

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ



Εικόνα 1. Το Νεφέλωμα του Καρκίνου στο κέντρο του οποίου διακρίνεται το ομώνυμο πάλσαρ (Crab Pulsar). Η εικόνα περιλαμβάνει οπτικά δεδομένα από το τηλεσκόπιο Hubble (ερυθρό) και δεδομένα στις ακτίνες Χ από το τηλεσκόπιο Chandra (μπλε). (Hester κ.ά., 2002)

Πτυχιακή εργασία
Γεώργιου Ιατρίδη,
προπτυχιακού φοιτητή του
τμήματος Φυσικής του
Πανεπιστημίου Πατρών
Έτος 2021

Επιβλέπων Καθηγητής:
Κωνσταντίνος Γουργουλιάτος

ΑΝΩΜΑΛΙΕΣ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΣΤΡΟΦΗ ΤΩΝ ΑΣΤΕΡΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Κωνσταντίνο Γουργουλιάτο, για την αμέριστη και συνεχή καθοδήγηση που μου παρείχε κατά την διάρκεια εκπόνησης της παρούσας πτυχιακής εργασίας μου.

Θα ήθελα ακόμη να ευχαριστήσω την οικογένεια μου για την εμπιστοσύνη που μου έδειξε κατά την διάρκεια των σπουδών μου. Ιδιαίτερα θα ήθελα να σταθώ στην απεριόριστη υποστήριξη που μου παρείχε η μητέρα μου, η οποία με τις επιστημονικές γνώσεις της, συντέλεσε στην δημιουργία της εργασίας αυτής.

Περιεχόμενα

ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	v
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1	- 1 -
1.1 Ιστορική Αναδρομή.....	- 2 -
1.2 Δημιουργία και Χαρακτηριστικά	- 2 -
1.3 Η Δομή του Αστέρα	- 4 -
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2	- 6 -
2.1 Ορισμός και Χαρακτηριστικά	- 7 -
2.2 Υπεραγωγιμότητα και Υπερευστότητα.....	- 9 -
2.3 Σημαντικότερα Μοντέλα.....	- 11 -
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3	- 13 -
3.1 Αστέρας Νετρονίων Τριών Συνιστωσών	- 14 -
3.1.1 Η κίνηση των κβαντικών δινών.....	- 14 -
3.1.2 Μεταφορά στροφορμής στον φλοιό	- 15 -
3.1.3 Σύγκριση με τα παρατηρησιακά δεδομένα.....	- 18 -
3.1.4 Ανακεφαλαίωση	- 19 -
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4	- 20 -
4.1 Προσομοίωση της μετα-glitch κίνησης.....	- 21 -
4.2 Σύγκριση με τις παρατηρήσεις.....	- 27 -
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5	- 29 -
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	- 32 -

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα πτυχιακή εργασία, αποσκοπεί να παρουσιάσει ένα μοντέλο που θα μπορούσε να εξηγήσει τον μηχανισμό, που είναι υπεύθυνος για τις παρατηρούμενες ανωμαλίες στην περιστροφή αστέρων νετρονίων (το φαινόμενο των glitches). Από την κατανόηση του φαινομένου, οι επιστήμονες θα είναι σε θέση να εξάγουν χρήσιμα συμπεράσματα για την μορφή της ύλης στο εσωτερικό του αστερά, που παραμένει άγνωστη μέχρι σήμερα.

Αρχικά, αναφέρονται εισαγωγικά στοιχεία για τους αστέρες νετρονίων και περιγράφεται το φαινόμενο των glitches. Στην συνέχεια, έπειτα από μια σύντομη (παρόλα αυτά απαραίτητη) θεωρητική εισαγωγή για την υπερευστότητα και την υπεραγωγιμότητα, γίνεται αναφορά σε κάποια από τα μοντέλα που επεδίωξαν να εξηγήσουν το φαινόμενο και αναφέρονται σε έναν αστέρα που αποτελείται από δύο συστατικά.

Ωστόσο, από την υπάρχουσα επιστημονική βιβλιογραφία, μου κέντρισε το ενδιαφέρον, μια εναλλακτική πρόταση που αντιμετωπίζει τον αστέρα ως ένα σώμα τριών συστατικών. Για τον λόγο αυτό, στο 3^ο κεφάλαιο, γίνεται μια συνοπτική παρουσίαση του μοντέλου αυτού. Στηριζόμενος σε αυτό, στο 4^ο κεφάλαιο επιχείρησα να προσομοιώσω την περιστροφή ενός αστέρα νετρονίων και να συγκρίνω τα αποτελέσματα που έλαβα, με τις παρατηρήσεις.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Ιστορική Αναδρομή

Το 1933 οι Walter Baade και Fritz Zwicky (Baade & Zwicky, 1934), ισχυρίστηκαν ότι έπειτα από την βαρυτική κατάρρευση ενός αστέρα πολύ μεγάλης μάζας θα μπορούσε να προκύψει ένας αστέρας νετρονίων. Το 1967, η Jocelyn Bell (εικόνα 2) ερευνώντας απομακρυσμένες πηγές ραδιοφωνικών σημάτων, ανακαλύπτει ένα παράξενο σήμα. Το σήμα αυτό επαναλαμβανόταν κάθε 1.34 δευτερόλεπτα και αρχικά υποτέθηκε ότι μπορεί να πρόκειται για κάποιον εξωγήινο πολιτισμό που προσπαθεί να επικοινωνήσει με την Γη. Ωστόσο, σύντομα ανακαλύφθηκαν κι άλλες τέτοιες «παράξενες» πηγές σε διάφορα σημεία του ουρανού και η συναρπαστική υπόθεση, ότι πρόκειται για εξωγήινους πολιτισμούς, εγκαταλείφθηκε. Αρχικά, εξετάστηκαν διάφορες περιπτώσεις για την προέλευση των παλμών, όπως αυτή του διπλού συστήματος είτε κανονικών αστέρων, είτε λευκών νάνων, είτε αστέρων νετρονίων. Η παρατηρούμενη περίοδος των παλμών, όμως, ήταν τόσο μικρή που δεν θα μπορούσε να οφείλεται σε διπλό σύστημα οποιουδήποτε από τα παραπάνω. Οι αναπάλσεις από οποιονδήποτε τύπο αστέρα απορρίφθηκαν για τον ίδιο λόγο, μετά την ανακάλυψη του πάλσαρ στο νεφέλωμα του Καρκίνου (εικόνα 1), που είχε ακόμα μικρότερη περίοδο. Τέλος, η περίπτωση περιστρεφόμενων λευκών νάνων απορρίφθηκε εξαιτίας της περιόδου και πάλι, καθώς ο περιστρεφόμενος αστέρας θα έπρεπε να έχει πολύ μικρότερη ακτίνα συγκριτικά με την μέση ακτίνα ενός λευκού νάνου ($R \approx 6000 \text{ Km}$), ώστε να μην παραβιάζεται το όριο της ταχύτητας του φωτός κατά την περιστροφή. Η μοναδική περίπτωση που εξηγούσε τις παρατηρήσεις ήταν οι παλμοί να προέρχονται από ταχύτατα περιστρεφόμενους αστέρες νετρονίων (Βάρβογλης & Σειραδάκης, 1994).



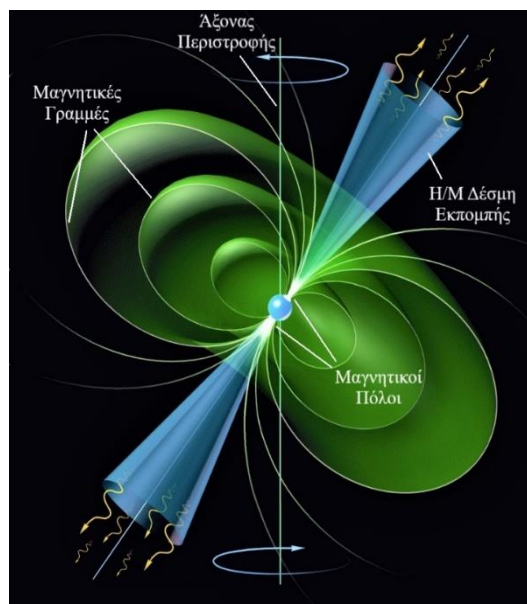
Εικόνα 2. Τζόσελιν Μπελ (αγγλ.: Jocelyn Bell). Βορειοϊρλανδή αστροφυσικός που πραγματοποίησε την ανίχνευση του πρώτου πάλσαρ ως μεταπτυχιακή φοιτήτρια, κατά την εκπόνηση της διδακτορικής διατριβής της, με επιβλέπων τον καθηγητή Άντονι Χιούις (Νόμπελ Φυσικής 1974)

1.2 Δημιουργία και Χαρακτηριστικά

Οι αστέρες νετρονίων είναι ένα από τα τρία υπολείμματα της αστρικής εξέλιξης. Όταν ένας αστέρας πολύ μεγάλης μάζας ($M > 10M_{\odot}$) φτάσει στο τελικό στάδιο της ζωής του, εκρήγνυται με μια φαντασμαγορική έκρηξη υπερκαινοφανούς. Τα εξωτερικά στρώματα του αστέρα καταρρέουν προς τον πυρήνα σιδήρου ο οποίος συμπιέζεται όλο και περισσότερο. Η έκρηξη θα αφήσει πίσω της ή μία μελανή οπή ή έναν αστέρα νετρονίων. Το τελικό προϊόν της έκρηξης θα εξαρτηθεί από την μάζα του αστέρα. Αν η μάζα του ξεπερνάει τις $20M_{\odot}$ δεν υπάρχει καμία δύναμη που να μπορεί να αντισταθμίσει την βαρυτική με αποτέλεσμα τον σχηματισμό μιας μελανής οπής. Για μάζα μικρότερη των $20M_{\odot}$ η πίεση των εκφυλισμένων νετρονίων, στο εσωτερικό του

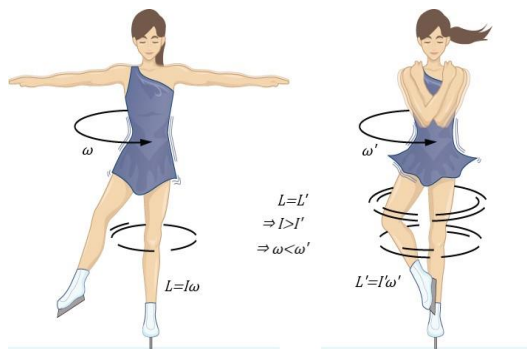
πυρήνα, εξισορροπεί την βαρυτική με αποτέλεσμα τον σχηματισμό ενός αστέρα νετρονίων.

Η μάζα ενός αστέρα νετρονίων υπολογίζεται περίπου στην $1.4M_{\odot}$ και η ακτίνα του περίπου στα 10Km. Οι περισσότεροι ανιχνεύονται ως «πάλσαρς» (pulsars), καθώς εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, κυρίως στα ραδιοκύματα. Ωστόσο, έχουν παρατηρηθεί εκπομπές στο κοντινό υπέρυθρο, στο οπτικό, στο υπεριώδες, στις ακτίνες X και στις ακτίνες γ (*Pulsars at other wavelengths*). Το πλέον καθιερωμένο πρότυπο εκπομπής των αστέρων νετρονίων φαίνεται στην εικόνα 3. Φορτισμένα σωματίδια που βρίσκονται στην επιφάνεια του αστέρα, όπως ηλεκτρόνια και πρωτόνια, επιταχύνονται εξαιτίας του μαγνητικού πεδίου και δραπετεύουν από τους πόλους σχηματίζοντας μια κωνική δέσμη ακτινοβολίας. Καθώς ο αστέρας νετρονίων περιστρέφεται, η δέσμη αυτή σαρώνει έναν κοίλο κώνο. Αν ένας εξωτερικός παρατηρητής βρεθεί στο εσωτερικό του κώνου, ανιχνεύει διαδοχικούς παλμούς, η χρονική διαφορά των οποίων, ισούται με την περίοδο περιστροφής του αστέρα (Βάρβογλης & Σειραδάκης, 1994).



Εικόνα 3. Εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από έναν pulsar. Ο άξονας περιστροφής δεν συμπίπτει με τον άξονα του μαγνητικού πεδίου δημιουργώντας έναν κώνο φωτός. (Garlick, 2018)

Όταν αναφερόμαστε στην περιστροφή ενός αστέρα νετρονίων, θα πρέπει να γίνει κατανοητό ότι ένα τέτοιο σώμα μπορεί να εκτελεί εκατοντάδες στροφές το δευτερόλεπτο. Με άλλα λόγια η περιόδός του μπορεί να λάβει τιμές από μερικά δευτερόλεπτα έως και μερικά χιλιοστά του δευτερολέπτου. Η ταχύτατη περιστροφή του οφείλεται στην διατήρηση της στροφορμής κατά την βαρυτική κατάρρευση του μητρικού αστέρα, με τον ίδιο τρόπο που οι χορευτές πάγου αυξάνουν την ταχύτητα περιστροφής τους συσπειρώνοντας το σώμα τους (εικόνα 4). Ο αρχικός αστέρας συρρικνώνεται στις πολύ μικρότερες διαστάσεις του πυρήνα, με αποτέλεσμα η ροπή αδράνειάς του να μειωθεί δραματικά, προκαλώντας την ραγδαία αύξηση της ταχύτητας περιστροφής τους. Ωστόσο, η περιστροφική ταχύτητα ενός αστέρα νετρονίων μπορεί να αυξηθεί ακόμα περισσότερο αν αποτελεί μέλος διπλού συστήματος με έναν κανονικό αστέρα, από τον οποίο κερδίζει μάζα, σχηματίζοντας έναν δίσκο προσαύξησης. Αυτός ο τύπος



Εικόνα 4. Μια χορεύτρια πάγου αυξάνει την γωνιακή της ταχύτητα μαζεύοντας τα χέρια της προς το σώμα της.

πάλσαρ ονομάζεται «millisecond pulsar» και η περίοδός του μπορεί να φτάσει έως και τα 10msec.

Ένα ακόμα χαρακτηριστικό των αστέρων νετρονίων είναι το πολύ ισχυρό μαγνητικό τους πεδίο, που οφείλεται στην διατήρηση της μαγνητικής ροής στην επιφάνεια του αρχικού αστέρα. Για έναν μέσο αστέρα νετρονίων το μαγνητικό πεδίο του κυμαίνεται από 10^4 έως και 10^8 Tesla. Έχουν παρατηρηθεί (Kouveliotou κ.ά., 2003), ωστόσο, αστέρες νετρονίων με πεδίο που μπορεί να φτάσει τα 10^{11} Tesla, οι λεγόμενοι μάγκνεταρς (magnetars), που όμως εξαιτίας του ισχυρότατου πεδίου τους περιστρέφονται πιο αργά σε σύγκριση με τους υπόλοιπους αστέρες νετρονίων. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι μια μικρή μεταβολή στον φλοιό ενός magnetar σηματοδοτεί την απελευθέρωση ισχυρότατης ενέργειας με την μορφή εκλάμψεων ακτινών γ και ακτινών X, που μπορεί να προκαλέσουν διαφοροποιήσεις στην γήινη ιονόσφαιρα. Τέτοιες εκπομπές ακτινών γ έχουν καταγραφεί στο παρελθόν το 1979, το 1998 και το 2004 (Kouveliotou κ.ά., 2003).

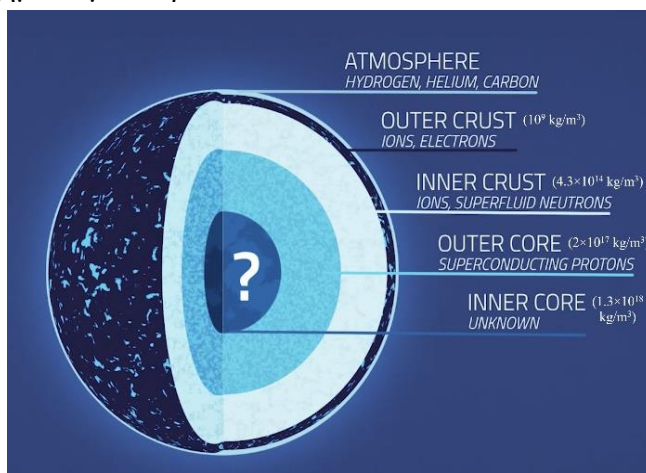


Εικόνα 5. Καλλιτεχνική απεικόνιση ενός magnetar, όπου διακρίνονται οι πολύ ισχυρές μαγνητικές γραμμές του. (ESO/L. Calçada)

1.3 Η Δομή του Αστέρα

Η ονομασία του υποδεικνύει τα συστατικά ενός τέτοιου ουράνιου σώματος. Καθώς τα εξωτερικά στρώματα του αστέρα καταρρέουν προς τον πυρήνα σιδήρου, η πυκνότητα αυξάνεται ραγδαία, έως ότου τα ηλεκτρόνια και τα πρωτόνια των ατομικών πυρήνων συμπιέζονται προς τον σχηματισμό νετρονίων.

Η δομή του παριστάνεται στην εικόνα 6. Ο αστέρας αποτελείται από μια πολύ λεπτή ατμόσφαιρα πάχους περίπου 1 εκατοστού (Miller, 1992; Rajagopal κ.ά., 1997), ωστόσο όμως δεν έχουμε αρκετές πληροφορίες για αυτή την περιοχή. Κάτω απ' την λεπτή αυτή ατμόσφαιρα, βρίσκεται ένας άκαμπτος φλοιός, ο οποίος υπολογίζεται ότι έχει πάχος μεταξύ 0.3-0.5Km. Αποτελείται



Εικόνα 6. Η δομή του εσωτερικού ενός αστέρα νετρονίων. (Diodati, 2020)

κυρίως από πυρήνες σιδήρου μέσα σε μια θάλασσα ηλεκτρονίων και είναι εξαιρετικά λείος εξαιτίας της μεγάλης επίδρασης της βαρύτητας του αστέρα. Ωστόσο, καθώς προχωράμε σε μικρότερες ακτίνες η δομή της ύλης αλλάζει ραγδαία. Η πυκνότητα και η πίεση λαμβάνουν εξαιρετικά υψηλές τιμές με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια να γίνονται

σχετικιστικά και εκφυλισμένα. Αυτό, βοηθά στην πραγματοποίηση της αντίστροφης διάσπασης β, όπου τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια ενώνονται προς σχηματισμό νετρονίων. Σε αυτή την περιοχή του φλοιού οι ατομικοί πυρήνες είναι πλούσιοι σε νετρόνια. Τέτοιοι πυρήνες είναι εξαιρετικά ασταθής σε γήινες συνθήκες, στο εσωτερικό ενός αστέρα νετρονίων, όμως, που επικρατούν μεγάλες πιέσεις μπορούν να διατηρηθούν σταθεροί (Lorenz κ.ά., 1993; Pethick κ.ά., 1995). Προσεγγίζοντας τα όρια φλοιού-πυρήνα, σχεδόν όλα τα ηλεκτρόνια έχουν ενωθεί με τα πρωτόνια, με αποτέλεσμα η ύλη να αποτελείται κυρίως από νετρόνια σε υπερευστή κατάσταση, καθώς και από πρωτόνια, ηλεκτρόνια και νετρόνια σε μη υπερευστή μορφή, ωστόσο όμως σε πολύ μικρότερο ποσοστό. Όσο εισχωρούμε ακόμα βαθύτερα στο εσωτερικό του αστέρα και η πυκνότητα αυξάνεται πάνω από μια κρίσιμη τιμή (η οποία στην βιβλιογραφία αναφέρεται ως «neutron drip») όπου τα νετρόνια διαφεύγουν από τους πυρήνες, η ακριβή μορφή της ύλης δεν μας είναι ακόμη γνωστή. Η περιοχή που ορίζεται από πυκνότητες μεγαλύτερες από το neutron drip έως τον πυρήνα του αστέρα, ονομάζεται εσωτερικός φλοιός. Αν και δεν μπορούμε να είμαστε βέβαιοι για τις συνθήκες που επικρατούν σε αυτή την περιοχή, αναμένουμε ότι η ύλη σχηματίζει πολύ μεγάλες δομές με τους πυρήνες να ακουμπούν μεταξύ τους, σχηματίζοντας μια δομή που ονομάζουμε nuclear pasta (Pons κ.ά., 2013). Τέλος, καθώς φτάνουμε στον πυρήνα του αστέρα, η δομή της ύλης μας είναι εντελώς άγνωστη και μόνο υποθέσεις υπάρχουν για να την περιγράψουν. Μερικές από αυτές κάνουν λόγο για εξωτική ύλη, όπως ελεύθερα κουάρκ και υψηλής ενέργειας πόνια και καόνια (Heiselberg & Pandharipande, 2000), ωστόσο φαίνεται ότι το μεγαλύτερο ποσοστό αποτελείται από υπερευστό νετρονίων και υπεραγώγιμα πρωτόνια.

Όπως αναφέρθηκε και στα παραπάνω, τα συστατικά στο εσωτερικό του αστέρα νετρονίων δεν μας είναι εντελώς γνωστά. Εξαιτίας όμως των διαδικασιών που πραγματοποιούνται σε αυτές τις περιοχές, λαμβάνουν χώρα αρκετά φαινόμενα τα οποία, όμως, δεν είμαστε ακόμη σε θέση να εξηγήσουμε αφού δεν γνωρίζουμε την ακριβή κατάσταση της ύλης. Ένα από τα φαινόμενα αυτά, είναι οι ανωμαλίες που παρατηρούνται κατά την περιστροφή του αστέρα, το οποίο θα είναι και το αντικείμενο της εργασίας αυτής. Στην συνέχεια θα γίνει μια σύντομη περιγραφή αυτού του φαινομένου, καθώς και θα αναφερθούν τα επικρατέστερα μοντέλα που αποσκοπούν να το εξηγήσουν. Ωστόσο, ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει το μοντέλο που προτάθηκε πρόσφατα στο άρθρο των Graber V., Cumming A., και Andersson N. και έχει τίτλο «Glitch rises as a test for rapid superfluid coupling in neutron stars» στο οποίο θα επικεντρωθεί η πτυχιακή μου εργασία. Τέλος, με βάση το μοντέλο αυτό, προσομοίωσα την κίνηση ενός αστέρα νετρονίων τύπου Vela και το σύγκρινα με τις παρατηρήσεις, ώστε να ελέγξω την αποτελεσματικότητά του.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

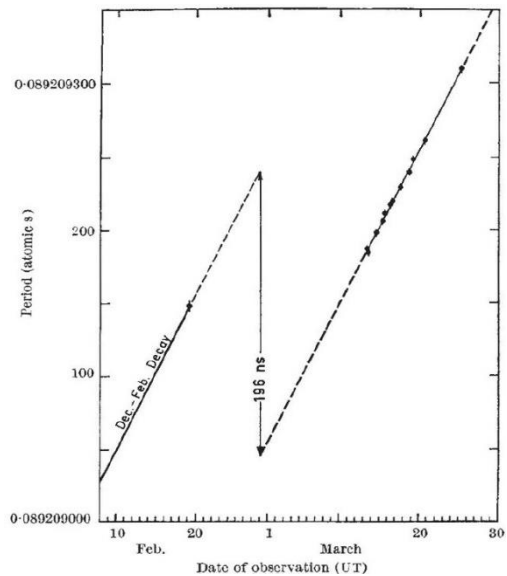
ΑΝΩΜΑΛΙΕΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΠΕΡΙΣΤΡΟΦΗ (GLITCHES)

2.1 Ορισμός και Χαρακτηριστικά

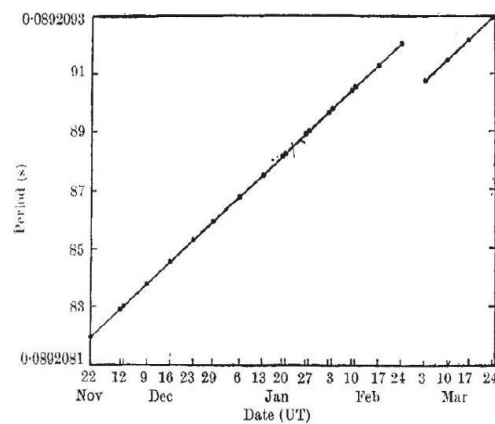
Οι αστέρες νετρονίων, όπως συμβαίνει με όλα τα ουράνια σώματα, με το πέρασμα των ετών, χάνουν ενέργεια εξαιτίας της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής τους. Για τον λόγο αυτό παρατηρείται σταδιακή αύξηση της περιόδου περιστροφής τους. Αν και η περιστροφή τους είναι εξαιρετικά σταδιακή και προβλέψιμη, υπάρχουν δύο τύποι χρονικών ανωμαλιών. Ο πρώτος ονομάζεται timing noise και αναφέρεται σε αποκλίσεις που παρατηρούνται στην άφιξη των παλμών σε περίοδο ετών και ο δεύτερος ονομάζεται pulsar glitch και αναφέρεται σε κλασματικές αυξήσεις της ταχύτητας περιστροφής των αστέρων. Για την πρώτη περίπτωση δεν θα γίνει περαιτέρω αναφορά και το ενδιαφέρον της εργασίας θα επικεντρωθεί στην δεύτερη περίπτωση των pulsar glitches.

Το 1969 οι V. Radhakrishnan και R. N. Manchester ανακοίνωσαν μια ασυνήθιστη μείωση στην περίοδο περιστροφής (Radhakrishnan & Manchester, 1969). Το γεγονός αυτό κατέγραψαν ανεξάρτητα και οι P. E. Reichley και G. S. Downs (Reichley & Downs, 1969). Στις εικόνες 7 και 8 απεικονίζονται οι αντίστοιχες μετρήσεις, οι οποίες βρίσκονται σε αρκετά μεγάλη συμφωνία. Αυτό έκανε τους ερευνητές να συμπεράνουν ότι δεν πρόκειται για κάποιο σφάλμα στα όργανα μέτρησης, αλλά σε πραγματική συμπεριφορά των αστέρων νετρονίων. Το φαινόμενο αυτό ονομάστηκε «pulsar glitch» και αναφέρεται σε τυχαίες και κλασματικές αυξήσεις της ταχύτητας περιστροφής.

Κατά την εμφάνιση ενός glitch παρατηρείται αύξηση της ταχύτητας περιστροφής της τάξης των $\Delta\Omega/\Omega=10^{-6}$ με 10^{-9} και το χρονικό διάστημα για την εμφάνιση της αύξησης αυτής μπορεί να διαρκέσει από λίγα λεπτά έως μερικές ώρες. Μετά από ένα glitch, οι αστέρες χαρακτηρίζονται από ένα χρονικό διάστημα, το οποίο αναφέρεται στην βιβλιογραφία ως χρόνος χαλάρωσης (relaxation time) ή χρόνος επαναφοράς (recovery time) κατά το οποίο η ταχύτητα περιστροφής και ο ρυθμός μείωσής της, επιστρέφουν σε μια σταθερή τιμή. Στην εικόνα 9, συγκρίνονται οι συμπεριφορές τριών



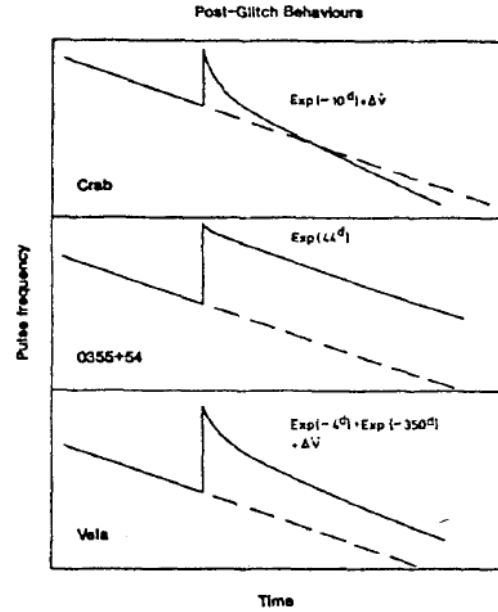
Εικόνα 7. Γραφική απεικόνιση των παρατηρήσεων της περιόδου του Vela πάλσαρ από τους Radhakrishnan και Manchester στο διάστημα μεταξύ Φεβρουαρίου και Μαρτίου του 1969. Διακρίνεται η ξαφνική μείωση της περιόδου του πάλσαρ κατά 196ns. (Radhakrishnan & Manchester, 1969)



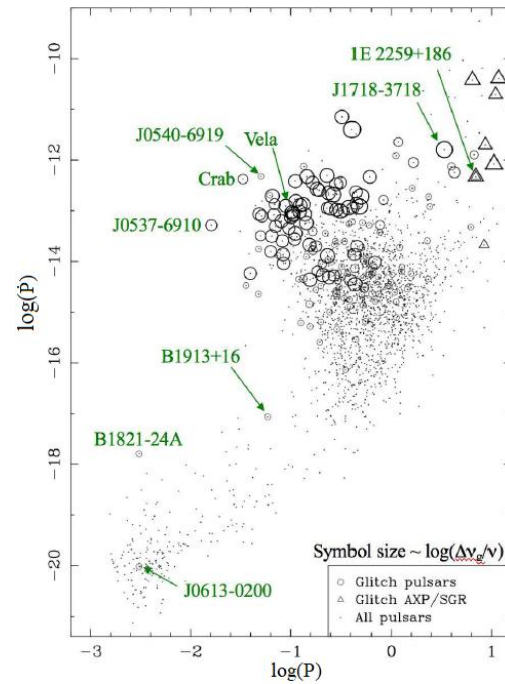
Εικόνα 8. Γραφική απεικόνιση των μετρήσεων της περιόδου του Vela πάλσαρ από τους P. E. Reichley G. S. Downs στο διάστημα μεταξύ Φεβρουαρίου και Μαρτίου του 1969, όπου διακρίνεται και πάλι η ξαφνική μείωση της περιόδου του πάλσαρ. (Reichley & Downs, 1969)

διαφορετικών πάλσαρ μετά από ένα glitch. Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι έπειτα από τον χρόνο επαναφοράς (εκθετικό μέρος των καμπυλών), η συχνότητα με την οποία λαμβάνουμε τους παλμούς μειώνεται σταθερά. Ωστόσο, παρατηρούμε ότι η κλίση, δηλαδή ο ρυθμός μείωσης της συχνότητας (και επομένως ο ρυθμός μείωσης της ταχύτητας) μπορεί να είναι ίσος με αυτόν που είχαν τα πάλσαρ πριν το glitch (Vela και PSR 0355+54) ή μεγαλύτερος (Crab Pulsar). Με άλλα λόγια, μετά την εμφάνιση ενός glitch, η ταχύτητα περιστροφής του αστέρα μπορεί να μειώνεται με τον ίδιο ρυθμό που μειωνόταν πριν το glitch ή με ακόμη μεγαλύτερο. Για τον λόγο αυτό, το Crab Pulsar περιστρέφεται πιο αργά απ' ό,τι θα περιστρεφόταν χωρίς την εμφάνιση των glitch (F. D' Alessandro, 1997).

Στην εικόνα 10 διακρίνεται η κατανομή 180 πάλσαρ ανάλογα με το μέγεθος της παραγώγου της περιόδου τους (\dot{P}) σε συνάρτηση με την περίοδο τους (P), σε log-log γραφική παράσταση. Αυτή η εικόνα δείχνει ότι τα glitches στα νεαρά πάλσαρ, συμπεριλαμβανομένων των μάγκνεταρς, είναι γενικά μεγάλα με $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-6}$ (όπου $\nu = 1/P$ η παρατηρούμενη συχνότητα). Ωστόσο, οι νεότεροι πάλσαρ, π.χ., το Crab pulsar, το PSR J0537-6910 και το PSR J0540-6919, τείνουν να έχουν συχνότερα και μικρότερα glitch με $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-7}$ ή 10^{-8} . Το πάλσαρ που εμφανίζει glitch πιο συχνά από οποιοδήποτε άλλο είναι το PSR J0537-6910, που βρίσκεται στο Μεγάλο Νέφος του Μαγγελάνου, το οποίο, κατά μέσο όρο, εμφανίζει glitch περίπου τρεις φορές το χρόνο (Marshall κ.ά., 2004). Μόνο σε δύο millisecond πάλσαρ τα PSR B1821-24A και J0613-200, έχουν παρατηρηθεί glitches, τα οποία μάλιστα ήταν εξαιρετικά μικρά $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-11}$ (Cognard & Backer, 2004). Είναι ενδιαφέρον να αναφερθεί ότι το δυαδικό πάλσαρ Hulse - Taylor, PSR B1913+16, εμφάνισε ένα γεγονός glitch περίπου του ίδιου μεγέθους (Weisberg κ.ά., 2010).



Εικόνα 9. Στα διαγράμματα διακρίνονται οι αποκρίσεις τριών διαφορετικών πάλσαρ μετά από ένα γεγονός glitch (F. D' Alessandro, 1997).



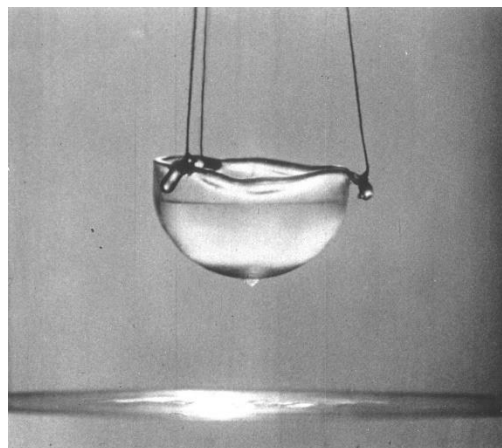
Εικόνα 10. Κατανομή 180 πάλσαρ που εμφανίζουν glitches, σε διάγραμμα P - \dot{P} . Το μέγεθος του συμβόλου είναι ανάλογο με το λογάριθμο του μεγαλύτερου κλασματικού μεγέθους glitch $\Delta\nu/\nu$ που παρατηρείται για κάθε πάλσαρ. Τα είδη πάλσαρ διαχωρίζονται με διαφορετικά σύμβολα.

Ισχυρού μεγέθους glitches παρατηρούνται στα μάγκνεταρς. Ενώ τα μεγέθη τους είναι παρόμοια με αυτά των άλλων νεαρών πάλσαρ, ξεχωρίζουν από μερικά χαρακτηριστικά φαινόμενα. Για παράδειγμα, μερικές φορές συνοδεύονται από εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, είτε εκρήξεις ακτινών-Χ, είτε αλλαγές στο προφίλ των παλμών (βλέπε, π.χ., Dib & Kaspi, 2014). Τέτοιες εκρήξεις ακτινών-Χ και αλλαγές στην δομή των παλμών είναι πολύ συχνές στα μάγκνεταρς και γενικά συνοδεύονται από ανωμαλίες χρονισμού, αλλά μόνο ένα μικρό ποσοστό από αυτές σχετίζεται με glitches. Δεδομένου ότι η μορφή των glitches που συμβαίνουν σε ένα μάγκνεταρ είναι σε γενικές γραμμές παρόμοια με αυτή των άλλων νεαρών πάλσαρ, φαίνεται εύλογο ότι ο μηχανισμός που τα προκαλεί είναι ο ίδιος ή παρόμοιος, δηλαδή, σχετίζεται με αλλαγές στο εσωτερικό του υπερειστού άστρου (Manchester, 2018).

Όπως είναι φανερό από τη μέχρι τώρα περιγραφή, μεγάλο μέρος της ύλης στο εσωτερικό των αστέρων νετρονίων βρίσκεται σε υπερειστή κατάσταση (υπερειστά νετρόνια και υπεραγωγιμα πρωτόνια). Για το λόγο αυτό στην επόμενη παράγραφο θα γίνει μια σύντομη θεωρητική αναφορά στα φαινόμενα της υπερειστότητας και υπεραγωγιμότητας.

2.2 Υπεραγωγιμότητα και Υπερειστότητα

Το 1911 ο Ολλανδός φυσικός Heike Kamerlingh Onnes έκανε μια αξιοσημείωτη ανακάλυψη. Ενδιαφερόταν ιδιαίτερα για τις ιδιότητες των ουσιών σε χαμηλές θερμοκρασίες και είχε καταφέρει να παράγει υγρό ήλιο, το οποίο έχει εξαιρετικά χαμηλή θερμοκρασία. Όταν ο Onnes διερεύνησε την ηλεκτρική αγωγιμότητα του υδραργύρου, διαπίστωσε ότι όταν το μέταλλο ψύχθηκε με υγρό ήλιο σε μερικούς βαθμούς πάνω από το απόλυτο μηδέν, η ηλεκτρική του αντίσταση εξαφανίστηκε. Ονόμασε αυτό το φαινόμενο υπεραγωγιμότητα. Αν και δεν μπορούσε να βρεθεί καμία θεωρητική εξήγηση για αυτό το φαινόμενο, ήταν προφανές ότι θα μπορούσε να έχει ευρεία σημασία σε μια σύγχρονη



Εικόνα 11. ^4He σε υπερειστή κατάσταση. Στο κάτω μέρος του μπολ διακρίνεται μια σταγόνα ηλίου. Εξαιτίας του μηδενικού ιζώδους που χαρακτηρίζει την υπερειστότητα, το ήλιο μπορεί να ρέει μέσω μικροσκοπικών ρωγμών, καθώς και να «σκαρφαλώσει» τα τοιχώματα του μπολ έως ότου αδειάσει.

κοινωνία που εξαρτάται όλο και περισσότερο από την ηλεκτρική ενέργεια. Ο Onnes τιμήθηκε με το βραβείο Νόμπελ Φυσικής το 1913 για αυτή την εργασία.

Το 1937 ο Σοβιετικός φυσικός Pyotr Kapitsa (βραβείο Νόμπελ 1978), ανακάλυψε ότι σε θερμοκρασίες κοντά στο απόλυτο μηδέν, το υγρό ήλιο, ^4He , μπορεί να ρέει χωρίς αντίσταση. Το φαινόμενο αυτό ονομάστηκε υπερειστότητα και εξηγήθηκε σχεδόν αμέσως από τον νεαρό θεωρητικό Lev Landau, στον οποίο απονεμήθηκε το βραβείο Νόμπελ Φυσικής το 1962 για αυτήν την ανακάλυψη. Η υπερειστότητα είναι η χαρακτηριστική ιδιότητα ενός ρευστού με μηδενικό ιζώδες το οποίο επομένως ρέει

χωρίς απώλεια κινητικής ενέργειας. Όταν αναδεύεται, ένα υπερευστό σχηματίζει δίνες που συνεχίζουν να περιστρέφονται επ' αόριστον. Η υπερευστότητα εμφανίζεται σε δύο ισότοπα ηλίου, τα ^3He και ^4He , όταν υγροποιούνται με ψύξη σε θερμοκρασίες πολύ κοντά στο απόλυτο μηδέν.

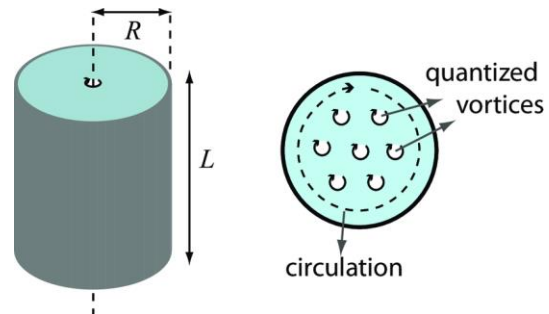
Το μεγαλύτερο μέρος του άστρου νετρονίων είναι υπερευστό. Το υπερευστό εμφανίζεται τόσο στον εξωτερικό πυρήνα όσο και στον εσωτερικό φλοιό και επηρεάζει έντονα τη συμπεριφορά του άστρου νετρονίων. Σε αντίθεση με ένα κλασσικό ρευστό, το υπερευστό είναι ένα συνεχές κβαντικό σύστημα και σύμφωνα με το μοντέλο του London, μπορεί να περιγραφεί από μια μονοσωματιδιακή κυματοσυνάρτηση Ψ . Στο υπερευστό τα νετρόνια συνδυάζονται με τρόπο ανάλογο με τον σχηματισμό ζευγών Cooper σε έναν υπεραγωγό. Τα ζευγαρωμένα νετρόνια σχηματίζουν στη συνέχεια ένα μποζόνιο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το ρευστό να αποκτήσει μποζονικές ιδιότητες, επιτρέποντας το σχηματισμό ενός συμπυκνώματος Bose-Einstein με μηδενικό ιξώδες και μηδενική εντροπία.

Το κριτήριο Landau ($\vec{\nabla} \times \vec{v}_s = 0, v_s \neq 0$) φαίνεται να δείχνει ότι δεν μπορεί να υπάρξει μακροσκοπική περιστροφή ενός υπερευστού, πειραματικά όμως, υπάρχουν ενδείξεις μιας τέτοιας περιστροφής. Ωστόσο, μια πιο προσεκτική ματιά στη θεωρία δείχνει ότι πιθανόν η ροή του υπερευστού, και συνεπώς η περιστροφή του, να είναι μη μηδενική. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί με δύο τρόπους. Ο πρώτος είναι να διασφαλιστεί ότι η

υπερυστή περιοχή περιλαμβάνει «τρύπες», για τις οποίες ισχύει $\vec{\nabla} \times \vec{v}_s \neq 0$, δηλαδή «τρύπες» φυσιολογικού ρευστού. Ο δεύτερος είναι να διασφαλιστεί ότι υπάρχουν σημεία τα οποία δεν περιέχουν κανένα είδος ρευστού. Αυτό δημιουργεί την έννοια του πυρήνα δίνης (vortex core): μια τρύπα στο υπερευστό, με κυλινδρική γεωμετρία, για την οποία ισχύει μια από τις δύο παραπάνω περιπτώσεις και είναι περιτριγυρισμένη από υπερευστή ύλη με αστρόβιλη ροή κυλινδρικής συμμετρίας.

Ωστόσο, η περιστροφή του υπερευστού δεν μπορεί να παρατηρηθεί από μια και μόνο τέτοια περιοχή, είναι αποτέλεσμα πολλών συνδεδεμένων περιοχών (Εικόνα 12) που δημιουργούνται από κβαντισμένες δινογραμμές (quantized vortex lines). Ως εκ τούτου, στο υπερευστό, η περιστροφή δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί παρά μόνο παρουσία κβαντισμένων δινογραμμών. Αυτές οι γραμμές περιέχουν πυρήνες στους οποίους η υπερευστότητα καταστρέφεται, είτε από την παρουσία ενός κανονικού ρευστού, είτε από την απουσία ρευστού, επιτρέποντας, έτσι, την περιστροφή.

Η μακροσκοπική συχνότητα περιστροφής του υπερευστού, λοιπόν, καθορίζεται από την διάταξη των δινογραμμών. Έτσι, αν η θέση των δινογραμμών είναι σταθερή, το ίδιο θα ισχύει και για την γωνιακή ταχύτητα του υπερευστού. Οι δινογραμμές είναι καρφίτσωμένες στον φλοιό συνδέοντας με αυτό τον τρόπο το εσωτερικό του αστερά με τον φλοιό. Κατά την επιβράδυνση του φλοιού, ωστόσο, οι γωνιακές ταχύτητες του



Εικόνα 12. Στην εικόνα απεικονίζεται ο μηχανισμός με τον οποίο επιτυγχάνεται ο μακροσκοπικός στροβιλισμός του υπερευστού, εξαιτίας της πολλαπλής σύνδεσης κβαντικών δινών. (Ramanathan, 2011)

φλοιού (Ω_c) και του υπερευστού (Ω_s), και σαν αποτέλεσμα οι ταχύτητες των δινογραμμών που είναι καρφίτωσμένες σε φλοιό και υπερευστό, είναι διαφορετικές ($\Omega_d = \Omega_c - \Omega_s$). Για τον λόγο αυτό και εξαιτίας των νόμων που ισχύουν στην υδροδυναμική, αναπτύσσεται μια δύναμη που ωθεί τις κβαντικές δίνες ακτινικά προς τα έξω, δρώντας κατ' αυτό τον τρόπο ενάντια στην δύναμη που τις συγκρατεί. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, οι κβαντικές δίνες να «ξεκαρφιτώνονται» και να επανατοποθετούνται σε κάποιο άλλο σημείο.

Η διαδικασία της τοποθέτησης και της επανατοποθέτησης των κβαντικών δινών από σημείο σε σημείο, αναφέρεται στην βιβλιογραφία ως «vortex creep» (ερπυσμός δινών), και στην αντίστοιχη θεωρία (στην οποία θα αναφερθώ εκ νέου στο 3^ο κεφάλαιο της εργασίας) βασίζονται αρκετά μοντέλα που προσπαθούν να εξηγήσουν το φαινόμενο των glitch. Πιστεύεται ότι έτσι μεταφέρεται στροφορμή από το υπερευστό (που διατηρεί την ταχύτητά του) στον φλοιό (που επιβραδύνεται) με αποτέλεσμα την ξαφνική αύξηση της γωνιακής ταχύτητας του φλοιού και επομένως την εμφάνιση ενός glitch. Ωστόσο, ο ακριβής μηχανισμός που εμπλέκεται σε αυτή την διαδικασία δεν είναι ακόμη κατανοητός.

Εξάλλου, οι παρατηρήσεις των χρόνων χαλάρωσης της γωνιακής ταχύτητας και του ρυθμού μείωσης της γωνιακής ταχύτητας στα Vela και Crab πάλσαρ, ενισχύουν την ύπαρξη υπερευστής ύλης (Alpar κ.ά., 1984). Έπειτα από την παρατήρηση του glitch που συνέβη στο Vela πάλσαρ (Radhakrishnan & Manchester, 1969; Reichley & Downs, 1969) ο Baym (Baym κ.ά., 1969) υποστήριξε ότι οι χρόνοι χαλάρωσης (βδομάδες έως μήνες) που παρατήρησαν οι Reichley και Downs δεν μπορούσαν να εξηγηθούν από το ιξώδες συνηθισμένης μορφής ύλης. Για τον λόγο αυτό, πρότεινε ένα μοντέλο αστέρα δύο συνιστωσών για να περιγράψει την σύζευξη του φλοιού με το υπερευστό εσωτερικό και έδειξε ότι η προσέγγιση με έναν χρόνο χαλάρωσης ταιριάζει πολύ καλά με τα παρατηρησιακά δεδομένα. Αργότερα, το μοντέλο του έλαβε μεγαλύτερη αποδοχή καθώς ήταν σε εξαιρετική συμφωνία με την μετα-glitch συμπεριφορά που παρατηρήθηκε στο Crab Pulsar (Boynton κ.ά., 1972).

2.3 Σημαντικότερα Μοντέλα

Όπως είδαμε από τα προηγούμενα, η αιτία που προκαλεί το φαινόμενο των glitches παραμένει ένα από τα άλυτα προβλήματα της φυσικής. Αρκετά μοντέλα έχουν προταθεί στην προσπάθεια των φυσικών να εξηγήσουν τον μηχανισμό που κρύβεται πίσω από αυτό το φαινόμενο.

Το πρώτο μοντέλο προτάθηκε από τον Ruderman, ο οποίος ισχυρίστηκε ότι οι νεαρότεροι αστέρες νετρονίων έχουν ελλειψοειδές σχήμα, εξαιτίας της υψηλής ταχύτητας περιστροφής τους (Ruderman, 1969). Ωστόσο, καθώς ο αστέρας επιβραδύνεται, το σχήμα του τείνει να γίνει σφαιρικό. Ο άκαμπος φλοιός αντιστέκεται σε αυτή την αλλαγή και τελικά σπάει με αποτέλεσμα η ροπή αδράνειας να μειώνεται και εξαιτίας της διατήρησης της στροφορμής, η ταχύτητα περιστροφής του αστέρα αυξάνεται. Οι Baym και Pines μέτρησαν την ενέργεια που χρειάζεται να μεταφερθεί για την εμφάνιση ενός glitch, για το μοντέλο του Ruderman (Baym & Pines, 1971).

Παρατήρησαν ότι θα χρειαζόταν πολύ περισσότερος χρόνος για την συσσώρευση της απαραίτητης ενέργειας και την εμφάνιση ενός glitch, σε σχέση με την συχνότητα με την οποία καταγράφουμε φαινόμενα glitch (5 glitch ανά δεκαετία). Τελικά, το μοντέλο αυτό εγκαταλείφθηκε.

Ωστόσο, ο Ruderman επανήλθε με ένα εναλλακτικό μοντέλο το οποίο ονομάστηκε «Crust Fracture Model» (Ruderman, 1976). Πρότεινε ότι καθώς οι κβαντικές δίνες προσπαθούν να διαφύγουν προς το εξωτερικό του φλοιού, προκαλούν την ρωγμή του και επομένως μεταφορά στροφορμής. Έτσι, η ταχύτητα του φλοιού αυξάνεται απότομα και έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση ενός glitch.

Το 1996 οι Link και Epstein πρότειναν ένα μοντέλο όπου κύριος παράγοντας είναι η αύξηση της θερμοκρασίας του αστέρα και το ονόμασαν «Thermal Glitch Model» (Link & Epstein, 1996). Σύμφωνα με την υπόθεσή τους, κατά την επιβράδυνση του πάλσαρ, ασκούνται μηχανικές πιέσεις στον φλοιό προκαλώντας σεισμό, ο οποίος με την σειρά του θα απελευθερώσει θερμότητα στον αστέρα. Επιπλέον, ο ρυθμός με τον οποίο οι κβαντικές δίνες κινούνται προς το εξωτερικό, εξαρτάται από την θερμοκρασία. Έτσι, έπειτα από έναν σεισμό, η αύξηση της θερμοκρασίας είναι ραγδαία και απότομη, με αποτέλεσμα την ξαφνική μεταφορά στροφορμής λόγω της κίνησης των κβαντικών δινών και την πρόκληση ενός glitch.

Το 1998 η νέα πρόταση του Ruderman αφορούσε ένα μοντέλο σχετικό με την μαγνητική ροή (Ruderman κ.ά., 1998). Υποστήριξε ότι η αλληλεπίδραση μεταξύ των κβαντικών δινογραμμών και της σωληνοειδούς μαγνητικής ροής, ωθεί τις κβαντικές δίνες προς τον πυρήνα και τους «σωλήνες» της μαγνητικής ροής προς τον φλοιό. Η μαγνητική ροή ασκεί πίεση στον φλοιό με αυτόν τον τρόπο, προκαλώντας την θραύση του και την ξαφνική μετακίνηση των δινών προς τα έξω, οι οποίες για ακόμη μια φορά μεταφέρουν στροφορμή στον φλοιό, προκαλώντας την απότομη αύξηση της ταχύτητάς του, και επομένως ένα glitch.

Το 2000 προτάθηκε ακόμη ένα μοντέλο, σύμφωνα με το οποίο ο κύριος παράγοντας είναι οι φυγόκεντρες δυνάμεις που ασκούνται στον φλοιό, που έχουν ως αποτέλεσμα την θραύση του και την μεταφορά στροφορμής από το υπερευστό εσωτερικό στον φλοιό (Carter κ.ά., 2000).

Ωστόσο, με μια πιο προσεκτική ματιά στα παραπάνω μοντέλα, παρατηρούμε ότι όλα αφορούν έναν αστέρα νετρονίων αποτελούμενο από δύο συνιστώσες: α) τον στερεό και άκαμπτο φλοιό και β) το υπερευστό εσωτερικό.

Μια εναλλακτική προσέγγιση που εξηγεί το φαινόμενο των glitches, δόθηκε πρόσφατα στο άρθρο των Graber V., Cumming A., και Andersson N., «Glitch rises as a test for rapid superfluid coupling in neutron stars», στο οποίο, όμως, ο αστέρας αποτελείται από τρία συστατικά. Παρόλο που το μοντέλο των τριών συνιστωσών δεν γνωρίζει μεγάλη απήχηση, μου κέντρισε ιδιαίτερα το ενδιαφέρον και για τον λόγο αυτό θα είναι το αντικείμενο συζήτησης του επόμενου κεφαλαίου.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΩΝ ΤΡΙΩΝ ΣΥΝΙΣΤΩΣΩΝ

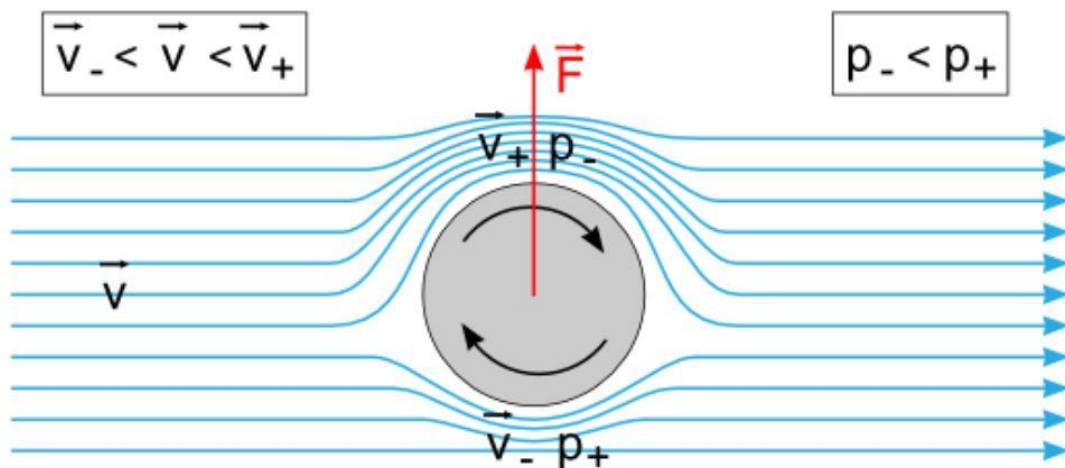
3.1 Αστέρας Νετρονίων Τριών Συνιστωσών

Στο κεφάλαιο αυτό θα ακολουθήσει μια συνοπτική περιγραφή του μοντέλου που πρότειναν οι Graber V., Cumming A., και Andersson N. στο άρθρο τους «Glitch rises as a test for rapid superfluid coupling in neutron stars». Το μοντέλο που προτάθηκε, υποστηρίζει ότι τα glitch οφείλονται στους κβαντομηχανικούς μηχανισμούς που συζητήθηκαν στο 2^ο κεφάλαιο της εργασίας μου. Εξαιτίας της διαφοράς στην γωνιακή ταχύτητα υπερευστού και φλοιού, ο αστέρας φτάνει σε ένα κρίσιμο σημείο, έπειτα από το οποίο μεταφέρεται στροφορμή από το υπερευστό στον φλοιό, με αποτέλεσμα την απότομη κλασματική αύξηση της περιστροφής του. Σε αυτή την διαδικασία, υπεύθυνες για την μεταφορά στροφορμής είναι οι κβαντικές δίνες του υπερευστού.

3.1.1 Η κίνηση των κβαντικών δινών

Σύμφωνα με τον Alpar (Alpar κ.ά., 1984), εξαιτίας της ύπαρξης σημείων όπου οι δινογραμμές μπορούν να καρφισωθούν, δημιουργούνται ροπές στο εσωτερικό του αστέρα. Το υπερευστό συνυπάρχει με ένα πλέγμα φορτισμένων πυρήνων πλούσιων σε νετρόνια για πυκνότητες από $4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ έως $2 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Οι πυρήνες αυτοί περιέχουν υπερευστά νετρόνια.

Για πυκνότητες από $3 \times 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$ έως $2 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ αποδεικνύεται ότι είναι ενεργειακά ευνοϊκότερο οι γραμμές δίνης να περάσουν δια μέσω των πυρήνων (Alpar, 1977). Αυτό οδηγεί στη συνέχεια σε μια δύναμη που δρα για να καρφώσει κάθε δινογραμμή στους πυρήνες. Όπου η δύναμη είναι αρκετά ισχυρή για να διαταράξει τους πυρήνες από τις θέσεις ισορροπίας τους στο πλέγμα, το καρφίτσωμα θα είναι πολύ ισχυρό. Έτσι, η περιοχή στην οποία αναμένεται να είναι καρφισωμένες οι δινογραμμές, βρίσκεται στον εσωτερικό φλοιό και σε πυκνότητες μεταξύ 10^{13} - $10^{14} \text{ g cm}^{-3}$.

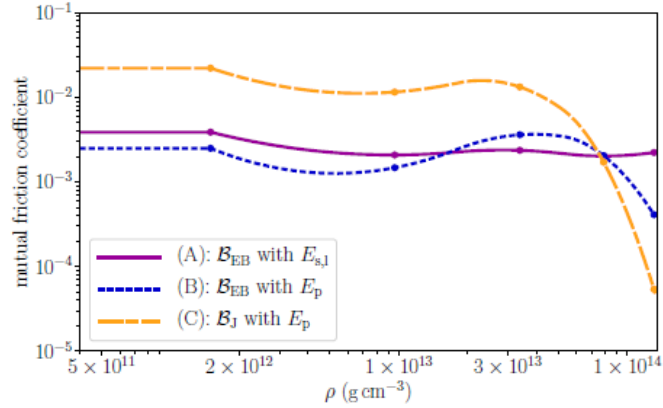


Εικόνα 13. (Sand, 2019) Η δύναμη Μάγκνους (κόκκινο βέλος) δημιουργείται εξαιτίας της διαφοράς πίεσης στις δύο αντιδιαμετρικές πλευρές μιας κβαντικής δινογραμμής. Με τα μπλε βέλη διακρίνεται η ροή του υπερευστού, ενώ με τα μαύρα βέλη απεικονίζεται η φορά του στροβιλισμού της δίνης.

Ωστόσο, στην δύναμη σύζευξης μεταξύ φλοιού και δινογραμμών, αντιτίθεται μια δύναμη αντίστασης, που ονομάζεται δύναμη Μάγκνους. Στην εικόνα 13, βλέπουμε τον τρόπο με τον οποίο δημιουργείται η δύναμη αυτή. Στην πλευρά της δίνης όπου η κατεύθυνσή της συμπίπτει με την κατεύθυνση της ροής του υπερευστού, η πίεση είναι

μικρότερη σε σχέση με την πίεση στην αντίθετη πλευρά της δίνης, όπου οι κατευθύνσεις των δύο ροών αλληλοαναιρούνται. Αυτή η διαφορά πίεσης δημιουργεί τη δύναμη Μάγκνους.

Μακροσκοπικά, εξαιτίας της παραπάνω διαδικασίας, κάνει την εμφάνισή της μια δύναμη τριβής, με συντελεστή τριβής B . Ο συντελεστής αυτός έχει καθοριστικό ρόλο στην μετά-glitch συμπεριφορά του αστέρα, όπως θα φανεί στην συνέχεια. Στο μοντέλο που περιγράφω, ο B έχει υπολογιστεί με τρεις διαφορετικούς τρόπους. Στην (Α) περίπτωση, στους υπολογισμούς του δυναμικού της αλληλεπίδρασης δινογραμμών-πυρήνων, έχει ληφθεί υπόψη η συνεισφορά για μικρές και μεγάλες αποστάσεις μεταξύ δινογραμμών-πυρήνων (ακριβώς όπως λαμβάνεται το δυναμικό κατά την αλληλεπίδραση δύο ατόμων) (Epstein & Baym, 1988), στην (Β) περίπτωση στο δυναμικό συνεισφέρει μόνο η ενέργεια καρφισώματος των δινογραμμών στους πυρήνες, ενώ στην (C) περίπτωση συνεισφέρει μόνο το δυναμικό για μικρή απόσταση κάθε δινογραμμής-πυρήνα και στις μεγάλες αποστάσεις γίνεται αμελητέο (Jones, 1992). Στην εικόνα 14, φαίνεται η τιμή που λαμβάνει ο συντελεστής B σε συνάρτηση με την πυκνότητα, για τους τρεις διαφορετικούς τρόπους υπολογισμού του.



Εικόνα 14. Η εξάρτηση του συντελεστή τριβής B από την πυκνότητα. Παρατηρούμε ότι η τιμή του αλλάζει σημαντικά στο σημείο σύζευξης φλοιού-πυρήνα ($\sim 8 \times 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$). (Graber κ.ά., 2018)

3.1.2 Μεταφορά στροφορμής στον φλοιό

Στο μοντέλο των τριών συνιστωσών, ο αστέρας αποτελείται από μια μη υπερευστή συνιστώσα, που αντιπροσωπεύει το πυρηνικό πλέγμα του φλοιού και φορτισμένα σωματίδια, που συσσωρεύονται στον πυρήνα, καθώς και από δύο υπερευστές συνιστώσες, το υπερευστό νετρονίων του φλοιού και το υπερευστό νετρονίων του πυρήνα. Η σύζευξη του πυρήνα και της μη υπερευστής συνιστώσας περιγράφεται από τον συντελεστή τριβής B_{core} και η τιμή του εξαρτάται από την αλληλεπίδραση των δύο συνιστωσών. Στην περίπτωση που αλληλεπιδρούν μέσω σκέδασης των ηλεκτρονίων από τις κβαντικές δίνες, μια αντιπροσωπευτική τιμή είναι η 5×10^{-5} . Ωστόσο, για μια πιο ισχυρή σύζευξη, οι δίνες αλληλεπιδρούν με υπεραγωγίμες σωληνοειδείς ροές, προϋποθέτοντάς μας ότι πρωτόνια του πυρήνα συγκροτούνται σε υπεραγωγίμη κατάσταση τύπου II. Έπειτα από υπολογισμούς (Graber κ.ά., 2018), ο B θα λαμβάνει την τιμή 10^{-2} .

Οι εξισώσεις κίνησης του αστέρα που προτείνουν οι Graber V., Cumming A., και Andersson N., στο άρθρο τους είναι οι ακόλουθες:

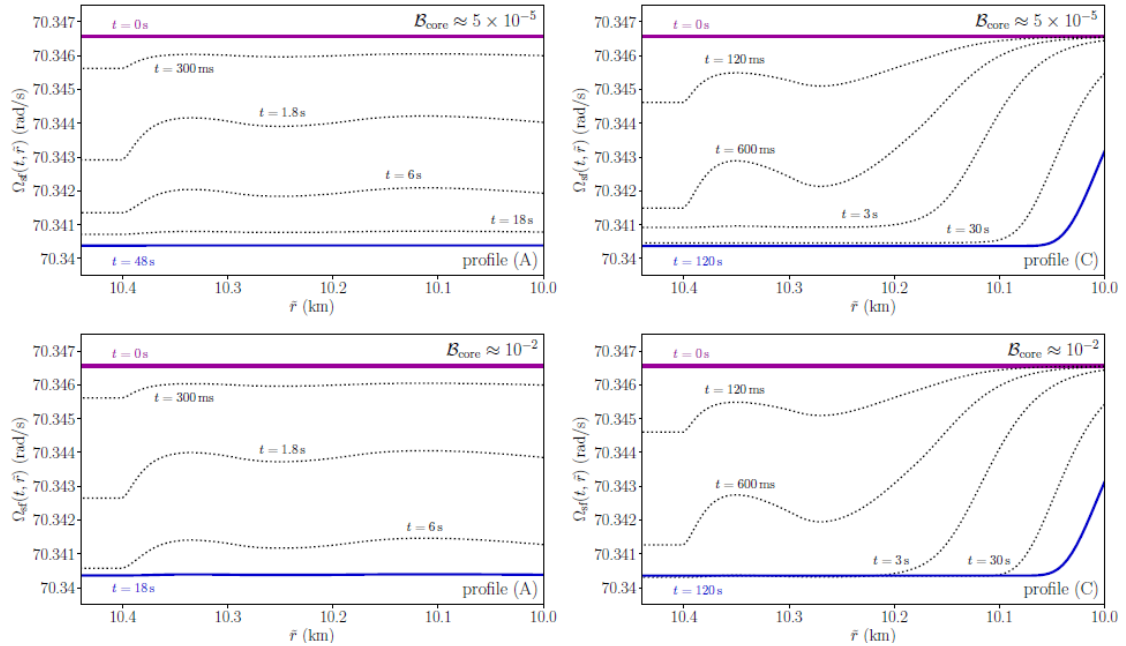
$$\dot{\Omega}_{\text{sf}} = B \left[2\Omega_{\text{sf}} + \tilde{r} \frac{\partial \Omega_{\text{sf}}}{\partial \tilde{r}} \right] (\Omega_{\text{crust}} - \Omega_{\text{sf}}), \quad (1)$$

$$\dot{\Omega}_{\text{core}} = 2B_{\text{core}} \Omega_{\text{core}} (\Omega_{\text{crust}} - \Omega_{\text{core}}), \quad (2)$$

$$\dot{\Omega}_{\text{crust}} = -\frac{N_{\text{ext}}}{I_{\text{crust}}} - \frac{I_{\text{core}}}{I_{\text{crust}}} \dot{\Omega}_{\text{core}} - \frac{\int \rho \tilde{r}^2 \Omega_{\text{sf}} dV}{I_{\text{crust}}}, \quad (3)$$

όπου οι δείκτες sf, core και crust αναφέρονται στο υπερευστό νετρονίων του φλοιού και του πυρήνα και στη μη υπερευστή συνιστώσα, αντίστοιχα. Με Ω συμβολίζεται η ταχύτητα περιστροφής του αστέρα, $\dot{\Omega}$ η επιτάχυνση του αστέρα, I η ροπή αδράνειας, N_{ext} η εξωτερική ροπή που επιβραδύνει τον αστέρα και οφείλεται στην ηλεκτρομαγνητική εκπομπή του και ρ η πυκνότητά του. Για λόγους απλότητας, χρησιμοποιούν κυλινδρική συμμετρία. Λύνουν το πρόβλημα στο επίπεδο του ισημερινού και προσαρμόζουν τα αποτελέσματα έτσι ώστε η συνολική ροπή αδράνειας του φλοιού, σε κυλινδρικές συντεταγμένες, να ταιριάζει με αυτή των σφαιρικών. Έτσι, η ολοκλήρωση γίνεται για κύλινδρο ακτίνας \tilde{r} και όγκου V , πάνω σε όλο τον εσωτερικό φλοιό.

Στην συνέχεια, θέλοντας να προσομοιώσουν την κίνηση μετά από ένα γεγονός glitch, λύνουν τις εξισώσεις (1), (2) και (3) για τις περιπτώσεις ασθενούς (A) και ισχυρής (C) σύζευξης για μεγάλες τιμές της πυκνότητας (εικόνα 14). Ο αστέρας



Εικόνα 15. Γραφική παράσταση της ταχύτητας περιστροφής του υπερευστού του φλοιού συναρτήσει της ακτίνας και του χρόνου για ένα γεγονός glitch. Η γραφική περιλαμβάνει την κίνηση από την κατάσταση ισορροπίας (μωβ γραμμή) πριν το glitch έως την νέα κατάσταση ισορροπίας (μπλε γραμμή) μετά το glitch. Οι διακεκομμένες γραμμές δείχνουν την εξέλιξη της γωνιακής ταχύτητας σε διαφορετικά χρονικά διαστήματα. Οι υπολογισμοί έγιναν για τις περιπτώσεις (A) και (C) (αριστερά και δεξιά γραφικές, αντίστοιχα) και για $B_{\text{core}} \approx 5 \times 10^{-5}$ (πάνω) και $B_{\text{core}} \approx 10^{-2}$ (κάτω). (Graber κ.ά., 2018)

νετρονίων έχει μάζα $1.4M_{\odot}$ και ακτίνα 10Km , συνολική ροπή αδράνειας $I_{\text{tot}} \approx 0.35MR^2$ και αρχικές συνθήκες $\Omega_{\text{crust, core}}(0) \approx 70.34\text{rads}^{-1}$, ενώ αφήνουν την κίνηση να εξελιχθεί για 120sec μετά το glitch. Τα αποτελέσματα φαίνονται στην εικόνα 15. Επιστρέφοντας στην εικόνα 14, για την (A) περίπτωση ο B είναι σχεδόν σταθερός εμφανίζοντας μια μικρή μείωση πλησιάζοντας προς το σημείο σύζευξης φλοιού-

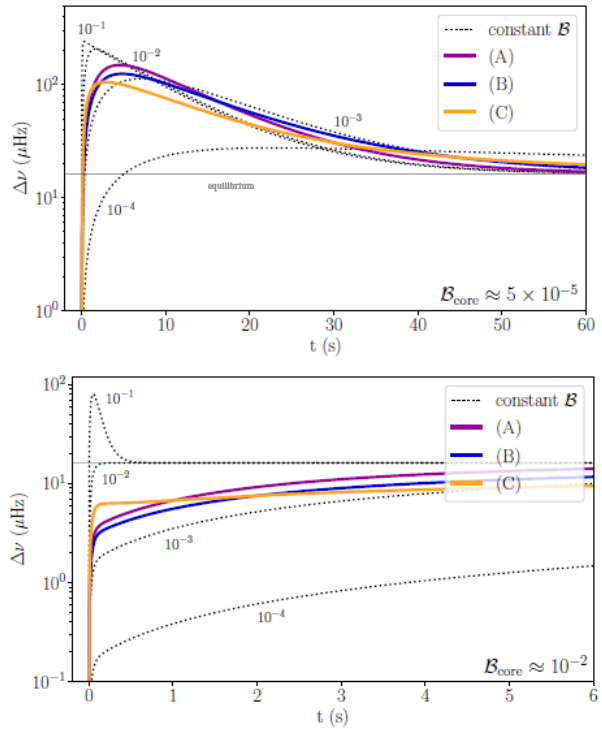
πυρήνα. Συγκρίνοντας με την εικόνα 15, παρατηρούμε ανάλογη συμπεριφορά της γωνιακής ταχύτητας για την (Α) περίπτωση (αριστερά διαγράμματα), ωστόσο ο χρόνος επαναφοράς διαφέρει για την περίπτωση ισχυρής και ασθενούς σύζευξης. Συγκεκριμένα, για την περίπτωση της ισχυρής σύζευξης ($B_{\text{core}} \approx 10^{-2}$) η νέα κατάσταση ισορροπίας επιτυγχάνεται γρηγορότερα απ' ότι στην ασθενή σύζευξη ($B_{\text{core}} \approx 5 \times 10^{-5}$). Για την περίπτωση (C), η γωνιακή ταχύτητα του υπερειστού ακολουθεί και πάλι το σχήμα της καμπύλης του συντελεστή B. Ωστόσο, η ισορροπία δεν επιτυγχάνεται στο όριο των 120sec που μας επιβάλλουν οι παρατηρήσεις (Dodson κ.ά., 2001, 2007; Palfreyman κ.ά., 2018), καθώς ο B λαμβάνει πολύ μικρές τιμές σε αυτή την περιοχή (εικόνα 14). Από τα παραπάνω, φαίνεται πόσο καθοριστικός είναι ο ρόλος του B, καθώς η Ω_{sf} εξαρτάται έντονα από αυτόν.

Παρόλα αυτά, αν και τα παραπάνω είναι απαραίτητα εργαλεία για την μελέτη της μετα-glitch συμπεριφοράς, δεν είναι άμεσα παρατηρήσιμα. Για τον λόγο αυτό, μέσω των εξισώσεων κίνησης, υπολόγισαν την μεταβολή στην συχνότητα

$$\Delta\nu = \frac{[\Omega_{\text{crust}}(t) - \Omega_{\text{crust}}(0)]}{2\pi}, \text{ ώστε να}$$

μπορέσουν να συγκρίνουν το μοντέλο τους με τις παρατηρήσεις. Στην εικόνα 16 φαίνονται τα αποτελέσματα για την $\Delta\nu(t)$ συναρτήσε του χρόνου. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον συντελεστή B των περιπτώσεων (A), (B) και (C), καθώς και για τέσσερις σταθερές τιμές του. Στην επάνω γραφική φαίνονται τα αποτελέσματα για την ασθενή σύζευξη, ενώ στην κάτω γραφική, τα αποτελέσματα για την ισχυρή σύζευξη. Όπως παρατηρούμε (με την βοήθεια και της εικόνας 15), η αλληλεπίδραση του υπερειστού του φλοιού με την μη υπερειστική συνιστώσα του φλοιού, ξεκινά γρηγορότερα ($\approx 300\text{msec}$) απ' ότι η αλληλεπίδραση φλοιού-πυρήνα ($\approx 7\text{sec}$). Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, την μεταφορά στροφορμής από το υπερειστικό στον φλοιό και εκδηλώνεται με απότομη αύξηση της ταχύτητας περιστροφής του φλοιού,

και στην συνέχεια, μόλις συζευχθεί ο πυρήνας με τον φλοιό, μειώνεται προς μια νέα κατάσταση ισορροπίας. Για την περίπτωση της ισχυρής αλληλεπίδρασης φλοιού-πυρήνα, η σύζευξη του πυρήνα με τον φλοιό επιτυγχάνεται γρηγορότερα (μερικά milliseconds) απ' ότι η σύζευξη του υπερειστού του φλοιού με τον φλοιό ($\approx 120\text{msec}$). Επομένως, η μεταφορά στροφορμής του υπερειστού του φλοιού θα γίνει σε όλο το σύστημα φλοιού-πυρήνα. Η ροπή αδράνειας του συστήματος είναι μεγαλύτερη συγκριτικά με την προηγούμενη περίπτωση όπου η μεταφορά στροφορμής γίνεται μόνο στον φλοιό. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, λόγω της διατήρησης της στροφορμής, μια πιο αργή και μονότονη αύξηση της παρατηρούμενης συχνότητας.



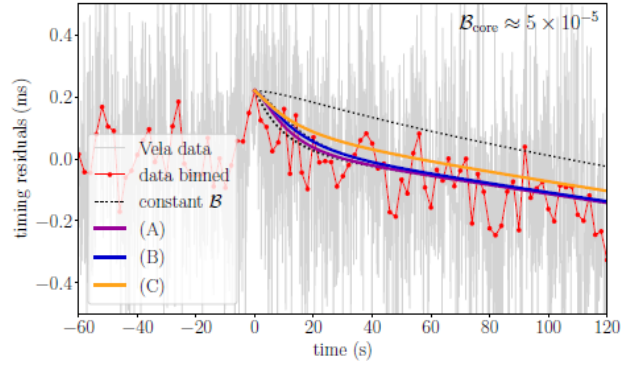
Εικόνα 16. Γραφική παράσταση της μεταβολής της παρατηρούμενης συχνότητας $\Delta\nu(t)=[\Omega(t)-\Omega_{\text{crust}}(0)]/2\pi$ συναρτήσε του χρόνου, για την ασθενή (πάνω) και την ισχυρή (κάτω) σύζευξη πυρήνα-φλοιού. Η συχνότητα υπολογίστηκε για τις τρεις περιπτώσεις (A, B, C) του συντελεστή B που εξαρτάται από την πυκνότητα και για τέσσερις σταθερές τιμές του (διακεκομμένες γραμμές). (Graber κ.ά., 2018)

3.1.3 Σύγκριση με τα παρατηρησιακά δεδομένα

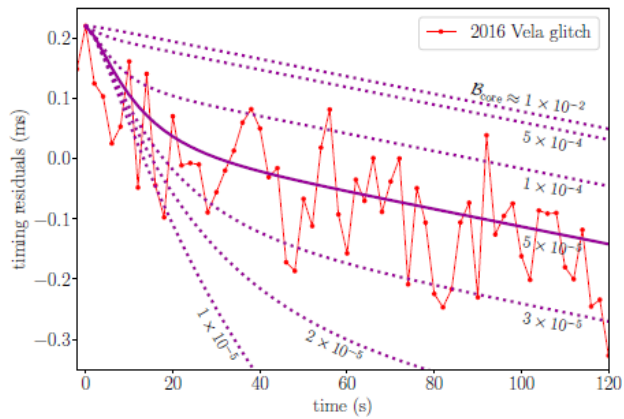
Το γεγονός glitch που συνέβη στο Vela pulsar το 2016, καταγράφηκε από τον Palfreyman (Palfreyman κ.ά., 2018), τα αποτελέσματα του οποίου χρησιμοποιούνται στο άρθρο «Glitch rises [...] neutron stars» ως μέτρο σύγκρισης του μοντέλου των τριών συνιστωσών.

Στην εικόνα 17, συγκρίνονται τα θεωρητικώς προβλεπόμενα αποτελέσματα για τις περιπτώσεις (A), (B) και (C) (ο συντελεστής B εξαρτάται από την πυκνότητα) και για τέσσερις σταθερές τιμές του συντελεστή $B \approx 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$, όπου στους υπολογισμούς χρησιμοποιείται η ασθενής σύζευξη φλοιού-πυρήνα ($B_{\text{core}} \approx 5 \times 10^{-5}$) με τα παρατηρησιακά δεδομένα από το glitch στο Vela pulsar το 2016. Η γραφική παράσταση περιλαμβάνει τα χρονικά υπολείμματα (timing residuals), δηλαδή την διαφορά που έχουν οι χρονικές αφίξεις των παλμών των παρατηρήσεων από τις θεωρητικά αναμενόμενες από το μοντέλο που υποδεικνύει $-2\pi\phi/\Omega_{\text{crust}}(0)$ συν μια επιπλέον μετατόπιση $\Delta t = 0.22\text{msec}$, ώστε την χρονική στιγμή $t = 0$ να συμπίπτουν οι παρατηρήσεις με τις θεωρητικά αναμενόμενες τιμές. Επειδή οι παρατηρήσεις (γκρι χρώμα) περιλαμβάνουν θόρυβο, υπολόγισαν την μέση τιμή των μετρήσεων ανά δύο δευτερόλεπτα (κόκκινες κουκίδες), ώστε να διακρίνεται καλύτερα η πραγματική συμπεριφορά του Vela pulsar μετά από ένα glitch. Ακόμη, από την εικόνα 17, είναι φανερό ότι οι περιπτώσεις (A) και (B) και οι σταθερές τιμές του $B \approx 10^{-1}, 10^{-2}$ και 10^{-3} ταιριάζουν καλύτερα στις παρατηρήσεις. Ταυτόχρονα, η επιλογή της τιμής 5×10^{-5} για τον B_{core} , εξασφαλίζει ότι θα μεταφερθεί ικανοποιητικό ποσό στροφορμής που θα μεταβάλλει ραγδαία την ταχύτητα του αστέρα, προτού λάβει μέρος η σύζευξη φλοιού-πυρήνα (εικόνα 16).

Τέλος, εστιάζουν το ενδιαφέρον τους ώστε να επιτευχθεί η επιλογή της καλύτερης δυνατής τιμής για τον συντελεστή B_{core} . Για τον λόγο αυτό, επιλέγοντας τον συντελεστή B της περίπτωσης (A), εξετάζουν πώς αποκρίνεται το μοντέλο για μια σειρά τιμών του συντελεστή B_{core} κοντά στην τιμή 5×10^{-5} . Από την εικόνα 18, φαίνεται ότι το εύρος $3 \times 10^{-5} \leq B_{\text{core}} \leq 10^{-4}$, ικανοποιεί σε μεγάλο βαθμό τις παρατηρήσεις.



Εικόνα 17. Γραφική παράσταση σύγκρισης των χρονικών υπολειμμάτων (timing residuals) των παρατηρήσεων του glitch στο Vela pulsar (κόκκινη καμπύλη) και του μοντέλου των τριών συνιστωσών (έγχρωμες και διακεκομμένες γραμμές). (Graber κ.ά., 2018).



Εικόνα 18. Σύγκριση των αποτελεσμάτων του glitch που συνέβη στο Vela pulsar το 2016 με την περίπτωση (A), που φαίνεται να ταιριάζει καλύτερα στις παρατηρήσεις, καθώς και με τα αποτελέσματα για διάφορες τιμές του συντελεστή B_{core} . (Graber κ.ά., 2018)

3.1.4 Ανακεφαλαίωση

Όπως είδαμε από τα παραπάνω, ένας αστέρας νετρονίων μπορεί να περιγραφεί ως ένα σώμα τριών συστατικών. Το μοντέλο που προτάθηκε θεωρεί ότι ο αστέρας αποτελείται από δύο υπερευστά νετρονίων, ένα στον φλοιό και ένα στον πυρήνα, καθώς και από μια μη υπερευστή συνιστώσα, που περιλαμβάνει τον στερεό φλοιό, ηλεκτρόνια και φορτισμένα σωματίδια που μπορεί να βρίσκονται σε όλο τον όγκο του αστεριού.

Η αλληλεπίδραση των συνιστωσών βασίζεται σε νόμους της υδροδυναμικής (δύναμη Μάγκνους) και της κβαντικής φυσικής (κβαντικές δίνες, υπεραγώγιμες σωληνοειδείς ροές), επιδρώντας καθοριστικά στην κίνηση και την μετα-glitch συμπεριφορά του αστέρα.

Αρχικά, θεωρείται ότι στο υπερευστό δημιουργούνται κβαντικές δινογραμμές η διάταξη των οποίων καθορίζει τη γωνιακή ταχύτητα του υπερευστού. Οι κβαντισμένες δινογραμμές (υπερυστή συνιστώσα) αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες των ατόμων του φλοιού (μη υπερευστή συνιστώσα) μέσω μιας δύναμης τριβής, που περιγράφεται από τον συντελεστή τριβής B . Η θεωρία προβλέπει ότι οι δίνες βρίσκονται «καρφωμένες» στον φλοιό, με αποτέλεσμα να κινούνται με την ταχύτητα περιστροφής του φλοιού, Ω_{crust} . Ο φλοιός επιβραδύνεται διαρκώς λόγω ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής. Αντίθετα το υπερευστό διατηρεί την αρχική ταχύτητά του, Ω_{sf} , λόγω μηδενικού ιξώδους. Με τον τρόπο αυτό δημιουργείται διαφορά ($\Delta\Omega = \Omega_{\text{sf}} - \Omega_{\text{crust}}$) στις ταχύτητες των δύο συνιστωσών και αναπτύσσεται δύναμη Μάγκνους, που είναι ανάλογη της διαφοράς των δύο ταχυτήτων (εικόνα 13). Όταν η διαφορά $\Delta\Omega$ φτάσει μια κρίσιμη τιμή ω_{cr} (Alpar κ.ά., 1984), η επίδραση της δύναμης Μάγκνους υπερτερεί της δύναμης που συγκρατεί καρφωμένες τις δινογραμμές στους πυρήνες. Εκείνη την στιγμή λαμβάνει μέρος ραγδαία αποκόλληση των δινογραμμών με κίνηση ακτινικά προς τον φλοιό, μεταφέροντας στροφορμή από το υπερευστό, στον φλοιό με αποτέλεσμα την εμφάνιση ενός glitch (Alpar κ.ά., 1984).

Οι κβαντικές δίνες που «ξεκαρφισώνονται» από κάποιο σημείο του φλοιού επανατοποθετούνται σε κάποιο άλλο σημείο. Από την θεωρία «vortex creep», που περιέγραψα στο 2^ο κεφάλαιο, θεωρείται ότι οι κβαντικές δίνες κινούνται με τη διαδικασία της τοποθέτησης και της επανατοποθέτησής τους από σημείο σε σημείο. Αν δεν υπήρχε κίνηση των κβαντικών δινογραμμών, δεν θα υπήρχε μεταφορά στροφορμής από την μια συνιστώσα στην άλλη, ούτε και εσωτερικές ροπές που θα έτειναν να επιβραδύνουν το υπερευστό (Alpar κ.ά., 1984). Επομένως, τα δύο συστατικά δεν θα αλληλοεπιδρούσαν. Εξαιτίας, όμως, της ύπαρξης θέσεων στον φλοιό, όπου οι δινογραμμές μπορούν να καρφισωθούν (pinning sites), οι δύο συνιστώσες αλληλεπιδρούν.

Την απόκριση του αστεριού νετρονίων αμέσως μετά το glitch, επιχειρεί να περιγράψει το μοντέλο των τριών συνιστωσών. Εξαιτίας της σύζευξης φλοιού-πυρήνα, η στροφορμή μεταφέρεται σε μια περιοχή με μεγάλη ροπή αδράνειας. Ως εκ τούτου, η αναταραχή ομαλοποιείται και ο αστέρας ξεκινά να επιβραδύνεται τείνοντας να μεταβεί σε μια νέα κατάσταση ισορροπίας. Για τον λόγο αυτό, η επιλογή του συντελεστή σύζευξης φλοιού-πυρήνα, B_{core} , είναι πολύ σημαντική προκειμένου η σύζευξή τους να μην είναι ούτε τόσο ισχυρή που να προηγείται της σύζευξης φλοιού-υπερυστού του φλοιού, αλλά και να μην είναι τόσο ασθενής, για να ικανοποιεί τις παρατηρήσεις. Έτσι, ο συνδυασμός ενός πιο ισχυρού συντελεστή σύζευξης φλοιού-υπερυστού του φλοιού, $B \geq 10^{-3}$, και ενός ασθενέστερου συντελεστή σύζευξης φλοιού-πυρήνα στο διάστημα $3 \times 10^{-5} \leq B_{\text{core}} \leq 10^{-4}$, φαίνεται να ικανοποιεί σε μεγάλο βαθμό τα παρατηρησιακά δεδομένα.

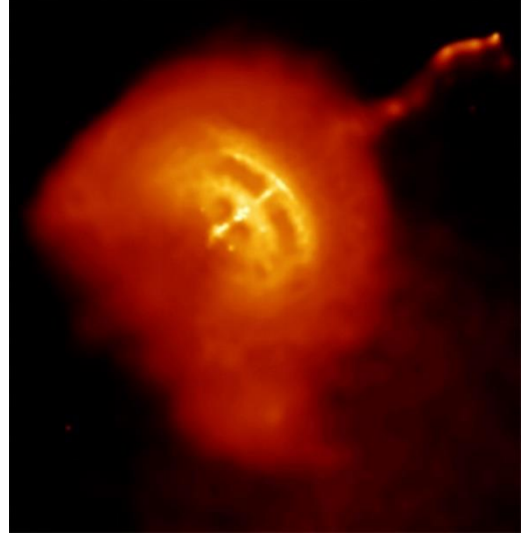
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ

4.1 Προσομοίωση της μετα-glitch κίνησης

Στα προηγούμενα κεφάλαια, περιεγράφηκαν τόσο τα πιο διαδεδομένα (και συγχρόνως πιο αποδεκτά) μοντέλα που παρουσιάζουν τον αστέρα ως ένα σώμα που αποτελείται από δύο συστατικά, αλλά και το μοντέλο των τριών συνιστωσών. Στο κεφάλαιο αυτό, επιχείρησα να προσομοιώσω την κίνηση ενός αστέρα νετρονίων τύπου Vela, που αποτελείται από τρεις συνιστώσες.

Το Vela Pulsar (που αναφέρεται στην βιβλιογραφία και ως PSR J0835-4510 ή PSR B0833-45, εικόνα 19) ανακαλύφθηκε το 1968 (Large κ.ά., 1968) και προήλθε από την ισχυρή έκρηξη υπερκαινοφανούς στον αστερισμό των Ιστίων. Περιστρέφεται με περίοδο 89msec, με αποτέλεσμα να είναι το τρίτο πιο γρήγορα περιστρεφόμενο πάλσαρ από όσα έχουν ανακαλυφθεί μέχρι σήμερα. Ένα χρόνο μετά την ανακάλυψή του, οι αστρονόμοι κατέγραψαν τέσσερα μεγάλα glitch (Radhakrishnan & Manchester, 1969; Reichley & Downs, 1971; Manchester κ.ά., 1976; Downs κ.ά., 1978) τα οποία είχαν όλα το ίδιο μέγεθος $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-6}$. Το Vela καθίσταται ένα εξαιρετικό πρότυπο μελέτης των glitch, καθώς εκτός από την μεγάλη συχνότητα εμφάνισης glitch (περίπου ένα κάθε τρία χρόνια) χαρακτηρίζεται και από μια κανονικότητα στο μέγεθος των glitch και στον χρόνο επαναφοράς. Για τον λόγο αυτό, θεωρήσα έναν αστέρα που έχει τα ακόλουθα



Εικόνα 19. (High Energy Astrophysics Picture Of the Week, χ.χ.) Το πάλσαρ των Ιστίων (Vela Pulsar), όπως λήφθηκε από το ραδιοτηλεσκόπιο Chandra. Το πάλσαρ φαίνεται σαν λευκό σημείο στο κέντρο της φωτογραφίας, ενώ περιβάλλεται από νέφος αερίων (κίτρινο και πορτοκαλί χρώμα). Στο πάνω δεξιά μέρος της φωτογραφίας φαίνεται ο πίδακας αερίων που εκτοξεύεται κατά την περιστροφή του.

χαρακτηριστικά: μάζα $1.4M_{\odot}$, ακτίνα 10Km, συνολική ροπή αδράνειας $I_{\text{total}} = 0.35MR^2 \approx 10^{45} \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ και αρχική ταχύτητα περιστροφής $\Omega_{\text{cr}}(0) \approx 70.6\text{rad/sec}$ και περιγράφεται από το μοντέλο των τριών συνιστωσών. Στα πλαίσια αυτής της προσέγγισης γενίκευσα τις εξισώσεις κίνησης 1 και 2, που πρότεινε ο Baym (Baym κ.ά., 1969), ώστε να περιγράφουν έναν αστέρα τριών συστατικών:

$$\dot{\Omega}_{\text{cr}} = -\frac{N_{\text{ext}}}{I_{\text{cr}}} - \frac{1}{\tau_{\text{c1}}} (\Omega_{\text{cr}} - \Omega_{\text{sf}}) - \frac{1}{\tau_{\text{c2}}} (\Omega_{\text{cr}} - \Omega_{\text{core}}) \quad (4)$$

$$\dot{\Omega}_{\text{sf}} = \frac{I_{\text{cr}}}{I_{\text{sf}} \cdot \tau_{\text{c1}}} (\Omega_{\text{cr}} - \Omega_{\text{sf}}) \quad (5)$$

$$\dot{\Omega}_{\text{core}} = \frac{I_{\text{cr}}}{I_{\text{core}} \cdot \tau_{\text{c2}}} (\Omega_{\text{cr}} - \Omega_{\text{core}}) \quad (6)$$

όπου οι δείκτες sf, core, cr αναφέρονται, όπως και πριν, στο υπερευστό νετρονίων του φλοιού και του πυρήνα και στη μη υπερευστή συνιστώσα, αντίστοιχα. Στο εξής, θα αναφέρομαι στην μη υπερευστή συνιστώσα του φλοιού ως φλοιό, ενώ θα χρησιμοποιώ μόνο το «υπερευστό», για το υπερευστό του φλοιού. Με τ_{c1} και τ_{c2} συμβολίζονται οι χρόνοι σύζευξης του υπερευστού με τον φλοιό και του υπερευστού του πυρήνα με τον φλοιό, αντίστοιχα.

Στην προσομοίωση μου, χρησιμοποίησα το υπολογιστικό πακέτο Matlab, το οποίο είναι ένα σύγχρονο ολοκληρωμένο μαθηματικό λογισμικό πακέτο που χρησιμοποιείται σε πανεπιστημιακά μαθήματα αλλά και ερευνητικές και άλλες εφαρμογές με επιστημονικούς υπολογισμούς. Ο κώδικας που χρησιμοποίησα φαίνεται στην εικόνα 20. Για λόγους εμφάνισης και μεγαλύτερης ευχέρειας στον χειρισμό του προγράμματος, δημιούργησα σε ξεχωριστό κώδικα (εικόνα 21), την συνάρτηση “AngularVelocity”, η οποία αντιπροσωπεύει το σύστημα διαφορικών εξισώσεων που αποτελούν οι εξισώσεις κίνησης. Ο πίνακας των διανυσμάτων των παραγώγων των ταχυτήτων κάθε συνιστώσας συμβολίζεται με dW , ενώ ο αντίστοιχος πίνακας των διανυσμάτων των ταχυτήτων συμβολίζεται με W και αποτελείται από τα διανύσματα $W(i)$, όπου $i=1,2,3$, που αντιστοιχούν στις τρεις συνιστώσες με δείκτες cr , sf , $core$ αντίστοιχα. Το σύστημα των διαφορικών εξισώσεων με την μορφή πινάκων είναι το εξής:

$$\begin{pmatrix} \dot{\Omega}_{cr} \\ \dot{\Omega}_{sf} \\ \dot{\Omega}_{core} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\tau_{c1}} - \frac{1}{\tau_{c2}} & -\frac{1}{\tau_{c1}} & -\frac{1}{\tau_{c2}} \\ \frac{I_{cr}}{I_{sf} \cdot \tau_{c1}} & -\frac{I_{cr}}{I_{sf} \cdot \tau_{c1}} & 0 \\ -\frac{I_{cr}}{I_{core} \cdot \tau_{c2}} & 0 & \frac{I_{cr}}{I_{core} \cdot \tau_{c2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Omega_{cr} \\ \Omega_{sf} \\ \Omega_{core} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{N_{ext}}{I_{cr}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Το πρόγραμμα λύνει αριθμητικά τις εξισώσεις κίνησης 4, 5, και 6, έχοντας ως παραμέτρους τους χρόνους σύζευξης τ_{c1} και τ_{c2} , τις ροπές αδράνειας κάθε συνιστώσας I_{core} , I_{cr} , I_{sf} (εικόνα 21), καθώς και τις αρχικές συνθήκες του προβλήματος, που αποτελούνται από την αρχική ταχύτητα κάθε συνιστώσας. Ως αρχική ταχύτητα θεώρησα την ταχύτητα που είχε ο αστέρας ακριβώς την στιγμή που ξεκινάει να λαμβάνει χώρα το glitch. Για την επίλυση του συστήματος των εξισώσεων κίνησης χρησιμοποίησα την εντολή `ode15s`, η οποία επιτρέπει την επίλυση μεμονωμένων συνήθων διαφορικών εξισώσεων, αλλά και συστημάτων αυτών. Στην συνέχεια, αναπαριστώ γραφικά τα αποτελέσματα που λαμβάνω για την ταχύτητα κάθε συνιστώσας, καθώς και για την παρατηρούμενη συχνότητα. Η επίλυση και λήψη τιμών για τις ταχύτητες περιστροφής (που αποτελούν τις μεταβλητές τους προβλήματος) συνεχίζεται ως τον χρόνο t_f , την τιμή του οποίου επιλέγω σύμφωνα με το τμήμα της καμπύλης που θέλω να μελετήσω. Η τιμή του σχετίζεται άμεσα με την ευκρίνεια και την συμμετρία της καμπύλης. Επομένως, όταν για παράδειγμα θέλω να εξετάσω τον χρόνο όπου το σύστημα θα επανέλθει στην νέα κατάσταση ισορροπίας (relaxation time), χρησιμοποιώ τιμές με τάξεις μεγέθους 10^6 - 10^8 sec, αλλά στην περίπτωση που ενδιαφέρομαι για τον χρόνο που χρειάζεται η ταχύτητα να γίνει μέγιστη (glitch rise time), χρησιμοποιώ τιμές με τάξεις μεγέθους 10^3 - 10^4 . Τα αποτελέσματα φαίνονται στις εικόνες 22, 23, 24 και 25.

Όπως και οι V. Graber κ.ά. (Graber κ.ά., 2018), υπέθεσα ότι πριν την εμφάνιση του glitch, οι τρεις συνιστώσες του αστέρα είναι συζευγμένες και περιστρέφονται μαζί ως ένα σώμα, σε κατάσταση ισορροπίας. Την ισορροπία θα διαταράξει η σύζευξη του υπερειστού και του φλοιού, με την μεταφορά στροφορμής από το υπερειστικό στον φλοιό και στην συνέχεια, η σύζευξη του φλοιού με το υπερειστικό του πυρήνα, θα επιτρέψει την μεταφορά στροφορμής από τον φλοιό στο υπόλοιπο μέρος του αστέρα, με αποτέλεσμα την εκθετική επιβράδυνση του φλοιού. Είναι σημαντικό ο χρόνος σύζευξης φλοιού και υπερειστού, τ_{c1} , να είναι μικρότερος από τον χρόνο σύζευξης του φλοιού με το υπερειστικό του πυρήνα, τ_{c2} , ώστε να εμφανιστεί η ραγδαία αύξηση στην

ταχύτητα περιστροφής του φλοιού και στην συνέχεια, η σύζευξη του φλοιού με τον πυρήνα να επαναφέρει τον αστέρα σε μια νέα κατάσταση ισορροπίας. Θεώρησα ότι το υπερευστό του πυρήνα αποτελεί το 70% της συνολικής ροπής αδράνειας, ενώ το υπερευστό και ο φλοιός αποτελούν το 1.5% και 28.5%, αντίστοιχα. Οι αρχικές ταχύτητες του φλοιού και του υπερευστού του πυρήνα είναι ίδιες, και ίσες με 70.6rad/sec (αφού η περίοδος, T , ενός πάλσαρ τύπου Βέλα είναι ίση με 89msec, $\Omega = 2\pi/T$), ωστόσο το υπερευστό περιστρέφεται με μεγαλύτερη ταχύτητα. Θεώρησα ότι η κρίσιμη τιμή στην διαφορά των ταχυτήτων του φλοιού και του υπερευστού είναι $\Delta\Omega_{\text{cr}} = \Omega_{\text{sf}} - \Omega_{\text{cr}} = 9.3 \times 10^{-3} \text{rad/sec}$ η οποία μόλις επιτευχθεί, ξεκινά η ραγδαία αποκόλληση των υπερευστών δινογραμμών από τους πυρήνες του φλοιού. Έτσι, θα μεταφερθεί στροφορμή από το υπερευστό στον φλοιό με αποτέλεσμα την ξαφνική επιτάχυνσή του και την εμφάνιση ενός glitch. Η μεταφορά στροφορμής γίνεται αντιληπτή από την εικόνα 23, όπου καταγράφεται η ραγδαία αύξηση της ταχύτητας του φλοιού, σε συνδυασμό με την ραγδαία μείωση της ταχύτητας του υπερευστού, σε χρόνο περίπου $2 \times 10^3 \text{sec}$, ο οποίος μεταφράζεται σε περίπου 40 λεπτά. Στην συνέχεια, μόλις ο φλοιός συζευχθεί με τον πυρήνα, ξεκινά η εκθετική μείωση που θα επαναφέρει τον αστέρα στην νέα κατάσταση ισορροπίας (εικόνα 22), έπειτα από περίπου $\tau_c \approx 1.4 \times 10^6$ (relaxation time), δηλαδή περίπου 2 εβδομάδες. Το glitch έχει μέγεθος $\Delta\Omega/\Omega \approx 6 \times 10^{-6}$ ($\Delta\Omega = \Omega_{\text{max}} - \Omega(0) = 70.60045 - 70.6$ και $\Omega = \Omega(0)$) και κατά την κατάσταση ισορροπίας επιβραδύνεται με ρυθμό $\approx 10^{-10} \text{rad/sec}^2$.

```

1
2 -   tf = 1.0e7; %Τελευταία χρονική στιγμή λήψης τιμής
3
4   %Επίλυση του συστήματος των διαφορικών εξισώσεων
5 -   [t,W] = ode15s(@AngularVelocity, [0 tf], [70.6, 70.6093, 70.6]);
6
7   %Καταχώρηση τιμών του πίνακα W, στις αντίστοιχες συνιστώσες
8 -   Wcrust = W(:,1);
9 -   Wsf = W(:,2);
10 -   Wcore = W(:,3);
11
12   %Γραφική αναπαράσταση ταχύτητας-χρόνου
13 -   figure;
14 -   tt = linspace(0, tf, 1000000);
15 -   W1 = spline(t, Wcrust, tt);
16 -   W2 = spline(t, Wsf, tt);
17 -   W3 = spline(t, Wcore, tt);
18 -   plot(tt, W1, tt, W2, tt, W3)
19 -   xlabel('Χρόνος (sec)')
20 -   ylabel('Ταχύτητα Περιστροφής (rad/sec)')
21 -   legend('Ω_c_r_u_s_t(t)', 'Ω_s_f(t)', 'Ω_c_o_r_e(t)')
22
23   %Γραφική αναπαράσταση διαφοράς συχνότητας-χρόνου
24 -   figure;
25 -   Dv = (W1 - 70.6) / (2 * 3.14159);
26 -   plot(tt, Dv)
27 -   xlabel('Χρόνος (sec)')
28 -   ylabel('Δν (1/sec)')
29 -   legend('Δν')

```

Εικόνα 20. Ο κώδικας σε προγραμματιστικό περιβάλλον Matlab, που χρησιμοποίησα στην προσομοίωση του αστέρα νετρονίων τριών συνιστωσών.

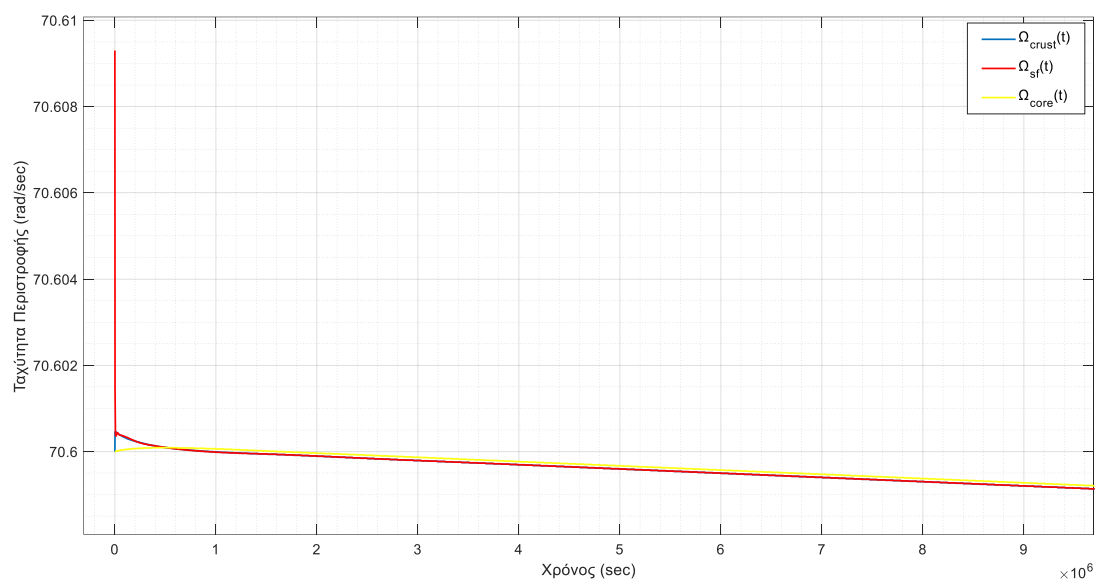
```

1  function [dW] = AngularVelocity(t, W)
2
3
4 -   tc1 = 1e4; %Σταθερά σύζευξης φλοιού-υπερενυστού
5 -   tc2 = 3e5; %Σταθερά σύζευξης φλοιού-πυρήνα
6 -   Next = 9.838e+34; %Εξωτερική ροπή επιβράδυνσης
7 -   Itotal = 1.0e45; %Συνολική ροπή αδράνειας
8 -   Icore = 0.70*Itotal; %Ροπή αδράνειας του πυρήνα
9 -   Icr = 0.285*Itotal; %Ροπή αδράνειας του φλοιού
10 -   Isf = 0.015*Itotal; %Ροπή αδράνειας του υπερνυστού
11
12   %Σύστημα εξισώσεων κίνησης του αστέρα νετρονίων
13 -   dW = [-(1/tc1)*(W(1)-W(2))-(1/tc2)*(W(1)-W(3))-(Next/Icr)
14           Icr/(tc1*Isf)*(W(1)-W(2))
15           Icr/(tc2*Icore)*(W(1)-W(3))];
16
17 -   end

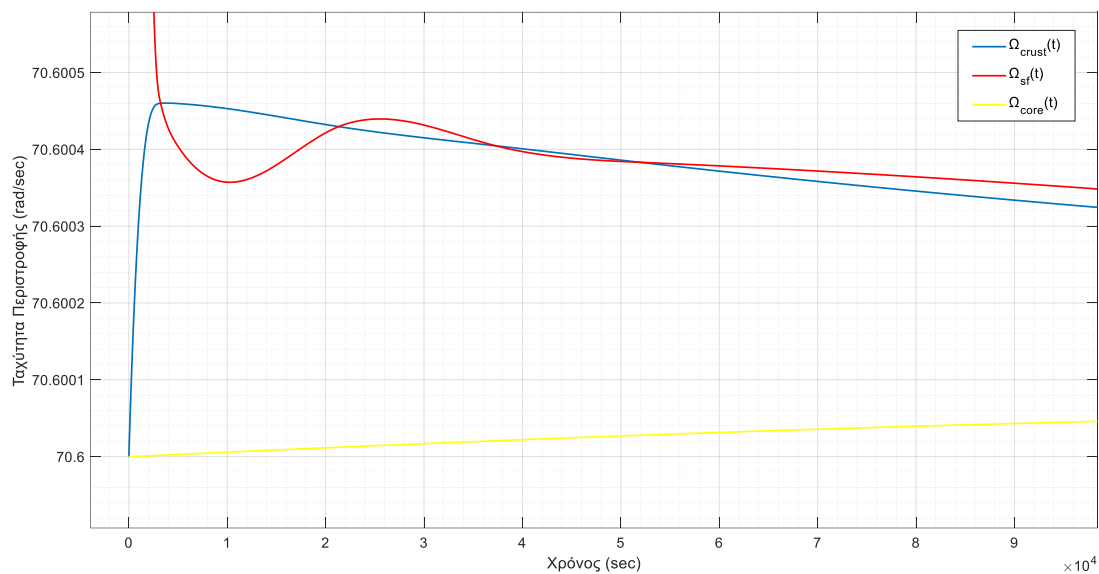
```

Εικόνα 21. Ο κώδικας της συνάρτησης που περιέχει το προς επίλυση σύστημα διαφορικών εξισώσεων.

Ανωμαλίες στην Περιστροφή των Αστέρων Νετρονίων

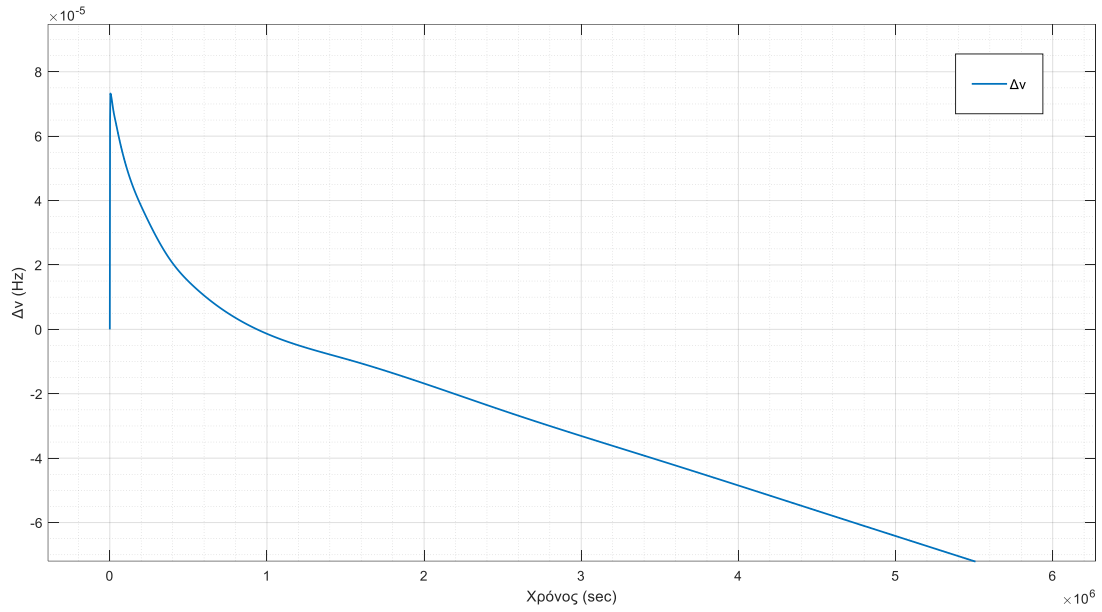


Εικόνα 22. Γραφική παράσταση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με την μακροπρόθεσμη συμπεριφορά του αστέρα. Τα χρώματα που αντιπροσωπεύουν την ταχύτητα κάθε συνιστώσας φαίνονται στο υπόμνημα στο επάνω δεξιά μέρος της εικόνας.

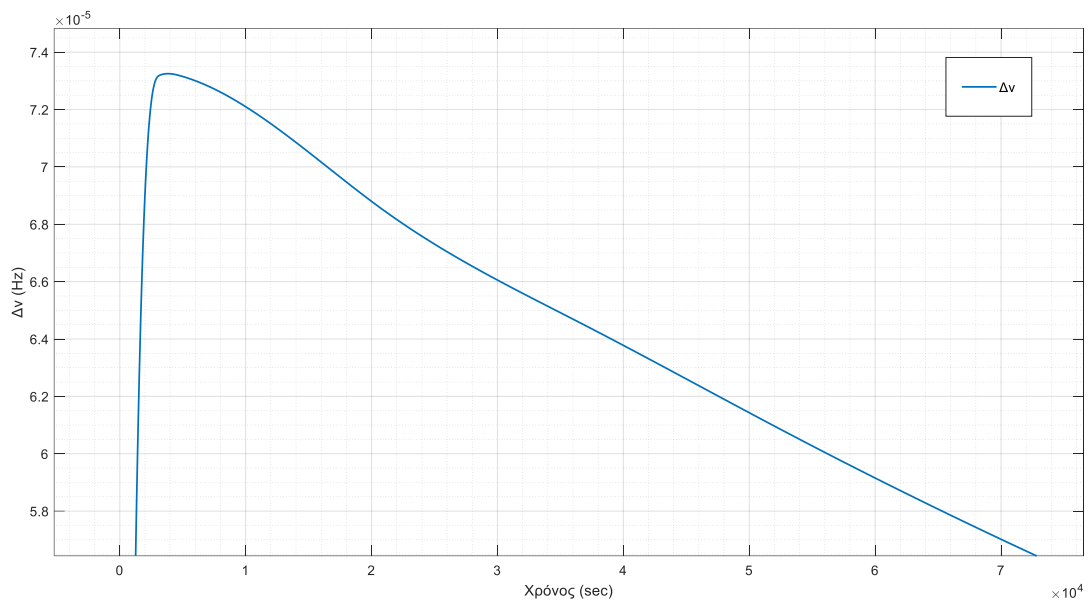


Εικόνα 23. Η γραφική παράσταση της εικόνας 22 μεγεθυμένη ώστε να διακρίνεται η απότομη αύξηση της ταχύτητας του φλοιού, καθώς και η σύζευξη φλοιού-υπερευστού.

Ανωμαλίες στην Περιστροφή των Αστέρων Νετρονίων

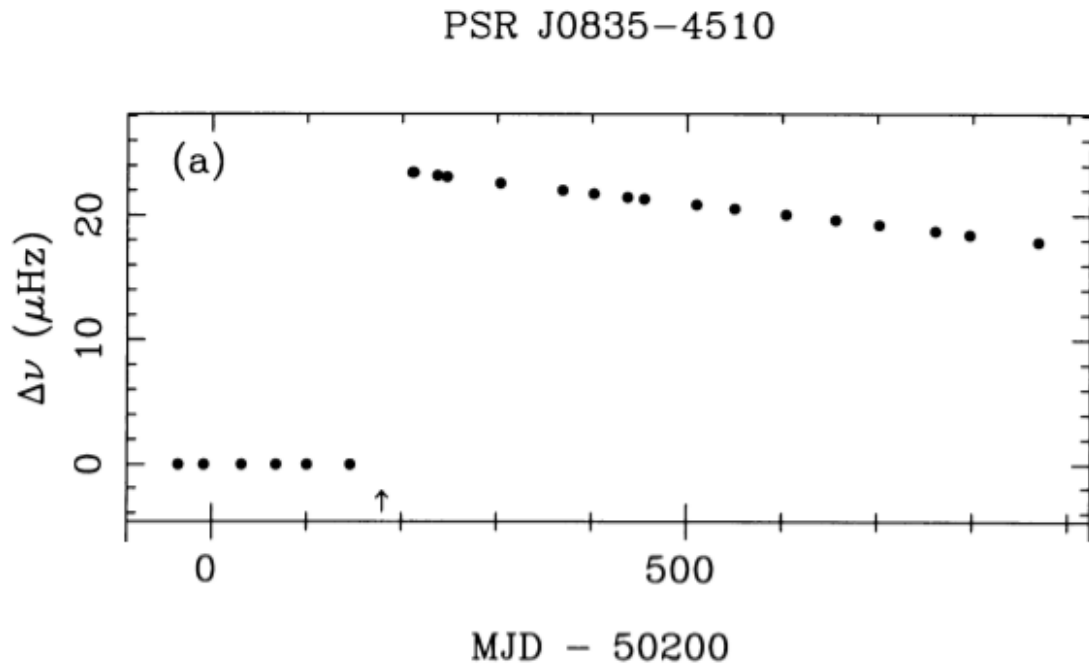


Εικόνα 24. Γραφική παράσταση της διαφοράς στην παρατηρούμενη συχνότητα ($\Delta\nu = (\Omega(t) - \Omega(0))/2\pi$) συναρτήσει του χρόνου.



Εικόνα 25. Η γραφική της εικόνας 24 σε μεγέθυνση, ώστε να διακρίνεται καλύτερα το χρονικό διάστημα που χρειάζεται ώστε να αυξηθεί η παρατηρούμενη συχνότητα, καθώς και το μέγεθος του glitch.

4.2 Σύγκριση με τις παρατηρήσεις



Εικόνα 26. (Wang κ.ά., 2000) Η απεικόνιση του glitch του Οκτωβρίου του 1996, σε διάγραμμα διαφοράς της συχνότητας ($\Delta\nu = \nu(t) - \nu_p(t)$, όπου $\nu(t)$ οι τιμές των μετρήσεων της συχνότητας και $\nu_p(t)$ οι προβλεπόμενες τιμές της συχνότητας, αν ο αστέρας δεν εμφάνιζε glitch) συναρτήσει του χρόνου. Οι μονάδες του χρόνου είναι σε τροποποιημένες Ιουλιανές μέρες (Modified Julian Days, MJD).

Στην παραπάνω γραφική παράσταση (εικόνα 26), φαίνονται οι παρατηρήσεις από το glitch που συνέβη στο Vela το 1996. Για να μπορέσω να συγκρίνω τα αποτελέσματά μου (εικόνες 24 και 25), θα πρέπει οι άξονες του χρόνου να έχουν τις ίδιες μονάδες. Στην γραφική με τις παρατηρήσεις, ο χρόνος μετριέται σε τροποποιημένες Ιουλιανές μέρες. Οι Ιουλιανές μέρες δεν διαφέρουν από τις σημερινές Γρηγοριανές μέρες και επομένως, 100 μέρες αντιστοιχούν σε $8.64 \times 10^6 \text{ sec}$. Την στιγμή (που σημειώνεται με βελάκι στην γραφική της εικόνας 26) συμβαίνει το glitch. Από την στιγμή εκείνη έως την στιγμή της επόμενης μέτρησης δεν έχουν καταγραφεί μετρήσεις για περίπου 25 ημέρες, δηλαδή για $2.16 \times 10^6 \text{ sec}$. Όπως παρατηρούμε, το πάλσαρ έχει ήδη επιστρέψει στην νέα κατάσταση ισορροπίας, το οποίο βρίσκεται σε συμφωνία με τα αποτελέσματά μου ($\tau_c \approx 1.4 \times 10^6$). Ακόμη το μέγεθος του glitch των παρατηρήσεων είναι $\Delta\nu/\nu \approx 2 \times 10^{-6}$, αφού $\Delta\nu = 2.2 \mu\text{Hz}$ και $\nu = 11.196 \text{ Hz}$ (Wang κ.ά., 2000) και η τιμή των αποτελεσμάτων μου είναι περίπου 6×10^{-6} .

Ωστόσο, από τις δύο γραφικές των εικόνων 24 και 26, είναι ξεκάθαρο ότι η προσομοίωση αποτυγχάνει στην πρόβλεψη της συμπεριφοράς του αστέρα μετά το glitch, για μεγάλες χρονικές κλίμακες. Ενώ λοιπόν, κατά την περίοδο που συμβαίνει το glitch η προσομοίωση συμφωνεί με τις παρατηρήσεις, για μεγάλα χρονικά διαστήματα, η επιβράδυνση του αστέρα γίνεται με ταχύτερο ρυθμό συγκριτικά με τις παρατηρήσεις. Μια πιθανή εξήγηση για αυτό, είναι ότι οι δύο γραφικές αναφέρονται σε ελάχιστα διαφορετικούς μεθόδους υπολογισμού των διαφορών της συχνότητας. Στην προσομοίωση, η διαφορά $\Delta\nu$ αναπαριστά την διαφορά ανάμεσα στην προβλεπόμενη παρατηρούμενη συχνότητα με μια αρχική και σταθερή τιμή για την συχνότητα για την οποία δε λαμβάνεται υπόψη η επιβράδυνση του αστέρα. Ωστόσο, στην γραφική με τις παρατηρήσεις, η $\Delta\nu$ αναφέρεται στην διαφορά της συχνότητας που καταγράφεται με την προβλεπόμενη συχνότητα που θα είχε ο αστέρας αν συνέχιζε να επιβραδύνεται και δεν εμφανιζόταν το glitch. Επομένως, η απόκλιση των τιμών για μεγάλες χρονικές

κλίμακες, ίσως οφείλεται στο γεγονός ότι δεν συμπεριέλαβα την επιβράδυνση του αστέρα. Παρόλα αυτά, συγκρίνοντας ποιοτικά τα δύο διαγράμματα, δεν παρατηρούνται σημαντικές διαφοροποιήσεις.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Τα αστέρια νετρονίων δεν έχουν ακόμη αποκαλύψει τα μυστικά τους. Είναι πρότυπα μελέτης που μπορούν να μας βοηθήσουν να κατανοήσουμε την ύλη υπό εξαιρετικά ακραίες συνθήκες. Θα μπορούσαν, ακόμη, να μας δώσουν απαντήσεις σε αναπάντητα έως τώρα ερωτήματα, σχετικά με εξωτικές μορφές της ύλης, όπως είναι το άμορφο πλάσμα κουάρκ-γλοιονίων, η παράδοξη ύλη (η ύπαρξη δηλαδή ύλης που περιέχει τα παράξενα κουάρκ, εκτός από τα πάνω και κάτω) και η ύλη που αποτελείται από υψηλής ενέργειας πόνια και καόνια.

Το φαινόμενο των glitches, σύμφωνα με την πλειοψηφία των ενδείξεων που έχουμε μέχρι στιγμής, θα πρέπει να οφείλεται στο υπερευστό εσωτερικό. Η κατανόηση αυτού του φαινομένου θα μπορούσε να μας οδηγήσει σε χρήσιμα συμπεράσματα για την ύλη και τις ιδιότητες της. Ωστόσο, είναι αδύνατο να δημιουργήσουμε στην Γη, αντίστοιχες συνθήκες με αυτές που επικρατούν στο εσωτερικό των αστέρων νετρονίων. Για τον λόγο αυτό, μέχρι στιγμής αρκούμαστε μόνο σε θεωρητικά μοντέλα και την σύγκρισή τους με τις παρατηρήσεις.

Στην εργασία μου, επιχείρησα να προσομοιώσω την κίνηση ενός αστέρα νετρονίων, βασιζόμενος στο μοντέλο των τριών συνιστωσών, που περιέγραψα στο 3^ο κεφάλαιο. Τα αποτελέσματα που εξήγαγα, είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τις παρατηρήσεις, ωστόσο υπάρχουν πολλά περιθώρια βελτίωσής τους. Οι δύο πιο σημαντικοί, από τους παράγοντες που θα μπορούσαν να βελτιωθούν, είναι το μέγεθος του glitch και ο ρυθμός μείωσης της ταχύτητας περιστροφής. Για το μέγεθος του glitch, ενώ η τάξη μεγέθους είναι ίδια με αυτή των παρατηρήσεων, η τιμή που έλαβα (6×10^{-6}) παραμένει μεγαλύτερη από το μεγαλύτερο glitch που έχει παρατηρηθεί στο Vela ($\approx 3 \times 10^{-6}$) (Espinoza κ.ά., 2011). Ο ρυθμός μείωσης ($10^{-10} \text{ rad/sec}^2$), είναι μεγαλύτερος από αυτόν που έχει παρατηρηθεί κατά μία τάξη μεγέθους ($\approx 10^{-11} \text{ rad/sec}^2$) και για τον λόγο αυτό, θα ήταν ουσιαστικό να βρεθούν καλύτερες τιμές για τις παραμέτρους της προσομοίωσης. Ακόμη, ο χρόνος χαλάρωσης της προσομοίωσης (≈ 10 μέρες) είναι οριακά εντός του χρονικού διαστήματος που έχει παρατηρηθεί (βδομάδες με μερικούς μήνες). Επιπλέον, η προσομοίωση αφορά την κίνηση ενός πάλσαρ τύπου Βέλα, το οποίο χαρακτηρίζεται από παρόμοιο μέγεθος glitch και σχετικά ίδιους χρόνους χαλάρωσης. Για τον λόγο αυτό, χρειάζεται περαιτέρω μελέτη της κίνησης και των παρατηρήσεων άλλων πάλσαρ, ώστε να ελεγχθεί εάν η προσομοίωση λειτουργεί και εκτός του Vela. Τέλος, το μοντέλο στο οποίο βάσισα την προσομοίωσή μου, χρειάζεται βελτιώσεις σε θέματα μικροφυσικής, υπολογισμών και διάφορων παραγόντων στο εσωτερικό (που αγνοήθηκαν λόγω προσεγγίσεων), όπως αναφέρουν οι Graber κ.ά. (Graber κ.ά., 2018)

Οι αστέρες νετρονίων αποτελούν, για πολλούς αστροφυσικούς, τα πιο αινιγματικά αντικείμενα του σύμπαντος και η δομή του εσωτερικού τους παραμένει ακόμη μυστήριο (Mann, 2020). Στην προσπάθεια εξιχνίασης του μυστηριώδους εσωτερικού, προστίθεται το τηλεσκόπιο NICER (Neutron star Interior Composition Explorer). Το τηλεσκόπιο τοποθετήθηκε στον διεθνή διαστημικό σταθμό τον Ιούνιο του 2017 και έκτοτε συλλέγει ηλεκτρομαγνητικά σήματα στις ακτίνες X, που προέρχονται από πάλσαρ. Με το NICER, οι επιστήμονες στοχεύουν σε μια καλύτερη εκτίμηση για την καταστατική εξίσωση που θα περιγράφει έναν αστέρα νετρονίων και θα συνδέει την μάζα με την ακτίνα, ή την εσωτερική πίεση με την πυκνότητα. Ακόμη,

θα μπορέσουν να εκτιμήσουν το ανώτατο όριο της μάζας, πέραν του οποίου ο αστέρας καταρρέει σε μαύρη τρύπα (Mann, 2020).

Στο άμεσο μέλλον αναμένονται η ινδική πρωτοβουλία σχηματισμού ομάδας επιστημόνων και εγκαταστάσεων, σχετικά με την ανίχνευση βαρυτικών κυμάτων, IndIGO (Indian Initiative in Gravitational-wave Observations), καθώς και η συνεργασία Κίνας και Ευρώπης, eXTP (enhanced X-ray Timing and Polarimetry mission), όπου θα έχει ως στόχο την μελέτη της ύλης κάτω από ακραίες καταστάσεις βαρύτητας, πυκνότητας και μαγνητισμού. Το NICER, με την συνδρομή των παραπάνω, καθώς και με τα ήδη υπάρχουσα παρατηρητήρια LIGO και Virgo, θα μπορέσει να μας δώσει παρατηρησιακά δεδομένα μεγάλης ακρίβειας.

Είναι λοιπόν, βέβαιο, ότι το μέλλον των παρατηρήσεων σχετικά με τους αστέρες νετρονίων, αναμένεται συναρπαστικό. Μόνο με τον χρόνο και την περισσότερη έρευνα θα μπορέσουμε να αποσαφηνίσουμε τους μηχανισμούς που κρύβουν τα μυστηριώδη αυτά αντικείμενα.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Βάρβογλης, Χ., & Σειραδάκης, Γ. Χ. (1994). *Εισαγωγή στη σύγχρονη αστρονομία*. Γαρταγάνης Δ. Εκδόσεις.
- Alpar, M. A. (1977). Pinning and Threading of Quantized Vortices in the Pulsar Crust Superfluid. *The Astrophysical Journal*, 213, 527–530.
<https://doi.org/10.1086/155183>
- Alpar, M. A., Pines, D., Anderson, P. W., & Shaham, J. (1984). Vortex creep and the internal temperature of neutron stars. I - General theory. *The Astrophysical Journal*, 276, 325. <https://doi.org/10.1086/161616>
- Baade, W., & Zwicky, F. (1934). Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays. *Physical Review*, 46(1), 76–77. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.46.76.2>
- Baym, G., Pethick, C., Pines, D., & Ruderman, M. (1969). Spin Up in Neutron Stars: The Future of the Vela Pulsar. *Nature*, 224(5222), 872–874.
<https://doi.org/10.1038/224872a0>
- Baym, G., & Pines, D. (1971). Neutron starquakes and pulsar speedup. *Annals of Physics*, 66(2), 816–835. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(71\)90084-4](https://doi.org/10.1016/0003-4916(71)90084-4)
- Boynton, P. E., Groth, E. J., Hutchinson, D. P., Nanos, G. P., Jr., Partridge, R. B., & Wilkinson, D. T. (1972). Optical Timing of the Crab Pulsar, NP 0532. *The Astrophysical Journal*, 175, 217. <https://doi.org/10.1086/151550>
- Carter, B., Langlois, D., & Sedrakian, D. M. (2000). Centrifugal buoyancy as a mechanism for neutron star glitches. *arXiv:astro-ph/0004121*.
<http://arxiv.org/abs/astro-ph/0004121>
- Cognard, I., & Backer, D. C. (2004). A Microglitch in the Millisecond Pulsar PSR B1821-24 in M28. *The Astrophysical Journal*, 612(2), L125–L127.
<https://doi.org/10.1086/424692>
- Dib, R., & Kaspi, V. M. (2014). 16 yr OFRXTE MONITORING OF FIVE ANOMALOUS X-RAY PULSARS. *The Astrophysical Journal*, 784(1), 37.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/784/1/37>
- Diodati, M. (2020, Απρίλιος 11). *The First Surface Map of a Neutron Star*. Medium.
<https://medium.com/amazing-science/the-first-surface-map-of-a-neutron-star-939166c4edf3>
- Dodson, R. G., McCulloch, P. M., & Lewis, D. R. (2001). High Time Resolution Observations of the January 2000 Glitch in the Vela Pulsar. *The Astrophysical Journal*, 564(2), L85. <https://doi.org/10.1086/339068>
- Dodson, R., Lewis, D., & McCulloch, P. (2007). Two decades of pulsar timing of Vela. *Astrophysics and Space Science*, 308(1), 585–589.
<https://doi.org/10.1007/s10509-007-9372-4>
- Downs, G. S., Manchester, R. N., & Newton, L. M. (1978). PSR 0833-45. *International Astronomical Union Circular*, 3274, 3.
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1978IAUC.3274....3D>

- Epstein, R. I., & Baym, G. (1988). Vortex Pinning in Neutron Stars. *The Astrophysical Journal*, 328, 680. <https://doi.org/10.1086/166325>
- Espinoza, C. M., Lyne, A. G., Stappers, B. W., & Kramer, M. (2011). A study of 315 glitches in the rotation of 102 pulsars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 414, 1679–1704. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18503.x>
- ESO/L. Calçada. (χ.χ.). *Magnetar Formation Mystery Solved?* Wwww.Eso.Org. Ανακτήθηκε 22 Μάρτιος 2021, από <https://www.eso.org/public/news/eso1415/>
- F. D' Alessandro. (1997). Rotational irregularities in pulsars ? A review. *Astrophysics and Space Science*, 246(1), 73–106. <https://doi.org/10.1007/BF00637401>
- Graber, V., Cumming, A., & Andersson, N. (2018). Glitch rises as a test for rapid superfluid coupling in neutron stars. *The Astrophysical Journal*, 865(1), 23. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad776>
- Heiselberg, H., & Pandharipande, V. (2000). Recent Progress in Neutron Star Theory. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 50(1), 481–524. <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.50.1.481>
- Hester, J., NASA/HST/ASU, & NASA/CXC/ASU. (2002, Σεπτέμβριος 19). Crab Pulsar. HubbleSite.Org. <https://hubblesite.org/contents/media/images/2002/24/1248-Image.html>
- High Energy Astrophysics Picture Of the Week, από https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/heapow/archive/compact_objects/vela_pulsar_jet.html
- Jones, P. B. (1992). Rotation of the neutron-drip superfluid in pulsars: The Kelvin phonon contribution to dissipation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 257(3), 501–506. <https://doi.org/10.1093/mnras/257.3.501>
- Kouveliotou, C., Robert C., D., & Christopher, T. (2003, Φεβρουάριος). *Magnetars*. <https://web.archive.org/web/20070611144829/http://solomon.as.utexas.edu/~duncan/sciam.pdf>
- Large, M. I., Vaughan, A. E., & Mills, B. Y. (1968). A Pulsar Supernova Association? *Nature*, 220(5165), 340–341. <https://doi.org/10.1038/220340a0>
- Lea, R. (2020, Ιανουάριος 3). *When it comes to Neutron Stars Size Matters*. Medium. <https://medium.com/swlh/when-it-comes-to-neutron-stars-size-matters-f86221848da9>
- Link, B., & Epstein, R. I. (1996). Thermally-driven Neutron Star Glitches. *The Astrophysical Journal*, 457, 844. <https://doi.org/10.1086/176779>
- Lorenz, C. P., Ravenhall, D. G., & Pethick, C. J. (1993). Neutron star crusts. *Physical Review Letters*, 70(4), 379–382. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.379>
- Manchester, R. N. (2018). Pulsar glitches and their impact on neutron-star astrophysics. *ArXiv:1801.04332 [Astro-Ph]*. <http://arxiv.org/abs/1801.04332>
- Manchester, R. N., Goss, W. M., & Hamilton, P. A. (1976). Third discontinuity in the Vela pulsar period. *Nature*, 259(5541), 291–292. <https://doi.org/10.1038/259291a0>
- Mann, A. (2020, Μάρτιος 5). The golden age of neutron-star physics has arrived. *Nature*, 579. <https://www.nature.com/articles/d41586-020-00590-8>

- Garlick, M. A. (2018, Σεπτέμβριος 24). Mark A. Garlick's Space-Art.Co.Uk.
<https://fineartamerica.com/featured/1-pulsar-mark-garlickscience-photo-library.html>
- Marshall, F. E., Gotthelf, E. V., Middleditch, J., Wang, Q. D., & Zhang, W. (2004). The Big Glitch: The Rotation History of PSR J0537–6910. *The Astrophysical Journal*, 603(2), 682. <https://doi.org/10.1086/381567>
- McDonald, G. B. (χ.χ.). *A Review of Pulsar Glitch Mechanisms*.
- Miller, M. C. (1992). Model atmospheres for neutron stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 255(1), 129–145.
<https://doi.org/10.1093/mnras/255.1.129>
- Palfreyman, J., Dickey, J. M., Hotan, A., Ellingsen, S., & van Straten, W. (2018). Alteration of the magnetosphere of the Vela pulsar during a glitch. *Nature*, 556(7700), 219–222. <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0001-x>
- Pethick, C. J., Ravenhall, D. G., & Lorenz, C. P. (1995). The inner boundary of a neutron-star crust. *Nuclear Physics A*, 584(4), 675–703.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)00506-I](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)00506-I)
- Pons, J. A., Viganò, D., & Rea, N. (2013). A highly resistive layer within the crust of X-ray pulsars limits their spin periods. *Nature Physics*, 9(7), 431–434.
<https://doi.org/10.1038/nphys2640>
- Radhakrishnan, V., & Manchester, R. N. (1969). Detection of a Change of State in the Pulsar PSR 0833-45. *Nature*, 222(5190), 228–229.
<https://doi.org/10.1038/222228a0>
- Rajagopal, M., Romani, R. W., & Miller, M. C. (1997). Magnetized Iron Atmospheres for Neutron Stars. *The Astrophysical Journal*, 479(1), 347.
<https://doi.org/10.1086/303865>
- Ramanathan, A. (2011). *A Ring with a Spin: Superfluidity in a toroidal Bose-Einstein condensate*.
- Reichley, P. E., & Downs, G. S. (1969). Observed Decrease in the Periods of Pulsar PSR 0833–45. *Nature*, 222(5190), 229–230. <https://doi.org/10.1038/222229a0>
- Reichley, P. E., & Downs, G. S. (1971). Second Decrease in the Period of the Vela Pulsar. *Nature Physical Science*, 234(46), 48–48.
<https://doi.org/10.1038/physci234048a0>
- Ruderman, M. (1969). Neutron Starquakes and Pulsar Periods. *Nature*, 223(5206), 597–598. <https://doi.org/10.1038/223597b0>
- Ruderman, M. (1976). Crust-breaking by neutron superfluids and the VELA pulsar glitches. *The Astrophysical Journal*, 203, 213. <https://doi.org/10.1086/154069>
- Ruderman, M., Zhu, T., & Chen, K. (1998). Neutron Star Magnetic Field Evolution, Crust Movement, and Glitches. *The Astrophysical Journal*, 492(1), 267–280.
<https://doi.org/10.1086/305026>
- Sand, N. J. (2019, Νοέμβριος 2). *The Magnus Effect*.
<https://www.norwegiancreations.com/2019/02/the-magnus-effect/>
- Wang, N., Manchester, R. N., Pace, R. T., Bailes, M., Kaspi, V. M., Stappers, B. W., & Lyne, A. G. (2000). Glitches in southern pulsars. *Monthly Notices of the Royal*

Astronomical Society, 317(4), 843–860. <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03713.x>

Weisberg, J. M., Nice, D. J., & Taylor, J. H. (2010). TIMING MEASUREMENTS OF THE RELATIVISTIC BINARY PULSAR PSR B1913. *The Astrophysical Journal*, 722(2), 1030–1034. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/722/2/1030>
<http://www.jb.man.ac.uk/distance/frontiers/pulsars/section7.html> . 7: *Pulsars at other wavelengths*.