-ραβδωτός) σπειροειδής, κυρίως λόγω της αδυναμίας να παρατηρηθεί μια ράβδος. O de Vaucouleurs (1964) συνέδεσε για πρώτη φορά τις αποκλίσεις της περιστροφής του ουδέτερου υδρογόνου από την κυκλική κίνηση που είχαν παρατηρήσει οι Oort and Rougoor (1959) στις κεντρικές περιοχές του Γαλαξία, με την παρουσία μιας ράβδου. Πολύ αργότερα, οι Binney, Gerhard and Stark (1991) έδειξαν σε ένα διάγραμμα γαλαξιαχού μήχουςταχύτητας (l, v) ότι αυτές οι αποχλίσεις είναι συμβατές με τις προβλεπόμενες από τη ροή χατά μήχος τροχιών στο βαρυτιχό πεδίο μιας ράβδου.

Η ύπαρξη της ράβδου έγινε τελικά φανερή με τις παρατηρήσεις του δορυφόρου COBE της NASA στο εγγύς υπέρυθρο το 1994. Οι παρατηρήσεις αυτές έδειξαν την παρουσία ενός κιβωτιόσχημου κεντρικού εξογκώματος (boxy bulge). Αυτός ο όρος αντιστοιχεί στη ράβδο, εκτείνεται στην κεντρική της περιοχή του Γαλαξία σημαντικά εκτός του Γαλαξιακού επιπέδου και παρατηρείται από τη Γη υπό γωνία (Weiland, Arendt and Berriman, 1994).

Σημαντικές πληροφορίες για τη δημιουργία και τη δομή της κεντρικής περιοχής του Γαλαξία, μας δίνει η χημική σύνθεση και η μεταλλικότητα των αστέρων από τους οποίους αποτελείται το κεντρικό εξόγκωμα – ράβδος. Έχει βρεθεί πως η μεταλλικότητα των αστέρων αυτών παρουσιάζει μια ευρεία κατανομή (McWilliam and Rich, 1994; Zoccali, Hill and Lecureur, 2008) και η ηλικία των περισσότερων είναι περίπου 10 Gyr (π.χ. Ortolani, 1995; Hasselquist, Zasowski and Feuillet, 2020). Το γεγονός αυτό υποδεικνύει πως το κεντρικό εξόγκωμα σχηματίστηκε νωρίς στην ιστορία του Γαλαξία και εντός ενός σύντομου χρονικού διαστήματος.

Έγιναν προσπάθειες να προσομοιωθούν οι παρατηρήσεις του δορυφόρου COBE με αυτοσυνεπή μοντέλα Ν-σωμάτων, τα οποία λαμβάνουν υπόψη και κινηματικά δεδομένα για τους αστέρες του κιβωτιόσχημου εξογκώματος, όπως αυτά του καταλόγου BRAVA (Bulge Radial Velocity Assay) (Rich, Reitzel, Howard et al., 2007a). Στα μοντέλα των Shen, Rich and Kormendy (2010), οι θέσεις και οι ταχύτητες των αστέρων αντιστοιχούν στις αναμενόμενες από τη θέση παρατήρησης της Γης.

Δ΄.3.1 Μετρήσεις RCGs

Τα τελευταία 20 χρόνια, οι προσπάθειες για τον προσδιορισμό των μορφολογικών χαρακτηριστικών του Γαλαξία επικεντρώνονται στην καταγραφή όσο το δυνατόν περισσότερων θέσεων και ταχυτήτων αστέρων, με όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ακρίβεια. Αναζητώντας τα αποτελέσματα αυτών των μετρήσεων στη σχετική βιβλιογραφία, χανόμαστε μέσα σε ένα πλήθος ακρωνυμίων που αναφέρονται σε ιχνηλάτες και επισκοπήσεις για τη διενέργεια των οποίων έχουν διατεθεί τεράστια χρηματικά ποσά. Στο παρόν άρθρο θα προσπαθήσουμε να συνοψίσουμε τα κυριότερα συμπεράσματα στα οποία οδήγησαν μέχρι τώρα οι παρατηρήσεις αυτές.

Για τον προσδιορισμό του αχριβούς σχήματος της ράβδου του Γαλαξία, ο πιο κατάλληλος ιχνηλάτης είναι η συστάδα των ερυθρών γιγάντων (red clump giants, RCGs). Οι αστέρες αυτοί ανήχουν σε μια ομάδα ερυθρών γιγάντων που ξεχωρίζουν στο διάγραμμα Hertzsprung–Russell, έχουν θερμοχρασία περίπου 5000 K και απόλυτο μεγέθους χοντά στο +0.5. Είναι ελαφρώς θερμότεροι από τους αστέρες του χλάδου των ερυθρών γιγάντων και έχοντας μιχρή διασπορά απόλυτων μεγεθών, χρησιμοποιούνται για την εχτίμηση αποστάσεων (Zhao, Qiu and Mao, 2001).

Μετρήσεις RGCs που πραγματοποιούνται από το 1997 από την επισκόπηση Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE) του παν/μίου της Βαρσοβίας χρησιμοποιήθηκαν από τους Cao, Mao and Nataf (2013). Βασισμένοι σε 3×10^6 μετρήσεις, πρότειναν την ύπαρξη μιας σχεδόν ωσειδούς ράβδου με λόγους αξόνων $x: y: z \approx 1:0.43:0.4$, όπου x, y είναι τα μήκη κλίμακας του μεγάλου και μικρού ημιάξονα της ράβδου αντίστοιχα και z το κατακόρυφο μήκος κλίμακας, με x = 0.67 kpc. H

γωνία παρατήρησης, οριζόμενη ως η γωνία μεταξύ του μεγάλου ημιάξονα της ράβδου και της διεύθυνσης του άξονα Ηλίου-Γαλαξιακού Κέντρου, εκτιμήθηκε στις 29° \pm 2°. Η ράβδος αυτή ταυτίζεται με το κεντρικό εξόγκωμα

Παράλληλα, χρησιμοποιώντας πάλι RGCs ως ιχνηλάτες, οι Wegg and Gerhard (2013) κατέληξαν σε λόγους αξόνων 1:0.63:0.26 με πυκνότητες που πέφτουν εκθετικά με εκθετικά μήκη κλίμακας 0.7, 0.44 και 0.18 kpc αντίστοιχα. Οι λόγοι των αξόνων βρέθηκε ότι μεταβάλλονται με την ακτίνα, καθώς το ακριβές, τρισδιάστατο σχήμα της ράβδου εκτιμήθηκε ότι είναι αυτό ενός φιστικιού (peanut shaped), όπως θα δούμε αναλυτικά και στη συνέχεια. Στην εργασία τους χρησιμοποίησαν 8×10^6 μετρήσεις από την επισκόπηση Vista Variables in the Via Lactea (VVV) του τηλεσκοπίου του ESO VISTA στο Paranal της Χιλής (Saito, Hempel and Minniti, 2012). Οι Wegg and Gerhard (2013) βρήκαν επίσης ότι οι ισόφωτες της ράβδου - κεντρικού εξογκώματος φτάνουν σε ακτίνα 2 kpc και εκτίμησαν τη γωνία παρατήρησης σε $27^\circ \pm 2^\circ$. Αργότερα οι Simion, Belokurov and Irwin (2017) προσέγγισαν με αναλυτικές συναρτήσεις τις θέσεις των RCGs από την επισκόπηση VVV και κατέληξαν σε λόγους αξόνων 1:0.44:0.31, ενώ έδωσαν για τη γωνία παρατήρησης ένα κατώτατο όριο 20° .

Δ΄.3.2 Η λεπτή ράβδος

Οι Benjamin, Churchwell and Babler (2005) υποστήριξαν την ύπαρξη και μιας λεπτής ράβδου επίσης, πέραν της συνιστώσας που ταυτίζεται με το κεντρικό εξόγκωμα (bulge). Η ράβδος αυτή πρακτικά κείται επί του γαλαξιακού επιπέδου, εντός ακτίνας 4.4 kpc και μάλιστα δεν είναι ευθυγραμμισμένη με την ράβδο του bulge.

Αργότερα, οι Wegg, Gerhard and Portail (2015) ερεύνησαν σε μεγαλύτερη λεπτομέρεια τη λεπτή ράβδο χρησιμοποιώντας ένα πληρέστερο δείγμα RCGs από δεδομένα των επισχοπήσεων (α) United Kingdom Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS), η οποία βασίζεται σε παρατηρήσεις με την χάμερα ευρέως πεδίου του United Kingdom Infrared Telescope στο Mauna Kea στη Hawaii, (β) Two Micron All-Sky Survey (2MASS) που πραγματοποιήθηκε μεταξύ 1997-2001 στα παρατηρητήρια Lawrence Whipple Observatory στο Mount Hopkins, Arizona, και στο Cerro Tololo Inter-American Observatory στη Χιλή, στο υπέρυθρο καθώς και των προαναφερθέντων επισκοπήσεων VVV και GLIMPSE. Κατέληξαν ότι ουσιαστικά υπάρχει μια ενιαία ράβδος, το κεντρικό μέρος της οποίας, εντός ακτίνας 1.5-2 kpc, ταυτίζεται με το κιβωτιόσχημο bulge, ενώ προς τα έξω λεπταίνει και σχηματίζει την πιο εκτεταμένη συνιστώσα που αποτελεί το εξωτερικό μέρος της ράβδου. Η λεπτή ράβδος φτάνει κατά μήκος του μεγάλου ημιάξονα σε απόσταση 5 ± 0.2 kpc. Αυτή είναι μια γνώριμη εικόνα τρισδιάστατων γαλαξιακών ράβδων που σχηματίζονται σε μοντέλα Ν-σωμάτων (Athanassoula, 2005; Martinez-Valpuesta and Gerhard, 2011). Η μη-ευθυγράμμιση των δύο όρων (bulge και λεπτής ράβδου) αντιστοιχεί κατά πάσα πιθανότητα στο γνωστό φαινόμενο του στριψίματος των ισοφώτων (twisting of isophotes) που παρατηρείται σε εξωτεριχούς γαλαξίες (βλ. π.χ. Jungwiert, Combes and Axon, 1997).

Οι Wegg, Gerhard and Portail (2015) υποστηρίζουν επίσης ότι η λεπτή ράβδος υποδιαιρείται σε δύο συνιστώσες, η μια εκ των οποίων έχει εκθετικό ύψος κλίμακας 180 pc, ενώ η δεύτερη 45 pc. Μια τέτοια περιγραφή ταιριάζει απόλυτα στα κλιμακωτά προφίλ των τροχιακών μοντέλων των Patsis, Skokos and Athanassoula (2002) που περιγράφουν τη δομή τρισδιάστατων ράβδων, όπως είναι και η ράβδος του Γαλαξία. Κάθε μια συνιστώσα δομείται από τροχιές που ξεκινούν στους κάθετους n/1 συντονισμούς, ενώ το ύψος των τροχιών κάθε οικογένειας μειούται καθώς το n αυξάνει, πλησιάζοντας την συμπεριστροφή (για ορισμούς των συντονισμών και της συμπεριστροφής βλ. π.χ. Contopoulos, 2002). Οι τροχιές κάθε συνιστώσας της ράβου περιορίζονται στα μοντέλα των Patsis, Skokos and Athanassoula (2002) εντός μιας μέγιστης ακτίνας R_{max} κατά μήχους του μεγάλου ημιάξονα.

Δ΄.3.3 Ράβδος σε σχήμα φιστικιού και ο σχηματισμός Χ

Παρατηρήσεις όπως η ύπαρξη δύο μεγίστων στην κατανομή των μεγεθών των RCGs στο bulge του Γαλαξία (φαινόμενο γνωστό ως "split red clumps") στις επισκοπήσεις 2MASS και OGLE, καθώς και το γεγονός πως οι αποστάσεις των λαμπρών και αμυδρών RCGs είναι περίπου σταθερές σε διαφορετικά Γαλαξιακά πλάτη (McWilliam and Zoccali, 2010; Nataf, Udalski and Gould, 2010), οδήγησαν τους McWilliam and Zoccali (2010) να προτείνουν τη διάταξη των RCGs επί ενός σχηματισμού X, ο οποίος κυριαρχεί στο bulge. Τέτοιοι σχηματισμοί X είναι γνωστοί και χαρακτηρίζουν τις κεντρικές περιοχές πολλών εξωτερικών γαλαξιών. Η ύπαρξη αυτού του σχηματισμού επιβεβαιώθηκε από φωτομετρικές (Saito, Zoccali and McWilliam, 2011; Ness, Freeman and Athanassoula, 2012; Nataf, Udalski and Skowron, 2015) και κινηματικές (Sanders, Smith and Evans, 2019a; Clarke, Wegg and Gerhard, 2019) μελέτες που ακολούθησαν. Οι Ness, Freeman and Athanassoula (2012) έδειξαν μάλιστα ότι το X είναι περισσότερο εμφανές αν επιλεγούν οι αστέρες μεγαλύτερης μεταλλικότητας ([Fe/H] > -0.5). Οι διαστάσεις του X εκτιμήθηκαν από τους Li and Shen (2012) σε 3 kpc κατά μήκος του μεγάλου άξονα του ράβδου και 1.8 kpc στην κατακόρυφη διεύθυνση.

Η δημιουργία του Χ ήταν ήδη γνωστή από αριθμητικά μοντέλα Ν-σωμάτων, στα οποία η δημιουργία μιας ράβδου επί του γαλαξιαχού επιπέδου λόγω της ραβδοειδούς αστάθειας, αχολουθείται σε ένα επόμενο στάδιο από τη δημιουργία ενός χιβωτιόσχημου σχηματισμού (Combes and Sanders, 1981; Pfenniger and Friedli, 1991; Athanassoula, 2005). Η προβολή του σχηματισμού αυτού στο επίπεδο μεγάλου ημιάξονα – άξονα περιστροφής της ράβδου, έχει το σχήμα φιστικιού (peanut) και η μορφολογία αυτή είναι γνωστή με τη συντομογραφία "b/p" (boxy/peanut). Η δημιουργία του b/p σχήματος είναι αποτέλεσμα της αστάθειας χάμψης (buckling instability) που προχαλείται χαθώς οι αστέρες παγιδεύονται γύρω από τις περιοδιχές τροχιές που διακλαδίζονται από την κεντρική οικογένεια x1 (Contopoulos and Grosbol, 1989) στους κάθετους συντονισμούς (Patsis, Skokos and Athanassoula, 2002) και ανήκουν στο λεγόμενο "x1-tree" (Skokos, Patsis and Athanassoula, 2002). Το Χ εμφανίζεται εμβαπτισμένο εντός του b/p. Λεπτομέρειες της δομής του X που παρατηρούνται στις ράβδους εξωτερικών γαλαξιών (Patsis and Xilouris, 2006; Patsis, Xilouris, Alikakos et al., 2021) αποτελούν κριτήριο για το ποιες ακριβώς τροχιές συνθέτουν τη μορφολογία b/p. Αυτές μπορεί να είναι είτε τροχιές σχετιζόμενες με τις διακλαδώσεις της x1 στον κάθετο συντονισμό 2:1 (Pfenniger, 1984; Patsis, Skokos and Athanassoula, 2002; Patsis and Harsoula, 2018), είτε τροχιές χοντά σε τρισδιάστατες διαχλαδώσεις της x1, πολλαπλότητας (multiplicity) $mul \ge 2$ (Patsis and Katsanikas, 2014; Portail, Wegg and Gerhard, 2015). Οι θέσεις γέννησης αυτών όλων των τροχιών και οι μορφολογίες τους παρουσιάστηκαν από τους Patsis and Athanassoula (2019). Δεν υπάρχει γενική συμφωνία για το ποσοστό συμβολής χάθε μιας από αυτές τις οιχογένειες στην χεντρική περιοχή της ράβδου του Γαλαξία. Αυτό που είναι όμως εμφανές, είναι ότι η διαδικασία της δημιουργία του κιβωτιόσχημου κεντρικού μέρους της Γαλαξιακής ράβδου οφείλεται σε εσωτερικά δυναμικά αίτια και όχι σε αλληλεπιδράσεις με άλλους γαλαξίες.

Δ'.3.4 Κινηματικές μελέτες

Περαιτέρω υποστήριξη της ύπαρξης ενός κιβωτιόσχημου κεντρικού μέρους της ράβδου που εκτείνεται εκτός του Γαλαξιακού επιπέδου έρχεται από κινηματικές μελέτες. Αυτές δείχνουν ότι οι αστέρες του bulge του Γαλαξία εκτελούν κυλινδρική περιστροφή, δηλ. η περιστροφή των αστέρων είναι περίπου σταθερή, ανεξάρτητα του ύψους από το Γαλαξιακό επίπεδο. Οι κυριότερες μελέτες αυτής της κατηγορίας είναι (α) των Kunder, Koch and Rich (2012) που βασίστηκε σε μετρήσεις 9000 M γιγάντων που παρατηρήθηκαν στο πλαίσιο του προγράμματος Bulge Radial Velocity Assay (BRAVA) (Rich, Reitzel, Howard et al., 2007b), (β) των Ness, Freeman and Athanassoula (2013) με 28000 μετρήσεις από την επισκόπηση Abundance and Radial velocity Galactic Origins Survey (ARGOS) (Freeman, Ness, Wylie-de-Boer et al., 2013) και (γ) των Zoccali, Gonzalez and Vasquez (2014) με μετρήσεις από την επισκόπηση Giraffe Inner Bulge Survey (GIBS).

Τέλος, ένα άλλο αντικείμενο έρευνας αποτελεί το αν ή όχι ο Γαλαξίας διαθέτει ένα κλασσικό σφαιροειδές του πυρήνα (bulge). Η γνώση αυτή είναι σημαντική για τις θεωρίες δημιουργίας του Γαλαξία, διότι τα bulges σχηματίζονται στα αρχικά στάδια της διαμόρφωσης των δίσκων με την κατάρρευση ενός πρωτογαλαξία και με την συγχώνευση νάνων γαλαξιών. Μελέτες των ιδίων κινήσεων των RCG, όπως αυτή των Clarke, Wegg and Gerhard (2019), σε συνδυασμό με τη μελέτη της κατανομής και της κινηματικής αστέρων RR Lyrae (παλιοί, σχετικά χαμηλής μάζας, αστέρες του πληθυσμού ΙΙ) (βλ. π.χ. Du, Mao and Athanassoula, 2020) καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι δεν υπάρχει ουσιαστικά στον Γαλαξία μια κεντρική σφαιροειδής δομή, παράλληλα με τη ράβδο. Κατά τους Clarke, Wegg and Gerhard (2019) για τον Γαλαξία δεν υπάρχουν ενδείξεις ότι οι αστέρες RR Lyrae δημιουργούν έναν τέτοιο όρο και συμπεραίνουν πως η μορφολογία του Γαλαξία έχει διαμορφωθεί αποκλειστικά από αστάθειες του δίσχου. Αντίθετα οι Queiroz, Chiappini and Perez-Villegas (2020) βασισμένοι σε φασματοσχοπιχές μετρήσεις της επισχόπησης Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE) και σε δεδομένα της διαστημικής αποστολής της European Space Agency (ESA) "Gaia" (δεδομένα δεύτερης αναχοίνωσης, DR2), θεωρούν ότι υπάρχουν αστέρες RR Lyrae που σχηματίζουν ένα κλασσικό bulge. Το θέμα παραμένει ανοιχτό, αν και η δυσκολία με την οποία ανιχνεύεται το σφαιροειδές υπογραμμίζουν ότι δεν μπορεί να είναι ένας σημαντικός, από δυναμικής άποψης, όρος.

Να σημειώσουμε πως σε μοντέλα Ν-σωμάτων που μελετούν τη χημική εξέλιξη του Γαλαξία, εκτός από ένα κλασσικό bulge στις κεντρικές περιοχές, βρίσκεται και ένας επιπλέον δισκοειδής όρος (Athanassoula, Rodionov and Prantzos, 2017).

Δ΄.3.5 Η γωνιαχή ταχύτητα περιστροφής της ράβδου

Για τον προσδιορισμό της γωνιαχής ταχύτητας περιστροφής της ράβδου, pattern speed (Ω_b), έχουν εφαρμοσθεί μέθοδοι ανάλογες με αυτές που εφαρμόζονται σε εξωτεριχούς γαλαξίες. Μια από τις πιο διαδεδομένες, η μέθοδος των Tremaine and Weinberg (1984), εφαρμόστηχε χατά χαιρούς σε διάφορα δείγματα αστέρων, με πιο
πρόσφατες μελέτες αυτές των Sanders, Smith and Evans (2019b) και Clarke, Wegg and Gerhard (2019), όπου συνδυάστηκαν δεδομένα από τον κατάλογο VVV Infrared Astrometric Catalogue (VIRAC) και δεδομένα από τη Gaia (DR2). Or Sanders, Smith and Evans (2019b) κατέληξαν σε μια τιμή $\Omega_b = (41 \pm 3)$ km/s/kpc, η οποία τοποθετεί τη συμπεριστροφή της ράβδου σε ακτίνα (5.7 ± 0.4) kpc. Σε μελέτες αυτού του είδους όμως οι μετρήσεις που χρησιμοποιούνται είναι περισσότερες, και πολύ ακριβέστερες, για τους αστέρες που βρίσκονται στην κοντινή προς τον παρατηρητή πλευρά της ράβδου, σε σχέση με αυτές που αφορούν την απομακρυσμένη περιοχή της. Αυτό μπορεί να επηρεάσει την ακρίβεια της μεθόδου και η τιμή της Ω_b μπορεί να διαφέρει από την πραγματική κατά 5 - 10 km/s/kpc. Or Clarke, Wegg and Gerhard (2019) σύγκριναν τα δεδομένα τους με αυτοσυνεπή μοντέλα της ράβδου των Portail, Gerhard, Wegg et al. (2017) και βρήκαν ότι το μοντέλο που προσομοίωνε καλύτερα τις παρατηρήσεις ήταν αυτό με $\Omega_b = 37.5$ km/s/kpc.

Μια άλλη γραμμή έρευνας για τον ίδιο σκοπό, στηρίζεται στην αναπαραγωγή συγκεκριμένων χαρακτηριστικών των διαγραμμάτων (l, v) με υδροδυναμικά μοντέλα. Τα διαγράμματα (l, v) δείχνουν πως κατανέμεται η ένταση των γραμμών εκπομπής αερίων όπως το ουδέτερο υδρογόνο (HI) ή το CO στο διάγραμμα Γαλαξιακού μήκους l -ακτινικής ταχύτητας (line-of-sight velocity) v. Αυτές οι μελέτες έδωσαν μεγάλες διαφορές στην εκτίμηση του Ω_b που κυμαίνονται από 60 km/s/kpc (Englmaier and Gerhard, 1999) ως 27 km/s/kpc (Baba, Saitoh and Wada, 2010). Τα τελευταία χρόνια τα μοντέλα αυτά συγκλίνουν σε μια τιμή 40 km/s/kpc (βλ. π.χ. Sormani, Binney and Magorrian, 2015). Οι διαφορές οφείλονται κυρίως στα διαφορετικά χαρακτηριστικά του δυναμικού του Γαλαξία που υιοθετεί κάθε ομάδα για να μοντελοποιήσει την απόκριση του αερίου.

Δ'.4 Οι σπείρες

Οι τέσσερις σπείρες που αναφέραμε στην εισαγωγή, προτάθηκαν πρώτα από τους Georgelin and Georgelin (1976), οι οποίοι προσδιόρισαν με κινηματικές, φασματοσκοπικές και φωτομετρικές μεθόδους τις αποστάσεις ΟΒ ομάδων και περιοχών ιονισμένου υδρογόνου (HII).

Στις μελέτες της σπειροειδούς δομής, γίνεται φανερό ότι ο αριθμός των σπειρών στον οποίο καταλήγει κάθε ερευνητική ομάδα, σχετίζεται με το είδος του ιχνηλάτη πάνω στον οποίο βασίζεται η έρευνα της. Παρατηρώντας νεαρά αντικείμενα τα οποία συγκεντρώνονται στους σπειροειδείς βραχίονες, καθώς εκεί παρατηρούνται οι κυριότερες περιοχές αστρογένεσης στους δισκοειδείς γαλαξίες, οι ερευνητές καταλήγουν σε τέσσερις σπείρες (ή σε κάποιες περιπτώσεις σε 3).

Σε αυτήν την κατηγορία χαρακτηριστικές εργασίες είναι:

- Των Lumsden, Hoare and Urquhart (2013), οι οποίοι χρησιμοποίησαν 1650 αντικείμενα MYSOs (Massive Young Stellar Objects) και περιοχές ιονισμένου υδρογόνου HII.
- Των Hou and Han (2014), οι οποίοι χρησιμοποίησαν ως ιχνηλάτες περιοχές ιονισμένου υδρογόνου HII, γιγάντια μοριακά νέφη, GMCs (Giant Molecular Clouds), και masers μεθανόλης στα 6.7 GHz. Βρήκαν ότι η κατανομή των ιχνηλατών αυτών επί του δίσκου του Γαλαξία, μπορεί να προσομοιωθεί με μοντέλα τριπλών

ή τετραπλών λογαριθμικών σπειρών.

Αντιθέτως, μελέτες που χρησιμοποίησαν μετρήσεις στο εγγύς ή στο μέσο υπέρυθρο κατέληξαν στην ύπαρξη δύο βραχιόνων. Αναφέρουμε τις εργασίες των:

- Drimmel (2000), ο οποίος βάσισε τα συμπεράσματά του σε παρατηρήσεις του δορυφόρου COBE/DIRBE στο Κ φίλτρο και στα 240μm.
- Benjamin, Churchwell and Babler (2005), οι οποίοι κατέγραψαν τις θέσεις αστέρων από τον κατάλογο GLIMPSE (Galactic Legacy Mid-Plane Survey Extraordinaire) του διαστημικού τηλεσκοπίου Spitzer. Στην εργασία αυτή βασίστηκε και ένα σχήμα που περιγράφει τη συνολική μορφολογία του Γαλαξία όπως προβάλλεται επί του Γαλαξιακού επιπέδου και δημοσιεύτηκε λίγα χρόνια αργότερα (Churchwell, Babler and Meade, 2009). Το σχήμα αυτό αποτελεί τη βάση για κάθε περιγραφή της μορφολογίας του Γαλαξία μέχρι σήμερα.
- Επίσης, οι Grosbøl and Carraro (2018), διαπιστώνοντας απουσία διαταραχών στο πεδίο ταχυτήτων στην περιοχή του βραχίονα του Τοξότη, κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η αστρική πυκνότητα του βραχίονα αυτού δεν είναι σημαντική. Αυτό αποτελεί ένδειξη ότι, από δυναμικής άποψης, οι βραχίονες είναι δύο. Στη μελέτη τους αυτή χρησιμοποίησαν τις ακτινικές ταχύτητες 1507 αστέρων που μετρήθηκαν με το όργανο FLAMES του VLT, του ESO στη Χιλή, καθώς και μετρήσεις της Gaia (DR2).

Οι δύο χύριοι βραχίονες είναι γνωστοί με ονόματα αστερισμών στους οποίους παρατηρούνται, δηλ. είναι οι βραχίονες του Περσέα χαι του Κενταύρου-Ασπίδας. Οι άλλοι δύο υποψήφιοι χύριοι βραχίονες είναι αυτοί του Γνώμονα χαι του Τοξότη.

Η συσχέτιση των μηκών κύματος στις οποίες γίνονται οι παρατηρήσεις με τον αριθμό των βραχιόνων των μοντέλων, παραπέμπει στις διαφορές που βρίσκουμε στις κατανομές των αστρικών πληθυσμών Ι (νεαρά αντικείμενα) και ΙΙ (παλαιότεροι αστέρες) στους δίσκους εξωτερικών γαλαξιών. Οι εικόνες των γαλαξιών στο οπτικό, όπου καταγράφονται βασικά νεαροί αστέρες και αέριο, διαφέρουν από αυτές στο εγγύς υπέρυθρο στις οποίες απεικονίζονται παλιότεροι αστέρες του δίσκου (K, M γίγαντες). Σε πολλές περιπτώσεις μια μορφολογία πολλαπλών βραχιόνων στο οπτικό αντιστοιχεί σε ένα διπλό συμμετρικό σύστημα βραχιόνων στο εγγύς υπέρυθρο, το γνωστό "grand design" (χαρακτηριστικές περιπτώσεις εικόνων γαλαξιακών δίσκων στο εγγύς υπέρυθρο δίνονται στις εργασίες Grosbol and Patsis, 1998; Grosbøl, Patsis and Pompei, 2004).

Η μορφολογία που διαμορφώνεται από το Δυναμικό του Γαλαξία είναι ασφαλώς η παρατηρούμενη στο εγγύς υπέρυθρο. Η θέση των παλαιότερων αστέρων, οι οποίοι αντιπροσωπεύουν το μεγαλύτερο ποσοστό της μάζας του γαλαξιακού δίσκου, υπαγορεύεται από τη δράση των δυνάμεων του βαρυτικού πεδίου του Γαλαξία για δισεκατομμύρια χρόνια. Αντίθετα, τα νεαρά αντικείμενα, είναι νέοι, μικρού λόγου μάζης-λαμπρότητας (M/L)αστέρες, ή σχετίζονται με περιοχές γέννησης νέων αστέρων. Η θέση τους είναι αποτέλεσμα δυναμικών διεργασιών της τάξης εκατομμυρίων ετών. Οι δύο θεωρήσεις δεν είναι κατ' ανάγκη αντιφατικές, καθώς το αέριο κινούμενο στο δυναμικό ενός σπειροειδούς με δύο βραχίονες παράγει δευτερεύοντα σοκ ή σοκ σε μεσοβραχιόνιες περιοχές (Patsis, Grosbol and Hiotelis, 1997; Yáñez, Norman, Martos et al., 2008).

Παρόλα αυτά, στην περίπτωση του Γαλαξία, η μορφολογία συνάγεται από τον αχριβή προσδιορισμό των θέσεων των αντιχειμένων που χρησιμοποιούνται ως ιχνηλάτες. Σε αυτή τη διαδικασία η ακρίβεια των μετρήσεων προέχει. Η πλέον αξιόπιστη μέθοδος είναι η μέθοδος των τριγωνομετρικών παραλλάξεων, η οποία εφαρμόζεται με μέγιστη αχρίβεια σε masers υδρατμών (H_2O) και μεθανόλης (CH_3OH), που εχπέμπονται από περιοχές αστρογένεσης μεγάλης μάζας, ("HMSFRs", High Mass Star-Forming Regions) που απαντώνται επί των σπειροειδών βραχιόνων. Η αχρίβεια στις μετρήσεις των παραλλάξεων με αυτή τη μέθοδο σε μερικές περιπτώσεις είναι καλύτερη από 10 micro-arcseconds. Η ακτινοβολία μικροκυμάτων των masers διαπερνά τη σκόνη και τα νέφη αερίου στο δίσκο του Γαλαξία και λόγω της λαμπρότητάς της μπορεί να δώσει μετρήσεις αχόμη χαι από απομαχρυσμένες περιοχές. Οι μετρήσεις αυτές καταγράφονται στην επισκόπηση "BeSSeL" (The Bar and Spiral Structure Legacy), που πραγματοποιείται από το 2004 με συμβολομετρία πολύ μεγάλης γραμμής βάσης (Very Long Baseline Interferometry, VLBI). Πραγματοποιείται από τηλεσχόπια διεσπαρμένα σε διάφορες χώρες, τα οποία στοχεύουν ταυτόχρονα στην ίδια πηγή ($\beta\lambda$. πχ. Zhang, Reid and Zhang, 2019, και αναφορές εκεί).

Δ΄.4.1 Η τοπική σπειροειδής δομή

Είναι ευρύτερα αποδεκτό πως ο Ήλιος βρίσκεται στην περιοχή ενός ελάσσονος σπειροειδούς σχηματισμού που είναι γνωστός ως "τοπικός βραχίονας" ή "βραχίονας του Ωρίωνα". Βρίσκεται μεταξύ των βραχιόνων του Τοξότη και του Περσέα αλλά δεν είναι σαφές αν αποτελείται από αέριο και νεαρά αντικείμενα ή αν υπάρχει επαρκής πυκνότητα παλαιότερων αστέρων που να τον καθιστά σημαντικό από δυναμικής άποψης. Αυτό που είναι ευρύτερα αποδεκτό είναι ότι δεν συνδέεται, δηλ. δεν διακλαδίζεται από κάποιον από τους κύριους βραχίονες, έχει μήκος περίπου 6 kp και διατομή 1 kpc. Η γωνία κλίσης του τοπικού βραχίονα ως προς κύκλο pa (pitch angle) έχει εκτιμηθεί στην περιοχή τιμών $10.1^{\circ} \pm 2.7^{\circ} \le pa \le 11.6^{\circ} \pm 1.8^{\circ}$ (Xu, Reid and Dame, 2016; Reid, Menten and Brunthaler, 2019).

Δ'.4.2 Οι βραχίονες στα 3kpc

Την εικόνα της μορφολογίας του Γαλαξία συμπληρώνουν δύο επιμήκεις σχηματισμοί που έχουν εντοπιστεί κοντά στις δύο πλευρές τις ράβδου, γνωστές ως οι βραχίονες στα 3 kpc (κοντινός και μακρινός). Ο κοντινός βραχίονας ήταν ήδη γνωστός από τη δεκαετία του 1950 (van Woerden, Rougoor and Oort, 1957). Ο μακρινός βραχίονας ανακαλύφθηκε σχετικά πρόσφατα από τους Dame and Thaddeus (2008). Η συμμετρία των δύο αυτών μορφολογικών χαρακτηριστικών παραπέμπει στην ύπαρξη ενός "εσωτερικού δακτυλίου" (inner ring) που περιβάλει τη ράβδο και απαντάται σε πολλούς ραβδωτούς γαλαξίες.

Τέλος, παρατηρώντας πέραν του Γαλαξιακού κέντρου, κυρίως σε Γαλαξιακά μήκη $90^{\circ} - 120^{\circ}$ περίπου, υπάρχει ένας ακόμα σχηματισμός, γνωστός ως "εξωτερικός βραχίονας", ή βραχίονας του Κύκνου (Levine, Blitz and Heiles, 2006), ο οποίος όμως, μέχρι στιγμής, έχει μελετηθεί πολύ λιγότερο από τους άλλους.

Δ΄.4.3 Ο χαρακτήρας και η περιστροφή των σπειρών

Οι παρατηρήσεις που καταγράφονται τα τελευταία χρόνια έχουν χρησιμοποιηθεί για να απαντήσουν και στο ερώτημα αν οι βραχίονες των σπειρών του γαλαξία είναι συμβατές με την παρουσία μιας ημι-σταθερούς σπειροειδούς δομής ή είναι παροδικοί σχηματισμοί. Οι Sellwood, Trick and Carlberg (2019), προσπάθησαν να προσομοιώσουν τη δομή του φασικού χώρου στην περιοχή του Ήλιου, χρησιμοποιώντας μετρήσεις της Gaia (DR2) (Gaia Collaboration, Katz, Antoja et al., 2018). Εφαρμόζοντας μοντέλα που αντιστοιχούν σε διάφορες θεωρίες σπειροειδούς δομής για να αναπαραστήσουν την κατανομή των μετρήσεων (θέσεων και ταχυτήτων) στο φασικό χώρο, κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι αυτά μοντελοποιούνται καλύτερα με την παρουσία πολλών βραχιόνων με διαφορετικές γωνιακές ταχύτητες περιστροφής (Ω_s).

Ο τρόπος με τον οποίο οι βραχίονες συνδέονται με τη ράβδο, αχόμη και ο εσωτεριχός βραχίονας (Ασπίδας-Κενταύρου), δεν είναι άμεσα παρατηρήσιμος λόγω υψηλής απορρόφησης στο Γαλαξιαχό επίπεδο και έλλειψη κινηματικών δεδομένων. Αυτό αποτελεί σημαντικό εμπόδιο για να καταλάβουμε αν οι σπείρες σχηματίζονται από αστέρες που ακολουθούν τον προβλεπόμενο από τη θεωρία των χυμάτων πυχνότητας μηχανισμό των μεταπιπτουσών ελλείψεων, έχοντας μια διαφορετική ταχύτητα περιστροφής από αυτή της ράβδου ($\Omega_s \neq \Omega_b$), ή αν οι σπείρες είναι χαοτικές, σχετιζόμενες με τις ασταθείς πολλαπλότητες των ασταθών σημείων Lagrange της ράβδου. Η περίπτωση να συνδυάζονται διαφορετικές ταχύτητες περιστροφής για τους δύο όρους (ράβδο και σπείρες) με τη θεωρία των χαοτικών σπειρών, έχει επίσης πρόσφατα μελετηθεί από τους Efthymiopoulos, Harsoula and Contopoulos (2020).

Η υπόθεση της ύπαρξης μιας σπειροειδούς δομής ανεξάρτητης της ράβδου, με δική της ταχύτητα περιστροφής (Ω_s), στηρίζεται παρατηρησιακά στη μελέτη των ταχυτήτων ανοιχτών σμηνών στους βραχίονες του Γαλαξία (βλ. π.χ. Dias and Lépine, 2005). Η Ω_s βρίσκεται να είναι μικρότερη από αυτή της ράβδου, με τιμές 17-28 km/s/kpc, χωρίς προφανή σύνδεση των συντονισμών των δύο όρων (ράβδου και σπειρών). Το αποτέλεσμα αυτό υποστηρίζεται και από υδροδυναμικά μοντέλα (Martos, Hernandez and Yáñez, 2004).

Δ'.4.4 Παροδική μορφολογία;

Να σημειώσουμε τέλος πως υπάρχουν μελέτες σύμφωνα με τις οποίες η παρατηρούμενη μορφολογία του Γαλαξία είναι παροδική και αποτέλεσμα πρόσφατων δυναμικών διεργασιών και όχι αποτέλεσμα της δράσης δυναμικών μηχανισμών για αρκετά Gyr. Μια τέτοια άποψη διατυπώνεται από τους Antoja, Helmi and Romero-Gómez (2018), οι οποίοι υποστηρίζουν πως η μορφολογία του Γαλαξία έχει διαμορφωθεί σε μεγάλο βαθμό από το πέρασμα του νάνου γαλαξία του Τοξότη (Sgr dSph) πριν από 300 - 900 Myr. Στο συμπέρασμα αυτό καταλήγουν χρησιμοποιώντας 6×10^6 μετρήσεις της Gaia (DR2) σε απόσταση λίγων kpc από τον Ήλιο, καθώς βρίσκουν χαρακτηριστικές δομές στο φασικό χώρο και σε διαγράμματα θέσης ταχύτητας των αστέρων του δίσκου. Τα χαρακτηριστικά των διαγραμμάτων αυτών μπορούν να ερμηνευθούν με μια πρόσφατη αλληλεπίδραση του Γαλαξία με τον νάνο γαλαξία.

Δ΄.5 Συμπεράσματα

Εν πολλοίς, η εικόνα που έχουμε σήμερα για τη μορφολογία του Γαλαξία προέρχεται από την ανάλυση των δεδομένων από επισκοπήσεις, κυρίως αυτών που κατέγραψαν τα προγράμματα GLIMPSE/Spitzer Benjamin, Churchwell and Babler (2005), BeSSeL (Zhang, Reid and Zhang, 2019) και Gaia (π.χ. Gaia Collaboration, Katz, Antoja et al., 2018). Τα δεδομένα της Gaia συμπληρώνονται συνεχώς με νέες ανακοινώσεις. Στις περισσότερες περιπτώσεις μορφολογικών χαρακτηριστικών δεν υπάρχει γενική συμφωνία για τους δυναμικούς μηχανισμούς που τα δημιουργούν. Για τον σκοπό αυτό, οι προτεινόμενες θεωρίες ελέγχονται από αριθμητικά μοντέλα. Σημαντικό είναι να έχουμε υπόψη μας πως οι ακριβείς μετρήσεις περιορίζονται ουσιαστικά σε μια ακτίνα 3 kpc γύρω από την Ήλιο. Με βάση όλα αυτά, η τρέχουσα εικόνα που έχουμε για τον Γαλαξία μπορεί να συνοψισθεί στα εξής:

- Ο Γαλαξίας είναι ένας ραβδωτός σπειροειδής γαλαξίας. Η ράβδος του εκτείνεται σε απόσταση $R \sim 5$ kpc από το κέντρο. Το κεντρικό μέρος της ράβδου εκτείνεται σαφώς εκτός του γαλαξιακού επιπέδου σε ύψος $h \gtrsim 1$ kpc και έχει το σύνηθες στις ράβδους γαλαξιών που παρατηρούνται από το πλάι σχήμα φιστικιού - X ("b/p - X" μορφολογία). Κατά μήκος του μεγάλου ημιάξονα αυτό το κεντρικό εξόγκωμα φτάνει περίπου τα 3 kpc, ενώ στη συνέχεια η ράβδος κείται πρακτικά επί του γαλαξιακού επιπέδου.
- Ο Γαλαξίας είναι ένας δισκοειδής γαλαξίας, η αστρική συνιστώσα του οποίου εκτείνεται πρακτικά εντός ακτίνας περίπου 17 kpc. Δεν είναι σαφές αν διαθέτει ένα κλασσικό σφαιροειδές του πυρήνα (bulge), αλλά σε κάθε περίπτωση ο όρος που κυριαρχεί στην κεντρική του περιοχή είναι το b/p μορφολογίας κεντρικό εξόγκωμα.
- Η ταχύτητα περιστροφής της ράβδου του γαλαξία Ω_b προσδιορίζεται στην περιοχή των τιμών 30 < $\Omega_b < 40$ km/s/kpc.
- Υπάρχουν τέσσερις σπειροειδείς βραχίονες που αποτελούνται από νεαρούς αστέρες και αέριο. Η πυκνότητα των παλαιότερων αστέρων του δίσκου είναι σημαντική σε δύο από αυτούς (βραχίονες Περσέα και Ασπίδας-Κενταύρου), ενώ το ζήτημα αυτό είναι ανοιχτό για τους άλλους δύο (Τοξότη και Γνώμονα). Έτσι δεν γνωρίζουμε αν ο Γαλαξίας έχει από δυναμικής άποψης δύο ή τέσσερις σημαντικούς βραχίονες.
- Η ταχύτητα περιστροφής των σπειρών, Ω_s, εκτιμάται από τις περισσότερες μελέτες ότι είναι διαφορετική από αυτή της ράβδου, Ω_b, χωρίς να υπάρχει εμφανής σύνδεση των συντονισμών των δύο όρων.
- Ο Ήλιος βρίσκεται κοντά στον τοπικό βραχίονα του Ωρίωνα, ο οποίος είναι ένα τμήμα βραχίονα μεταξύ αυτών του Τοξότη και του Περσέα. Δεν συνδέεται με τους άλλους 4 και δεν υπάρχει γενική συμφωνία για το πόσο σημαντική είναι η πυκνότητά του σε αστέρες.
- Δύο επιπλέον μορφολογικά χαρακτηριστικά, είναι οι δύο βραχίονες των 3 kpc (κοντινός και μακρινός) στις πλευρές της ράβδου και μια επιμήκης πύκνωση

αστέρων, στις εξωτερικές περιοχές του Γαλαξία, γνωστή ως "εξωτερικός βραχίονας".

Σχηματικά, τα συμπεράσματα αυτά παρουσιάζονται στα Σχ. Δ΄.1 και Σχ. Δ΄.2. Το Σχ. Δ΄.1 αναφέρεται στη μορφολογία όπως προβάλλεται επί του γαλαξιακού επιπέδου και το Σχ. Δ΄.2 στη μορφολογία όπως παρατηρείται από το πλάι, κάθετα στον μεγάλο ημιάξονα.



Γιερσεα Σχήμα Δ΄.1: Χάρτης που συνοψίζει την χρατούσα άποψη για τη μορφολογία του Γαλαξία όπως προβάλλεται επί του Γαλαξιαχού επιπέδου. Πρόχειται για έναν ραβδωτό-σπειροειδή γαλαξία. Η θέση του Ήλιου σημειώνεται με χόχχινο αστερίσχο. Η απόστασή του από το χέντρο του συστήματος είναι περίπου 8 kpc (Gravity Collaboration, Abuter, Amorim et al., 2019). Στον χύχλο που περιβάλλει τη ράβδο χαι τις σπείρες, σημειώνονται Γαλαξιαχά μήχη (σε μοίρες). Τα ονόματα των σπειρών δίνονται στο περιθώριο του σχήματος χαι τα μαύρα βέλη δείχνουν τον αντίστοιχο βραχίονα. Τα πράσινα βέλη δείχνουν τους βραχίονες των "3 kpc" στις πλευρές τις ράβδου. Η διεύθυνση του μεγάλου άξονα του b/p μέρους της ράβδου υποδηλώνεται με ένα μαύρο ευθύγραμμο τμήμα, ενώ η διεύθυνση του μεγάλου άξονα της λεπτής ράβδου με ένα χόχχινο. Πιο έντονα έχουν σχεδιαστεί οι βραχίονες οι οποίοι εμφανίζονται χοινοί στα μοντέλα με δύο χαι με τέσσερις σπείρες.



Σχήμα Δ΄.2: Η μορφολογία του Γαλαξία παρατηρούμενη από μια διεύθυνση περίπου χάθετη στον μεγάλο άξονα της ράβδου (side-on), είναι ανάλογη με αυτή του στιγμιότυπου της προσομοίωσης Ν-σωμάτων (Patsis and Naab υπό προετοιμασία) που παρουσιάζουμε εδώ. Η διεύθυνση του μεγάλου άξονα της ράβδου σημειώνεται με ένα ροζ ευθύγραμμο τμήμα. Τα χρώματα χαρακτηρίζουν την τοπική επιφανειακή πυκνότητα σύμφωνα με την χρωματική ράβδο στα αριστερά του σχήματος (αυξάνεται από χάτω -μαύρο, προς τα επάνω -κόχκινο). Στην χεντρική περιοχή εμφανίζεται με χόχκινο χρώμα η χαρακτηριστική δομή του "φιστικιού", η οποία είναι το χεντρικό μέρος της ράβδου. Στον Γαλαξία αυτή η δομή εκτείνεται σε μήκος περίπου 3 kpc κατά μήκος του μεγάλου άξονα της ράβδου.

Αναφορές

- Antoja T., Helmi A. and Romero-Gómez M. et al., 2018, Nature, 561 (7723), 360.
- Athanassoula E., 2005, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 358 (4), 1477.
- Athanassoula E., Rodionov S.A. and Prantzos N., 2017, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 467 (1), L46.
- Baade W., 1951, Publications of Michigan Observatory, 10, 7.
- Baba J., Saitoh T.R. and Wada K., 2010, Pub. Astron. Soc. Japan, 62, 1413.
- Benjamin R.A., Churchwell E. and Babler B.L. et al., 2005, Astrophys. J. Lett., 630 (2), L149.
- Binney J., Gerhard O. and Stark A. et al., 1991, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 252, 210.
- Cao L., Mao S. and Nataf D., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 434 (1), 595.

- Churchwell E., Babler B.L. and Meade M.R. et al., 2009, Pub. Astron. Soc. Pac., 121 (877), 213.
- Clarke J.P., Wegg C. and Gerhard O. et al., 2019, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 489 (3), 3519.
- Combes F. and Sanders R.H., 1981, Astron. Astrophys., 96, 164.
- Contopoulos G., Order and chaos in dynamical astronomy, Springer-Verlag, 2002.
- Contopoulos G. and Grosbol P., 1989, Astron. Astrophys. Rev., 1 (3-4), 261.
- Dame T.M. and Thaddeus P., 2008, Astrophys. J. Lett., 683 (2), L143.
- de Vaucouleurs G., in F.J. Kerr, ed., The Galaxy and the Magellanic Clouds, volume 20, 1964, 195.
- Dias W.S. and Lépine J.R.D., 2005, Astrophys. J., 629 (2), 825.
- Drimmel R.,2000, Astron. Astrophys., 358, L13.
- Du H., Mao S. and Athanassoula E. et al., 2020, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 498 (4), 5629.
- Efthymiopoulos C., Harsoula M. and Contopoulos G., 2020, Astron. Astrophys., 636, A44.
- Englmaier P. and Gerhard O., 1999, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 304 (3), 512.
- Freeman K., Ness M., Wylie-de-Boer E. and Athanassoula E. et al., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 428 (4), 3660.
- Gaia Collaboration, Katz D., Antoja T. and Romero-Gómez et al., 2018, Astron. Astrophys., 616, A11.
- Georgelin Y.M. and Georgelin Y.P., 1976, Astron. Astrophys., 49, 57.
- Gravity Collaboration, Abuter R., Amorim A. and Bauböck M. et al., 2019, Astron. Astrophys., 625, L10.
- Grosbøl P. and Carraro G., 2018, Astron. Astrophys., 619, A50.
- Grosbøl P., Patsis P.A. and Pompei E., 2004, Astron. Astrophys., 423, 849.
- Grosbol P.J. and Patsis P.A., 1998, Astron. Astrophys., 336, 840.
- Hasselquist S., Zasowski G. and Feuillet D.K. et al., 2020, Astrophys. J., 901 (2), 109.
- Hou L.G. and Han J.L., 2014, Astron. Astrophys., 569, A125.
- Hubble E.P., 1926, Astrophys. J., 64, 321.
- Jungwiert B., Combes F. and Axon D.J., 1997, Astron. Astrophys. Suppl., 125, 479.

- Kunder A., Koch A. and Rich R.M. et al., 2012, Astron. J.,143 (3), 57.
- Levine E.S., Blitz L. and Heiles C., 2006, Science, 312 (5781), 1773.
- Li Z.Y. and Shen J., 2012, Astrophys. J. Lett., 757 (1), L7.
- Lumsden S.L., Hoare M.G. and Urquhart J.S. et al., 2013, Astrophys. J. Suppl., 208 (1), 11.
- Martinez-Valpuesta I. and Gerhard O., 2011, Astrophys. J. Lett., 734 (1), L20.
- Martos M., Hernandez X. and Yáñez M. et al., 2004, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 350 (3), L47.
- McWilliam A. and Rich R., 1994, Astrophys. J. Suppl., 91, 749.

McWilliam A. and Zoccali M., 2010, Astrophys. J., 724 (2), 1491.

- Morgan W.W., Whitford A.E. and Code A.D., 1953, Astrophys. J., 118, 318.
- Nataf D.M., Udalski A. and Gould A. et al., 2010, Astrophys. J. Lett., 721 (1), L28.
- Nataf D.M., Udalski A. and Skowron J., 2015, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 447 (2), 1535.
- Ness M., Freeman K. and Athanassoula E. et al., 2012, Astrophys. J., 756 (1), 22.
- Ness M., Freeman K. and Athanassoula E. et al., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 430 (2), 836.
- Oort J.H., Kerr F.J. and Westerhout G., 1958, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 118, 379.
- Oort J.H. and Rougoor G.W., 1959, Astron. J., 64, 130.
- Ortolani S. R.A.G.R. et al., 1995, Nature, 377 (6551), 701.
- Patsis P.A. and Athanassoula E., 2019, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 490 (2), 2740.
- Patsis P.A., Grosbol P. and Hiotelis N., 1997, Astron. Astrophys., 323, 762.
- Patsis P.A. and Harsoula M., 2018, Astron. Astrophys., 612, A114.
- Patsis P.A. and Katsanikas M., 2014, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 445 (4), 3525.
- Patsis P.A., Skokos C. and Athanassoula E., 2002, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 337 (2), 578.
- Patsis P.A. and Xilouris E.M., 2006, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 366 (315), 1121.
- Patsis P.A., Xilouris E.M., Alikakos J. and Athanassoula E., 2021, Astron. Astrophys., 647, A20.
- Pfenniger D., 1984, Astron. Astrophys., 134 (2), 373.

Pfenniger D. and Friedli D., 1991, Astron. Astrophys., 252, 75.

- Portail M., Gerhard O., Wegg C. and Ness M., 2017, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 465 (2), 1621.
- Portail M., Wegg C. and Gerhard O., 2015, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 450, L66.
- Queiroz A.B.A., Chiappini C. and Perez-Villegas A. et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv:2007.12915.
- Reid M.J., Menten K.M. and Brunthaler A. et al., 2019 Astrophys. J., 885 (2), 131.
- Rich R.M., Reitzel D.B., Howard C.D. and Zhao H.S.,2007a Astrophys. J. Lett., 658 (1), L29.
- Rich R.M., Reitzel D.B., Howard C.D. and Zhao H.S., 2007, b Astrophys. J. Lett., 658 (1), L29.
- Saito R.K., Hempel M. and Minniti D., 2012, Astron. Astrophys., 537, A107.
- Saito R.K., Zoccali M. and McWilliam A. et al., 2011, Astron. J., 142 (3), 76.
- Sanders J.L., Smith L. and Evans N. W. et al., 2019a, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 488 (4), 4552.
- Sanders J.L., Smith L. and Evans N.W., 2019b, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 488 (4), 4552.
- Sellwood J.A., Trick W.H. and Carlberg R.G. et al., 2019, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 484 (3), 3154.
- Shapley H.,1918, Astrophys. J., 48, 154.
- Shapley H. and Curtis H.D., 1921, Bulletin of the National Research Council, 2 (11), 171.
- Shen J., Rich R.M. and Kormendy J. et al., 2010, Astrophys. J. Lett., 720 (1), L72.
- Simion I.T., Belokurov V. and Irwin M., 2017, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 471 (4), 4323.
- Skokos C., Patsis P.A. and Athanassoula E., 2002, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 333 (4), 847.
- Sormani M.C., Binney J. and Magorrian J., 2015, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 454 (2), 1818.
- Tremaine S. and Weinberg M.D., 1984, Astrophys. J. Lett., 282, L5.
- van Woerden H., Rougoor G.W. and Oort J.H., 1957, Academie des Sciences Paris Comptes Rendus, 244, 1691.
- Wegg C. and Gerhard O., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 435 (3), 1874.

Wegg C., Gerhard O. and Portail M., 2015, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 450 (4), 4050.

Weiland J.L., Arendt R.G. and Berriman G.B. et al., 1994 Astrophys. J. Lett., 425, L81.

- Xu Y., Reid M. and Dame T. et al., 2016, Science Advances, 2 (9), e1600878.
- Yáñez M.A., Norman M.L., Martos M.A. and Hayes J.C., 2008, Astrophys. J., 672 (1), 207.
- Zhang B., Reid M.J. and Zhang L. et al., 2019, Astron. J., 157 (5), 200.
- Zhao G., Qiu H.M. and Mao S., 2001, Astrophys. J. Lett., 551 (1), L85.
- Zoccali M., Gonzalez O.A. and Vasquez S. et al., 2014, Astron. Astrophys., 562, A66.
- Zoccali M., Hill V. and Lecureur A. et al., 2008, Astron. Astrophys., 486 (1), 177.

Ε΄ Πρόγνωση του Ηλιακού Καιρού με Μεθόδους Τεχνητής Νοημοσύνης

Μανώλης Γεωργούλης

Περίληψη

Επιχειρείται μια συνοπτική συζήτηση των μεθόδων μηχανικής και βαθείας μάθησης που χρησιμοποιούνται για την πρόγνωση της εκρηκτικής ηλιακής δραστηριότητας και της επίδρασής της στο γεωδιάστημα. Παραλείποντας επιμέρους λεπτομέρειες της μεθοδολογίας και της υλοποίησης διαφορετικών μεθόδων, η έμφαση δίνεται στις τρέχουσες εξελίξεις και τις προκλήσεις που αντιμετωπίζουν αυτές οι μέθοδοι καθώς θα πρέπει ανεξαιρέτως να εκπαιδευτούν σε συγκεκριμένα δεδομένα και να δοκιμαστούν σε δεδομένα ομοειδή, αλλά εντελώς ανεξάρτητα. Κοινά λάθη ή αβλεψίες κατά τη διάρχεια αυτής της διαδιχασίας αναδειχνύονται. Το ηλιαχό τμήμα του διαστημικού καιρού αποτελείται από προβλήματα πολύ διαφορετικά μεταξύ τους, με χωροχρονική έκταση οκτώ και πλέον τάξεων μεγέθους. Κάθε προσπάθεια που αποσχοπεί στην αντιμετώπιση χάποιου από αυτά τα προβλήματα, πέραν της αναγχαίας προσαρμογής της στα χύρια χαραχτηριστικά του προβλήματος, πρέπει να επιχυρωθεί σε τρία διαφορετικά επίπεδα και συγκεκριμένα ως προς τα δεδομένα, τη μέθοδο και την αποτελεσματικότητα της μεθόδου. Συζητούμε εν συντομία αυτά τα τρία επίπεδα επικύρωσης και αναφερόμαστε στο "δίλημμα" των μεθόδων βαθείας μάθησης οι οποίες συχνά καλούνται να θυσιάσουν τη δυνατότητα φυσικής ερμηνείας προς χάριν της πρακτικής αποτελεσματικότητας. Ολοκληρώνουμε περιγράφοντας ένα παράδειγμα νέας, συνδυαστικής φιλοσοφίας στην πρόγνωση διαφορετικών εκφάνσεων του ηλιαχού χαιρού με τελιχό σχοπό τα πρωτόνια υψηλών ενεργειών που επιταχύνονται από ηλιακές εκρήξεις. Αυτό επιχειρείται σε δύο επίπεδα πρόγνωσης, τα επίπεδα επιφυλακής και προειδοποίησης, με συνδυασμό στατιστικών και μεθόδων μηγανικής μάθησης και με έμφαση στις πηγές επιτάχυνσης, δηλαδή τις στεμματικές εκτινάξεις μάζας κατά κύριο λόγο και τις ηλιακές εκλάμψεις δευτερευόντως.

Ε΄.1 Εισαγωγή

Η εποχή μας, μετά και την παρέλευση του 20 αιώνα, ενέχει περιστάσεις οι οποίες χαρακτηρίζονται από τεράστιο όγκο δεδομένων που "ρέουν", κατά βάση χωρίς περιορισμούς, δεδομένης και της εκρηκτικής αύξησης των παρατηρησιακών, διαδικτυακών και αποθηκευτικών δυνατοτήτων. Σε ένα τμήμα της Αστροφυσικής και συγκεκριμένα την ηλιακή και διαστημική φυσική – γνωστή και ως ηλιοφυσική – η αύξηση του όγκου των επίγειων παρατηρησιακών δεδομένων καθώς και των δεδομένων από το διάστημα είναι εκθετική. Για την ηλιακή φυσική και μόνο, ένα εύγλωττο γράφημα δίνεται στο Σχ. Ε΄.1, όπου περιγράφεται η υπάρχουσα και αναμενομενη "εσοδεία" των δεδομένων 16 επίγειων τηλεσκοπείων, δορυφόρων και διαστημοπλοίων από το 1990 έως και το 2030.

Πρέπει να τονιστεί ότι τα προαναφερθέντα δεδομένα είναι πρωτογενή, οπότε για την ανάλυσή τους χρησιμοποιούνται παράγωγα της επεξεργασίας, ή μεταδεδο-



Σχήμα Ε΄.1: Συγκέντρωση πρωτογενών επίγειων και διαστημικών δεδομένων από τις πιο σημαντικές παρατηρησιακές πηγές του Ήλιου των τελευταίων 30 ετών και αναμενόμενη συγκέντρωση εντός της τρέχουσας δεκαετίας. Κατά τις προηγούμενες τρεις δεκαετίες η συγκέντρωση έχει αυξηθεί κατά 6 τάξεις μεγέθους περίπου, ενώ αναμένεται να αυξηθεί κατά μία ακόμα τη δεκαετία που διανύουμε (Πηγή [κατόπιν άδειας]: Kevin Reardon, US National Solar Observatory).

μένα (metadata). Γίνεται λοιπόν φανερό ότι αναφερόμαστε σε ένα "οικοσύστημα" Μεγάλων Δεδομένων (Big Data) για την ανάλυση των οποίων οι παραδοσιακές μέθοδοι είναι στην πλειοψηφία τους ανεπαρκείς. Με σημερινούς όρους, μιλάμε πλέον για ανακάλυψη γνώσης (knowledge discovery) η οποία θα πρέπει να προκύψει μέσα από μεθόδους εξόρυξης δεδομένων (data mining) (δείτε, για παράδειγμα, το βιβλίο των Han, Kamber and Pei, 2011, για μια ενδελεχή περιγραφή). Οι μέθοδοι εξόρυξης δεδομένων αποσκοπούν στην εξαγωγή μοτίβων (patterns) με απώτερο σκοπό την ανάλυση και φυσική ερμηνεία των δεδομένων αυτών.

Το καίριο ερώτημα, συνεπώς, αφορά στο ποιες είναι οι πιο ενδεδειγμένες μέθοδοι εξόρυξης δεδομένων και ανακάλυψης γνώσης σε περιβάλλοντα Μεγάλων Δεδομένων. Αν τα μοτίβα αναζητούνται σε πολυπαραμετρικούς χώρους μεταδεδομένων, τότε οι μόνες κλασσικές μέθοδοι επεξεργασίας που έχουμε στη διάθεσή μας είναι κατά βάση αυτές της ανάλυσης κύριων συνιστωσών (principal component analysis – Jolliffe, 1986; Jolliffe and Cadima, 2016) και της διακριτικής ανάλυσης (discriminant analysis – Klecka, Iversen and Klecka, 1980; McLachlan, 2004). Σχετικά πρόσφατη εξέλιξη αποτελούν όμως οι μέθοδοι της μηχανικής μάθησης (machine learning) και της βαθείας μάθησης (deep learning), οι οποίες κυριολεκτικά διαμορφώνουν τις εξελίξεις στην εξόρυξη δεδομένων. Δεν είναι λίγοι αυτοί που ισχυρίζονται ότι βρισκόμαστε εν μέσω μιας επανάστασης ως προς τις τεχνολογικές μας δυνατότητες στην εξόρυξη δεδομένων για την επίλυση σύγχρονων προβλημάτων του "πραγματικού κόσμου" (real-world problems) (π.χ., McLachlan, 2004; Dean, Patterson and Young, 2018).

Σε μια επιφανειαχή προσπάθεια ορισμού των παραπάνω εννοιών, χάριν συντομίας, θα λέγαμε ότι η μηχανική μάθηση είναι μια φυσική απόρροια της συνέλιξης της Στατιστικής και της Επιστήμης των Ηλεκτρονικών Υπολογιστών η οποία επιχειρεί να απαντήσει στο εξής ερώτημα (Mitchell, 2006): πώς μπορούμε να κατασκευάσουμε υπολογιστικά συστήματα τα οποία βελτιώνονται αυτόματα με απόκτηση εμπειρίας μέσω συσσώρευσης δεδομένων χαι ποιοι είναι οι θεμελιώδεις νόμοι αυτής της μαθησιαχής διαδιχασίας; Εξάλλου, σύμφωνα με τον M. Hargrave⁸, η βαθεία μάθηση αφορά σε ένα υποσύνολο των μεθόδων μηχανικής μάθησης και βασίζεται σε νευρωνικά δίκτυα τα οποία μιμούνται τον ανθρώπινο εγκέφαλο στη σύλληψη μοτίβων από δεδομένα και τη συνακόλουθη λήψη αποφάσεων. Οι μέθοδοι μηχανικής μάθησης μπορεί να είναι επιβλεπόμενες (supervised) ή μη επιβλεπόμενες (non-supervised), με τις πρώτες να επιδιώχουν χατά βάση την ταξινόμηση (classification) δεδομένων σε γνωστές κατηγορίες αφού εκπαιδευτούν σε προ-ταξινομημένα δεδομένα, και τις δεύτερες να επιδιώχουν σμηνοποίηση (clustering) δεδομένων χαι να έχουν εχπαιδευτεί σε δεδομένα που δεν είναι προ-ταξινομημένα. Υπάρχουν πλεονεκτήματα και μεινονεκτήματα και στις δύο πρακτικές, αλλά ένα από τα μεγάλα ζητήματα στην εφαρμογή μη επιβλεπόμενων μεθόδων μηχανικής μάθησης είναι η αδυναμία ερμηνείας του τρόπου με τον οποίο παράγεται αποτέλεσμα. Σε πολυπαραμετρικούς χώρους μεταδεδομένων, συνεπώς, πρακτικά δεν γνωρίζουμε ποιες παράμετροι είναι οι σημαντικότερες στην εξαγωγή στατιστικών μοτίβων, με αποτέλεσμα τη μεγάλη δυσχέρεια στη φυσική ερμηνεία των μοτίβων αυτών. Το πρόβλημα επιδεινώνεται αχόμα περισσότερο με τις μεθόδους βαθείας μάθησης για τις οποίες η αδυναμία ερμηνείας, χυρίως στη λήψη σημαντικών αποφάσεων, έχει ωθήσει αρκετούς ερευνητές να θέσουν θέματα ηθικής, απορρίπτοντας εν πολλοίς τη χρήση τους (για παράδειγμα, Woodson, 2018; Rudin, 2019).

Για να μπορέσουν να αποδώσουν, τόσο οι μέθοδοι μηχανικής όσο και αυτές βαθείας μάθησης θα πρέπει να εκπαιδετούν σε (προ-ταξινομημένο ή μη) σύνολο δεδομένων και κατόπιν να δοκιμαστούν σε ανεξάρτητο αλλά ομοειδές σύνολο δοκιμών. Και οι δύο κατηγορίες μεθόδων απαιτούν μεγάλο όγκο δεδομένων με τις μεθόδους βαθείας μάθησης να απαιτούν τον μεγαλύτερο. Ως εκ τούτου, οι μέθοδοι μηχανικής και βαθείας μάθησης είναι ενδεδειγμένες επιλογές για περιβάλλοντα Μεγάλων Δεδομένων. Σε μια εξαιρετική εισαγωγή στη βαθεία μάθηση, οι Goodfellow, Bengio, Courville et al. (2016) υποστηρίζουν ότι αχόμα χαι για μια επιβλεπόμενη μέθοδο βαθείας μάθησης, η απόδοση του ανθρώπινου εγκεφάλου σε σύνολο δοκιμών 5000 δειγμάτων υπερβαίνεται όταν η μέθοδος έχει προηγουμένως εκπαιδευτεί σε σύνολο 10 εκατομμυρίων προ-επεξεργασμένων δειγμάτων. Εφόσον αυτό ισχύει, τίθενται ζητήματα ως προς το ποια συστήματα επιδέχονται μεθόδους βαθείας μάθησης. Στην πρόγνωση φυσικών καταστροφών (ανεμοστρόβιλοι, κατολισθήσεις, τυφώνες, σεισμοί κτλ.), για παράδειγμα, είναι βέβαιο ότι τα δείγματα δεδομένων προς εκπαίδευση δεν επαρχούν, ενώ επαρχούν σε άλλες περιπτώσεις όπως π.χ. η αναγνώριση μοτίβων σε ειχόνες (pattern recognition).

Με τους παραπάνω προβληματισμούς σε πλήρη εξέλιξη και τη ζωηρή συζήτηση ανάμεσα σε ερευνητές πολλαπλών γνωστικών αντικειμένων, ήταν απλώς ζήτημα χρό-

⁸What is Deep Learning? (https://www.investopedia.com/terms/d/deep-learning.asp)

νου η εφαρμογή μεθόδων μηχανικής και βαθείας μάθησης στην πρόγνωση του από τον Ήλιο προερχόμενου διαστημικού καιρού. Όπως θα δούμε στην επόμενη παράγραφο, ο ηλιακός καιρός αφορά σε ένα διασυνδεδεμένο φυσικό σύστημα Μεγάλων Δεδομένων, των οποίων τόσο ο όγκος (Σχ. Ε΄.1) όσο το χωροχρονικό εύρος και ο αριθμός διαστάσεων του παραμετρικού χώρου μεταδεδομένων είναι τεράστιοι. Στο άρθρο αυτό συζητούμε εν συντομία τις εξελίξεις όπως διαμορφώνονται και τις προκλήσεις που η κοινότητα των ηλιοφυσικών έχει να αντιμετωπίσει ώστε να επιτύχει μια κατά το δυνατό αξιόπιστη πρόγνωση.

Ε΄.2 Ο ηλιαχός χαιρός ως πρόβλημα Μεγάλων Δεδομένων

Ο ηλιακός καιρός είναι το τμήμα του διαστημικού καιρού που οφείλεται στην εκρηκτική ηλιακή δραστηριότητα. Αυτή συνοψίζεται γραφικά στο Σχ. Ε΄.2 και αποτελείται από:

- Τις εκλάμψεις (flares), οι οποίες είναι εκλύσεις μαγνητικής ενέργειας μέσω ισχυρής ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που εκτείνεται σε ολόκληρο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα, από τη ραδιοφωνική ακτινοβολία ως τις ακτίνες X και γ.
- Τις εκτινάξεις στεμματικής μάζας (coronal mass ejections CMEs) κατά τις οποίες ολόκληρα τμήματα του μαγνητισμένου ηλιακού στέμματος αποσταθεροποιούνται και εξακοντίζονται στην ηλιόσφαιρα και τον διαπλανητικό χώρο.
- Τα γεγονότα ηλιαχών ενεργητιχών σωματιδίων (solar energetic particle [SEP] events) τα οποία είναι κατανομές σχετικιστιχών σωματιδίων (πρωτονίων, κατά βάση) που επιταχύνονται είτε απευθείας από τις εκλάμψεις είτε, κυρίως, από τα κρουστικά κύματα που δημιουργούν οι CMEs.

Αυτού του είδους η εχρηχτιχή δραστηριότητα παράγεται από μια μειοψηφία μαγνητιχών ενεργών περιοχών, ή χέντρων δράσης, στον Ήλιο. Ο λόγος της ύπαρξής της, αντιχείμενο έντονου ερευνητιχού ενδιαφέροντος, είναι η συσσωρευμένη μαγνητιχή ενέργεια που υπάρχει στα χέντρα δράσης χαι μπορεί να χαταβάλει το ενεργειαχό τίμημα, χαθώς χαι άλλες θεμελιώδεις φυσιχές παράμετροι, όπως λόγου χάρη η μαγνητιχή ελιχότητα. Λεπτομερή χαι πρόσφατα άρθρα επισχόπησης σε θέματα εχρηχτιχών χαι μη χέντρων δράσης έχουν γραφεί από τους Toriumi and Wang (2019); Georgoulis, Nindos and Zhang (2019); Patsourakos, Vourlidas, Török et al. (2020).

Σε μια σύντομη στατιστική περιγραφή, οι εκλάμψεις είναι το συχνότερο φαινόμενο και είναι δυνατό να συνδέονται με αντιστοιχες CMEs. Όσο εντονότερη είναι η έκλαμψη (με την ένταση των εκλάμψεων να μετράται κατά σύμβαση από τη μέγιστη φωτονική ροή σε μαλακές ακτίνες X περιοχής μηκών κύματος 1 - 8 Å), τόσο πιθανότερο είναι αυτές να συνδέονται με ταχείες CMEs. Ταχείες CMEs, με ταχύτητες διάδοσης κοντά στον Ήλιο > 750 km/s, προέρχονται αποκλειστικά από κέντρα δράσης, ενώ αρκετά βραδύτερες CMEs προέρχονται κατά βάση από τον ήρεμο Ήλιο. Ο ήρεμος Ήλιος δεν δίνει μεγάλες εκλάμψεις ενώ στα κέντρα δράσης η έκλαμψη είναι αναγκαία (αλλά όχι ικανή) συνθήκη για μια CME ενώ εκλάμψεις μπορούν να προκύψουν με ή χωρίς CME. SEPs θα προκύψουν στην περίπτωση δημιουργίας κρουστικού κύματος (shock) το οποίο προηγείται μιας ταχείας CME και επιπλέον όταν η κατευθυντικότητα της διαδιδόμενης δομής προσανατολίζει χονδρικά το νέφος των



Σχήμα Ε΄.2: Γραφική αναπαράσταση του ηλιακού καιρού με τη συσχέτιση των ηλιακών εκλάμψεων, CMEs και SEPs και τη διάδοσή τους στην εσωτερική ηλιόσφαιρα. Τα φωτόνια των εκλάμψεων και των CMEs ανιχνεύονται με τηλεπισκοπικά όργανα ενώ οι ποσοτικές παράμετροι των CMEs και των SEPs μόνο με επιτόπια όργανα διαστημοπλοίων που βρίσκονται πέρα από το γεωδιάστημα (Πηγή: NASA / Solar Sentinels: Report of the Science and Technology Definition Team).

σχετικιστικά επιτυχυνόμενων σωματιδίων προς τη Γη. Κατά συνέπεια, τα SEPs είναι η σπανιότερη, στατιστικά, έκφανση της εκρηκτικής ηλιακής δραστηριότητας. Μια εξαιρετική μελέτη των παραπάνω συσχετίσεων έχει γίνει από τους Papaioannou, Sandberg, Anastasiadis et al. (2016), με χρήσιμες επιπλέον αναφορές εντός.

Σε άλλη μια πρόχειρη, αδημοσίευτη αχόμα, μελέτη εχλάμψεων, CMEs και SEPs κατά την ειχοσαετία 1997 - 2017, η οποία εμπεριέχει τα σημαντιχότερα τμήματα δύο ηλιαχών χύχλών (23 και 24), παρατηρήσαμε ότι μία στις τρεις από τις ισχυρότερες εχλάμψεις (χλάσης X) σχετίζεται με SEPs στο γεωδιάστημα, ενώ μία στις δώδεχα ταχείες CMEs σχετίζεται με SEPs στο γεωδιάστημα. Αν τώρα πάρουμε τις ταχείς CMEs που διαδίδονται χυρίως χατά μήχος της νοητής γραμμής Ηλίου – Γης (halo CMEs), τότε η αναλογία CMEs – SEPs αυξάνει δραματιχά (1.8:1). Για την περίοδο ενδιαφέροντος (04/1997 – 11/2017) σημειώσαμε συνολιχά 23,129 εχλάμψεις μιχρού χαι μεγάλου μεγέθους, 29,390 CMEs (ταχείς χαι βραδείς, με τη μεγάλη πλειοψηφία υπερέβαιναν τις τιμές χατωφλίου για να χαραχτηριστούν ως τέτοια.

Ας υποθέσουμε τώρα ότι επιθυμούμε να προβλέψουμε τον ηλιαχό χαιρό, ιδανιχά σε όλες τις εχφάνσεις του, χάτι το οποίο προς το παρόν είναι πέραν των δυνατοτήτων μας. Μια προσέγγιση θα μπορούσε να είναι αυτή του Σχ. Ε΄.3: προσπαθούμε κατ' αρχήν να προβλέψουμε τις (στατιστιχά συχνότερες) εχλάμψεις χαι συγχεχριμένα το χρόνο εχδήλωσης χαι το μέγεθός τους. Στη συνέχεια, μας ενδιαφέρει αν η έχλαμψη που προβλέπουμε θα σχετίζεται με μία CME ή όχι. Αν η πρόβλεψή μας συνηγορεί στην εχδήλωση CME, τότε μας ενδιαφέρει (α) αν χαι πότε αυτή θα φτάσει



Σχήμα Ε΄.3: Μια πιθανή σχηματική προσέγγιση στην πρόγνωση όλων των εκφάνσεων του ηλιακού καιρού. Η πρόγνωση ξεκινά από τα κέντρα δράσης στον Ήλιο και έχει τρία επίπεδα – για εκλάμψεις, CMEs και SEPs. Οι εικόνες με σχήμα σταγόνας και το γράφημα των χρονοσειρών είναι πραγματικές παρατηρήσεις και δίνονται ως τυπικά παραδείγματα.

στο γεωδιάστημα και (β) αν θα είναι σε θέση να διαταράξει τη γήινη μαγνητόσφαιρα, δημιουργώντας μαγνητικές καταιγίδες και υποκαταιγίδες. Αν δεν προβλέπεται CME, τότε μας ενδιαφέρει αν η έκλυση ενέργειας στην έκλαμψη θα δώσει ένα γεγονός SEP στο γεωδιάστημα. Αν η πρόβλεψη συνηγορεί στην εκδήλωση SEP, το οποίο στην περίπτωση αυτή θα έχει μορφή δέσμης σχετικιστικών σωματιδίων (π.χ., Rust, Haggerty, Georgoulis et al., 2008; Vainio, Valtonen, Heber et al., 2013), τότε μας ενδιαφέρουν η μέγιστη ροή πρωτονίων (ή και ηλεκτρονίων) σε συγκεκριμένα ενεργειακά κανάλια αλλά και το συνολικό σωματιδιακό περιεχόμενο σε αυτά τα κανάλια (fluence). Στην περίπτωση που προβλέπεται CME, μας ενδιαφέρει πιθανό SEP λόγω επιτάχυνσης από το κρουστικό κύμα της CME. Αν η εκδήλωση SEP θεωρείται πράγματι πιθανή, τότε μας ενδιαφέρουν (α) η άφιξη του γεγονότος στο γεωδιάστημα, η μέγιστη ροή και το συνολικό σωματιδιακό περιεχόμενο, αλλά αυτή τη φορά και η χρονική εξέλιξη (temporal profile) του γεγονότος, η οποία θα μας αποδώσει μια ακριβή εικόνα της διάρκειας συναρτήσει της έντασής του.

Η παραπάνω απλοϊκά διατυπωμένη προσέγγιση πρόγνωσης του ηλιακού καιρού είναι στην πράξη ένα γιγαντιαίο πρόβλημα το οποίο ενέχει χωροχρονικές διαστάσεις της τάξης των οκτώ(!) τάξεων μεγέθους (Σχ. Ε΄.4). Λαμβάνοντας υπόψη και τον τεράστιο όγκο δεδομένων και μεταδεδομένων, συχνά από διαφορετικές αποστολές (Σχ. Ε΄.1), γίνεται σαφές ότι η πρόγνωση του ηλιακού καιρού (ακόμα και επιμέρους εκφάνσεών του) είναι ένα πρόβλημα Μεγάλων Δεδομένων.



Σχήμα Ε΄.4: Χωρική (πάνω) και χρονική (κάτω) έκταση των εκφάνσεων του ηλιακού καιρού. Στη χωρική κατανομή έχουμε κλίμακες που μεταβάλλονται από < 1 km, όπου εκδηλώνεται η μαγνητική ανασύνδεση που οδηγεί σε εκλάμψεις, έως ~ 1.5×10^8 km που είναι η μέση απόσταση Γης – Ηλίου. Στη χρονική κατανομή έχουμε κλίμακες που μεταβάλλονται από μερικά δευτερόλεπτα ή δεκάδες δευτερολέπτων (διάρκεια των εκλάμψεων) έως μία εβδομάδα (~ 10^6 s) όπου θα μπορούσε να κρατήσει η επίδραση μιας ισχυρής γεωμαγνητικής καταιγίδας. Αν μάλιστα, μας ενδιαφέρουν τα φαινόμενα αθροιστικά σε βάθος ηλιαχού κύκλου (~ 11 yrs), τότε το άνω όριο της χρονικής κλίμακας εκτινάσσεται σε ~ 10^8 s.

Ε΄.3 Εφαρμογή μεθόδων μηχανικής και βαθείας μάθησης

Το πρώτο ιστορικά πρόβλημα πρόγνωσης ηλιακού καιρού με το οποίο ασχολήθηκε η κοινότητα των ηλιοφυσικών ήταν αυτό της πρόγνωσης εκλάμψεων. Ενώ ιδιαίτερα ενδιαφέρουσες μέθοδοι πρόγνωσης εμφανίστηκαν από το 1990 και μετά (δείτε τη σύντομη επισκόπηση του Georgoulis, 2012), η πρώτη εφαρμογή μεθόδων μηχανικής μάθησης ήταν αυτή των Qahwaji and Colak (2007). Σε αυτές τις μελέτες χρησιμοποιήθηκαν μέθοδοι επιβλεπόμενης μηχανικής μάθησης όπως η μηχανή διανυσμάτων υποστήριξης (support vector machine – SVM), αλλά και διάφορα νευρωνικά δίκτυα. Στη δεύτερη εργασία των Qahwaji, Colak, Al-Omari et al. (2008), μάλιστα, έγινε και προσπάθεια σύνδεσης εκλάμψεων CMEs. Από τότε ως σήμερα έχουν γραφτεί κυριολεκτικά εκατοντάδες άρθρα και το πεδίο ακόμα διαμορφώνεται, οπότε ακόμα δεν έχει γραφτεί μια εμπεριστατωμένη επισκόπηση των μεθόδων πρόγνωσης εκλάμψεων με μεθόδους τεχνητής νοημοσύνης. Ένα κομβικό σημείο της έντονης πορείας των τελευταίων 15 ετών ήταν η εργασία των Bobra and Couvidat (2015) στην οποία χρησιμοποιήθηκε SVM το οποίο εφαρμόστηκε σε παραμετρικό χώρο μεταδεδομένων 25 διαστάσεων με χρήση της νέας, τότε, υπηρεσίας μαγνητογραμμάτων Space Weather HMI Active Region Patches (SHARPs – Bobra, Sun, Hoeksema et al., 2014) του τηλεσχοπικού μαγνητογράφου Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) της αποστολής Solar Dynamics Observatory (SDO). Στη μελέτη των Bobra and Couvidat (2015) έγινε και ταξινόμηση της σημασίας των παραμέτρων στην πρόγνωση με χρήση κατάλληλων δειχτών (parameter ranking).

Αναφερθήκαμε ήδη στην εκθετική ανάπτυξη της χρήσης μεθόδων μηχανικής μάθησης στην πρόγνωση του ηλιαχού χαιρού – ανάλογη ανάπτυξη λαμβάνει χώρα χαι στην πρόγνωση του διαστημικού καιρού στο σύνολό του, δηλαδή στις μαγνητοσφαιρικές διαταραχές της Γης και άλλων πλανητών, τις ζώνες Van Allen, την επίδραση των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων κτλ. Αυτή την πρόοδο προσπάθησε να αποτυπώσει το πρόσφατο βιβλίο των Camporeale, Wing and Johnson (2018) με τίτλο "Τεχνικές Μηχανικής Μάθησης για τον Διαστημικό Καιρό", το οποίο αποτελεί κείμενο αναφοράς για την κοινότητα. Στο μεταξύ, άρχισαν να εμφανίζονται και μέθοδοι βαθείας μάθησης για την πρόγνωση εκλάμψεων (π.χ., Nishizuka, Sugiura, Kubo et al., 2018; Huang, Wang, Xu et al., 2018; Park, Moon, Shin et al., 2018), αν και το ερώτημα της εφαρμοσιμότητας αυτών των μεθόδων λόγω του σχετικά μικρού αριθμού εκλάμψεων για την εκπαίδευσή τους (Goodfellow, Bengio, Courville et al., 2016) παραμένει ανοικτό. Έως τώρα, σε κάθε περίπτωση, δεν έχει προκύψει ξεκάθαρα προτιμητέα μέθοδος πρόγνωσης εκλάμψεων όπως συνάγεται από σειρά πρόσφατων μελετών στις οποίες συμμετείχε σημαντικό μέρος της κοινότητας (Barnes, Leka, Schrijver et al., 2016; Leka, Park, Kusano et al., 2019a,b; Park, Leka, Kusano et al., 2020).

Σε ανάλογο συμπέρασμα κατέληξε και το μεγάλο πρόγραμμα FLARECAST της Ευρωπαϊκής Επιτροπής με συντονιστή το ΚΕΑΕΜ της Ακαδημίας Αθηνών, αν και προέχυψαν από αυτό εξαιρετικές μελέτες πρόγνωσης εκλάμψεων (π.χ., Florios, Kontogiannis, Park et al., 2018; Campi, Benvenuto, Massone et al., 2019). Στα συμπεράσματα του προγράμματος, το οποίο στηρίχθηκε σε μεθόδους πρόγνωσης μηχανικής μάθησης, τόσο επιβλεπόμενες (ταξινόμησης) όσο και μη επιβλεπόμενες (σμηνοποίησης) συμπεριλαμβάνεται και το ότι η εγγενής στοχαστικότητα της εκδήλωσης εκλάμψεων δημιουργεί προβλήματα προβλεψιμότητας. Η εργασία των Campi, Benvenuto, Massone et al. (2019), για παράδειγμα, χρησιμοποίησε διάφορες μεθόδους μηχανικής μάθησης σε παραμετρικό χώρο μεταδεδομένων 171 διαστάσεων(!), ο οποίος είναι μαχράν ο μεγαλύτερος που έχει μελετηθεί. Ένα άλλο σημαντικό συμπέρασμα, το οποίο θα συζητήσουμε στο πλαίσιο των προκλήσεων παρακάτω, είναι ότι η σημασία της επιλογής της μεθόδου μηχανικής μάθησης ίσως τελικά να μην είναι μεγαλύτερη αυτής της ακεραιότητας της προετοιμασίας, αλλά και της αντιμετώπισης άλλων εγγενών προκλήσεων. Με άλλα λόγια, αρκετά διαφορετικές μεταξύ τους μέθοδοι προετοιμασμένες με επιμέλεια δίνουν παρόμοια αποτελέσματα, όλα ενδεχομένως χατώτερα των προσδοκιών. Τα συνολικά αποτελέσματα του προγράμματος FLARECAST συμπεριλαμβάνονται στο χεντριχό άρθρο του προγράμματος (Georgoulis, Bloomfield, Piana et al., 2021) το οποίο αναμένεται να δημοσιευθεί σύντομα.

Στο μεταξύ, η πρόγνωση των CMEs και των SEPs πριν από την εκδήλωσή τους στον Ήλιο έχει μόλις ξεκινήσει (π.χ., Falconer, Moore, Barghouty et al., 2014; Anastasiadis, Papaioannou, Sandberg et al., 2017; Pagano, Mackay and Yardley, 2019; Liu, Liu, Wang et al., 2020), σε αντίθεση με την πρόγνωση των χρόνων άφιξης των CMEs στο γεωδιάστημα και την ηλιοσφαιρική πρόγνωση των SEPs, αντικείμενα για τα οποία υπάρχει ήδη ογκώδης βιβλιογραφία.

Η λεπτομερής συζήτηση μεθόδων μηχανικής μάθησης και αποτελεσμάτων τους εκφεύγει του σκοπού μας σε αυτό το άρθρο. Αντίθετα, εδώ θα συζητηθούν οι βασικές αρχές εφαρμογής μεθόδων μηχανικής και βαθείας μάθησης με σκοπό την ανάδειξη των πολλαπλών προκλήσεων που αυτές ενέχουν, καθώς και πιθανών διεξόδων.

Δοθείσα μέθοδος πρόγνωσης, ανεξαρτήτως λεπτομερειών, έχει πολλά χοινά στοιχεία με μια θεωρία, της οποίας σχοπός είναι να οδηγεί σε επαληθεύσιμες (ή ιχανές να δοχιμαστούν, εν γένει) προβλέψεις (π.χ., Popper, 2005). Σχετιχό διάγραμμα δίνεται στο Σχ. Ε΄.5. Κάθε μέθοδος ενέχει ένα θεωρητικό υπόβαθρο το οποίο χρησιμοποιείται εφόσον αυτό κρίνεται σκόπιμο για το υπό εξέταση πρόβλημα. Για να οδηγήσει η μέθοδος σε προβλέψεις, όμως, χρειάζονται δεδομένα στα οποία να μπορεί να εφαρμοστεί. Στην πρόγνωση του ηλιαχού χαιρού τα δεδομένα αυτά δίνονται ως ένας πολυπαραμετρικός χώρος μεταδεδομένων που προκύπτουν από τα πρωτογενή παρατηρησιακά δεδομένα. Επιπλέον, το θεωρητικό υπόβαθρο θα πρέπει να μετουσιωθεί σε μια μέθοδο πρόγνωσης η οποία να εφαρμοστεί στα μεταδεδομένα. Έτσι προχύπτουν διάφορες κατηφορίες μεθόδων πρόγνωσης μηχανικής ή βαθείας μάθησης οι οποίες στηρίζονται σε έννοιες όπως, λόγου χάρη, δέντρα αποφάσεων (decision trees), διανύσματα υποστήριξης (support vectors), συναρτήσεις χόστους (cost functions) που θα πρέπει να ελαχιστοποιηθούν, και πολλά άλλα. Τέλος, υπάρχει το καθοριστικό βήμα της επαλήθευσης (verification) ή επιχύρωσης (validation) το οποίο θα ποσοτιχοποιήσει την ποιότητα και την αξιοπιστία του εγχειρήματος.



Σχήμα Ε΄.5: Γενικά βήματα εφαρμογής μιας μεθόδου πρόγνωσης, από τις θεωρητικές της καταβολές ως και την επαλήθευσή της σε επίπεδο δεδομένων, μοντέλου και απόδοσης του μοντέλου.

Σε αυτό αχριβώς το σημείο, όμως, υπάρχει παρανόηση από μέρους αρχετών ερευνητικών ομάδων: η επαλήθευση σαφώς δεν αφορά μόνο στα αποτελέσματα και την απόδοση της μεθόδου, όπως αρχετοί εχτιμούν. Αντίθετα, ενέχει τρία ανεξάρτητα και αυθύπαρχτα βήματα (Σχ. Ε΄.5): την επαλήθευση δεδομένων (data verification), μοντέλου (model verification) και αποτελεσμάτων πρόγνωσης (performance verification). Σε αυτά τα τρία βήματα θα αναφερθούμε στην Παρ. Ε΄.5.

Πριν όμως προχωρήσουμε σε αυτή τη συζήτηση, είναι σημαντικό να αναφερθούμε σύντομα σε τέσσερις βασικές προκλήσεις για την εφαρμογή μεθόδων μηχανικής ή / και βαθείας μάθησης για την πρόγνωση του ηλιακού καιρού.

Ε'.4 Προχλήσεις στην προετοιμασία των μεθόδων πρόγνωσης του ηλιαχού χαιρού

Θα συζητήσουμε εδώ τέσσερις βασικές προκλήσεις και συγκεκριμένα:

- Τη διαδικασία εκπαίδευσης και δοκιμής (training and testing) των μεθόδων πρόγνωσης.
- Το πρόβλημα του συνεχώς μεταβαλλόμενου κλιματολογικού υποβάθρου (varying climatology).
- Το πρόβλημα της πολύ μεγάλης ανισορροπίας ανάμεσα στο θετικό και το αρνητικό δείγμα (severe class imbalance).
- Το ζήτημα των πιθανώς ανεκμετάλλευτων δυνανοτήτων των μεθόδων μηχανικής, κυρίως, μάθησης (untapped potential).

Εκπαίδευση και δοκιμή: Ας υποθέσουμε, χάριν απλότητας, ότι το πρόβλημα πρόγνωσης που αντιμετωπίζουμε έχει μόνο δύο κατηγορίες ή φάσεις: μια θετική, την οποία επιθυμούμε να προβλέψουμε, και μια αρνητική, η οποία δεν περιέχει γεγονότα που μας ενδιαφέρουν. Η εκπαίδευση αλλά και η δοκιμή της όποιας μεθόδου πρόγνωσης θα πρέπει να γίνει σε προσεκτικά επιλεγμένα δείγματα Μεγάλων Δεδομένων τα οποία να περιέχουν τόσο τη θετική όσο και την αρνητική κατηγορία.

Προσεκτική επιλογή σημαίνει (α) στατιστικά ικανά δείγματα θετικών και αρνητικών κατηγοριών, τόσο στο σύνολο εκπαίδευσης όσο και στο σύνολο δοκιμής, τα οποία (β) να είναι απολύτως ανεξάρτητα μεταξύ τους. Μπορούμε εύκολα να κατανοήσουμε τη σημασία των στατιστικά ικανών δειγμάτων για την εξαγωγή αποτελέσματος με στατιστική βαρύτητα. Η ανεξαρτησία των δειγμάτων εκπαίδευσης και δοκιμής, εξάλλου, έχει στόχο να εφαρμόσει τη μέθοδο πρόγνωσης μηχανικής μάθησης σε ομοειδή, άλλά όχι όμοια, δεδομένα.

Για παράδειγμα, εκπαιδεύοντας μια μέθοδο σε μεταδεδομένα παρατηρήσεων ηλιακών κέντρων δράσης τα οποία ανήκουν τόσο στη θετική (έδωσαν μεγάλες εκλάμψεις) όσο και στην αρνητική (χωρίς μεγάλες εκλάμψεις) κατηγορία, δεν μπορούμε να δοκιμάσουμε εκ των υστέρων τη μέθοδο σε κανένα από αυτά τα κέντρα δράσης. Μια πρακτική για να επιτευχθεί αυτό είναι ο χρονικός διαχωρισμός (time partitioning) του διαθέσιμου δείγματος (Σχ. Ε΄.6) σε διαφορετικές εποχές ή φάσεις του ηλιακού κύκλου.

Η πρακτική, επαναλαμαβόμενη σε αρκετές εργασίες, του να εναλάσσονται τυχαία χρονικά διαστήματα (π.χ., 24ωρα) εκπαίδευσης και δοκιμής, ωθεί τη μέθοδο να απομνημονεύει χαρακτηριστικά και μοτίβα αντί να τα μαθαίνει. Αυτό συμβαίνει γιατί τα κέντρα δράσης έχουν χρόνο ζωής εβδομάδων και με αυτό τον τρόπο τμήματα του χρόνου ζωής του ίδιου κέντρου δράσης χρησιμοποιούνται εναλλάξ για εκπαίδευση και δοκιμή. Καταλήγουμε τότε σε πλασματικά αποτελέσματα για τη μέθοδο, σε σημαντική αντιδιαστολή με αντίστοιχα αποτελέσματα αν η μέθοδος εφαρμοστεί σε εντελώς άγνωστο δείγμα. Το πρόβλημα έχει συζητηθεί εκτενώς από τους Barnes, Leka, Schrijver et al. (2016); Leka, Park, Kusano et al. (2019a); Angryk, Martens, Aydin et al. (2020); Cinto, Gradvohl, Coelho et al. (2020), ενώ οι Campi, Benvenuto,



Σχήμα Ε΄.6: Παράδειγμα χρονικού διαχωρισμού ηλιακών κέντρων δράσης κατά τη διάρκεια του τελευταίου, 24ου, ηλιακού κύκλου σε πέντε τμήματα (partitions). Καθένα από αυτά περιέχει στατιστικά ικανό δείγμα κέντρων δράσης με ή χωρίς εκλάμψεις και δίνει τη δυνατότητα εκπαίδευσης και δοκικής σε οποιοδήποτε ζεύγος τμημάτων (συνολικά είκοσι πιθανά ζεύγη). Για λόγους εποπτείας, δίνεται στον κατακόρυφο άξονα ο μηνιαίος μέσος όρος του αριθμού των ηλιακών κηλίδων (Πηγή: Ahmadzadeh, Hostetter, Aydin et al. (2019)).

Massone et al. (2019) προχώρησαν σε απόπειρα υπολογισμού του μεγέθους της πλασματικής απόδοσης, με αξιοσημείωτα αποτελέσματα.

Μεταβαλλόμενο κλιματολογικό υπόβαθρο: Ενώ δεν υπάρχει αμφιβολία ότι οι κανόνες που αναφέραμε προηγουμένως για την εκπαίδευση και τη δοκιμή μεθόδων μηχανικής μάθησης πρέπει να τηρούνται, τήρησή τους με χρήση χρονικού διαχωρισμού όπως στο Σχ. Ε΄.6 ενέχει άλλες προκλήσεις: σημαίνει κατά βάση ότι εκπαιδεύουμε μια μέθοδο σε μία φάση του ηλιακού κύκλου και τη δοκιμάζουμε σε μια άλλη. Διαφορετικές, όμως φάσεις του ηλιακού κύκλου σημαίνει δυστυχώς διαφορετικές συχνότητες εμφάνισης ηλιακών εκρήξεων ή, στη στατιστική γλώσσα, διαφορετική κλιματολογία. Σχετικό παράδειγμα δίνεται στο Σχ. Ε΄.7.

Σύγκριση των Σχ. Ε΄.6 και Ε΄.7 δίνει άμεσα την εικόνα της μειωμένης συχνότητας εμφάνισης κατά την αυξητική (rise, 2010 – 2011) και μειωτική (decay, 2015 – 2017) φάση του ηλιακού κύκλου σε αντίθεση με το ηλιακό μέγιστο (maximum, 2012 – 2014). Οι δύο παρατηρημένες κορυφές του μεγίστου του 24ου κύκλου (Σχ. Ε΄.6) αποτυπώνονται επίσης στην κλιματολογία των εκλάμψεων. Τέλος, αποτυπώνεται ένα στατιστικό χαρακτηριστικό αρκετών ηλιακών κύκλων με παροδικά αυξημένη κλιματολογία κατά τη μειωτική φάση του κύκλου (δεύτερο μισό του 2017).

Η μεταβλητή κλιματολογία είναι σημαντική πρόκληση, την επίδραση της οποίας δεν έχουμε ακόμα ποσοτικοποιήσει πλήρως. Μια ενδεχόμενη, αλλά ανέφικτη επί του παρόντος, λύση είναι η στοχευμένη εκπαίδευση μιας μεθόδου σε συγκεκριμένες φάσεις του ηλιακού κύκλου και η δοκιμή σε αντίστοιχες φάσεις άλλων κύκλων. Αυτή η πρακτική είναι ανέφικτη γιατί έχουμε συστηματικά μεταδεδομένα κέντρων δράσης στον Ήλιο μόνο για τους τελευταίους δύο ηλιακούς κύκλους (23ο και 24ο). Επιπλέον, σε πρακτικό επίπεδο, η αλλαγή των φάσεων του ενδεκαετούς ηλιακού κύκλου είναι σταδιακή και διαρκεί πολλούς μήνες, συνεπώς θα πρέπει να καταρτιστεί σχέδιο εφαρμογής της μεθόδου με διαφορετικά χαρακτηριστικά για την εναλλαγή φάσεων,



Σχήμα Ε΄.7: Τετραμηνιαίος μέσος όρος των ημερήσιων συχνοτήτων εκλάμψεων τριών διαφορετικών κλάσεων (C και πάνω, με μπλε, M και πάνω, με πράσινο, X και πάνω, με κόκκινο) κατά τον τελευταίο, 24ο ηλιακό κύκλο. Η κάθετη διακεκομμένη γραμμή διαχωρίζει μια περίοδο δύο ετών (Ιανουάριος 2016 - Δεκέμβριος 2017) ενώ οι οριζόντιες αναδεικνύουν τις μέσες συχνότητες σε αυτή την περίοδο (Πηγή: Leka, Park, Kusano et al. (2019a), κατόπιν επεξεργασίας).

με αμφίβολα αποτελέσματα.

Ανισορροπία δείγματος: Ένα χαρακτηριστικό των μεθόδων μηχανικής μάθησης είναι ότι αναμένουν τη θετική και αρνητική κατηγορία (ή κατηγορίες, σε περιπτώσεις πολυκατηγορικών προβλημάτων πρόγνωσης) να έχουν ιδανικά το ίδιο μέγεθος. Κάτι τέτοιο, όμως, είναι σαφές ότι δεν ισχύει στις περισσότερες περιπτώσεις. Ας πάρουμε για παράδειγμα μια σημαντική χρονική περίοδο (π.γ., έναν αιώνα) ζητώντας τον αριθμό των ημερών που προκέψυψε σε συγκεκριμένη γεωγραφική περιοχή σεισμός πάνω από 6 βαθμούς της κλίμακας Richter. Είναι σαφές ότι η συντριπτική πλειοψηφία των 24ώρων που θα επιλεγούν ανήχει στο αρνητιχό δείγμα (όχι σεισμός με αυτά τα χαρακτηριστικά), με μια ιδιαίτερα ισχνή μειοψηφία στο θετικό. Όσο μεγαλώνει το μέγεθος που χρησιμοποιούμε ως κατώφλι του γεγονότος, τόσο μεγαλώνει η ανισορροπία του θετικού προς το αρνητικό δείγμα μέχρι να φτάσουμε σε εξαιρετικά σπάνια γεγονότα, τα οποία συμβολικά ονομάζουμε "μαύρους κύκνους" (black swans) ή "δράχοντες βασιλείς" (dragon kings) (π.χ., Taleb, 2007; Sornette and Ouillon, 2012). Κατ' αναλογία, εκλάμψεις κλάσης Χ10 και πάνω ανήκουν ουσιαστικά σε αυτές τις κατηγορίες (κανένα ή < 5 τέτοια γεγονότα ανά ενδεκαετή ηλιακό κύκλο). Η πρώτη παρατηρημένη έκλαμψη από τον Λόρδο Carrington (Carrington, 1859), λόγου χάρη, η οποία με τη σημερινή ταξινόμηση θα χαρακτηριζόταν πιθανώς ως έκλαμψη κλάσης X45 (Cliver and Dietrich, 2013), αναγνωρίζεται ως γεγονός που συμβαίνει χονδρικά μία φορά ανά αιώνα.

Παρότι επιχειρώντας να προβλέψουμε τέτοια ακραία φαινόμενα είναι ίσως ένας ευσεβής πόθος λόγω του εξαιρετικά μικρού στατιστικού δείγματος, η ανισορροπία δείγματος μπορεί να μειώσει σημαντικά την απόδοση των μεθόδων μηχανικής μάθησης και για εκλάμψεις πολύ μικρότερου μεγέθους. Στο Σχ. Ε΄.8 (αριστερά) δίνεται το πλήθος των εκλάμψεων τεσσάρων κλάσεων που παρατηρήθηκαν κατά τον 230 ηλιακό κύκλο μαζί με ειδικά μεταφρασμένα στιγμιότυπα εκλάμψεων για τον 240 κύκλο (δεξιά) με σκοπό να χρησιμοποιηθούν για την εκπαίδευση μεθόδων μηχανικής μάθησης. Παρατηρούμε τη σημαντική ανισορροπία ανάμεσα στο θετικό και το αρνητικό δείγμα αν ως θετικό τμήμα θεωρήσουμε τις εκλάμψεις κλάσης Μ και Χ (υπερ-κλάση MX) και ως αρνητικό δείγμα την υπερ-κλάση CBN, ενώ η ανισορροπία διογκώνεται σημαντικά αν ως θετικό δείγμα θεωρήσουμε μόνο τις εκλάμψεις κλάσης Χ και ως αρνητικό δείγμα όλες τις υπόλοιπες κλάσεις.



Σχήμα Ε'.8: (Αριστερά) Το πλήθος των εκλάμψεων τάξης C1 και πάνω, M1 και πάνω, X1 και πάνω και X5 και πάνω για τον 23ο ηλιακό κύκλο (1995 – 2006). (Δεξιά) το αντίστοιχο πλήθος μεταφρασμένο σε στιγμιότυπα (instances) παραθύρου πρόβλεψης 24 ωρών και χρονικού βήματος 1 ώρας για το μεγαλύτερο τμήμα του 24ου ηλιακού κύκλου (2010 - 2018) και για καθένα από τα χρονικά τμήματα του Σχ. Ε'.6. Η ταξινόμηση αυτή έχει γίνει για λόγους εκπαίδευσης μεθόδων μηχανικής μάθησης ενώ χρησιμοποιούνται τέσσερις κλάσεις εκλάμψεων (B1 και πάνω, C1 και πάνω, M1 και πάνω και X1 και πάνω) μαζί με τα στιγμιότυπα χωρίς εκλάμψεις (N). Οι λόγοι μεγεθών των υπερ-κλάσεων XM και CBN (δηλ. μεγάλες εκλάμψεις προς μικρές εκλάμψεις ή μη εκλάμψεις) δίνονται πάνω από κάθε στήλη για κάθε χρονικό τμήμα. Το ιστόγραμμα δεξιά προέρχεται από τους Ahmadzadeh, Hostetter, Aydin et al. (2019).

Για την αντιμετώπιση του προβλήματος της ανισορροπίας δείγματος έχουν γραφτεί αρχετές μελέτες, τόσο γενιχά (Kubat, Matwin et al., 1997; Japkowicz and Stephen, 2002; Ganganwar, 2012; Longadge and Dongre, 2013) όσο χαι στο θέμα της πρόγνωσης εχλάμψεων (π.χ., Bloomfield, Higgins, McAteer et al., 2012; Bobra and Couvidat, 2015). Μια συστηματιχή προσέγγιση επιχειρείται από τους Ahmadzadeh, Aydin, Kempton et al. (2021), οι οποίοι εξετάζουν την επίδραση λύσεων που περιλαμβάνουν τεχνητή επαύξηση δείγματος (oversampling) για το θετιχό δείγμα, τεχνητή απομείωση δείγματος (undersampling) για το αρνητιχό δείγμα χαι παράγοντες βάρους (misclassification weights) στη συνάρτηση που ελαχιστοποιείται στη μέθοδο μηχανιχής μάθησης. Η ανάλυση εφαρμόζεται στα μεταφρασμένα δείγματα του Σχ. Ε΄.8 (δεξιά) χαι οδηγεί, μεταξύ άλλων, σε προτιμητέα χρήση παραγόντων βάρους. Σε χάθε περίπτωση, το πρόβλημα παραμένει ανοιχτό αχόμα χαι αναμένεται μια πλήρης ειχόνα της επίπτωσης που έχει η ανισορροπία δείγματος στην απόδοση των μεθόδων μηχανιχής μάθησης.

Ανεκμετάλλευτες δυνατότητες: Επικρατεί προβληματισμός σχετικά με το αν εκμε-

ταλλευόμαστε όλες τις δυνατότητες που παρέχουν οι μέθοδοι μηχανικής μάθησης σε προβλήματα πρόγνωσης του ηλιακού καιρού. Συγκεκριμένα, οι περισσότερες απόπειρες πρόγνωσης του ηλιακού καιρού (εκλάμψεων, κατά βάση), χρησιμοποιούν διάνυσμα μεταδεδομένων στον παραμετρικό χώρο όπου κάθε συνιστώσα του διανύσματος είναι διαφορετική και αφορά σε συγκεκριμένη φυσική παράμετρο. Ένα τέτοιο διάνυσμα, συνεπώς, αφορά σε ένα και μόνο χρονικό σημείο (point-in-time) στην εξέλιξη του κέντρου δράσης που μελετούμε. Η παρατηρούμενη εξέλιξη του κέντρου δράσης, όμως, οδηγεί στη λήψη χρονοσειρών (time series) τιμών για κάθε παράμετρο και συνεπώς σε χρονοσειρά του διανύσματος μεταδεδομένων και κάθε συνιστώσας του ξεχωριστά. Μια μειοψηφία μόνο των μεθόδων εκμεταλλεύεται αυτές τις χρονοσειρές για την πρόγνωση ενώ οι μέθοδοι μηχανικής μάθησης έχουν τη δυνατότητα αφομοίωσης χρονοσειρών με σκοπό τη βελτιστοποίηση της πρόγνωσης.

Έχουμε συνεπώς σε αντιδιαστολή δύο μεθοδολογίες πρόγνωσης: αυτή της πρόγνωσης της μελλοντικής εξέλιξης του συστήματος μέσω ενός μόνο σημείου (pointin-time forecasting) στο διάνυσμα μεταδεδομένων $\mathcal{M} \equiv \{M_1, M_2, ..., M_k\}$, όπου M_i , $i \in [1,k]$ είναι η τιμή μιας παραμέτρου σε συγκεκριμένο χρόνο, ίδιο για όλες τις παραμέτρους, και k είναι η διάσταση του παραμετρικού χώρου – και αυτή της πρόγνωσης μέσω χρονοσειρών (time series forecasting) στο διάνυσμα μεταδεδομένων $\mathcal{M} \equiv \{M_{ij}\}$ με $i \in [1, k]$ και $j \in [1, \ell]$ όπου ℓ είναι ο αριθμός των πρότερων χρονικών σημείων που συμμετέχουν στην πρόγνωση. Στην απλούστερη περίπτωση (k = 1), στην πρόγνωση χρονικού σημείου χρησιμοποιείται μόνο μια τιμή μιας φυσικής παραμέτρου ενώ στην πρόγνωση χρονοσειρών χρησιμοποιείται η χρονοσειρά της παραμέτρου. Ως παράδειγμα της πρόγνωσης μέσω χρονοσειρών παρατίθεται μια 24ωρη πρόγνωση (παράθυρο πρόγνωσης 24 ωρών) η οποία στηρίζεται σε χρονοσειρά μιας ή περισσότερων παραμέτρων σε βάθος παρελθόντος χρόνου 12 ωρών (παράθυρο παρατήρησης 12 ωρών), με ή χωρίς υστέρηση (latency) στην έναρξη ισχύος της πρόγνωσης. Ο αριθμός των σημείων l κάθε χρονοσειράς καθορίζεται από το μήκος της χρονοσειράς προς τη χρονική διακριτική ικανότητα, ή χρονικό βήμα (time step).

Η πρόγνωση με χρήση χρονοσειρών φαίνεται ότι έχει πλεονεκτήματα (Leka, Park, Kusano et al., 2019a,b; Park, Leka, Kusano et al., 2020) όπως έχει και αυτή του ιστορικού πρότερων εκλάμψεων (π.χ., Falconer, Moore, Barghouty et al., 2012) αλλά η πρόκληση βρίσκεται στο ποιες παράμετροι των χρονοσειρών θα χρησιμοποιηθούν. Η μέση τιμή (mean), ενδιάμεση τιμή (median), λοξότητα (skewness), ή κύρτωση (kurtosis) μιας χρονοσειράς, λόγου χάρη, είναι μερικές μόνο από τις δυνατότητες (π.χ., Leka and Barnes, 2003).

Μια μεθοδολογική προσέγγιση με χρήση χρονοσειρών δίνεται στο Σχ. Ε΄.9. Η παράμετρος ή παράμετροι που θα ληφθούν από τις χρονοσειρές δεν καθορίζονται και είναι θέμα επιλογής. Παρά ταύτα, η διάρθρωση του Σχ. Ε΄.9 επιτυγχάνει τη συνέχεια της πρόγνωσης. Αυτό που δυστυχώς προκαλεί, ειδικά στην περίπτωση $\tau << T_{obs}$, όμως, είναι η χρονική συνάφεια (temporal coherence) των χρονοσειρών παρατήρησης, αφού η μέθοδος εκπαιδεύεται σε σχεδόν ταυτόσημες χρονοσειρές (αν, π.χ. $\tau = 1$ ώρα και $T_{obs} = 12$ ώρες, τότε δύο διαδοχικές 12ωρες χρονοσειρές παρατήρησης είναι όμοιες μεταξύ τους σε ποσοστό ~ 92%, ή για 11 από τις 12 ώρες). Αυτό δημιουργεί άλλα ζητήματα υπερφίαλης απόδοσης της όποιας μεθόδου λόγω τεχνητής σμηνοποίησης σημείων στον πολυπαραμετρικό χώρο των μεταδεδομένων. Μια συστηματική μελέτη αυτής της επίπτωσης καθώς και της ανισορροπίας δείγματος γίνεται από



Σχήμα Ε΄.9: Παράδειγμα διάρθρωσης πολυπαραμετρικής χρονοσειράς που χρησιμοποιείται για πρόγνωση με μεθόδους μηχανικής μάθησης χρονικού βήματος τ, παραθύρου παρατήρησης χρονοσειρών $T_{obs} = 8\tau$, υστέρησης ισχύος πρόγνωσης $L = 4\tau$ και παραθύρου πρόγνωσης $T_{pred} = 6\tau$. Κατά την εκπαίδευση της μεθόδου, κάθε παράθυρο πρόγνωσης λαμβάνει ετικέτα που υποδηλώνει τη μεγαλύτερη έκλαμψη που σημειώθηκε στη διάρκεια του (Πηγή: Angryk, Martens, Aydin et al. (2020)).

τους Ahmadzadeh, Aydin, Kempton et al. (2021) με στόχο την κατά το δυνατό απρόσκοπτη χρήση των χρονοσειρών για την πρόγνωση του ηλιακού καιρού.

Ε΄.5 Επαλήθευση – επικύρωση

Αναφέραμε στα προηγούμενα (Σχ. Ε΄.5) ότι η επαλήθευση μιας μεθόδου πρόγνωσης ενέχει τρία ανεξάρτητα βήματα, αυτά της επαλήθευσης δεδομένων, μοντέλου και αποτελεσμάτων της πρόγνωσης, δηλαδή απόδοσης του μοντέλου. Στη συνέχεια συζητούνται περιληπτικά αυτά τα τρία βήματα.

Ε΄.6 Επαλήθευση δεδομένων

Είναι σημαντικό οι διαφορετικές μέθοδοι πρόγνωσης (στατιστικές ή μηχανικής μάθησης) να χρησιμοποιούν τα ίδια σύνολα εκπαίδευσης και δοκιμής. Με αυτό τον τρόπο η σύγκριση της απόδοσης τους γίνεται άμεση. Τα δείγματα εκπαίδευσης και δοκιμής όμως, είναι εξίσου απαραίτητο να είναι επικυρωμένα για στατιστική ακεραιότητα (ικανό πλήθος θετικού και αρνητικού δείγματος) και αξιοπιστία (κατά το δυνατό ακριβή δεδομένα). Αν τα δεδομένα αυτά είναι παρατηρησιακά, είναι σαφές ότι υπόκεινται σε σειρά αβεβαιοτήτων λόγω σφαλμάτων, ευαισθησίας, χωροχρονικής διακριτικής ικανότητας ή συνθηκών κόρου του οργάνου, καθώς και μη ιδανικών παρατηρησιακών συνθηκών, ανεξαρτήτως οργάνου. Μη ελεγμένα – και κατά το δυνατό διορθωμένα – δεδομένα για αυτές τις πηγές σφαλμάτων οδηγούν σε παραμορφωτικά μοτίβα και αντίστοιχα σφάλματα πρόγνωσης.

Μόλις τα τελευταία χρόνια έχει υιοθετηθεί και για την πρόγνωση εκλάμψεων η έννοια των συνόλων δεδομένων αναφοράς (benchmark datasets). Ο όρος είναι δανεισμένος από την επιστήμη των ηλεκτρονικών υπολογιστών και θεωρείται αναπόσπαστο τμήμα της εξόρυξης δεδομένων και της μηχανικής μάθησης (π.χ., Angryk, Martens, Aydin et al., 2020). Σημαίνει επαληθευμένα σύνολα εκπαίδευσης και δοκιμής υψηλής πιστότητας και ποιότητας στα οποία εφαρμόζονται διαφορετικές μέθοδοι πρόγνωσης με σχοπό να διαφανεί η συγχριτιχή αποτελεσματιχότητά τους ως προς την εχμάθηση μοτίβων. Δεδομένα αναφοράς για σύγχριση μεθοδων, τουλάχιστον στην πρόγνωση εκλάμψεων, έχουν χρησιμοποιηθεί από τους Barnes, Leka, Schrijver et al. (2016); Leka, Park, Kusano et al. (2019a); Georgoulis, Bloomfield, Piana et al. (2021), όμως στην εργασία των Angryk, Martens, Aydin et al. (2020) υπάρχει εκτενής συζήτηση της διαδιχασίας χαθαρισμού και διόρθωσης των δεδομένων, καθώς και της μεθοδολογίας που αχολουθείται σε περίπτωση δεδομένων που απουσιάζουν. Το σύνολο δεδομένων του Σχ. Ε΄.6 αποτελεί σύνολο αναφοράς που έχει ονομαστεί Space Weather Analytics for Solar Flares (SWAN-SF), με το σύνολο των επιβεβαιωμένων εκλάμψεων και από τα πέντε χρονικά τμήματα να δίνεται στο Σχ. Ε΄.10.



Σχήμα Ε'.10: Το λεγόμενο "διάγραμμα πεταλούδας" (butterfly diagram) των εχλάμψεων χατά τον 24ο ηλιαχό χύχλο με βάση το σύνολο δεδομένων αναφοράς SWAN-SF. Δίνεται το ηλιογραφιχό πλάτος του σημείου έναρξης των εχλάμψεων συναρτήσει του χρόνου εμφάνισης. Το σύνολο είναι επιβεβαιωμένο ως προς το χρόνο εμφάνισης, την χλάση, χαι τις ηλιογραφιχές συντεταγμένες των εχλάμψεων. Οι διάφορες χλάσεις των εχλάμψεων δίνονται με διάφορετιχά σύμβολα. (Πηγή: Angryk, Martens, Aydin et al. (2020)).

Αξίζει να σημειωθεί ότι τα σύνολα αναφοράς είναι ιδιαίτερα διαδεδομένα σε άλλους τομείς εξόρυξης δεδομένων με παραδείγματα τα σύνολα που υπάρχουν στις βάσεις δεδομένων Kaggle⁹ και ImageNet ¹⁰, όπου μάλιστα διοργανώνονται και διαγωνισμοί (competitions) μεθόδων σε συγκεκριμένα δείγματα αναφοράς.

⁹https://www.kaggle.com/

¹⁰http://www.image-net.org/

Ε΄.7 Επαλήθευση μοντέλου

Στην επαλήθευση μοντέλου πρόγνωσης πρέπει να επιβεβαιωθεί ότι το μοντέλο εν πολλοίς εκτελεί σωστά το σκοπό για τον οποίο έχει δημιουργηθεί. Αυτό σε γενικές γραμμές εμπεριέχει τρία επίπεδα: ένα θεωρητικό, όπου επαληθεύονται τα μαθηματικά τα οποία εκτελεί το μοντέλο (δηλαδή οι σωστοί νόμοι, αποδιδόμενοι σωστά στο μοντέλο) και δύο πρακτικά, όπου επαληθεύονται (α) ο αλγοριθμικός κώδικας του μοντέλου και (β) ότι το μοντέλο εφαρμόζεται στο σωστό πρόβλημα. Ένα εννοιολογικό σχεδιάγραμμα αυτών των επιπέδων επικύρωσης δίνεται στο Σχ. Ε΄.11.



Σχήμα Ε΄.11: Εννοιολογικό διάγραμμα επαλήθευσης υπολογιστικού μοντέλου. Διακρίνονται τα τρία επίπεδα επαλήθευσης και συγκεκριμένα αυτά του μαθηματικού υποβάθρου, της αλγοριθμικής κατασκευής και της εφαρμοσιμότητας στο φαινόμενο υπό μελέτη (μαύρα πλαίσια και αντίστοιχες ετικέτες). Όλα αυτά σχετίζονται μεταξύ τους μέσω εξαρτήσεων (μαύρα συνεχή τόξα) και επαληθεύσεων (κόκκινα διακεκομμένα τόξα). Πηγή: Thacker, Doebling, Hemez et al. (2004)).

Πιο συγκεκριμένα, ο Van Horn (1971) αναφέρει ότι η επαλήθευση ενός μοντέλου εμπεριέχει τα εξής βήματα:

- Συμμετοχή ειδικών (domain experts) στο πρόβλημα του οποίου η μελέτη επιχειρείται.
- Πιστοποίηση της ποιότητας των προσαρμογών (goodness of fits) με χρήση αληθινών δεδομένων.
- Εφαρμογή δοχιμών Turing (Turing, 1950) με αληθινά χαι συνθετιχά δεδομένα.

 Σύγκριση του αποτελέσματος του μοντέλου με το αποτέλεσμα του πραγματικού συστήματος (sanity check).

Τα παραπάνω βήματα επαναλαμβάνονται για διαφορετικές εκδοχές του μοντέλου ή / και για διαφορετικά μοντέλα που αποσκοπούν στη μελέτη του ίδιου φυσικού προβλήματος.

Ε΄.8 Επαλήθευση απόδοσης

Για την επαλήθευση της απόδοσης ενός μοντέλου πρόγνωσης θα πρέπει κατ' αρχήν να διευκρινίσουμε το είδος της πρόγνωσης του μοντέλου: είτε δυαδική, μέ δύο πιθανά αποτελέσματα, ΝΑΙ ή ΟΧΙ (δικατηγορική πρόγνωση), ή ένα διάνυσμα με συνιστώσες ένα από αυτά τα δύο αποτελέσματα (πολυκατηγορική πρόγνωση), είτε πιθανολογική, με αποτέλεσμα μία τιμή πιθανότητας ή ένα διάνυσμα πιθανοτήτων.

Επιπλέον είναι ιδιαίτερα χρήσιμη η έννοια του δείκτη ικανότητας (skill score [SS], π.χ., Murphy and Epstein (1989)), η οποία δίνεται από τη γενική εξίσωση

$$SS = \frac{S_{model} - S_{ref}}{S_{perfect} - S_{ref}} \quad , \tag{5.1}$$

όπου S_{model} είναι η τιμή (score) μιας παραμέτρου σύγκρισης του μοντέλου με τη φυσική πραγματικότητα (ground truth), S_{ref} είναι η αντίστοιχη τιμή της παραμέτρου ενός μοντέλου αναφοράς που χρησιμοποιείται για σύγκριση και $S_{perfect}$ είναι η τιμή της παραμέτρου της παραμέτρου στην περίπτωση τέλειας απόδοσης του μοντέλου.

Στην ευρέως απαντώμενη ειδική περίπτωση όπου $S_{perfect} = 0$ (για παράδειγμα, όταν η παράμετρος που χρησιμοποιείται είναι η μέση τιμή του τετραγώνου του σφάλματος [mean square error] ή η τεγραγωνική της ρίζα [root mean square error], με μηδενική τιμή σε περίπτωση πλήρους ταύτισης μοντέλου και φυσικής πραγματικότητας), τότε η εξίσωση (5.1) γίνεται

$$SS = 1 - \frac{S_{model}}{S_{ref}} \quad . \tag{5.2}$$

Είναι σαφές ότι τέλεια απόδοση δοθέντος μοντέλου σε αυτή την περίπτωση σημαίνει SS = 1, η οποία προκύπτει για $S_{model} = 0$ και $S_{ref} \neq 0$. Όπως θα δούμε παρακάτω, όμως, υπάρχει πλήθος εφαρμόσιμων δεικτών ικανότητας. Είναι μάλλον ανεδαφικό να θεωρούμε ότι ακόμα και ένας από αυτούς μπορεί να αποκτήσει τιμή 1, αλλά είναι εντελώς απίθανο να θεωρούμε ότι όλοι οι δείκτες ικανότητας για το όποιο μοντέλο γίνονται ταυτόχρονα ίσοι με τη μονάδα.

Στην απλούστερη δυνατή δυαδική πρόγνωση δύο κατηγοριών όπου ένα ΝΑΙ ή ένα ΟΧΙ χαρακτηρίζει την πρόγνωση ή μη του θετικού δείγματος, η επαλήθευση απόδοσης της πρόγνωσης συνεπάγεται έναν πίκανα 2×2 όπως αυτόν του Πίνακα 1.1. Οι τέσσερις τιμές του πίνακα αυτού σε πλήθος προγνώσεων N = TP + FP + TN + FNέχουν τις εξής έννοιες:

- ΤΡ: Αληθή θετικά (True Positives). Φορές όπου η πρόγνωση και η παρατήρηση συμφώνησαν στο ΝΑΙ (σωστή πρόγνωση).
- FP: Εσφαλμένα θετικά (False Positives). Φορές όπου η πρόγνωση έδωσε ΝΑΙ ενώ η παρατήρηση έδωσε ΟΧΙ (λάθος πρόγνωση).



Πίναχας 1.1: Πίναχας επιτυχίας (contingency table) δυαδιχής μεθόδου δύο χατηγοριών. Οι γραμμές του πίναχα δείχνουν την πραγματιχή συμπεριφορά του θετιχού δείγματος στο φυσιχό σύστημα (Α: παρατηρούμενο ΝΑΙ, Β: παρατηρούμενο ΟΧΙ), ενώ οι στήλες του πίναχα δίνουν τις προβλέψεις της μεθόδου (Α: προβλεπόμενο ΝΑΙ, Β: προβλεπόμενο ΟΧΙ). Οι τιμές του πίναχα σε πράσινο φόντο υποδηλώνουν σωστή πρόγνωση. Το άθροισμα των τιμών του πίναχα δίνει τον αριθμό των προγνώσεων με εφαρμοφή του μοντέλου.

- FN: Εσφαλμένα αρνητικά (False Negatives). Φορές όπου η πρόγνωση έδωσε ΟΧΙ ενώ η παρατήρηση έδωσε ΝΑΙ (λάθος πρόγνωση).
- ΤΝ: Αληθή αρνητικά (True Negatives). Φορές όπου η πρόγνωση και η παρατήρηση συμφώνησαν στο ΟΧΙ (σωστή πρόγνωση).

Από αυτή την απλή ταξινόμηση και τη γενική σχέση της Εξίσωσης (5.1) προκύπτει κυριολεκτικά πλήθος στατιστικών παραμέτρων και δεικτών ικανότητας (Πίνακας 1.2). Εκφεύγει του σκοπού μας η λεπτομερής συζήτηση καθενός από αυτούς, αλλά σημειώνουμε ότι με βάση αυτούς τους δείκτες μπορεί να ελεχθεί, μεταξύ άλλων, η ποιότητα της πρόγνωσης αναφορικά με την τυχαιότητα (Heidke skill score [HSS]) το κλιματολογικό υπόβαθρο (Appleman discriminant [AD]) και τη σχέση πιθανότητας πρόγνωσης (probability of detection [POD]) με την πιθανότητα εσφαλμένης πρόγνωσης (probability of false detection [POFD]), μέσω της μετρικής True Skill Statistic (TSS).

Στην πιθανολογική πρόγνωση $(0 \le p \le 1)$ τα ΝΑΙ ή ΟΧΙ αποτελούν ειδικές περιπτώσεις των άχρων του πεδίου τιμών της πιθανότητας (τυπικά p = 1 ή p = 0, αντίστοιχα). Επιπλέον, οι Εξισώσεις (5.1) και (5.2) εξακολουθούν να ισχύουν. Μάλιστα, ένας από τους πιο γνωστούς δείκτες ικανότητας προκύπτει από αυτή τη φιλοσοφία. Πρόκειται για τον δείκτη Brier (Brier skill score) (Brier, 1950) ο οποίος δίνεται από τη σχέση

$$BSS = 1 - \frac{BS_{model}}{BS_{ref}} \quad . \tag{5.3}$$

Name	Notation	Formula	Range
Accuracy	ACC	$\frac{\text{TP+TN}}{N}$	[0,1]
False alarm ratio	FAR	FP TP+FP	[0,1]
Bias	BIAS	TP+FP TP+FN	[0,∞]
Threat score	TS	$\frac{\text{TP}}{\text{TP}+\text{FN}+\text{FP}}$	[0,1]
Equitable threat score	ETS	$\frac{\text{TP}-R_{\text{ETS}}}{\text{TP}+\text{FN}+\text{FP}-R_{\text{ETS}}}$	$[-\frac{1}{3},1]$
		using $R_{\text{ETS}} = \frac{(\text{TP+FN})(\text{TP+FP})}{N}$	
Probability of detection	POD	TP TP+FN	[0,1]
Probability of false detection	POFD	FP FP+TN	[0,1]
Odds ratio	OR	TP·TN FN·FP	[0,∞]
Odds ratio skill score	ORSS	$\frac{(\text{TP-TN})-(\text{FN-FP})}{(\text{TP-TN})+(\text{FN-FP})}$	[-1,1]
Heidke skill score	HSS	$\frac{\text{TP+TN}-R_{\text{HSS}}}{N-R_{\text{HSS}}}$	[-1,1]
		using $R_{\text{HSS}} = \frac{(\text{TP+FN})(\text{TP+FP})+(\text{TN+FN})(\text{TN+FP})}{N}$	
True skill statistic	TSS	POD – POFD	[-1,1]
Symmetric extremal dependence index	SEDI	$\frac{\log(\text{POFD}) - \log(\text{POD}) - \log(1 - \text{POFD}) + \log(1 - \text{POD})}{\log(\text{POFD}) + \log(\text{POD}) + \log(1 - \text{POFD}) + \log(1 - \text{POD})}$	[-1,1]
Appleman's discriminant	AD	$\frac{\text{TN}-\text{FN}}{\text{FP}+\text{TN}} \text{if} (\text{TP}+\text{FN}) > (\text{FP}+\text{TN})$	$\left[-\frac{FN}{FP},1\right]$
		$\frac{\text{TP}-\text{FP}}{\text{FN}+\text{TP}}$ if $(\text{TP}+\text{FN}) < (\text{FP}+\text{TN})$	$\left[-\frac{FP}{FN},1\right]$

Πίνακας 1.2: Οι στατιστικές παράμετροι και δείκτες ικανότητας που χρησιμοποιούνται από τη "μηχανή επαλήθευσης" (verification engine) του προγράμματος FLARECAST της Ευρωπαϊκής Επιτροπής. Δίνονται η ονομασία, μαθηματική εξίσωση και το πεδίο τιμών κάθε παραμέτρου (Πηγή: Georgoulis, Bloomfield, Piana et al. (2021)).

Οι τιμές των παραμέτρου BS_{model} του μοντέλου προχύπτουν από την εξίσωση

$$BS_{model} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (o_i - p_i)^2,$$
(5.4)

όπου $o_i \equiv \{0,1\}$ είναι το αποτέλεσμα της παρατήρησης με 0 να σημαίνει OXI και 1 να σημαίνει NAI και $p_i \in [0,1]$ είναι το αποτέλεσμα της πρόγνωσης $i, i \equiv \{1,...,N\}$. Η τιμή της παραμέτρου αναφοράς BS_{ref} , εξάλλου, ορίζεται από την εξίσωση

$$BS_{ref} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (o_i - \bar{o})^2 \quad , \tag{5.5}$$

όπου $\bar{o}=(1/)\sum_i o_i$ είναι μέσος παράγοντας εμφάνισης του θετικού δείγματος, δηλαδή η κλιματολογία του φαινομένου.

Ο δείκτης ικανότητας BSS μπορεί να αναλυθεί σε τρεις επιμέρους όρους, αυτούς της αξιοπιστίας (reliability), διακριτικής ικανότητας (resolution) και αβεβαιότη-

τας (uncertainty) (Richardson, 2011). Καθένας τους προσφέρει διακριτή πληροφορία σχετικά με την ποιότητα της πιθανολογικής πρόγνωσης.

Το διάγραμμα συσχέτισης της σχετικής παρατηρησιακής συχνότητας (δηλαδή του πηλίκου των εμφανίσεων του θετικού δείγματος προς το συνολικό αριθμό δειγμάτων για τα οποία η πιθανότητα έχει συγκεκριμένη τιμή) με την αντίστοιχη πιθανότητα της πρόγνωσης λέγεται διάγραμμα αξιοπιστίας (reliability diagram) (π.χ., Broecker, 2011). Από τις γεωμετρικές ιδιότητες αυτού του διαγράμματος μπορούν επίσης να προκύψουν η αξιοπιστία και η διακριτική ικανότητα μιας πιθανολογικής πρόγνωσης, ή αντίστοιχα η έλλειψή τους. Δεδομένου ότι οι άξονες του διαγράμματος αξιοπιστίας είναι κανονικοποιημένοι στο διάστημα [0,1], τέλεια πιθανολογική πρόγνωση σημαίνει κατανομή των σημείων του κατά μήκος της πρώτης διαγωνίου του.

Ο συνδιασμός του δείκτη ικανότητας Brier και του διαγράμματος αξιοπιστίας σε μια πιθανολογική πρόγνωση είναι ιδιαίτερα ισχυρός, παρέχοντας πολύτιμη και συμπληρωματική πληροφορία. Αφένος εξετάζει την ποιότητα της πιθανολογικής πρόγνωσης, μέσω του διαγράμματος αξιοπιστίας, και αφετέρου την εγγύτητα της πιθανολογικής σε μια δυαδική πρόγνωση, μέσω του δείκτη ικανότητας Brier. Ο τελευταίος αυξάνει όσο η πιθανότητα πλησιάζει στη σωστή δυαδική κατάσταση $o \equiv \{0, 1\}$ μιας παρατήρησης (Εξισώσεις (5.3,5.4)), άρα σε περίπτωση υψηλού δείκτη Brier τα σημεία στο διάγραμμα αξιοπιστίας δημιουργούν σμήνη γύρω από τις τιμές (0,0) και (1,1).

Σημειώνουμε εδώ εν συντομία ότι το Κέντρο Community Coordinated Modeling Center (CCMC) της NASA έχει δημιουργήσει τρία "ταμπλό" (dashboards) στα οποία αποθηκεύονται τα αποτελέσματα μοντέλων πρόγνωσης εκλάμψεων CMEs¹¹, ¹² και SEPs¹³ με σκοπό τη συγκριτική μελλοντική αξιολόγηση των διαφορετικών μοντέλων πρόγνωσης. Επιπλέον, η σειρά συνεργατικών μελετών από τους Barnes, Leka, Schrijver et al. (2016); Leka, Park, Kusano et al. (2019a,b); Park, Leka, Kusano et al. (2020) είχε σκοπό τη συγκριτική επικύρωση απόδοσης διαφορετικών επιχειρησιακών (δηλαδή χρησιμοποιούμενων σε καθημερινή βάση) μεθόδων πρόγνωσης εκλάμψεων με επικυρωμένα δεδομένα αναφοράς. Η επικύρωση των μοντέλων θεωρήθηκε ότι έγινε ανεξάρτητα από τις διάφορες ομάδες εργασίας.

Ε'.9 Συνδυαστικό παράδειγμα πρόγνωσης ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων

Ένα από τα βασικά πλεονεκτήματα ενός συνόλου δεδομένων αναφοράς όπως το SWAN-SF είναι η επεκτασιμότητά του, τόσο η "οριζόντια" όσο και η "κάθετη" (Angryk, Martens, Aydin et al., 2020). Μια τέτοια επεκτασιμότητα έχει πάντα σκοπό να συμπεριλάβει ή να επιδιώξει νέα πληροφορία: συγκεκριμένα, "οριζόντια" επέκταση σημαίνει η προσθήκη νέων μεταδεδομένων, επίσης επικυρωμένων, με σκοπό την αύξηση των διαστάσεων του παραμετρικού χώρου. "Κάθετη" επέκταση σημαίνει τη δυνατότητα του συνόλου δεδομένων αναφοράς να επιδιώξει τη μελέτη και, ιδανικά, την επίλυση νέων προβλημάτων. Για τον ηλιακό καιρό (Σχ. Ε΄.3), η αυτοσυνεπής επέκταση σε διαφορετικά προβλήματα είναι εξαιρετικής σημασίας.

¹¹https://ccmc.gsfc.nasa.gov/challenges/flare.php

¹²https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/CMEscoreboard

¹³https://ccmc.gsfc.nasa.gov/challenges/sep.php

Ένα τέτοιο παράδειγμα περιγράφουμε εδώ, στηριζόμενοι σε ένα γενικευμένο SWAN-SF με σκοπό την πρόγνωση SEPs, με πρότερη όμως πρόγνωση εκλάμψεων και CMEs. Το εγχείρημα είναι τρέχουσα συνεργασία ανάμεσα στην Ομάδα Ανάλυσης Διαστημικής Ακτινοβολίας (Space Radiation Analysis Group [SRAG]) της NASA (Houston Space Flight Center) και του Εργαστηρίου Εξόρυξης Δεδομένων (Data Mining Lab [DMLab]) του Georgia State University των ΗΠΑ, στην οποία συμμετέχουμε με τεχνογνωσία. Οι "οριζόντιες" επεκτάσεις του SWAN-SF είναι η συσχέτιση των εκλάμψεών του με CMEs και αυτών με SEPs, χρησιμοποιώντας την εικοσαετή και πλέον (1997 - 2017) βάση δεδομένων που αναφέραμε στην Παρ.2. Οι "κάθετες" επεκτάσεις του SWAN-SF είναι αυτές της πρόγνωσης και με χρήση του υπάρχοντος πολυπαραμετρικού χώρου μεταδεδομένων.



Σχήμα Ε΄.12: Εννοιολογική προσέγγιση πρόγνωσης SEPs μέσω πρόγνωσης εκλάμψεων και CMEs σε δύο επίπεδα: αυτού της επιφυλακής (SEP Watch) και αυτού της προειδοποίησης (SEP Warning). Από το πρόγραμμα ISEP ανάμεσα στα GSU/DMLab και NASA/SRAG.

Δεν θα πρέπει να μας διαφεύγει η επέκταση της χωροχρονικής έκτασης των επιδιωκόμενων προγνώσεων με επέκταση της μεθόδου πρόγνωσης από τις εκλάμψεις στις CMEs και τα SEPs (Σχήμα Ε΄.4). Αυτό οδηγεί σε μεγάλη αύξηση των αβεβαιοτήτων που οφείλεται στη φυσική επέκταση από την κατώτερη ατμόσφαιρα του Ήλιου στο ανώτερο στέμμα και την εσωτερική ηλιόσφαιρα (από την Ήλιο στη Γη). Για να αντιμετωπίσουμε αυτό το πρόβλημα, επικεντρωθήκαμε σε πρόγνωση δύο επιπέδων (Σχήμα Ε΄.12) και συγκεκριμένα του επιπέδου επιφυλακής (SEP Watch) και του επιπέδου προειδοποίησης (SEP Warning).

Το επίπεδο επιφυλακής ενεργοποιείται όταν οι συνθήκες στην κατώτερη ηλιακή ατμόσφαιρα είναι τέτοιες που ευνοούν εκρήξεις (εκλάμψεις και CMEs), ενδεχομένως συνοδευόμενες από SEPs. Συνεπώς, πριν την πρόγνωση SEPs επιτελείται πρόγνωση εκλάμψεων και CMEs. Κατάλληλες συνθήκες για εκρήξεις σημαίνει πολύπλοκα κέντρα δράσης με ηλιογραφικές συντεταγμένες τέτοιες ώστε τα προϊόντα τυχόν εκρήξεών τους να είναι σε θέση να επηρεάσουν το γεωδιάστημα. Το επίπεδο επιφυλακής αποδίδει αναμενόμενες τιμές μέγιστης ροής πρωτονίων σε διάφορα ενεργειαχά χανάλια, το συνολικό σωματιδιακό περιεχόμενο στα ίδια κανάλια και ένα αναμενόμενο χρονικό προφίλ, το οποίο συνάγεται με διάφορους τρόπους. Κάποιοι από αυτούς είναι στατιστικοί, με χρήση θεωρητικών προφίλ (κατανομών) συναρτησιακού τύπου ορθολογαριθμικής (lognormal) κατανομής, κατανομής Weibull ή εκθετικά επαυξημένης Γκαουσιανής (exponentially enhanced Gaussian). Ανάλογες μελέτες (Kahler and Ling, 2017, 2018) έχουν επίσης χρησιμοποιήσει στατιστικές μεθόδους και κάποιες από αυτές τις κατανομές, όμως η καινοτομία του προγράμματος που συζητούμε είναι και η ταυτόχρονη χρήση μεθόδων μηχανικής μάθησης με σκοπό το κατά το δυνατό καλύτερο ποσοτικό αποτέλεσμα. Συνεπώς, το επίπεδο επιφυλακής δεν ενεργοποιείται απλά για να δώσει μια εκτίμηση ότι ένα ή περισσότερα SEPs είναι αρκετά πιθανά (αρκετά πάνω από την κλιματολογία) εντός του παραθύρου πρόγνωσης, αλλά προσφέρει και αναμενόμενες τιμές των μεγεθών που συνεισφέρουν σε μια αποτελεσματική πρόγνωση των SEPs. Κάποιες παράμετροι (π.χ., η κατευθυντικότητα πιθανού CME) οι οποίες δεν είναι δυνατό προβλεφθούν πριν την έχρηξη λαμβάνονται στο πνεύμα του χειρότερου σεναρίου (worst-case scenario). Στην περίπτωση των CMEs το χειρότερο σενάριο είναι η πλήρης ηλιοσφαιρική διάδοσή τους στη γραμμή Ηλίου-Γης (full halo events).

Το επίπεδο προειδοποίησης ενεργοποιείται όταν μια ηλιαχή έχρηξη έχει ήδη συμβεί, με τα προϊόντα της υπό παρατήρηση. Τότε, οι αναμενόμενες τιμές των SEPs (αν υποθέσουμε ότι το επίπεδο επιφυλαχής ήταν ενεργοποιημένο) επιχαιροποιούνται με βάση τα παρατηρούμενα, αντί για τα προβλεπόμενα, μεγέθη. Το επίπεδο επιφυλαχής μπορεί να μην χαταλήξει σε ισχυρή προειδοποίηση για SEPs όμως σε περίπτωση που αυτή είναι ισχυρή υπάρχουν στατιστιχές σχέσεις χαι για τον χρόνο άφιξης των SEPs στο γεωδιάστημα (π.χ., Papaioannou, Sandberg, Anastasiadis et al., 2016; Georgoulis, Papaioannou, Sandberg et al., 2018).

Πρόγνωση SEPs με πρότερη πρόγνωση των πηγών τους στον Ήλιο (εχλάμψεις και CMEs) έχει επιχειρηθεί και από τους Anastasiadis, Papaioannou, Sandberg et al. (2017); Aminalragia-Giamini, Jiggens, Anastasiadis et al. (2020), στο πλαίσιο των προγραμμάτων FORSPEF και ASPECS, αντίστοιχα, της ESA. Θεωρούμε, όμως, ότι είναι η πρώτη φορά που χρησιμοποιείται σε αυτό το πρόβλημα η μεθοδολογία των επιπέδων επιφυλαχής και προειδοποίησης. Είναι δανεισμένη από την πρόγνωση των φυσιχών καταστροφών όπως, π.χ., των ανεμοστρόβιλων (tornadoes). Σε όλες τις ΗΠΑ, αλλά κυρίως στις περιοχές που μαστίζονται από ανεμοστρόβιλους, υπάρχει το επίπεδο επιφυλαχής (tornado watch) σε μια μεγάλη έχταση, όταν οι γενιχές ατμοσφαιριχές συνθήχες ευνοούν την εχδήλωση (ατμοσφαιριχές χοάνες χτλ.), και το επίπεδο προειδοποίησης (tornado warning) για μιχρότερες περιοχές, όταν υπάρχει τουλάχιστον ένας ανεμοστρόβιλος στο έδαφος (touch down). Η πρόγνωση των δύο επιπέδων γίνεται με σχοπό να ελεγχθούν οι αβεβαιότητες της πρόγνωσης, δηλ. να ελαχιστοποιηθούν οι αριθμοί εσφαλμένων θετιχών και εσφαλμένων αρνητιχών (FP και FN, αντίστοιχα, στον Πίναχα 1.1).

Στο Σχ. Ε΄.13 δίνεται η ως τώρα προσέγγιση για την επίτευξη του επιπέδου επιφυλακής. Αυτό το σχέδιο αφορά σε επιχειρησιακή (operational) εφαρμογή της μεθόδου και μπορεί να δώσει δύο αποτελέσματα, για δεδομένο παράθυρο πρόγνωσης. Πέραν της ενεργοποίησης του επιπέδου επιφυλακής, η άλλη δυνατότητα είναι



Σχήμα Ε΄.13: Σχέδιο εργασίας (blueprint) για την επίτευξη του επιπέδου επιφυλαχής για τα SEPs. Με χρήση μεταδεδομένων χαι μεθόδων πρόγνωσης εχλάμψεων, CMEs χαι SEPs, η διαδιχασία δίνει δύο πιθανά αποτελέσματα: είτε επίπεδο επιφυλαχής (SEP Watch) είτε Όλα Καθαρά (All Clear).

να δώσει Όλα Καθαρά (All Clear), δηλαδή ότι εντός του παραθύρου πρόγνωσης δεν αναμένεται κανένα γεγονός SEP με χαρακτηριστικά που να υπερβαίνουν προαποφασισμένα κατώφλια. Ο χαρακτηρισμός Όλα Καθαρά είναι εξίσου σημαντικός σε επιχειρησιακό επίπεδο γιατί εκφράζει σχετική βεβαιότητα στη λήψη αποφάσεων για την εκτέλεση δραστηριοτήτων στο διάστημα οι οποίες θα μπορούσαν να επηρεαστούν δυσμενώς από SEPs.

Ο λόγος ύπαρξης του παραπάνω προγράμματος δεν είναι άλλος από το πρόγραμμα Artemis της NASA¹⁴ το οποίο αποσχοπεί σε επανδρωμένη αποστολή στη Σελήνη κατά το μέσο της παρούσας δεχαετίας, την πρώτη μετά τη λήξη του προγράμματος Apollo το 1972, με απώτερο σχοπό επανδρωμένη αποστολή στον Άρη. Τα γεγονότα SEPs είναι σε θέση να προχαλέσουν οξύ σύνδρομο αχτινοβολίας ή αχόμα και θάνατο σε ανεπαρχώς προστατευμένους αστροναύτες στην επιφάνεια της Σελήνης, οπότε μια χατά το δυνατό αξιόπιστη πρόγνωσή τους είναι χεφαλαιώδους σημασίας. Είναι από τις σχετιχά λίγες ως τώρα περιπτώσεις όπου οι μέθοδοι μηχανιχής μάθησης χαλούνται να παίξουν σημαίνοντα ρόλο στη λήξη αποφάσεων που επηρεάζουν αχόμα χαι την ανθρώπινη ζωή. Ανάλογο του Artemis πρόγραμμα υλοποιείται και από την ESA με την ονομασία Σεληνιαχό Χωριό (Moonvillage)¹⁵.

Ε'.10 Συζήτηση και συμπεράσματα

Σε αυτή την περίληψη αναφερθήκαμε στις διαφορετικές εκφάνσεις του ηλιακού καιρού και παράλληλα σε ένα αναπτυσσόμενο εννοιολογικό πλαίσιο της επιστήμης υπολογιστών συγκλίνοντας στο συμπέρασμα ότι ο ηλιακός καιρός, δηλαδή το ηλιακό "άκρο" του διαστημικού καιρού, είναι ένα κατεξοχήν παράδειγμα φυσικού συστήματος Μεγάλων Δεδομένων. Τα Μεγάλα Δεδομένα σε αυτή την περίπτωση προέρχονται τόσο από τη μεγάλη χωροχρονική έκταση των διαφόρων εκφάνσεων και πτυχών του ηλιακού καιρού όσο και από τον εξαιρετικά πολυπαραμετρικό χώρο μεταδεδομένων,

¹⁴https://www.nasa.gov/artemisprogram

¹⁵https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Videos/2016/03/Moon_Village2
ο οποίος προέρχεται από την ανάλυση πρωτογενών παρατηρησιακών δεδομένων που εκφράζουν φυσικές ιδιότητες των ηλιακών κέντρων δράσης. Λόγω του τεράστιου πλήθους δεδομένων, η χρήση των μεθόδων μηχανικής μάθησης σε περιβάλλοντα Μεγάλων Δεδομένων αυξάνεται εκθετικά στην εποχή μας, ενώ υπάρχει διάχυτη η αίσθηση ότι ακόμα δεν έχουμε εξερευνήσει το εύρος των δυνατοτήτων αυτών των μεθόδων. Ταυτόχρονα, εκφράζεται ανησυχία για ένα υποσύνολο των μεθόδων μηχανικής μάθησης και συγκεκριμένα αυτών της βαθείας μάθησης, λόγω της σχεδόν απόλυτης αδυναμίας ερμηνείας των αποτελεσμάτων τους. Το πεδίο εξελίσσεται έντονα και είναι σχεδόν αδύνατο να προβλεφθούν οι αναδυόμενες δυνατότητες αυτών των μεθόδων και εφαρμογών, αχόμα και στο σχετικά κοντινό μέλλον.

Κύριο μέλημα σε περιβάλλοντα Μεγάλων Δεδομένων είναι η εξόρυξη δεδομένων με σχοπό την λεγόμενη αναχάλυψη γνώσης. Τα δεδομένα που εξορύσσονται είναι μοτίβα, χρονοσειρές χαι ιδιότητες, εν γένει, οι οποίες είναι χρίσιμες για την χατανόηση και ερμηνεία των φυσιχών συστημάτων που μελετούνται. Οι μέθοδοι μηχανιχής μάθησης, συμπεριλαμβανομένων χαι των μεθόδων βαθείας μάθησης, αποσχοπούν στη βελτιστοποίηση της διαδιχασίας εξόρυξης δεδομένων.

Αφήνοντας προς το παρόν τις μεθόδους βαθείας μάθησης, για τις οποίες δεν είμαστε καν βέβαιοι ότι είναι εφαρμόσιμες στην πρόγνωση του ηλιακού καιρού, οι επιβλεπόμενες μέθοδοι μηχανικής μάθησης έχουν πολλές προκλήσεις να αντιμετωπίσουν πριν να είναι σε θέση να εφαρμοστούν με κατάλληλο τρόπο. Για την πρόγνωση του ηλιαχού χαιρού, σε αυτές τις προχλήσεις περιλαμβάνονται (α) η εχπαίδευση και δοκιμή των μεθόδων, (β) το συνεχώς μεταβαλλόμενο κλιματολογικό υπόβαθρο, εξαιτίας των διαφορετικών φάσεων του ηλιακού κύκλου, (γ) το πρόβλημα της πολύ μεγάλης ανισορροπίας ανάμεσα στο θετικό δείγμα των εκρήξεων, του οποίου επιχειρείται πρόγνωση, και το αρνητικό δείγμα της μεγάλης πλειοψηφίας των περιστάσεων που δεν ενέχουν εκρήξεις και (δ) το ζήτημα των ανεκμετάλλευτων δυνατοτήτων των μεθόδων, για το οποίο αχόμα δεν έχουμε αχριβή ειχόνα. Η πρώτη πρόχληση φαίνεται να αντιμετωπίζεται στη βάση του χρονικού διαχωρισμού, ώστε τα δείγματα δοκιμής και εκπαίδευσης να είναι εντελώς διαφορετικά μεταξύ τους, όμως οι άλλες τρεις προκλήσεις είναι ακόμα υπό διερεύνηση. Τα ως τώρα δεδομένα συνηγορούν στην εισαγωγή συντελεστών βάρους αντιστρόφως ανάλογων με τη σχετική ανισορροπία των δειγμάτων αλλά και στη βέλτιστη χρήση χρονοσειρών και φυσικής εξέλιξης για την εκμετάλλευση των δυνατοτήτων που προσφέρουν οι μέθοδοι μηχανικής μάθησης. Ειδικά για τις χρονοσειρές, υπάρχει και η πρόκληση της επιλογής των πιο κατάλληλων χαρακτηριστικών της χρονοσειράς αλλά και η τεχνητά προκαλούμενη χρονική συνάφεια η οποία θα πρέπει να λαμβάνεται πάντα υπόψη, ειδικά για λεπτομερή χρονικά βήματα αλλαγής και παράθυρα παρατήρησης με πολύ μεγαλύτερο εύρος από το χρονικό βήμα.

Πριν την εφαρμογή των μεθόδων μηχανικής μάθησης, τόσο τα δεδομένα που χρησιμοποιούνται για εκπαίδευση και δοκιμή όσο και το μοτέλο καθαυτό θα πρέπει να επικυρωθούν. Μια εξαιρετική μέθοδος επικύρωσης δεδομένων είναι αυτή της δημιουργίας συνόλων δεδομένων αναφοράς, η ποιότητα των οποίων έχει ελεγχθεί με σκοπό να αποτελεί την καλύτερη δυνατή πηγή δεδομένων για τα μοντέλα που θέλουμε νε δοκιμάσουμε. Ένα μεγάλο πλεονέκτημα των συνόλων δεδομένων αναφοράς είναι η επεκτασιμότητά τους, η οποία συμβολικά χαρακτηρίζεται ως "οριζόντια" ή "κάθετη". Στην οριζόντια επέκτασή τους, τα σύνολα εμπλουτίζονται με επιπλέον παραμέτρους μεταδεδομένων, των οποίων η ποιότητα έχει επίσης ελεχθεί, κατά βάση με τον ίδιο τρόπο που έχουν ελεγχθεί και τα άλλα μεταδεδομένα που ήδη περιλαμβάνονται. Αυτή η επέκταση γίνεται για δύο λόγους: είτε για τη βελτίωση της απόδοσης του μοντέλου ή των μοντέλων στο αρχικό πρόβλημα (στην περίπτωση του ηλιακού καιρού, στην πρόγνωση εκλάμψεων) είτε για την επέκταση σε άλλο συγγενές πρόβλημα ή προβλήματα (πρόγνωση CMEs ή/και SEPs.) Στη δεύτερη περίπτωση, η επέκταση του συνόλου δεδομένων αναφοράς χαρακτηρίζεται ως κάθετη.

Την επικύρωση δεδομένων πρέπει να ακολουθεί η επικύρωση μοντέλου. Αυτή αποσκοπεί στο να επιβεβαιώσει ότι (α) το χρησιμοποιούμενο μοντέλο μπορεί να χρησιμοποιηθεί στο πρόβλημα που μελετούμε και (β) το χρησιμοποιούμενο μοντέλο επιτελεί την εργασία που επιθυμούμε χωρίς λάθη ή παραλείψεις. Για παράδειγμα, οι μέθοδοι βαθείας μάθησης δεν είναι ακόμα ξεκάθαρο αν μπορούν να εφορμοστούν σε προβλήματα πρόγνωσης του ηλιακού καιρού λόγω περιορισμένου αριθμού γεγονότων του θετικού δείγματος. Ξεκαθαρίζοντας αυτό το ερώτημα είναι ένα από τα ζητούμενα της επικύρωσης μοντέλου. Επιπλέον απαιτείται στενή συνεργασία ανάμεσα σε επιστήμονες που ασχολούνται με το φυσικό πρόβλημα και σε επιστήμονες υπολογιστών, ώστε να ελεχθεί το χρησιμοποιούμενο μοντέλο από κάθε πιθανή πλευρά και σε κάθε δυνατή πτυχή του. Το πρόβλημα της ερμηνείας των μοντέλων που υλοποιούν μεθόδους βαθείας μάθησης είναι ακόμα απολύτως ανοικτό.

Υποθέτοντας ότι οι μέθοδοι μηχανικής μάθησης καταλήγουν σε κάποιο αποτέλεσμα, η απόδοσή τους θα πρέπει επίσης να επικυρωθεί. Ως προς αυτή την κατεύθυνση, η οποία για την πρόγνωση του ηλιαχού χαιρού έχει λάβει τη μερίδα του λέοντος της προχοσής, είναι σαφές ότι υπάρχει πλήθος στατιστικών παραμέτρων και δεικτών ικανότητας. Εξίσου σαφές, όμως, είναι και ότι αυτά τα εργαλεία δεν μπορούν να χρησιμοποιούνται άχριτα. Κάθε παράμετρος ή δείχτης ιχανότητας έχει ξεκάθαρη συλλογιστική η οποία είναι – ή δεν είναι – εφαρμόσιμη στο πρόβλημα που μελετούμε. Σε περίπτωση σπάνιων ή πολύ σπάνιων φαινομένων, για παράδειγμα, η αχρίβεια (Accuracy [ACC] στον Πίναχα 1.2) δεν έχει νόημα: ο αριθμός των σωστών αρνητικών (TN) είναι τόσο μεγάλος, μεγαλύτερος από κάθε άλλη τιμή του Πίνακα 1.1, ώστε το κλάσμα εκφυλίζεται σε τιμή κοντά στη μονάδα ανεξαρτήτως ικανότητας του μοντέλου. Στις ίδιες περιστάσεις ο δείκτης ικανότητας Heidke παίρνει χαμηλή τιμή, συνήθως κάτω (ακόμα και αρκετά κάτω) από 0.5. Αυτό υπονοεί την έλλειψη ευρωστίας (robustness) του μοντέλου, το οποίο μπορεί να έχει πολύ διαφορετική συμπεριφορά σε άλλο δείγμα δοχιμής ή/χαι εχπαίδευσης. Σε αχόμα ένα παράδειγμα, μια υψηλή πιθανότητα πρόγνωσης (Probability of detection [POD] στον Πίνακα 1.2) δεν συνεπάγεται κατ' ανάγκη μια επιτυχημένη πρόγνωση αν η πιθανότητα εσφαλμένης πρόγνωσης (Probability of false detection [POFD] στον Πίνακα 1.2) είναι εξίσου υψηλή, γιατί τότε η στατιστική παράμετρος TSS είναι κοντά στο μηδέν. Η παράμετρος TSS είναι πολύ σημαντική για προβλήματα πρόγνωσης του ηλιακού καιρού επειδή λόγω κατασκευής επηρεάζεται λίγο ή καθόλου από τη μεγάλη ανισορροπία θετικού / αρνητικού δείγματος.

Οι παραπάνω επιβεβλημένες δραστηριότητες επικύρωσης έχουν πραγματοποιηθεί σε λίγες μόνο μελέτες του ηλιακού καιρού, συνεπώς ο χώρος της επικύρωσης αναμένεται να έχει μεγάλη ανάπτυξη στο μέλλον.

Σε αυτό το κλίμα έντονης διερεύνησης, αμφισβήτησης και αναστοχασμού προβάλλει με σαφή τρόπο η δυνατότητα σύνθεσης των προβλημάτων του ηλιακού καιρού μεταξύ τους με σχοπό τη συνολιχή μελλοντιχή πρόγνωσή του υπό το πρίσμα των μεθόδων μηχανικής μάθησης. Μια τέτοια φιλόδοξη κίνηση συνδέει εννοιολογικά συγγενείς μεταξύ τους, αλλά και με διακριτές διαφορές, χώρους, οι οποίοι για λόγους ευχολίας στη μελέτη έχουν διαχωριστεί τεχνητά. Για παράδειγμα, το μέθεθος μιας έκλαμψης καθορίζεται στη χαμηλή ατμόσφαιρα του Ήλιου. Για τα χαρακτηριστικά μιας CME υπάρχει συνέργεια ανάμεσα στο χαμηλό και το ανώτερο ηλιακό στέμμα, μαζί με την ηλιόσφαιρα. Τα γεγονότα SEPs φαίνεται να είναι κατά βάση ανισότροπης φύσης ηλιοσφαιρικά φαινόμενα που οφείλονται σε κρουστικά κύματα των CMEs, με το πιο έντονο (impulsive) χομμάτι τους όμως να προέρχεται από το χαμηλό ηλιαχό στέμμα και να συνδέεται με τις εκλάμψεις. Η εικόνα που αβίαστα γεννιέται είναι αυτή διαφορετικών εκφάνσεων του προβλήματος οι οποίες όμως συνδέονται μεταξύ τους με πολύπλοκο – και σαφώς μη γραμμικό – τρόπο. Η αντιμετώπιση τέτοιων προβλημάτων, αναγκαστικά με συνέργεια επιστημόνων διαφορετικών ειδικοτήτων (interdisciplinarity), είναι αυτή που μπορεί να αντιμετωπίσει τα λεγόμενα προβλήματα του πραγματικού κόσμου, όπου η λύση συνοδεύεται και από λήψη σημαντικών αποφάσεων, με εξίσου σημαντικές επιπτώσεις. Ένα τέτοιο πρόβλημα συζητήσαμε και εδώ με σκοπό την πρόγνωση γεγονότων SEPs και απώτερο σκοπό την προστασία ζωής και υποδομών στο βαθύ διάστημα.

Θεωρείται δεδομένο ότι οι πρώτες προσπάθειες προς αυτή την κατεύθυνση ενέχουν μεγάλες αβεβαιότητες και ότι κάθε αρχικά προτεινόμενη λύση θα επιδέχεται σημαντικής βελτίωσης. Είναι, όμως, εξίσου δεδομένο ότι με αυτό τον τρόπο και μόνο επιτυγχάνεται διαχρονικά πρόοδος σε προβλήματα που απασχολούν την ανθρωπότητα. Η εποχή ορίζει το πρόβλημα και τη μεθοδολογία αντιμετώπισης, όμως η συλλογιστική του αντικειμενικού σκοπού και η συνεχής εξελικτική πορεία προς τη βελτιστοποίηση της λύσης που θα προκύψει και θα χρησιμοποιηθεί παραμένουν σε σημαντικό βαθμό αναλλοίωτα.

Σε αυτή την περίληψη αναφέρθηχα εχτενώς σε αποτελέσματα των προγραμμάτων FLARECAST της Ευρωπαϊχής Επιτροπής (Grant Agreement No. 640216), Elements: Comprehensive Time Series Data Analysis for the Prediction of Solar Flares and Eruptions του Αμεριχανιχού Εθνιχού Ιδρύματος Υποτροφιών (NSF, Award No. 1931555) και Development of Machine Learning Dataset and Capabilities for Solar Energetic Particle Event Forecasting: Phases I, II ανάμεσα σε NASA/SRAG και GSU/DMLab. Ευχαριστώ ιδιαίτερα το Τμήμα Φυσιχής & Αστρονομίας του Πολιτειαχού Πανεπιστημίου της Georgia στην Atlanta των ΗΠΑ (GSU) για την τιμητιχή επιλογή μου στη θέση του Next Generation Visiting Research Professor για το διάστημα Σεπτέμβριος 2018 - Ιούνιος 2020. Τέλος, είμαι ευγνώμων στο προσωπιχό χαι τους φοιτητές του Εργαστηρίου Εξόρυξης Δεδομένων DMLab του GSU, για τη φιλοξενία, την εχτίμηση και την εμπιστοσύνη με την οποία με περιέβαλαν χαι με περιβάλλουν, ως εξωτεριχό πλέον Σύμβουλο του Εργαστηρίου και του Τμήματος Επιστήμης Υπολογιστών εν γένει.

Αναφορές

- Ahmadzadeh A., Aydin B., Kempton D.J. et al., 2021, Astrophys. J. Suppl. Series, (in press).
- Ahmadzadeh A., Hostetter M., Aydin B. et al., 2019, in 2019 IEEE International Conference on Big Data (Big Data), IEEE, 1423–1431.
- Aminalragia-Giamini S., Jiggens P., Anastasiadis A. et al., 2020, J. Space Weather. Space Clim., 10, 1.
- Anastasiadis A., Papaioannou A., Sandberg I. et al., 2017, Sol. Phys., 292 (9), 134.
- Angryk R.A., Martens P.C., Aydin B. et al., 2020, Scientific Data, 7 (1), 227.
- Barnes G., Leka K.D., Schrijver C.J. et al., 2016, Astrophys. J., 829 (2), 89.
- Bloomfield D.S., Higgins P.A., McAteer R.T.J. and Gallagher P.T., 2012, Astrophys. J. Lett., 747 (2), L41.
- Bobra M.G. and Couvidat S., 2015, Astrophys. J., 798 (2), 135.
- Bobra M.G., Sun X., Hoeksema J.T. et al., 2014, Solar Phys., 289 (9), 3549.
- Brier G.W., 1950, Mon. Weather Rev., 78 (1), 1.
- Broecker J., 2011, "Forecast Verification: A Practitioner's Guide in Atmospheric Science", 119.
- Campi C., Benvenuto F., Massone A.M. et al., 2019, Astrophys. J., 883 (2), 150.
- Camporeale E., Wing S. and Johnson J., 2018, "Machine learning techniques for space weather", Elsevier.
- Carrington R.C., 1859, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 20, 13.
- Cinto T., Gradvohl A.L.S., Coelho G.P. and da Silva A., 2020, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 495 (3), 3332.
- Cliver E.W. and Dietrich W.F., 2013, J. Space Weather Space Clim., 3, A31.
- Dean J., Patterson D. and Young C., 2018, IEEE Micro, 38 (2), 21.
- Falconer D.A., Moore R.L., Barghouty A.F. and Khazanov I., 2012, Astrophys. J., 757 (1), 32.

- Falconer D.A., Moore R.L., Barghouty A.F. and Khazanov I., 2014, Space Weather, 12 (5), 306.
- Florios K., Kontogiannis I., Park S.H. et al., 2018, Solar Phys., 293 (2), 28.

Ganganwar V., 2012, Int. J. Emerging Technol. Adv. Eng., 2 (4), 42.

Georgoulis M.K., 2012, Astrophys. Space Sci. Proc., 30, 93.

- Georgoulis M.K., Bloomfield D.S., Piana M. and et al., 2021, J. Space Weather. Space Clim., (submitted).
- Georgoulis M.K., Nindos A. and Zhang H., 2019, Philos. Trans. R. Soc. A, 377 (2148), 20180094.
- Georgoulis M.K., Papaioannou A., Sandberg I. et al., 2018, J. Space Weather. Space Clim., 8, A40.
- Goodfellow I., Bengio Y., Courville A. and Bengio Y., 2016, Deep learning, volume 1, MIT press Cambridge.
- Han J., Kamber M. and Pei J., 2011, "Data Mining: Concepts and Techniques", Morgan Kaufmann Series in Data Management Systems, Morgan Kaufmann, Amsterdam, Third edition.
- Huang X., Wang H., Xu L. et al., 2018, Astrophys. J., 856 (1), 7.
- Japkowicz N. and Stephen S., 2002, Intell. Data Anal., 6 (5), 429.
- Jolliffe I.T., 1986, in Principal component analysis, Springer, 129–155.
- Jolliffe I.T. and Cadima J., 2016, Philos. Trans. R. Soc. A, 374 (2065), 20150202.
- Kahler S.W. and Ling A.G., 2017, Solar Phys., 292 (4), 59.
- Kahler S.W. and Ling A.G., 2018, J. Space Weather. Space Clim., 8, A47.
- Klecka W.R., Iversen G.R. and Klecka W.R., 1980, "Discriminant analysis", volume 19, Sage.
- Kubat M., Matwin S. et al., 1997, in Icml, volume 97, Citeseer, 179–186.

Leka K.D. and Barnes G., 2003, Astrophys. J., 595 (2), 1277.

- Leka K.D., Park S.H., Kusano K. et al., 2019a, Astrophys. J. Suppl., 243 (2), 36.
- Leka K.D., Park S.H., Kusano K. et al., 2019b, Astrophys. J., 881 (2), 101.
- Liu H., Liu C., Wang J.T. and Wang H., 2020, Astrophys. J., 890 (1), 12.
- Longadge R. and Dongre S., 2013, arXiv preprint arXiv:1305.1707.
- McLachlan G.J., 2004, "Discriminant analysis and statistical pattern recognition", volume 544, John Wiley & Sons.

- Mitchell T.M., 2006, "The discipline of machine learning", volume 9, Carnegie Mellon University, School of Computer Science, Machine Learning.
- Murphy A.H. and Epstein E.S., 1989, Mon. Weather. Rev., 117 (3), 572.
- Nishizuka N., Sugiura K., Kubo Y., Den M. and Ishii M., 2018, Astrophys. J., 858 (2), 113.
- Pagano P., Mackay D.H. and Yardley S.L., 2019, Astrophys. J., 883 (2), 112.
- Papaioannou A., Sandberg I., Anastasiadis A. et al., 2016, J. Space Weather. Space Clim., 6, A42.
- Park E., Moon Y.J., Shin S. et al., 2018, Astrophys. J., 869 (2), 91.
- Park S.H., Leka K.D., Kusano K. et al., 2020, Astrophys. J., 890 (2), 124.
- Patsourakos S., Vourlidas A., Török T. et al., 2020, Space Sci. Rev., 216 (8), 131.
- Popper K., 2005, "The logic of scientific discovery", Routledge.
- Qahwaji R. and Colak T., 2007, Solar Phys., 241 (1), 195.
- Qahwaji R., Colak T., Al-Omari M. and Ipson S., 2008, Solar Phys., 248 (2), 471.
- Richardson D.S., 2011, "Forecast verification: A practitioner's guide in atmospheric science", 167.
- Rudin C., 2019, Nat. Mach. Intell., 1 (5), 206.
- Rust D.M., Haggerty D.K., Georgoulis M.K. et al., 2008, Astrophys. J., 687 (1), 635.
- Sornette D. and Ouillon G., 2012, Eur. Phys. J. Spec. Top., 205 (1), 1.
- Taleb N.N., 2007, Am. Stat., 61 (3), 198.
- Thacker B.H., Doebling S.W., Hemez F.M. et al., 2004.
- Toriumi S. and Wang H., 2019, Living Rev. Sol. Phys., 16 (1), 3.
- Turing A.M., 1950, Mind, 59 (236), 433.
- Vainio R., Valtonen E., Heber B. et al., 2013, J. Space Weather. Space Clim., 3, A12.
- Van Horn R.L., 1971, Manag. Sci., 17 (5), 247.
- Woodson T., 2018, "Weapons of math destruction", Taylor & Francis.

ΣΤ΄ Ηλιακή Φυσική: Μελέτη της σκέδασης υπεριώδους ακτινοβολίας στην μεταβατική περιοχή ενός κέντρου δράσης

Κωνσταντίνος Γοντικάκης και Σταύρος Πάστρας

ΣΤ΄.1 Εισαγωγή

Η μεταβατική περιοχή αποτελεί τμήμα της ηλιακής ατμόσφαιρας και περιλαμβάνει τις αέριες μάζες οι οποίες έχουν θερμοκρασίες μεταξύ 30000 και 800000 Kelvin. Αυτές οι θερμοκρασίες είναι υψηλότερες από τις θερμοκρασίες της Χρωμόσφαιρας (4000-20000 Kelvin) και χαμηλότερες από τις θερμοκρασίες του ηλιακού στέμματος (πάνω από ένα εκατομμύριο Kelvin).

Πιστεύεται πως η μελέτη της μεταβατικής περιοχής θα φέρει σημαντικά στοιχεία για την κατανόηση της θέρμανσης του στέμματος που είναι ένα άλυτο πρόβλημα από τα μέσα της δεκαετίας του 1940. Πράγματι, σε πολλά θεωρητικά μοντέλα το πλάσμα της μεταβατικής περιοχής βρίσκεται σε αλληλεπίδραση με το πλάσμα που βρίσκεται σε στεμματικές θερμοκρασίες, και ο μηχανισμός που είναι υπεύθυνος για τη θέρμανση του στέμματος θα πρέπει να είναι σε θέση να θερμάνει και το πλάσμα της μεταβατικής περιοχής (Klimchuk 2015).

Η μελέτη της μεταβατικής περιοχής ξεκίνησε με την εξερεύνηση του διαστήματος καθώς γίνεται αντιληπτή στο υπεριώδες τμήμα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος που δεν παρατηρείται από τα επίγεια τηλεσκόπια. Στο ορατό τμήμα του φάσματος, στον ηλιακό δίσκο, υπερισχύει η εκπομπή της φωτόσφαιρας, συνεπώς οι φασματικές γραμμές της μεταβατικής περιοχής που είναι τάξεις μεγέθους πιο αμυδρές από την εκπομπή της φωτόσφαιρας δεν είναι παρατηρήσιμες. Το φάσμα της μεταβατικής περιοχής στο υπεριώδες χαρακτηρίζεται από φασματικές γραμμές εκπομπής που προέρχονται από στοιχεία όπως άνθρακας, οξυγόνο, άζωτο, πυρίτιο, νέον, μαγνήσιο και άλλα στοιχεία σε διάφορα επίπεδα ιονισμού. Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι οι δυο φασματικές γραμμές του τρεις φορές ιονισμένου άνθρακα (C IV) με μήκη κύματος 1548Å και 1550Å (Ανγκστρομ), και οι δύο φασματικές γραμμές του τρεις φορές ιονισμένου πυριτίου (Si IV) με μήκη κύματος 1394Å και 1402Å.

ΣΤ΄.2 Οι διαδικασίες εκπομπής ακτινοβολίας

Στις θερμοκρασίες της μεταβατικής περιοχής το υδρογόνο είναι πλήρως ιονισμένο, και οι πυκνότητες των σωματίων είναι τόσο χαμηλές ώστε το πλάσμα θεωρείται οπτικά λεπτό για τις περισσότερες φασματικές γραμμές. Αυτό σημαίνει πως από τη στιγμή που τα φωτόνια εκπέμπονται από το πλάσμα της μεταβατικής περιοχής, στη συνέχεια δεν αλληλεπιδρούν και πάλι με το πλάσμα μέχρι που θα φτάσουν στο όργανο παρατήρησης. Φυσικά υπάρχουν εξαιρέσεις σε αυτόν τον κανόνα όπως για παράδειγμα οι φασματικές γραμμές με μήκη κύματος μικρότερα από 912Å που απορροφώνται ιονίζοντας το υδρογόνο από πιθανά υπερκείμενα ψυχρά στρώματα αερίου. Επίσης, όπως θα δούμε παρακάτω, μήκη κύματος που δεν ιονίζουν το υδρογόνο μπορούν να παρουσιάσουν φαινόμενα αδιαφάνειας. Τα ιόντα στο πλάσμα της μεταβατικής περιοχής συγκρούονται με ελεύθερα ηλεκτρόνια. Κατά την διάρκεια των κρούσεων, τα δέσμια ηλεκτρόνια των ιόντων καταλαμβάνουν δέσμιες στάθμες ανώτερης ενέργειας. Στη συνέχεια αποδιεγείρονται με αυθόρμητη εκπομπή φωτονίων. Αυτή είναι η τυπική διαδικασία εκπομπής φωτονίων στη μεταβατική περιοχή και στο στέμμα. Με βάση αυτόν τον μηχανισμό γίνονται οι μετρήσεις των φυσικών ποσοτήτων του πλάσματος όπως είναι η θερμοκρασία και η πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων.

Όμως αρχετές φορές τα ιόντα εχπέμπουν αχτινοβολία μέσω του μηχανισμού της σχέδασης φωτονίων. Δηλαδή ένα φωτόνιο ορισμένου μήχους χύματος απορροφάται από το ιόν χαι στη συνέχεια το ιόν επανεχπέμπει ένα φωτόνιο σε πολύ γειτονιχό μήχος χύματος με το αρχιχό αλλά σε διεύθυνση διαφορετιχή στο χώρο σε σχέση με τη διεύθυνση του αρχιχού φωτονίου. Σπάνια μπορεί χανείς να καταλάβει αν η παρατηρούμενη αχτινοβολία προέρχεται από τον μηχανισμό χρούσεων με ελεύθερα ηλεχτρόνια ή από τον μηχανισμό σχέδασης αχτινοβολίας. Σε ορισμένες περιπτώσεις όμως είναι δυνατό να διαχωριστούν οι δυο μηχανισμοί.



Σχήμα ΣΤ΄.1: Αριστερά, εικόνα έντασης στη γραμμή Si IV 1394Å από τη σάρωση του φασματογράφου Ίριδα. Δεξιά, το κέντρο δράσης NOAA 12529 σε εικόνα παρατηρούμενη από το τηλεσκόπιο AIA στα 1700Å που απεικονίζει τη χρωμόσφαιρα. Το ορθογώνιο σχήμα δείχνει το πεδίο παρατήρησης των σαρώσεων της Ίριδας. Οι λαμπροί σχηματισμοί αποκαλούνται πυρσοί (plages) ενώ φαίνεται και μια μεγάλη ηλιακή κηλίδα η οποία δεν υπάρχει στις φασματικές παρατηρήσεις (Πάστρας 2020).

Οι φασματικές γραμμές Si IV 1394Å και 1402Å του ιόντος του πυριτίου προέρχονται από μεταβάσεις των δέσμιων ηλεκτρονίων του ιόντος μεταξύ ενεργειακών σταθμών E1, E2, E3. Η χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη E1 είναι κοινή για τις δύο φασματικές γραμμές. Πρόκειται για τη θεμελιώδη στάθμη του ιόντος. Η πλειοψηφία των ιόντων πυριτίου βρίσκεται στην θεμελιώδη στάθμη, είναι λοιπόν πολύ πιθανό να γίνει η μετάβαση από την E1 στις E2 και E3 και να προκληθεί εκπομπή φωτονίων με μήκη κύματος 1394Å και 1402Å που αντιστοιχούν το καθένα σε αυτές τις στάθμες. Συνεπώς οι δυο φασματικές γραμμές είναι πολύ λαμπρές και παρατηρούνται εύκολα. Τα ενεργειακά επίπεδα E2 και E3 διαφέρουν μόνο κατά τον προσανατολισμό +/-1/2 του σπίν των ηλεκτρονίων. Η διαφορά προσανατολισμού του σπιν προκαλεί διαφορετική στροφορμή και με την σειρά της προκαλεί την ενεργειακή διαφορά των E2 και E3. Συνεπώς δημιουργείται μια διπλέτα (doublet) που αποτελείται από τις δυο φασματικές γραμμές Si IV 1394Å και 1402Å. Λόγω της ατομικής φυσικής ο λόγος της έντασης της φασματικής γραμμής 1394Å ως προς την ένταση της γραμμής 1402Å ισούται με δύο στην περίπτωση που το πλάσμα είναι οπτικά λεπτό. Όμως στην περίπτωση που η ακτινοβολία προκαλείται αποκλειστικά από σκέδαση φωτονίων, τότε ο λόγος των εντάσεων των φασματικών γραμμών θα ισούται με 4. Στην περίπτωση που η παρατηρούμενη ακτινοβολία προέρχεται και από τους δύο μηχανισμούς τότε ο λόγος των εντάσεων που συμβολίζουμε ως 1394/1402 θα είναι μεταξύ των τιμών 2 και 4. Το ίδιο φαινόμενο μπορεί να παρατηρηθεί και με τις φασματικές γραμμές C IV 1548Å, 1550Å του ιόντος του άνθρακα.

Υπάρχει και η περίπτωση, η οποία αποτελεί εξαίρεση, όπου το πλάσμα της μεταβατικής περιοχής είναι μερικώς αδιαφανές στην ακτινοβολία. Στον Ήλιο, το οπτικό βάθος (τ) για τις φασματικές γραμμές της μεταβατικής ζώνης κυμαίνεται από τ(λ)=0 έως και τ(λ)=3, όπου η παράμετρος (λ) εκφράζει το μήκος κύματος της ακτινοβολίας. Οι μεγαλύτερες τιμές του τ(λ) μετρώνται κυρίως κοντά στο ηλιακό χείλος. Η τιμή του οπτικού βάθους εκφράζει τον αριθμό σκεδάσεων που θα υποστεί ένα φωτόνιο από τη στιγμή της εκπομπής του μέχρι που θα εγκαταλείψει την ηλιακή ατμόσφαιρα. Για παράδειγμα, όταν το τ(λ) έχει την τιμή 2 σημαίνει πως το φωτόνιο μήκους κύματος λ θα υποστεί κατά μέσο όρο 2 σκεδάσεις πριν εγκαταλείψει την ηλιακή ατμόσφαιρα.

Στην περίπτωση των φασματικών γραμμών Si IV 1394Å, 1402Å, ένας λόγος εντάσεων 1392/1402 μικρότερος της τιμής 2 σημαίνει πως το πλάσμα είναι οπτικά αδιαφανές. Υπάρχει μάλιστα τρόπος να υπολογίσει κανείς την τιμή του οπτικού βάθους (τ) συναρτήσει του λόγου των εντάσεων. Στην εργασία (Keenan et al 2014) έχει βρεθεί πως ο λόγος εντάσεων 1392/1402 μπορεί να πάρει τιμές έως και 2.3 εξ'αιτίας φαινομένων αδιαφάνειας.

Στην εργασία Gontikakis and Vial 2018, έγινε ανάλυση του χέντρου δράσης με κωδικό NOAA 12529 το οποίο παρατηρήθηκε στις 18 Απριλίου 2016 από τον φασματογράφο Ίριδα (IRIS Interface Region Imaging Spectrograph). Η Ίριδα παρατηρεί τις φασματικές γραμμές Si IV 1394Å, 1402Å με χωρική διακριτική ικανότητα 0.32 δευτερολέπτων τόξου (γωνιακή απόσταση που αντιστοιχεί σε 230 km περίπου στην ηλιακή επιφάνεια) και με χρονική διακριτική ικανότητα μερικών δευτερολέπτων. Το κέντρο δράσης βρισκόταν, στη θέση (X,Y)=(686,251) δευτερόλεπτα τόξου από το κέντρο του ηλιακού δίσκου που σημαίνει πως βρίσκεται πολύ κοντά στο ηλιακό χείλος. Η μελέτη αυτή έδειξε πως περίπου το 2.4% των εντάσεων των φασματικών γραμμών Si IV 1394Å, 1402Å που μετρήθηκαν είχαν λόγο εντάσεων 1394/1402 μεγαλύτερο από 2.

Δημιουργήθηκε το ερώτημα κατά πόσο η κατανομή των περιοχών που παρουσιάζουν σκέδαση φωτονίων επηρεάζεται από τη θέση του κέντρου δράσης κοντά στο ηλιακό χείλος. Ποια θα ήταν η σημασία της σκέδασης φωτός εάν το κέντρο δράσης βρισκόταν στον κεντρικό ηλιακό μεσημβρινό; Για τον λόγο αυτό μελετήθηκε το ίδιο κέντρο δράσης στις 13 και 14 Απριλίου 2016. Σε εκείνο το χρονικό διάστημα το κέντρο δράσης βρισκόταν κοντά στον κεντρικό μεσημβρινό.

ΣΤ΄.3 Παρατηρήσεις και επεξεργασία

Το κέντρο δράσης NOAA 12529 παρατηρήθηκε από τον φασματογράφο Ίριδα σε 6 διαδοχικές σαρώσεις στις 13 και 14 Απριλίου 2016. Η κάθε σάρωση διαρκεί μισή ώρα περίπου και η συνολική παρατήρηση κράτησε από τις 22:34 στις 13 Απριλίου έως την 01:54 στις 14 Απριλίου. Σε αυτές τις σαρώσεις παρατηρούνται οι φασματικές γραμμές Si IV 1394Å, 1402Å. Το πεδίο παρατήρησης είναι μικρότερο από αυτό της παρατήρησης της 18 Απριλίου. Στο Σχ. ΣΤ΄.1 φαίνεται μια εικόνα της έντασης της φασματικής γραμμής Si IV 1394Å (αριστερά) και το κέντρο δράσης όπως παρατηρήθηκε από το διαστημικό τηλεσκόπιο AIA στα 1700Å (δεξιά). Σε αυτό το μήκος κύματος απεικονίζεται η χρωμόσφαιρα. Το ορθογώνιο σχήμα μας δείχνει πως η Ίριδα παρατηρεί ένα μικρό τμήμα του κέντρου δράσης. Το κέντρο δράσης περιλαμβάνει και μια μεγάλη ηλιακή κηλίδα η οποία δεν περιλαμβάνεται στις παρατηρήσεις. Στο κέντρο του πεδίου παρατήρησης της Ίριδας υπάρχει μια λαμπρή περιοχή. Εκεί παρατηρείται ανάδυση μιας μαγνητικής δομής. Κάθε εικονοστοιχείο (πίξελ) της εικόνας έντασης στα Si IV 1394Å του φασματογράφου αντιστοιχεί και σε ένα φάσμα.

Η επεξεργασία των παρατηρήσεων περιλαμβάνει τη διόρθωση των κοσμικών ακτίνων και την εφαρμογή Γκαουσιανής συνάρτησης σε κάθε φασματικό προφίλ των φασματικών γραμμών Si IV 1394Å και 1402Å με την μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων. Από την εφαρμογή Γκαουσιανής συνάρτησης σε κάθε φασματικό προφίλ χρησιμοποιούνται οι τρεις παράμετροι της Γκαουσιανής. Αυτές οι παράμετροι είναι: η μέγιστη τιμή, δηλαδή η ένταση (I) του φασματικού προφίλ, η θέση της Γκαουσιανής στα μήκη κύματος, το οποίο αντιστοιχεί στη μετατόπιση Doppler που μας δίνει την ταχύτητα V του πλάσματος κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης και τέλος το εύρος της Γκαουσιανής που δίνει τις κινήσεις του πλάσματος σε κλίμακες μικρότερες από τις διαστάσεις ενός εικονοστοιχείου (0.32 δεύτερα) του φασματογράφου. Στο Σχ. ΣΤ΄.2 φαίνονται παραδείγματα από τα μεμονωμένα προφίλ της γραμμής Si IV 1394Å (αριστερή στήλη σχημάτων) και Si IV 1402Å (δεξιά στήλη) από δυο χωριστές τοποθεσίες (δύο χωρικά εικονοστοιχεία).



Σχήμα ΣΤ΄.2: Παραδείγματα σύγχρισης συναρτήσεων Γχάους, από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων, σε φασματιχά προφίλ της φασματιχής γραμμής Si IV 1394Å (αριστερή στήλη) και της γραμμής Si IV 1402Å (δεξιά στήλη). Τα ιστογράμματα παρουσιάζουν τα παρατηρησιαχά δεδομένα χαι οι συνεχείς χαμπύλες τις συναρτήσεις Γχάους. Σε χάθε διάγραμμα ο οριζόντιος άξονας είναι σε στοιχεία του φασματογράφου χατά μήχος της διασποράς του φασματογράφου. Ο χάθετος άξονας είναι σε αριθμό μετρήσεων (Data Numbers) του ανιχνευτή, (Πάστρας 2020).

ΣΤ'.4 Αποτελέσματα και συμπεράσματα

Η ανάλυση των δεδομένων έδειξε πως υπάρχουν πολλά εικονοστοιχεία (πίξελ) όπου ο λόγος των εντάσεων των φασματικών γραμμών 1394/1402 είναι μεγαλύτερος της τιμής 2. Θα ονομάσουμε αυτά τα εικονοστοιχεία περιοχές σκέδασης. Μετρήθηκε ένας σημαντικός αριθμός από αυτά ώστε να μπορεί να γίνει στατιστική ανάλυση. Όμως αυτές οι περιοχές είναι πάλι ένα μικρό ποσοστό του συνολικού αριθμού εικονοστοιχείων των παρατηρήσεων.

Στο Σχ. ΣΤ΄.3, εμφανίζεται μέρος του κέντρου δράσης ΝΟΑΑ 12529 που παρατηρήθηκε από το τηλεσκόπιο ΑΙΑ στη χρωμόσφαιρα (αριστερή εικόνα, μήκος κύματος 1700Å) και στο ηλιακό στέμμα (δεξιά εικόνα, γραμμή 171Å). Στο εσωτερικό του πεδίου παρατήρησης της Ίριδας (παραλληλόγραμμο) απεικονίζονται με μαύρα σημεία τα εικονοστοιχεία όπου ο λόγος εντάσεων 1394/1402 είναι μεγαλύτερος του 2.



Σχήμα ΣΤ΄.3: Ειχόνες του τηλεσχοπίου ΑΙΑ της χρωμόσφαιρας στα 1700Å (αριστερά) χαι του ηλιαχού στέμματος στα 171Å (δεξιά). Στο εσωτεριχό του λευχού παραλληλογράμμου που αντιστοιχεί στην παρατήρηση της Ίριδας σημειώνονται τα ειχονοστοιχεία σχέδασης όπου μετρήθηχαν λόγοι εντάσεων 1394/1402 μεγαλύτεροι του 2 (Πάστρας 2020).

Η χωρική κατανομή των σημείων σκέδασης σχετίζεται με τη μορφολογία της χρωμόσφαιρας και του στέμματος.

Στην αριστερή εικόνα τα σημεία σκέδασης βρίσκονται σε περιοχές όπου υπάρχουν λαμπροί πυρσοί. Όμως υπάρχουν πολλοί πυρσοί όπου δεν υπάρχουν περιοχές σκέδασης.

Οι πυρσοί είναι λαμπροί σχηματισμοί των κέντρων δράσης, με διαστάσεις 2-3 δευτερόλεπτα τόξου, εμφανίζονται στη χρωμόσφαιρα και τη μεταβατική περιοχή και αντιστοιχούν σε μεγάλες τιμές της έντασης του μαγνητικού πεδίου της φωτόσφαιρας. Η μεγαλύτερη συγκέντρωση περιοχών σκέδασης βρίσκεται στη γειτονιά της αναδυόμενης μαγνητικής δομής (περίπου στο κέντρο των εικόνων της Ιριδας). Η αυξημένη παρουσία περιοχών σκέδασης σε αναδυόμενα κέντρα δράσης έχει μελετηθεί πολύ πρόσφατα πάλι στις φασματικές γραμμές του Si IV (Tripathi, et al 2020). Η εικόνα του ηλιακού στέμματος απεικονίζει πλάσμα σε θερμοκρασία ενός εκατομμυρίου Kelvin όπου ακτινοβολεί η φασματική γραμμή Fe XI 171Å του ιονισμένου σιδήρου. Στην εικόνα του στέμματος εμφανίζονται στεμματικοί βρόχοι μεγάλης κλίμακας. Τα πόδια πολλών βρόχων βρίσκονται «ριζωμένα» στην περιοχή παρατήρησης της Ίριδας.

Τα σημεία σκέδασης φαίνονται σε αρχετές περιπτώσεις να συγχεντρώνονται στα πόδια των στεμματιχών βρόχων. Αυτό μπορεί να δηλώνει τη συσχέτιση μεταξύ των περιοχών σχέδασης με δομές του στέμματος.

Επίσης βρέθηκε πως οι ίδιες περιοχές παρουσιάζουν σημεία σκέδασης στις έξι διαδοχικές σαρώσεις της περιοχής από τον φασματογράφο. Αυτό μπορεί να σημαίνει πως οι περιοχές παρουσιάζουν σκέδαση τουλάχιστον για χρονικά διαστήματα μερικών ωρών.

Ο λόγος για τον οποίο παρουσιάζεται το φαινόμενο της σχέδασης προέρχεται από τη μείωση των χρούσεων ελευθέρων ηλεχτρονίων με τα ιόντα πυριτίου χαι ταυτόχρονη αύξηση της περιβάλλουσας αχτινοβολίας στα μήχη χύματος 1394Å χαι 1402Å. Η μείωση των χρούσεων προχαλείται από μια σχετιχά μειωμένη πυχνότητα των ηλεχτρονίων στην περιοχή σχέδασης. Η σχετιχά αυξημένη περιβάλλουσα αχτινοβολία που θα προχαλέσει φαινόμενα σχέδασης διχαιολογεί την παρουσία των σημείων σχέδασης επάνω στους λαμπρούς πυρσούς.

Ένας τρόπος ποσοτικής ανάλυσης των φαινομένων γίνεται με την υπόθεση πως η εκπομπή των φωτονίων προέρχεται από κρούσεις ελευθέρων ηλεκτρονίων με ιόντα καθώς και με σκεδάσεις φωτονίων, ενώ στη συνέχεια τα φωτόνια ταξιδεύουν ελεύθερα και δεν αλληλεπιδρούν και πάλι με το πλάσμα (οπτικά λεπτό πλάσμα). Στις παρακάτω δύο εξισώσεις εκφράζεται η ένταση της γραμμής Si IV 1394Å ($I_{13,tot}$) και η ένταση της γραμμής 1402Å ($I_{14,tot}$) όπου οι δείκτες 13 και 14 συμβολίζουν τα ενεργειακά επίπεδα μετάβασης των δέσμιων ηλεκτρονίων του ιόντος κατά την εκπομπή των φωτονίων. Οι ποσότητες hv_{13} , hv_{14} είναι οι ενέργειες του κάθε φωτονίου ενώ, n_i , n_e είναι η πυκνότητα των ιόντων πυριτίου και η πυκνότητα των ελευθέρων

$$I_{13,tot} = hv_{13}(n_i n_e C_{13} + n_i B_{13} \bar{J}_{13}) \frac{L}{4\pi}$$
(6.1a')

$$I_{14,tot} = hv_{14}(n_i n_e C_{14} + n_i B_{14} \bar{J}_{14}) \frac{L}{4\pi}$$
(6.1β)

Οι ποσότητες C_{13} , C_{14} δηλώνουν τη συχνότητα χρούσεων ηλεχτρονίων με ιόντα για τις δύο μεταβάσεις και εξαρτώνται μόνο από τη θερμοχρασία του πλάσματος, ενώ τα B_{13} , B_{14} είναι οι συντελεστές Eistein για την απορρόφηση φωτός. Οι ποσότητες \overline{J}_{13} και \overline{J}_{14} εκφράζουν τη μέση αχτινοβολία η οποία προσπίπτει στο πλάσμα. Τέλος, L είναι το μήχος της δομής που αχτινοβολεί χατά μήχος της γραμμής παρατήρησης. Σε αυτές τις εξισώσεις η πυχνότητα των ιόντων μπορεί να εχφραστεί συναρτήσει της θερμοχρασίας και οι μέσες αχτινοβολίες μπορούν να εχφραστούν μέσω ενός γεωμετριχού μοντέλου συναρτήσει της έντασης της αχτινοβολίας στη γειτονιά του σημείου σχέδασης (Gontikakis and Vial, 2018, Πάστρας 2020). Μέσω αυτών των εξισώσεων και των μετρήσεων του λόγου εντάσεων μπορεί χανείς να εχτιμήσει την πυχνότητα ηλεχτρονίων συναρτήσει της θερμοχρασίας του πλάσματος. Οι πυχνότητες ηλεχτρονίων που υπολογίζονται είναι αντιστρόφως ανάλογες με την τιμή του λόγου των εντάσεων. Οι πυκνότητες κυμαίνονται από 1.Ε10 έως 1.Ε12 cm^{-3} όταν ο λόγος των εντάσεων κυμαίνεται από 2.05 έως 3.2 αν και στο μεγαλύτερο ποσοστό των σημείων ο λόγος των εντάσεων δεν υπερβαίνει την τιμή 2.4.

Συμπεραίνεται πως τα σημεία σκέδασης υπάρχουν και στα κέντρα δράσης που βρίσκονται μακριά από το ηλιακό χείλος. Τα σημεία σκέδασης είναι πολύ λιγότερα από τα σημεία όπου ο λόγος εντάσεων 1394/1402 είναι ίσος με 2 και είναι επίσης λιγότερα από τα σημεία όπου ο λόγος εντάσεων είναι μικρότερος του 2. Όμως ο αριθμός των σημείων σκέδασης δεν είναι αμελητέος και αξίζει η μελέτη τους για την κατανόηση της μεταβατικής περιοχής στα κέντρα δράσης. Στην εργασία φαίνεται πως υπάρχει μια συσχέτιση της θέσης των σημείων σκέδασης με τα πόδια στεμματικών βρόχων η οποία αξίζει να μελετηθεί περισσότερο.

Αναφορές

- 1. Gontikakis C. and Vial J.-C., 2018, Astron. Astrophys., 619, 64.
- 2. Keenan F.P., Doyle J.G., Madjarska, M.S. et al. 2014, Astrophys. J., 784, 39.
- 3. Klimchuk J.A., 2015, Phil. Trans. Royal Soc. A, 273, 20140256.
- 4. Πάστρας Σ., 2020, 'Μελέτη της σκέδασης της υπεριώδους ακτινοβολίας σε ένα ηλιακό κέντρο δράσης', πτυχιακή εργασία, ΕΚΠΑ.
- 5. Tripathi D., Nived V.N. and Solanki S., 2020, Astrophys. J., 894, 128.

Ζ΄ Μελέτη βρόχων ενός κέντρου δράσης και ανάλυση της γεωμετρίας

Ευστάθιος Αθανασίου και Κωνσταντίνος Γοντικάκης

Ζ΄.1 Εισαγωγή

Οι βρόχοι αποτελούν μια βασική δομή της ηλιακής ατμόσφαιρας. Η σημασία τους έγινε φανερή όταν παρατηρήθηκε πως το ηλιακό στέμμα, στην εκπομπή ακτίνων Χ διαμερίζεται σε ένα σύνολο λαμπρών βρόχων (Rosner Tucker Vaiana 1978). Το θερμό στεμματικό πλάσμα της ατμόσφαιρας είναι παγιδευμένο σε μεγάλο αριθμό βρόχων. Το πλάσμα, σε γενικές γραμμές, δεν ανταλλάσει μάζα ή ενέργεια μεταξύ των βρόχων εκτός από τις περιπτώσεις όπου συμβαίνει μαγνητική επανασύνδεση. Το γεωμετρικό σχήμα των βρόχων, που μοιάζει με σχοινί με τα δύο πόδια δεμένα στην ηλιακή επιφάνεια, οφείλεται στο μαγνητικό πεδίο. Τα ηλεκτρισμένα σωματίδια του πλάσματος παγιδεύονται σε κυκλικές κινήσεις γύρω από τις δυναμικές μαγνητικές γραμμές. Καθώς το πλάσμα ακτινοβολεί, οι εικόνες του στέμματος εμφανίζουν το περίγραμμα των μαγνητικών γραμμών σχηματίζοντας τους βρόχους. Οι βρόχοι θα είναι πιο λαμπροί για τις μαγνητικές γραμμές όπου το παγιδευμένο πλάσμα είναι πιο πυκνό και συνεπώς η ροή ακτινοβολίας μεγαλύτερη.

Οι βρόχοι παρατηρούνται να σχηματίζονται σε πολύ διαφορετικές θερμοκρασίες. Μπορούν να βρίσκονται σε χρωμοσφαιρικές θερμοκρασίες, της τάξης των 6000-10000Kelvin όπου εκπέμπουν ακτινοβολία στις φασματικές γραμμές του υδρογόνου, όπως η φασματική γραμμή Ha. Οι πιο θερμοί βρόχοι παρατηρούνται κατά την διάρκεια ηλιακών εκλάμψεων και τότε μπορούν να σχηματίζονται σε πλάσμα μερικών δεκάδων εκατομμυρίων Kelvin. Τέλος, οι παρατηρήσεις στο υπεριώδες των δυο τελευταίων δεκαετιών, από τα διαστημικά παρατηρητήρια SOHO, TRACE, και, πρόσφατα από το AIA, εμφανίζουν βρόχους θερμοκρασίας από ένα έως δύο εκατομμύρια Kelvin.

Οι βρόχοι βρίσκονται κατά κύριο λόγο συγκεντρωμένοι σε κέντρα δράσης, τις ηλιακές περιοχές όπου συνήθως παρατηρούνται και οι ηλιακές κηλίδες στην φωτόσφαιρα και την χρωμόσφαιρα ενώ εκεί μετριούνται και οι πιο μεγάλες τιμές της φωτοσφαιρικής μαγνητικής ροής. Στο Σχ. Ζ΄.1 φαίνεται ένα τυπικό παράδειγμα κέντρου δράσης που έχει παρατηρηθεί με το τηλεσκόπιο ΑΙΑ σε φασματική περιοχή που εκπέμπεται από πλάσμα σε θερμοκρασία 1.5 εκατομμύρια Κέλβιν. Βρόχοι εμφανίζονται και στην μεταβατική περιοχή μεταξύ χρωμόσφαιρας και στέμματος. Εκεί δηλαδή όπου το πλάσμα έχει θερμοκρασίες μεγαλύτερες από αυτές της χρωμόσφαιρας, μεγαλύτερες δηλαδή από 20000K, και μικρότερες από τις θερμοκρασίες του στέμματος, μικρότερες δηλαδή από 800 000K περίπου.



Σχήμα Ζ΄.1: Ειχόνα του τηλεσχοπίου ΑΙΑ στην υπεριώδη αχτινοβολία, στα 193Angstroms. Φαίνεται χέντρο δράσης που απαρτίζεται από πολλούς στεμματιχούς βρόχους. Το πλάσμα βρίσχεται σε θερμοχρασία 1.5 εχατομμύρια Kelvin. (Σ. Αθανασίου, πτυχιαχή εργασία, 2020). Η ειχόνα προέρχεται από την ιστοσελίδα SolarMonitor.org).

Ένα από τα προβλήματα που παρουσιάζονται στην μελέτη των στεμματιχών βρόχων είναι η άγνοια του πραγματιχού τους σχήματος χαι του προσανατολισμού τους στο χώρο μια και από τις εικόνες μπορούμε να έχουμε μόνο την προβολή τους στο επίπεδο της ουράνιας σφαίρας. Η πραγματική γεωμετρία των βρόχων είναι απαραίτητη αν θελήσουμε να υπολογίσουμε την τιμή της ταχύτητας του πλάσματος κατά μήχος τους ενώ γνωρίζουμε μόνο την προβολή της ταχύτητας χατά μήχος της γραμμής παρατήρησης από την μέτρηση της μετατόπισης Doppler. Τέτοιες προσπάθειες έχουν γίνει αρχετές φορές με χρήση της υπόθεσης πως ο βρόχος αποτελεί τμήμα χυχλιχού τόξου κάτι όμως που δεν ισχύει πάντοτε. Στην εργασία Alissandrakis et al 2008, περιγράφεται μια μέθοδος που βασίζεται στην υπόθεση πως το σχήμα των βρόχων ανήκει σε ένα επίπεδο και μένει να βρει κανείς την γωνία (β) του επιπέδου με την κάθετο στην τοπική ηλιακή επιφάνεια. Η γωνία β μπορεί να υπολογιστεί εάν γνωρίζουμε το σχήμα του βρόχου που προβάλλεται στην ειχόνα. Επίσης πρέπει να είναι γνωστή η μετατόπιση Doppler κάποιας φασματικής γραμμής κατά μήκος της δομής του βρόχου όπως αυτή φαίνεται στις εικόνες. Αυτή η μέθοδος μπορεί να εφαρμοστεί στα δεδομένα ενός φασματογράφου από όπου μπορούν να υπολογιστούν χάρτες της έντασης και της ταχύτητας κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης. Παραδείγματα μελέτης της γεωμετρίας των βρόχων με αυτή την μέθοδο έχουν πραγματοποιηθεί με δεδομένα από τους φασματογράφους CDS και SUMER του δορυφόρου SOHO (Alissandrakis, Gontikakis, Dara 2008), χαθώς χαι με παρατηρήσεις του φασματογράφου EIS που βρίσχεται στον δορυφόρο Hinode (Syntelis et al 2012).

Ζ΄.2 Το τηλεσκόπιο Ίριδα

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται η μελέτη βρόχων της μεταβατικής περιοχής που έχουν παρατηρηθεί με τον διαστημικό φασματογράφο IRIS (ή Ίριδα). Η Ίριδα παρατηρεί ένα τμήμα του υπεριώδους φάσματος με εξαιρετικά υψηλή χωρική, φασματική διακριτική ικανότητα σε σχέση με αποστολές του παρελθόντος. Η χωρική διακριτική ικανότητα είναι της τάξης των 120km και η χρονική διακριτική ικανότητα της τάξης των δεκάδων δευτερολέπτων. Επίσης, η Ίριδα, εκτός από τις εικόνες που προκύπτουν από την σχισμή του φασματογράφου, σχηματίζει και εικόνες. Οι εικόνες αυτές έχουν στο κέντρο του πεδίου παρατήρησής τους την θέση της σχισμής και έτσι μπορεί κανείς να ξέρει την μορφολογία των δομών την στιγμή που παρατηρείται το φάσμα τους με τη σχισμή.

Ζ΄.3 Τα παρατηρησιακά δεδομένα

Στην εργασία μελετήθηκε το κέντρο δράσης με κωδικό NOAA 12529, το οποίο παρατηρήθηκε στις 18 Απριλίου 2016. Μελετήθηκαν οι φασματικές γραμμές του ιονισμένου πυριτίου και του ιονισμένου άνθρακα. Αυτές είναι η γραμμή του πυριτίου Si IV 1393Å που σχηματίζεται σε θερμοκρασία 80000K καθώς και η φασματική γραμμή του άνθρακα, C II 1334.5Å στα 30000K. Το κέντρο δράσης βρισκόταν πολύ κοντά στο δυτικό ηλιακό χείλος. Στο Σχ. Ζ΄.2 φαίνονται οι εικόνες έντασης της φασματικής γραμμής Si IV 1393Å (αριστερά) και C II 1334.5Å (δεξιά). Φαίνεται μια λαμπρή περιοχή που αποτελείται από μικρές δομές που ονομάζονται πυρσοί, οι δομές που έχουν την μορφή νημάτων είναι οι βρόχοι της μεταβατικής περιοχής.



Σχήμα Ζ'.2: Εικόνες έντασης του κέντρου δράσης ΝΟΑΑ 12529 στην φασματική γραμμή Si IV 1393Å (αριστερά) και στην φασματική γραμμή C II 1334.5Å (δεξιά). Η αριστερή εικόνα είναι χαρακτηριστική της μεταβατικής περιοχής ενώ η δεξιά αντιστοιχεί στην ανώτερη χρωμόσφαιρα. Οι δομές που μοιάζουν με νήματα είναι βρόχοι της μεταβατικής περιοχής. (Σ. Αθανασίου, πτυχιακή εργασία 2020).

Οι βρόχοι καταλαμβάνουν την άνω-δεξιά περιοχή των εικόνων. Στο Σχ. Ζ΄.3, φαίνονται οι χάρτες ταχυτήτων που υπολογίζονται από την μετατόπιση Doppler των γραμμών Si IV 1393Å και C II 1334.5Å οι οποίες βρίσκονται σε θέση αντίστοιχη με αυτή του σχήματος 2. Στο Σχ. Ζ΄.3, οι σκούρες περιοχές αντιστοιχούν σε κίνηση απομάκρυνσης από την ηλιακή επιφάνεια (το πλάσμα κινείται προς τον παρατηρητή) ενώ οι λαμπρές περιοχές αντιστοιχούν σε κίνηση απομάκρυνσης από τον παρατηρητή. Οι εντάσεις και οι ταχύτητες υπολογίστηκαν με την μέθοδο προσομοίωσης των φασματικών προφίλ των γραμμών με Γκαουσσιανές συναρτήσεις. Σε αυτά τα δεδομένα έγιναν διορθώσεις των κοσμικών ακτίνων καθώς και διορθώσεις των μετατοπίσεων Doppler που προέρχονται από τα τεχνικά χαρακτηριστικά του φασματογράφου.



Σχήμα Ζ΄.3: Χάρτες ταχυτήτων που αντιστοιχούν στις εικόνες του Σχ. Ζ΄.2. Οι σκοτεινές περιοχές αντιστοιχούν σε κινήσεις πλάσματος, κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης, υλικού που πλησιάζει στον παρατηρητή και κατευθύνεται μακρυά από την ηλιακή επιφάνεια. Αντίθετα οι λαμπρές περιοχές αντιστοιχούν σε πλάσμα που απομακρύνεται από τον παρατηρητή. (Σ. Αθανασίου πτυχιακή εργασία 2020).

Ζ΄.4 Αποτελέσματα

Αφού υπολογίστηκαν οι χάρτες ταχυτήτων από τις δυο φασματικές γραμμές έγινε επιλογή των βρόχων που φαίνονται στις εικόνες στους οποίους έγινε ανάλυση της γεωμετρίας τους. Αυτή η φάση της μελέτης αν και φαίνεται απλοϊκή είναι κρίσιμη και παρουσιάζει δυσκολίες. Καθώς το πλάσμα της μεταβατικής περιοχής είναι οπτικά λεπτό πολύ συχνά παρατηρείται το άθροισμα της ακτινοβολίας των δομών που διασταυρώνονται, δηλαδή που τέμνουν την ίδια γραμμή παρατήρησης. Καθώς οι βρόχοι εμφανίζονται στην ίδια περιοχή, κυρίως τα πόδια τους συγκεντρώνονται στο ίδιο σημείο, είναι πολύ δύσκολο να τους ξεχωρίσει κανείς. Στο Σχ. Ζ΄.4, φαίνεται η μορφολογία 5 βρόχων στον χάρτη του μαγνητικού πεδίου της φωτόσφαιρας.



Σχήμα Ζ΄.4: Χάρτης του μαγνητιχού πεδίου της χρωμόσφαιρας με το ίδιο πεδίο παρατήρησης με τα Σχ. Ζ΄.2 Ζ΄.3. Οι λευχές περιοχές αφορούν μαγνητιχό πεδίο που βγαίνει έξω από την ηλιαχή επιφάνεια, οι μαύρες περιοχές απειχονίζει περιοχές που μπαίνουν μέσα στην ηλιαχή επιφάνεια. Το σχήμα των βρόχων φαίνεται με χρωματιστές γραμμές, ενώ φαίνεται χαι η ονομασία τους. (Σ. Αθανασίου πτυχιαχή εργασία 2020).

Οι βρόχοι αυτοί είναι εμφανείς και στις εικόνες έντασης του Σχ. Ζ΄.1 Εφαρμόστηκε η μέθοδος υπολογισμού της γεωμετρίας των βρόχων που έχει παρουσιαστεί στις εργασίες Alissandrakis et al 2008, Syntelis et al 2012. Η βασική ιδέα της μεθόδου είναι να βρεθεί η κατάλληλη γωνία κλίσης του επιπέδου του βρόχου με την κάθετο στην επιφάνεια για την οποία η ταχύτητα κατά μήκος του βρόχου να μην παρουσιάζει ασυνέχειες και απειρισμούς. Η εμπειρία έχει δείξει πως τις περισσότερες φορές η ταχύτητα κατά μήκος του βρόχου παρουσιάζει μια ομαλή καμπύλη μόνο για ένα πολύ μικρό εύρος γωνιών. Οι γωνίες των βρόχων βρέθηκαν να είναι από 30° έως 50° που σημαίνει πως οι βρόχοι έχουν μια κλίση προς το βόρειο-δυτικό τμήμα του Ήλιου. Οι ταχύτητες που υπολογίστηκαν κατά μήκος του βρόχου έχουν τιμές της τάξης των 10 έως 30 km/s. Σε προηγούμενες εργασίες έχουν βρεθεί 3 τύποι κινήσεων του πλάσματος στους βρόχους. Κίνηση σιφονιού όπου πλάσμα κινείται από το ένα πόδι προς το άλλο, κίνηση πτώσης από την κορυφή του βρόχου προς τα πόδια ή χίνηση ανάδυσης από τα πόδια προς την χορυφή. Σε αυτή την εργασία βρέθηχαν επίσης περιπτώσεις ροής σιφονιού χαθώς χαι πτωτιχών χινήσεων όμως σε χάποιες περιπτώσεις ήταν δύσχολο να ταξινομηθούν οι βρόχοι σε μία από τις παραπάνω χατηγορίες.

Η αναστροφή των κινήσεων της ταχύτητας γινόταν πολύ μακριά από την κορυφή του βρόχου ώστε να εξηγηθούν ως μια χίνηση από την χορυφή προς τα πόδια. Μια πιθανή εξήγηση θα μπορούσε να είναι πως η κίνηση του πλάσματος μεταβάλλεται χρονικά κατά την διάρκεια της σάρωσης του βρόχου από τον φασματογράφο: μία ροή σιφονιού η οποία αναστρέφεται κατά την διάρκεια της παρατήρησης. Σε αυτή την περίπτωση, η μέθοδος υπολογισμού της γεωμετρίας μπορεί και πάλι να εφαρμοστεί αρκεί να μην μεταβάλλεται χρονικά η γεωμετρία του βρόχου που σημαίνει να μην μεταβάλλεται η γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου. Επίσης είναι αξιοσημείωτο πως οι βρόχοι που καταγράφηκαν στην γραμμή Si IV 1393Å εμφανίζονται και στην γραμμή C II 1354Å καθώς και στις εικόνες του στέμματος του τηλεσκοπίου AIA. Με αυτή την εργασία εφαρμόστηκε η μέθοδος υπολογισμού γεωμετρίας για πρώτη φορά σε βρόχους τόσο μικρής θερμοκρασίας του πλάσματος, και επίσης βρόχους τόσο μικρού μήχους (το μήχος των βρόχων που εξετάστηχαν είναι από 50 έως 80 δευτερόλεπτα τόξου, δηλαδή από 35 έως 65 χιλιάδες χιλιόμετρα περίπου 2 με 3 φορές μικρότερους από στεμματικούς βρόχους). Οι βρόχοι της ηλιακής ατμόσφαιρας είναι ένα ενδιαφέρον αντικείμενο μελέτης στην ηλιακή φυσική και η κατανόηση της γεωμετρίας τους προσφέρει πολλές κρίσιμες γνώσεις για την κατανόησή τους. Ο φασματογράφος Ίριδα με την εξαιρετικά του τεχνικά χαρακτηριστικά μπορεί να προσφέρει νέα στοιχεία σε αυτό τον ερευνητικό τομέα, εάν συνδυαστεί με παρατηρήσεις της αποστολής Solar Orbiter που παρατηρεί τον Ήλιο εδώ και μερικούς μήνες.

Αναφορές

Alissandrakis C.E., Gontikakis C. and Dara H., 2008, Solar Phys. 252, 73.

Αθανασίου Σ., 2020, Πτυχιακή εργασία, "Μελέτη της γεωμετρίας βρόχων της μεταβατικής περιοχής και του στέμματος της ηλιακής ατμόσφαιρας". Τμήμα Φυσικής, Παν/μιο Αθηνών.

Rosner R., Tucker W.H. and Vaiana G.S., 1978, Astrophys. J. 220, 643.

Syntelis P., Gontikakis C., Georgoulis M.K., Alissandrakis C.E. and Tsinganos K., 2012, Solar Phys. 280, 475.

Η΄ Σπειροειδή κύματα πυκνότητας σε γαλαξιακά μοντέλα

Μ. Χαρσούλα, Γ. Κοντόπουλος και Κ. Ζουλούμη

Η'.1 Περίληψη

Η ύπαρξη των καλοσχηματισμένων σπειροειδών βραχιόνων στους μεγάλους σπειροειδείς γαλαξίες (Σχ. Η΄.1) εξηγείται στα πλαίσια της θεωρίας των διαταραχών πυκνότητας με την ύπαρξη ευσταθών περιοδικών τροχιών σε γαλαξιακά μοντέλα. Οι τροχιές αυτές έχουν ελλειπτικό σχήμα και η υπέρθεσή τους σε όλο το ενεργειακό εύρος του γαλαξιακού μοντέλου υποστηρίζει ένα σπειροειδές κύμα πυκνότητας. Στην παρούσα εργασία γίνεται μία τροχιακή μελέτη, σε ένα γαλαξιακό μοντέλο που προσομοιώνει τις σπείρες του δικού μας Γαλαξία, για τον εντοπισμό των βασικών οικογενειών περιοδικών τροχιών που στηρίζουν τη σπειροειδή δομή. Επιπλέον, μελετάται και εξηγείται η εξάρτηση της ύπαρξης τέτοιων ευσταθών περιοδικών τροχιών από το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής του γαλαξιακού μοντέλου. Έτσι, οι τιμές που μπορεί να πάρει το πλάτος των διαταραχών αυτών περιορίζονται, από τις τροχιακές αυτές μελέτες, σε ένα εύρος που συμφωνεί και με τα παρατηρησιακά δεδομένα των μεγάλων σπειροειδών γαλαξιών.



Σχήμα Η'.1: Ο σπειροειδής γαλαξίας Messier 100 (επίσης γνωστός και ως NGC 4321) βρίσκεται στο νότιο ημισφαίριο του αστερισμού "Coma Berenices" σε απόσταση περίπου 55 εκατομμύρια έτη φωτός από τη γη. Είναι ένας από τους φωτεινότερους και μεγαλύτερους γαλαξίες στο γαλαξιακό σμήνος της Παρθένου, με διάμετρο 110.000 έτη φωτός και είναι ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα μεγάλου σπειροειδή γαλαξία με καλοσχηματισμένους και συμμετρικούς σπειροειδείς βραχίονες, παρόμοιους με τους βραχίονες του δικού μας Γαλαξία.

Η΄.2 Εισαγωγή

Η συχνότητα των παρατηρούμενων μεγάλων σπειροειδών διαταραχών στους γαλαξιαχούς δίσχους (grand design galaxies) μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι ένα χύμα πυχνότητας είναι ο βασιχός μηχανισμός για την δημιουργία των σπειροειδών αυτών δομών. Η θεωρία των διαταραχών πυχνότητας εισήχθη από τον Lindblad (1940,1961), ενώ αργότερα οι Lin και Shu (1964) πρότειναν ότι οι σπειροειδείς βραγίονες των γαλαξιών έχουν δημιουργηθεί από χύματα πυχνότητας που επιβιώνουν για μεγάλα χρονικά διαστήματα επάνω στον γαλαξιακό δίσκο. Αυτά τα σπειροειδή κύματα πυχνότητας αντιστοιχούν σε διαταραχές πυχνότητας που φτάνουν μέχρι και 10-15% σε σχέση με το αξισυμμετρικό υπόβαθρο. Επάνω σε αυτά τα σπειροειδή κύματα πυκνότητας γεννιούνται τα νέα αστέρια. Τα αστέρια, το αέριο και η σκόνη ταξιδεύουν μέσα από αυτά τα χύματα. Παρ' όλα αυτά, τα περισσότερα αστέρια δεν έχουν την ίδια γωνιαχή ταχύτητα με το χύμα πυχνότητας. Υπάρχει μία συγχεχριμένη απόσταση από το χέντρο του γαλαξία που ονομάζεται "αχτίνα συμπεριστροφής" και μόνο εχεί τα αστέρια και το κύμα πυκνότητας έχουν την ίδια γωνιακή ταχύτητα περιστροφής. Όσα αστέρια βρίσκονται μέσα από την ακτίνα της συμπεριστροφής κινούνται με μεγαλύτερη γωνιαχή ταχύτητα από αυτή του χύματος πυχνότητας, ενώ όσα αστέρια βρίσκονται έξω από την ακτίνα της συμπεριστροφής κινούνται με μικρότερη γωνιακή ταχύτητα από αυτή του κύματος πυκνότητας.

Η ύπαρξη περίπου ελλειπτικών περιοδικών τροχιών των αστεριών είναι πολύ σημαντική για την υποστήριξη των ράβδων στους ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες καθώς και για την υποστήριξη της σπειροειδούς δομής στους μεγάλους κανονικούς σπειροειδείς γαλαξίες. Στην τελευταία περίπτωση, όπου δεν υπάρχει ράβδος, οι περιοχές των ελλειπτικών τροχιών κοντά στα απόκεντρά τους μετακινούνται ανάλογα με την ενέργεια της κάθε τροχιάς κατά τέτοιο τρόπο, ώστε να μπορούν να υποστηρίξουν σπειροειδή κύματα πυκνότητας σε μεγάλη έκταση. Αυτές οι ελλειπτικές τροχιές ονομάζονται "μεταπίπτουσες ελλείψεις". Σχεδιάστηκαν, σχηματικά, από τον Kalnajs το 1973 και αποτελούν την τροχιακή εκδοχή της αρχικής πρωτότυπης θεωρίας των χυμάτων πυχνότητας των Lin και Shu. Η αλλαγή του προσανατολισμού των ελλειπτικών τροχιών με την αλλαγή της ενέργειας μπορεί να εξηγηθεί με την "θεωρία των διαταραχών" στη περίπτωση του εσωτεριχού συντονισμού Lindblad (Inner Lindblad Resonance ή ILR από εδώ και στο εξής) (Contopoulos 1975). Αριθμητικά παραδείγματα τέτοιων μεταπιπτουσών ελλείψεων έχουν βρεθεί σε αυτοσυνεπή μοντέλα σπειροειδών γαλαξιών (Contopoulos and Grosbøl, 1986, Patsis and Grosbøl 1996, Pichardo et al. 2003, Efthymiopoulos 2010, Tsigaridi and Patsis, 2013, Pérez-Villegas et al. 2015, Chaves-Velasquez et al. 2019).

Η γραμμική θεωρία των κυμάτων πυκνότητας, η οποία ισχύει για μικρές διαταραχές της σπείρας, έχει δώσει αναλυτικές σχέσεις που επιβεβαιώνουν μία συσχέτιση ανάμεσα στη γωνία στροφής των σπειροειδών βραχιόνων του γαλαξία και στη γωνιακή ταχύτητα περιστροφής των σπειρών, μέσω της εξίσωσης διασποράς (Binney and Tremaine, p. 359):

$$D(r) = \kappa^2 - m(\Omega(r) - \Omega_{sp})^2 = 2\pi G \sigma_0(r) |k_r| - c^2 k_r^2$$
(8.1)

όπου Ω_{sp} είναι η ταχύτητα περιστροφής των σπειρών, $\Omega(r)$ είναι η γωνιαχή συχνότητα περιστροφής των αστεριών, m είναι ο αριθμός των σπειροειδών βραχιόνων του γαλα-

ξία, κ είναι η επικυκλική συχνότητα των αστεριών, $\sigma_0(r)$ είναι η επιφανεική πυκνότητα του αξισυμμετρικού μέρους του γαλαξία, c είναι ταχύτητα του ήχου και k_r είναι ο ακτινικός κυματαριθμός των σπειροειδών βραχιόνων. Ο κυματαριθμός k συνδέεται με την γωνία στροφής των σπειροειδών βραχιόνων a μέσω της σχέσης $a = \cot^{-1}(k_{\varphi}/k_r)$, όπου k_{φ} είναι ο αζιμουθιακός κυματαριθμός και k_r ο ακτινικός κυματαριθμός. Επιπλέον, στην μη γραμμική θεωρία διαταραχών, το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής A(r) λαμβάνεται υπ'όψιν στην εξίσωση διασποράς (Norman 1978) και έτσι τελικά καταλήγουμε με μία αναλυτική σχέση που συσχετίζει και τις τρείς ελεύθερες παραμέτρους ενός γαλαξιακού μοντέλου, δηλ. το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής, τη γωνία στροφής των σπειρών και τη γωνιακή ταχύτητα περιστροφής των σπειρών.

Εκτός από αυτή τη αναλυτική θεωρία, που συσχετίζει τις ελεύθερες παραμέτρους ενός γαλαξιακού μοντέλου, δεν υπήρχε έως τώρα μία συστηματική τροχιακή μελέτη σε σπειροειδή γαλαξιακά μοντέλα που να μελετά και να εξηγεί την επίδραση των τιμών αυτών των ελεύθερων παραμέτρων στη δημιουργία του κύματος πυκνότητας.

Στο άρθρο αυτό γίνεται μία συστηματική τροχιακή μελέτη σε ένα σπειροειδές γαλαξιακό μοντέλο καθώς και μελέτη του ρόλου που παίζει το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής στην παρουσία ευσταθών περιοδικών τροχιών που θα υποστηρίζουν το κύμα πυκνότητας. Η εμφάνιση του χάους στο φασικό χώρο, του γαλαξιακού μοντέλου που χρησιμοποιούμε, βάζει ένα φυσικό όριο στην ακτίνα του γαλαξία πέρα από την οποία δεν μπορούν πλέον οι τροχιές αυτές να στηρίξουν τη σπείρα. Επίσης, η εμφάνιση του χάους θέτει και έναν περιορισμό στις τιμές που μπορεί να πάρει η διαταραχή του σπειροειδούς δυναμικού έτσι ώστε να εξασφαλίζεται η ύπαρξη ευσταθών περιοδικών τροχιών που να υποστηρίζουν το σπειροειδές κύμα.

Η΄.3 Γαλαξιαχό μοντέλο σπειροειδούς γαλαξία

Ένα παράδειγμα ενός τέτοιου διδιάστατου αναλυτικού μοντέλου που προσομοιώνει έναν κανονικό σπειροειδή γαλαξία δίνουμε παρακάτω. Το μοντέλο αυτό περιλαμβάνει το δυναμικό ενός γαλαξιακού δίσκου, μίας άλω, ενός κεντρικού σφαιροειδούς και ενός λογαριθμικού σπειροειδούς δυναμικού. Ο αντίστοιχος τύπος του δυναμικού είναι ο εξής:

$$V = V_{ax} + V_{sp} \tag{8.2}$$

όπου το V_{ax} είναι το αξισυμμετρικό δυναμικό:

$$V_{ax} = V_d + V_b + V_h \tag{8.3}$$

που αποτελείται από το δυναμικό V_d του δίσκου, 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 :

$$V_d = \frac{-GM_d}{\sqrt{r^2 + (a_d + b_d)^2}}$$
(8.4)

με $M_d = 8.56 \times 10^{10}$ ηλιακές μάζες, $a_d = 5.3 kpc$ and $b_d = 0.25 kpc$. Το δυναμικό του κεντρικού σφαιροειδούς V_b δίνεται από τον τύπο :

$$V_b = \frac{-GM_b}{\sqrt{r^2 + b^2}} \tag{8.5}$$

με $M_b = 5 \times 10^{10}$ ηλιαχές μάζες και b = 1.5 kpc.

Το δυναμικό της άλω, V_h , όπως εισήχθη από τους Allen και Santillan (1991) δίνεται από τον τύπο:

$$V_h = \frac{-GM_h}{r} - \frac{GMh_0}{\gamma r_h} \left[-\frac{\gamma}{1 + (r/r_h)^{\gamma}} + \ln(1 + (r/r_h)^{\gamma}) \right]$$
(8.6)

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

$$M_h(r) = \frac{M_{h_0}(r/r_h)^{\gamma+1}}{1 + (r/r_h)^{\gamma}}$$
(8.7)

με $M_{h_0}(r) = 10.7 \times 10^{10}$ ηλιακές μάζες.

Το δυναμικό της σπειροειδούς διαταραχής, V_{sp} , δίνεται από έναν τύπο λογαριθμικής σπείρας που προσομοιώνει τις σπείρες του Γαλαξία μας και έχει εισαχθεί από τους Cox and Gómez (2002):

$$V_{sp} = 4Gh_z \rho_0 \exp(-(\frac{r-r_0}{R_s})) \frac{C}{KD} \cos(2[\varphi - \frac{\ln(r/r_0)}{\tan(\alpha)}])$$
(8.8)

$$K = \frac{2}{r|sin(\alpha)|}, \quad D = \frac{1 + kh_z + 0.3(Kh_z)^2}{1 + 0.3Kh_z}$$
(8.9)

όπου $C = 8/(3\pi)$, $h_z = 0.18 kpc r_0 = 8 kpc$, $R_s = 7 kpc$, $\alpha = -13^0$ είναι η γωνία χλίσης των σπειρών και ρ_0 είναι η πυκνότητα του σπειροειδούς μοντέλου (πλά τος της σπειροειδούς διαταραχής). Το ρ_0 είναι η ελεύθερη παράμετρος του μοντέ λου μας και στην μελέτη μας χρησιμοποιούμε τρεις διαφορετικές τιμές της, δηλαδή $\rho_0 = 5, 15, 30 (\times 10^7 M_{\odot}/kpc^3)$. Αυτές οι τρείς τιμές της διαταραχής έχουν επιλεγεί έτσι ώστε να αντιστοιχούν σε μία αδύναμη, μία ενδιάμεση και μία ισχυρή σπείρα αντίστοιχα, σύμφωνα με τις τιμές που βρίσκουμε στην βιβλιογραφία (Block et al. 2004).

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

$$H = \frac{p_r^2}{2} + \frac{p_{\varphi}^2}{2r^2} - \Omega_{sp}p_{\varphi} + V_{ax}(r) + V_{sp}(r,\varphi)$$
(8.10)

όπου p_r και p_{φ} είναι οι τιμές της ακτινικής ταχύτητας και της στροφορμής στο αδρανειακό σύστημα αναφοράς. Η εκτίμηση της ταχύτητας περιστροφής Ω_{sp} στους κανονικούς σπειροειδείς γαλαξίες γίνεται έμμεσα όπως π.χ. με συσχέτιση κάποιων μορφολογικών χαρακτηριστικών της σπείρας με ένα γνωστό συντονισμό (π.χ. Roberts et al. 1975; Contopoulos and Grosbøl 1986; Sempere et al. 1995, Buta and Purcell 1998).

Η'.4 Επικυκλική θεωρία - θεωρία διαταραχών

Το αξισυμμετρικό δυναμικό της εξίσωσης (8.3) είναι συνάρτηση μόνο της ακτίνας $V_{ax} = V_{ax}(r)$ και στο αδρανειακό σύστημα αναφοράς όλες οι τροχιές των αστεριών είναι ροζέτες που κινούνται μεταξύ περικέντρου και αποκέντρου. Η αντίστοιχη

Χαμιλτονιανή της τροχιάς είναι ενός βαθμού ελευθερίας:

$$H_{ax} = \frac{p_r^2}{2} + \frac{p_{\varphi}^2}{2r^2} + V_{ax}(r)$$
(8.11)

όπου το p_{φ} είναι σταθερό. Η ποσότητα $V_{eff}(r, p_{\varphi}^2) = \frac{p_{\varphi}^2}{2r^2} + V_{ax}(r)$ ονομάζεται ενεργό δυναμικό. Για μία συγκεκριμένη ενέργεια $E = H_{ax}$, οι ακτίνες του περικέντρου και του αποκέντρου της τροχιάς δίνονται από τη λύση της εξίσωσης $E = V_{eff}(r, p_{\varphi})$. Η ακτίνα της κυκλικής τροχιάς r_c αντιστοιχεί στο ελάχιστο του ενεργού δυναμικού, άρα δίνεται από την λύση της εξίσωσης:

$$-\frac{p_{\varphi}^{2}}{r_{c}^{3}} + \frac{dV_{ax}(r_{c})}{dr} = 0$$
(8.12)

Η γωνιαχή ταχύτητ
α $\Omega(r)$ των αστεριών που κινούνται σε κυκλικές τροχιές, δίνεται από τη σ
χέση:

$$\Omega(r_c) = \sqrt{\frac{1}{r_c} \frac{dV_{ax}(r_c)}{dr_c}}$$
(8.13)

Η επιχυχλιχή συχνότητα $\kappa = 2\pi/T_r$ είναι η αχτινιχή συχνότητα των αστεριών, όπου το T_r είναι ο χρόνος που χρειάζεται το αστέρι για να πάει από το απόχεντρο της τροχιάς στο περίχεντρο χαι πάλι στο απόχεντρο.

Για τροχιές αρχετά χοντά στις χυχλιχές, η επιχυχλιχή συχνότητα κ είναι η συχνότητα της αχτινιχής (αρμονιχής) ταλάντωσης χοντά στο ελάχιστο του ενεργού δυναμιχού (για $r = r_c$) και δίνεται από τον τύπο:

$$\kappa(r_c) = \sqrt{\frac{d^2 V_{eff}(r_c)}{dr_c^2}} = \sqrt{\frac{d^2 V_{ax}(r_c)}{dr_c^2} + \frac{3}{r_c} \frac{dV_{ax}(r_c)}{dr_c}}$$
(8.14)

Οι συχνότητες $\Omega(r)$ και $\kappa(r)$ είναι οι βασικές συχνότητες στην επικυκλική θεωρία των τροχιών. Σε αυτή τη θεωρία, οι σχεδόν κυκλικές τροχιές περιγράφονται από τη σύνθεση δύο ανεξάρτητων κινήσεων, δηλαδή της κυκλικής κίνησης του κέντρου του επίκυκλου με συχνότητα $\Omega(r)$ και της ταλάντωσης στην ακτινική και αζιμουθιακή διεύθυνση με συχνότητα $\kappa(r)$. Η γενική μορφή της συνάρτησης $\Omega(r)$ καθώς και των συνδιασμών των συχνοτήτων $\Omega(r) - \kappa(r)/2$, $\Omega(r) + \kappa(r)/2$ και $\Omega(r) - \kappa(r)/4$ φαίνονται στο Σχ. Η΄.2a.

Η τομή της καμπύλης $\Omega(r)$ (Εξ. 8.13) με την τιμή της γωνιαχής ταχύτητας της σπείρας Ω_{sp} καθορίζει την ακτίνα της συμπεριστροφής (δηλ. την απόσταση από το κέντρο του γαλαξία όπου τα αστέρια κινούνται με την ίδια ταχύτητα με την οποία κινείται και το κύμα). Για το αξισυμμετρικό μέρος του γαλαξιακού μοντέλου και για $\Omega_{sp} = 15km.sec^{-1}.kpc^{-1}$, η ακτίνα της συμπεριστροφής είναι $r_{cor} \approx 16kpc$ (Σχ. Η΄.2a). Αντίστοιχα, η τομή της καμπύλης $\Omega(r) - \kappa(r)/2$ (ή $\Omega(r) + \kappa(r)/2$) με την τιμή της γωνιακής ταχύτητας της σπείρας Ω_{sp} καθορίζει την ακτίνα του εσωτερικού 2 : 1 συντονισμού Lindblad (ILR) (ή του εξωτερικού συντονισμού Lindblad (OLR)). Ανάλογα με τον γαλαξιακό μοντέλο, μπορούμε να έχουμε κανένα, ένα ή δύο εσωτερικούς συντονισμούς Lindblad (ILR). Στο γαλαξιακό μοντέλο (8.3) υπάρχουν δύο εσωτερικοί συντονισμοί Lindblad (ILR) για γωνιακή ταχύτητα $\Omega_{sp} = 15km.sec^{-1}.kpc^{-1}$ (Σχ. Η΄.2a) στις ακτίνες $r_{ILR} \approx 1.2kpc$ και $r_{ILR} \approx 5kpc$ αντίστοιχα. Τέλος, η τομή της καμπύλης



Σχήμα Η'.2: (a) Η συνάρτηση $\Omega(r)$, καθώς και οι συνδιασμοί των συντονισμών $\Omega - \kappa/2$, $\Omega + \kappa/2$, και $\Omega - \kappa/4$. Η επιλογή της γωνιακής ταχύτητας της σπείρας (κόκκινη οριζόντια γραμμή) καθορίζει τις ακτίνες του εσωτερικού συντονισμού Lindblad, του συντονισμού 4 : 1 καθώς και του συντονισμού της συμπεριστροφής, (b) Η συνολική δύναμη Q_{all} για διαφορετικές τιμές του πλάτους της σπειροειδούς διαταραχής ως συνάρτηση της ακτίνας.

 $\Omega(r) - \kappa(r)/4$ με την τιμή της γωνιαχής ταχύτητας της σπείρας Ω_{sp} χαθορίζει την αχτίνα της 4:1 συχνότητας, που πραχτιχά οριοθετεί το τέλος της σπείρας χαι για το γαλαξιαχό μοντέλο (8.3) η αχτίνα αυτή βρίσχεται περίπου στην αχτίνα $r_{4:1} \approx 11 kpc$.

Η'.5 Κινηματικά κύματα πυκνότητας

Τα σπειροειδή χύματα πυχνότητας δεν εχτείνονται σε όλη την αχτίνα του γαλαξία γιατί υπάρχουν φυσικά εμπόδια, τόσο προς τα μέσα όσο και προς τα έξω, που οριοθετούν την επέκταση αυτών των κυμάτων. Τα σπειροειδή κύματα πυκνότητας εντοπίζονται μεταξύ του εσωτερικού (ILR) και εξωτερικού (OLR) συντονισμού Lindblad (Dobbs and Baba, 2014). Το εσωτερικό φυσικό εμπόδιο συμπίπτει περίπου με τον εσωτερικό συντονισμό 2 : 1 (ILR). Τα κύματα πυκνότητας ανακλώνται στην κεντρική περιοχή του γαλαξία, λίγο πριν την ακτίνα του συντονισμού ILR και ενισχύονται με την μέθοδο που ονομάζεται "swing amplification" (Goldreich and Tremaine, 1978), μεταφέροντας στροφορμή προς τα έξω και δημιουργώντας ένα στατικό κύμα. Τα αστρικά αυτά κύματα πυκνότητας θα μπορούσαν να απορροφηθούν στην περιοχή αυτή λόγω της απόσβεσης Landau (Landau damping) (Lynden-Bell and Kalnajs, 1972). Παρ'όλα αυτά, η απορρόφηση αυτή μπορεί να αποφευχθεί εάν η παράμετρος Q του Toomre (Toomre, 1964) είναι αρχετά μεγάλη έτσι ώστε να δημιουργηθεί το φράγμα Q, όπως λέγεται, ανακλώντας το κύμα πυκνότητας προς τα έξω και μαχριά από την περιοχή του συντονισμού ILR. Η παράμετρος Q του Toomre για έναν αστρικό δίσκο δίνεται από τη σχέση:

$$Q(R) = \frac{\kappa(R)\sigma_R(R)}{3.36G\Sigma_0(R)}$$
(8.15)

όπου κ είναι η επικυκλική συχνότητα, σ_R είναι η διασπορά των ταχυτήτων, G η σταθερά της βαρύτητας και Σ_0 η επιφανειακή πυκνότητα. Η παράμετρος Q παρατηρούμε ότι είναι συνάρτηση της ακτίνας του γαλαξία και η τιμή της αυξάνει απότομα μέσα

από μία εσωτερική ακτίνα η οποία αντιστοιχεί στον εσωτερικό συντονισμό ILR. Αυτό συμβαίνει γιατί μέσα από αυτή την ακτίνα αυξάνει απότομα η διασπορά των ταχυτήτων των αστεριών σ_R λόγω της ύπαρξης του κεντρικού σφαιροειδούς (bulge). Έτσι τα κύματα πυκνότητας ανακλώνται πίσω πρός την περιοχή της συμπεριστροφής. Σύμφωνα με αυτή την υπόθεση, στατικά κύματα πυκνότητας μπορούν να υπάρχουν στους σπειροειδείς γαλαξίες ανάμεσα σε μία ακτίνα ανάκλασης στο εσωτερικό μέρος του γαλαξία και στην ακτίνα της συμπεριστροφής όπου εκεί μπορούν να ενισχυθούν (Bertin et al. 1989). Παρ'όλα αυτά οι Contopoulos and Grosbøl, (1986, 1988) έδειξαν ότι στην περίπτωση που το πλάτος της διαταραχής των σπειρών είναι αρκετά μεγάλο, το εξωτερικό φυσικό εμπόδιο των κυμάτων συμπίπτει με τον συντονισμό 4 : 1, ο οποίος βρίσκεται μέσα από την ακτίνα της συμπεριστροφής. Οι ελλειπτικές περιοδικές τροχιές που δημιουργούν το κύμα γίνονται τετραγωνισμένες στην περιοχή αυτή και έτσι δεν μπορούν να υποστηρίξουν το σπειροειδές χύμα σε μεγαλύτερες ακτίνες. Αυτό το αποτέλεσμα επιβεβαιώνεται στην βιβλιογραφία (π.χ. Patsis et al. 1991, 1994, 1997, Lepine et al. 2011 and Junqueira et al., 2013).

Έτσι, τα σπειροειδή κύματα πυκνότητας, που δημιουργούνται από τις μεταπίπτουσες ελλείψεις εκτείνονται περίπου από την ακτίνα της συχνότητας ILR έως και την ακτίνα της 4 : 1 συχνότητας. Αυτή η περιοχή καθορίζεται από το μοντέλο και από την τιμή της γωνιακής ταχύτητας της σπείρας. Για το γαλαξιακό μοντέλο (8.3) με $\Omega_{sp} = 15 km.sec^{-1}.kpc^{-1}$, η περιοχή αυτή οριοθετείται περίπου ανάμεσα στις ακτίνες r = 5 kpc και r = 11 kpc (Σχ. Η΄.2a).

Μία ελεύθερη παράμετρος του σπειροειδούς γαλαξιαχού μοντέλου (8.8) είναι το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής ρ_0 η οποία χαθορίζει χαι την Q-δύναμη (Buta et al. 2009) της σπείρας. Η σχέση που συναντάμε στην βιβλιογραφία για την Q-δύναμη είναι ο λόγος της μέγιστης εφαπτομενιχής δύναμης της διαταραχής προς την ακτινιχή δύναμη του αξισυμμετριχού δυναμιχού, ή ο λόγος της συνολιχής δύναμης της διαταραχής προς την ακτινιχή δύναμη του αξισυμμετριχού είναι το χέση που αξισυμμετριχού είναι και την αλάτος της μέγιστης εφαπτομενιχής του αξισυμμετριχού είναι της της συνολιχής δύναμης της διαταραχής προς την ακτινιχή δύναμη του αξισυμμετριχού δυναμικού.

$$Q_{all}(r) = \frac{\langle F_{sp}(r) \rangle}{F_r(r)} = \frac{\left\langle \sqrt{\left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_{sp}}{\partial \varphi}\right)^2 + \left(\frac{\partial V_{sp}}{\partial r}\right)^2} \right\rangle_{max}}{\frac{\partial V_{ax}}{\partial r}}$$
(8.16)

Στο Σχ. Η΄.2b σχεδιάζουμε την συνολική δύναμη που δίνεται από τον τύπο (8.16) ως συνάρτηση της ακτίνας για τρεις διαφορετικές τιμές της πυκνότητας ρ_0 της εξίσωσης (8.8), δηλαδή $\rho_0 = 5, 15, 30 (\times 10^7 M_{\odot}/kpc^3)$, που αντιστοιχούν σε ασθενή, ενδιάμεση και ισχυρή διαταραχή σπειροειδούς πυκνότητας αντίστοιχα.

Οι παρατηρούμενες διαταραχές (σε δυνάμεις) των σπειροειδών δομών στους σπειροειδείς γαλαξίες σε σχέση με το αξισυμμετρικό τους υπόβαθρο έχουν τυπικές τιμές ανάμεσα σε 5% και 15% (Patsis et al. 1991, Grosbol et al., 2004).

Οι οικογένειες των ευσταθών περιοδικών τροχιών με σχήματα ελλείψεων, που υποστηρίζουν την σπειροειδή δομή μπορούν να βρεθούν από τον φασικό χώρο της Χαμιλτονιανής (8.10) και στην ουσία είναι η συνέχιση των κυκλικών τροχιών του αξισυμμετρικού μέρους του δυναμικού στην περιοχή του συντονισμού 2 : 1. Παρ' όλα αυτά επειδή είναι δύσκολο να εντοπιστούν στον συνηθισμένο φασικό χώρο του συτήματος σε πολικές συντεταγμένες, δηλ. (r, p_r) ή (φ, p_{φ}) χρειάζεται να κάνουμε έναν μετασχηματισμό σε μεταβλητές γωνίας-δράσης. Οι μεταβλητές γωνίας-δράσης είναι της μορφής (q, p), όπου q είναι γωνία (έτσι ώστε η Χαμιλτονιανή να είναι περιοδική

ως προς το q) και p είναι δράση. Σύμφωνα με τον ορισμό αυτό, το ζεύγος (φ , p_{φ}) είναι ήδη ένα ζεύγος γωνίας-δράσης, ενώ το ζεύγος (r, p_r) δεν είναι. Εισάγουμε, λοιπόν, ένα νέο ζεύγος γωνίας-δράσης (θ_r , J_r) μέσω ενός κανονικού μετασχηματισμού (r, p_r) \rightarrow (θ_r , J_r), ο οποίος συνδέεται με τις επικυκλικές ταλαντώσεις:

$$(r - r_c) = \sqrt{\frac{2J_r}{\kappa(r_c)}} sin(\vartheta_r)$$
(8.17)

$$p_r = \sqrt{J_r \kappa(r_c)} \cos(\vartheta_r) \tag{8.18}$$

όπου r_c είναι η ακτίνα της κυκλικής τροχιάς και $\kappa(r_c)$ η αντίστοιχη επικυκλική συχνότητα. Επίσης, εισάγουμε μία "αργή" γωνία $\psi = \vartheta_r - 2\varphi$, έτσι ώστε να εντοπίσουμε ευκολότερα τις ελλειπτικές περιοδικές τροχιές που υποστηρίζουν τις σπείρες στον φασικό χώρο (δες Contopoulos 1975 και Efthymiopoulos 2010 για λεπτομέρειες). Μετά ορίζουμε καινούργιες μεταβλητές (ξ, P_{ξ}):

$$\xi = \sqrt{\frac{2J_r}{\kappa(r_c)}} \sin(\psi), \qquad P_{\xi} = \sqrt{2J_r\kappa(r_c)}\cos(\psi)$$
(8.19)

Χρησιμποποιώντας τις σχέσεις (8.17), (8.18) και (8.19) καταλήγουμε στις σχέσεις $\xi = \xi(r, p_r, \varphi)$ and $P_{\xi} = P_{\xi}(r, p_r, \varphi)$:

$$\xi = (r - r_c)\cos(2\varphi) - \frac{p_r}{\kappa(r_c)}\sin(2\varphi)$$
(8.20)

$$P_{\xi} = p_r \cos(2\varphi) + (r - r_c)\kappa(r_c)\sin(2\varphi)$$
(8.21)

Για να κατασχευάσουμε μία επιφάνεια τομής Poincaré (ξ, P_{ξ}) για x = 0 και $P_x > 0$, όπου x είναι η καρτεσιανή συντεταγμένη και P_x είναι η αντίστοιχη ταχύτητα, χρειαζόμαστε αρχικές συνθήκες ξ_0 , P_{ξ_0} έτσι ώστε να ολοκληρώσουμε την τροχιά χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις κίνησης. Η διαδικασία είναι η ακόλουθη: για μία συγκεκριμένη ταχύτητα περιστροφής της σπείρας Ω_{sp} , θέτουμε μία συγκεκριμένη ακτίνα της κυκλικής τροχιάς r_c και υπολογίζουμε την γωνιακή ταχύτητα $p_{\phi_{rc}}$ από την εξίσωση (8.12) και το αντίστοιχο ολοκήρωμα Jacobi $E_j = H_{ax}(r_c) - \Omega_{sp} p_{\phi_{rc}}$ (που συμπίπτει με την ενέργεια της κυκλικής τροχιάς στο στρεφόμενο σύστημα αναφοράς). Θέτουμε την τιμή της Χαμιλτονιανής $H = E_j$ στην εξίσωση (8.10) και δίνουμε διάφορες αρχικές συνθήκες ξ_0 , P_{ξ_0} , παίρνοντας αρχική τιμή για το φ την τιμή $\varphi_0 = \pi/2$. Μετά υπολογίζουμε τις αρχικές τιμές των μεταβλητών r, p_r, p_{φ} χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (8.20), (8.21) και (8.10) αντίστοιχα. Πιό συγκεκριμένα $r_0 = r_c - \xi_0$, $p_{r_0} = -P_{\xi_0}$ και το p_{φ_0} υπολογίζεται από την εξίσωση (8.10). Κατόπιν, για την ολοκλήρωση των τροχιών με αρχικές συνθήκες ($\varphi_0, r_0, p_{r_0}, p_{\varphi_0}$) χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις Χάμιλτον για την Χαμιλτονιανή (8.10):

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\vartheta H}{\vartheta p_r}, \qquad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\vartheta H}{\vartheta p_{\varphi}}, \qquad \frac{dp_r}{dt} = -\frac{\vartheta H}{\vartheta r}, \qquad \frac{dp_{\varphi}}{dt} = -\frac{\vartheta H}{\vartheta \varphi}$$
(8.22)

και βρίσκουμε τις διαδοχικές τομές (ξ, P_{ξ}) για x = 0 και $P_x > 0$, τις οποίες και σχεδιάζουμε (στην επόμενη ενότητα).

Η΄.6 Σπειροειδή κύματα πυκνότητας - ο ρόλος της διαταραχής πυκνότητας

Στην ενότητα αυτή σχεδιάζουμε τα σπειροειδή κύματα πυκνότητας για διάφορες τιμές του πλάτους της διαταραχής του σπειροειδούς δυναμικού ρ_0 της Χαμιλτονιανής (8.10) για μία συγκεκριμένη τιμή της γωνίας στροφής των σπειρών $a = -13^o$ (η τιμή αυτή είναι πολύ κοντά στην προτεινόμενη τιμή για τις σπείρες του δικού μας Γαλαξία) και της ταχύτητας περιστροφής της σπείρας $\Omega_{sp} = 15 km.kpc^{-1}.sec^{-1}$. Αυτή είναι μία ρεαλιστική τιμή ταχύτητας περιστροφής, μέσα στα όρια των παρατηρούμενων τιμών για τους σπειροειδείς γαλαξίες.

Ο Contopoulos (1975) εισήγαγε την ονοματολογία των οικογενειών των περιοδικών τροχιών σε ένα σπειροειδή γαλαξία και ονόμασε x_1 , x_2 (ευσταθείς περιοδικές τροχιές) and x_3 (ασταθείς περιοδικές τροχιές) τις τρείς βασικές οικογένειες τροχιών. Στην περίπτωση του γαλαξιακού μοντέλου που μελετάμε οι μεταπίπτουσες ελλείψεις οι οποίες υποστηρίζουν το σπειροειδές κύμα πυκνότητας είναι ευσταθείς περιοδικές τροχιές που ανήκουν στην οικογένεια x_1 .

Υπάρχουν τέσσερις διαφορετικές περιοχές του γαλαξία, οι οποίες καθορίζουν και τον αριθμό των υπαρχόντων περιοδικών τροχιών: (α) η περιοχή μέσα από τον εσωτερικό ILR συντονισμό, όπου υπάρχει μόνο η οικογένεια x_1 (ευσταθής οικογένεια), (β) η περιοχή ανάμεσα στον εσωτερικό και εξωτερικό ILR συντονισμό, όπου συνυπάρχουν τρείς οικογένειες περιοδικών τροχιών, δηλ. η x_1 (ευσταθής οικογένεια), η x_2 (ευσταθής οικογένεια) και η x_3 (ασταθής οικογένεια), (γ) η περιοχή ανάμεσα στον εξωτερικό ILR και στον συντονισμό 4 : 1 όπου υπάρχει μόνο η x_1 οικογένεια (ευσταθής ή ασταθής), η οποία και υποστηρίζει το σπειροειδές κύμα πυκνότητας που εκτείνεται σε αυτή την περιοχή και δ) η περιοχή έξω από την συχνότητα 4 : 1 όπου η οικογένεια x_1 συνεχίζει να υπάρχει, αλλά οι τροχιές της δεν μπορούν πλέον να υποστηρίξουν την σπείρα (όπως φαίνεται στα σχήματα παρακάτω). Από το Σχ. Η΄.2a, φαίνεται ότι για $\Omega_{sp} = 15 km.kpc^{-1}.sec^{-1}$, οι ακτίνες μεταξύ του εξωτερικού ILR και του συντονισμού 4 : 1, στις οποίες και περιμένουμε να εκτείνεται η σπείρα είναι περίπου 5kpc και 11kpc αντίστοιχα.

Στο Σχ. Η΄.3 σχεδιάζουμε το φασικό πορτραίτο (ξ, P_{ξ}) της Χαμιλτονιανής (8.10), με ταχύτητα περιστροφής $\Omega_{sp} = 15 km.kpc^{-1}.sec^{-1}$ και πυκνότητα $\rho_0 = 5 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στην εξίσωση (8.8), για διάφορες τιμές της ακτίνας της κυκλικής τροχιάς r_c , δηλαδή r_c =1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11 και 12 kpc. Οι ακτίνες αυτές εκτείνονται σε μια περιοχή από το κέντρο του γαλαξία και μέχρι λίγο πιό έξω από την ακτίνα του συντονισμού 4 : 1.

Η x_1 οικογένεια των περιοδικών τροχιών βρίσκεται στο κέντρο των μαύρων νησίδων ευστάθειας και υπάρχει σε όλες τις ακτίνες, από το κέντρο του γαλαξία μέχρι και τον συντονισμό 4:1, αλλά και πέρα από αυτόν. Η x_2 οικογένεια των περιοδικών τροχιών βρίσκεται στο κέντρο των κόκκινων νησίδων ευστάθειας, ενώ η ασταθής περιοδική τροχιά x_3 σχεδιάζεται με μία μπλέ τελεία. Οι τροχιές x_2 και x_3 υπάρχουν μόνο μεταξύ του εσωτερικού και εξωτερικού ILR συντονισμού και δεν υποστηρίζουν το σπειροειδές κύμα πυκνότητας.

Στο Σχ. Η΄.3 παρατηρούμε ότι η οικογένεια x_1 είναι ευσταθής για όλες τις ακτίνες r_c και δεν υπάρχει καθόλου χάος στον φασικό χώρο, τουλάχιστον μέχρι τον συντονισμό 4:1. Μετά από αυτόν τον συντονισμό, εμφανίζονται διακλαδώσεις πε-



Σχήμα H'.3: Το φασικό πορτραίτο (ξ, P_{ξ}) για το γαλαξιακό μοντέλο που αντιστοιχεί στην Χαμιλτονιανή (8.10) με ταχύτητα περιστροφής $\Omega_{sp} = 15 km.kpc^{-1}.sec^{-1}$ και πυκότητα του σπειροειδούς δυναμικού $\rho_0 = 5 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ για διαφορετικές τιμές των ακτίνων της κυκλικής τροχιάς r_c , δηλαδή r_c =1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11 και 12 kpc. Οι μεταπίπτουσες ελλείψεις που υποστηρίζουν το σπειροειδές κύμα πυκνότητας είναι οι περιοδικές τροχιές της οικογένειας x_1 που αντιστοιχούν σε ακτίνες r_c μεταξύ 5kpc (εξωτερικού ILR συντονισμού) περίπου και 11kpc (συντονισμού 4 : 1).



Σχήμα Η'.4: Το ίδιο με το Σχ. Η'.3, αλλά για $\rho_0 = 15 \times 10^7 (M_{\odot}/kpc^3)$.



Σχήμα Η'.5: Το ίδιο με το Σχ. Η'.3, αλλά για $\rho_0 = 30 \times 10^7 (M_\odot/kpc^3)$.

ριοδικών τροχιών, ανώτερης πολλαπλότητας (Σχ. Η΄.3 για $r_c = 12 kpc$). Η οικογένεια τροχιών x_1 αντιστοιχεί σε μεταπίπτουσες ελλείψεις (Σχ. Η΄.6a) που υποστηρίζουν το σπειροειδές κύμα πυκνότητας στην περιοχή μεταξύ του εξωτερικού ILR συντονισμού και του συντονισμού 4 : 1 και αντιστοιχούν σε ακτίνες περίπου από 5kpc έως και 11kpc. Κοντά στον συντονισμό 4 : 1 οι τροχιές γίνονται πιό τετραγωνισμένες και πλέον δεν μπορούν να υποστηρίζουν το κύμα πυκνότητας σε μεγαλύτερες ακτίνες.

Στο Σχ. Η΄.6a βλέπουμε ότι η οικογένεια x_1 φτιάχνει ένα πυκνό και καλά καθορισμένο σπειροειδές κύμα πυκνότητας μεταξύ του εξωτερικού ILR συντονισμού ($\approx 5kpc$) και του συντονισμού 4 : 1 ($\approx 11kpc$), ενώ μεταξύ του εσωτερικού ($\approx 1.5kpc$) και εξωτερικού ILR συντονισμού ($\approx 5kpc$) φτιάχνει ένα λιγότερο πυκνό και πιό ασαφές σπειροειδές κύμα. Μέσα από τον εσωτερικό ILR συντονισμό οι τροχιές είναι πιό κυκλικές.

Στο Σχ. Η'.4 σχεδιάζουμε τον φασικό χώρο (ξ, P_{ξ}) όπως και στο Σχ. Η'.3, αλλά για μία μεγαλύτερη τιμή του πλάτους της σπειροειδούς διαταραχής, δηλ. $\rho_0 = 15 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στη σχέση (8.8). Εδώ βλέπουμε ότι ενώ η οικογένεια x_1 είναι ευσταθής για τις περισσότερες τιμές της ακτίνας r_c , εμφανίζεται χάος στον φασικό χώρο για $r_c > 5kpc$ που καταλαμβάνει μεγάλο μέρος του χώρου γύρω από την νησίδα ευστάθειας της x_1 περιοδικής τροχιάς. Στην πραγματικότητα, η x_1 τροχιά γίνεται ασταθής, για ένα μικρό εύρος των τιμών της ακτίνας r_c γύρω από την ακτίνα 9kpc (δες διακεκομμένο κομμάτι της μαύρης καμπύλης στο Σχ. Η'.8b).

Στο Σχ. Η'.5 σχεδιάζουμε τον φασικό χώρο (ξ, P_{ξ}) όπως και στο Σχ. Η'.3, αλλά για μία ακόμα μεγαλύτερη τιμή του πλάτους της σπειροειδούς διαταραχής, δηλ. $\rho_0 = 30 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στη σχέση (8.8). Συγκρίνοντας το Σχ. Η'.5 με το Σχ. Η'.4, παρατηρούμε ότι εδώ το χάος εισάγεται στην ίδια περίπου τιμή της ακτίνας, αλλά η



Σχήμα Η'.6: Τα σπειροειδή χύματα πυχνότητας όπως δημιουργούνται από τις μεταπίπτουσες ελλείψεις της x_1 περιοδιχής οιχογένειας τροχιών, για το γαλαξιαχό μοντέλο (8.2), με ταχύτητα περιστροφής της σπείρας $\Omega_{sp} = 15 km.kpc^{-1}.sec^{-1}$ χαι πυχνότητα του σπειροειδούς δυναμιχού $\rho_0 = 5 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο (a) $\rho_0 = 15 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο (b) χαι $\rho_0 = 30 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο (c). Οι χόχχινοι σπειροειδείς βραχίονες που σχεδιάζονται σε υπέρθεση αντιστοιχούν στα μέγιστα της πυχνότητας του γαλαξιαχού μοντέλου. Η σύμπτωση με τα χύματα πυχνότητας των ελλειπτιχών τροχιών είναι εντυπωσιαχή.



Σχήμα Η'.7: Οι τροχιές της x_2 οιχογένειας για το γαλαξιαχό μοντέλο (8.2), με ταχύτητα περιστροφής της σπείρας $\Omega_{sp} = 15 km.kpc^{-1}.sec^{-1}$ και πυχνότητα του σπειροειδούς δυναμιχού $\rho_0 = 5 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο (a), $\rho_0 = 15 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο (b) και $\rho_0 = 30 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο (c). Σε όλες τις 3 περιπτώσεις οι ελλειπτιχές αυτές τροχιές δεν στηρίζουν το σπειροειδές χύμα του γαλαξιαχού μοντέλου και έχουν χύριο άξονα χάθετο στον χύριο άξονα των τροχιών της x_1 οιχογένειας.



Σχήμα H'.8: Οι χαρακτηριστικές καμπύλες $S(r_c) = \sqrt{\xi^2 + p_{\xi}^2/\kappa_c^2}$ των περιοδικών οικογενειών x_1 (μαύρες), x_2 (κόκκινες) και x_3 (μπλε) για το γαλαξιακό μοντέλο (8.2) με $\Omega_{sp} = 15 km.kpc^{-1}.sec^{-1}$ και $\rho_0 = 5 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο (a) $\rho_0 = 15 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο (b) και $\rho_0 = 30 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο (c) (Σχ. H'.3,H'.4 και H'.5 για τα αντίστοιχα φασικά πορτραίτα). Το διακεκομμένο κομμάτι της μαύρης καμπύλης δηλώνει ότι η περιοδική τροχιά x_1 είναι ασταθής. Οι κάθετες μαύρες διακεκομμένες γραμμές αντιστοιχούν στον εσωτερικό και εξωτερικό ILR συντονισμό, ενώ ή κάθετη γκρίζα διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στον 4 : 1 συντονισμό.

περιοδική οικογένεια τροχιών x_1 γίνεται ασταθής, με μια ακολουθία διπλασιασμών περιόδου, στην ακτίνα $r_c = 6.8 kpc$ και δεν υπάρχουν καθόλου οργανωμένες τροχιές γύρω από αυτήν. Σαν συνέπεια, δεν υπάρχει καθόλου οργανωμένη ύλη που να συσσωρεύεται γύρω από αυτήν την τροχιά και η οποία θα μπορούσε να υποστηρίξει ένα ρεαλιστικό σπειροειδές κύμα. Παρ' όλα αυτά, εάν σχεδιάσουμε τις ελλείψεις αυτής της ασταθούς x_1 περιοδικής τροχιάς (Σχ. Η΄.6c), βλέπουμε ότι φτιάχνουν ένα λιγότερο πυκνό και περισσότερο ευρύ κύμα σε σύγκριση με το κύμα των σχημάτων Σχ. Η΄.6a,b, ενώ παράλληλα εμφανίζονται και κάποιοι δευτερογενείς, πολύ λιγότερο έντονοι σπειροειδείς βραχίονες. Αυτό είναι ένα μή ρεαλιστικό σπειροειδές κύμα πυκνότητας που δεν παρατηρείται στους πραγματικούς γαλαξίες.

Στην πραγματικότητα, το πλάτος της διαταραχής για τους σπειροειδείς βραχίονες στους πραγματικούς μεγάλους σπειροειδείς γαλαξίες έχει ένα σχετικά χαμηλό ανώτερο όριο που είναι περίπου $\approx 10 - 15\%$ σε δυνάμεις (Grosbøl and Patsis 1998, Grosbøl et al. 2004). Επίσης, μακροχρόνια εξέλιξη αυτοσυνεπών μοντέλων Νσωμάτων δείχνει ότι τα σπειροειδή κύματα πυκνότητας, με διαταραχή (σε δυνάμεις) πάνω από $\approx 5\%$, δεν επιβιώνουν για πολλές περιστροφές του γαλαξία (Chakrabarti et al., 2003).

Στο Σχ. Η'.6 σχεδιάζονται τα σπειροειδή κύματα πυκνότητας για $\Omega_{sp} = 15 \frac{km}{sec.kpc}$ και τρείς διαφορετικές τιμές της πυκνότητας διαταραχής ρ_0 στην εξίσωση (8), δηλ. $\rho_0 = 5 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο Σχ. Η'.6a, $\rho_0 = 15 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο Σχ. Η'.6b και $\rho_0 = 30 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο Σχ. Η'.6c. Οι σπείρες που σχηματίζονται από τις μεταπίπτουσες ελλείψεις της οικογένειας x_1 είναι πιό πυκνές και πιό συγκεντρωμένες, γύρω από τα μέγιστα της πυκνότητας, στην περίπτωση του σχήματος Σχ. Η'.5b. Τα κύματα εκτείνονται μέχρι ακτίνες που αντιστοιχούν στην περιοχή λίγο πιο μέσα από τον συντονισμό 4 : 1. Αυτό συμβαίνει γιατί στην περιοχή αυτή οι ελλείψεις γίνονται πιό τετραγωνισμένες και δεν μπορούν πλέον να στηρίξουν το κύμα της σπείρας. Παρατηρούμε επίσης ότι καθώς αυξάνεται η διαταραχή της πυκνότητας οι τροχιές γίνονται πιό επιμήκεις και από κάποια τιμή της διαταραχής και μετά τέμνονται μεταξύ τους. Αυτό συμβαίνει στην περίπτωση του Σχ. Η΄.5c, όπου η οικογένεια x_1 είναι πλέον ασταθής και οι τροχιές τέμνονται μεταξύ τους σε όλο το εύρος των τιμών της ακτίνας. Οι κόκκινοι σπειροειδείς βραχίονες που σχεδιάζονται σε υπέρθεση αντιστοιχούν στα μέγιστα της πυκνότητας του γαλαξιακού μοντέλου, υπολογισμένα από τα ελάχιστα του σπειροειδούς δυναμικού (8.8). Η σύμπτωση με τα κύματα πυκνότητας των ελλειπτικών τροχιών είναι εντυπωσιακή.

Στο Σχ. Η΄.7, οι μεταπίπτουσες ελλείψεις της περιοδικής οικογένειας x_2 σχεδιάζονται για το γαλαξιακό μοντέλο (8.2), για γωνιακή ταχύτητα της σπείρας $\Omega_{sp} = 15km.sec^{-1}.kpc^{-1}$ και πυκνότητα του σπειροειδούς δυναμικού $\rho_0 = 5 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο Σχ. Η΄.7a, $\rho_0 = 15 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο Σχ. Η΄.7b και $\rho_0 = 30 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο Σχ. Η΄.7c. Σε όλες τις τρείς περιπτώσεις οι ελλείψεις αυτές δεν υποστηρίζουν το σπειροειδές κύμα πυκνότητας του γαλαξιακού μοντέλου και έχουν μεγάλους άξονες κάθετους στους αντίστοιχους μεγάλους άξονες των ελλείψεων της βασικής περιοδικής οικογένειας x_1 . Στα Σχ. Η΄.7b, c δημιουργούνται ασθενείς σπειροειδείς βραχίονες στην περιοχή ανάμεσα στον εσωτερικό και εξωτερικό ILR συντονισμό, όπου όμως το πλάτος του σπειροειδούς δυναμικού είναι κοντά στο μηδέν (Σχ. Η΄.2b).

Στο Σχ. Η'.8 σχεδιάζονται οι κανονικοποιημένες χαρακτηριστικές καμπύλες $S = \sqrt{\xi^2 + P_\xi/\kappa_c^2}$ (όπου $\kappa_c = \kappa_c(r_c)$ είναι η επικυκλική συχνότητα που δίνεται από τη σχέση (8.14) ως συνάρτηση της ακτίνας r_c , για ταχύτητα περιστροφής της σπείρας $\Omega_{sp} = 15 km.sec^{-1}.kpc^{-1}$ και πλάτος διαταραχής $\rho_0 = 5 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο Σχ. Η'.8a, $\rho_0 = 15 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο Σχ. Η'.8b και $\rho_0 = 30 \times 10^7 M_{\odot}/kpc^3$ στο Σχ. Η'.8c. Η περιοδική οικογένεια x_1 σχεδιάζεται με μαύρη καμπύλη, η περιοδική οικογένεια x_2 με κόκκινη και η (ασταθής) περιοδική τροχιά x_3 με μπλε. Το διακεκομμένο τμήμα της μαύρης καμπύλης δηλώνει ότι η οικογένεια x_1 είναι ασταθής. Οι μαύρες διακεκομμένες κατακόρυφες γραμμές αντιστοιχούν στον εσωτερικό και εξωτερικό ILR συντονισμό 4 : 1. Η ύπαρξη των οικογενειών x_2 και x_3 περιορίζεται μεταξύ των μαύρων κάθετων διακεκομμένων γραμμών. Οι περιοδικές οικογένειες x_2 και x_3 γεννιώνται ταυτόχρονα σε μία εφαπτομενική διακλάδωση κοντά στον εσωτερικό ILR συντονισμό.

Η τιμή του $S(r_c)$ αντιστοιχεί στο πλάτος της επιχυχλιχής ταλάντωσης της ελλειπτιχής τροχιάς γύρω από την αντίστοιχη χυχλιχή τροχιά της ίδιας αχτίνας. Όταν οι τιμές του $S(r_c)$ ελαττώνονται, μεταξύ του εξωτεριχού ILR συντονισμού ($\approx 5kpc$) χαι της αχτίνας $r_c = 8.5kpc$, για τις περιπτώσεις του Σχ. Η΄.8a,b, οι ελλείψεις γίνονται πιό χυχλιχές χαι έτσι δεν τέμνονται μεταξύ τους. Η τιμή του $S(r_c)$ φτάνει σε ένα ελάχιστο περίπου χοντά στην αχτίνα 8.5kpc χαι μετά αρχίζει χαι αυξάνεται σχεδόν απότομα. Οι τροχιές μετά από αυτήν την αχτίνα γίνονται πολύ τετραγωνισμένες χαι τεμνονται μεταξύ τους. Έτσι, δεν μπορούν να υποστηρίξουν περαιτέρω το σπειροειδές χύμα πυχνότητας. Πραχτιχά, λοιπόν, η τιμή της αχτίνας r_{cmin} που αντιστοιχεί στο ελάχιστο του $S(r_c)$ συμπτίπτει χαι με το τέλος του σπειροειδούς χύματος. Αυτό δεν ισχύει στην περίπτωση του Σχ. Η΄.8c όπου οι αντίστοιχες ελλείψεις (Σχ. Η΄.6c) τέμνονται μεταξύ τους ήδη από την αχτίνα 5kpc, λίγο πιό έξω από τον εξωτεριχό ILR συντονισμό, χαθώς η βασιχή οιχογένεια x_1 , που υποστηρίζει τη σπείρα, γίνεται ασταθής εχεί χαι το χάος χυριαρχεί γύρω από την περιοδιχή αυτή τροχιά (Σχ. Η΄.5).

Η΄.7 Συμπεράσματα

Η μελέτη των βασικών περιοδικών τροχιών σε ένα γαλαξιακό μοντέλο σπειροειδούς γαλαξία, μας βοηθάει να κατανοήσουμε τον ρόλο του πλάτους της σπειροειδούς διαταραχής στην υποστήριξη των σπειρών, στα πλαίσια της θεωρίας των κυμάτων πυκνότητας. Χρησιμοποιούμε ένα γαλαξιακό μοντέλο που αποτελείται από το αξισυμμετρικό μέρος, που περιλαμβάνει τον δίσκο, την άλω και το κεντρικό σφαιροειδές καθώς και την διαταραχή που στην περίπτωση αυτή αντιστοιχεί σε ένα σπειροειδός λογαριθμικό δυναμικό που προσομειώνει τις σπείρες του Γαλαξία μας. Μελετάμε τρία διαφορετικά μοντέλα που διαφέρουν ως προς το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής δηλαδή $\rho_0 = 5, 15, 30 (\times 10^7 M_\odot/kpc^3)$ (στον τύπο (8.8)) και αντιστοιχούν σε μία ασθενή, ενδιάμεση και ισχυρή διαταραχή σπειροειδούς πυκνότητας αντίστοιχα.

Το βασικά συμπέρασματα αυτής της μελέτης είναι τα παρακάτω: 1) Σε όλα τα μοντέλα που μελετάμε η βασική οικογένεια τροχιών είναι η x_1 , η οποία είναι υπεύθυνη για την δημιουργία των σπειροειδών κυμάτων πυκνότητας και υπάρχει σε όλες τις ακτίνες, από το κέντρο του γαλαξία και μέχρι τον συντονισμό 4 : 1, αλλά και πέρα από αυτόν. Οι οικογένειες των περιοδικών τροχιών x_2 και x_3 υπάρχουν μόνο ανάμεσα στον εσωτερικό και εξωτερικό ILR συντονισμό. Δημιουργούνται ταυτόχρονα από μία εφαπτομενική διακλάδωση πολύ κοντά στον εσωτερικό ILR συντονισμό και ενώνονται και εξαφανίζονται πολύ κοντά στον εξωτερικό ILR συντονισμό. Οι τροχιές αυτές δεν υποστηρίζουν την σπειροειδή πυκνότητα διαταραχής, γιατί η μεν οικογένεια x_2 έχει μεγάλο άξονα κάθετο σε αυτό της οικογένειας x_1 , η δε οικογένεια x_3 είναι σε όλο το εύρος των ακτίνων ασταθής.

2) Το σπειροειδές χύμα πυχνότητας, που δημιουργείται από την υπέρθεση των ελλειπτιχών τροχιών της x_1 οιχογένειας, περιορίζεται πάντα ανάμεσα στον εξωτεριχό ILR χαι στον 4:1 συντονισμό.

3) Αυξάνοντας το πλάτος της σπειροειδούς διαταραχής στο γαλαξιακό μοντέλο, εισάγεται χάος σταδιακά στον φασικό χώρο και η βασική οικογένεια x_1 γίνεται ασταθής σε ολοένα και μικρότερη ακτίνα. Ένα ανώτερο όριο στο πλάτος της σπειροειδούς διαταρχής είναι η τιμή $\rho_0 = 30(\times 10^7 M_{\odot}/kpc^3)$ όπου η οικογένεια x_1 είναι ασταθής σε όλο την περιοχή ανάμεσα στον εξωτερικό ILR συντονισμό και στον 4 : 1 συντονισμό και επομένως δεν μπορεί να υποστηρίξει ένα ρεαλιστικό κύμα πυκνότητας.

4) Μελετώντας την κανονικοποιημένη χαρακτηριστική καμπύλη $S(r_c) = \sqrt{\xi^2 + p_{\xi}^2/\kappa_c^2}$ των περιοδικών οικογενειών, συμπεραίνουμε ότι το σπειροειδές κύμα που υποστηρίζεται από τις ελλειπτικές τροχιές της x_1 οικογένειας θα τελειώνει κοντά στο ελάχιστο της ποσότητας $S(r_c)$, γιατί μετά από αυτή την ακτίνα, οι τροχιές γίνονται πολύ τετραγωνισμένες και τέμνονται μεταξύ τους.

Σε ένα πρόσφατο άρθο μας που έχει σταλεί για δημοσίευση (Harsoula et al. 2021) έχουμε διερευνήσει περαιτέρω, για το γαλαξιακό αυτό μοντέλο, την εξάρτηση της δημιουργίας του σπειροειδούς κύματος πυκνότητας από την γωνιακή ταχύτητα περιστροφής της σπείρας Ω_{sp} καθώς και από την γωνία στροφής των σπειρών (που συμβολίζεται με a στον τύπο (8.8)). Το βασικό συμπέρασμα από αυτό το άρθρο είναι ότι, χρησιμοποιώντας την τροχιακή μελέτη, βρίσκουμε και εξηγούμε την συσχέτιση των ελεύθερων παραμέτρων του μοντέλου δηλ. της διαταραχής πυκνότητας, της ταχύτητας περιστροφής και της γωνίας στροφής, που έχει ήδη βρεθεί αναλυτικά από την γραμμική και μη γραμμική θεωρία των κυμάτων πυκνότητας. Έτσι, η γωνία

στροφής των σπειρών φαίνεται να συσχετίζεται με το πλάτος της διαταραχής των σπειρών. Πιό συγχεχριμένα, έντονες σπείρες με μεγάλη διαταραχή είναι στατιστιχά πιό ανοιχτές ενώ οι λιγότερο έντονες σπείρες είναι περισσότερο χλειστές (πιό σφιχτά τυλιγμένες). Τα αποτελέσματα αυτά έχουν επειβεβαιωθεί χαι από παρατηρήσεις μεγάλων σπειροειδών γαλαξιών (Grosbøl et al. 2002).

Αναφορές

Allen C. and Santillan A., 1991, Rev. Mex. Astron. Astrof., 22, 255.

Bertin G., Lin C. C., Lowe S.A. and Thurstans R.P., 1989, Astroph. J., 338, 78.

Binney J. and Tremaine S., 1987, "Galactic Dynamics", Princeton University Press.

Block D. L., Buta R., Knapen J. H., Elmegreen D. M., Elmegreen B. G. and Puerari I., 2004, Astron. J., 128, 183.

Buta R. and Purcell G., 1998, Astron. J., 115, 484.

Buta R. J., Knapen J. H., Elmegreen B. G., Salo H., Laurikainen E., Elmegreen D. M., Puerari I. and Block D. L., 2009, Astron. J., 137, 4487.

Chakrabarti S., Laughlin G. and Shu F. H., 2003, Astroph. J., 596, 220.

Chaves-Velasquez L., Patsis P.A., Puerari I., Moreno E. and Pichardo B., 2019, Astrophys. J., 871, 79.

Choi Y., Dalcanton J. J., Williams B. F., Weisz D. R., Skillman E. D., Fouesneau M. and Dolphin A. E., 2015, ApJ, 810, 9.

Contopoulos G., 1975, Astrophys. J. 201, 566.

Contopoulos G. and Grosbøl P., 1986, Astron. Astrophys. 155, 11.

Contopoulos G. and Grosbøl P., 1988, Astron. Astrophys., 197, 83.

Cox D. P. and Gómez G. C., 2002, ApJS, 142, 261.

Dobbs C. and Baba J., 2014, Publ. Astron. Soc. Austr., 31, 35.

Efthymiopoulos C., 2010, Eur. Phys. J. Special Topics, 186, 91.

Goldreich P. and Tremaine S., 1978, Astrophys. J., 222, 850.

Gerhard O., 2011, Mem. Soc. Astron. It. Supp., 18, 185.

Grosbøl P. and Patsis P.A., 1998, Astron. Astrophys., 336, 840.

Grosbøl P., Pompei E. and Patsis P.A., 2002, ASP conference series, 275, 305.
Grosbøl P., Patsis P.A. and Pompei E., 2004, Astron. Astrophys. 423, 849.

Harsoula M., Contopoulos G., Zouloumi K. and Efthymiopoulos C., 2021 in preparation.

Junqueira T. C., Lepine, J. R. D., Braga, C. A. S. and Barros D. A., 2013, Astron. Astrophys., 550, A91.

Kalnajs A., 1973, Proc. Astron. Soc. Australia 2, 174.

Lepine J. R. D., Roman-Lopes A., Abraham Z., Junqueira T. C. and Mishurov Y. N., 2011, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 414, 1607.

Lin C., Shu F., 1964, Astrophys. J. 140, 646.

Lindblad B., 1940, Astrophys. J. 92, 1.

Lindblad B., 1961, Stockholm Obs. Ann. 21, 8.

Lynden-Bell D. and Kalnajs A.J., 1972, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 157, 1L.

Long K. and Murali C., 1992, Astrophys. J., 397, 44.

Miyamoto M. and Nagai R., 1975, Astron. Soc. Jap. Pub., 27, 533.

Norman C. A., 1978, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 182, 457.

Patsis P.A., Contopoulos G. and Grosbøl P., 1991, Astron. Astrophys., 243, 373.

Patsis P.A., Hiotelis N., Contopoulos G. and Grosbøl P., 1994, Astron. Astrophys., 243, 373.

Patsis P. A., Grosbøl P., 1996, Astron. Astrophys, 315, 371.

Patsis P. A., Grosbøl P. and Hiotelis N., 1997, Astron. Astrophys., 323, 762.

Pérez-Villegas A., Gómez G. C. and Pichardo B., 2015, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 451, 2922.

Pettitt A., Dobbs C., Acreman D. and Price D., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 444, 919

Pichardo B., Martos M., Moreno E. and Espresate J., 2003, Astroph. J., 582, 230.

Roberts W., Roberts, M. and Shu F., 1975, Astrophys. J., 196, 381.

Romero-Gomez M., Masdemont J.J., Athanassoula E.M. and Garcia-Gomez C., 2006, Astron. Astrophys., 453, 39.

Sempere M. J., Garcia-Burillo S., Combes F. and Knapen J. H., 1995, Astron. and Astrophys., 296, 45.

Toomre A., 1964, Astrophys. J., 139, 1217, 1964.

Tsigaridi L. and Patsis P.A., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 434, 2922.

Voglis N., Tsoutsis P. and Efthymiopoulos C., 2006, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 373, 280.

Θ΄ Σταθμοί καταγραφής, αρχειοθέτησης και μελέτης ηλεκτρομαγνητικών ακτινοβολιών πολύ χαμηλής συχνότητος (ELF), ιδιαίτερα στη φασματική περιοχή Schumann (0-50 Hz), στον Ελληνικό χώρο

Βασίλειος Τριτάκης

Περίληψη

Στο παρόν κείμενο περιγράφουμε τις προσπάθειες που έχουν γίνει για την εγκατάσταση και ομαλή λειτουργία σταθμών καταγραφής ατμοσφαιρικών αντηχήσεων Schumann στον Ελληνικό χώρο. Το εγχείρημα αυτό παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον διότι δεν υπάρχει προϊστορία ή οποιαδήποτε θεωρητική ή πειραματική εμπειρία στην χώρα μας σχετική με το αντικείμενο αυτό. Μετά από πέντε χρόνια δοκιμών και εφαρμογών έχουμε ήδη αποκτήσει μία σχετική εμπειρία ώστε να μπορούμε να εξετάσουμε και να προτείνουμε προϋποθέσεις βελτίωσης και πληρέστερης λειτουργίας των σταθμών αυτών.

Θ΄.1 Εισαγωγή

Οι ιδιότητες των ατμοσφαιρικών αντηχήσεων Schumann (Schumann's Resonances, στο εξής SR), έχουν περιγραφεί εκτενώς σε προηγούμενα άρθρα (Νεότερες Εξελίξεις στην Αστρονομία, 2017, 2018, 2019, Christophilakis et. al. 2017, Florios et al. 2019, 2020). Εκείνο όμως που αξίζει να κρατήσουμε και να υπενθυμίσουμε από τις περιγραφές αυτές είναι ότι τα SR έχουν αποδειχτεί ένα καλό εργαλείο παρατήρησης της μέσης και κατώτερης ατμόσφαιρας, ιδιαίτερα της ιονόσφαιρας. Τα τελευταία χρόνια μεγάλο ενδιαφέρον έχει προκύψει για την σχέση των SR με διάφορα ατμοσφαιρικά, μετεωρολογικά/κλιματικά, γεωλογικά ακόμη και βιολογικά φαινόμενα, με πλήθος δημοσιευμάτων σχετικών με τα θέματα αυτά. Στην περίπτωση μας, το ενδιαφέρον των SR εστιάζεται βασικά στην σχέση τους με την σεισμική δραστηριότητα, παράλληλα με την εμπλοκή ιονοσφαιρικών διαταραχών σε αυτή την διαδικασία (Christophylakis et al. 2017, Florios et al. 2019, 2020).

Η παρατήρηση και καταγραφή των αντηχήσεων SR δεν είναι απλή διαδικασία. Παρουσιάζει ιδιαίτερες δυσκολίες τις οποίες θα αναδείξουμε στην συνέχεια.

Μία πρώτη δυσκολία αποτελεί η πολύ μικρή ένταση (10-12 Tesla) των αντηχήσεων αυτών, κάτι που καθιστά την ανάδυση τους μέσα από το πλήθος των ακτινοβολιών που διαπερνούν την ατμόσφαιρα ιδιαίτερα δύσκολη. Για τον ασφαλή εντοπισμό τους και την ανάδειξη τους απαιτούνται ισχυροί ενισχυτές, ώστε η καταγραφή τους να καταστεί εμφανής. Επί πλέον για τον περιορισμό των ανθρωπογενών και βιομηχανικών ηλεκτρομαγνητικών θορύβων που παρεμβάλλουν παράσιτα στις τυπικές καταγραφές, π.χ. γραμμές μεταφοράς ρεύματος (ΔΕΗ), κεραίες κινητής τηλεφωνίας, αντλιοστάσια, κατανάλωση ρεύματος για οικιακή χρήση, κυκλοφορία αυτοκινήτων, χρήση ηλεκτρομηχανών γενικώς, απαιτείται οι μετρήσεις να γίνονται σε ερημικά σημεία, μακριά από όλες αυτές τις οχλήσεις. Με δεδομένο ότι η τροφοδοσία ενός σταθμού, για όλους τους παραπάνω λόγους δεν επιτρέπεται να γίνεται από δίκτυο ηλεκτρικού ρεύματος, χρησιμοποιούνται μπαταρίες πράγμα όμως που αποκλείει την άμεση διαβίβαση των δεδομένων (internet) στο κέντρο επεξεργασίας τους. Η χρήση φωτοβολταϊκών στοιχείων για επαναφόρτιση μπαταριών, δυστυχώς, στην περίπτωση μας κρίνεται απρόσφορη. Η εγκατάσταση σταθμών σε ερημικές τοποθεσίες αυξάνει εκθετικά τον κίνδυνο βανδαλισμών και κλοπών σε τέτοιου είδους κατασκευές που τοποθετούνται εξωτερικά του καταλύματος.

Όλοι αυτοί οι περιορισμοί, δηλαδή στην τροφοδοσία των συσκευών και την λήψη και μεταβίβαση μετρήσεων, προσθέτουν μία ακόμη δυσκολία. Αφορά τις συχνές μετακινήσεις που θα πρέπει να κάνει κάποιος προς τον σταθμό για αντικατάσταση των μπαταριών και την λήψη και αντικατάσταση των καρτών εγγραφής των δεδομένων. Οι μετακινήσεις αυτές συνεπάγονται συχνά πολύωρη οδήγηση σε επικίνδυνους αγροτικούς δρόμους ή σε ελικοειδείς ορεινές διαδρομές καθώς και τα σχετικά έξοδα που προκύπτουν από τέτοιες μετακινήσεις. Τα ανωτέρω σκιαγραφούν κάποιες από τις δυσκολίες που προκύπτουν από την υποχρεωτική εγκατάσταση σταθμού μέτρησης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων πολύ μικρής συχνότητος (ELF) σε απομακρυσμένα ερημικά σημεία που επιλέγονται για την αποφυγή ανθρωπογενών οχλήσεων.

Θ΄.2 Σταθμοί μέτρησης SR στον Ελληνικό χώρο.

Ο πρώτος σταθμός καταγραφής SR εγκαταστάθηκε στην Ήπειρο το 2016. Είχαν προηγηθεί πολύμηνες δοκιμές σε διάφορα σημεία του Νομού Ιωαννίνων πριν επιλεγεί μία περιοχή μεταξύ των κοινοτήτων Καλπακίου και Δολιανών. Κατάλυμα του σταθμού απετέλεσε ένα ημιεγκαταλελειμμένο αγροτικό εκκλησάκι που ευγενικά παραχωρήθηκε από το εκκλησιαστικό συμβούλιο της κοινότητας Δολιανών (Εικ. Θ΄.1).



Σχήμα Θ΄.1: Κατάλυμα βόρειου σταθμού στον νομό Ιωαννίνων.

Ο εξοπλισμός του σταθμού αυτού αποτελείται από δύο πηνία 80.000 σπειρών το καθένα τοποθετημένα κατά μήκος των διευθύνσεων Βορράς-Νότος και Ανατολή-Δύση του Γήινου μαγνητικού πεδίου. Τα δεδομένα που λαμβάνουν φιλτράρονται, ώστε να απομακρυνθούν θόρυβοι με συχνότητες άνω των 50Hz, ενισχύονται και στην συνέχεια ψηφιοποιούνται μέσω διάταξης μετατροπής αναλογικού σήματος σε ψηφιακό (logger) και εγγράφονται σε κάρτα αποθήκευσης. Λεπτομερή τεχνικά χαρακτηριστικά και στοιχεία του εξοπλισμού έχουν περιγραφεί σε σχετικές δημοσιεύσεις (Tatsis et al. 2015, 2016 and Votis et al. 2018). Από τις αρχές του 2020 λειτουργεί ήδη ένας δεύτερος σταθμός καταγραφής SR στην Νότιο Ελλάδα και συγκεκριμένα στο όρος Πάρνων. Ο σταθμός στεγάζεται σε κτήριο-καταφύγιο του Δασαρχείου Σπάρτης σε ύψος 1500 μέτρων (Εικ. Θ΄.2).



Σχήμα Θ΄.2: Κατάλυμα νότιου σταθμού στο όρος Πάρνων της Λακωνίας.

Στην Εικ. Θ΄.3 φαίνεται η γεωγραφική κατανομή των δύο ελληνικών σταθμών σε σχέση με την Αθήνα. Στον νότιο σταθμό υπάρχει εξοπλισμός ελληνικής προέλευσης ανάλογος με εκείνον του βόρειου σταθμού, ενώ παράλληλα υπάρχει εγκατεστημένος και εξοπλισμός του Πολωνικού Πανεπιστημίου της Κρακοβίας (Εικ. Θ΄.4). Ο ελληνικός εξοπλισμός αποτελείται από ένα πηνίο προσανατολισμένο στην διεύθυνση Βορράς-Νότος ως προς το γήινο μαγνητικό πεδίο καθώς και τον σχετικό μετατροπέα/καταγραφέα (logger) που τροφοδοτείται από δύο μπαταρίες 95Amh η κάθε μία. Μέγιστη αυτονομία και ενεργειακή επάρκεια σταθμού είναι οι σαράντα (40) ημέρες.



Σχήμα Θ΄.3: Γεωγραφική θέση σταθμών.

Το Πολωνικό σύστημα της Κρακοβίας αποτελείται από δύο πηνία που καταλήγουν σε ενιαίο καταγραφέα με αυτοτελή τροφοδοσία από ξεχωριστή μπαταρία. Ταυτόχρονες μετρήσεις των δύο συστημάτων, Ελληνικού και Πολωνικού, στον νότιο σταθμό Πάρνωνα έδειξαν ότι και τα δύο συστήματα καταγράφουν τα ίδια σήματα, κάτι που αποκλείει οι παρατηρήσεις που γίνονται να οφείλονται σε σφάλμα οργάνων. Η ταυτόχρονη καταγραφή από δύο διαφορετικής κατασκευής και εθνικότητας διατάξεις αποτελεί έναν ασφαλή τρόπο βαθμονόμησης των οργάνων (calibration) που αποκλείει πιθανά σφάλματα μέτρησης.



Σχήμα Θ'.4: Πηνίο (αριστερά) και logger (δεξιά) του Πολωνικού Πανεπιστημίου της Κρακοβίας.

Αντίθετα κάποιες μικροδιαφορές παρατηρούνται μεταξύ Βόρειου και Νότιου σταθμού. Με δεδομένο ότι ο εξοπλισμός των δύο αυτών σταθμών είναι ίδιος δημιουργείται η υποψία ότι οι διαφορές οφείλονται στην διαφορά θέσεως, δηλαδή στη διαφορά υψομέτρου, τη διαφορά μετεωρολογικών συνθηκών και τη διαφορά περιβάλλοντος χώρου, κάτι που θα πρέπει να διευκρινιστεί.

Στην συνέχεια παρουσιάζονται κάποιες σημαντικές παρασιτικές εγγραφές στην ομαλή καταγραφή σημάτων για να γίνει περισσότερο σαφής ο ρόλος των ανθρωπογενών παρεμβολών.

Στην Ειχ. Θ΄.5 παρουσιάζεται μία κανονική καταγραφή αντηχήσεων Schumann με το αντίστοιχο φάσμα της, όπου οι κύριες συχνότητες 7.8, 14, 21.28 Ηz διακρίνονται ευκρινώς. Στην Ειχ. Θ΄.6 παρουσιάζεται ανάλογη καταγραφή μέσα σε κατοικημένο αστικό χώρο με σαφή την ολική αλλοίωση των κανονικών χαρακτηριστικών μιας ομαλής καταγραφής.



Σχήμα Θ΄.5: Τυπική καταγραφή αντηχήσεων Schumann.



Σχήμα Θ΄.6: Καταγραφή μέσα σε κατοικημένη περιοχή.

Στην Εικ. Θ΄.7 παρουσιάζεται παρασιτική καταγραφή λόγω της λειτουργίας μηχανής αυτοκινήτου ενώ στην Εικ. Θ΄.8 καταγράφεται πυροβολισμός με κυνηγετικό όπλο.



Σχήμα Θ΄.7: Καταγραφή μηχανής αυτοκινήτου.



Σχήμα Θ΄.8: Καταγραφή πυροβολισμού.

Στην Ειχ. Θ΄.9 παρουσιάζονται πέντε κτυπήματα στην πόρτα του καταλύματος (πρώτη ομάδα από αριστερά) και πέντε κτυπήματα στο παράθυρο (δεύτερη ομάδα από αριστερά). Η διαφορά στην ένταση των σημάτων των δύο ομάδων οφείλεται στην απόσταση τους. Η πόρτα είναι αρχετά μαχριά από το πηνίο ενώ το παράθυρο είναι αχριβώς δίπλα του.



Σχήμα Θ΄.9: Καταγραφή κτυπημάτων στην πόρτα και το παράθυρο του καταλύματος.

Από τα παραπάνω παραδείγματα γίνεται σαφές γιατί οι σταθμοί καταγραφής σημάτων SR πρέπει να εγκαθίστανται σε όσο το δυνατόν ποιο ερημικά σημεία, μακριά από ανθρωπογενείς και βιομηχανικούς θορύβους.

Θ΄.3 SR και Σεισμική Δραστηριότητα

Το ενδιαφέρον για την σχέση των SR με την σεισμική δραστηριότητα στον Ελληνικό χώρο προέκυψε εντελώς τυχαία. Λίγο καιρό μετά την εγκατάσταση και λειτουργία του βόρειου σταθμού στην Ήπειρο έγινε ένας ισχυρός σεισμός 5.4 Richter σε απόσταση μόλις πέντε χιλιομέτρων από τον σταθμό. Ο σεισμός αυτός έδωσε κάποια πολύ χαρακτηριστικά σήματα που μας έκανε να στρέψουμε την προσοχή μας στο αντικείμενο αυτό (Christophilakis et al. 2017). Παράλληλα με την μακρά μετασεισμική ακολουθία που ακολούθησε αυτόν τον σεισμό και έδωσε ανάλογα σήματα, συνέβησαν και άλλοι σεισμοί στην ευρύτερη περιοχή οι οποίοι μελετήθηκαν επισταμένως (Florioς et al. 2019, 2020). Η Ελλάδα είναι ένας «προνομιούχος» χώρος για την μελέτη σεισμών μεσαίου μεγέθους (4-6.5 Richter). Ο λόγος είναι ότι εξαιτίας του μεγάλου Μεσογειακού τόξου - ρήγματος που εκτείνεται από τα Ιόνια νησιά μέχρι και πέραν της Ρόδου περνώντας νότια της Κρήτης, αλλά και άλλων σημαντικών γεωλογικών ρηγμάτων που διαπερνούν την χώρα, συμβαίνει κάθε χρόνο ικανός αριθμός μεσαίων σεισμών υ ο οποίοι, πέραν των ζημιών και απωλειών που προκαλούν, επιτρέπουν την λεπτομερή μελέτη της σεισμικής δραστηριότητος στην περιοχή μας.

Στην Εικ. Θ΄.10 παρουσιάζεται χαρακτηριστικό προσεισμικό σήμα που καταγράφηκε 8,5 ώρες πριν από τον κύριο σεισμό στο Καλπάκι (15/10/2016) και το οποίο μας έκανε να στρέψουμε την προσοχή μας στις σχέσεις SR και σεισμικής δραστηριότητας. Η χαρακτηριστικότητα αυτού του σήματος οφείλεται κυρίως στη φασματική έξαρση που παρατηρείται στην περιοχή των 20-25 Hz κάτι που έχει παρατηρηθεί και από άλλους ερευνητές.



Σχήμα Θ΄.10: Χαρακτηριστική προσεισμική καταγραφή (αριστερό πλαίσιο) και το φάσμα της (δεξί πλαίσιο).

Θ΄.4 Συμπεράσματα και προτάσεις

Μετά από πέντε σχεδόν χρόνια δοχιμών, χαταγραφών και επεξεργασίας αντηχήσεων Schumann θα μπορούσαμε να χαταλήξουμε στα παραχάτω ενδιάμεσα συμπεράσματα.

Οι αντηχήσεις Schumann, παρόλες τις δυσκολίες καταγραφής και ελέγχου ποιότητάς που παρουσιάζουν, αποτελούν ένα πολύ καλό εργαλείο μελέτης τόσο της ηλεκτρισμένης όσο και της ουδέτερης ατμόσφαιρας. Οι αντηχήσεις αυτές όμως αποτελούν μεν ένα αναγκαίο πειραματικό εργαλείο αλλά σαφώς όχι ικανό. Αυτό σημαίνει ότι για να είναι αποτελεσματικές και αξιόπιστες οι ενδείξεις τους θα πρέπει να συνοδεύονται και να αξιολογούνται σε συνάρτηση με παράπλευρες παρατηρήσεις. Απαραίτητες είναι οι ταυτόχρονες μετεωρολογικές και ιονοσφαιρικές παρατηρήσεις που συμπληρώνουν και ολοκληρώνουν την κατάσταση.

Ειδικά για την χρήση των SR στην μελέτη της σεισμικής δραστηριότητος θα πρέπει να αναφέρουμε ότι η μελέτη της έχει ξεφύγει πλέον από τα στενά πλαίσια της κλασικής σεισμολογίας. Σήμερα η μελέτη της σεισμικής δραστηριότητας είναι διεπιστημονικό αντικείμενο στο οποίον εμπλέκονται, πέραν της γεωλογίας και της κλασικής σεισμολογίας, η φυσική του στερεού σώματος, η φυσική της ηλεκτρισμένης ατμόσφαιρας, η φυσική της ιονόσφαιρας και ο ηλεκτρομαγνητισμός. Από όλα αυτά προκύπτει ότι ένας σταθμός καταγραφής SR, για να μπορεί να ανταποκριθεί στο ρόλο του ως καταγραφέας προσεισμικών σημάτων, θα πρέπει να διαθέτει μετεωρολογική και ιονοσφαιρική κάλυψη καθώς και καταγραφέα εκπομπών ραδονίου, κάτι που συνδέεται άμεσα με τις ιονοσφαιρικές διαταραχές που παρατηρούνται πριν και μετά από σεισμούς στην ευρύτερη περιοχή γύρω από τον σταθμό.

Πρόσθετο στοιχείο βελτίωσης θα ήταν η, έστω και εκ του μακρόθεν, επιτήρηση του σταθμού (π.χ. περίφραξη, κάμερες, αισθητήρες άρνησης πρόσβασης στην περιοχή) ώστε να είναι δυνατή η ασφαλής εγκατάσταση φωτοβολταϊκών στοιχείων και κεραίας άμεσης μετάδοσης δεδομένων. Ευχόμαστε κάποια στιγμή στο μέλλον, όταν η αξία των αντηχήσεων Schumann θα έχει γίνει ευρέως αποδεκτή, να καταστεί δυνατή η ανάπτυξη πλήρων σταθμών καταγραφής σύμφωνα με τις παραπάνω προδιαγραφές.

Ευχαριστίες

Θερμές ευχαριστίες οφείλονται στο Μαριολοπούλειο-Καναγκίνειο Ίδρυμα Περιβαλλοντικών Έρευνών για την οικονομική στήριξη που προσέφερε για την υλοποίηση αυτού του προγράμματος. Επίσης στο εκκλησιαστικό συμβούλιο και την κοινότητα Δολιανών του νομού Ιωαννίνων για τις διευκολύνσεις που παρείχαν και την παραχώρηση του καταλύματος του Βόρειου σταθμού. Τέλος θερμότατες ευχαριστίες οφείλουμε στον Δασάρχη Σπάρτης κ. Ζάκκα για την παραχώρηση του καταφυγίου Πάρνωνα καθώς και στο προσωπικό του Δασαρχείου κ. κ. Σ. Πετράκο, Κ. Σαμαρτζή, Ν. Σουρλή και Κ. Τσαγκαρούλη για την πολύτιμη βοήθεια τους και την συνεχή και αφιλοκερδή συμμετοχή τους στην εγκατάσταση και την λειτουργία του Νότιου σταθμού.

Αναφορές

Christofilakis V., Tatsis G., Votis C., Contopoulos I., Repapis C. and Tritakis V., 2019, J. Atm. and Solar-Terrestrial Phys., 182, 138.

Florios K., Contopoulos I., Christofilakis V., Tatsis G., Chronopoulos S., Repapis C. and Tritakis V., 2019, Pure and Appl Geophys.

Tatsis G., Votis C., Christofilakis V., Kostarakis, P., Tritakis V. and Repapis C., 2015, J. Atm. Solar-Ter. Phys., 135, 152.

Tatsis G., Votis C., Christofilakis V., Kostarakis P., Tritakis V., Repapis C. and Kalavrezos P., 2016, J. Engin. Science Tech Rev. 9(4), 61.

Τριτάκης Β., 2017, Νεότερες Εξελίξεις στην Αστρονομία 2017, ΚΕΑΕΜ της Ακαδημίας Αθηνών, σελ. 87.

Τριτάκης Β. και Φλώριος Κ., 2018, Νεότερες Εξελίξεις στην Αστρονομία 2018, ΚΕΑΕΜ της Ακαδημίας Αθηνών, σελ. 71.

Φλώριος Κ. και Τριτάκης Β., 2019, Νεότερες Εξελίξεις στην Αστρονομία, ΚΕ-ΑΕΜ της Ακαδημίας Αθηνών, σελ. 71.

Votis C., Tatsis G., Christofilakis, V., Chronopoulos S., Kostarakis P., Tritakis V. and Repapis C., 2018, EURASIP J. Wirel. Commun. Netw.

Ι΄ Δημοσιεύσεις του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών για το 2019

Κατά το έτος **2019** δημοσιεύθηκαν ή έγιναν δεκτές προς δημοσίευση 59 εργασίες, εκ των οποίων 38 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:

- Γ. Κοντόπουλος, Α.Χ. Τζέμος & Κ. Ζουλούμη: "Η εμφάνιση του χάους στην Κβαντομηχανική Bohm"
- Π. Πάτσης: "Η ανάλυση αστρονομικών εικόνων ως εργαλείο για την κατανόηση της Δυναμικής των γαλαξιών"
- Ι. Κοντόπουλος: "Λίγες σκέψεις για το φύλλο ρεύματος στην μαγνητόσφαιρα ενός pulsar"
- Σ. Βασιλάχος: "Η μεταβαλλόμενη ενέργεια του χενού ως μηχανισμός για την κατανόηση της χοσμιχής ιστορίας του σύμπαντος"
- Κ. Γοντικάκης, Ι. Κοντογιάννης, Γ. Τσιροπούλα & Κ. Τζιότζιου: "Ηλιακή Φυσική: Μορφολογική μελέτη του Ήρεμου Ήλιου"
- Μ. Χαρσούλα Χρ. Ευθυμιόπουλος & Γ. Κοντόπουλος: "Τα δομικά στοιχεία των σπειρών των γαλαξιών"
- Κ. Φλώριος & Β. Τριτάκης : "Πιθανότητα ασφαλούς πρόβλεψης γεωφυσικών φαινομένων με προηγμένες στατιστικές μεθόδους. Η περίπτωση πρόβλεψης επερχόμενης σεισμικής δραστηριότητας"

Επίσης εκδόθηκε το περιοδικό "Ιππαρχος" της Ελληνικής Αστρονομικής Εταιρίας (Volume 3, Issue 2, June 2019), 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.

Ι΄.1 Δημοσιεύσεις σε διεθνή περιοδικά με κριτές

(Δημοσιεύθηκαν ή έγιναν δεκτά προς δημοσίευση εντός του 2019)

- 1. Contopoulos G., "A review of the third integral", Math. Engin., in press.
- 2. Tzemos A.C. and Contopoulos G., "Chaos and ergodicity in an entangled twoqubit Bohmian system", Phys. Scr., in press.

- 3. Tzemos A.C., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C., 2019, "Bohmian trajectories in an entagled two-qubit system", Phys. Scr., 94, 5218.
- 4. Efthymiopoulos C., Harsoula M. and Contopoulos G., 2019, "Manifold spirals in barred galaxies with multiple pattern speeds", Astron. and Astroph., in press.
- 5. Harsoula M., Karamanos C. and Contopoulos G., 2019, "Characteristic times in the standard map", 2019, Phys. Rev. E, 99, 032203.
- 6. Patsis P. A. and Athanassoula E., 2019, "The orbital content of bars: the origin of 'non-x1-tree', bar-supporting orbits", Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 490, 2740.
- 7. Chaves-Velasquez L., Patsis P. A., Puerari I., Moreno E. and Pichardo B., 2019, "Dynamics of Thick, Open Spirals in PERLAS Potentials", Astroph. J. 871, 79.
- 8. Font J., Beckman J.E., James P. A. and Patsis P. A., 2019, "Spiral structure in barred galaxies. Observational constraints to spiral arm formation mechanisms", Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 482, 5362.
- Efthymiopoulos C., Kyziropoulos P. E., Páez R. I., Zouloumi K. and Gravvanis G., 2019, "Manifold spirals, disc-halo interactions, and the secular evolution in N-body models of barred galaxies", Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 484, 1487.
- Gkolias I., Efthymiopoulos C., Celletti A. and Pucacco G., 2019, "Accurate modelling of the low-order secondary resonances in the spin-orbit problem", Comm. Nonlin. Sci. Num. Sim. 77, 181.
- 11. Guzzo M., Efthymiopoulos C. and Paez R.I., 2019, "Semi-analytic computations of the speed of Arnold diffusion along single resonances in a priori stable Hamiltonian systems", J. Nonlin. Sci. 94G.
- Gkolias I., Daquin J., Skoulidou D.K., Efthymiopoulos C. and Tsiganis K. 2019, "Chaotic transport of navigation satellites", Chaos (Fast Track Communications), 29, 1106.
- 13. Contopoulos I., 2019, "Current closure in the pulsar magnetosphere", Mon. Not. Lett., 482L, 50.
- 14. Contopoulos I., 2019, "Generation and transport of magnetic flux in accretionejection flows", Galaxies, 7, 12.
- 15. Contopoulos I. and Stefanou P., 2019, "A ring of fire in the pulsar magnetosphere", Mon. Not. Roy. Astron. Soc, 487, 952.
- 16. Contopoulos I., Petri J. and Stefanou P., "Hybrid numerical simulations of Pulsar magnetospheres", Mon. Not. Roy. Astron. Soc., in press.
- Papadopoulos D. B. and Contopoulos I., 2019, "The magnetic Rayleigh-Taylor instability around astrophysical black holes", Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 483, 2325.

- Florios K., Contopoulos I., Christofilakis V., Tatsis G., Chronopoulos S., Repapis C. and Tritakis V., 2019, "Pre-seismic electromagnetic perturbations in two earthquakes in northern Greece", Pure and App. Geophys., in press (tmp.353F).
- 19. Karageorgopoulos V., Gourgouliatos K. N. and Contopoulos I., 2019, "Current closure through the neutron star crust", Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 487, 3333.
- Christofilakis V., Tatsis G., Votis C., Contopoulos I., Repapis C. and Tritakis V., 2019, "Significant ELF perturbations in the Schumann Resonance band before and during a shallow mid-magnitude seismic activity in the Greek area (Kalpaki)", J. Atm. Solar-Terr. Phys., 182, 138.
- 21. Basilakos S., Mavromatos N. and Sola J., 2019, "Scalar field theory description of the running vacuum model: the vacuumon", JCAP, 12, 025.
- 22. Basilakos S., Mavromatos N. and Sola J., 2019, "Do we come from a Quantum Anomaly?", Int. J. Mod. Phys. D., 28, 1944002.
- 23. Basilakos S., Leon G., Papagiannopoulos G., Saridakis E. N. and Anagnostopoulos F. K., 2019, "Dynamical system analysis at background and perturbation levels: Quintessence in severe disadvantage comparing to Λ CDM", Phys. Rev. D., 100, 043524.
- 24. Tsiapi P. and Basilakos S., 2019, "Testing dynamical vacuum models with CMB power spectrum from Planck", Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 485, 2505.
- 25. Anagnostopoulos F. K., Basilakos S. and Saridakis E. N., 2019, "Bayesian analysis of f(T) gravity using f σ_8 data", Phys. Rev. D., 100, 083517.
- 26. Anagnostopoulos F. K., Basilakos S., Kofinas, G. and Zarikas V., 2019, "Constraining the Asymptotically Safe cosmology: cosmic acceleration without dark energy", JCAP, 02, 053.
- 27. Anagnostopoulos F. K., Benisty D., Basilakos S. and Guendelman E.I., 2019, "Dark energy and dark matter unification from dynamical space time: observational constraints and cosmological implications", JCAP, 06, 003.
- 28. Paliathanasis A., Pagagiannopoulos G., Basilakos S. and Barrow J., 2019, "Dynamics of Einstein-Aether scalar field cosmology", European Phys. J. C, 79, 723.
- 29. González-Morán A. L., Chávez R., Terlevich R., Terlevich E., Bresolin F., Fernandez-Arenas D., Basilakos S. et al., 2019, "Independent cosmological constraints from high-z H II galaxies", Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 487, 4669.
- Kontogiannis I., Georgoulis, M. K., Guerra J. A., Park S.-H. and Bloomfield D. S., 2019, "Which Photospheric Characteristics are Most Relevant to Active Region Coronal Mass Ejections?", Solar Phys., 294, 130.
- 31. Campi C., Benvenuto F., Massone A. M., Bloomfield D. S., Georgoulis M. K. and Piana M., 2019, "Feature Ranking of Active Region Source Properties in Solar Flare Forecasting and the Uncompromised Stochasticity of Flare Occurrence", Astroph. J., 883, 150.

- 32. Leka K. D., Park H.-S., Kusano K., et al. (incl. Georgoulis, M. K.), 2019, "A Comparison of Flare Forecasting Methods. II. Benchmarks, Metrics and Performance Results for Operational Solar Flare Forecasting Systems", Astroph. J. Suppl. Series, 243, 36.
- 33. Leka K. D., Park H.-S., Kusano K., et al. (incl. Georgoulis M. K.), 2019, "A Comparison of Flare Forecasting Methods. III. Systematic Behaviors of Operational Solar Flare Forecasting Systems", Astroph. J., 881, 101.
- 34. Park S.-H., Leka K. D., Kusano K., et al. (incl. Georgoulis M. K.), 2019, "A Comparison of Flare Forecasting Methods. IV. Evaluating Consecutive-Day Forecasting Patterns", Astroph. J., in press.
- 35. Rouillard A. P., Pinto R. F., Vourlidas R. A. et al. (incl. Georgoulis M. K.), 2019, "Models and Data Analysis Tools for the Solar Orbiter Mission", Astron. Astroph., in press.
- 36. Kontogiannis I., Tsiropoula G., Tziotziou K., Gontikakis C., Kuckein C., Verma M. and Denker C., "Emergence of small-scale magnetic flux in the quiet Sun", Astron. Astroph., in press.
- 37. Tatsis G., Christofilakis V., Chronopoulos S.K., Kostarakis P., Nistazakis H.E., Repapis C. and Tritakis V., "Design and Implementation of a Test Fixture for ELF Schumann Resonance Magnetic Antenna Receiver and Magnetic Permeability Measurements", Electronics, in press.
- 38. Jin S., Daddi E., Magdis G. E., Liu D., Schinnerer E., Papadopoulos P. P., Gu Q., Gao Y. and Calabrò A., 2019, "Discovery of Four Apparently Cold Dusty Galaxies at z = 3.62 5.85 in the COSMOS Field: Direct Evidence of Cosmic Microwave Background Impact on High-redshift Galaxy Observables", Astroph. J., 887, 15.

I'.2 Δημοσιεύσεις σε πρακτικά συνεδρίων με κριτές

- 1. Georgoulis M. K., Nindos A. and Zhang H., 2019, "The Source and Engine of Coronal Mass Ejections" (Invited Review, Special Volume Entitled 'Solar Eruptions and their Space Weather Impact'), Phil. Trans. Royal Astron. Soc., 377, 20180094, doi:10.1098/rsta.2018.0094.
- 2. Cai X., Aydin B., Georgoulis M. K. and Angryk R., 2019, "An Application of Spatio-temporal Co-Occurrence Analyses for Integrating Solar Active Region Data from Multiple Reporting Modules", Workshop on Solar and Stellar Astronomy Big Data (SABID), 2019 Proceedings.
- Ahmadzadeh A., Hostetter M., Aydin B., Georgoulis M., Kempton D., Mahajan S. and Angryk R., "Challenges with Extreme Class Imbalance and Temporal Coheremce: A Study on Solar Flare Data", Workshop on Solar and Stellar Astronomy Big Data (SABID) 2019 Proceedings.

- 4. Ma R., Ahmadzadeh A., Filali Boubrahimi S., Georgoulis M. K. and Angryk R., 2019, "Solar Flare Classification with Time Series Profiling", Workshop on Solar and Stellar Astronomy Big Data (SABID), 2019 Proceedings.
- 5. Hostetter M., Ahmadzadeh A., Aydin B., Georgoulis M. K., Kempton D. J. and Angryk R., 2019, Understanding the Impact of Statistical Time Series Features for Flare Prediction Analysis, Workshop on Solar and Stellar Astronomy Big Data (SABID) 2019 Proceedings.
- 6. Gontikakis C., 2019, "The upper solar atmosphere. A brief history and recent results", Hipparchus 3, Issue 2, p.26.
- D. Romano D., Zhang Z.-Y, Matteucci F., Ivison R. J. and Papadopoulos P.P., 2019, "The Evolution of CNO Isotope Ratios: A Litmus Test for Stellar IMF Variations in Galaxies Across Cosmic Time", In: Formicola A., Junker M., Gialanella L., Imbriani G. (eds) Nuclei in the Cosmos XV. Springer Proc. Phys., 219.

I'.3 Δημοσιεύσεις σε πρακτικά συνεδρίων χωρίς κριτές

- Patsis P. A., 2019, "The face-on views of X-shaped "bulges" boxy features in the central parts of bars", Πρακτικά του συνεδρίου "Galactic Dynamics in the Era of Large Surveys", IAU Symposium No. 353, M. Valluri, & J. A. Sellwood (eds.), International Astronomical Union Proceedings Series, in press.
- Contopoulos I., 2019, "A Cosmic Battery in accretion flows around astrophysical black holes", Proceedings of Science, in "International Conference on Black Holes as Cosmic Batteries: UHECRs and Multi-messenger Astronomy -BHCB2018", September 12-15 2018, Foz de Iguazu, Brasil.
- Kalapotharakos C., Kazanas D., Harding A., Contopoulos I. and Wadiasingh Z., 2019, "The Magnetospheres of Merging Neutron Stars", American Astronomical Society HEAD Meeting 17, 112.87.
- Fukumura K., Kazanas D., Shrader C., Behar E., Tombesi F. and Contopoulos I., 2019, "Confronting UFO Models through Correlation Analysis in AGNs", Amer. Astron. Soc. HEAD Meeting 17, 106.15.

Ι΄.4 Δημοσιεύσεις στην Ελληνική

- 1. Γ. Κοντόπουλος: "Η θέση του ανθρώπου στο Σύμπαν", περιοδικό Ακτίνες, 2019.
- 2. Γ. Κοντόπουλος: "Επιστήμη και Πίστη", περιοδικό Ακτίνες, 2019.
- Γ. Κοντόπουλος: "100 χρόνια της Διεθνούς Αστρονομικής Ενώσεως", περιοδικό Physics News Ε.Ε.Φ., 2019.