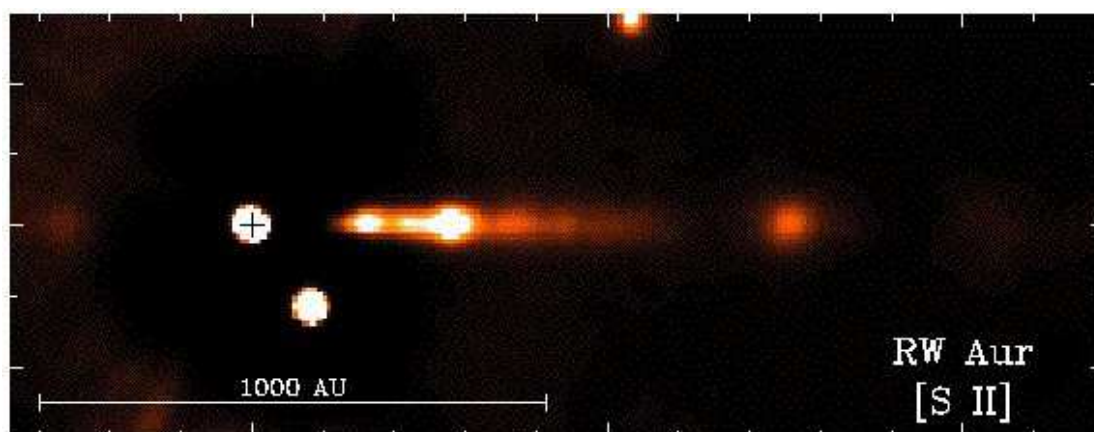


Εθνικό Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών  
Σχολή Θετικών Επιστημών  
Τμήμα Φυσικής  
Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής

## Αριθμητική προσομοίωση Μαγνητοϋδροδυναμικών πιδάκων από νεογέννητους αστέρες



Διπλωματική εργασία για την απόκτηση Μεταπτυχιακού  
Διπλώματος Ειδίκευσης στην Αστροφυσική, Αστρονομία και  
Μηχανική

Δαμάλα Ειρήνη

A.M. 2008 23

Επιβλέπων καθηγητής : Καθηγητής Κ. Τσίγκανος  
Μέλη εξεταστικής επιτροπής: Α. Μαστιχιάδης Αναπληρωτής Καθηγητής  
Ν. Βλαχάκης Επίκουρος Καθηγητής

Αθήνα 2011

## Περιεχόμενα

Περίληψη εργασίας.....σελ.3	
1.Εισαγωγή.....σελ.5	
1.1Μοριακά νεφελώματα.....σελ.6	
1.2 Δημιουργία των YSOs από μοριακά νεφελώματα.....σελ.9	
1.3 Κύρια φάση πρόσπτωσης ύλης.....σελ.11	
1.4 Τελευταία στάδια εξέλιξης πριν από την κύρια ακολουθία..σελ.11	
1.5 Γενικά στοιχεία για τα CTTs.....σελ.12	
1.6 Παρατηρησιακά δεδομένα πιδάκων από YSOs.....σελ.13	
2.Θεωρητικά στοιχεία για δημιουργία , εστίαση και επιτάχυνση πιδάκων σε YSOs.....σελ.14	
2.1 Δημιουργία των πιδάκων.....σελ.14	
2.2 Μηχανισμοί εστίασης και επιτάχυνσης των πιδάκων.....σελ.15	
2.3 Είδη μαγνητουδροδυναμικών (ΜΥΔ) εκροών από YSOs.....σελ.22	
3.Μαγνητουδροδυναμική προσέγγιση των πιδάκων από YSOs.....σελ.24	
3.1 Μαγνητουδροδυναμικές εξισώσεις.....σελ.24	
3.2 Υποθέσεις της μαγνητουδροδυναμικής.....σελ.25	
3.3 Μαγνητουδροδυναμικές προσεγγίσεις.....σελ.26	
3.4 Ολοκληρώματα της μαγνητουδροδυναμικής.....σελ.26	
4.Προσομοιώσεις των πιδάκων νεογέννητων άστρων.σελ.28	
4.1 Παρατηρήσεις.....σελ.28	
4.2 Αυτό – ομοιότητα.....σελ.28	
4.3 Αναλυτική προσέγγιση πιδάκων.....σελ.31	
4.4 Αριθμητική προσομοίωση πιδάκων.....σελ.35	
5. Ο κώδικας PLUTO.....σελ.41	
5.1 RW Auriga.....σελ.43	
5.2 CW Tauri.....σελ.50	
5.3 DG Tauri.....σελ.56	
5.4 HH 30.....σελ.63	
6.Σχόλια.....σελ.72	
6.1 Σύγκριση θεωρητικού μοντέλου – παρατηρήσεων.....σελ.72	
6.2 Χρονική μεταβλητότητα.....σελ.76	
6.3 Σχολιασμός της πυκνότητας.....σελ.76	
6.4 Παρατηρήσεις στις τιμές των ταχυτήτων $V_r$ .....σελ.81	
6.5 Παρατηρήσεις στις τιμές των ταχυτήτων $V_z$ .....σελ.82	
6.6.Γενική σύγκριση αποτελεσμάτων προσομοίωσης – παρατηρήσεων .....σελ.83	
7.Σύνοψη.....σελ.84	

<b>Παράρτημα.....σελ.86</b>
<b>Ευχαριστίες.....σελ.87</b>
<b>Αναφορές.....σελ.88</b>

## **Αριθμητική προσομοίωση Μαγνητοϋδροδυναμικών πιδάκων από νεογέννητους αστέρες**

### **Περίληψη Εργασίας**

Οι πίδακες πλάσματος που παρατηρούνται στα νεογέννητα άστρα αποτελούν μια πολύ ενδιαφέρουσα κατηγορία εκροών πλάσματος από αστροφυσικά αντικείμενα.

Ως γνωστόν, οι νέοι αστέρες σχηματίζονται σε γιγαντιαία μοριακά νεφελώματα υδρογόνου. Σε αυτά τα νεφελώματα δημιουργούνται λόγω της βαρυτικής αστάθειας Jeans κάποιοι πυρήνες συμπύκνωσης. Οι πυκνοί αυτοί πυρήνες καταρρέουν λόγω της βαρύτητας, δημιουργώντας στο κέντρο τους ένα συμπύκνωμα ύλης από το οποίο τελικά θα δημιουργηθεί ο πρωτοαστέρας. Όμως, για να αυξηθεί κατά πολλές τάξεις μεγέθους η πυκνότητα στις κεντρικές περιοχές του συμπυκνώματος και να σχηματισθεί τελικά ο αστέρας πρέπει να αφαιρεθεί στροφορμή από το σύστημα. Συγκεκριμένα, λόγω του νόμου διατήρησης της στροφορμής καθώς ο πυρήνας συμπύκνωσης καταρρέει περιστρέφεται ταχύτατα με αποτέλεσμα να σχηματίζεται ένας φακοειδής δίσκος αερίου γύρω από τον πρωτοαστέρα. Το μεγαλύτερο μέρος της στροφορμής αυτού του δίσκου συσώρευσης πρέπει να αφαιρεθεί για να συνεχίσει η πρόσπτωση της ύλης και η αύξηση της κεντρικής πυκνότητας. Αυτή ακριβώς την αφαίρεση της στροφορμής επιτελούν οι πίδακες του πλάσματος εξυπηρετώντας έτσι τελικά το σχηματισμό του νέου αστέρα.

Οι πίδακες πλάσματος των νεαρών άστρων (YSOs) μπορούν να περιγραφούν σε πρώτη προσέγγιση από τις εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής (ΜΥΔ). Οι πίδακες αυτοί παρουσιάζουν μεγάλη εστίαση και επιταχύνονται καθώς απομακρύνονται από την πηγή. Τα επικρατέστερα σενάρια που εξηγούν τις παραπάνω ιδιότητες των πιδάκων είναι η Μαγνητοϋδροδυναμική (ΜΥΔ) αυτό-εστίαση και η μαγνητοφυγοκεντρική επιτάχυνση.

Η προσομοίωση των πιδάκων των YSOs επιτυγχάνεται με την εφαρμογή συνδυασμένων αναλυτικών αυτό-όμοιων μοντέλων στην εκροή που προέρχεται α) από το άστρο και β) στην εκροή που προέρχεται από το δίσκο. Οι αναλυτικές λύσεις χρησιμοποιούνται ως αρχικές καταστάσεις αριθμητικής προσομοίωσης των ΜΥΔ εξισώσεων. Σκοπός της εργασίας μας είναι αυτή ακριβώς η προσομοίωση πιδάκων της κατηγορίας T Tauri νεογέννητων άστρων. Η προσομοίωση πραγματοποιείται με τον κώδικα PLUTO ο οποίος χρησιμοποιείται για την επίλυση προβλημάτων υδροδυναμικών – μαγνητοϋδροδυναμικών εκροών. Τα αποτελέσματα της αριθμητικής προσομοίωσης συγκρίνονται με 4 πίδακες νεογέννητων αστέρων. Συγκεκριμένα, επιλέγονται γι αυτό το σκοπό οι πίδακες των αστέρων RW Auriga, CW Tauri, DG Tauri και HH 30 οι οποίοι είναι σχετικά κοντινοί έτσι ώστε να παρατηρούνται με μεγάλη διακριτική ικανότητα. Για κάθε πίδακα προσομοιάζεται αρχικά η δημιουργία των φωτεινών συμπυκνωμάτων Herbig Haro (HH objects) όπως απεικονίζονται από παρατηρήσεις στις γραμμές [SII] λ6716 και [SII] λ6731 τη χρονική περίοδο Δεκέμβριος – Ιανουάριος 1997 για τους πίδακες των

αστέρων RW Auriga, CW Tauri, DG Tauri και τη χρονική περίοδο Μάρτιος 1995 για τον HH 30. Στη συνέχεια προσομοιάζονται η θερμοκρασία και οι ταχύτητες Vr και Vz για τις συγκεκριμένες χρονικές περιόδους. Τέλος γίνεται σχολιασμός των αποτελεσμάτων που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις και σύγκρισή τους με τις παρατηρήσεις.

**Λέξεις – κλειδιά:** πίδακες – PLUTO – προσομοίωση – YSOs

## Summary

Plasma jets which are observed in Young Stellar Objects – YSOs consist one of the most interesting category of astrophysical outflows. YSOs are created in giant molecular hydrogen nebulae under the effect of Jeans gravitational instability. A necessary condition for the creation of an YSO is the abstraction of angular momentum from the core of matter that gravitational collapse has created in the center of the nebula. This is achieved through the ejection of plasma outflows called jets. Jets are governed from magnetohydrodynamical equations. Their most important features are collimation, high acceleration and ejection in the form of knots.

In the present work we attempt to simulate YSO jets with the use of code PLUTO, a program which performs numerical simulations of hydrodynamical/magnetohydrodynamical outflows. We simulate the jets of the stars RW Auriga, CW Tauri, DG Tauri and HH 30 as depicted in observations on December – January 1997 for the first three stars and March 1995 for HH 30. Knot – like morphology is achieved by applying time variability at the base of the outflow.

The results from the simulations are in good agreement with observations especially those concerning velocities and time variability . The divergence between some of the simulation results and the observations comes from the exclusion of radiative cooling in our calculations, which appears in real jets.

**Key words:** jets – PLUTO – simulation – YSOs

## 1 . Εισαγωγή

Οι εκροές πλάσματος με τη μορφή πιδάκων (jets) είναι ένα φαινόμενο που παρατηρείται συχνά σε αρκετές κατηγορίες αστροφυσικών αντικειμένων (Tsinganos et al 2009). Μερικές από αυτές είναι τα νεο-σχηματιζόμενα άστρα (Young Stellar Objects – YSOs), διπλά αστρικά συστήματα (X – ray binaries) καθώς και οι πυρήνες των ενεργών γαλαξιών. Σε όλα τα παραπάνω συστήματα, οι εκροές εμφανίζουν κοινές ιδιότητες όπως το περίπου κυλινδρικό τους σχήμα και η παρουσία ενός δίσκου προσρόφησης ύλης από τον οποίο φαίνεται να προέρχονται.

Οι πίδακες εμφανίζονται ισχυρά εστιασμένοι γύρω από τον άξονα της κεντρικής πηγής . Οι γωνίες που σχηματίζουν με τον άξονα είναι μόλις

μερικές μοίρες . Από τις παρατηρήσεις προκύπτει ότι η ύλη εκτοξεύεται με ταχύτητες πολύ μεγαλύτερες από την ταχύτητα του ήχου.

Το θεμελιώδες ερώτημα που απασχολεί την αστροφυσική είναι πως ένα αστροφυσικό αντικείμενο μπορεί να δημιουργήσει μια τόσο εστιασμένη υπερηχητική εκροή. Στην παρούσα εργασία θα ασχοληθούμε με την περίπτωση των νεο-σχηματιζόμενων άστρων (YSOs) της κατηγορίας Classical T – Tauri Stars (CTTSs). Η εργασία αποτελείται από δυο σκέλη : το θεωρητικό, στο οποίο θα γίνει παρουσίαση θεωρητικών στοιχείων που αφορούν τους πίδακες από νεαρά άστρα, και το σκέλος της προσομοίωσης των πιδάκων αυτών μέσω του προγράμματος PLUTO.

Όσον αφορά το θεωρητικό μέρος, αρχικά θα αναφέρουμε μερικά συνοπτικά στοιχεία σχετικά με το σχηματισμό και την εξέλιξη των YSOs. Εν συνεχεία θα αναφερθούμε στα χαρακτηριστικά των CTTSs καθώς και στα δεδομένα που προκύπτουν από την παρατήρηση των πιδάκων τους. Επίσης θα γίνει γενική αναφορά στους μηχανισμούς εστίασης και επιτάχυνσης της ροής των πιδάκων και συνδυασμός τους με τα παρατηρησιακά δεδομένα.

## 1.1 Μοριακά Νεφελώματα

Τα μοριακά νεφελώματα είναι περιοχές με μεγάλες ποσότητες υλικού απ' το οποίο δημιουργούνται τα άστρα. Διακρίνονται δυο τύποι μοριακών νεφελωμάτων ανάλογα με το μέγεθός τους: **α) μικρά μοριακά νεφελώματα** τα οποία έχουν τα εξής χαρακτηριστικά: περιέχουν μάζα αερίου και σκόνης ίση με μερικές εκατοντάδες μάζες Ηλίου. Τα μεγέθη τους είναι περίπου μερικές δεκάδες parsecs. Δεν περιλαμβάνουν νεαρά άστρα μεγάλης μάζας τύπου O και B και είναι σχετικά κρύα με θερμοκρασίες  $T \sim 10 - 20$  K. **β) γιγάντια μοριακά νεφελώματα** τα οποία σε αντίθεση με την προηγούμενη κατηγορία νεφελωμάτων, έχουν μάζες ίσες με  $10^4 - 10^6$  μάζες Ηλίου, μεγέθη περίπου ίσα με 100 parsecs, περιέχουν μεγάλης και μικρής μάζας νεαρά άστρα ενώ οι θερμοκρασίες τους είναι  $T \sim 50 - 100$  K (Ray T. , 2007).

Άλλοι δυο τύποι νεφελωμάτων, ανάλογα με τη φωτεινότητα, είναι τα φωτεινά και τα σκοτεινά μοριακά νεφελώματα. Τα σκοτεινά νεφελώματα γίνονται αντιληπτά από το "σκοτεινίασμα" που επιφέρουν σε αστρικά πεδία που βρίσκονται από πίσω τους. Δυο πολύ σημαντικά νεφελώματα αυτής της κατηγορίας στα οποία έχουμε δημιουργία νεαρών άστρων είναι το νεφέλωμα της Κεφαλής του Ίππου και το νεφέλωμα του Αετού, η αλλιώς M16. Το πρώτο φαίνεται στην εικόνα 1 ενώ το δεύτερο στην εικόνα 2.

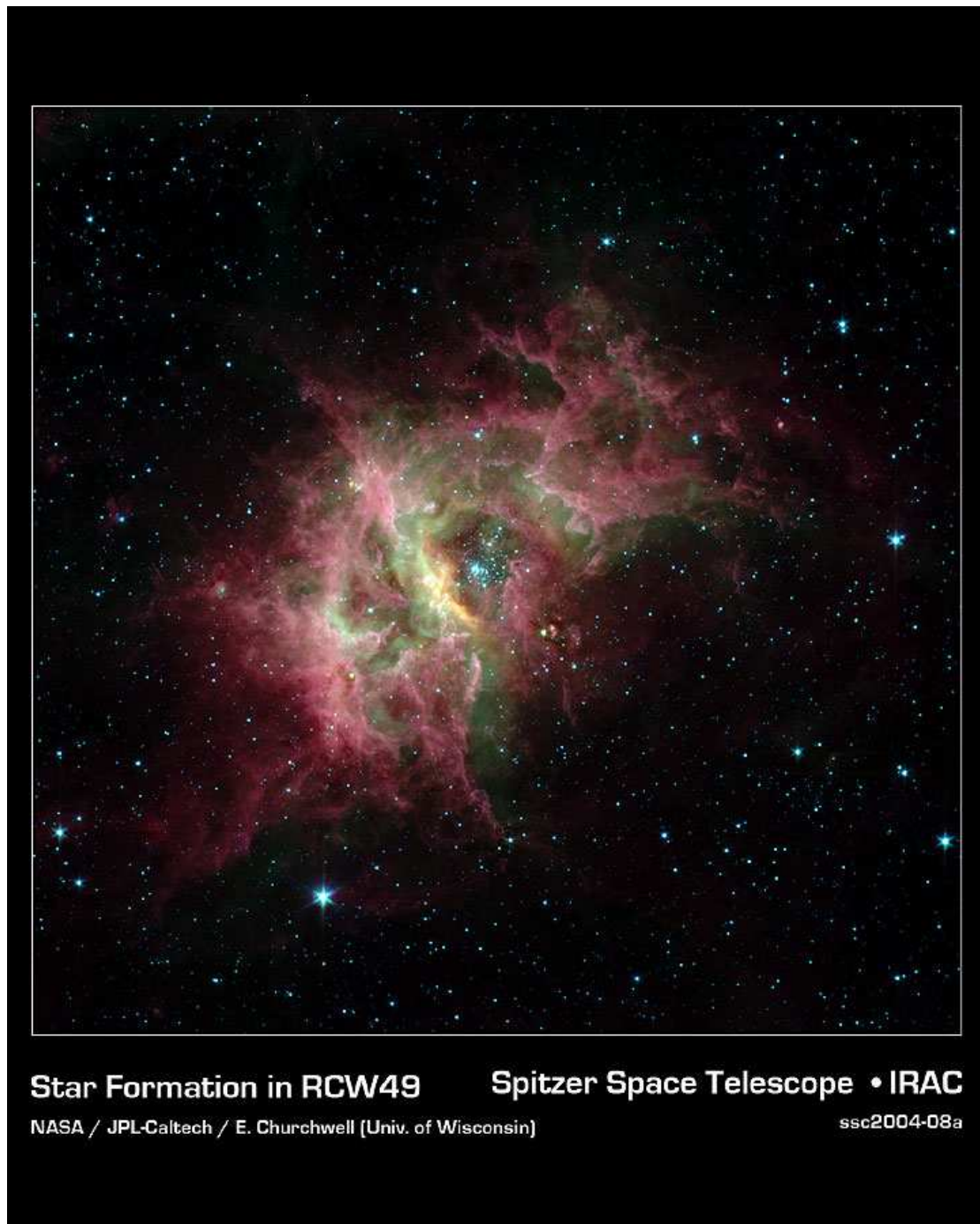


**Εικόνα 1: Το σκοτεινό μοριακό νεφέλωμα της Κεφαλής του Ίππου**



**Εικόνα 2 : Το νεφέλωμα του Αετού ή M16 στο οποίο διακρίνονται μικρά σφαιρικά συμπυκνώματα ύλης από τα οποία θα προέλθουν νεαρά άστρα .**

Σε αντίθεση με τα σκοτεινά, τα φωτεινά μοριακά νεφελώματα είναι ιδιαίτερα λαμπρά λόγω της σκέδασης του φωτός των αστερών που βρίσκονται μέσα τους. Ένα πολύ σημαντικό νεφέλωμα αυτής της κατηγορίας στο οποίο έχουμε γέννηση άστρων είναι το νεφέλωμα του Ωρίωνα.

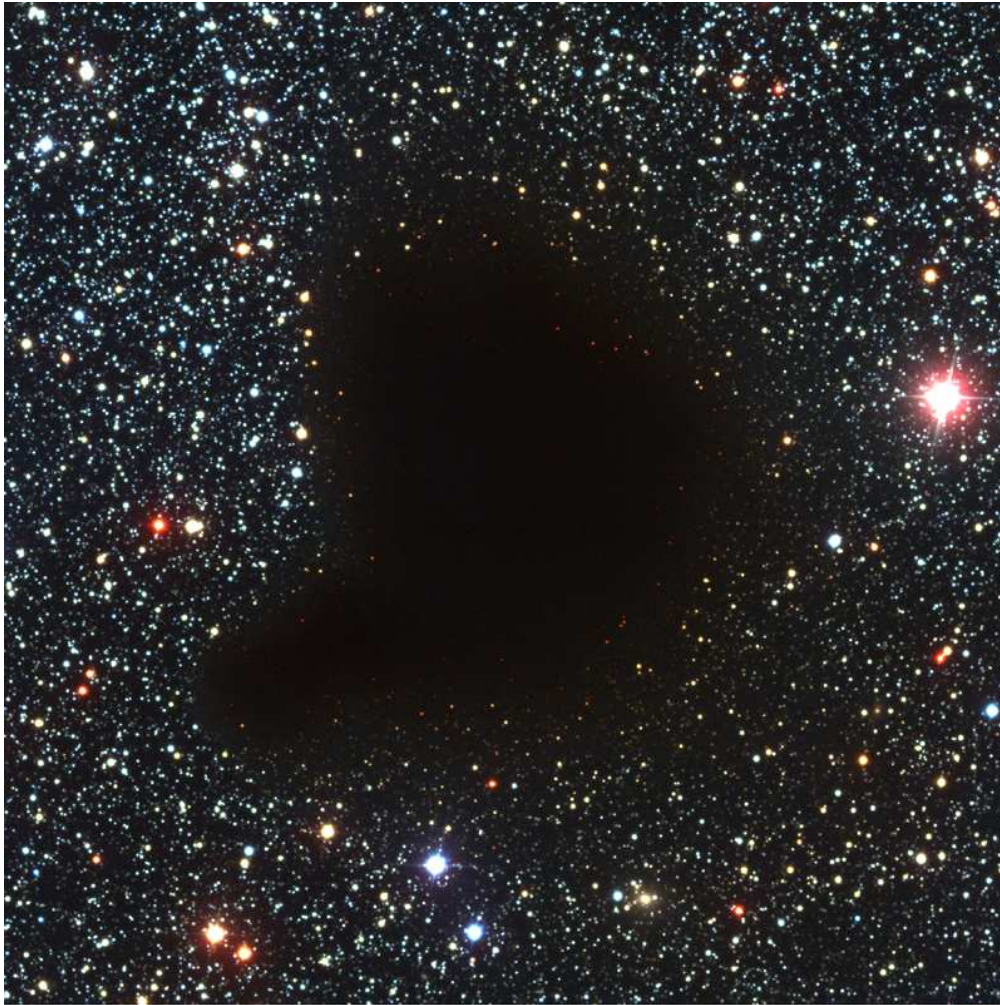


**Εικόνα 3:Σχηματισμός αστέρων στο φωτεινό μοριακό νεφέλωμα RCW49**

Η μορφή των μοριακών νεφελωμάτων είναι νηματοειδής με συστάδες και πυρήνες μαζών. Οι συστάδες μαζών περιλαμβάνουν μερικές εκατοντάδες ηλιακές μάζες ενώ οι πυρήνες μερικές δεκάδες. Από αυτές τις συμπυκνώσεις μάζας (συστάδες – πυρήνες) προέρχονται τα YSOs.

Τα νεαρά άστρα που δημιουργούνται στα μοριακά νεφελώματα δεν είναι άμεσα ορατά καθώς η σκόνη που υπάρχει στο νεφέλωμα που δημιουργούνται απορροφά τα ορατό φως που εκπέμπουν.





ESO PR Photo 20a/99 (30 April 1999)

The "Black Cloud" B68  
(VLT ANTU + FORS1)

© European Southern Observatory 

**Εικόνα 4 : Το σκοτεινό μοριακό νεφέλωμα B68**

## 1.2 Δημιουργία των YSOs από μοριακά νεφελώματα

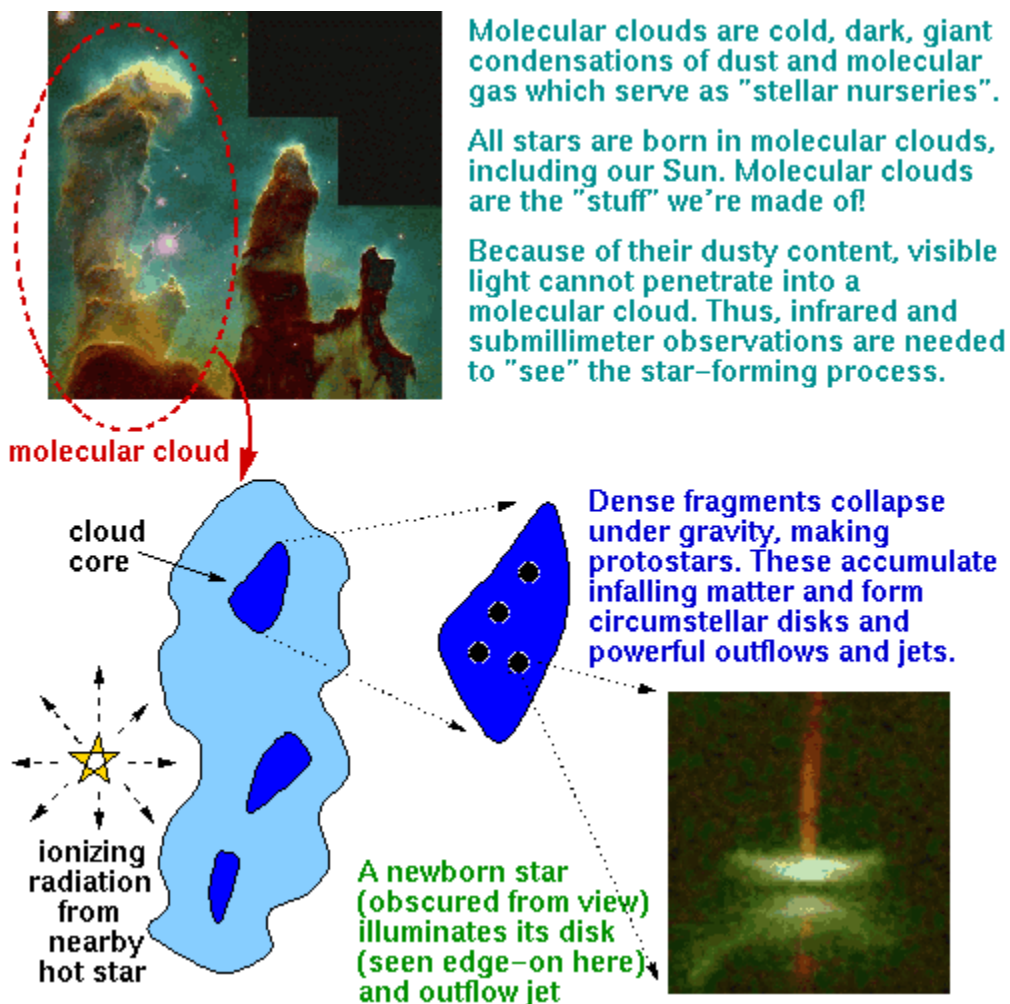
Τα YSOs προέρχονται από τη βαρυτική κατάρρευση των μοριακών νεφελωμάτων. Όπως αναφέρθηκε στα μοριακά νεφελώματα παρουσιάζονται πυρήνες - συμπυκνώματα μάζας. Θεωρούμε ότι ένας τέτοιος πυρήνας έχει αρχικά σφαιρικό σχήμα καθώς και ομογενή πυκνότητα και θερμοκρασία. Η βαρυτική κατάρρευση αρχίζει από το κέντρο του πυρήνα και κατευθύνεται προς τα έξω με την ταχύτητα του ήχου δηλαδή η ακτίνα κατάρρευσης σε κάθε χρονική στιγμή είναι  $c_s \times t$ .

Όσο η κατάρρευση του μοριακού πυρήνα συνεχίζεται η πυκνότητα στο κέντρο αυξάνεται αρκετά ( $10^{-13} \text{ gcm}^{-3}$ ) και έτσι ο πυρήνας γίνεται

οπτικά αδιαφανής. Η θερμοκρασία στο κέντρο αρχίζει να αυξάνεται για πρώτη φορά και η βαρυτική συστολή αρχίζει να παρεμποδίζεται. Έτσι γεννιέται ο πρώτος "υδροστατικός" πυρήνας.

Στην επόμενη φάση, η θερμοκρασία και η πυκνότητα συνεχίζουν να αυξάνονται. Όταν η θερμοκρασία φτάσει τους 2000 K αρχίζει η δεύτερη φάση της βαρυτικής κατάρρευσης. Η θερμοκρασία συνεχίζει να αυξάνεται και συνεπώς αυξάνεται και η αδιαφάνεια καθώς το υδρογόνο που αποτελεί το νεφέλωμα αρχίζει να ιονίζεται. Τελικά δημιουργείται ένας νέος υδροστατικός πυρήνας όταν η πυκνότητα αποκτήσει τιμή  $10^{-2} \text{ g cm}^{-3}$ . Σε αυτό το στάδιο μόνο ένα μικρό ποσοστό της τελικής μάζας είναι στον πυρήνα και από εδώ ξεκινά ουσιαστικά η κύρια φάση πρόσπτωσης ύλης στον πυρήνα.

Μια σύνοψη της παραπάνω διαδικασίας βλέπουμε στο παρακάτω σχήμα :



Εικόνα 5 : Δημιουργία πρωτοαστέρα από μοριακό νεφέλωμα: τα μοριακά αποτελούνται από υλικά από τα οποία σχηματίζονται τα άστρα. Πυκνά συμπυκνώματα ύλης μέσα στο νέφος καταρρέουν λόγω της βαρύτητας δημιουργώντας τους πρωτοαστέρες. Στη συνέχεια οι πρωτοαστέρες προσροφούν την καταρρέουσα ύλη δημιουργώντας περιστατρικούς δίσκους προσαύξησης και εκροές με τη μορφή πιδάκων. Στην εικόνα κάτω δεξιά βλέπουμε ένα δίσκο προαύξησης ο οποίος φωτίζεται από τον πρωτοαστέρα που περιβάλλεται από αυτό το δίσκο. Με κόκκινο χρώμα διακρίνεται ο πίδακας που πηγάζει από τον πρωτοαστέρα.

### 1.3 Κύρια φάση πρόσπτωσης ύλης

Όπως είδαμε παραπάνω από το τελικό στάδιο της βαρυτικής κατάρρευσης προκύπτει ένας θερμός πυρήνας. Αυτός αποτελεί τον πρωτοαστέρα στον οποίο συνεχίζεται η πρόσπτωση ύλης από το μοριακό νεφέλωμα. Σ' αυτό το στάδιο, που διαρκεί  $10^5$  έτη για άστρο που αποκτά τελική μάζα  $1 M_{\odot}$ , ο πρωτοαστέρας αποκτά το μεγαλύτερο μέρος της μάζας του. Αυτή είναι η αποκαλούμενη **Class 0** φάση. Τα άστρα αυτής της τάξης έχουν χαρακτηριστικό φάσμα μελανού σώματος (André P., 1997). Είναι οπτικά αόρατα και εκπέμπουν το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας τους σε μήκη κύματος από το μακρινό υπέρυθρο έως μερικά χιλιοστά του μέτρου. Ήδη σ' αυτή τη φάση έχουν ξεκινήσει οι εκροές από το νεαρό άστρο, όμως η πρόσπτωση ύλης δεν είναι σταθερή αλλά χρόνο-μεταβλητή.

Στη συνέχεια ο πρωτοαστέρας εξελίσσεται στη φάση **Class I**. Σ' αυτή τη φάση το νεαρό άστρο περιβάλλεται ακόμη από το δίσκο και το περίβλημα ( " envelope ") (Eisner J.A. et al., 2005) όμως το μεγαλύτερο μέρος της μάζας βρίσκεται στον πυρήνα. Το άστρο δεν είναι άμεσα οπτικά ορατό. Η ύπαρξή του γίνεται αντιληπτή από το γεγονός ότι εκπέμπει το μέγιστο της ακτινοβολίας του στο κοντινό υπέρυθρο. Η φάση **Class I** διαρκεί περισσότερο από τη φάση **Class 0** γι αυτό και τα αστέρια αυτής της φάσης παρατηρούνται πιο συχνά.

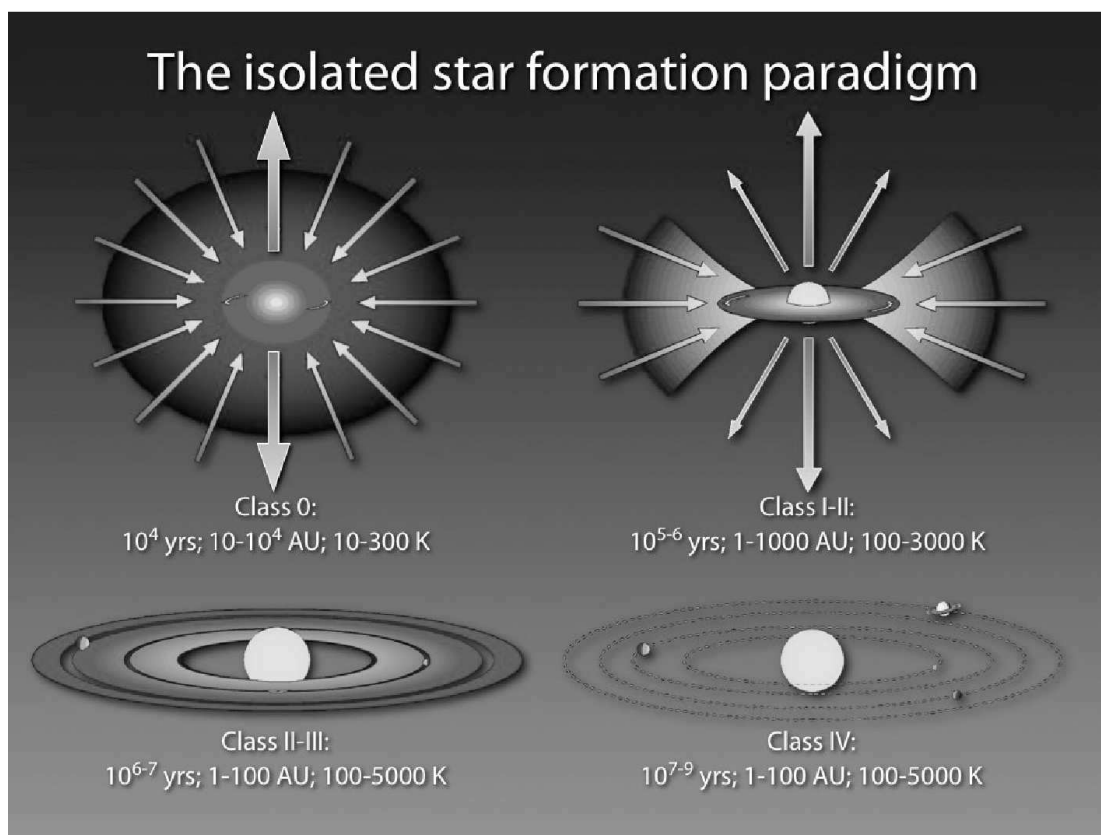
Η τελευταία φάση πρόσπτωσης ύλης ενός πρωτοαστέρα λίγο πριν την είσοδο στην κύρια ακολουθία ονομάζεται **Class II**. Σ' αυτή, το άστρο είναι οπτικά ορατό, περιβάλλεται από ένα λεπτό δίσκο και έχει χάσει όλο το περίβλημα μάζας. Τα μαγνητικά πεδία σ' αυτό το στάδιο είναι τόσο ισχυρά ώστε να καθορίζουν το σχήμα του δίσκου. Σ' αυτή τη φάση βρίσκονται τα νεογέννητα άστρα που θα μελετηθούν και ονομάζονται **Classical T – Tauri Stars (CTTSs)**.

### 1.4 Τελευταία στάδια εξέλιξης πριν από την κύρια ακολουθία

Η φάση πρόσπτωσης ύλης συνεχίζεται μέχρι να χάσει ο δίσκος το μεγαλύτερο μέρος της μάζας του. Τότε ο πίδακας πλάσματος σταματά και τα υπολείμματα του δίσκου που περιβάλουν τον πρωτοαστέρα αρχίζουν να σχηματίζουν πλανήτες. Τα αστέρια που βρίσκονται σ' αυτή τη φάση καλούνται αντικείμενα **Class III**.

Το τελευταίο στάδιο εξέλιξης ενός πρωτοαστέρα ονομάζεται **Class IV**. Εδώ ο δίσκος εξαφανίζεται και αν το άστρο έχει αρκετή μάζα για να ξεκινήσει η καύση του υδρογόνου στον πυρήνα εισέρχεται στην κύρια ακολουθία.

Όλες οι φάσεις εξέλιξης ενός πρώτο – αστέρα απεικονίζονται στο παρακάτω σχήμα. Κάτω από κάθε στάδιο αναφέρεται ο χρόνος που διαρκεί, η διάμετρος του συστήματος καθώς και η θερμοκρασία.



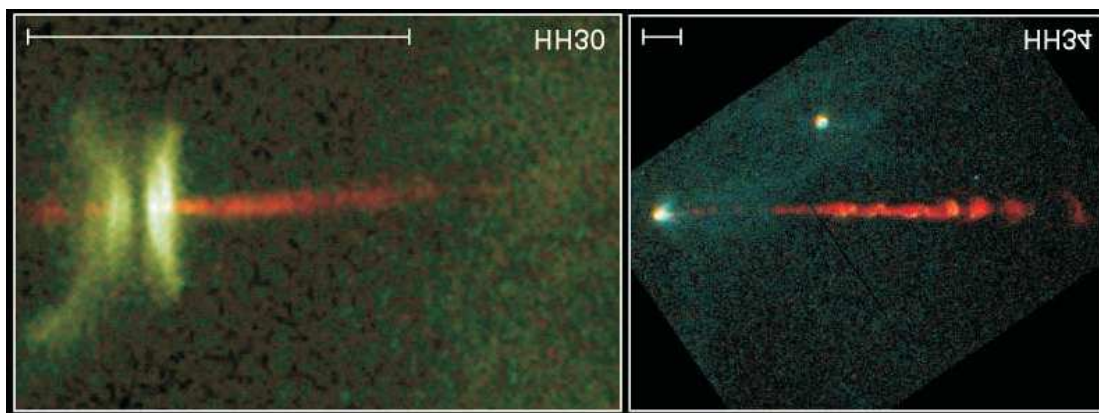
Εικόνα 6 : Οι φάσεις εξέλιξης ενός πρωτοαστέρα μέχρι την εισαγωγή στην κύρια ακολουθία

### 1.5 Γενικά στοιχεία για τα CTTs

Οι αστέρες αυτής της κατηγορίας είναι πολύ νεαροί αστέρες που βρίσκονται λίγο πριν την κύρια ακολουθία. Όσο κατευθύνονται προς την κύρια ακολουθία η ακτινοβολία τους προέρχεται από τη βαρυτική κατάρρευση του εναπομείναντος μοριακού νεφελώματος που τα δημιούργησε. Παρουσιάζουν ασυνήθιστο φάσμα σε σχέση με το τυπικό φάσμα των αστέρων της κύριας ακολουθίας: εμφανίζουν ισχυρή εκπομπή στη γραμμή H $\alpha$  καθώς και σε πλήθος απαγορευμένων γραμμών όπως οι [OI]  $\lambda$ 6300, [SII]  $\lambda$ 6731 και [NII]  $\lambda$ 6583.

Τα άστρα αυτά είναι πιο σημαντικά σε σχέση με άλλα νεογέννητα άστρα λόγω του γεγονότος ότι εμφανίζουν πίδακες πλάσματος. Οι πίδακες αυτοί είναι ορατοί λόγω του ότι στα άστρα αυτά έχει φύγει το μεγαλύτερο μέρος από το νέφος που καταρρέει. Έτσι είναι ορατές οι κεντρικές περιοχές του πίδακα για περίπου 100 AU.

Από παρατηρήσεις προκύπτει ότι οι πίδακες αυτοί έχουν σύνθετη μορφολογία και κυριαρχούνται από knots εκπομπής. Επίσης εμφανίζουν ένα αμυδρό τοξοειδές κρουστικό κύμα σε απόσταση μερικών χιλιάδων AU.



Εικόνα 7 : Οι πίδακες των άστρων HH 30 και HH 34

Σε κάποιες περιπτώσεις εμφανίζονται διπλοί αντί-διαμετρικοί πίδακες οι οποίοι ενώ προέρχονται από τον ίδιο μηχανισμό εμφανίζουν διαφορετικές ταχύτητες.

## 1.6 Παρατηρησιακά δεδομένα πιδάκων από YSOs

Γενικά οι πίδακες που προέρχονται από νεογέννητα άστρα διαδίδονται περίπου για  $10^3 - 10^5$  AU (Dougados C. et al., 2000). Όμως η ανίχνευσή τους στις γραμμές εκπομπής που αναφέρθηκαν γίνεται μέχρι αποστάσεις  $\leq 1000 AU$ .

Τα πλάτη τους κυμαίνονται από 25 – 100 AU (Ray T. et al. 1996). Οι ορατοί πίδακες ξεκινούν από περιοχές του δίσκου με διάμετρο  $< 5.5 AU$ . Από παρατηρήσεις του Hubble Space Telescope και της μεθόδου Adaptive Optics (Dougados C., 2008) προκύπτει ότι σε αποστάσεις  $z = 30 - 50 AU$  εμφανίζουν πλάτη 20 – 40 AU. Πέρα από τις 50 το πλάτος του πίδακα αυξάνει αργά με την απόσταση και φτάνει να έχει άνοιγμα μέχρι μερικές μοίρες. Τέτοιας τάξεως γωνίες ανοίγματος πίδακα – άξονα κεντρικού αντικειμένου έχω στους υπερηχητικούς πίδακες με τιμές  $\cong 3.8^\circ$  (Cabrit & S. 2007). Εδώ αναφέρουμε ότι στην πλειοψηφία των YSOs η διεύθυνση διάδοσης του ορατού πίδακα και ο άξονας συμμετρίας του δίσκου συμπίπτουν.

Η θερμοκρασία τους φτάνει περίπου τα  $10^4 K$ . Οι ταχύτητες κυμαίνονται από 100 – 300 Km / s.



## 2. Θεωρητικά στοιχεία για δημιουργία , εστίαση και επιτάχυνση πιδάκων σε YSOs

### 2.1 Δημιουργία των πιδάκων

Η γενική ιδέα για τη δημιουργία πιδάκων στα YSOs είναι η εξής: όταν ένα μοριακό νέφος καταρρέει η προσροφόμενη προς αυτό ύλη δημιουργεί γύρω του ένα δίσκο προσαύξεσης (accretion disk) ο οποίος κάτω από ορισμένες συνθήκες δημιουργεί πίδακες πλάσματος μέσω της ύπαρξης μαγνητικών πεδίων μεγάλης κλίμακας. Τα πεδία αυτά είναι διπολικά και δημιουργούν δυο αντί-διαμετρικούς πίδακες στους πόλους του νεογέννητου άστρου.

Για να μπορεί να συμβεί προσρόφηση υλικού στο κεντρικό αντικείμενο θα πρέπει να αφαιρεθεί ένα μέρος της στροφορμής του πλάσματος που περιστρέφεται γύρω από το δίσκο. Σημειώνεται ότι το πλάσμα από το οποίο γίνεται η αφαίρεση στροφορμής βρίσκεται στις εσωτερικές περιοχές του δίσκου. Ένας αποτελεσματικός τρόπος αφαίρεσης στροφορμής είναι μέσω μαγνητισμένης εκροής προς τα έξω (Vlahakis et al 2000, Tsinganos K., 2007).

Έστω δίσκος που περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα Kepler  $\Omega_K$  και έχει στροφορμή  $J_a$ . Θα πρέπει να αφαιρεθεί στροφορμή με ρυθμό έστω  $\dot{J}_w$  ώστε το πλάσμα να έχει μια ακτινική ταχύτητα  $V_w$  χάρη στην οποία μπορεί να συνεχιστεί η προσαύξηση ύλης στο κεντρικό σώμα με ρυθμό έστω  $\dot{M}_a$ . Εάν η στροφορμή του δίσκου απάγεται με ρυθμό  $\dot{J}_a$  από κάποια ακτίνα δίσκου έστω  $\varpi_0$  τότε

$$\dot{J}_a = \frac{1}{2} \Omega_K \varpi_0^2 \dot{M}_a$$

Απ' την άλλη πλευρά, μια εκροή με τη μορφή δίσκο – ανέμου με ρυθμό εκροής μάζας  $\dot{M}_w$  απομακρύνει στροφορμή με ρυθμό

$$\dot{J}_w = \Omega_K \varpi_A^2 \dot{M}_w$$

Εάν ο δίσκο – άνεμος απομακρύνει ένα κλάσμα, έστω  $f$  ( $0 < f < 1$ ), της γωνιακής στροφορμής της προσροφόμενης ύλης δηλαδή  $\dot{J}_w = f \dot{J}_a$  οπότε

$$\frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_a} = \frac{f}{2} \frac{\varpi_0^2}{\varpi_A^2}$$

Υποθέτοντας ότι για το μαγνητικό βραχίονα Alfvén  $\varpi_A$  ισχύει  $\varpi_A \sim (5-10)\varpi_0$ , ο δίσκο – άνεμος χρειάζεται να απομακρύνει μόνο ένα μικρό ποσοστό της προσροφόμενης μάζας. Συμπερασματικά, ένα μικρό ποσοστό της εξερχόμενης ροής μπορεί να αφαιρέσει το μεγαλύτερο μέρος της στροφορμής του δίσκου επιτρέποντας έτσι στο υλικό από το οποίο αυτός αποτελείται να προσροφηθεί στο κεντρικό συμπύκνωμα και έτσι να δημιουργηθεί το νεαρό άστρο.

## 2.2 Μηχανισμοί εστίασης και επιτάχυνσης των πιδάκων

Δύο πολύ σημαντικά ζητήματα που απασχολούν την αστροφυσική σχετικά με τους πίδακες των YSOs είναι η μεγάλη εστίαση που παρουσιάζουν και ο τρόπος με τον οποίο επιταχύνονται. Σ' αυτή τη παράγραφο θα αναφέρουμε τα σενάρια που προτείνονται σχετικά με την εστίαση και την επιτάχυνση καθώς και ποια από αυτά μπορούν να ερμηνεύσουν τις παρατηρήσεις.

### A) Μηχανισμοί Εστίασης

#### 1) Εστίαση από εφαρμογή εξωτερικής θερμικής πίεσης

Σ' αυτό το μηχανισμό η εστίαση προκαλείται από εξωτερικό αίτιο. Αυτό είναι ένας αρχικά ισοτροπικός άνεμος από μια επίπεδη δομή γύρω απ' το αστέρι π.χ. ένας δίσκος. Η ανισοτροπική βαθμίδα θερμικής πίεσης περιορίζει την επέκταση του ανέμου στο επίπεδο του δίσκου αναγκάζοντάς τον να εστιάζεται στους πόλους του δίσκου.

Όταν η πίεση του ανέμου εξισορροπείται από τη θερμική πίεση του περιβάλλοντος χώρου δημιουργείται μια κοιλότητα η οποία φτάνει σ' ένα σταθερό σχήμα (Barral & Canto, 1981). Η κοιλότητα αυτή ονομάζεται κοιλότητα διαταραγμένου ανέμου - shocked wind cavity και δημιουργείται μεταξύ του αδιατάρακτου αστρικού ανέμου και του ανέμου του δίσκου.

Ανάλογα με το είδος του κρουστικού κύματος που σχηματίζεται στην επιφάνεια επαφής δισκοανέμου – πίδακα (όπου δημιουργείται και η κοιλότητα) υπολογίζεται το σχήμα της κοιλότητας. Το κρουστικό κύμα μπορεί να είναι αδιαβατικό ή να ακτινοβολεί πολύ. Ένα ισχυρά ακτινοβολόν κρουστικό κύμα είναι πιο πιθανό να σχηματοποιεί την κοιλότητα στην περίπτωση των YSOs λόγω των υψηλών πυκνοτήτων και ταχυτήτων των πιδάκων τους.

Λόγω της υπόθεσης ότι το κρουστικό κύμα ακτινοβολεί πολύ το υλικό του διαταραγμένου ανέμου συμπιέζεται σ' ένα λεπτό στρώμα και γλιστράει κατά μήκος του τοιχώματος της κοιλότητας.

#### 2) Εστίαση από εξωτερική μαγνητική πίεση

Όπως γνωρίζουμε, τα μεσοαστρικά νέφη από τα οποία δημιουργούνται τα άστρα είναι μαγνητισμένα και οι πηγές των πιδάκων τείνουν να έχουν άξονες δίσκου ευθυγραμμισμένους με αυτό το μαγνητικό πεδίο. Έτσι σ' αυτή τη παράγραφο θα εξετάσουμε αν η εστίαση των πιδάκων μπορεί να προέλθει από τα περιβάλλοντα μαγνητικά πεδία.

Όταν τα μαγνητικά πεδία που περιβάλλουν το άστρο έχουν προτιμητέα κατεύθυνση, η μαγνητική τάση αντιτίθεται στη κάθετη στις δυναμικές γραμμές διάδοσης του ανέμου. Έτσι σχηματίζεται μια φουσαλίδα ανέμου η οποία επιμηκύνεται κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου. Η διαδικασία αυτή μελετήθηκε πρώτη φορά για τη περίπτωση αδιαβατικού κρουστικού κύματος ανέμου αναλυτικά στο άρθρο του Köhigl (1982) και αριθμητικά στο άρθρο των Stone & Norman (1992). Ξαναμελετήθηκε για την περίπτωση ακτινοβολούντος κρουστικού κύματος ανέμου, ειδικά για την περίπτωση πιδάκων από αστέρες T Tauri από τους Kwan & Tademaru (1988).

Τα εξωτερικά πεδία του δίσκου παράγονται από δακτυλιοειδή ρεύματα ενσωματωμένα μέσα σε δίσκο μεγάλης ακτίνας αλλά όχι απαραίτητα μεγάλου πάχους. Από τον ηλεκτρομαγνητισμό γνωρίζουμε ότι δακτυλιοειδές (μη σταθερό) ρεύμα παράγει ομογενές μαγνητικό πεδίο εσωτερικά του δακτυλίου στον οποίο κινείται και διπολικό μαγνητικό πεδίο σε μεγάλες αποστάσεις από αυτόν. Επειδή τα ρεύματα του δίσκου έχουν την παραπάνω μορφή παράγουν ομογενές πεδίο εντός του δίσκου και διπολικό πεδίο εξωτερικά του δίσκου.

Θεωρούμε άνεμο που αποτελείται από μερικώς ιονισμένο πλάσμα στον οποίο ασκείται δύναμη ανά μονάδα όγκου που δίνεται από τη σχέση  $c^{-1}(\vec{J} \times \vec{B})$ . Εάν το πλάσμα του ανέμου έχει υψηλή αγωγιμότητα, η χρονική ανεξαρτησία και η αξιμουθιακή συμμετρία του μαγνητικού πεδίου απαιτούν η πολοειδής ροή να έχει ταχύτητες παράλληλες στις πολοειδείς συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου που παράγεται από τα ρεύματα που υπάρχουν στη ροή ύλης, στο άστρο και στο δίσκο. Αν ο άνεμος είναι ασθενής, που σημαίνει ότι η πυκνότητα κινητικής ενέργειας

$\frac{\rho v^2}{2}$  είναι μικρή σε σχέση με τη πυκνότητα μαγνητικής ενέργειας  $\frac{B^2}{8\pi}$ ,

τότε η πολοειδής συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου που παράγεται από τα ρεύματα της ροής είναι σχεδόν παράλληλη με το κενό μαγνητικό πεδίο που παράγεται από τα ρεύματα του άστρου και του δίσκου. Το πεδίο λέμε ότι είναι κενό εννοώντας ότι αρχικά δεν υπάρχει εκροή ύλης κινούμενη στις ανοικτές δυναμικές γραμμές του. Έτσι η πολοειδής εκροή ύλης του ασθενούς αστρικού ανέμου θα κινηθεί κατά μήκος των ανοικτών δυναμικών γραμμών και θα εστιαστεί μέσα σ' ένα στενό, μακρύ και ευθύγραμμο πίδακα.

Ωστόσο υπάρχει πιθανότητα ο άνεμος να κυριαρχήσει στο αστρικό μαγνητικό πεδίο σε απόσταση μεγαλύτερη από τη απόσταση  $r = R_A$  της επιφάνειας Alfvén και πριν το μαγνητικό πεδίο του δίσκου αρχίσει να "ελέγχει" τη ροή. Σ' αυτή τη περίπτωση η ακτινική συνιστώσα της ροής τραβάει προς τα έξω το αστρικό μαγνητικό πεδίο και συμπιέζει το μαγνητικό πεδίο που περιβάλλει το άστρο (περιαστρικό πεδίο) και παράγεται από τα ρεύματα του δίσκου. Έτσι η ροή θα κατευθυνθεί



προς μια συνοριακή επιφάνεια στην οποία ισχύει η συνθήκη πυκνότητα ενέργειας περιαστρικού πεδίου = πυκνότητα κινητικής ενέργειας ανέμου. Για να έχω καλή εστίαση πρέπει η συνοριακή επιφάνεια να βρίσκεται σε ακτίνα  $r$  πολύ πιο μέσα από την ακτίνα  $R_D$  του δίσκου. Αξίζει να σημειώσουμε ότι για έναν ισχυρό άνεμο η εστίαση είναι καλή όταν

ισχύει η συνθήκη  $\rho_s v_s \left( \frac{R_*}{R_D} \right)^2 < \frac{B_D^2}{4\pi}$  όπου  $\rho_s$ : πυκνότητα ανέμου κοντά

στην αστρική επιφάνεια,  $v_s$ : ταχύτητα ανέμου κοντά στην αστρική επιφάνεια,  $R_*$ : ακτίνα άστρου,  $R_D$ : ακτίνα δίσκου και  $B_D$ : μαγνητικό πεδίο δίσκου.

### 3) Μαγνητοϋδροδυναμική αυτό – εστίαση

Τα βασικά στοιχεία αυτού του μηχανισμού είναι η ύπαρξη ενός ΜΥΔ ανέμου ο οποίος απογειώνεται κατά μήκος ενός μαγνητικού πεδίου αγκιστρωμένου σε περιστρεφόμενο αντικείμενο και ένα μη μηδενικό ρεύμα που κινείται κατά μήκος των μαγνητικών επιφανειών. Επίσης η εστίαση εξαρτάται σημαντικά από την τροφοδότηση των γραμμών ροής με ύλη.

Η μαγνητοϋδροδυναμική αυτό – εστίαση επιτυγχάνεται μέσω του μηχανισμού **magnetic hoop stress** (Ferreira J., 2007).

Πιο αναλυτικά: έστω ότι το μαγνητικό πεδίο ενός δίσκου έχει την ίδια διεύθυνση με τον άξονα περιστροφής του δίσκου. Σύμφωνα με την εξίσωση Faraday, η ηλεκτρεγερτική δύναμη κατά μήκος του δίσκου δίνεται από τη σχέση  $E = \int (\vec{u} \times \vec{B}) \cdot d\vec{r} = \int \Omega r B_z dr$ . Η δύναμη αυτή δημιουργεί διαφορά δυναμικού μεταξύ του κέντρου του δίσκου και του συνόρου του δίσκου. Λόγω αυτής της διαφοράς δυναμικού, δημιουργείται στο δίσκο ακτινικό ηλεκτρικό ρεύμα  $I$ . Εξαιτίας του  $I$ , ασκείται στο δίσκο δύναμη Laplace,  $F_{LAP} = \int I B_z dr$ , η οποία προκαλεί επιβράδυνση του δίσκου.

Η εφαρμογή αυτού του φαινομένου του ηλεκτρομαγνητισμού στους αστροφυσικούς δίσκους είναι η εξής: ο δίσκος, που αποτελείται από αέριο, αρχίζει να χάνει στροφορμή λόγω της επιβράδυνσης. Έτσι αρχίζει να προσροφά ύλη από το περιβάλλον αέριο προς το κεντρικό αντικείμενο. Η στροφορμή συνδέεται με το ηλεκτρικό ρεύμα του δίσκου ως εξής: η στροφορμή φεύγει από το δίσκο με τη μορφή πίδακα πλάσματος. Η κινητική ενέργεια αυτού του πίδακα τροφοδοτείται από τη ροή μαγνητικής ενέργειας στην επιφάνεια του δίσκου. Ενώ οι γραμμές ροής του υλικού που εκτινάσσεται μπορούν να εκτείνονται στο άπειρο, οι γραμμές στις οποίες κινείται το ρεύμα πρέπει να κλείνουν επιστρέφοντας στο δίσκο. Θεωρούμε τομή του πίδακα κάθετα στον άξονα  $z$ , κατά τη διεύθυνση του οποίου κινείται ο πίδακας, σ' ένα ύψος  $z$ . Τότε το συνολικό ρεύμα που υπάρχει μέσα του είναι  $I = \int 2\pi r J_z dr$ . Εάν αυτό το ρεύμα είναι μη μηδενικό και πχ με αρνητική φορά τότε η κατευθύνεται προς τον άξονα του πίδακα με αποτέλεσμα να έχω εστίαση.

Τα πλάτη των πιδάκων, οι κλίμακες εστίασης και οι γωνίες ανοίγματος προκύπτουν από αυτό – όμοια μοντέλα δίσκου – ανέμου. Αυτό είναι το επικρατέστερο σενάριο εστίασης των πιδάκων.

## **B) Μηχανισμοί Επιτάχυνσης**

Τα μοντέλα επιτάχυνσης πιδάκων που θα παρουσιαστούν σ' αυτή την ενότητα αναφέρονται στην περίπτωση αστέρων με χαμηλή λαμπρότητα. Αυτή η κατηγορία είναι σημαντική γιατί εμφανίζει τους περισσότερους περιορισμούς όσον αφορά την επιτάχυνση.

### **1) Επιτάχυνση μέσω πίεσης ακτινοβολίας**

Η απορρόφηση των αστρικών φωτονίων από το αέριο μεταφέρει σ' αυτό ορμή φωτονίων με αποτέλεσμα να ασκείται μια καθαρή εξωτερική δύναμη σ' αυτό λόγω της ακτινοβολίας που προκύπτει από αυτά τα φωτόνια. Για να ξεκινήσει ο άνεμος, η δύναμη από πίεση ακτινοβολίας πρέπει να υπερνικήσει τη δύναμη βαρύτητας του κεντρικού αστέρα

δηλαδή να ισχύει η συνθήκη  $f_{rad} > \rho \frac{GM_*}{R^2}$  όπου  $f_{rad}$  η δύναμη από

πίεση ακτινοβολίας,  $M_*$  η μάζα του κεντρικού αστέρα και  $R$  η ακτίνα του αστέρα. Από εδώ παίρνουμε τη λαμπρότητα Eddington δηλαδή τη λαμπρότητα που προκύπτει εξισώνοντας τη δύναμη βαρύτητας του κεντρικού αστέρα και τη δύναμη πίεσης ακτινοβολίας. Για τιμές λαμπρότητας μεγαλύτερες από τη λαμπρότητα Eddington η πίεση ακτινοβολίας δεν μπορεί από μόνη της να απωθήσει την ύλη γύρω από το αστέρι. Η παραπάνω συνθήκη δεν ισχύει για αστέρες Class I και Class II χαμηλής λαμπρότητας.

Μια άλλη διαπίστωση είναι ότι η πίεση ακτινοβολίας αποτυγχάνει να εξηγήσει τη πολύ μεγάλη μεταφορά ορμής που παρατηρείται στους πίδακες και στις εκροές CO.

Έτσι συμπερασματικά προκύπτει ότι η πίεση ακτινοβολίας αποκλείεται ως γενεσιουργός μηχανισμός της επιτάχυνσης των πιδάκων των YSOs.

### **2) Επιτάχυνση μέσω βαθμίδων θερμικής πίεσης**

Ένας μηχανισμός επιτάχυνσης είναι μέσω της ύπαρξης βαθμίδων θερμικής πίεσης στη βάση του ανέμου. Εάν η ταχύτητα του ήχου στη βάση του ανέμου είναι της τάξης της ταχύτητας διαφυγής από το κεντρικό αντικείμενο τότε προκύπτουν σταθερές λύσεις οι οποίες δίνουν επιτάχυνση του αερίου μέσω ενός σημείου που ονομάζεται sonic point και διαφυγή του στο άπειρο με μη μηδενική ταχύτητα.

Για να υπολογίσουμε την αντίστοιχη θερμοκρασία  $T$  χρησιμοποιούμε τη παράμετρο heating parameter που συμβολίζεται με  $\beta$  και ορίζεται ως εξής:

$\beta = 2(H_0 - H)/(GM_* / R_*)$  όπου  $H_0$ : ειδική ενθαλπία στη βάση του ανέμου και  $H$ : η ειδική ενθαλπία στο άπειρο. Η παράμετρος αυτή ορίζεται με τον αναφερθέντα τύπο στο άρθρο των Dougados, Cabrit και Ferreira (2006).

Για ταχύτητες  $\cong 300 \text{ Km/s}$  παίρνουμε  $\beta \cong 3$ . Από αυτή τη τιμή του  $\beta$  υπολογίζεται η ελάχιστη αρχική θερμοκρασία  $T_0$  στη βάση του ανέμου. Οι τιμές που παίρνουμε για αυτή τη θερμοκρασία είναι αρκετά υψηλές και μπορούν να εμφανιστούν στην επιφάνεια των YSOs.

Ένα σοβαρό πρόβλημα που αντιμετωπίζει η εφαρμογή αυτού του μηχανισμού για την επιτάχυνση της μάζας του πίδακα είναι το εξής: οι υψηλές θερμοκρασίες του στέμματος των που προκύπτουν από το μηχανισμό αυτό σε συνδυασμό με τις υψηλές πυκνότητες του πίδακα οδηγούν στην παραγωγή εξαιρετικά ισχυρής εκπομπής ακτινοβολίας X Bremsstrahlung. Όμως από τα παρατηρησιακά δεδομένα δεν επιβεβαιώνεται η ύπαρξη τέτοιας ακτινοβολίας στα YSOs.

Το πρόβλημα της υπερβολικής ροής ακτίνων X αποφεύγεται αν θεωρήσουμε εναλλακτικά μοντέλα στα οποία ο άνεμος είναι κρύος στη βάση. Τέτοιοι άνεμοι, θερμικά αγόμενοι και αργοί, εμφανίζονται στα YSOs όταν έχουμε παραγωγή θερμού ιονισμένου στρώματος στην επιφάνεια του δίσκου μέσω ακτινοβολήσής του δίσκου από ένα ισχυρό πεδίο υπεριώδους ακτινοβολίας. Όμως και αυτά τα μοντέλα αποκλείονται ως μηχανισμοί επιτάχυνσης καθώς δεν εξηγούν το μεγάλο λόγο εκτίναξης προς προσρόφησης ύλης στους πίδακες υψηλής ταχύτητας.

### 3) Επιτάχυνση μέσω βαθμίδων πίεσης κυμάτων Alfvén

Ένα σημαντικό πλεονέκτημα αυτού του μηχανισμού είναι η αποφυγή της ύπαρξης ακτινοβολίας X. Ο μηχανισμός αυτός προτάθηκε από τον De Campli (1981). Εδώ έχουμε την εναπόθεση ορμής μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων μέσα στην κυρίως ροή η οποία οδηγεί στη δημιουργία ανισοτροπικής βαθμίδας ενεργής πίεσης που επιταχύνει τη ροή. Αυτή η διαδικασία επιτυγχάνεται μέσω κυμάτων Alfvén.

Σ' αυτή τη περίπτωση έχουμε σταθερές, σφαιρικές, υπέρ-αλφβενικές λύσεις για τον άνεμο οι οποίες δίνουν ταχύτητες έως  $\cong 300 \text{ Km/s}$  αν 1) τα κύματα Alfvén είναι συμφασικά μέσα σε μια μεγάλη στερεά γωνία και 2) το αρχικό μαγνητικό πεδίο έχει ένταση μερικές εκατοντάδες Gauss. Η διέγερση τέτοιων μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων είναι δυνατό να συμβεί στην αστρική επιφάνεια ή στη μαγνητόπαυση.

Η απόδοση που έχω όσον αφορά τις λαμπρότητες κυμάτων και ανέμου είναι  $L_{wave} \cong 5 - 10 L_w$ . Η επιτάχυνση του πίδακα μέσω αυτής της διαδικασίας απαιτεί λαμπρότητα  $L_{wave} \cong 0.5 - 1 L_{acc}$  όπου  $L_{acc}$  η λαμπρότητα που προκύπτει από την προσρόφηση. Το ποσό αυτό θεωρείται πολύ μεγάλο σε σχέση με το αναμενόμενο γιατί θα έχω δημιουργία μη συμφασικών κυμάτων και κυμάτων απόσβεσης που δημιουργούν περαιτέρω απώλειες ενέργειας όπως τα ακουστικά κύματα. Επομένως αυτός ο μηχανισμός δε θεωρείται αποδοτικός ως προς την εκκίνηση πιδάκων.

#### 4) Μαγνητο – φυγοκεντρική ΜΥΔ επιτάχυνση

Σ' αυτό το μηχανισμό έχουμε την ύπαρξη ενός ισχυρού μαγνητικού πεδίου μεγάλης κλίμακας το οποίο είναι αγκιστρωμένο σ' ένα περιστρεφόμενο αντικείμενο (άστρο, δίσκος, infalling envelope). Το μαγνητικό πεδίο ασκεί μια ροπή "φρεναρίσματος" ("braking" torque) μετακινώντας στροφορμή από το περιστρεφόμενο αντικείμενο και μεταφέροντάς τη προς το αέριο που ρέει προς τα έξω. Στη συνέχεια οι φυγόκεντρες δυνάμεις και οι δυνάμεις Lorentz επιταχύνουν τη ροή κατά μήκος των δυναμικών γραμμών κάνοντάς τη υπέρ – αλβενική.

Η διαδικασία αυτή δεν παρουσιάζει απώλειες ενέργειας με την έννοια ότι η περιστροφική ενέργεια (ή το μεγαλύτερο μέρος της) που αποσπάται από την πηγή μετατρέπεται τελικά σε κινητική ενέργεια ανέμου.

Διακρίνονται δύο περιπτώσεις μοντέλων για ΜΥΔ επιτάχυνση ανάλογα από που ξεκινούν οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου : α) περίπτωση που οι γραμμές είναι αγκιστρωμένες στο δίσκο, β) περίπτωση που οι γραμμές είναι αγκιστρωμένες στο άστρο. Στη συνέχεια αναλύουμε αυτές τις δυο περιπτώσεις.

α) Αυτός ο μηχανισμός ΜΥΔ επιτάχυνσης προτάθηκε από τους Pudritz και Norman (1983). Ένα πολύ θετικό στοιχείο αυτού του μηχανισμού είναι η πιθανότητα να δώσει μεγάλη αναλογία ισχύ πίδακα προς ισχύ προσρόφησης ύλης. Εάν οι μαγνητικές ροπές ανέμου αποσπούν το μεγαλύτερο μέρος της στροφορμής από τη ροή προσρόφησης, η μηχανική ισχύς του πίδακα (που εκφράζεται με το μέγεθος της λαμπρότητας) θα ισούται με το ρυθμό απομάκρυνσης ενέργειας μεταξύ της εξωτερικής και της εσωτερικής ακτίνας από την οποία ξεκινά η ροή. Αυτό δίνεται από τον τύπο :

$$2L_j \approx \frac{GM_* \dot{M}_a(r_{in})}{2r_{in}} - \frac{GM_* \dot{M}_a(r_{out})}{2r_{out}} \approx \frac{GM_* \dot{M}_a(r_{in})}{2r_{in}}$$

Έτσι προκύπτουν οι παρατηρούμενες αποδόσεις αν η εσωτερική ακτίνα της περιοχής εκτόξευσης του ανέμου είναι  $r_{in} \approx 5R_*$  όπου  $R_*$  η ακτίνα του άστρου.

Η τελική ταχύτητα του πίδακα εξαρτάται από τη παράμετρο μαγνητικού βραχίονα  $\lambda \approx \left(\frac{r_A}{r_0}\right)^2$ , η οποία μετρά το λόγο της αποσπώμενης ειδικής στροφορμής προς την αρχική ειδική στροφορμή (εδώ  $r_0$  είναι η ακτίνα εκτόξευσης και  $r_A$  είναι η κυλινδρική ακτίνα Alfvén). Όταν όλη η ροή Poynting έχει μεταφερθεί στην ύλη η τελική ταχύτητα του πίδακα δίνεται από τη σχέση  $V_j = \sqrt{GM_* / r_0} \sqrt{2\lambda - 3}$  (Blandford R.D, Payne D.G, 1982). Οι τυπικές παρατηρούμενες μέγιστες

ταχύτητες των πιδάκων είναι  $\approx 300 \text{ Km/s}$  και από αυτές προκύπτει ότι για χαμηλής μάζας YSOs ισχύει  $\lambda \approx 5$  για  $r_{in} \approx 5R_*$ .

Οι πίδακες περιγράφονται από τα αυτό - όμοια μοντέλα, τα οποία θα περιγράψουμε παρακάτω. Σε κάποια από αυτά η τιμή του  $\lambda$  εξαρτάται αντιστρόφως ανάλογα από την απόδοση τροφοδότησης μάζας ( mass – loading ) στις δυναμικές γραμμές που δίνεται από τη παράμετρο  $\xi$  μέσω της σχέσης  $\lambda \approx 1 + \frac{1}{2\xi}$ , όπου  $\xi = \frac{d \log(2\dot{M}_j)}{d \log r}$ . Η σχέση αυτή ισχύει για  $\xi \ll 1$ .

Οι παρατηρούμενες ταχύτητες των πιδάκων υποδεικνύουν υψηλό ρυθμό τροφοδότησης μάζας με  $\xi \approx 0.1$  (Ferreira, 2007). Αυτά τα χαρακτηριστικά επιτυγχάνονται όταν υπάρχει πηγή θέρμανσης κοντά στην επιφάνεια του δίσκου. Όμως η φύση αυτής της πηγής παραμένει άγνωστη.

β) Η περίπτωση αυτή προτάθηκε από τους Hartmann & MacGregor (1982). Οι ενεργητικές ροές από νεαρά άστρα μπορούν να ξεκινήσουν από μαγνητο – φυγοκεντρική εκτίναξη ύλης από την επιφάνεια των μαγνητισμένων πρωταστέρων τα οποία περιστρέφονται. Οι προαναφερθέντες συγκέντρωσαν το ενδιαφέρον τους σε μαζικούς πρωταστέρες ( $M_* = 10M_{\oplus}, L_{bol} \approx 5 \times 10^4 L_{\oplus}$ ) και βρήκαν ταχύτητες ανέμου μερικών εκατοντάδων Km/s για μαγνητικό πεδίο 10 G καθώς και ορμές ροής συμβατές με τις παρατηρήσεις για ρυθμό περιστροφής περίπου στο 90% ή και περισσότερο του σημείου break – up.

Προσπαθώντας να περιγράψουμε τους πίδακες των YSOs με αυτό το τρόπο ερχόμαστε αντιμέτωποι με δυο προβλήματα: 1) δεν υπάρχει ευθείς συσχετισμός με την προσρόφηση ύλης, 2) η αποτελεσματικότητα του μηχανισμού εξαρτάται σημαντικά από το ρυθμό τη αστρικής περιστροφής.

Ένα εναλλακτικό μοντέλο της περίπτωσης αυτής το οποίο επιλύει πιθανότατα και τα δυο προβλήματα είναι το Reconnection X – wind model το οποίο ερευνηθήκε στο άρθρο Ferreira et al. 2000. Υποθέτει ότι η υλη φορτώνεται πάνω στις αστρικές δυναμικές γραμμές όχι από την αστρική επιφάνεια αλλά πολύ κοντά στο σημείο συμπεριστροφής (corotation point) στο δίσκο όπου η κεπλεριανή γωνιακή ταχύτητα ταιριάζει με την συχνότητα αστρικής περιστροφής. Το μοντέλο αυτό περιγράφεται εκτενέστερα στα είδη μαγνητοϋδροδυναμικών εκροών.

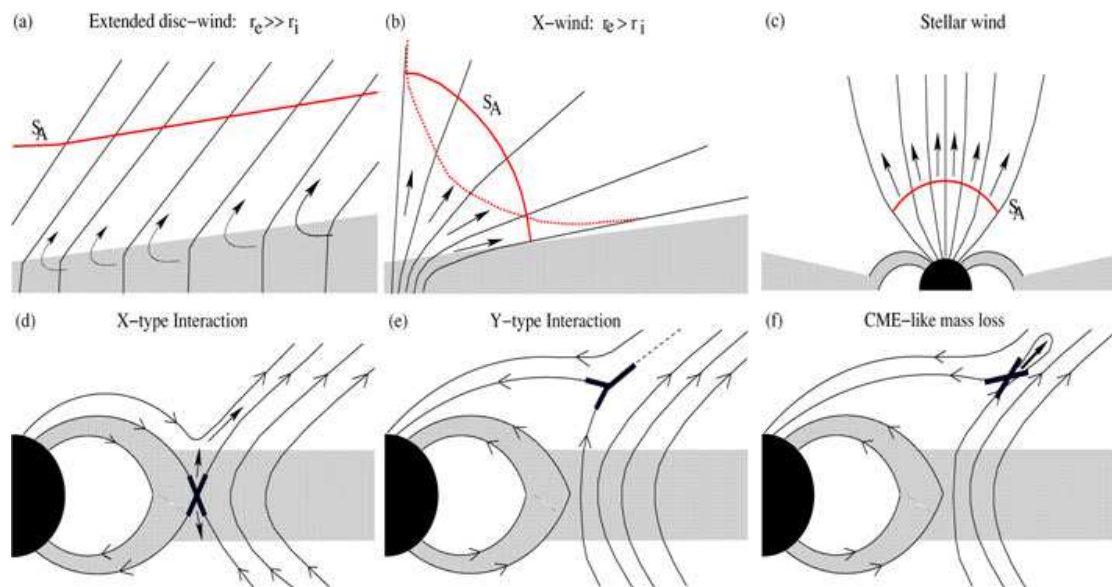
### 2.3 Είδη μαγνητοϋδροδυναμικών (MYΔ) εκροών από YSOs

Υπάρχουν τρία βασικά είδη μαγνητισμένων πιδάκων από νεαρά σχηματιζόμενα άστρα σε όλα τα στάδια εξέλιξής τους:

- 1) εκροή μόνο από τον πρωτοαστέρα: αστρικοί άνεμοι εξάγουν ενέργεια και μάζα από τον πρωτοαστέρα (8c), (Sauty & Tsinganos 1994).
- 2) εκροή μόνο από τον δίσκο προσαύξεσης: οι άνεμοι αυτοί που καλούνται disk winds παράγονται από μια εκτεταμένη ακτινική κατανομή του δίσκου και τροφοδοτούνται από μάζα και ενέργεια λόγω πρόσπτωσης ύλης στο κεντρικό αντικείμενο (8a) (Blandford & Payne 1982,

Jeferacos et al., 2009).

3) εκροή στη ζώνη αλληλεπίδρασης μεταξύ δίσκου και πρωτοαστέρα : οι άνεμοι αυτοί καλούνται X – winds (Shu et al 1994) και παράγονται από μια μικρή περιοχή γύρω από τη μαγνητόπαυση μεταξύ του δίσκου και του πρωτοαστέρα . Οι τύποι περιγράφονται στο άρθρο των Ferreira, Dougados & Cabrit (2006) και φαίνονται στο παρακάτω σχήμα :



**Εικόνα 8 : Είδη μαγνητοϋδροδυναμικών εκροών από YSOs ( από Ferreira et al.2006)**

Οι ΜΥΔ αστρικοί άνεμοι (σχήμα c) είναι αυτό - εστιασμένοι και παράγονται από ανοιχτές μαγνητικές γραμμές. Αστέρες οι οποίοι περιστρέφονται πολύ γρήγορα μπορούν να παρέχουν την ενέργεια περιστροφής ώστε να επιταχύνουν μαγνητικά αστρικούς ανέμους . Στην περίπτωση όμως των αργά περιστρεφόμενων YSOs (π.χ. T – Tauri Stars) οι αστρικοί άνεμοι εξαγουν με δυσκολία την ενέργεια περιστροφής του πρωτοαστέρα και άρα και τη στροφορμή. Έτσι τα σενάρια παραγωγής πιδάκων μόνο από τον πρωτοαστέρα είναι λιγότερο πιθανά καθώς οι παρατηρούμενοι πίδακες κουβαλούν περισσότερη στροφορμή από όση αυτά προβλέπουν.

Οι εκκινούμενοι από πρόσπτωση ύλης (accretion – powered) άνεμοι δίσκου (disk winds) είναι το πιο ευνοημένο σενάριο για τη δημιουργία πιδάκων. Στα μοντέλα που αναφέρονται σ ‘ αυτή τη κατηγορία υποθέτουμε την ύπαρξη μαγνητικού πεδίου μεγάλης κλίμακας το οποίο διαπερνά το δίσκο από μία εσωτερική ακτίνα  $r_i$  έως μια εξωτερική του ακτίνα  $r_e$  . Το πεδίο αυτό είναι διπολικό και το εκτινασόμενο πλάσμα ρέει κατά μήκος των ανοιχτών δυναμικών γραμμών του πεδίου . Για την εσωτερική ακτίνα ισχύει  $r_i \sim r_m$  όπου  $r_m$  η ακτίνα της μαγνητόπαυσης του πρωτοαστέρα. Όταν  $r_e \gg r_i$  τότε παίρνουμε έναν τυπικό εκτεταμένο (

extended) disk wind (σχήμα α). Στην ακραία περίπτωση όπου  $r_e \approx r_i$  δημιουργείται ένας X – wind μεγάλης γωνίας (σχήμα b). Η μόνη διαφορά μεταξύ των δυο αυτών περιπτώσεων είναι το ποσό της μαγνητικής ροής που διαπερνά το δίσκο λόγω της διαφορετικής προέλευσης του κάθετου στο δίσκο μαγνητικού πεδίου.

Τα παραπάνω σενάρια αναφέρονται σε σταθερές εκροές. Υπάρχουν όμως και μηχανισμοί που δίνουν εκροές μη σταθερές, ακόμη και αν θεωρήσουμε αξισυμμετρία και διπολικό μαγνητικό πεδίο. Ο πρώτος ονομάζεται parallel configuration και δίνει εκροές που ονομάζονται ReX – winds (σχήμα d) ενώ ο δεύτερος ονομάζεται antiparallel configuration και δίνει εκροές που μοιάζουν με τις εκροές CMEs που παρατηρούνται στον Ήλιο (CME – like ejecta).

Η περιγραφή του πρώτου μηχανισμού συνίσταται στα εξής : υποθέτουμε ότι υπάρχει μαγνητικό πεδίο μεγάλης κλίμακας, κάθετο στο δίσκο προσαύξησης, ικανό να οδηγήσει έναν extended disk wind. Εάν η μαγνητική ροπή του πρωτοαστέρα είναι παράλληλη στο μαγνητικό πεδίο του δίσκου τότε σχηματίζεται μια ουδέτερη μαγνητική γραμμή στο μεσοεπίπεδο του δίσκου και έτσι στην τοποθεσία της επανασύνδεσης των μαγνητικών γραμμών πεδίου πρωτοαστέρα και πεδίου δίσκου δημιουργούνται οι ReX – winds (Reconnection X –winds). Για την επιφάνεια στην οποία γίνεται η επανασύνδεση των δυναμικών γραμμών ισχύει  $B = 0$ . Η προσροφούμενη μάζα ανασηκώνεται λόγω ισχυρής δύναμης Lorentz κάθετα πάνω από την ουδέτερη γραμμή και φορτώνεται σε μαγνητικές γραμμές που έχουν ανοίξει πρόσφατα. Μέσω αυτής της διαδικασίας οι ανοιχτές μαγνητικές γραμμές που από τη προσροφούμενη ροή επανασυνδέονται με τις κλειστές αστρικές μαγνητικές γραμμές. Κατ' αυτό το τρόπο το εκρέων υλικό απ' το δίσκο φορτώνεται στις μαγνητικές γραμμές που ξεκινούν από τον περιστρεφόμενο πρωτοαστέρα. Η εκροή συμβαίνει όταν ο πρωτοαστέρας περιστρέφεται γρηγορότερα από το υλικό του δίσκου. Τότε η ενέργεια και η στροφορμή εξάγονται από το περιστρεφόμενο άστρο και μεταφέρονται μακριά με τη ροή αυτή. Έτσι, επειδή αυτή η κατηγορία ανέμων εξάγει σημαντικό ποσοστό ενέργειας και στροφορμής από το περιστρεφόμενο άστρο, η ύπαρξή τους προκαλεί σημαντική επιβράδυνση στην περιστροφή του.

Αντίθετα στο δεύτερο μηχανισμό η αστρική μαγνητική ροπή είναι αντί -παράλληλη στο μαγνητικό πεδίο του δίσκου. Σ' αυτή τη περίπτωση η μαγνητόπαυση δημιουργείται χωρίς μαγνητικό σημείο X μέσα στο δίσκο. Η διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ των πεδίων του άστρου και του δίσκου σχηματίζει το γράμμα Y πάνω από το δίσκο (σχήμα e) και μια ουδέτερη γραμμή κατά μήκος της που φτάνει σε μεγάλα ύψη. Η διαχωριστική του σχήματος Y δεν επιτρέπει τη δημιουργία σταθερών αυτό – εστιασμένων πιδάκων. Η ύπαρξη αυτής της γραμμής αποτελεί καλή τοποθεσία για χρόνο – εξαρτώμενα ενεργητικά γεγονότα όπως επανασυνδέσεις γραμμών (σχήμα f).

### 3 . Μαγνητουδροδυναμική προσέγγιση των πιδάκων από YSOs

Από τις παρατηρούμενες γραμμές εκπομπής προκύπτει ότι οι πίδακες των YSOs αποτελούνται από μη σχετικιστικό αέριο υδρογόνο υψηλά ιονισμένο. Επειδή λοιπόν οι πίδακες αποτελούνται από μαγνητισμένο πλάσμα της παραπάνω σύστασης μπορούν να περιγραφούν με αρκετά καλή προσέγγιση από τις εξισώσεις της μαγνητουδροδυναμικής. Σε αυτή την ενότητα θα γίνει αναφορά στις γενικές εξισώσεις και προσεγγίσεις της μαγνητουδροδυναμικής για μαγνητισμένα πλάσματα μεγάλης αγωγιμότητας.

#### 3.1 Μαγνητουδροδυναμικές εξισώσεις

Οι εξισώσεις είναι οι εξής :

1) οι **εξισώσεις του Maxwell** με την εξής μορφή (σύστημα cgs)

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

ακολουθούμενες από τον νόμο του Ohm που στην περίπτωση πλάσματος πολύ μεγάλης αγωγιμότητας ( $\sigma \rightarrow \infty$ ) έχει τη μορφή

$$\vec{E} + \frac{\vec{V} \times \vec{B}}{c} = \frac{\vec{J}}{c} \approx 0$$

Παρακάτω θα γίνει αναφορά στις προσεγγίσεις που οδηγούν στην παραπάνω μορφή των εξισώσεων του Maxwell.

2) **εξίσωση διατήρησης μάζας**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0$$



### 3) εξίσωση διατήρησης ορμής

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \frac{(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}}{4\pi} - \rho \nabla \Phi$$

### 4) εξίσωση διατήρησης ενέργειας

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla P + \Gamma P \nabla \cdot \vec{V} = \Lambda$$

όπου  $\rho, P, \vec{V}, \vec{B}$  είναι αντίστοιχα η πυκνότητα, η πίεση, η ταχύτητα και το μαγνητικό πεδίο. Η ποσότητα  $\Phi$  είναι το βαρυτικό δυναμικό και το  $\Lambda$  είναι η ποσότητα volumetric energy gain / loss terms. Το παραπάνω σύστημα εξισώσεων κλείνει χρησιμοποιώντας την πολυτροπική σχέση για την πίεση

$$P = K(A) \rho^\gamma$$

Η τιμή του  $\gamma$  καθορίζει τη φυσική διαδικασία εκτόνωσης του αερίου. Το  $\gamma = 1$  αντιστοιχεί σε ισόθερμη εκτόνωση, το  $\gamma = 3/2$  σε πολύτροπο του Parker και το  $\gamma = 5/3$  σε αδιαβατική εκτόνωση. Τέλος στο παραπάνω σύστημα εξισώσεων πρέπει να προσθέσουμε και την εξίσωση

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}) = 0$$

Η εξίσωση αυτή δηλώνει πως οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου κινούνται μαζί με τις γραμμές ροής του πλάσματος δηλαδή είναι παγωμένες στο πλάσμα.

## 3.2 Υποθέσεις της μαγνητουδυναμικής

1. Σε πλάσμα μακροσκοπικά ουδέτερο θεωρείται κατά προσέγγιση ότι η πυκνότητα φορτίου  $\delta$  είναι μηδενική. Δηλαδή αν συμβολίσουμε με  $n^+$  την αριθμητική πυκνότητα των θετικών φορτίων και με  $n^-$  την αντίστοιχη των αρνητικών φορτίων τότε  $\delta = n^+ e^+ + n^- e^- \approx 0$ .

2. Η σχετική ταχύτητα των ηλεκτρονίων ως προς τα ιόντα είναι συνήθως πολύ μικρή. Άρα σε πρώτη προσέγγιση η κίνηση του πλάσματος μπορεί να θεωρηθεί σαν την κίνηση ενός ουδέτερου ρευστού.

3. Για μη σχετικιστικές ταχύτητες έχουμε τις εξής σχέσεις :

$$\vec{J}' = \vec{J}$$

$$\vec{B}' \approx \vec{B}$$

$$\vec{E}' \approx \left( \vec{E} + \frac{\vec{V}'}{c} \times \vec{B} \right)$$

Τα τονούμενα μεγέθη αναφέρονται σε σύστημα που κινείται μαζί με το πλάσμα.

### 3.3 Μαγνητουδροδυναμικές προσεγγίσεις

Γενικά στα αστροφυσικά πλάσματα ισχύουν οι ακόλουθες προσεγγίσεις :

1. θεωρούμε μη σχετικιστική κίνηση δηλαδή  $\frac{\vec{V}}{c} \ll 1$
2. τα ρεύματα μετατόπισης και πόλωσης είναι αμελητέα καθώς είναι ανάλογα της ποσότητας  $\frac{\vec{V}^2}{c^2}$  η οποία για μη σχετικιστική κίνηση είναι πολύ μικρή
3. το πλάσμα συνήθως έχει πολύ μεγάλη ηλεκτρική αγωγιμότητα, πολύ μεγάλη θερμική αγωγιμότητα και αμελητέο ιξώδες.

### 3.4 Ολοκληρώματα της μαγνητουδροδυναμικής

Γενικά, για να περιγράψουμε την κίνηση ενός πίδακα πλάσματος που προέρχεται από κεντρικό σώμα χρησιμοποιούμε το κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων  $(\varpi, z, \varphi)$ . Το πλάσμα καθώς απομακρύνεται από το κεντρικό αντικείμενο περιστρέφεται γύρω από τον άξονα z. Κατά την κίνηση αυτή παρουσιάζεται αξονική συμμετρία δηλαδή συμμετρία σε περιστροφές γύρω από τον άξονα z. Αυτό έχει σαν συνέπεια να μηδενίζονται οι παράγωγοι ως προς  $\varphi$  των διάφορων παραμέτρων. Κάνοντας επίσης τη παραδοχή ότι έχουμε σταθερή κατάσταση (steady state) δηλαδή όχι εξάρτηση από το χρόνο προκύπτουν κάποιες διατηρούμενες ποσότητες κατά μήκος των δυναμικών γραμμών οι οποίες ονομάζονται ολοκληρώματα της μαγνητουδροδυναμικής . Οι ποσότητες που διατηρούνται είναι οι εξής :

1. Λόγος ροής μάζας προς μαγνητική ροή. Δίνεται από τη σχέση :

$$\Psi_A = \frac{4\pi\rho V_p}{B_p}$$

η οποία αποτελεί το πρώτο ολοκλήρωμα. Εδώ εμφανίζονται τα εξής μεγέθη:  $\Psi_A$  είναι η παράγωγος της συνάρτησης  $\Psi$  ως προς το μέγεθος  $A$ ,  $V_p$  το μέτρο της πολοειδούς ταχύτητας και  $B_p$  η τιμή του μαγνητικού πεδίου στο πολοειδές επίπεδο (πολοειδές ονομάζεται το επίπεδο  $\varpi - z$ ).

## 2. Ταχύτητα - Νόμος ίσο-περιστροφής

Εκφράζεται από τη σχέση

$$\vec{V} = \frac{\Psi_A}{4\pi\rho} \vec{B} + \varpi\Omega \hat{\varphi}$$

όπου  $\vec{V} = \vec{V}_p + \vec{V}_\varphi$  και  $\vec{B} = \vec{B}_p + \vec{B}_\varphi$ . Όπως φαίνεται από τον παραπάνω τύπο η ταχύτητα ισούται με δύο όρους: ο πρώτος όρος δίνει τη ροή κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου ενώ ο δεύτερος όρος αντιστοιχεί στη περιστροφή ενός στερεού σώματος. Αυτό σημαίνει ότι κάθε μαγνητική επιφάνεια περιστρέφεται σαν στερεό σώμα με γωνιακή ταχύτητα  $\Omega$ .

## 3. Στροφορμή

Η διατήρηση της στροφορμής εκφράζεται από τη σχέση

$$L(A) = \varpi V_\varphi - \frac{\varpi B_\varphi}{\Psi_A}$$

όπου  $L(A)$  είναι η συνολική στροφορμή ανά μονάδα μάζας πλάσματος – ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Ο πρώτος όρος είναι η μηχανική στροφορμή ανά μονάδα μάζας που μεταφέρεται από το πλάσμα. Ο δεύτερος όρος εκφράζει τη στροφορμή που μεταφέρεται από το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο.

## 4. Ενέργεια

Η παρακάτω σχέση εκφράζει τη διατήρηση της συνολικής ενέργειας ανά μονάδα μάζας:

$$\frac{1}{2} \vec{V}^2 - \frac{GM}{r} - \frac{\varpi B_\varphi \Omega}{\Psi_A} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} = E(A)$$

Οι όροι στο αριστερό μέλος εκφράζουν τις εξής ποσότητες: ο πρώτος όρος είναι η ολική κινητική ενέργεια της ροής ανά μονάδα μάζας, ο δεύτερος όρος είναι η βαρυτική ενέργεια ανά μονάδα μάζας, ο τρίτος όρος είναι ο λόγος της ροής Poynting προς τη ροή μάζας ενώ ο τελευταίος όρος εκφράζει την ενθαλπία ανά μονάδα μάζας όταν η ροή είναι πολυτροπική.

Οι παραπάνω εξισώσεις συνιστούν τα τέσσερα ολοκληρώματα της μαγνητουδυναμικής.

## 4 . Προσομοιώσεις των πιδάκων νεογέννητων άστρων

### 4.1 Παρατηρήσεις

Από παρατηρησιακά δεδομένα (Edwards et al.2006) έχει προκύψει ότι οι εκροές νεογέννητων άστρων αποτελούνται από δυο σταθερά τμήματα (components): μια εκροή τύπου ανέμου δίσκου (η οποία εξηγεί τους παρατηρούμενους ρυθμούς απώλειας μάζας) και μια εκροή τύπου αστρικού ανέμου (ο οποίος ίσως χρησιμεύει για την παρατηρούμενη επιβράδυνση της περιστροφής του νεογέννητου άστρου).

Όπως αναφέρθηκε οι πίδακες από νεογέννητα άστρα προέρχονται από πρόσπτωση ύλης, εμφανίζουν μικρές γωνίες σε σχέση με τον άξονα περιστροφής του άστρου και διαδίδονται για μερικές εκατοντάδες αστρονομικές μονάδες. Παραμένει ακόμη αβέβαιο το τι συμβαίνει στην περιοχή εκκίνησης του πίδακα.

Παρατηρήσεις των CTTs στην γραμμή He λ10830 δείχνουν δύο τύπους ανέμου : α) ένα που εκρέει ακτινικά σε σχέση με το κεντρικό αντικείμενο και β) έναν που εκρέει με σταθερή γωνία ως προς το ισημερινό επίπεδο. Ανάλογα με τον τύπο ανέμου χρησιμοποιούνται για την περιγραφή του τα ακτινικά αυτό-όμοια μοντέλα (radially self – similar models) και τα μεσημβρινά αυτό – όμοια μοντέλα (meridionally self – similar models) αντίστοιχα. Πριν αναλύσουμε τα συγκεκριμένα μοντέλα θα αναφερθούμε στην έννοια της αυτό-ομοιότητας.

### 4.2 Αυτό - ομοιότητα

Αρχικά θα αναφέρουμε κάποια γενικά στοιχεία για την αυτό – ομοιότητα και τα αυτό – όμοια μοντέλα όπως αναφέρονται στο άρθρο Tsinganos K. (2007).

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω κάθε μαγνητισμένη εκροή πλάσματος περιγράφεται σε πρώτη τάξη από τις εξισώσεις της μαγνητουδροδυναμικής. Υποθέτοντας σταθερή κατάσταση (steady state) και αξισυμμετρία προκύπτουν διατηρούμενες ποσότητες κατά μήκος της ροής (ολοκληρώματα) οι οποίες είναι συναρτήσεις της πολοειδούς μαγνητικής ροής  $A$ .

Μαζί με τα προηγούμενα εισάγουμε άλλες δυο αδιάστατες συναρτήσεις : τον αριθμό Mach  $M$  και την κυλινδρική απόσταση σε μονάδες αλφβενικού βραχίονα  $\varpi_a$ . Οι ποσότητες αυτές εκφράζονται από τις σχέσεις :

$$M = \frac{V_p \sqrt{4\pi\rho}}{B_p}$$

$$G = \frac{\varpi}{\varpi_a}$$

Όλες οι φυσικές ποσότητες μπορούν να γραφτούν σαν συναρτήσεις της συνάρτησης μαγνητικής ροής  $A$  και των μεταβλητών  $(G, M)$ . Έτσι για το μαγνητικό πεδίο και την ταχύτητα ροής, που είναι οι σημαντικότερες φυσικές ποσότητες στη μελέτη των πιδάκων, προκύπτουν οι τύποι :

$$\vec{B} = \frac{dA}{d\varpi_a} \vec{\nabla} \frac{\varpi}{G} \times \frac{\hat{\varphi}}{\varpi} - \frac{\varpi_a^2 \Omega \Psi_A}{\varpi} \frac{1-G^2}{1-M^2} \hat{\varphi}$$

$$\vec{V} = \frac{M^2}{\Psi_A} \vec{B}_p + \frac{\varpi_a^2 \Omega}{\varpi} \frac{G^2 - M^2}{1-M^2} \hat{\varphi}$$

Οι ποσότητες  $G, M$  είναι συναρτήσεις των κυλινδρικών συντεταγμένων  $r, \theta$ .

Επειδή οι δυο παραπάνω εξισώσεις, που περιγράφουν το πλάσμα των πιδάκων, είναι πολύπλοκες μερικές διαφορικές εξισώσεις δεν μπορούν να επιλυθούν με τη μέθοδο χωριζόμενων μεταβλητών και να απλοποιηθούν σε συνήθεις διαφορικές. Ένας τρόπος επίλυσης είναι η εφαρμογή ενός μη γραμμικού διαχωρισμού των μεταβλητών των δυο παραπάνω εξισώσεων, η **μέθοδος της αυτό - ομοιότητας**.

Ένα φυσικό φαινόμενο καλείται προσωρινά αυτό - όμοιο αν μπορεί να αναπαραχθεί σε οποιαδήποτε χρονική στιγμή μέσω του ίδιου μηχανισμού από μια προηγούμενη τυχαία κατάσταση. Ανάλογα ένα φυσικό φαινόμενο καλείται χωρικά αυτό - όμοιο όταν αναπαράγεται παντού στο χώρο μέσω ενός χωρικού αυτό - όμοιου μηχανισμού. Πρακτικά η χωρική αυτό - ομοιότητα μπορεί να ειπωθεί σαν μια μέθοδος μη γραμμικού χωρισμού των μεταβλητών των παραπάνω εξισώσεων παρέχοντας την δυνατότητα αναλυτικών λύσεων τους.

Γενικά στη μέθοδο της αυτό - ομοιότητας υποθέτουμε ότι οι  $G$  και  $M$  είναι συναρτήσεις μιας μόνο μεταβλητής την οποία ονομάζουμε  $\chi$ . Σε αυτή την περίπτωση οι λόγοι  $\frac{1-G^2}{1-M^2}$  και  $\frac{G^2 - M^2}{1-M^2}$  είναι συναρτήσεις μόνο του  $\chi$  οπότε το μαγνητικό πεδίο και η ταχύτητα της ροής είναι συναρτήσεις των  $\chi, \varpi_a$ . Θέτοντας αυτά τα μεγέθη στα ολοκληρώματα της μαγνητουδροδυναμικής θα πρέπει να επιλέξουμε γι' αυτά τα ολοκληρώματα μια συναρτησιακή μορφή έτσι ώστε οι μεταβλητές  $\chi, \varpi_a$  να αποσυνζευκτούν και έτσι να προκύψουν συνήθεις διαφορικές εξισώσεις ως προς τη μεταβλητή  $\chi$ . Με βάση την παραπάνω ανάλυση προκύπτουν δυο μεγάλες οικογένειες αναλυτικών μαγνητουδροδυναμικών

μοντέλων τα οποία περιγράφονται στις επόμενες ενότητες : α) τα ακτινικά αυτό – όμοια μοντέλα και β) τα μεσημβρινά αυτό – όμοια μοντέλα.

### α) Ακτινικά αυτό – όμοια μοντέλα

Η οικογένεια αυτή προκύπτει για  $\chi = \theta$ . Σ ' αυτή τη περίπτωση οι κρίσιμες επιφάνειες, δηλαδή οι επιφάνειες για τις οποίες  $\theta = \text{σταθερό}$ , είναι κωνικές (μοντέλο των Blandford & Payne, 1982 – BP82). Εδώ υποθέτουμε ότι  $\varpi = \varpi_a G(\theta)$ . Στο μοντέλο των BP82 αποδεικνύεται ότι ψυχρό πλάσμα μπορεί να εκτοξευθεί μαγνητοφυγοκεντρικά από έναν Κεπλεριανό δίσκο με την προϋπόθεση ότι οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές έχουν συγκριμένη κλίση ως προς τον άξονα του δίσκου. Στο άρθρο των Vlahakis et al. 2000 γίνεται επέκταση του παραπάνω μοντέλου καταλήγοντας ότι είναι δυνατή η εύρεση λύσης η οποία διέρχεται ταυτόχρονα από όλες τις κρίσιμες επιφάνειες οι οποίες είναι οι εξής : 1) η επιφάνεια που διέρχεται από το σημείο στο οποίο έχω ταχύτητα αργών μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων 2) η επιφάνεια που διέρχεται από το σημείο στο οποίο έχω ταχύτητα γρήγορων μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων 3) η επιφάνεια που διέρχεται από το σημείο στο οποίο έχω ταχύτητα Alfvén μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων .

Όλες οι ακτινικά αυτό – όμοιες λύσεις μπορούν να κατασκευαστούν κάνοντας δυο βασικές υποθέσεις : i) ο αριθμός Alfvén  $M$  είναι συνάρτηση μόνο της γωνίας  $\theta$  έτσι ώστε η επιφάνεια Alfvén να είναι κωνική ( $M = M(\theta)$ ), ii) η κυλινδρική απόσταση  $\varpi$  ως προς τον άξονα οποιασδήποτε γραμμής πεδίου που την ονομάζουμε  $\alpha$ , κανονικοποιημένη ως προς την κυλινδρική απόσταση  $\varpi_a$  στο σημείο Alfvén, είναι συνάρτηση μόνο της γωνίας  $\theta$  δηλαδή  $\frac{\varpi}{\varpi_a} = G(\theta)$ . Με αυτές τις υποθέσεις το σύστημα των

ΜΥΔ εξισώσεων μετατρέπεται σε σύστημα τριών συνήθων διαφορικών εξισώσεων : μια για το  $M$ , μια για το  $G$  και μια για την εξάρτηση της πίεσης του αερίου από τη γωνία  $\theta$  (για περισσότερες λεπτομέρειες δες Vlahakis, Tsinganos, 1998).

### β) Μεσημβρινά αυτό – όμοια μοντέλα

Τα μοντέλα αυτά προκύπτουν για  $\chi = r$ . Σ ' αυτά οι κρίσιμες επιφάνειες είναι σφαιρικές (γενικό μοντέλο των Sauty & Tsinganos, 1994). Σ ' αυτή την οικογένεια περιλαμβάνεται και η κλασική περιγραφή του Parker για έναν αστρικό άνεμο . Εδώ υποθέτουμε ότι  $\varpi = \varpi_a G(r)$ .

Η συγκεκριμένη κατηγορία μοντέλων είναι σημαντική γιατί επιτρέπει τη μελέτη των φυσικών ιδιοτήτων των εκροών κοντά στον άξονα περιστροφής τους, όπου τα ακτινικά αυτό – όμοια μοντέλα δεν ισχύουν.

Στην παρούσα εργασία θα χρησιμοποιήσουμε ως αναλυτικό μοντέλο, με βάση το οποίο θα πραγματοποιηθεί η προσομοίωση του αστρικού ανέμου, το μεσημβρινό αυτό – όμοιο μοντέλο που περιγράφεται στο άρθρο των Sauty, Trussoni, Tsinganos 2002 (STT02). Στο μοντέλο αυτό επιχειρείται ο μη γραμμικός διαχωρισμός των φυσικών μεταβλητών του συστήματος των ΜΥΔ εξισώσεων. Από τις συνήθεις διαφορικές εξισώσεις

που προκύπτουν αναζητούνται λύσεις που συνδέουν τη βάση της εκροής με την υπέρ – Αλφβενική περιοχή της.

Στο μοντέλο STT02 γίνονται δυο βασικές υποθέσεις : πρώτον υποθέτουμε είναι ότι ο αριθμός Alfvén είναι συνάρτηση μόνο της ακτινικής απόστασης  $r$  δηλαδή  $M = M(r)$ . Στη συνέχεια εισάγουμε τη

αδιάστατη ακτινική απόσταση  $R = \frac{r}{r_*}$  όπου η ακτινική απόσταση

Alfvén. Η δεύτερη υπόθεση είναι ότι η συνάρτηση μαγνητικής ροής  $A$  αποτελεί συνάρτηση των πολικών συντεταγμένων  $r, \theta$  με  $A(r, \theta) = A(\alpha)$

όπου  $a = \frac{R^2}{G^2(R)} \sin^2 \theta$ . Η συνάρτηση  $G(R)$  εκφράζει την περιοχή ενεργού

διατομής ενός σωλήνα ροής ο οποίος είναι κάθετος στον άξονα συμμετρίας της εκροής, σε μονάδες της αντίστοιχης περιοχής στην απόσταση Alfvén.

Κλείνοντας την παράγραφο για την αυτό – ομοιότητα πρέπει να αναφέρουμε ότι είναι εφαρμόσιμη στην περίπτωση των πιδάκων από YSOs υπό δυο προϋποθέσεις : 1) οι πίδακες θα πρέπει να εκτοξεύονται από μια μεγάλη απόσταση  $r$  από την πηγή κυρίως μεταξύ 0.1 AU και μερικών AU, 2) οι πίδακες σταθερής κατάστασης (steady state jets) απαιτούν την ύπαρξη μαγνητικού πεδίου του οποίου η μαγνητική πίεση είναι σχεδόν ίδια με τη πίεση του πλάσματος, διότι στην περίπτωση που η μαγνητική πίεση είναι μεγαλύτερη η εκτίναξη ύλης παρεμποδίζεται.

### 4.3 Αναλυτική προσέγγιση πιδάκων

Για την κατασκευή μοντέλων που να περιγράφουν τις παρατηρούμενες εκροές πρέπει να καθοριστούν οι αρχικές συνθήκες των παραμέτρων του προβλήματος. Αυτό επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας ένα μείγμα δυο αναλυτικών λύσεων οι οποίες στη περιοχή στην οποία υπάρχει μετάβαση από τον αστρικό άνεμο στον δίσκο – άνεμο και εφαρμόζεται μεταβλητότητα στο χρόνο στον αστρικό άνεμο ή στην επιφάνεια σύνδεσης των δυο ανέμων (Matsakos et al., 2009). Οι λύσεις αυτές που περιγράφουν και τις αντίστοιχες εκροές αναφέρονται ως **Analytical Disk Outflow - ADO solutions** για το δίσκο - άνεμο και **Analytical Stellar Outflow - ASO solutions** για τον αστρικό άνεμο. Στην παράγραφο αυτή θα αναφέρουμε μερικά στοιχεία των αναλυτικών λύσεων.

Ως ADO λύση χρησιμοποιούμε το ακτινικά αυτό – όμοιο μοντέλο VTST00 για το οποίο έχουμε υποθέσει πολυτροπική σχέση μεταξύ πίεσης και πυκνότητας η οποία δίνεται από τον τύπο  $P = Q(A)\rho^\gamma$ . Οι αναλυτικοί τύποι που δίνουν τις φυσικές μεταβλητές αναφέρονται στο παράρτημα .

Στο μοντέλο αυτό τα μεγέθη ταχύτητα, πίεση και βαρυτικό δυναμικό συνδέονται μεταξύ τους με τις εξής σχέσεις (τις οποίες ονομάζουμε ADO 1-2-3)

$$\vec{V}_{D_*} = \frac{B_{D_*}}{\sqrt{\rho_{D_*}}} \quad (1)$$

$$P_{D_*} = \frac{\mu B_{D_*}}{2} \quad (2)$$

$$K = \sqrt{\frac{g}{r_* V_{D_*}^2}} \quad (3)$$

Οι ποσότητες με αστερίσκο αντιστοιχούν στις αδιάστατες φυσικές μεταβλητές στην επιφάνεια Alfvén του ADO μοντέλου. Επίσης με το δείκτη D αναφερόμαστε πάντα στο ADO μοντέλο. Η ποσότητα K μετράει το βαρυτικό δυναμικό για το συγκεκριμένο μοντέλο, το μέγεθος μ αναφέρεται στον τρόπο με τον οποίο σχετίζονται τα μεγέθη της μαγνητικής και της θερμικής πίεσης, η απόσταση  $r_*$  αντιστοιχεί στην αδιάστατη απόσταση της επιφάνειας Alfvén του μοντέλου ADO και τέλος η ποσότητα g είναι η σταθερά της βαρυτικής δύναμης σε μονάδες του κώδικα Pluto και ισούται με 4.

Το μαγνητικό πεδίο, για κάθε λύση γενικά, δίνεται από τον τύπο  $\vec{B} = \frac{1}{r} \vec{\nabla} A \times \hat{\varphi} + B_\varphi \hat{\varphi}$ . Ο τύπος αυτός δίνει τις επιφάνειες οι οποίες περικλείουν σταθερή πολοειδή μαγνητική ροή. Ειδικότερα για την ADO λύση το δυναμικό A δίνεται από τη σχέση :

$$A_D = \frac{B_{D_*} r_*^2}{\chi} a_D^{\chi/2} \quad \text{όπου} \quad a_D = \frac{r^2}{r_*^2 G_D^2} .$$

Η συνάρτηση  $G_D$  εξαρτάται

από τη γωνία  $\theta$  και δίνεται από αναλυτικές λύσεις (Matsakos et al.2008 – Paper I).

Η αστρική εκροή περιγράφεται από το μεσημβρινά αυτό – όμοιο μοντέλο STT02 με τη διαφορά ότι χρησιμοποιούνται διαφορετικές τιμές για τις παραμέτρους ρυθμός απώλειας μάζας, μαγνητικός βραχίονας και πίεση αερίου. Αντίστοιχα για το ASO μοντέλο τα μεγέθη ταχύτητα, πίεση και βαρυτικό δυναμικό συνδέονται μεταξύ τους με τις εξής σχέσεις (σχέσεις ASO 1'-2'-3'):



$$V_{S_*} = \frac{B_{S_*}}{\sqrt{\rho_{S_*}}} \quad (1')$$

$$P_{S_*} = \frac{1}{2} B_{S_*}^2 \quad (2')$$

$$\nu = \sqrt{\frac{2g}{R_* V_{S_*}^2}} \quad (3')$$

Η ποσότητα  $\nu$  μετράει το βαρυτικό δυναμικό που αναφέρεται στην ASO λύση. Επίσης το  $A$  δίνεται από τη σχέση :

$A_S = \frac{B_{S_*} R_*^2}{2} a_S$  όπου  $a_S = \frac{r^2}{R_*^2 G_S^2}$ . Η απόσταση  $R_*$  αντιστοιχεί στην αδιάστατη απόσταση της επιφάνειας Alfvén για την ASO λύση.

Οι τιμές των παραμέτρων των λύσεων που θα χρησιμοποιηθούν φαίνονται στον παρακάτω πίνακα :

Λύση ADO					
$\chi$	$\gamma$	$\lambda$	$\mu$	$K$	$\epsilon$
0.75	1.05	11.7	2.99	2.00	156.617
Λύση ASO					
$\delta$	$\beta$	$\lambda'$	$\kappa$	$\nu$	$\epsilon'$
$7.78 \times 10^{-2}$	1.00	7.75	$2.10 \times 10^{-2}$	1.50	$1.2 \times 10^{-2}$

**Πίνακας 1 : Βασικοί παράμετροι της ADO και ASO λύσης**

Όσον αφορά τις παραμέτρους του ADO μοντέλου αναφέρουμε τα εξής : η παράμετρος  $\chi$  συνδέεται με το δείκτη εκτόξευσης  $\xi$  (ejection index) που αναφέρεται στο άρθρο του Ferreira (1997) και η τιμή που επιλέγουμε είναι παράμετρος του μοντέλου BP82. Η παράμετρος  $\xi$  μετράει το πόσο αποδοτική είναι η εκτόξευση μάζας και σχετίζεται με το ρυθμό απώλειας μάζας και την ακτινική απόσταση από το κεντρικό σώμα μέσω της σχέσης  $\dot{M}_a \propto r^\xi$ . Για αδιαβατικές ή ισόθερμες μαγνητικές επιφάνειες η παράμετρος  $\xi$  έχει πολύ μικρή τιμή περίπου 0.01 [Ferreira, 1997, Casse and Ferreira, 2000a]. Το  $\chi = 0.75$  αντιστοιχεί σε  $\xi = 0.0025$ .

Η παράμετρος  $\lambda$  αναφέρεται στην περιστροφική ταχύτητα καθώς μας δίνει την ειδική στροφορμή της ροής σε μονάδες  $V_* \varpi_*$  δηλαδή

$\lambda = \frac{L}{V_* \varpi_*}$ . Όσον αφορά την παράμετρο  $K$  αυτή είναι η Κεπλεριανή

ταχύτητα σε ακτίνα στο δίσκο και δίνεται από τον τύπο  $\kappa = \sqrt{\frac{GM}{\varpi_* V_*^2}}$ . Η

παράμετρος  $\mu$  σχετίζεται με την εντροπία του αερίου. Τέλος η παράμετρος  $\varepsilon$  είναι το άθροισμα των εξής ενεργειακών πυκνοτήτων: κινητικής ενθαλπίας βαρυτικής και Poynting ανά μονάδα πυκνότητας μάζας  $E(a)$  διαιρούμενο με το τετράγωνο της ταχύτητας Alfvén στη γραμμή

αναφοράς  $a = 1$  δηλαδή  $\varepsilon = \frac{E}{V_*^2}$  όπου

$$E(a) = \frac{V^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{r} - \frac{\Omega}{\Psi_A} r \sin \theta B_\varphi.$$

Για τις παραμέτρους του ASO μοντέλου αναφέρουμε τα εξής: η παράμετρος  $\delta$  περιγράφει την κατανομή της πυκνότητας η οποία είναι μη σφαιρικά συμμετρική. Έτσι το προφίλ της πυκνότητας δίνεται από τη

σχέση  $\rho(R, A) = \frac{\rho_*}{M^2(R)} (1 + \delta a)$ , η οποία έχει προκύψει υποθέτοντας

γραμμική εξάρτηση μεταξύ της ποσότητας  $(\Psi_A)^2$  και της συνάρτησης μαγνητικής ροής  $a$  μέσω της σχέσης  $\Psi_A^2 = 4\pi\rho_* (1 + \delta a)$ . Η παράμετρος  $\lambda'$  σχετίζεται με τη περιστροφή των πολοειδών γραμμών ροής στην απόσταση  $R = 1$  καθώς συνδέεται γραμμικά με τις ποσότητες  $\Omega(A)$  και

$L(A)$  μέσω των σχέσεων  $\Omega(A) = \lambda' \frac{V_*}{r_*} \frac{1}{\sqrt{1 + \delta a}}$  και  $L(a) = \lambda' r_* V_* \frac{a}{\sqrt{1 + \delta a}}$ .

Σύμφωνα με το μοντέλο που επιλέξαμε η πίεση του αερίου είναι γραμμική συνάρτηση της ποσότητας  $a$  και αυτή η γραμμικότητα εκφράζεται μέσω της σταθεράς  $\kappa$  με τη σχέση

$P(R, a) = \frac{1}{2} \rho_* V_*^2 \Pi(R) [1 + \kappa a]$ . Για  $\kappa > 0$  η πίεση του αερίου αυξάνεται

καθώς απομακρυνόμαστε από τον άξονα συμμετρίας. Η παράμετρος  $\nu$  εκφράζει την αναλογία της ταχύτητας διαφυγής ως προς την ταχύτητα ροής στον πολικό άξονα στην απόσταση  $R = 1$  και δίνεται από τη

σχέση  $\nu^2 = \frac{GM}{r_* V_*^2}$ . Η παράμετρος  $\varepsilon$  δίνεται από τη σχέση  $\varepsilon' = \Delta E - \kappa E$

όπου τα μεγέθη  $E$  και  $\Delta E$  αναπαριστούν την ειδική ενέργεια κατά μήκος μιας πολικής γραμμής ροής και τη μεταβολή της ειδικής ενέργειας κατά μήκος των γραμμών ροής. Η φυσική σημασία του  $\varepsilon$  είναι η εξής: εκφράζει τη μεταβολή, κατά μήκος των δυναμικών γραμμών, της ειδικής ενέργειας που είναι διαθέσιμη για την εστίαση της εκροής από την οποία έχουμε αφαιρέσει τη θερμική ενέργεια που έχει μετατραπεί σε κινητική και το μέρος της που εξισορροπεί τη βαρυτική ενέργεια. Η παράμετρος  $\beta$  σχετίζεται με την ενέργεια που εισάγεται στο σύστημα.

## 4.4 Αριθμητική προσομοίωση πιδάκων

Χρησιμοποιώντας στοιχεία από τα αναλυτικά μοντέλα προσεγγίζουμε το πρόβλημα της κίνησης των πιδάκων ως εξής :

### 4.4.1 Κανονικοποίηση

Αρχικά κανονικοποιούμε τις λύσεις ASO - ADO μεταξύ τους καθορίζοντας τρεις λόγους οι οποίοι αποτελούν παραμέτρους των μοντέλων που αποτελούνται από αστρικό άνεμο και δίσκο - άνεμο. Οι λόγοι αυτοί είναι οι εξής:

$$\ell_I = \frac{R_*}{r_*}, \ell_V = \frac{V_{S*}}{V_{D*}}, \ell_B = \frac{B_{S*}}{B_{D*}}$$

Οι δείκτες I,V,B δηλώνουν τα μεγέθη μήκος (length), ταχύτητα (velocity), μαγνητικό πεδίο (magnetic field). Η πρώτη ποσότητα μας δίνει τα κανονικοποιημένο μήκος που προκύπτει από το λόγο της απόστασης Alfvén της ASO λύσης ως προς την απόσταση Alfvén της ADO λύσης. Η δεύτερη ποσότητα μας δίνει την ταχύτητα Alfvén της λύσης ASO προς την ταχύτητα Alfvén της ADO λύσης ενώ η τρίτη ποσότητα μας δίνει το μαγνητικό πεδίο Alfvén της λύσης ASO ως προς το μαγνητικό πεδίο Alfvén της λύσης ADO.

Στο πρόγραμμα που θα χρησιμοποιήσουμε για την προσομοίωση των πιδάκων (του οποίου η λειτουργία θα περιγραφεί παρακάτω) μόνο η παράμετρος  $\ell_B$  που αφορά το μαγνητικό πεδίο μπορεί να επιλεγθεί ελεύθερα. Οι τιμές των παραμέτρων  $\ell_I, \ell_V$  καθορίζονται από τις αναλυτικές λύσεις και τη φυσική του προβλήματος και είναι 0.1 και 5.96 αντίστοιχα. Οι δυο παραπάνω τιμές προκύπτουν ως εξής : υποθέτουμε ότι η περιοχή εκτόξευσης του αστρικού ανέμου βρίσκεται σε ακτίνα  $R_{bs} = 0.01$  σε μονάδες κώδικα οπότε προκύπτει  $R_* = 0.1$ . Επίσης έχοντας θεωρήσει ότι η γραμμή αναφοράς  $a_D = 1$  ξεκινά από απόσταση  $r = 0.16$  AU επί του σημερινού επιπέδου προκύπτει  $r_* = 1$ . Αντικαθιστώντας τι παραπάνω τιμές στη σχέση κανονικοποίησης για το  $\ell_I$  προκύπτει  $\ell_I = 0.1$ . Από τις σχέσεις ADO 1-2-3 και ASO 1-2-3, λαμβάνοντας υπόψιν τις τιμές των παραμέτρων κάθε μοντέλου, έχουμε και επομένως  $\ell_V = 5.96$ . Η τιμή του μαγνητικού πεδίου τίθεται αυθαίρετα ίση με 1 οπότε ο λόγος  $\ell_B$  καθορίζεται από την επιλογή της τιμής του.

### 4.4.2 Συνάρτηση ανάμειξης

Όπως είδαμε για την περιγραφή των πιδάκων χρησιμοποιήσαμε δυο είδη αναλυτικών λύσεων καθώς θεωρήσαμε ότι ο πίδακας αποτελείται από δυο είδη εκροών. Έτσι προκύπτει ότι οι δυο αυτές εκροές

αναμειγνύονται σε κάποια σημεία. Η ανάμειξη των δυο εκροών εξαρτάται από τις μαγνητικές γραμμές που υπάρχουν σε κάθε μια από αυτές. Θεωρούμε μια δοκιμαστική συνάρτηση μαγνητικής ροής  $A_{tr}$  η οποία είναι το άθροισμα των μαγνητικών ροών από το δίσκο και το άστρο. Ισχύει δηλαδή  $A_{tr} = A_D + A_S$  όπου  $A_D$  η μαγνητική ροή από το δίσκο και  $A_S$  η μαγνητική ροή από το άστρο. Τονίζεται ότι η παραπάνω ποσότητα είναι βοηθητική για τη διαδικασία ανάμειξης και δε θα χρησιμοποιηθεί για την εξαγωγή του μαγνητικού πεδίου.

Η συνάρτηση ανάμειξης δίνεται από τον τύπο :

$$U_{2comp} = w_D U_D + w_S U_S$$

Οι ποσότητες  $U_{2comp}, U_D, U_S$  συμβολίζουν αντίστοιχα οποιαδήποτε φυσική ποσότητα των δυο εκροών συνολικά, της εκροής του δίσκου και της εκροής του άστρου. Τα στατιστικά βάρη  $w_D, w_S$  δίνονται αντίστοιχα από τις σχέσεις :

$$w_D = 1 - w_S, w_S = \exp \left[ - \left( \frac{A_{tr}}{qA_m} \right)^d \right]$$

όπου το  $A_m$  είναι σταθερά και ισούται με 1.33, το  $q$  είναι μια παράμετρος η οποία μετακινεί τη διαχωριστική επιφάνεια των δυο εκροών κοντά στον πρωτοαστέρα και το  $d$  καθορίζει το πόσο απότομη είναι από την εσωτερη ASO λύση στην εξωτερη ADO λύση.

Οι αρχικές τιμές των φυσικών μεταβλητών  $\rho, P, V_z, V_\phi, B_\phi$  θέτονται χρησιμοποιώντας τον τύπο  $U_{2comp}$ . Η ακτινική ταχύτητα  $V_r$  δίνεται από

τον τύπο  $V_r = \frac{V_z B_r}{B_z}$  λόγω της απαίτησης να είναι οι γραμμές του

πολοειδούς μαγνητικού πεδίου παράλληλες στην πολοειδή ταχύτητα.

Η συνάρτηση ανάμειξης που αναφέρθηκε δίνει μια εκθετική εξασθένιση κάθε λύσης γύρω από μια συγκεκριμένη μαγνητική γραμμή του ολικού μαγνητικού πεδίου (αστρικό πεδίο + πεδίο δίσκου). Έτσι κοντά στον άξονα περιστροφής του πρωτοαστέρα επικρατεί ASO το μοντέλο ενώ καθώς προχωράμε προς τις εξωτερικές περιοχές επικρατεί το ADO μοντέλο.

Γενικά τα αριθμητικά μοντέλα στα οποία ο πίδακας αποτελείται από δυο μέρη εκροής (two – component models) κατασκευάζονται καθορίζοντας τις τρεις παραμέτρους κανονικοποίησης  $\ell_I, \ell_V, \ell_B$  και τις τρεις παραμέτρους ανάμειξης  $A_m, q, d$ . Όπως αναφέρθηκε οι παράμετροι  $\ell_I, \ell_V, A_m$  έχουν καθορισμένες τιμές που προκύπτουν από τη φυσική του προβλήματος ενώ οι παράμετροι  $\ell_B, q, d$  παίρνουν διάφορες τιμές βάση των οποίων προκύπτουν και τα διάφορα μοντέλα τα οποία δίνουν

τις διαφορετικού τύπου T - Tauri εκροές και το τρόπο με τον οποίο αυτές εξελίσσονται.

Έτσι με βάση τις τιμές των παραμέτρων έχουμε τα εξής μοντέλα (Matsakos et al., 2009) :

Όνομα	$\ell_B$	q	d
1-q01	1.0	0.1	2.0
2-q02	1.0	0.2	2.0
3-q05	1.0	0.5	2.0
4-q01	2.0	0.1	2.0
5-q02	2.0	0.2	2.0
6-q05	2.0	0.5	2.0
7-B05	0.5	0.2	2.0
8-B5	5.0	0.2	2.0
9-B10	10.0	0.2	2.0
10-d1	2.0	0.2	1.0
11-d4	2.0	0.2	4.0
12	0.01	0.2	2.0

**Πίνακας 2 : Παράμετροι αδιατάρακτων αριθμητικών μοντέλων**

Οι υπόλοιπες παράμετροι των μοντέλων που δεν αναφέρονται στον παραπάνω πίνακα έχουν σταθερές τιμές για όλες τις περιπτώσεις, οι οποίες είναι :  $\ell_l = 0.1, \ell_v = 5.96, A_m = 1.33$ .

Τα παραπάνω μοντέλα αναφέρονται στην αδιατάρακτη περίπτωση όπου δεν έχουμε χρονική μεταβλητότητα της ροής. Στα μοντέλα 1-q01, 2-q02, 3-q05 έχουμε μικρή συνεισφορά της ASO, στα 4-q01, 5-q02, 6-q05, 10-d1, 11-d4 έχουμε μέτρια συνεισφορά της ASO, στο 7-B05 πολύ μικρή ASO συνεισφορά, στο 8-B5 μεγάλη ASO συνεισφορά και τέλος στο 9-B10 πολύ μεγάλη ASO συνεισφορά. Τα μοντέλα στα οποία η συνεισφορά της ASO είναι ίδια διαφοροποιούνται μεταξύ τους ως προς το που βρίσκεται η επιφάνεια συνάντησης των δυο εκροών πχ στο μοντέλο 1-q01 η επιφάνεια αυτή βρίσκεται πολύ κοντά στον πρωτοαστέρα ενώ στο μοντέλο 3-q05 η επιφάνεια αυτή βρίσκεται κοντά στο δίσκο. Με το μοντέλο 12 θα ασχοληθούμε στην εργασίας μας αφού με βάση αυτό θα προσπαθήσουμε να μελετήσουμε τη χρονική μεταβλητότητα συγκεκριμένων πιδάκων τους οποίους θα αναφέρουμε παρακάτω.

#### 4.4.3 Χρονική μεταβλητότητα

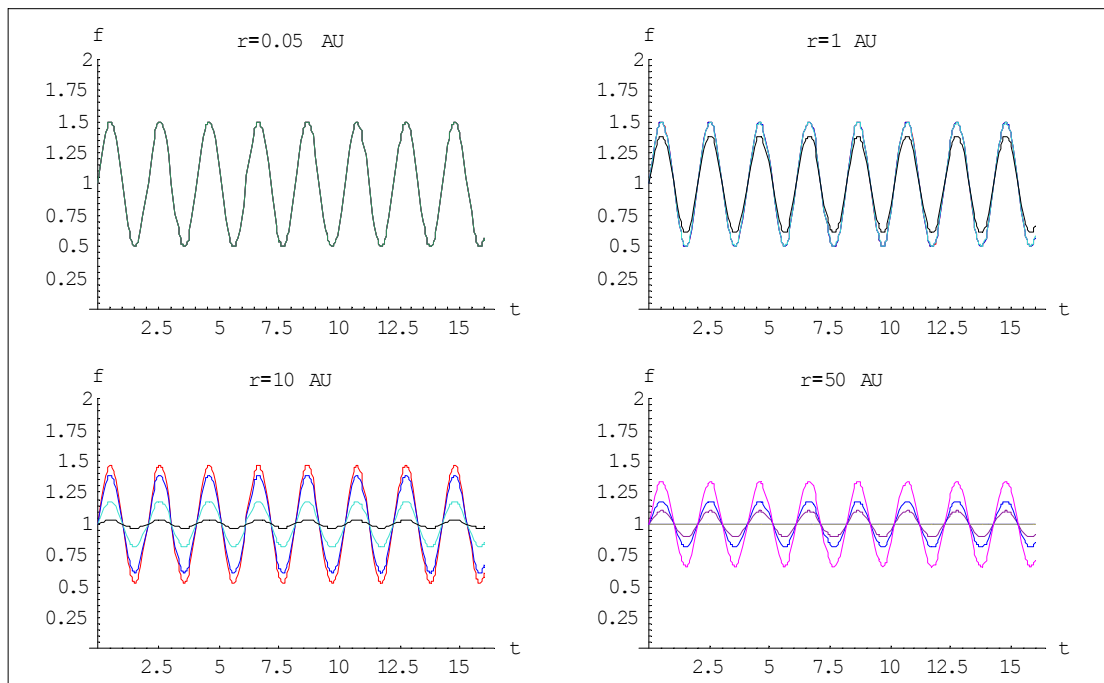
Η πρόσπτωση ύλης, η οποία καθορίζει τις φυσικές συνθήκες στη βάση της εκροής, δεν είναι χρονικά σταθερή αλλά μεταβάλλεται για διαφορετικές χρονικές κλίμακες που κυμαίνονται από μερικές ώρες μέχρι και έτη (Alencar & Batalha 2002). Από την άλλη πλευρά και ο πρωτοαστέρας αναμένεται να παρουσιάζει κάποια χρονική μεταβλητότητα. Επομένως, η εισαγωγή της χρονικής μεταβλητότητας στο αστρικό μέρος της εκροής μας επιτρέπει τη μελέτη της ευστάθειας των

προτεινόμενων μοντέλων. Για να το καταφέρουμε αυτό εισάγουμε συνάρτηση με την εξής μορφή :

$$f_s(r, t) = 1 + \frac{1}{2} \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{\text{var}}}\right) \exp\left[-\left(\frac{r}{2r_m}\right)^2\right]$$

όπου  $T_{\text{var}}$  είναι η περίοδος της παλμικότητας και  $r_m$  σταθερά η οποία ορίζεται ως η κυλινδρική ακτίνα στην οποία η επιφάνεια επαφής των δυο εκρών τέμνει το κατώτερο όριο ( $z = 10$ ) του κουτιού προσομοίωσης. Η σταθερά αυτή ισούται με 5. Όπως φαίνεται προτιμούμε η χρονική μεταβλητότητα να έχει ημιτονοειδή εξάρτηση. Το εκθετικό χρησιμοποιείται για να εξασφαλίσουμε ότι η χρονική διαταραχή παραμένει στις εσωτερικές περιοχές του πίδακα δηλαδή στο αστρικό μέρος της εκροής .

Στη συνέχεια παραθέτουμε απεικόνιση της παραπάνω συνάρτησης για  $r_m = 1,5, 10, 20$  έτσι ώστε να αποκτήσουμε μια εικόνα για τον τρόπο με τον οποίο η σταθερά  $r_m$  επηρεάζει τη συνάρτηση. Στην πρώτη σειρά γραφημάτων βλέπουμε την  $f(r,t)$  συναρτήσει του χρόνου για συγκεκριμένες αποστάσεις ενώ στη δεύτερη σειρά την  $f(r,t)$  συναρτήσει της απόστασης από τον άξονα συμμετρίας του πίδακα για διαφορετικούς χρόνους.

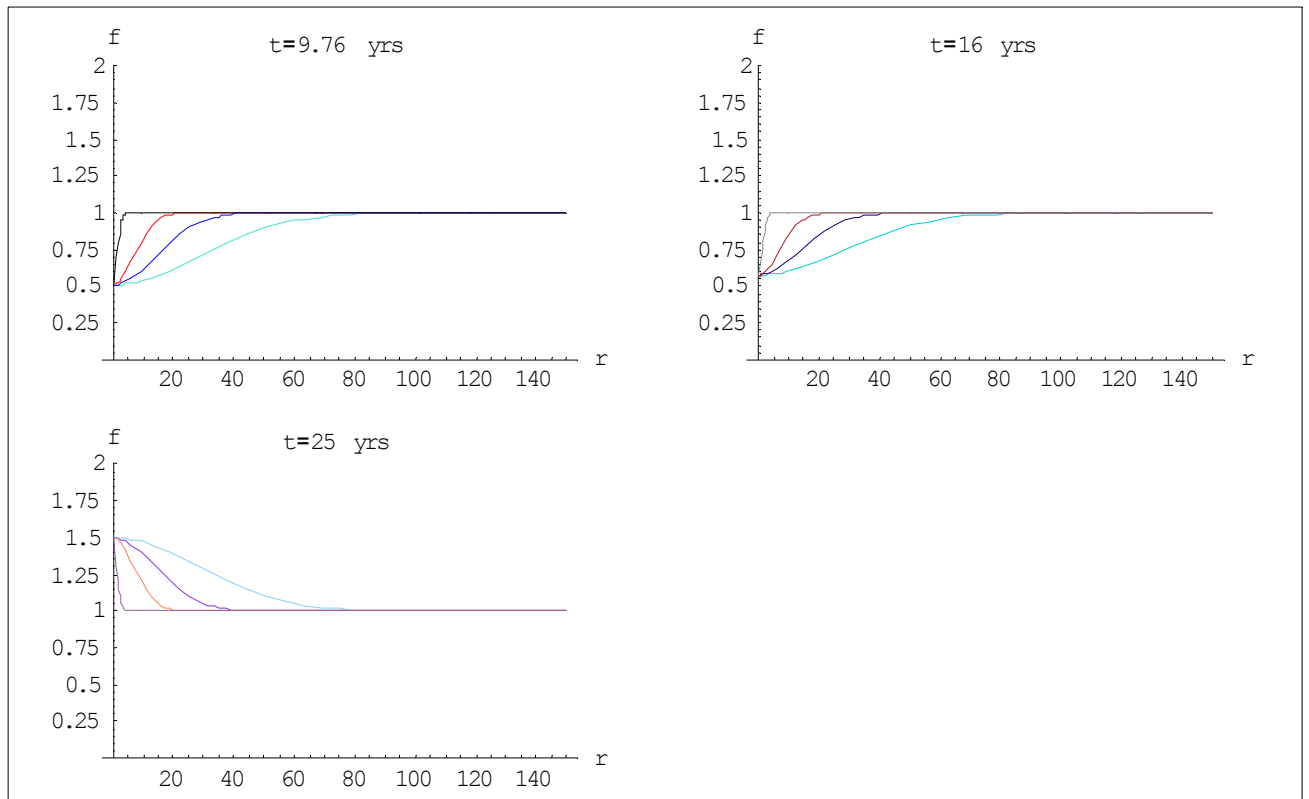


**Εικόνα 9 : Απεικόνιση της εξέλιξης της συνάρτησης  $f(r,t)$  με το χρόνο για τις αποστάσεις  $r=0.05, 1, 10, 50$  AU.**

Στο πρώτο γράφημα, στο οποίο η απόσταση  $r=0.05$  AU βρίσκεται πολύ κοντά στη πηγή, οι καμπύλες ταυτίζονται για όλα τα  $r_m$  που επιλέγουμε. Στο δεύτερο γράφημα η απόσταση  $r=1$  AU βρίσκεται στη περιοχή εκτόξευσης του ανέμου που προέρχεται από το δίσκο. Εδώ παρατηρείται ότι για  $r_m=1$  και  $r_m=5$  οι καμπύλες ταυτίζονται ενώ για τα μεγαλύτερα  $r_m=10$  και  $r_m=20$  οι καμπύλες ταυτίζονται αλλά παρουσιάζουν λίγο μεγαλύτερο πλάτος ταλάντωσης σε σχέση με την γραφική για τα μικρότερα  $r_m$ . Στο τρίτο σχήμα, στο οποίο η απόσταση  $r=10$  AU βρίσκεται εκτός της περιοχής εκτόξευσης των ανέμων, παρατηρούμε ότι όσο αυξάνεται το  $r_m$  αυξάνεται και το πλάτος της ταλάντωσης. Όσο όμως πλησιάζουμε προς μεγαλύτερα  $r_m$  (10, 20) το πλάτος παρουσιάζει μικρότερη αύξηση σε σχέση με τα μικρότερα  $r_m$  (1,5). Στο τελευταίο σχήμα, για απόσταση  $r=50$  AU, παρατηρούμε ότι για  $r_m=1, 5$  η γραφική που προκύπτει είναι ευθεία ενώ για  $r_m=10,20,40$  παρατηρείται ταλάντωση με αυξανόμενο πλάτος όσο αυξάνεται η τιμή του  $r_m$ . Χρησιμοποιούμε και την τιμή  $r_m=40$  για να δείξουμε ότι στις μεγάλες αποστάσεις το  $r_m$  πρέπει να έχει επίσης μεγάλη τιμή για να έχω ταλάντωση.

Από τα παραπάνω γραφήματα συμπεραίνουμε το εξής: η μικρή τιμή του  $r_m$  εξασφαλίζει ότι η περιοδικότητα (ταλάντωση) κυριαρχεί στις μικρές αποστάσεις από την πηγή (από τις οποίες ξεκινά η αστρική εκροή) και εξασθενεί στις μεγάλες αποστάσεις (από τις οποίες ξεκινά η εκροή του δίσκου) μέχρι να σβήσει. Δηλαδή ένα μικρό καθιστά ισχυρό το εκθετικό της συνάρτησης στις μεγάλες αποστάσεις.

Στην επόμενη σειρά γραφημάτων απεικονίζεται η μεταβολή της  $f$  με την απόσταση  $r$  για διαφορετικές χρονικές τιμές μεταβάλλοντας την τιμή του  $r_m$ .



**Εικόνα 10 :** Απεικόνιση της εξέλιξης της συνάρτησης  $f(r,t)$  με το χρόνο για τους χρόνους  $t=9.76, 16, 25$  yrs.

Μελετώντας τις παραπάνω γραφικές παρατηρούμε ότι όσο αυξάνεται το  $r_m(10, 20)$  η  $f(r,t)$  κατευθύνεται ομαλότερα προς την σταθερή τιμή  $f=1$  που σημαίνει ότι σταθεροποιείται σε μεγάλες αποστάσεις. Αντίθετα για μικρά  $r_m(1,5)$  η συνάρτηση αποκτά σε μικρή απόσταση σταθερή τιμή. Αυτό σημαίνει ότι σε δεδομένη χρονική στιγμή η μικρή τιμή του  $r_m$  εξασφαλίζει το περιορισμό της συνάρτησης χρονομεταβλητότητας σε μικρές αποστάσεις.

Οι διαταραχές της ροής γίνονται αντιληπτές παρατηρησιακά με την εμφάνιση συμπυκνωμάτων ροής στον πίδακα που ονομάζονται knots .

Θεωρώντας σταθερές τις παραμέτρους στις τιμές του μοντέλου 5-q02 , δηλαδή  $\ell_B = 2.0, q = 0.2, d = 2.0$ , παίρνουμε τα εξής μοντέλα χρονικής μεταβλητότητας (Matsakos et al.,2009):

Όνομα	$T_{var} / T_K$	Μεταβλητότητα	Τύπος ανέμου
1-S1	1	$V_z$	Αστρικός
2-S10	10	$V_z$	Αστρικός
3-S10 <sup>2</sup>	10 <sup>2</sup>	$V_z$	Αστρικός
4a-S10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	$V_z$	Αστρικός
4b-S10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	$V_z$	Αστρικός



5-S10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	V <sub>z</sub>	Αστρικός
6-X1	1	V <sub>z</sub> & ρ	X - type
7-X10	10	V <sub>z</sub> & ρ	X - type
8-X10 <sup>2</sup>	10 <sup>2</sup>	V <sub>z</sub> & ρ	X - type

Πίνακας 3 : Χρονικά μεταβαλλόμενα αριθμητικά μοντέλα

Οι υπόλοιπες παράμετροι για τους πίδακες που αποτελούνται από δυο είδη εκροών παραμένουν οι ίδιες όπως και στην περίπτωση των αδιατάρακτων μοντέλων.

Στην πρώτη στήλη του παραπάνω πίνακα αναφέρεται το όνομα του μοντέλου, στη δεύτερη η αναλογία της περιόδου χρονικής μεταβλητότητας με την κεπλεριανή περίοδο περιστροφής της ακτίνας του πρωταστέρα, στη τρίτη στήλη δίνεται το μέγεθος που παρουσιάζει χρονική μεταβλητότητα σε κάθε περίπτωση και τέλος στην τέταρτη στήλη αναφέρεται σε ποιο τμήμα του συστήματος εφαρμόζεται η χρονική μεταβλητότητα.

#### 4.4.4 Ενέργεια

Στην μαγνητουδροδυναμική εξίσωση για την ενέργεια θέτουμε το  $\Lambda$  ίσο με  $(\Gamma - \gamma)P(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})$  και  $\gamma = 1.05$ . Αυτή η υπόθεση είναι ισοδύναμη με το να θεωρήσουμε πολυτροπική σχέση πίεσης – πυκνότητας,  $P \propto \rho^\gamma$ , κατά μήκος κάθε γραμμής πεδίου και γίνεται για την εξαγωγή των λύσεων ADO.

Η προσομοίωση της εξέλιξης του πίδακα στο χρόνο γίνεται μέσω του κώδικα PLUTO.

### 5. Ο κώδικας PLUTO

Όπως αναφέραμε θα προσομοιάσουμε τους πίδακες συγκεκριμένων YSOs μέσω του κώδικα PLUTO (Mignone et al., 2007). Οι μονάδες μετρήσεως που χρησιμοποιούμε στο συγκεκριμένο κώδικα είναι οι εξής: σαν μονάδα απόστασης ορίζουμε την αστρονομική μονάδα  $r_0 = 1 AU$  ενώ σαν μονάδα πυκνότητας την ποσότητα  $\rho_0 = 10^{-12} gcm^{-3}$ . Η μονάδα χρόνου είναι  $t_0 = 0.32 y$  ενώ η μονάδα πίεσης είναι  $P_0 = 2.22 dyn cm^{-2}$ . Γενικά αν έχουμε μια φυσική ποσότητα  $U'$  σε μονάδες cgs τότε ισχύει  $U' = U_0 U$  όπου είναι η ποσότητα  $U_0$  που δηλώνει σε τι μονάδες  $U$  του κώδικα αντιστοιχεί η  $U'$ .

Η λειτουργία του συγκεκριμένου προγράμματος συνοπτικά είναι η εξής: αρχικά μέσω του αρχείου definitions.h καθορίζουμε τη φυσική του προβλήματος. Στη συνέχεια μέσω του αρχείου pluto.ini προσδιορίζουμε το τέλος της ολοκλήρωσης ως προς το χρόνο και τέλος με το αρχείο init.c καθορίζουμε τις αρχικές συνθήκες του προβλήματος, τις συνοριακές συνθήκες καθώς και τις αναλυτικές συναρτήσεις που μας δίνονται από τα θεωρητικά μοντέλα.

Αρχικά όσον αφορά τη φυσική του προβλήματος καθορίζουμε τα εξής από το definitions.h: 1) εφαρμογή μαγνητουδροδυναμικών εξισώσεων, 2) κυλινδρική συμμετρία, 3) επίλυση σε δύο διαστάσεις : επειδή θεωρούμε τους πίδακες προβλήματα με αξισυμμετρία ισχύει  $\partial/\partial\phi=0$  οπότε θα ασχοληθούμε με τις συντεταγμένες  $r$  (η συντεταγμένη αυτή εκφράζεται και ως  $\varpi$ ) και  $z$  εφόσον εργαζόμαστε σε κυλινδρικές συντεταγμένες, 4) δεν περιλαμβάνονται ενεργειακές απώλειες λόγω ακτινοβολίας και είσοδος άλλων σωματιδίων.

Στη συνέχεια στο αρχείο προσδιορίζουμε το γεωμετρικό κουτί στο οποίο γίνεται η ολοκλήρωση καθώς, το πότε σταματά η ολοκλήρωση και το χρόνο στον οποίο σώζουμε τα αρχεία που θα μας δώσουν την προσομοίωση σε διάφορες χρονικές στιγμές. Το γεωμετρικό κουτί έχει δυο διαστάσεις: τη  $x_1$  η οποία αντιστοιχεί στη συντεταγμένη  $r$  και τη  $x_2$  η οποία αντιστοιχεί στη συντεταγμένη  $z$ . Επίσης για κάθε διάστημα των που επιλέγουμε να κάνουμε ολοκλήρωση μπορούμε να καθορίσουμε και τον αριθμό των σημείων που θέλουμε μεταξύ αρχικού και τελικού σημείου του διαστήματος. Εδώ θα επιλέξουμε ομογενές πλέγμα.

Η χρονική προσομοίωση των αστέρων γίνεται επιλέγοντας το εξής μοντέλο για όλες τις παρακάτω περιπτώσεις :

$$\begin{aligned} \ell_B &= 0.01 \\ q &= 0.2 \\ d &= 2.0 \end{aligned}$$

Σύμφωνα με τον πίνακα των μοντέλων που έχουμε αναφέρει παραπάνω επιλέξαμε το μοντέλο 12 να έχει τα εξής χαρακτηριστικά : υπάρχει πολύ μικρή συνεισφορά του μαγνητικού πεδίου του αστρικού ανέμου σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο του ανέμου του δίσκου αφού  $\ell_B = 0.01 \Rightarrow B_S = 0.01B_D$  ενώ οι τιμές των  $q$ ,  $d$  δηλώνουν ότι η διαχωριστική επιφάνεια εκροής δίσκου και εκροής άστρου βρίσκεται σχετικά κοντά στον πρωταστέρα.

Με τη χρήση του PLUTO θα προσομοιάσουμε τους εξής αστέρες : RW Auriga , CW Tauri , DG Tauri και HH 30 . Επιλέγουμε τους αστέρες αυτούς επειδή βρίσκονται σε κοντινή απόσταση από τη Γή (περίπου 140 pc) και μπορούμε να τους μελετήσουμε πιο εύκολα. Επίσης οι πίδακες των παραπάνω αστέρων παρουσιάζουν παρόμοιες φυσικές ιδιότητες και μπορούν να προσομοιαστούν με το ίδιο μοντέλο . Στη συνέχεια παραθέτουμε αρχικά παρατηρησιακά δεδομένα και εικόνες των πιδάκων ενώ μετά ακολουθούν οι προσομοιώσεις των πιδάκων τους οποίους επιλέγουμε γιατί παρουσιάζουν πιο έντονη εκπομπή στις γραμμές [SII]. Οι παρατηρήσεις αφορούν την χρονική περίοδο Δεκ. – Ιαν. 1997, προέρχονται από τα τηλεσκόπια Καναδά – Γαλλίας – Χαβάης με τη χρήση του συστήματος PUEO Adaptive Optics και των οργάνων TIGER, OASIS. Τα όργανα αυτά δίνουν πολύ καλή απεικόνιση των πιδάκων με χωρική ανάλυση 15 AU (0.1'') όπως αναφέρεται στο άρθρο των Dougados et al (2002).

## 5.1 RW Auriga

Ο RW Auriga είναι ένα σύστημα που αποτελείται από τρία αστέρια, τα A,B,C. Τα RW Aur A και RW Aur B είναι άστρα στα οποία παρατηρείται προσρόφηση ύλης, όμως η πηγή του πίδακα του συστήματος είναι ο RW Aur A. Τα παρατηρησιακά δεδομένα που έχουμε για τον RW Auriga είναι τα εξής: τα αστέρια A, B έχουν απόσταση  $1.4''$  (195 AU). Ο αστέρας C έχει ανιχνευτεί μόνο στο μήκος κύματος 2  $\mu\text{m}$ . Ο πίδακας του αστέρα RW Aur A, τον οποίο θα προσομοιάσουμε, ονομάζεται HH 229 και είναι ο πίδακας που απομακρύνεται ως προς τον παρατηρητή της Γης. Οι εσωτερικές περιοχές του πίδακα έχουν position angle (PA)  $\sim 130^\circ$  ως προς τον αστέρα με σφάλμα  $2^\circ$ .

Από παρατηρήσεις στις γραμμές [OI]  $\lambda 6363$ , [SII]  $\lambda 6731$  και [SII]  $\lambda 6716$  προκύπτει ότι το πλάτος του πίδακα αυξάνεται από  $0.18''$  (σε απόσταση 56 AU κατά μήκος του άξονα του πίδακα) σε  $0.56''$  (σε απόσταση 700 AU κατά μήκος του άξονα του πίδακα). Το πλάτος του πίδακα παραμένει  $\leq 35$  AU μέχρι απόσταση 420 AU κατά μήκος του άξονα του πίδακα.

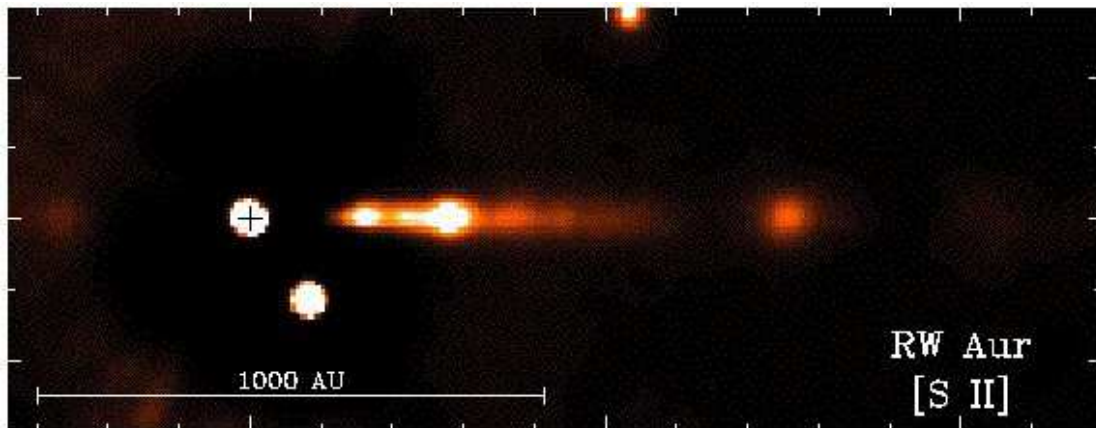
Μορφολογικά ο πίδακας αποτελείται από ένα λαμπρό συνεχές σώμα έως απόσταση  $5''$  (698 AU) και στη συνέχεια διαχωρίζεται σε διακριτά συμπυκνώματα πλάσματος που ονομάζονται knots. Στο συνεχές σώμα του πίδακα υπάρχουν knots τα οποία απέχουν μεταξύ τους περίπου  $1''$  (140 AU) και είναι περισσότερο δυσδιάκριτα σε σχέση με αυτά που βρίσκονται μετά την απόσταση  $5''$ . Η μέγιστη γωνία ανοίγματος του πίδακα είναι  $3.9^\circ$ .

Το συγκεκριμένο σύστημα είναι πάρα πολύ σημαντικό για τη μελέτη της προσρόφησης / εκτίναξης ύλης σε πολλαπλά συστήματα. Ο πίδακας του συστήματος αυτού παρουσιάζει ομοιότητα με αυτόν του DG Tau στο εξής σημείο: οι αναλογίες των γραμμών εκπομπής, στις οποίες λαμβάνουμε εικόνα των πιδάκων, [SII] / [OI] και [NII] / [OI] προέρχονται από ίδιου τύπου κρουστικό κύμα και στις δυο περιπτώσεις (jump - type shock).

Η κλίμακα χρονικής μεταβλητότητας του πίδακα είναι 1 έως 10 έτη. Επίσης παρουσιάζει και έναν αντί - διαμετρικό πίδακα.

Εκτός από τα παραπάνω οι πίδακες του συστήματος αυτού παρουσιάζουν και μια σημαντική ιδιομορφία: οι ταχύτητες εκτίναξης παρουσιάζουν ασυμμετρία δεδομένου ότι προέρχονται και οι δυο από την ίδια πηγή. Συγκεκριμένα ο πίδακας που κινείται προς την κατεύθυνση της Γης έχει ακτινική ταχύτητα 190 Km/s ενώ ο πίδακας που απομακρύνεται έχει ακτινική ταχύτητα 100 – 110 Km/s.

Για να προσομοιάσουμε το συγκεκριμένο πίδακα θα χρησιμοποιήσουμε την εικόνα εκπομπής στη γραμμή [SII] από το άρθρο των Dougados, C., Cabrit, S. et al., *Astron. Astrophys.* 357, L61 – L64 (2000):



Εικόνα 11 : Απεικόνιση του πίδακα RW Aur στις γραμμές εκπομπής [S II ] λ6731, λ6716

Θα προσπαθήσουμε με βάση τον κώδικα να βρούμε τις κατάλληλες συνθήκες για τις οποίες εμφανίζονται τα knots θέσεις που βλέπουμε την εκπομπή. Θα προσομοιάσουμε τα τρία πρώτα knots τα οποία αποτελούν το κύριο σώμα του πίδακα.

Σύμφωνα με την παραπάνω εικόνα τα knots βρίσκονται στις εξής προβαλλόμενες αποστάσεις  $z_{proj}$  από την πηγή (τις οποίες παραθέτουμε σε δευτερόλεπτα τόξου και σε AU) :

Knot	$z_{proj}$ ( AU )	$z_{real}$ ( AU )	$r$ ( AU )
1	251 (1.8")	350	35
2	390 (2.8")	542	40
3	545 (3.9")	779	60

Θεωρώντας γωνία  $i = 44^\circ$  ( inclination angle), από το άρθρο των Lopez – Martin et al. (2003) , μεταξύ επιπέδου ουρανού και επιπέδου κίνησης πίδακα παίρνουμε τις πραγματικές αποστάσεις  $z_{real}$  μεταξύ των knots από τη σχέση  $z_{proj} = z_{real} \times \cos i$  .

Η απόσταση  $r$  μετράει το άνοιγμα του πίδακα σε σχέση με τον άξονα των  $z$  .

Την καλύτερη προσομοίωση του πίδακα την πετυχαίνουμε για  $period = 0.0005$  ,  $range = 12$  ,  $percentage = 0.5$  στο χρόνο  $t_{PL} = 61$  . Οι τέσσερις αυτοί παράμετροι αναφέρονται σε μονάδες κώδικα . Για να βγάλουμε κάποια συμπεράσματα πρέπει να τις μετατρέψουμε σε φυσικά μετρήσιμες ποσότητες .Αυτό γίνεται ως εξής : η μονάδα μέτρησης χρόνου στον κώδικα είναι  $0.32 \text{ yrs}$  . Επίσης λόγω του τρόπου με τον οποίο έχουμε επιλέξει να σώζουμε τα αρχεία διαιρούμε το χρόνο  $63$  με το δυο οπότε  $t_{PL} = 30.5$  . Άρα  $t_{real} = 30.5 \times 0.32 \text{ yrs} = 9.76 \text{ yrs}$  . Από την παράμετρο  $period$  μπορώ να βρω κάθε πότε έχω knot ως εξής :

το  $\sin \left( \frac{2\pi t}{T_{var}} \right)$  που αναφέραμε στην θεωρία της χρονικής προσομοίωσης στον κώδικα γράφεται  $\sin ( period * \omega * t )$  . Το μέγεθος παίρνει σταθερή τιμή

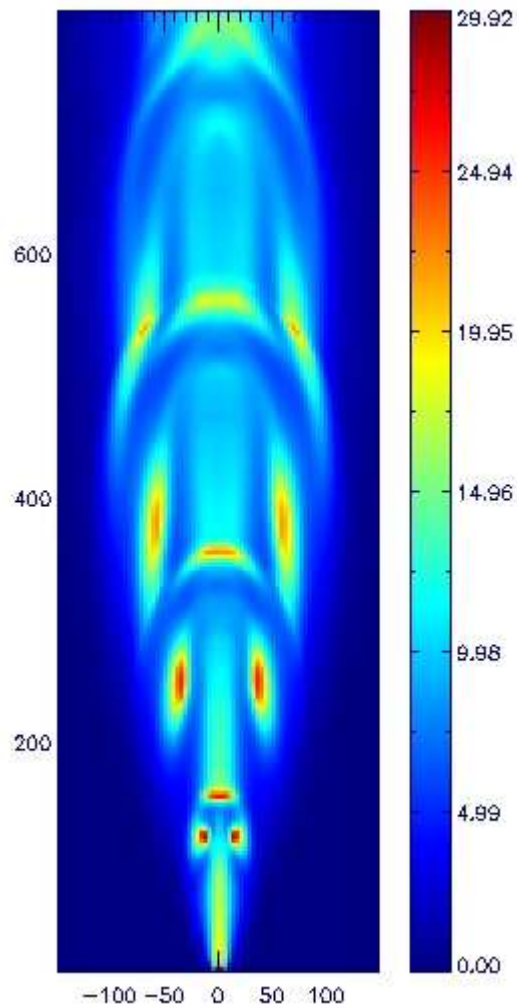
ίση με 2000 . Για να βρούμε κάθε πότε έχουμε δημιουργία knot εξισώνουμε το όρισμα  $period * \omega * t$  με το  $2\pi$  στο οποίο έχει ολοκληρωθεί μια περίοδος . Άρα  $0.0005 \times 2000 \times t = 2\pi \rightarrow t = 6.28$  σε μονάδες κώδικα οπότε  $t_{period} = 6.28 \times 0.32 = \mathbf{2.01 \text{ yrs} \approx 2 \text{ yrs}}$  . Άρα η περίοδος που δημιουργείται το knot είναι 2 yrs .

Το μέγεθος range καθορίζει το άνοιγμα του πίδακα στο κουτί προσομοίωσης και είναι 12 AU εκατέρωθεν του άξονα του πίδακα . Επίσης αναφέρουμε πως παρατηρήσεις δείχνουν την εκπεμπόμενη ακτινοβολία-λαμπρότητα . Το μέγεθος που συνδέεται με την ακτινοβολία είναι η θερμοκρασία  $T$  η οποία δίνεται από το μέγεθος πίεση/πυκνότητα ( $pr / \rho$ ) . Αυτό το μέγεθος θα προσομοιάσουμε θα δούμε τη θέση των knots .

Η προσομοίωση που κάνουμε μας δίνει τα knots στις εξής θέσεις :

Knot	$z_{proj}$ ( AU )	$z_{real}$ ( AU )
1	251 (1.8")	350
2	395 (2.8")	550
3	568 (4.07")	790

Η προσομοίωση αυτή είναι η εξής :

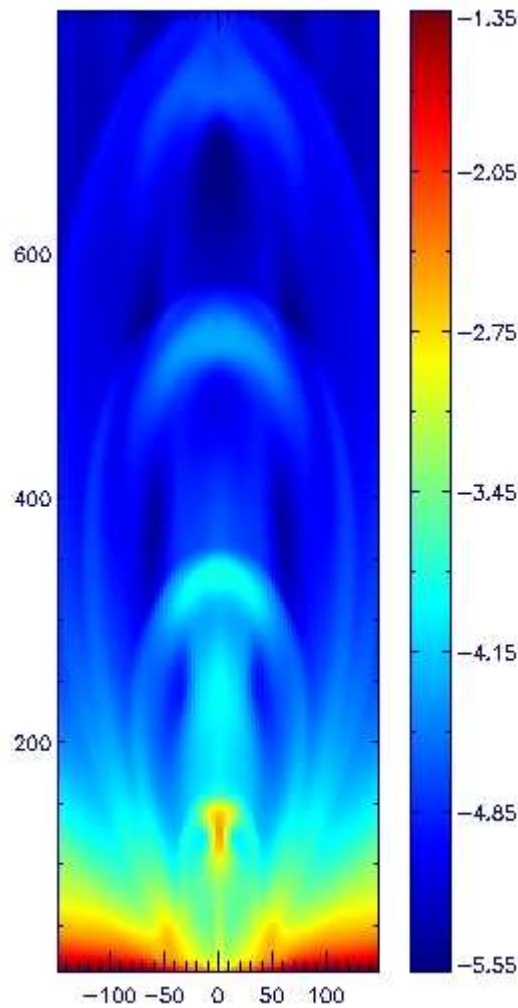


**Εικόνα 12 : Προσομοίωση της θερμοκρασίας του πίδακα HH 229 του αστέρα RW Auriga**

Το κουτί προσομοίωσης έχει διαστάσεις πλέγματος  $0 \leq r \leq 150$  και  $10 \leq z \leq 800$  με διαχωρισμό 40 σημείων για τη διάσταση  $r$  και 240 σημείων για τη διάσταση  $z$  (σε μονάδες AU).

Σε όλες τις προσομοιώσεις που θα δούμε ο κατακόρυφος άξονας δίνει τις τιμές  $z$  ενώ ο οριζόντιος τις τιμές  $r$ .

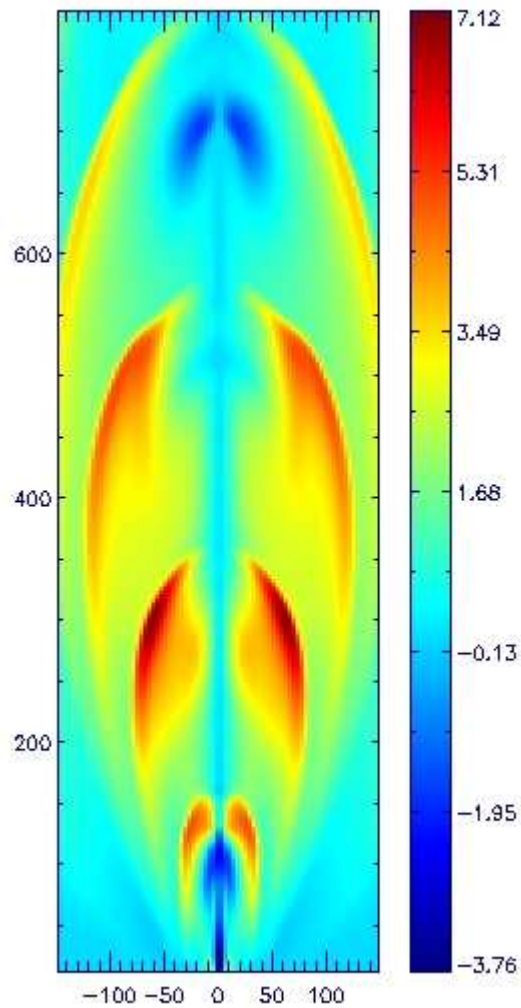
Η προσομοίωση της πυκνότητας απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα :



**Εικόνα 13 : Προσομοίωση του δεκαδικού  
λογαριθμού της πυκνότητας του πίδακα HH 229**

Στη συνέχεια θα προσομοιάσουμε την ακτινική ταχύτητα και την ταχύτητα κατά μήκος του άξονα  $z$ . Οι τιμές που βγάζουμε για τις ταχύτητες προκύπτουν ως εξής: οι χρωματισμένες περιοχές αντιστοιχούν σε κάποιες τιμές της ταχύτητας σε μονάδες κώδικα. Πολλαπλασιάζουμε αυτές τις τιμές με  $14.9 \text{ Km/s}$  οπότε προκύπτουν οι πραγματικές τιμές των ταχυτήτων. Οι ταχύτητες  $V_r, V_z$  είναι οι ταχύτητες που προκύπτουν από τον κώδικα PLUTO όπως τις βλέπει ένας παρατηρητής που βρίσκεται στο επίπεδο  $r - z$ . Για να συμπίπτουν οι  $V_z$  με τις παρατηρούμενες τιμές ταχυτήτων για τους πίδακες που προσομοιάσαμε πρέπει να τις πολλαπλασιάσουμε με  $\cos i$  όπου  $i$  η γωνία που σχηματίζει το επίπεδο κίνησης του πίδακα με το επίπεδο του ουρανού (inclination angle).

. Όσον αφορά την ακτινική ταχύτητα η προσομοίωση δίνει την εξής εικόνα :



**Εικόνα 14 : Προσομοίωση της ακτινικής ταχύτητας της εκροής από τον πίδακα HH 229 του αστέρα RW Auriga**

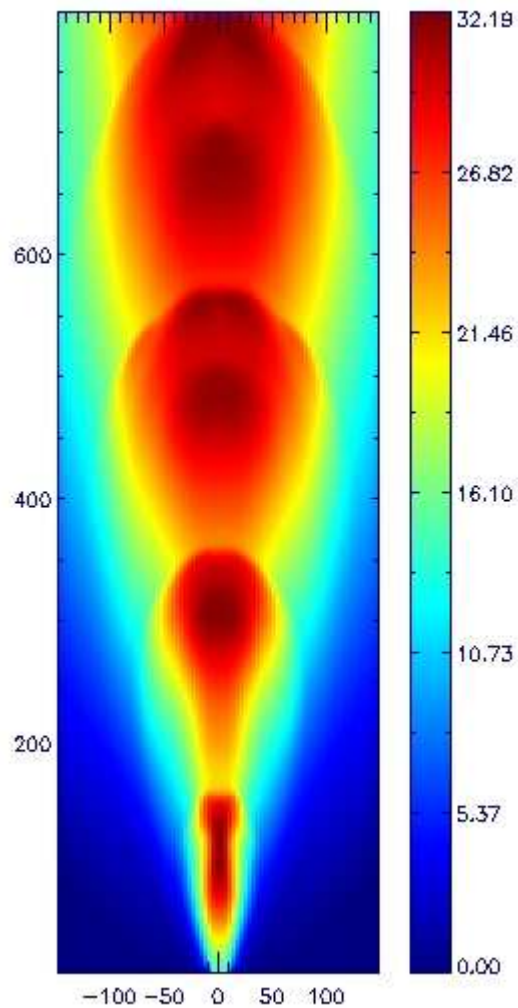
Για τα knots του RW Aur έχουμε τις εξής τιμές :

Knot z = 350 AU	
r ( AU )	$V_r$ ( Km/s )
0 – 50	4.92 , 52.00
50 – 100	38.59
100 – 150	52.00 , 58.86 , 25.03
Knot z = 550 AU	
r ( AU )	$V_r$ ( Km/s )
0 – 50	4.92 , 11.62
50 – 100	45.03 , 18.33
100 – 150	45.3 , 38.59 , 31.89
Knot z = 790 AU	



$r$ (AU)	$V_r$ (Km/s)
0 – 50	4.92
50 – 100	4.92
100 – 150	11.62

Η δεύτερη ταχύτητα που θα προσομοιάσουμε είναι η ταχύτητα κατά μήκος του άξονα z. Η προσομοίωση μας δίνει την εξής εικόνα :



**Εικόνα 15 : Προσομοίωση της ταχύτητας κατά μήκος του άξονα συμμετρίας της εκροής από τον πίδακα HH 229 του αστέρα RW Auriga**

Οι τιμές της παραπάνω ταχύτητας στα knots είναι οι εξής :

Knot z = 350 AU	
r ( AU )	V <sub>z</sub> ( Km/s )
0 – 50	438.21 , 299.79
50 – 100	239.89
100 – 150	179.99 , 139.91
Knot z = 550 AU	
r ( AU )	V <sub>z</sub> ( Km/s )
0 – 50	458.92
50 – 100	338.98 , 299.79
100 – 150	259.86 , 199.96
Knot z = 790 AU	
r ( AU )	V <sub>z</sub> ( Km/s )
0 – 50	458.92
50 – 100	417.05 , 358.2
100 – 150	299.79 , 259.89

## 5.2 CW Tauri

Παρατηρήσεις του πίδακα του συγκεκριμένου πρωταστέρα έγιναν για πρώτη φορά από τον Gomez de Castro το 1993 στις γραμμές εκπομπής [SII] και [NII] . Σε μεταγενέστερες εργασίες πάρθηκαν εικόνες υψηλότερης ανάλυσης στις γραμμές εκπομπής [SII] και [OI] με βάση τις οποίες θα γίνει η προσομοίωση του συγκεκριμένου πίδακα.

Τα παρατηρησιακά δεδομένα που έχουμε είναι τα εξής: κατά αρχήν παρατηρείται μια υψηλά εστιασμένη συνεχόμενη εκροή η οποία καταλήγει σ' ένα knot ισχυρής εκπομπής . Επίσης υπάρχει ένας αντί – διαμετρικός πίδακας του οποίου το πλάτος δε μπορεί να μετρηθεί λόγω του ακανόνιστου σχήματός του. Ο πίδακας του αστέρα CW Aur A, τον οποίο θα προσομοιάσουμε, ονομάζεται HH 220 και είναι ο πίδακας που απομακρύνεται από τον αστέρα. Οι εσωτερικές περιοχές του πίδακα έχουν position angle (PA) ~ 144 ° ως προς τον αστέρα με σφάλμα 2 °.

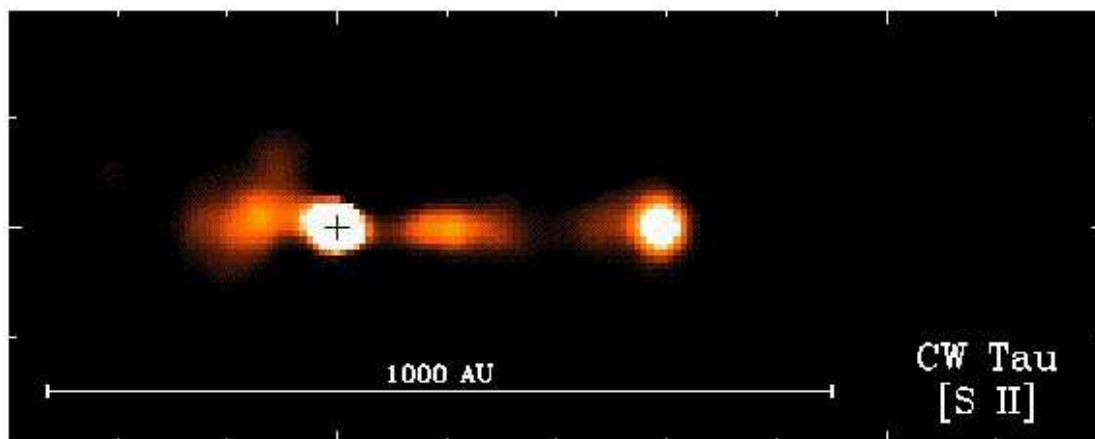
Από παρατηρήσεις στις γραμμές [SII] λ6731 και [SII] λ6716 προκύπτει ότι το πλάτος του πίδακα αυξάνεται από 0.22'' (σε απόσταση 56 AU κατά μήκος του άξονα του πίδακα) σε 0.35'' (σε απόσταση 400 AU κατά μήκος του άξονα του πίδακα). Η μέγιστη γωνία ανοίγματος του πίδακα είναι 3.3 ° . Το κυρίως σώμα του πίδακα του CW Tau δεν ανιχνεύεται στη γραμμή [OI].

Η κλίμακα χρονικής μεταβλητότητας του πίδακα είναι από 1 έως 10 έτη . Η γωνία  $i$  είναι 36 ° .

Σύμφωνα με το άρθρο Astron.Astroph., 35, L61-L64 τα knots βρίσκονται στις εξής θέσεις:

Knots	Z ( arcsecs )	z ( AU )	r ( AU )
1	1	140	56
2	2.7	377	70

που προκύπτουν από την παρακάτω εικόνα:

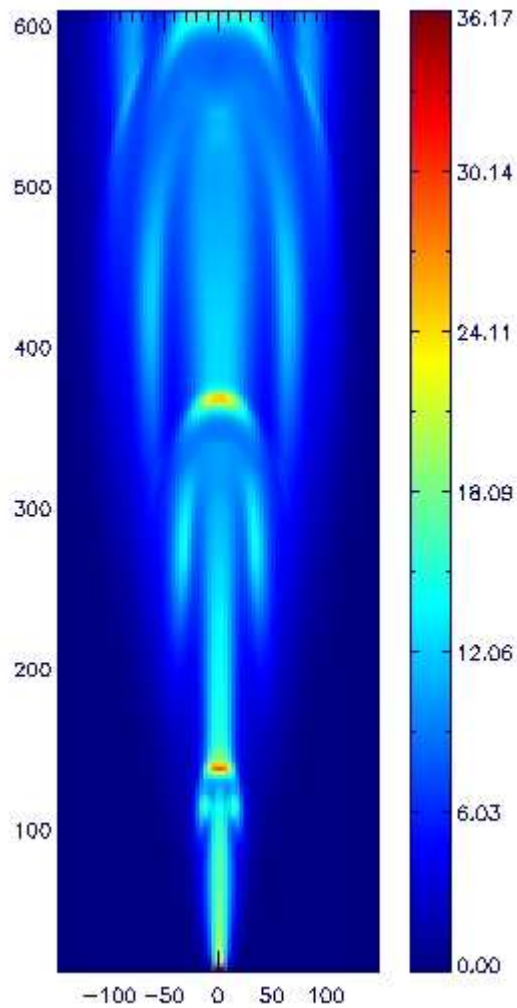


Εικόνα 16 : Ο πίδακας του CW Tauri όπως φαίνεται από παρατηρήσεις στη γραμμή [ S II ] λ6731 □ λ6716 .

Η καλύτερη προσομοίωση προκύπτει για  $period=0.00045$   $range=12$   $percentage=0.5$  στο χρόνο  $t_{PL} = 40$ , απεικονίζει τα knots στις εξής θέσεις:

Knot	$Z_{proj}$ (AU)	$Z_{real}$ (AU)
1	146 (1.05")	180
2	372 (2.7")	460

και φαίνεται στην παρακάτω εικόνα :

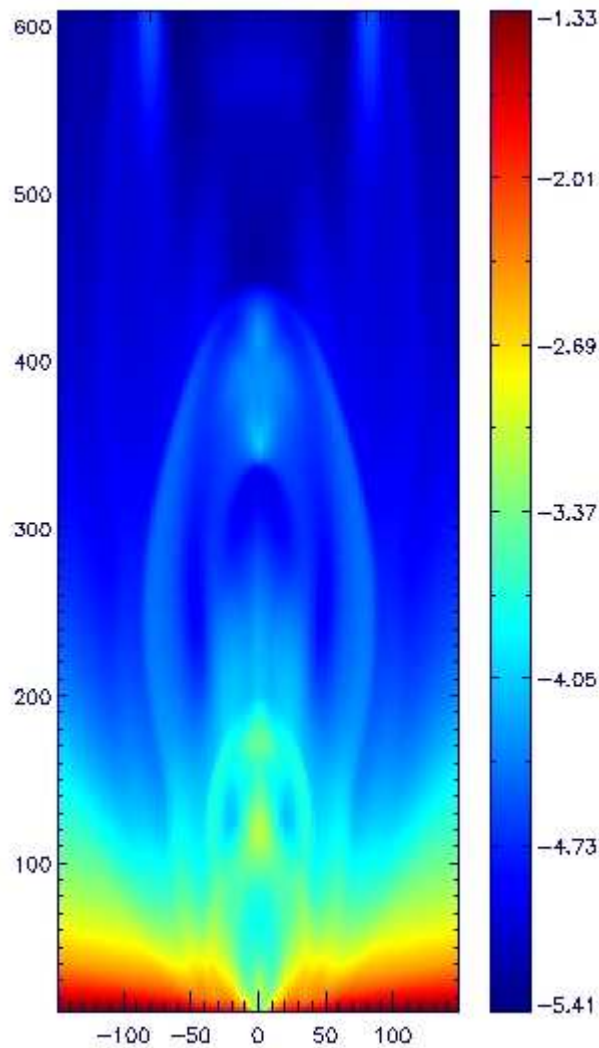


**Εικόνα 17 : Προσομοίωση της θερμοκρασίας του πίδακα HH 220 του αστέρα CW Tauri**

Το κουτί προσομοίωσης έχει διαστάσεις πλέγματος  $0 \leq r \leq 150$  και  $10 \leq z \leq 610$  με διαχωρισμό 40 σημείων για τη διάσταση  $r$  και 240 σημείων για τη διάσταση  $z$  (σε μονάδες AU).

Ακολουθώντας την διαδικασία μετατροπής του χρόνου σε πραγματικό χρόνο το 65 διαιρείται με το 2 και το νόμμερο που προκύπτει πολ/ται με 0.32 οπότε προκύπτει πως ο χρόνος προσομοίωσης είναι  $t_{real} = 6.4$  yrs. Επίσης έχουμε εμφάνιση των knots κάθε  $t_{period} = 2.23$  yrs.

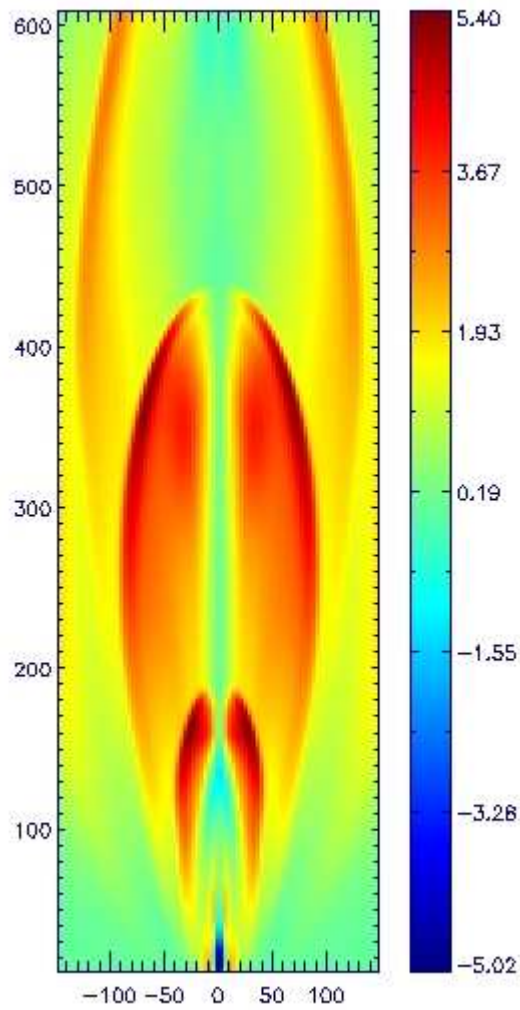
Η προσομοίωση της πυκνότητας απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα :



**Εικόνα 18 : Προσομοίωση του δεκαδικού  
λογάριθμου της πυκνότητας του πίδακα HH 220**

Στη συνέχεια παραθέτουμε τις ακτινικές ταχύτητες και τις ταχύτητες κατά μήκος του άξονα z που προκύπτουν από την προσομοίωση του PLUTO και τις συγκρίνουμε με παρατηρούμενες τιμές. Οι τιμές των ταχυτήτων βρίσκονται ως εξής : παρατηρούμε ποια χρώματα κυριαρχούν στο κάθε κητ της προσομοίωσης, στη συνέχεια βλέπουμε από τη γραμμή αναφοράς τι τιμή του κώδικα αντιστοιχεί σε κάθε χρώμα και πολλαπλασιάζουμε αυτή τη τιμή με τη μονάδα ταχύτητας του κώδικα, που είναι 14.9 Km/s, ώστε να προκύψει πραγματική τιμή.

Όσον αφορά την ακτινική ταχύτητα του πίδακα η προσομοίωση δίνει την εξής εικόνα :



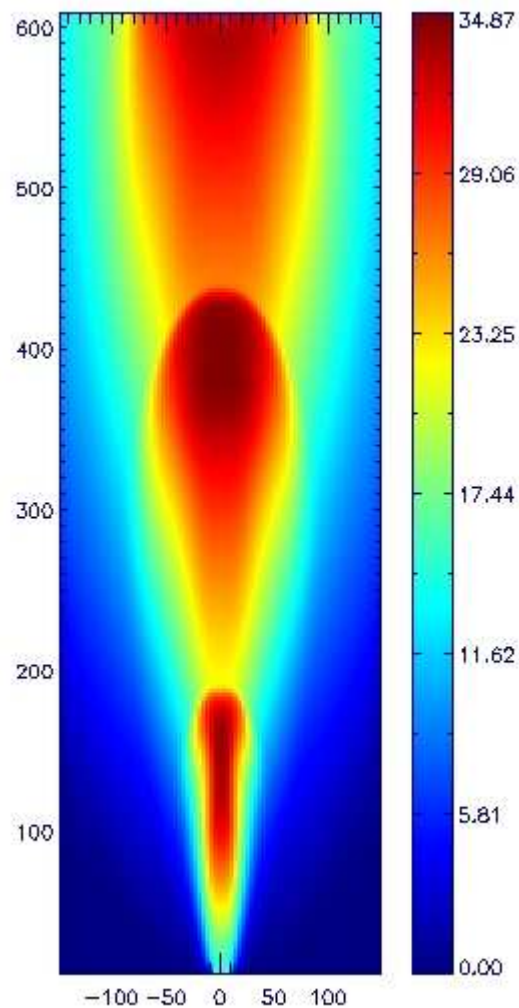
**Εικόνα 19 : Προσομοίωση της ακτινικής ταχύτητας της εκροής από τον πίδακα HH 220 του αστέρα CW Tauri**

Από αυτή προκύπτουν οι εξής τιμές για τις ταχύτητες :

Knot $z = 180$ AU	
$r$ (AU)	$V_r$ (Km/s)
0 – 50	61.24 , 28.75

50 – 100	35.31 , 28.67 , 41.72
100 – 150	15.79, 22.35, 9.39
Knot z = 460 AU	
r ( AU )	V <sub>r</sub> ( Km/s )
0 – 50	15.79 , 9.39
50 – 100	22.35 , 15.79
100 – 150	35.31 , 22.35 , 28.75

Εν συνεχεία παραθέτουμε την προσομοίωση που αφορά την ταχύτητα  $V_z$  που έχει την ίδια κατεύθυνση με τον άξονα z :



**Εικόνα 20 : Προσομοίωση της ταχύτητας κατά μήκος του άξονα συμμετρίας της εκροής από τον πίδακα HH 220 του αστέρα CW Tauri.**

Από αυτή προκύπτουν οι εξής τιμές για τη συγκεκριμένη ταχύτητα :

Knot z = 180 AU	
r ( AU )	V <sub>z</sub> ( Km/s )
0 – 50	454.89 , 346.43 , 194.89
50 – 100	194.89 , 151.53
100 – 150	108.32 , 64.96
Knot z = 460 AU	
r ( AU )	V <sub>z</sub> ( Km/s )
0 – 50	497.96 , 454.89
50 – 100	454.89 , 324.82
100 – 150	281.61 , 194.81

### 5.3 DG Tauri

Η παρουσία εστιασμένης εκροής στο συγκεκριμένο πρωτοαστέρα αναφέρθηκε για πρώτη φορά στο άρθρο των Mundt & Fried, 1983. Η παρουσία του έγινε γνωστή μέσω της μεθόδου παρατήρησης long – slit spectroscopy . Ο πίδακας του αστέρα DG Tau, τον οποίο θα προσομοιάσουμε , ονομάζεται HH 158 και είναι ο πίδακας που απομακρύνεται από τον αστέρα . Οι εσωτερικές περιοχές του πίδακα έχουν position angle (PA) ~ 122 ° .

Σ ‘ αυτό τον πίδακα εμφανίζονται τέσσερα knots μετά τα 2.5 ‘‘ (απόσταση που αντιστοιχεί σε 350 AU) . Επίσης παρατηρήσεις στη γραμμή εκπομπής [OI] επιβεβαίωσαν τη μορφολογία πίδακα της εκροής. Ειδικό ενδιαφέρον παρουσιάζει η μορφολογία του knot που βρίσκεται στα 3.3 ‘‘ (461 AU) καθώς παραπέμπει στην ύπαρξη τοξοειδούς κρουστικού κύματος (bow – shock morphology).

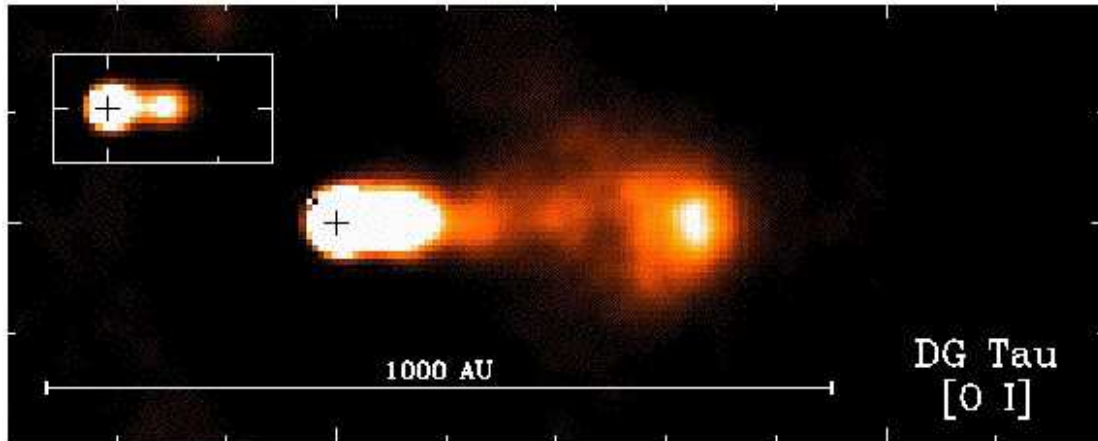
Ο πίδακας του DG Tau εμφανίζει αρκετά πιο διαταραγμένη ροή σε σχέση με τους πίδακες των RW Aur, CW Tau. Στις εσωτερικές τους περιοχές όμως οι πίδακες των τριών αστέρων παρουσιάζουν παρόμοια δομή. Το πλάτος του πίδακα αυξάνεται από 25 AU (0.21 ‘‘), για απόσταση από την πηγή z = 56 AU, σε 175 AU (1.25 ‘‘) για z = 335 AU. Γενικά μετά τις 90 AU η διαταραχή του πίδακα είναι πιο ισχυρή λόγω σχηματισμών όπως τα bow – shock wings οπότε οι εκτιμήσεις για το πλάτος του είναι λιγότερο αξιόπιστες για αυτές τις αποστάσεις από την πηγή.

Στο σύνολό της η μορφή του πίδακα απαρτίζεται από πολλά knots ( knotty morphology). Το εξώτατο knot, που βρίσκεται στις 461 AU (3.3‘‘) και έχει πλάτος περίπου 70 AU έχει ξεκάθαρα μορφή τοξοειδούς κρουστικού κύματος.

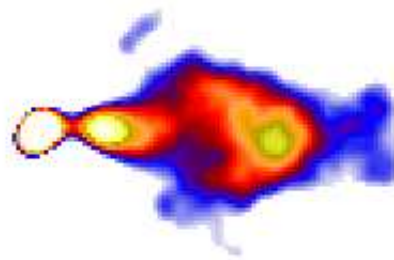
Όσον αφορά την κινηματική δομή του πίδακα παρατηρείται κατανομή ταχυτήτων με μορφή “κρεμμυδιού” (onion – like kinematic structure) με τη συνιστώσα υψηλών ταχυτήτων (High Velocity Component – HVC), με τιμές 300 – 400 Km/s, στις εσωτερικές περιοχές του πίδακα και τη συνιστώσα χαμηλών ταχυτήτων (Low Velocity Component – LVC), με τιμές 150 – 200 Km/s, στις εξωτερικές περιοχές του πίδακα.



Από την εικόνα 2 στη γραμμή [SII] του άρθρου Dougados et al ., Astro.Astroph. 357, L61 – L64 ( 2000 )



Εικόνα 21 : Απεικόνιση του πίδακα του αστέρα DG Tauri στη γραμμή [OI]λ6300 .



Εικόνα 22 : Χάρτης εκπομπής του πίδακα του αστέρα DG Tauri στη γραμμή [SII]λ6716,λ6731 .

και από το άρθρο Lect.Notes Phys. 742 , 105 – 121 ( 2008 ) παίρνουμε τις πληροφορίες που δίνουν οι παρατηρήσεις για τη θέση των knots οι οποίες είναι οι εξής :

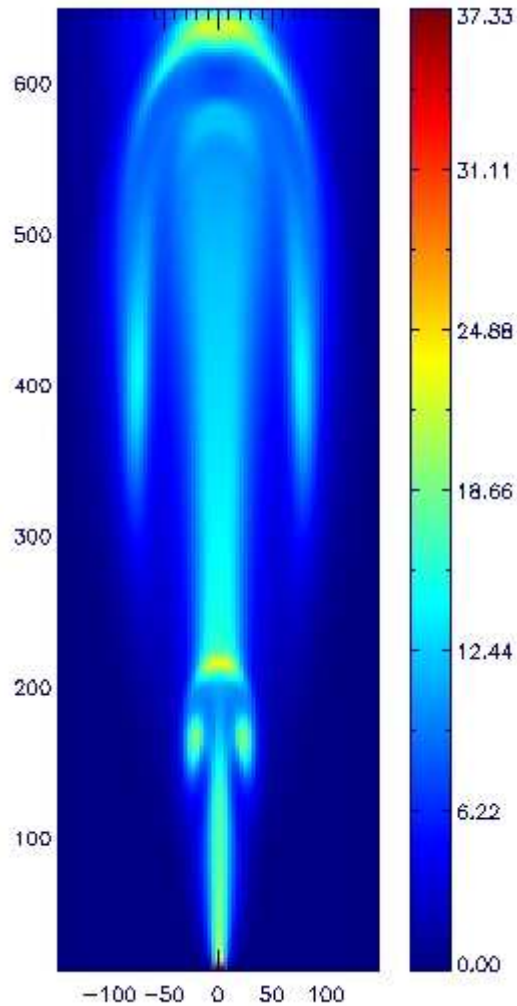
Knot	$z_{proj}$ ( AU )	$z_{real}$ ( AU )	$r$ ( AU )
1	140 (1'')	209	45
2	460 (3.3'')	688	70

Η γωνία  $i$  είναι  $48^\circ$  ( Raga et al., 2001 ).

Η προσομοίωση του PLUTO για τον DG Tau δίνει τα knots στις εξής θέσεις :

Knot	$z_{\text{proj}}$ (AU)	$z_{\text{real}}$ (AU)
1	140 (1")	210
2	428 (3.07")	640

και την εξής εικόνα :



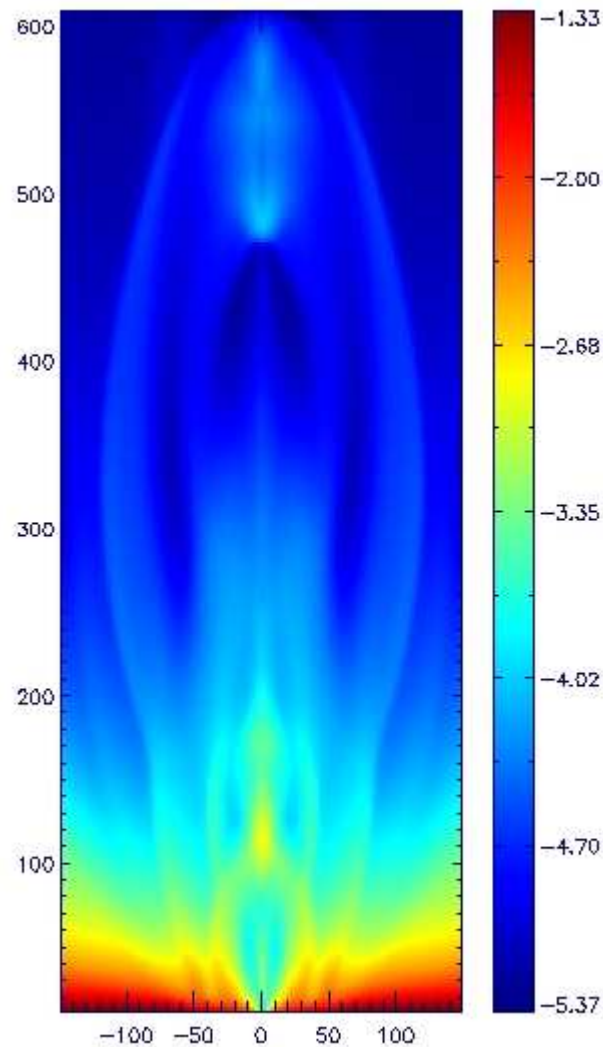
**Εικόνα 23 : Προσομοίωση της θερμοκρασίας του πίδακα HH 158 του αστέρα DG Tauri**

Στην προσομοίωση του DG Tau χρησιμοποιείται το ίδιο πλέγμα με την προσομοίωση του CW Tau με τη διαφορά ότι η προσομοίωση όσον αφορά τον άξονα  $z$  σταματά στις 650 AU .

Η παραπάνω προσομοίωση προκύπτει θέτοντας στον κώδικα :  $\text{period} = 0.00025$  ,  $\text{range} = 12$  ,  $\text{percentage} = 0.5$  σε χρόνο κώδικα  $t_{\text{PL}} = 65$  . Ακολουθώντας τη διαδικασία που περιγράψαμε στον RW Aur προκύπτει ότι η προσομοίωση γίνεται σε χρόνο  $t_{\text{real}} = 10.4 \text{ yrs}$  και ότι η

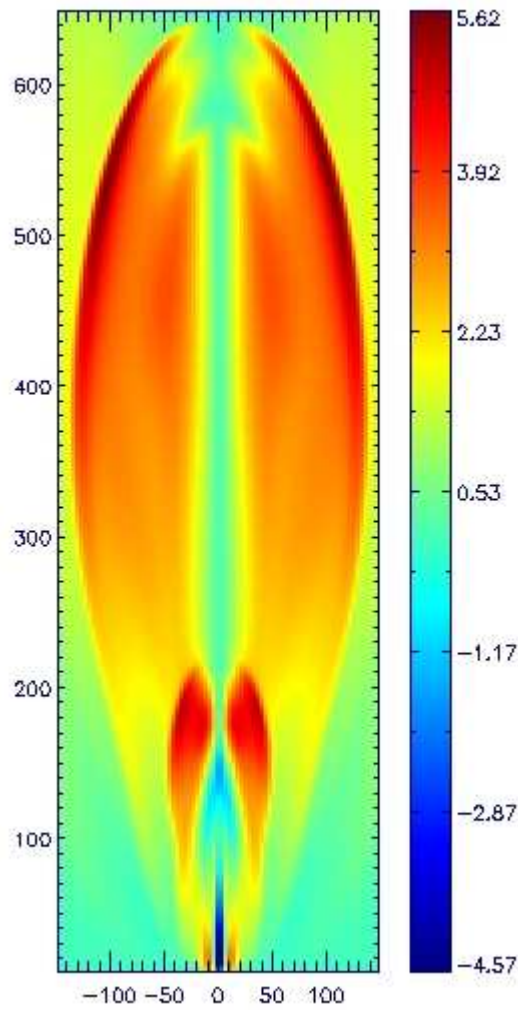
περιοδικότητα με την οποία εμφανίζονται τα knots είναι  $t_{\text{period}} = 4.02$  yrs  $\approx 4$  yrs.

Η προσομοίωση της πυκνότητας φαίνεται στην παρακάτω εικόνα:



Εικόνα 24 : Προσομοίωση του δεκαδικού λογάριθμου της πυκνότητας του πίδακα HH 158

Όσον αφορά την ακτινική ταχύτητα η προσομοίωση του PLUTO δίνει την παρακάτω εικόνα :

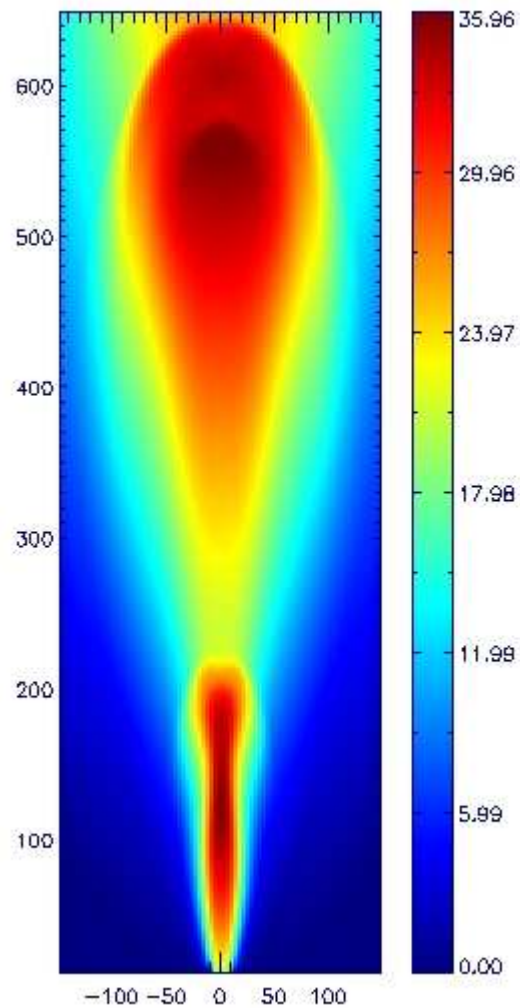


**Εικόνα 25 :** Προσομοίωση της ακτινικής ταχύτητας της εκροής από τον πίδακα HH 158 του αστέρα DG Tauri

Από αυτή προκύπτουν οι εξής τιμές για τις ακτινικές ταχύτητες :

Knot z = 640 AU	
r ( AU )	$V_r$ ( Km/s )
0 – 50	- 4.77
50 – 100	26.97 , 14.3 , 7.9
100 – 150	20.56
Knot z = 210 AU	
r ( AU )	$V_r$ ( Km/s )
0 – 50	-4.77, 33.23
50 – 100	33.23
100 – 150	26.97, 14.3

Η προσομοίωση της ταχύτητας κατά τον άξονα z δίνεται από την εξής εικόνα :

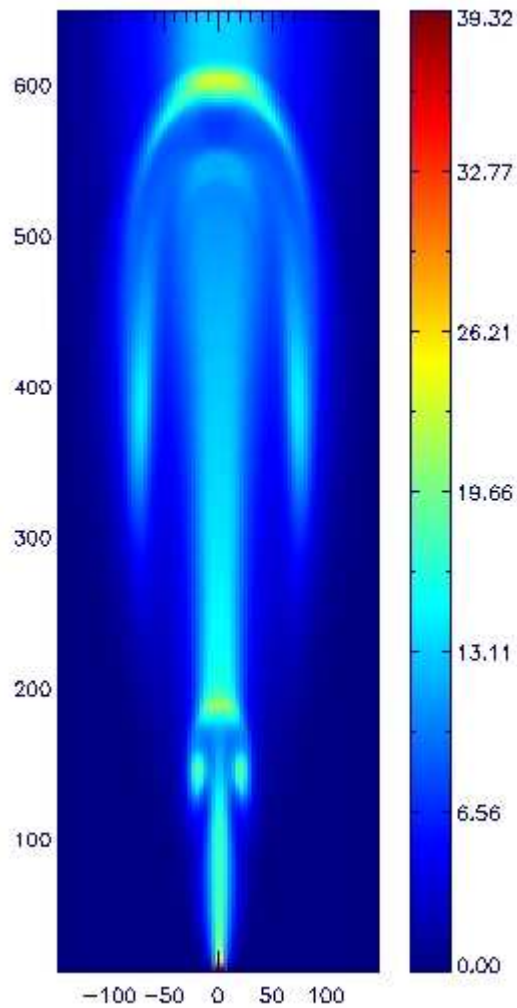


**Εικόνα 26 : Προσομοίωση της ταχύτητας κατά μήκος του άξονα συμμετρίας της εκροής από τον πίδακα HH 158 του αστέρα DG Tauri**

Από την προσομοίωση προκύπτουν οι εξής ταχύτητες κατά μήκος του άξονα  $z$  :

Knot $z = 210$ AU	
$r$ ( AU )	$V_z$ ( Km/s )
0 – 50	424.2 , 334.8 , 201.00
50 – 100	145.13
100 – 150	66.9
Knot $z = 640$ AU	
$r$ ( AU )	$V_z$ ( Km/s )
0 – 50	491.1, 468.75
50 – 100	468.75
100 – 150	334.8 , 290.25 , 267.9 , 201.00

Για το εξωτερικό knot έχει αναφερθεί proper motion  $\sim 194 \pm 20$  Km/s . Θεωρώντας τη χρονική στιγμή  $t_{PL} = 63$  που αντιστοιχεί σε πραγματικό χρόνο 10.08 yrs έχουμε την εξής προσομοίωση :



**Εικόνα 27 : Προσομοίωση της θερμοκρασίας του πίδακα HH 158 του αστέρα DG Tauri σε διαφορετική χρονική στιγμή για την εύρεση της proper motion του εξωτερικού knot.**

Τα knots που περιγράψαμε έχουν μετακινηθεί κατά 40 AU σε διάστημα  $\Delta t_{\text{real}} = 10.48 - 10.08 = 0.32 \text{ yrs}$ . Άρα προκύπτει ότι η proper motion του εξωτερικού knot είναι **584 Km/s**. Λαμβάνοντας υπόψιν και τη γωνία  $i$  η προβαλλόμενη proper motion για αυτό το knot είναι **391 Km/s**.

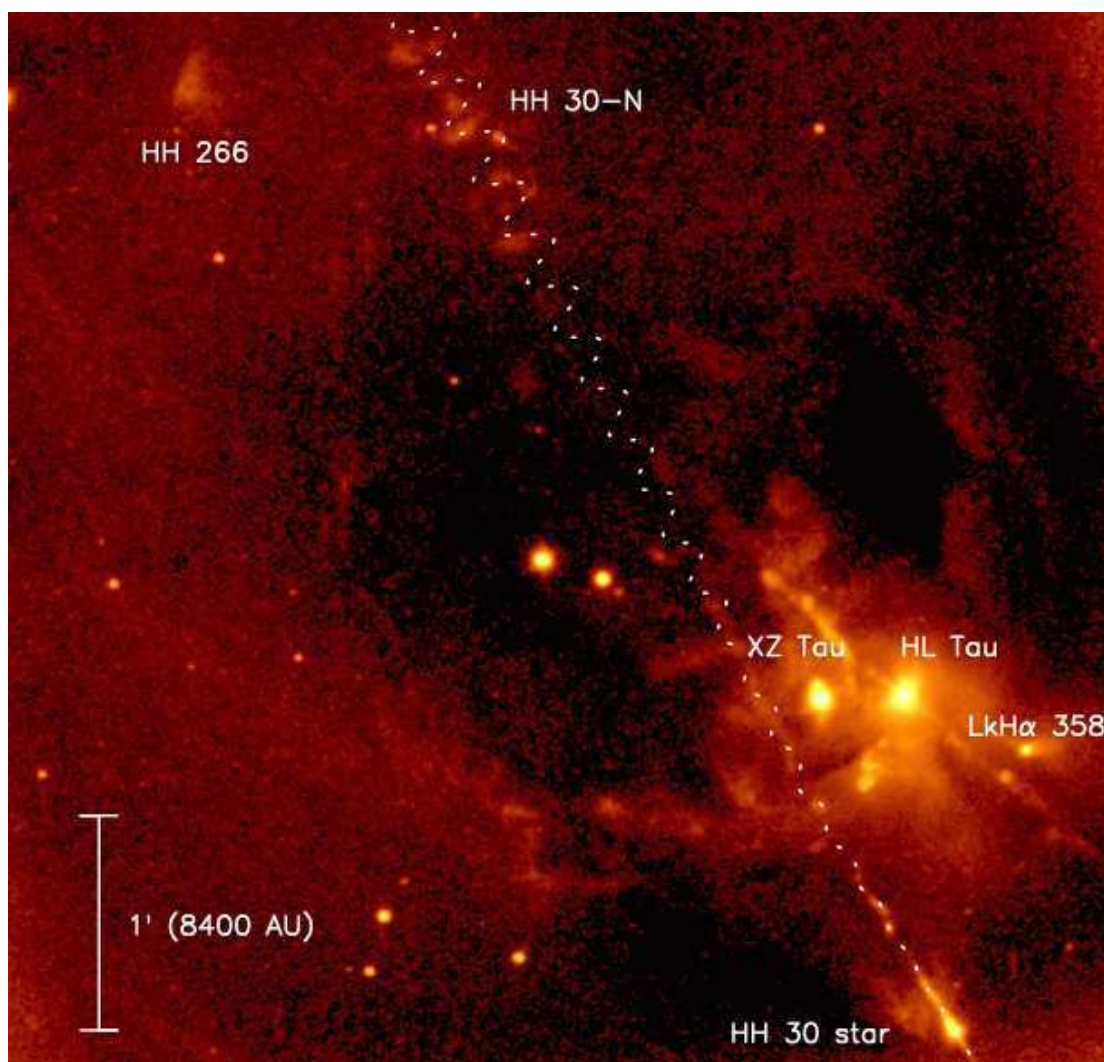
#### **5.4 HH 30**

Ξεκινάμε τη μελέτη του HH 30 αναφέροντας πρώτα γενικά στοιχεία για τους πίδακες των αντικειμένων Herbig – Haro (HH objects). Κατ' αρχάς έχουν μεγάλες υπερηχητικές ταχύτητες και αριθμούς Mach 20. Είναι πολύ καλά εστιασμένοι και αποτελούνται από σειρές knots που



εμφανίζονται ανά περιόδους. Το συνολικό μήκος τους κυμαίνεται από μερικές δεκάδες AU έως μερικές δεκάδες parsecs. Τέλος η εκπομπή τους προκύπτει από κρουστικά κύματα.

Η περιοχή στην οποία βρίσκεται ο HH 30 βρίσκεται στο βόρειο – ανατολικό μέρος του σκοτεινού νέφους L1551. Η απόσταση του νέφους αυτού από τη Γη είναι 140 pc. Επίσης η συγκεκριμένη περιοχή περιλαμβάνει τα νεογέννητα άστρα HL / XZ Tau. Η εκροή από τον HH 30 αποτελεί ένα πρότυπο σύστημα πίδακα – δίσκου. Παρουσιάζει καθαρά δομή πίδακα που πλησιάζει και αντιδιαμετρικού πίδακα που απομακρύνεται. Η πηγή από την οποία προέρχεται είναι ένα οπτικά άρατο άστρο το οποίο καλύπτεται από δίσκο ο οποίος εκτείνεται περίπου μέχρι ακτίνα 250 AU κάθετα στον πίδακα. Για το άστρο πηγή προτείνεται ο φασματικός τύπος M0 (Kenyon et al, 1998). Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται καθαρά η περιοχή στην οποία βρίσκεται ο HH 30 :



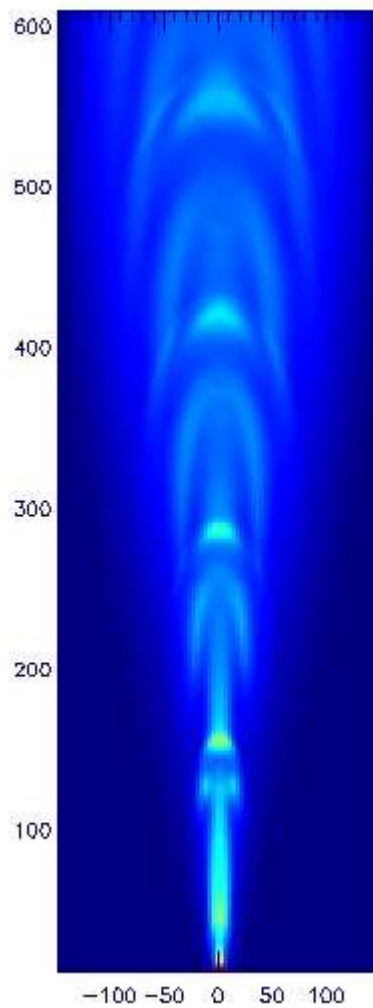
Εικόνα 28 : Θέση του αστέρα και του πίδακα HH 30 στον αστερισμό του Ταύρου



Εικόνες για τις θέσεις των knots του HH 30 παίρνουμε από παρατηρήσεις του Hubble Space Telescope (HST) στις γραμμές [SII] λ6716, λ 6731. Οι εικόνες αυτές πάρθηκαν από την Wide Field Planetary Camera 2 του HST το Μάρτιο του 1995. Από επεξεργασία των παρατηρήσεων αυτών στο άρθρο Ray et al., (1996) προκύπτει η θέση των knots ως εξής: στο σχήμα 2 του συγκεκριμένου άρθρου απεικονίζονται τα μεγέθη πλάτος πίδακα και ένταση γραμμής εκπομπής [SII] συναρτήσει της απόστασης από την πηγή. Όπου έχω μέγιστο στο πλάτος πίδακα και ταυτόχρονα ελάχιστο στην ένταση γραμμής έχω ύπαρξη knot. Λαμβάνουμε υπόψιν μας τις μετρήσεις που αναφέρονται στις θετικές τιμές απόστασης από την πηγή καθώς αυτές αναφέρονται στον πίδακα που απομακρύνεται ως προς τη Γη. Αυτή η αντίστροφη αναλογία ισχύει μόνο για τα πρώτα knots του πίδακα τα οποία ονομάζονται με το γράμμα A και έναν αριθμό. Αυτά είναι τα A2, A3, A4 και βρίσκονται στις εξής θέσεις :

Knot	z ( arcsecs )	z ( AU )	r ( AU )
A2	1.1	154	40
A3	2.1	293	50
A4	3	419	50

Η προσομοίωση του PLUTO για τον HH 30 δίνει την εξής εικόνα :

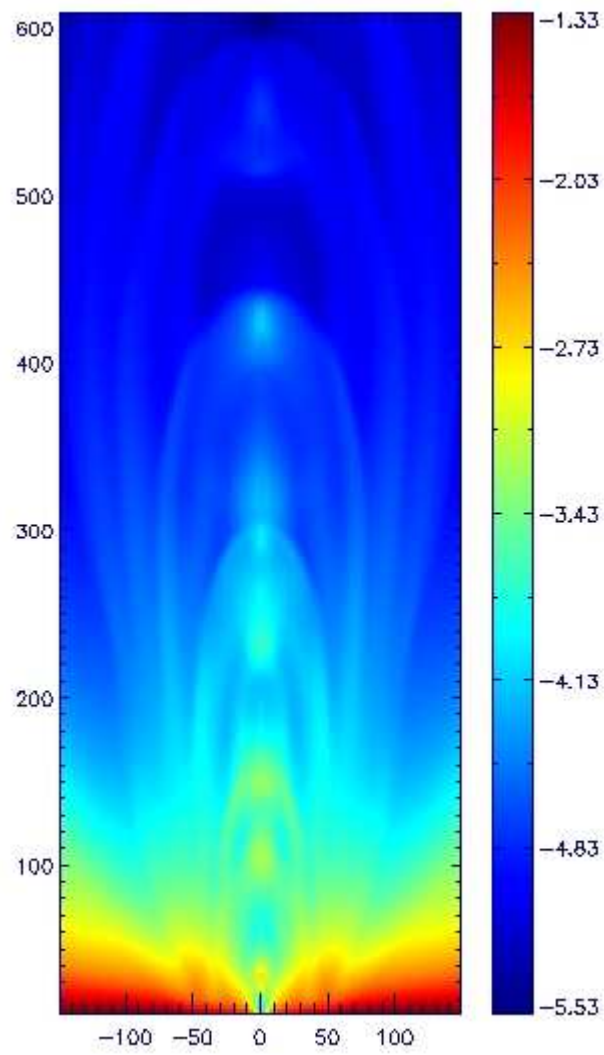


**Εικόνα 29 : Προσομοίωση της θερμοκρασίας του πίδακα HH 30 .**

Στην προσομοίωση του HH 30 χρησιμοποιείται το ίδιο πλέγμα με την προσομοίωση του CW Tau.

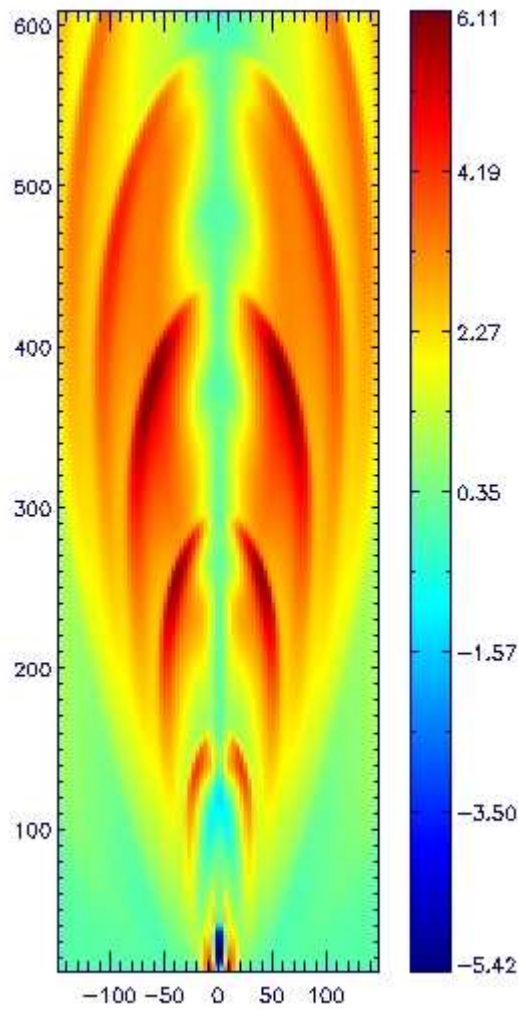
Η παραπάνω εικόνα προκύπτει για  $period = 0.00077$  ,  $range = 10$  ,  $percentage = 0.5$  σε χρόνο κώδικα  $t_{PL} = 59$  . Μετατρέποντας αυτό το χρόνο σε πραγματικό χρόνο προσομοίωσης προκύπτει  $t_{real} = \mathbf{9.44\ yrs}$  ενώ από τη περίοδο προκύπτει ότι η περιοδικότητα με την οποία εμφανίζονται τα blobs είναι  $t_{period} = \mathbf{1.31\ yrs}$  .

Η προσομοίωση της πυκνότητας φαίνεται στην παρακάτω εικόνα:



**Εικόνα 30 : Προσομοίωση του δεκαδικού  
λογάριθμου της πυκνότητας του πίδακα HH 30**

Η προσομοίωση για την ακτινική ταχύτητα δίνει την εξής εικόνα :



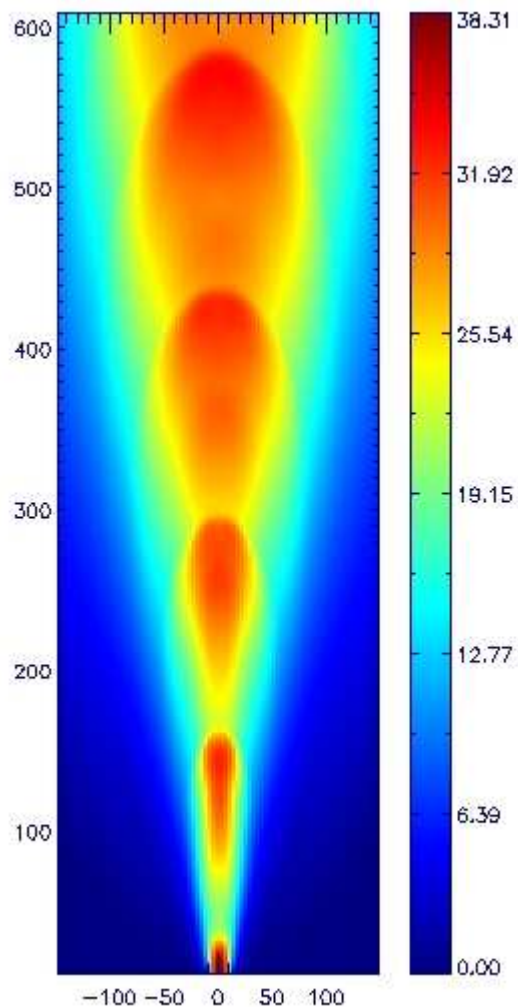
**Εικόνα 31 : Προσομοίωση της ακτινικής ταχύτητας της εκροής του πίδακα HH 30 .**

από την οποία προκύπτουν οι εξής τιμές :

Knot z = 150 AU	
r ( AU )	V <sub>r</sub> ( Km/s )
0 – 40	5.22 , 26.67 , 55.28
40 – 80	40.98 , 26.67 , 19.52
80 – 120	12.38 , 5.22
120 – τέλος προσομοίωσης	12.38 , 5.22
Knot z = 280 AU	
r ( AU )	V <sub>r</sub> ( Km/s )
0 – 40	-1.94 , 26.67 , 69.58 , 40.98
40 – 80	48.13 , 55.28

80 – 120	62.43 , 32.93 , 40.98
120 – τέλος προσομοίωσης	26.67 , 19.52
Knot z = 420 AU	
r ( AU )	V <sub>r</sub> ( Km/s )
0 – 40	-1.94 , 62.43 , 26.67
40 – 80	48.13
80 – 120	62.43 , 48.13
120 – τέλος προσομοίωσης	32.93 , 40.98

Στη συνέχεια η προσομοίωση της ταχύτητας κατά μήκος του άξονα z έχει την εξής μορφή :



**Εικόνα 32 : Προσομοίωση της ταχύτητας κατά μήκος του άξονα συμμετρίας της εκροής του πίδακα HH 30 .**

Από την προσομοίωση προκύπτουν οι εξής τιμές :

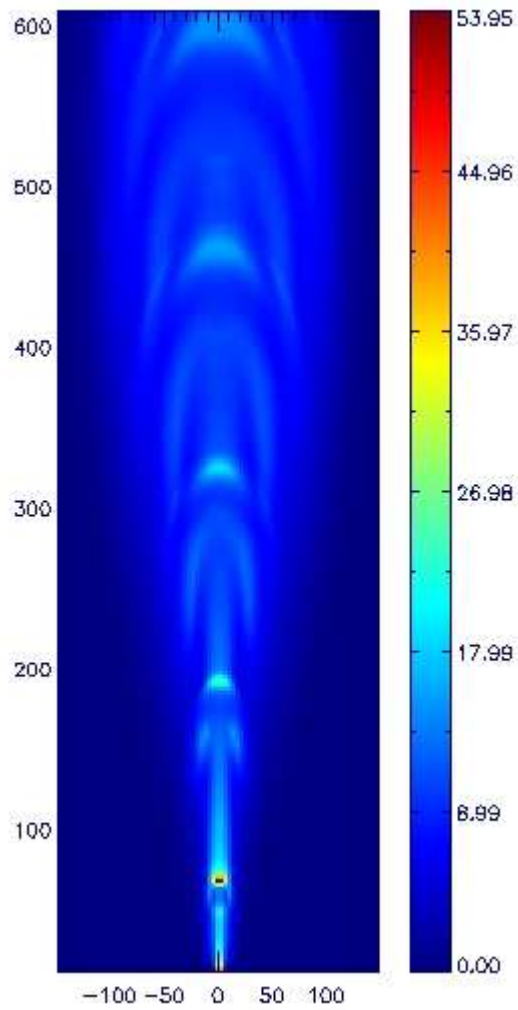
Κνот στη θέση $z = 150$ AU	
$r$ ( AU )	$V_z$ ( Km/s )
0 – 10	451.92
10 – 30	356.86, 285.34 , 214.11
30 – 80	142.74, 119.05
80 – τέλος προσομοίωσης	71.52, 47.68

Κнот στη θέση $z = 280$ AU	
$r$ ( AU )	$V_z$ ( Km/s )
0 – 20	451.92, 442.38
20 – 60	356.86, 285.34 , 342.55
60 – 70	214.11
70 – τέλος προσομοίωσης	190.27, 166.58 , 142.74

Κнот στη θέση $z = 420$ AU	
$r$ ( AU )	$V_z$ ( Km/s )
0 – 30	475.61, 466.07
30 – 70	356.86, 333.02, 309.18
70 – 100	285.34, 261.64 , 214.11
100 – τέλος προσομοίωσης	190.27, 180.74

Οι προβαλλόμενες θέσεις των knots συμπίπτουν με τις πραγματικές αφού το επίπεδο κίνησης του HH 30 σχεδόν συμπίπτει με το επίπεδο του ουρανού ( $i \approx 0^\circ$ ).

Για τα knots A – D έχουν αναφερθεί projected proper motions  $\sim 200 - 300$  Km/s . Θεωρώντας τη χρονική στιγμή  $t_{PL} = 61$  που αντιστοιχεί σε πραγματικό χρόνο 9.76 yrs έχουμε την εξής προσομοίωση :



Εικόνα 33 : Προσομοίωση της θερμοκρασίας του πίδακα  
 HH 30 σε διαφορετική χρονική στιγμή για  
 την εύρεση της proper motion του εξωτερικού knot.

Τα knots που περιγράψαμε έχουν μετακινηθεί κατά 30 AU σε διάστημα  $\Delta t_{\text{real}} = 9.76 - 9.44 = 0.32 \text{ yrs}$ . Άρα προκύπτει ότι η proper motion των A2, A3, A4 είναι **438 Km/s** αρκετά μεγαλύτερη από τις παρατηρούμενες.

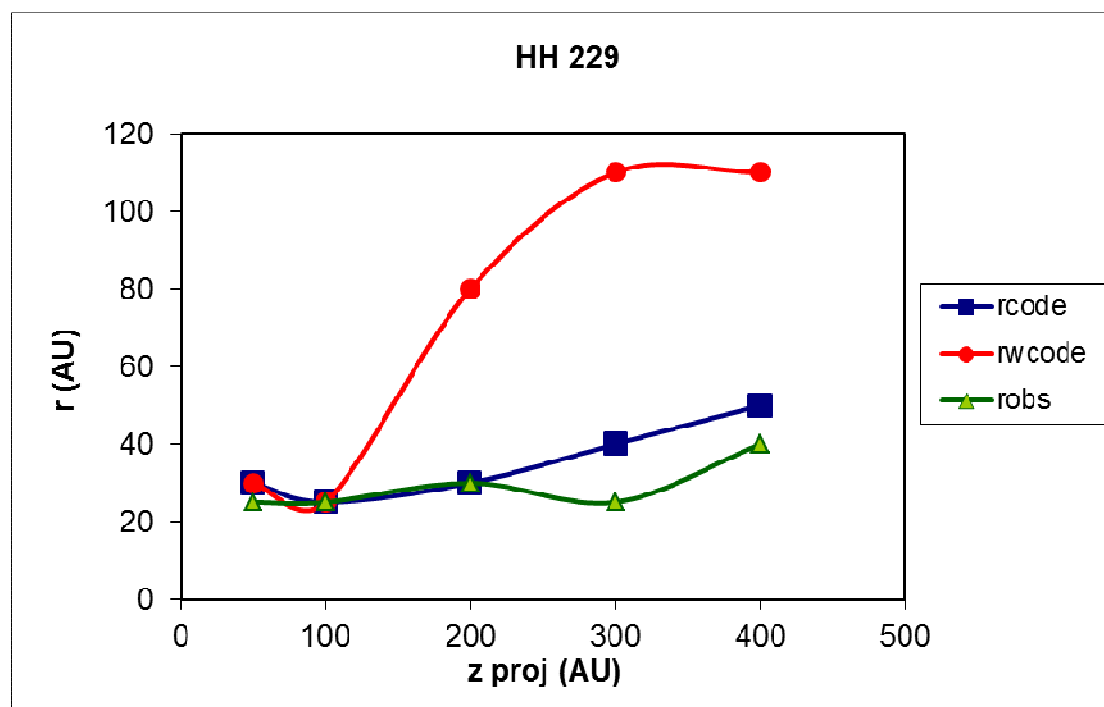
## 6.Σχόλια

### 6.1 Σύγκριση θεωρητικού μοντέλου – παρατηρήσεων

Από την προσομοίωση των πιδάκων μπορούμε να κάνουμε τη γραφική παράσταση του μισού πλάτους  $r$  του κάθε πίδακα συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης  $z$  από την πηγή. Εάν στην τιμή του πλάτους συμπεριλάβουμε και το πλάτος των " φτερών " (wings), τα οποία είναι προέκταση των bow shocks που βρίσκονται μπροστά απ' τα knots , τότε το πλάτος βγαίνει μεγαλύτερο από το παρατηρούμενο.

Στη συνέχεια συγκρίνουμε αυτή τη γραφική με το fig .2 του άρθρου των Dougados et al., *Astron.Astrophys.*357, L61 – L64 που μας δίνει τα αντίστοιχα παρατηρησιακά δεδομένα . Για κάθε πίδακα απεικονίζονται τα εξής : με πράσινα τρίγωνα (ενώνονται με τη γραμμή robs) απεικονίζονται τα πλάτη που προκύπτουν από τις παρατηρήσεις, με μπλε τετράγωνα (ενώνονται με την γραμμή rcode) απεικονίζονται τα πλάτη που προκύπτουν από την προσομοίωση χωρίς να μετρήσουμε τα πλάτη των wings που σχηματίζονται και με κόκκινους κύκλους (ενώνονται με τη γραμμή rwcode) απεικονίζονται τα πλάτη που προκύπτουν έχοντας μετρήσει και το πλάτος των wings. Οι γραφικές παραστάσεις είναι οι εξής για κάθε πίδακα :

A) για τον HH 229 του RW Auriga

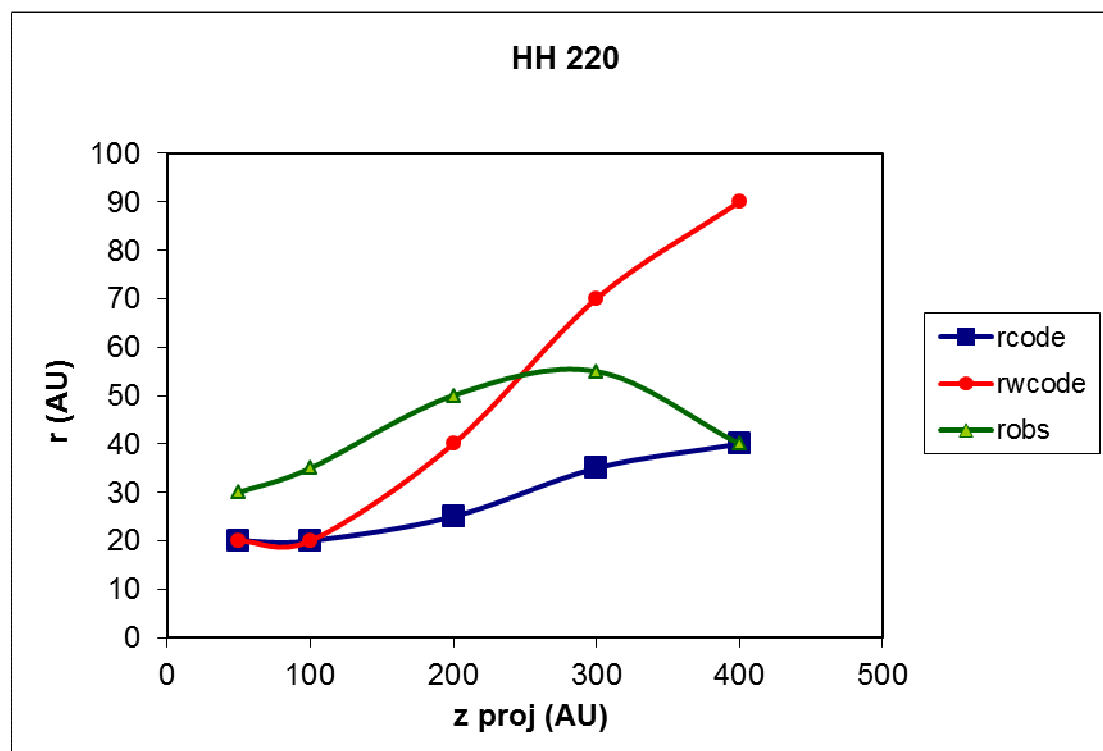


Σχήμα 1: Γραφική παράσταση του πλάτους  $r$  του πίδακα HH 229 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης  $z$  κατά μήκος του άξονα συμμετρίας . Με rcode συμβολίζεται η καμπύλη που προκύπτει χωρίς να ληφθεί υπ' όψιν το πλάτος των wings, με rwcode συμβολίζεται η καμπύλη που προκύπτει έχοντας λάβει υπ' όψιν πλάτη των wings και με robs η καμπύλη που προκύπτει από παρατηρήσεις (Dougados et al.2000, Ray T.,1996)



Παρατηρούμε ότι οι τιμές των πλατών της προσομοίωσης στις οποίες δεν έχουμε λάβει υπόψιν μας τα πλάτη των wings βρίσκονται πολύ κοντά στις παρατηρούμενες τιμές. Αν συγκρίνουμε, τις τιμές των πλατών της προσομοίωσης έχοντας λάβει υπόψιν μας τα πλάτη των wings, με τις παρατηρούμενες τιμές παρατηρούμε συμφωνία μέχρι την προβαλλόμενη απόσταση  $z = 100$  AU και από κει και πέρα απόκλιση. Μάλιστα από  $z = 100$  AU έως  $z = 300$  AU έχουμε αύξηση του πλάτους της προσομοίωσης (έχοντας λάβει υπόψιν τα wings) ενώ από τις 300 AU και μετά το πλάτος σταθεροποιείται.

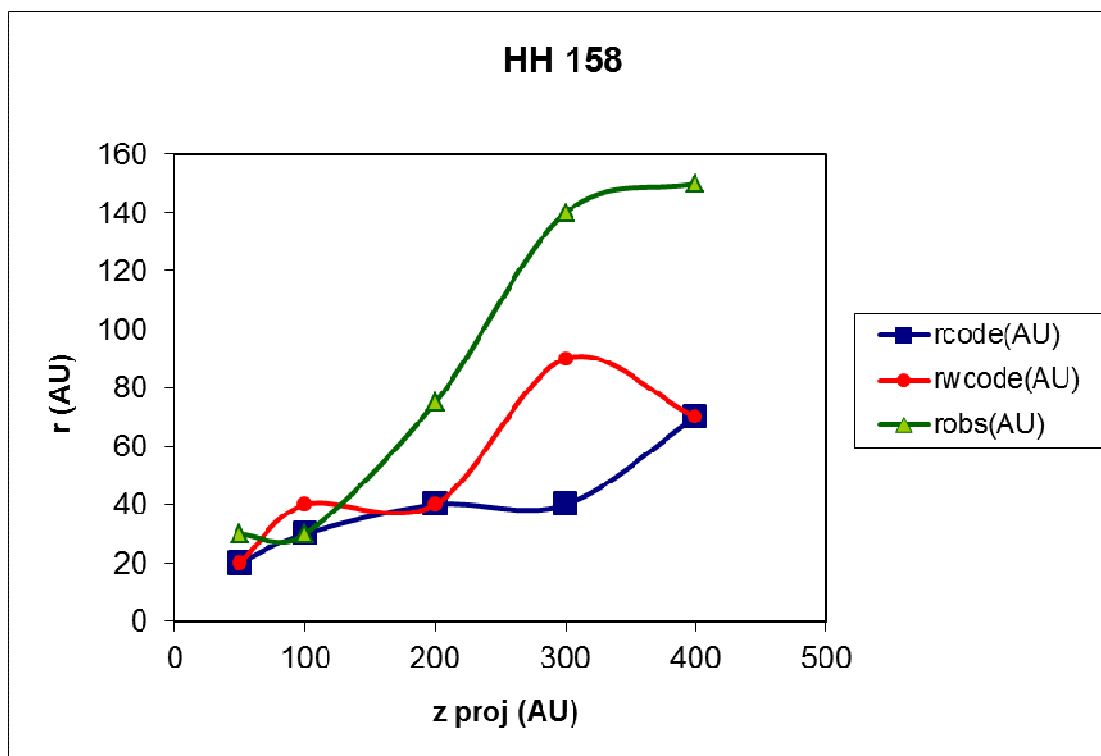
B) για τον HH 220 του CW Tauri



Σχήμα 2: Γραφική παράσταση του πλάτους  $r$  του πίδακα HH 220 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης  $z$  κατά μήκος του άξονα συμμετρίας.

Όπως φαίνεται από τη γραφική παράσταση οι τιμές των παρατηρούμενων πλατών και οι τιμές των πλατών της προσομοίωσης, οι οποίες προκύπτουν χωρίς να έχουμε λάβει υπόψιν τα πλάτη των wings, συγκλίνουν μέχρι τις 100 AU, τείνουν να αποκλίνουν στις 200 AU και συγκλίνουν πάλι στις 300 AU. Οι τιμές των πλατών που προκύπτουν λαμβάνοντας υπόψιν τα πλάτη των wings συγκλίνουν με τις παρατηρούμενες τιμές μέχρι την απόσταση των 300. Για αποστάσεις μεγαλύτερες από 300 οι τιμές προσομοιαζόμενων και παρατηρούμενων πλατών φαίνονται να αποκλίνουν.

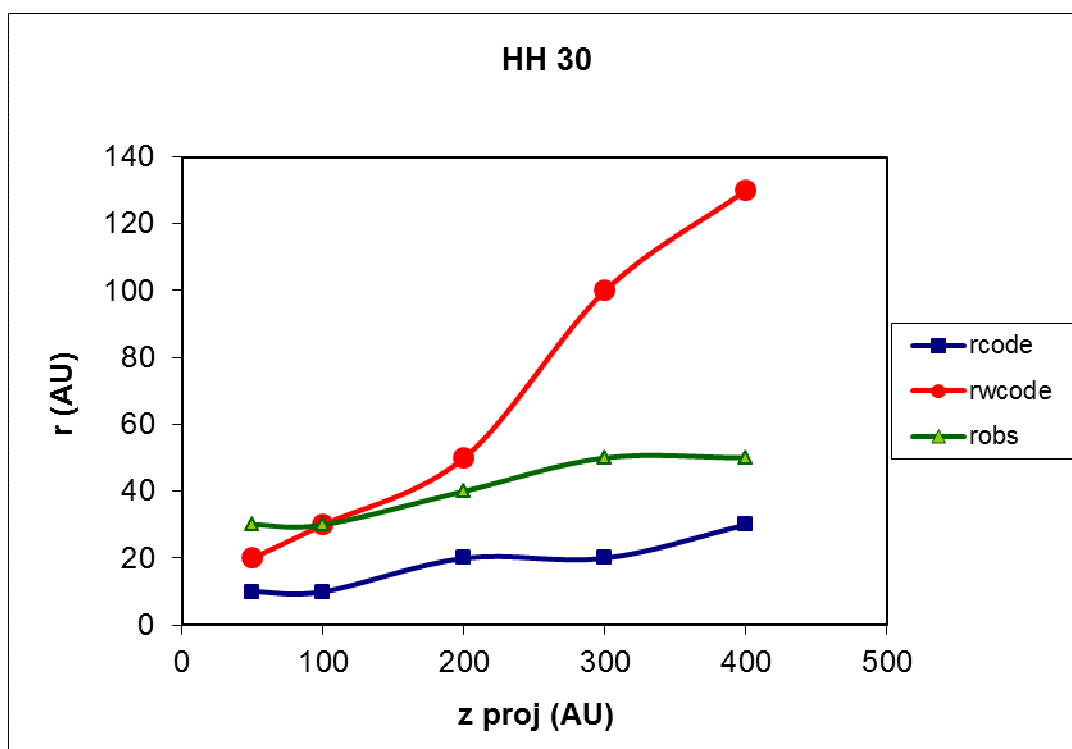
Γ) για τον HH 158 του DG Tauri



Σχήμα 3 : Γραφική παράσταση του πλάτους του πίδακα HH 158 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης z.

Όπως φαίνεται από τη γραφική παράσταση οι τιμές των παρατηρούμενων πλατών και οι τιμές των πλατών της προσομοίωσης, οι οποίες προκύπτουν χωρίς να έχουμε λάβει υπόψιν τα πλάτη των wings, συγκλίνουν μέχρι τις 100 AU, ενώ αποκλίνουν για αποστάσεις μεγαλύτερες από τις 200 AU. Οι τιμές των πλατών που προκύπτουν λαμβάνοντας υπόψιν τα πλάτη των wings συγκλίνουν με τις παρατηρούμενες τιμές μέχρι την απόσταση των 200 AU. Στην απόσταση  $z = 300$  AU τείνουν να πλησιάσουν τα παρατηρούμενα πλάτη. Για αποστάσεις μεγαλύτερες από 300 οι τιμές των προσομοιαζόμενων και των παρατηρούμενων πλατών αποκλίνουν.

Δ) για τον HH 30



Σχήμα 4: Γραφική παράσταση του πλάτους του HH 30 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης z.

Είναι εμφανές από την παραπάνω γραφική ότι όλα τα πλάτη παρουσιάζουν παραπλήσιες τιμές μέχρι την απόσταση  $z = 200$  AU. Για αποστάσεις μεγαλύτερες από την προαναφερθείσα, οι τιμές στις οποίες συμπεριλαμβάνεται το πλάτος των wings αποκλίνουν σε σχέση με τις τιμές των παρατηρούμενων πλατών και των πλατών στα οποία δε λαμβάνεται υπόψιν το πλάτος των wings.

Από την παραπάνω ανάλυση εξάγονται δυο τιμές για τη γωνία ανοίγματος: μια τιμή  $\theta_{\text{jet, wings}}$  έχοντας λάβει υπόψιν το πλάτος των wings και μια τιμή  $\theta_{\text{jet}}$  στην οποία σε συμπεριλαμβάνεται το πλάτος τους στο πλάτος του πίδακα. Για τον RW Aur η γωνία ανοίγματος  $\theta_{\text{star, wings}}$  είναι  $\sim 22.2^\circ$ , η γωνία  $\theta_{\text{jet}}$  ισούται με  $\sim 10.2^\circ$  ενώ η μέγιστη γωνία ανοίγματος που προκύπτει από την παρατήρηση είναι  $\sim 3.9^\circ$ . Για τον CW Tau η γωνία ανοίγματος  $\theta_{\text{jet, wings}}$  είναι  $\sim 20.6^\circ$ , η γωνία  $\theta_{\text{jet}}$  ισούται με  $\sim 9.2^\circ$  ενώ η μέγιστη γωνία ανοίγματος που προκύπτει από την παρατήρηση είναι  $\sim 3.8^\circ$ . Για τον DG Tau η γωνία ανοίγματος  $\theta_{\text{jet, wings}}$  είναι  $\sim 22.6^\circ$ , η γωνία  $\theta_{\text{jet}}$  ισούται με  $\sim 13.2^\circ$  ενώ η μέγιστη γωνία ανοίγματος που προκύπτει από την παρατήρηση είναι  $\sim 10.6^\circ$  (McGroarty et al. 2004). Τέλος για τον HH 30 η γωνία ανοίγματος  $\theta_{\text{jet, wings}}$  είναι  $\sim 8.6^\circ$ , η γωνία  $\theta_{\text{jet}}$  ισούται με  $\sim 34.7^\circ$  ενώ η μέγιστη γωνία ανοίγματος που προκύπτει από την παρατήρηση είναι  $\sim 3^\circ$ . Όλες οι γωνίες που προκύπτουν από την προσομοίωση υπολογίζονται στην προβαλλόμενη απόσταση των 400 AU αφού, σύμφωνα με τις παραπάνω γραφικές παραστάσεις, περίπου σε εκείνη την απόσταση έχουμε τα μεγαλύτερα πλάτη.

Όπως παρατηρούμε το μοντέλο μας δίνει γωνίες ανοίγματος πίδακα μεγαλύτερες από τις παρατηρούμενες. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι έχουμε παραλείψει την ακτινοβολία από το μοντέλο μας. Η χρήση ακτινοβολίας παράγει προσομοιώσεις πιδάκων με μικρότερα πλάτη σε σχέση με τις προσομοιώσεις αδιαβατικών και ισοθερμικών πιδάκων άρα και με μικρότερες γωνίες ανοίγματος.

## 6.2 Χρονική μεταβλητότητα

Οι χρονικές κλίμακες μεταβλητότητας που αναφέρονται για τους αστέρες T Tauri παρόμοιου τύπου με τους αστέρες που προσομοιάσαμε καθώς και για τα νεαρά αντικείμενα HH είναι 1 – 10 yrs. Η ανάμειξη των λύσεων ADO και ASO σε συνδυασμό με την εφαρμογή συνάρτησης ημιτονοειδούς μεταβολής του χρόνου στη βάση του αστρικού ανέμου δίνει πολύ καλά αποτελέσματα όσον αφορά τη χρονική μεταβλητότητα των άστρων που προσομοιάσαμε. Πιο αναλυτικά: όσον αφορά τον RW Aur στο άρθρο των Woitas et al. 2002 αναφέρεται ότι οι παρατηρούμενες μεταβολές στην ταχύτητα των knots συμβαίνουν σε διάστημα 1 – 3 yrs. Αυτό το διάστημα χρονικής μεταβλητότητας είναι σε συμφωνία με την τιμή 2.04 yrs που βρίσκουμε από την προσομοίωση.

Στον CW Tau η προσομοίωση δίνει 2.23 yrs που συμφωνεί με την παρατηρούμενη χρονική μεταβλητότητα 1 – 10 yrs.

Για τον DG Tau η παρατηρούμενη χρονική μεταβλητότητα είναι 5 – 10 yrs. Σ' αυτή τη περίπτωση η προσομοίωση δίνει 4.02 yrs που είναι αρκετά κοντά στο κατώτερο όριο της παρατηρούμενης.

Ο HH 30 παρουσιάζει χρονική μεταβλητότητα ~ 1 yr (Bacciotti et al., 1999). Η χρονική μεταβλητότητα που δίνει η προσομοίωση είναι 1.31 yrs, πολύ κοντά στην παρατηρούμενη.

## 6.3 Σχολιασμός της πυκνότητας

Στον παρακάτω πίνακα συγκεντρώνουμε τις τιμές της πυκνότητας κατά μήκος του άξονα z όπως προκύπτουν από τη προσομοίωση και από τις παρατηρήσεις (Ray T.2006, Dougados C.2008). Επίσης αναφέρονται και οι προβαλλόμενες αποστάσεις z στις οποίες παρατηρούνται οι προαναφερθείσες πυκνότητες. Η πυκνότητα που προσομοιάζεται είναι η  $n_H$ . Ισχύει  $n_H \approx \frac{\rho}{m_H} (cm^{-3})$  όπου  $\rho$  η πυκνότητα

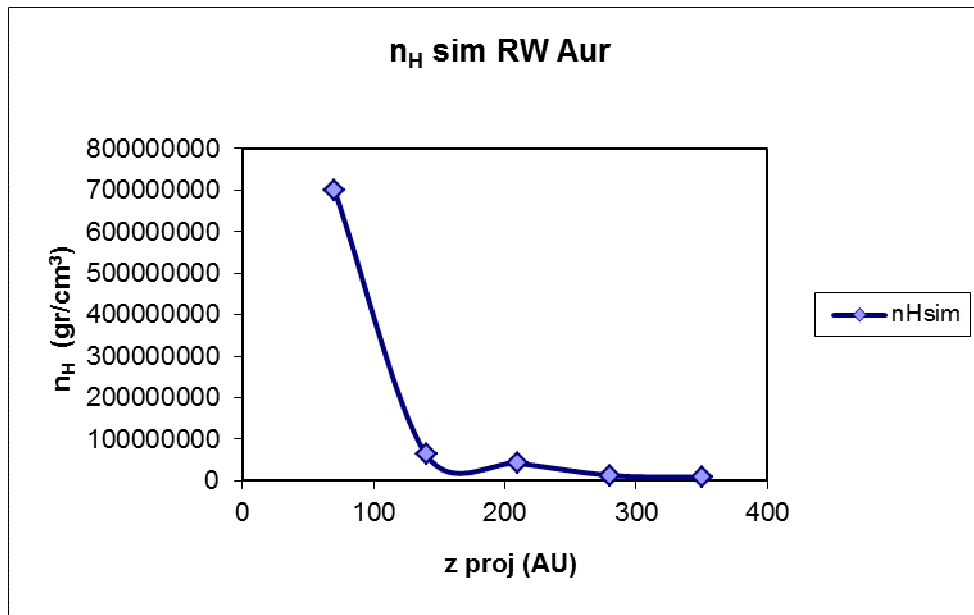
που προκύπτει από τη προσομοίωση σε μονάδες  $gr/cm^3$  και  $m_H$  η μάζα του ατομικού υδρογόνου σε gr. Για τον πίδακα του CW Tau δεν υπάρχει αναφορά για την παρατηρούμενη πυκνότητα την χρονική περίοδο στην οποία ελήφθησαν οι παρατηρήσεις πυκνοτήτων των υπόλοιπων πιδάκων.

$z_{proj}$ ( arcsecs)	$z_{proj}$ (AU)	$n_H$ observed	$n_H$ simulated
<b>RW Auriga – HH 229</b>			
0.5	70	$2 \times 10^5$	$7 \times 10^8$
1	140	$8 \times 10^4$	$6 \times 10^8$
1.5	210	$2 \times 10^4$	$4 \times 10^7$
2	280	$5 \times 10^4$	$1 \times 10^7$
2.5	350	$4 \times 10^4$	$9 \times 10^6$
3	420	$1 \times 10^5$	$2 \times 10^6$
<b>CW Tauri – HH 220</b>			
0.5	70	-	$2 \times 10^8$
1	140	-	$9 \times 10^8$
1.5	210	-	$3 \times 10^7$
2	280	-	$2 \times 10^7$
2.5	350	-	$9.5 \times 10^6$
3	420	-	$7 \times 10^6$
<b>DG Tauri – HH 158</b>			
0.5	70	$1 \times 10^5$	$8 \times 10^8$
1	140	$4 \times 10^4$	$1 \times 10^8$
1.5	210	$2 \times 10^4$	$4 \times 10^7$
2	280	$1 \times 10^4$	$1 \times 10^7$
2.5	350	$4 \times 10^3$	$4 \times 10^7$
3	420	-	-
<b>HH 30</b>			
0.5	70	$5 \times 10^4$	$1 \times 10^8$
1	140	$3 \times 10^4$	$2 \times 10^8$
1.5	210	$3 \times 10^4$	$1 \times 10^7$
2	280	$2 \times 10^4$	$4 \times 10^7$
2.5	350	$2 \times 10^4$	$1 \times 10^6$
3	420	$2 \times 10^4$	$4 \times 10^6$

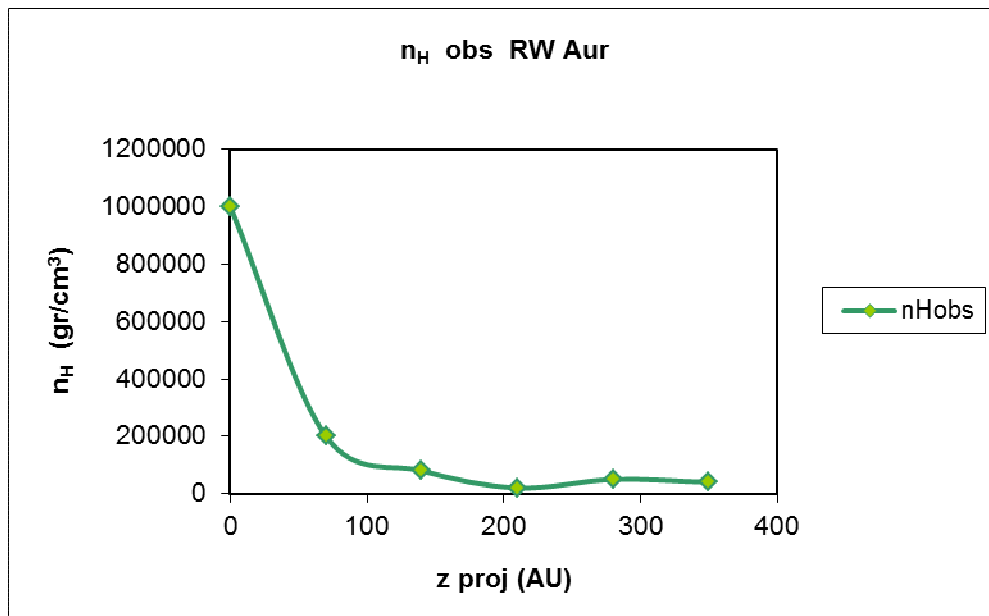
**Πίνακας 4:** Παρατηρούμενες (Dougados et al.,2008) και προσομοιασμένες πυκνότητες υδρογόνου

Όπως παρατηρούμε οι τιμές που προκύπτουν από τη προσομοίωση είναι δυο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από τις παρατηρούμενες. Αυτό οφείλεται σε δυο λόγους: 1) στη προσομοίωση δεν έχουμε εισάγει απώλειες ενέργειας λόγω ακτινοβολίας. Αντίθετα απεικονίζουμε τους πίδακες μέσω ενός σχεδόν ισοθερμικού μοντέλου τα οποία δε συναντάται στους πραγματικούς πίδακες. 2) το υλικό που εκρέει μέσω του πίδακα αλληλεπιδρά με το υλικό του χώρου που περιβάλλει το άστρο. Στο μοντέλο μας δε λαμβάνεται υπόψιν αυτή η αλληλεπίδραση.

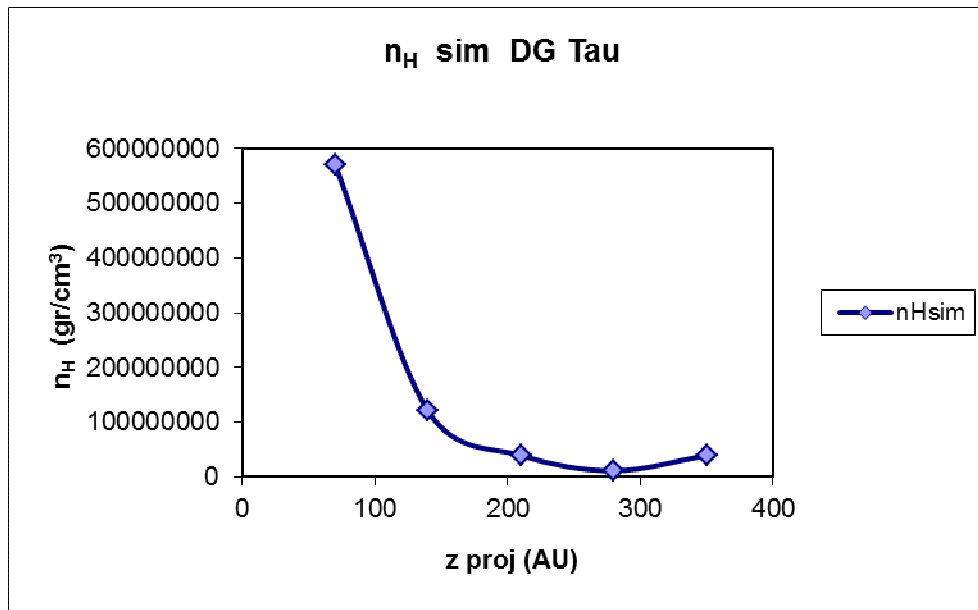
Στις παρακάτω γραφικές βλέπουμε τη μεταβολή της πυκνότητας  $n_H$  με την απόσταση  $z$  όπως προκύπτει από την προσομοίωση ( $n_H$  sim) και όπως προκύπτει από τις παρατηρήσεις (Dougados C.2008,Ray T.2006) για τους πίδακες HH 229, HH 158, HH 30 :



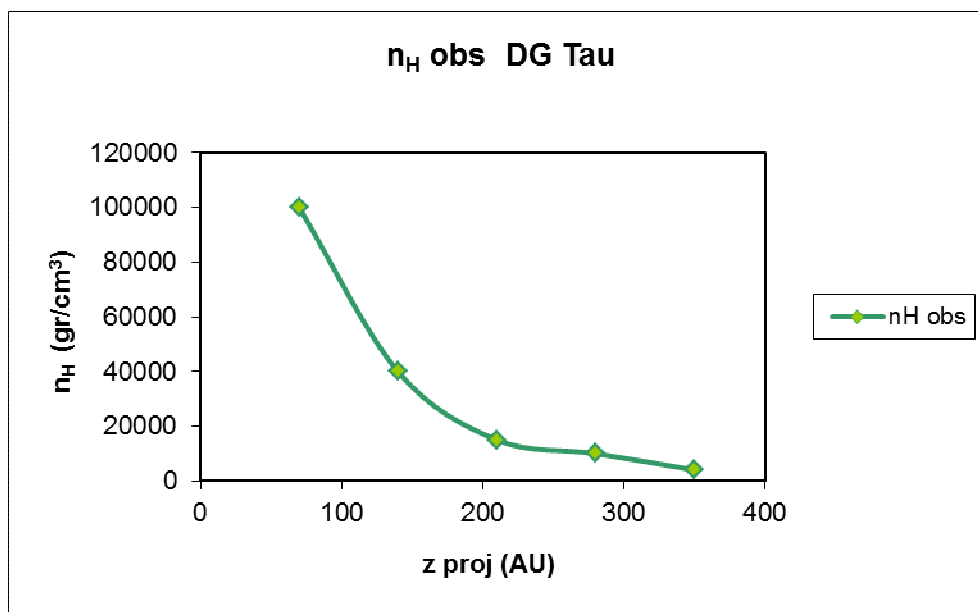
Σχήμα 5 : Προσομοιαζόμενη πυκνότητα του HH 229 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης z κατά μήκος του άξονα συμμετρίας.



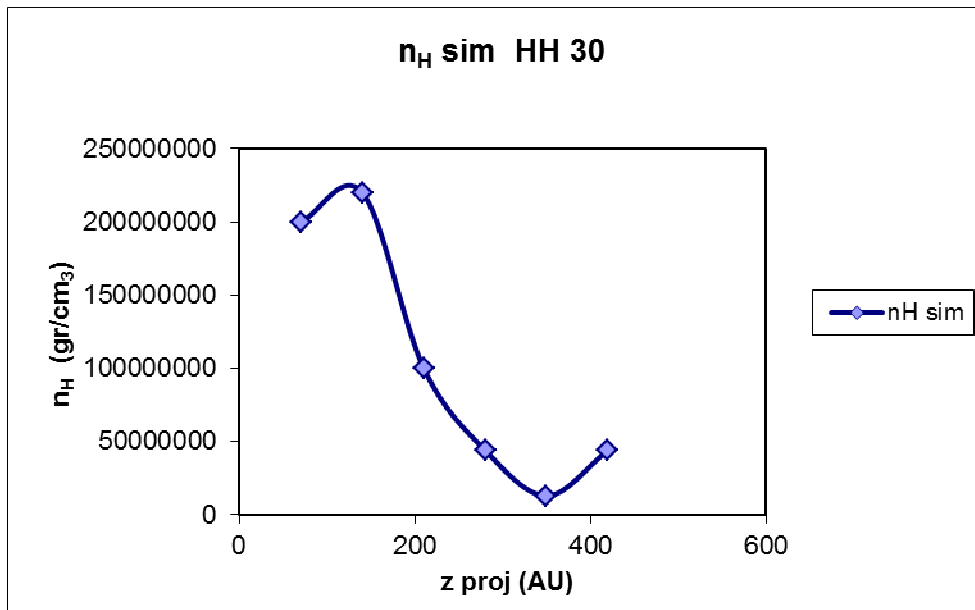
Σχήμα 6 : Παρατηρούμενη πυκνότητα του HH 229 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης z κατά μήκος του άξονα συμμετρίας.



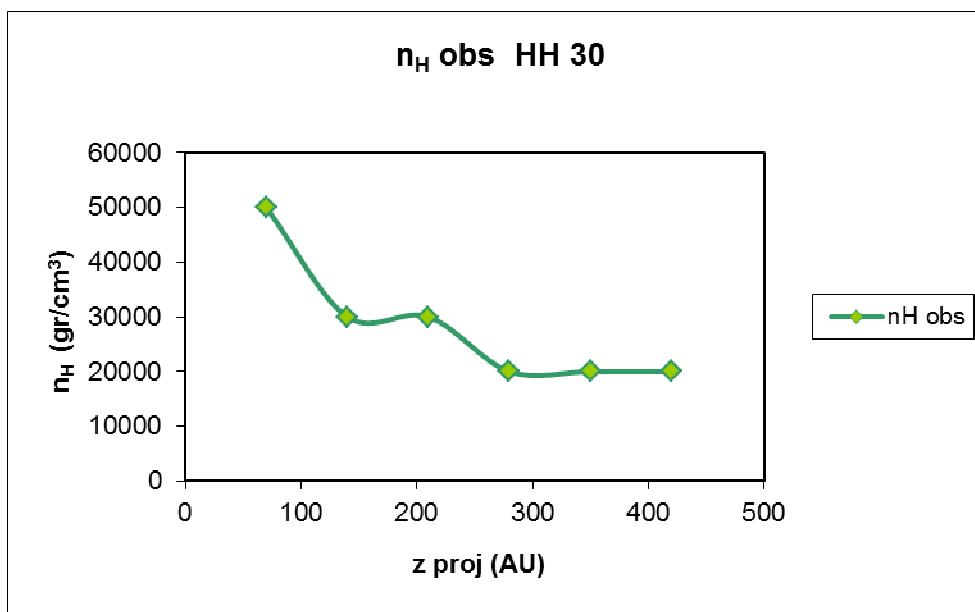
Σχήμα 7 : Προσομοιαζόμενη πυκνότητα του ΗΗ 158 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης z κατά μήκος του άξονα συμμετρίας.



Σχήμα 8 : Προσομοιαζόμενη πυκνότητα του ΗΗ 158 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης z κατά μήκος του άξονα συμμετρίας.



Σχήμα 9 : Προσομοιαζόμενη πυκνότητα του HH 30 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης  $z$  κατά μήκος του άξονα συμμετρίας.



Σχήμα 10 : Προσομοιαζόμενη πυκνότητα του HH 30 συναρτήσει της προβαλλόμενης απόστασης  $z$  κατά μήκος του άξονα συμμετρίας.

Παρατηρούμε ότι η μορφή της καμπύλης που προκύπτει από τη προσομοίωση είναι όμοια με τη μορφή της καμπύλης που παίρνουμε από τις παρατηρήσεις. Επίσης στις γραφικές της προσομοίωσης παρατηρείται Μόνο στον HH 30 παρουσιάζεται σημαντική διαφορά στις δυο γραφικές καθώς η παρατηρούμενη καμπύλη είναι αρκετά πιο ομαλή σε σχέση με αυτή της προσομοίωσης στην οποία η πυκνότητα μειώνεται αρκετά απότομα.



## 6.4 Παρατηρήσεις στις τιμές των ταχυτήτων $V_r$

1. Στα knots των πιδάκων της προσομοίωσης παρατηρούνται οι εξής τιμές :

- στον **HH 229** στο knot με  $z = 350$  AU έχουμε  $V_r = 5 - 59$  Km/s , στο knot με  $z = 550$  AU έχουμε  $V_r = 5 - 45$  Km/s ενώ στο knot με  $z = 780$  AU έχουμε  $V_r = 5 - 12$  Km/s .

- στον **HH 220** στο knot με  $z = 180$  AU έχουμε  $V_r = 9 - 61$  Km/s ενώ στο knot με  $z = 460$  AU έχουμε  $V_r = 9 - 35$  Km/s.

- στον **HH 158** στο knot με  $z = 210$  AU έχουμε  $V_r = 5 - 33$  Km/s ενώ στο knot με  $z = 640$  AU έχουμε  $V_r = 5 - 27$  Km/s.

- στον **HH 30** στο knot με  $z = 150$  AU έχουμε  $V_r = 5 - 55$  Km/s , στο knot με  $z = 280$  AU έχουμε  $V_r = 2 - 70$  Km/s ενώ στο knot με  $z = 420$  AU έχουμε  $V_r = 2 - 62$  Km/s .

Από τις παραπάνω ταχύτητες μπορούμε να κάνουμε μια εκτίμηση για τον τρόπο με τον οποίο κινείται ακτινικά η εκροή από τον πίδακα .

Στα knots του HH 158 παρατηρείται χαμηλότερη ακτινική ταχύτητα σε σχέση με τα knots υπόλοιπων πιδάκων.

Αντίθετα , στα knots του HH 30 παρατηρείται υψηλότερη ακτινική ταχύτητα σε σχέση με τα knots υπόλοιπων πιδάκων.

Οι ακτινικές ταχύτητες που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις παρουσιάζουν μια κοινή ιδιότητα στους πίδακες HH 229 , HH 220 και HH 158 : όσο μεγαλύτερη είναι η απόσταση  $z$  του knot από την πηγή τόσο χαμηλότερη είναι η μέγιστη ακτινική ταχύτητα της εκροής στο knot . Αυτό δε συμβαίνει στον HH 30 αφού η μέγιστη ταχύτητα παρατηρείται στο μεσαίο knot ενώ στο knot που είναι περισσότερο απομακρυσμένο από την πηγή η μέγιστη τιμή της ταχύτητας μειώνεται . Επίσης στον HH 30 παρατηρείται μείωση της ελάχιστης τιμής της ταχύτητας στα knots που βρίσκονται πιο μακριά από την πηγή .

2)Στις προσομοιώσεις παρατηρείται η ύπαρξη τοξοειδών δομών ( κόκκινου χρώματος ) οι οποίες κινούνται με ακτινικές ταχύτητες μεγαλύτερες από αυτές που παρατηρούνται στην υπόλοιπη ροή . Οι δομές αυτές αποτελούν πιθανότατα προέκταση των bow shocks που παρατηρούνται στα knots .

Για κάθε πίδακα, ξεκινώντας από το knot που βρίσκεται πιο κοντά στην πηγή, εξάγονται οι εξής τιμές ακτινικών ταχυτήτων: α) πίδακας HH 229: στο πρώτο knot παρατηρούμε τιμή  $\sim 93$  Km/s , στο δεύτερο  $\sim 69$  Km/s και στο τρίτο  $\sim 52$  Km/s. β) πίδακας HH 220: στο πρώτο knot παρατηρούμε τιμή  $\sim 64.5$  Km/s ενώ στο δεύτερο  $\sim 64.5$  Km/s γ) πίδακας HH 158 : στο πρώτο knot παρατηρούμε τιμή  $\sim 65$  Km/s ενώ στο δεύτερο  $\sim 74$  Km/s δ) πίδακας HH 30 : στο πρώτο knot παρατηρούμε τιμή  $\sim 77$  Km/s , στο δεύτερο  $\sim 80$  Km/s και στο τρίτο  $\sim 62$  Km/s. Από excitation conditions στις γραμμές [ SII ]  $\lambda 6716$ ,  $\lambda 6731$ , [ OII ]  $\lambda 6300$  και [ NII ]  $\lambda 6583$  συμπεραίνεται ότι οι ταχύτητες των shocks κυμαίνονται από 30 Km/s έως 100 Km/s (Dougados et al.,2002). Οι ακτινικές ταχύτητες εκροής της προσομοίωσης που παρατηρούνται στα wings των bow shocks βρίσκονται μέσα στο παραπάνω διάστημα τιμών.

Ειδικά για τον RW Aur αναφέρονται από παρατηρήσεις ταχύτητες των shocks με τιμές 30 – 50 Km/s σε αποστάσεις μεγαλύτερες από 140 AU(πραγματική απόσταση 195 AU). Από τη προσομοίωση προκύπτει

ότι ταχύτητες στο παραπάνω διάστημα παρατηρούνται μόνο στο knot στην προβαλλόμενη απόσταση των 568 AU. Επίσης στον DG Tau παρατηρούνται ταχύτητες των shocks  $\approx 70$  Km/s. Αυτό ισχύει και στην προσομοίωση καθώς και στο πρώτο και στο δεύτερο knot οι ταχύτητες των τόξων είναι κοντά σ' αυτή τη τιμή.

Στην προηγούμενη ανάλυση θεωρήσαμε ότι η ταχύτητα των shocks είναι ανάλογη με την ακτινική ταχύτητα ροής στις τοξοειδείς δομές. Αυτή όμως η ανάλυση αποτελεί μόνο εκτίμηση της ταχύτητας των shocks που προκύπτει από τη προσομοίωση.

## 6.5 Παρατηρήσεις στις τιμές των ταχυτήτων $V_z$

Σε όλες τις προσομοιώσεις της  $V_z$  επιβεβαιώνεται η ύπαρξη δομής " κρεμμυδιού " στις ταχύτητες της ροής (onion – like kinematic structure), με το υλικό υψηλής ταχύτητας να είναι συγκεντρωμένο κοντά στον άξονα του πίδακα και το υλικό χαμηλής ταχύτητας να βρίσκεται πιο μακριά από τον άξονα z .

Παρατηρούνται δυο συνιστώσες : μια με υψηλές ταχύτητες (**high velocity component - HVC**) και μια με χαμηλές (**low velocity component - LVC**). Πιο συγκεκριμένα :

A) πίδακας RW Aur : παρατηρείται μόνο η **HVC** με τιμές **140 – 459 Km/s** . Αυτές οι ταχύτητες αντιστοιχούν σε παρατηρούμενες τιμές **100 – 330 Km/s**. Παρατηρείται απουσία της **LVC** στα προσομοιαζόμενα knots του RW Aur.

B) πίδακας CW Tau : με βάση τη μελέτη των knots διαπιστώνεται η ύπαρξη δυο συνιστωσών ταχυτήτων, η **HVC** με τιμές **152 – 498 Km/s** και η **LVC** με τιμές  $\sim 65$  Km/s . Αντιστοιχούν σε παρατηρούμενες τιμές **123 – 403 Km/s** για την **HVC** και  $\sim 53$  Km/s για **LVC** .

Γ) πίδακας DG Tau : παρατηρείται η **HVC** με τιμές **145 – 491 Km/s** και η **LVC** με τιμές  $\sim 70$  Km/s. Αυτές οι ταχύτητες αντιστοιχούν σε παρατηρούμενες τιμές **97 – 328 Km/s** και  $\sim 47$  Km/s αντίστοιχα.

Δ) πίδακας HH 30 : παρατηρούνται η **LVC** με τιμές **48 – 72 Km/s** και η **HVC** με τιμές **119 – 476 Km/s**. Επειδή ο πίδακας αυτός κινείται στο επίπεδο του ουρανού οι τιμές που προκύπτουν από την προσομοίωση είναι ίδιες με τις παρατηρούμενες.

Από παρατηρήσεις των πιδάκων προκύπτει ότι τα knots αναπτύσσουν υψηλές ταχύτητες με τιμές 100 – 500 Km/s. Παρατηρούμε ότι στην προσομοίωση της ταχύτητας των πιδάκων κατά μήκος του άξονα z για διάφορα πλάτη του πίδακα οι υψηλές ταχύτητες που παρατηρούνται βρίσκονται στο παραπάνω διάστημα. Ειδικότερα στους πίδακες παρατηρούνται terminal centroid velocities 150 – 350 Km/s (Dougados C., 2008). Οι ταχύτητες που βρίσκουμε όσο πλησιάζουμε προς τις κεντρικές περιοχές του πίδακα περιλαμβάνονται στο παραπάνω διάστημα ταχυτήτων.

Στον RW Aur παρατηρούμε ότι απουσιάζει η LVC. Η ύπαρξη μόνο συνιστώσας HVC στον RW Aur προβλέπεται από το μοντέλο X – wind (Cabrit, S., 2009). Επίσης ο X – wind πολύ δύσκολα δίνει IVC λόγω του μεγάλου ανοίγματος της γωνίας με την οποία ξεκινάει από τη βάση του πίδακα . Λόγω των παραπάνω δεδομένων προσομοίωσης – παρατήρησης και γνωρίζοντας από τη θεωρία ότι ένας αστρικός άνεμος και ένας X –

wind από το δίσκο μπορούν να συνυπάρξουν (Ferreira et al., 2008) μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ο περιγράφεται από ένα τέτοιο μοντέλο αστρικού ανέμου και Χ - δίσκο – ανέμου με  $\lambda = 3 - 6$ .

Στο μοντέλο μας χρησιμοποιούμε extended disk wind λύσεις με  $\lambda = 11.7$  το οποίο μας δίνει πολύ καλά αποτελέσματα όσον αφορά τις ταχύτητες  $V_z$ . Ειδικά για τον RW Auriga παρατηρείται ότι η LVC Επειδή η προσομοίωση των ταχυτήτων  $V_r, V_\phi$  δίνει πολύ μικρότερες τιμές ταχυτήτων σε σχέση με τις τιμές της  $V_z$  μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η  $V_z$  είναι ανάλογη της ολικής ταχύτητας της εκροής  $V_{total}$ . Έτσι τα αποτελέσματα που εξάγουμε για τη  $V_z$  αποτελούν εκτίμηση για τις τιμές της ολικής ταχύτητας.

## 6.6 Γενική σύγκριση αποτελεσμάτων προσομοίωσης – παρατηρήσεων

1) Όπως προκύπτει από τις παρατηρήσεις οι πίδακες HH 229, HH 220, HH 158 και HH 30 επιτυγχάνουν εστίαση σε χωρική κλίμακα  $z \leq 50$  AU ( $z_{real} \leq 75$ ). Βλέποντας τις προσομοιώσεις της θερμοκρασίας παρατηρούμε ότι στο μοντέλο μας έχει επιτευχθεί ήδη εστίαση σε αυτές τις κλίμακες.

2) Στην προσομοίωση του πίδακα HH 158 του αστέρα DG Tau είναι ξεκάθαρη η εμφάνιση ισχυρού bow shock στο εξωτερικό knot σε συμφωνία με τις παρατηρήσεις στη γραμμή [SII] (Dougados et al. 2000).

3) Στην απόσταση  $z = 50 - 80$  AU παρατηρείται σταδιακή εξαφάνιση του υλικού χαμηλής ταχύτητας. Παρατηρώντας τις προσομοιώσεις της ταχύτητας  $V_z$  διαπιστώνουμε ότι αυτό ισχύει αφού η σκούρα μπλέ περιοχή που απεικονίζει το υλικό χαμηλότερων ταχυτήτων αρχίζει να καταλαμβάνει ολοένα και λιγότερο χώρο στο κουτί προσομοίωσης από την απόσταση  $z = 80$  AU και μετά.

4) Όλοι οι πίδακες που παρουσιάσαμε έχουν πλάτη 30 AU σε προβαλλόμενη απόσταση  $\approx 100$  AU (Dougados et al., 2002). Θα εξετάσουμε αν ισχύει αυτή η παρατήρηση και για την προσομοίωσή μας. Για τον πίδακα του RW Aur σε αυτή την απόσταση έχουμε  $r = 25$  AU, για τον πίδακα του CW Tau έχουμε  $r = 20$  AU, για τον πίδακα του DG Tau έχουμε  $r \approx 35$  AU ενώ για τον πίδακα του HH 30 έχουμε  $r = 30$  AU συνυπολογίζοντας το πλάτος των wings και  $r = 10$  AU χωρίς το πλάτος των wings.

5) Ένα μειονέκτημα του μοντέλου που χρησιμοποιήσαμε είναι η εμφάνιση μεγαλύτερων proper motions σε σχέση με τις παρατηρούμενες. Για το εξωτερικό knot του HH 158 αναφέρεται proper motion 194 Km/s ενώ η προσομοίωση δίνει 391 Km/s. Τα knots του HH 30 παρουσιάζουν proper motion 200 – 300 Km/s ενώ η προσομοίωση δίνει 438 Km/s. Όπως βλέπουμε οι proper motions της προσομοίωσης έχουν σχεδόν διπλάσιες τιμές από τις παρατηρούμενες. Αυτό ενδεχομένως οφείλεται στο γεγονός ότι έχουμε υποθέσει σταθερή σταθερή inclination angle για όλα τα knots, τη γωνία του άξονα συμμετρίας του πίδακα. Ενδεχομένως τα knots κινούνται με λίγο διαφορετική inclination angle γεγονός που επηρεάζει την τιμή της φαινόμενης proper motion.

Η διαφορά των τιμών των proper motions ενδέχεται να οφείλεται και στην αλληλεπίδραση των παρατηρούμενων knots με την ύλη του χώρου που περιβάλλει τον πίδακα. Τα knots ενδέχεται να εκπέμφθηκαν

με τις υψηλές ταχύτητες που δίνει η προσομοίωση. Όμως κατά την κίνησή τους στο περιβάλλον αλληλεπιδρούν μαζί του με αποτέλεσμα να επιβραδύνονται. Έτσι όσο απομακρύνονται από την πηγή τόσο θα μειώνεται η ταχύτητά τους.

6) Όπως είδαμε η ανάμειξη των λύσεων ADO – ASO σε συνδυασμό με εφαρμογή ημιτονοειδούς συνάρτησης χρονικής μεταβλητότητας στη βάση του αστρικού ανέμου δημιουργούν τις δομές των knots τα οποία θεωρούμε ότι είναι internal shock working surfaces. Μπροστά από τα knots ξεκινάνε bow shocks τα οποία έχουν ως προεκτάσεις τα wings. Αν λάβουμε ως πλάτος του πίδακα το πλάτος των wings τότε έχω σημαντική απόκλιση μεταξύ παρατηρούμενων και προσομοιαζόμενων πλατών μετά τις 200 AU. Η απόκλιση αυτή μπορεί να μετριάσει αν χρησιμοποιούσαμε ένα μοντέλο το οποίο περιγράφει πίδακα που ακτινοβολεί. Ένας τέτοιος πίδακας παρουσιάζει μικρότερο πλάτος (μικρότερο jet cocoon) από τον σχεδόν ισοθερμικό πίδακα που έχουμε προσομοιάσει.

## 7. Σύνοψη

Χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις που προήλθαν εφαρμόζοντας τη μέθοδο Adaptive Optics επιχειρήσαμε να προσομοιάσουμε τους πίδακες των αστερών RW Auriga, CW Tauri, DG Tauri καθώς και τον πίδακα HH 30 με τη χρήση παρατηρήσεων του Hubble Space Telescope. Επιλέξαμε τους συγκεκριμένους πίδακες επειδή βρίσκονται σε πολύ κοντινή απόσταση από τη Γη και συνεπώς είναι ευκολότερη η παρατήρησή τους. Επιπλέον ο HH 30 παρουσιάζει την εξής ιδιότητα: ο άξονας κίνησης του πίδακα, τη περίοδο της παρατήρησής του, σχηματίζει σχεδόν μηδενική γωνία με το επίπεδο του ουρανού. Έτσι ο HH 30 δεν παρουσιάζει προβαλλόμενη κίνηση.

Θεωρούμε ότι ο κάθε πίδακας αποτελείται από δύο εκροές: την αστρική και την προερχόμενη από το δίσκο προσαύξεσης. Η αστρική εκροή περιγράφεται από το μεσημβρινά αυτό – όμοιο μοντέλο των Sauty et al. 2002 (STT02) ενώ η προερχόμενη ροή από το δίσκο περιγράφεται από το ακτινικά αυτό – όμοιο μοντέλο των Vlahakis et al. 2000 (VTST00). Επιπρόσθετα εφαρμόζουμε συνάρτηση χρονικής μεταβλητότητας στη βάση της αστρικής εκροής για να επιτύχουμε το σχηματισμό συμπυκνωμάτων τύπου Herbig – Haro, τα ονομαζόμενα knots. Τέλος επιλέγουμε να προσομοιάσουμε τους επιλεγμένους πίδακες θεωρώντας πάρα πολύ μικρή συνεισφορά του αστρικού μαγνητικού πεδίου στην εκροή.

Όπως είδαμε η προσομοίωση επιτυγχάνει να απεικονίσει τις θέσεις των knots άρα και τις μεταξύ τους αποστάσεις. Οι προσομοιαζόμενες θέσεις και αποστάσεις βρίσκονται σε συμφωνία με τις παρατηρούμενες (έχοντας κάνει τη διόρθωση στις τιμές τους λόγω φαινομένου προβολής της κίνησής τους).

Η χρονική μεταβλητότητα (περίοδος εμφάνισης) των knots που προκύπτει από την προσομοίωση βρίσκεται σε συμφωνία με τη παρατηρούμενη καθώς εμπίπτει στο διάστημα 1 – 10 έτη που προκύπτει από τις παρατηρήσεις. Για τη προσομοίωση της χρονικής

μεταβλητότητας χρησιμοποιήσαμε ημιτονοειδή συνάρτηση του χρόνου στη βάση του αστρικού ανέμου πολλαπλασιάζοντάς την με εκθετική συνάρτηση της απόστασης  $r$  έτσι ώστε η μεταβλητότητα να περιορίζεται στη βάση της αστρικής εκροής και να μην επεκτείνεται στην περιοχή απ' όπου ξεκινάει η εκροή του δίσκου.

Με βάση τη παραπάνω θεώρηση η προσομοίωση μας δίνει πολύ καλές τιμές της ταχύτητας  $V_z$  κατά μήκος του άξονα συμμετρίας του πίδακα η οποία αντιστοιχεί στην προβαλλόμενη ταχύτητα στο επίπεδο του ουρανού κατά μήκος του πίδακα. Επίσης προσομοιάζεται η ακτινική ταχύτητα στην οποία εμφανίζονται τοξοειδής δομές οι οποίες κινούνται γρηγορότερα ακτινικά απ' ότι η υπόλοιπη εκροή.

Τα πλάτη των πιδάκων που προκύπτουν από την προσομοίωση έχουν τιμές παραπλήσιες με τις παρατηρούμενες μέχρι την απόσταση των 200 AU (εκτός από την περίπτωση του πίδακα του RW Aur για την οποία η απόσταση αυτή είναι 100 AU). Από την απόσταση των 200 AU και μετά η σύγκλιση μεταξύ παρατηρούμενων τιμών και τιμών προσομοίωσης εξαρτάται από την απόσταση  $r$  την οποία ορίζουμε ως πλάτος του πίδακα (έχοντας λάβει υπόψιν το πλάτος των wings ή όχι).

Τέλος όσον αφορά τις proper motions των knots των πιδάκων HH 158 (DG Tau) και HH 30 η προσομοίωση δίνει σχεδόν διπλάσιες τιμές σε σχέση με τις παρατηρούμενες.

Όπως είδαμε η εφαρμογή της ημιτονοειδούς χρονικής μεταβλητότητας στη βάση του αστρικού ανέμου (για τον οποίο ισχύει η πολυτροπική σχέση  $P \propto \rho^{1.05}$ ) παράγει αρκετά καλά αποτελέσματα σε σχέση με τις παρατηρήσεις. Ο αστρικός άνεμος του μοντέλου μας ( $\gamma = 1.05$ ) θεωρήσαμε ότι είναι μια περίπτωση ενδιάμεση του ισοθερμικού ( $\gamma = 1$ ) και του αδιαβατικού ( $\gamma = 5/3$ ) ανέμου. Μπορούμε να επιτύχουμε μεγαλύτερη συμφωνία αποτελεσμάτων προσομοίωσης – παρατηρήσεων, κυρίως όσον αφορά το πλάτος του πίδακα, συμπεριλαμβάνοντας radiative cooling στην προσομοίωση καθώς κάθε πραγματικός πίδακας ακτινοβολεί. Η χρήση ακτινοβολίας στην προσομοίωση απεικονίζει τους πίδακες με μικρότερο περίβλημα (jet cocoon) και κατά συνέπεια με μικρότερο πλάτος (Vaidya et al. 2010).

Η χρονική μεταβλητότητα της εκροής ενδέχεται να σχετίζεται με εκρηκτικά γεγονότα (eruptive events) στη διαδικασία προσρόφησης ύλης γύρω από τον πρωτοαστέρα. Οι πηγές ορισμένων YSOs και HH πιδάκων (πχ HH 57) έχουν δημιουργήσει εκρηκτικά γεγονότα όπως τα παραπάνω τα οποία ονομάζονται FU Orionis outbursts. Αυτά τα γεγονότα είναι σημαντικά καθώς μπορούν να παράγουν μαζικές εκτινάξεις ύλης, κατά μήκος του αστρικού πίδακα, κάθε 100 – 1000 yrs.

Τέλος ένα πολύ ενδιαφέρον πεδίο μελέτης της αστροφυσικής είναι η μελέτη της χρονικής μεταβλητότητας στους πίδακες που προέρχονται από διπλά συστήματα αστέρων και από ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες (Active Galactic Nuclei – AGNs), καθώς και η σύγκρισή τους με τους πίδακες των YSOs, επειδή και αυτά τα είδη πιδάκων παρουσιάζουν εκπομπή με τη μορφή knots.

## Παράρτημα

Παραθέτουμε τις βασικές συναρτήσεις των αναλυτικών μοντέλων στα οποία βασίστηκε η προσομοίωση με το πρόγραμμα PLUTO.

Α) Για την ακτινικά αυτό – όμοια λύση ADO οι φυσικές μεταβλητές δίνονται από τους παρακάτω τύπους έχοντας λάβει υπόψιν τις συναρτήσεις  $G_D(\theta), M_D(\theta), \psi_D(\theta)$  (για τον ορισμό αυτών των συναρτήσεων βλέπε VT98):

$$\rho_D = \rho_{D*} a_D^{x-3/2} \frac{1}{M_D^2}$$

$$P_D = P_{D*} a_D^{x-1/2} \frac{1}{M_D^{2\gamma}}$$

$$V_{D_p} = -V_{D*} a_D^{-1/4} \frac{M_D^2}{G_D^2} \frac{\sin \theta}{\cos(\psi_D + \theta)} (\cos \psi_D \hat{r} + \sin \psi_D \hat{z})$$

$$V_{D_\phi} = V_D * \lambda a_D^{-1/4} \frac{G_D^2 - M_D^2}{G_D(1 - M_D^2)}$$

$$B_{D_p} = -B_{D*} a_D^{x/2-1} \frac{1}{G_D^2} \frac{\sin \theta}{\cos(\psi_D + \theta)} (\cos \psi_D \hat{r} + \sin \psi_D \hat{z})$$

$$B_{D_\phi} = -B_D * \lambda a_D^{x/2-1} \frac{1 - G_D^2}{G_D(1 - M_D^2)}$$

Β) Για τη μεσημβρινά αυτό – όμοια λύση ASO οι φυσικές μεταβλητές περιγράφονται με τη βοήθεια των συναρτήσεων  $G_S(R), M_S(R), F_S(R), \Pi_S(R)$ :

$$\rho_S = \rho_{S*} \frac{1}{M_S^2} (1 + \delta a_S)$$

$$P_S = P_{S*} \Pi_S (1 + \kappa a_S)$$

$$V_{S_r} = V_{S^*} \frac{M_S^2}{G_S^2} \frac{\sin \theta \cos \theta}{\sqrt{1 + \delta a_S}} \left( 1 - \frac{F_S}{2} \right)$$

$$V_{S_z} = V_{S^*} \frac{M_S^2}{G_S^2} \frac{1}{\sqrt{1 + \delta a_S}} \left( \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \frac{F_S}{2} \right)$$

$$V_{S_\varphi} = V_{S^*} \lambda' a_S^{1/2} \frac{G_S^2 - M_S^2}{G_S (1 - M_S^2)} \frac{1}{\sqrt{1 + \delta a_S}}$$

$$B_{S_r} = B_{S^*} \frac{\sin \theta \cos \theta}{G_S^2} \left( 1 - \frac{F_S}{2} \right)$$

$$B_{S_z} = B_{S^*} \frac{1}{G_S^2} \left( \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \frac{F_S}{2} \right)$$

$$B_{S_\varphi} = -B_{S^*} \lambda' a_S^{1/2} \frac{1 - M_S^2}{G_S (1 - M_S^2)}$$

## ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε από μελέτη αξιόλογων εργασιών που αναφέρονται στους πίδακες νεογέννητων άστρων και από προσωπική εργασία με χρήση του κώδικα PLUTO .

Θα ήθελα να ευχαριστήσω :

- τον επιβλέποντα καθηγητή της εργασίας μου κ. Τσίγκανο Κ. για την ευκαιρία που μου έδωσε να ασχοληθώ με το συγκεκριμένο αντικείμενο και για το αξιόλογο υλικό που μου υπέδειξε για να πραγματοποιηθεί το θεωρητικό μέρος της εργασίας

- τον μεταδιδακτορικό ερευνητή Ματσάκο Τίτο για τη βοήθεια που παρείχε τόσο στην εκμάθηση του κώδικα PLUTO όσο και για τις παρατηρήσεις και διορθώσεις που υπέδειξε ώστε να είναι σωστή η προσομοίωση .

- τη μεταπτυχιακή φοιτήτρια Πάντζου Ιωάννα για τη συμβολή της σε επίλυση πρακτικών προβλημάτων που προέκυψαν κατά τη συγγραφή της εργασίας .

Το αντικείμενο των πιδάκων από νεογέννητα άστρα προσφέρει πάρα πολλές επιλογές για έρευνα με τις οποίες θα ήθελα να ασχοληθώ στο μέλλον ίσως στα πλαίσια ενός διδακτορικού προγράμματος .

## **ΑΝΑΦΟΡΕΣ**

1. Alencar, S.H.P, & Batalha, C., 2002, ApJ, 571, 378
2. André P., 1997, IAUS.182, 483
3. Blandford, R.D., Payne, D.G, 1982, MNRAS, 199, 883
4. Cabrit, S., 2007, Lect. Notes Phys., 273, 21 – 53
5. Cabrit, S., 2009, Protostellar Jets in Context, JETSET
6. De Campli, W.U., 1981, ApJ, 244, 124
7. Dougados, C., Cabrit, S., Lavalley, C., and Ménard, F., 2000, A & A, 357, L61 – L64
8. Dougados, C., Cabrit, S., Lavalley, C., 2002, Rev.Mex.AA, 13, 43 – 48
9. Dougados, C., 2008, Lect. Notes Phys. , 742 , 105 – 121
10. Edwards, S., Fischer, W., Hillenbrand, L., Kwan, J., 2006, ApJ, 646, 319
11. Eisner, J.A., 2005, ApJ, 635, 396
12. Ferreira, J., Pelletier, G., Appl.S., 2000, MNRAS, 199, 883
13. Ferreira, J., Dougados, C., Cabrit, S., 2006, A&A, 453, 785
14. Ferreira, J., 2003, Astroph. & Space Science, 287, 15 – 20
15. Ferreira, J., Dougados, C., and Cabrit, S., ESO 2008, A&A , manuscript no . 4231 paper
16. Hartmann, L., MacGregor, K.B., 1982, ApJ, 259, 125
17. Jeferacos, P., Ferrari, A., Mignone, A., Zanni, C., Bodo, G., Massaglia, S., 2009, MNRAS, 400, 820 (Protostellar Jets in Context, JetSet 2009)



- 18.Konigl, A., 1982, ApJ, 261, 115
- 19.Kwan, J., Tademaru, E., 1988, ApJ, 332, L41
- 20.López - Martin, L., Cabrit, S., Dougado, C., 2003, A&A, 405, L1
- 21.McGroarty, F., Ray, T., 2004, A&A, 420, 975 – 986
- 22.Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al., 2007, ApJS, 170, 228
- 23.Matsakos, T., Massaglia, S., Trussoni, E., Tsinganos, K., Vlahakis, N., Sauty, C., and Mignone, A., 2009, A&A, 502, 217 – 229
- 24.Pudritz, R.E, Norman, C.A., 1983, ApJ, 274, 677
- 25.Raga, A., Cabrit, S., Dougados, C., Lavalley, C., 2001, A&A, 367, 959 – 966
- 26.Ray, T., et al, 1996, ApJ, 468, L103 – L106
- 27.Ray, T., Dougados, C., Bacciotti, F., Eisloffel, J., and Chrysostomou, A., 2006, “Toward Resolving the Outflow Engine : An Observational Perspective “
- 28.Ray, T., 2007, Lect. Notes Phys., 723, 3 – 19
- 29.Sauty, C., Tsinganos, K., 1994, A&A, 287, 893 (ST94)
- 30.Sauty, C., Trussoni, E., Tsinganos, K., 2002, A&A, 389, 1068 – 1085 (STT02)
- 31.Stone, J.M., Norman, M.L., 1992, ApJ, 502, L163
- 32.Tsinganos, K., 2007, Lect. Notes Phys., 723, 117 – 159
- 33.Tsinganos, K., Σημειώσεις Φυσικής Πλάσματος, 2005
- 34.Vaidya, B., Rubini, F., De Colle, F., 2010, ISIMA, Project Report
- 35.Vlahakis, N., Tsinganos, K., 1998, MNRAS, 298, 777 – 789
- 36.Vlahakis, N., Tsinganos, K., Sauty, C., Trussoni, E., 2000, MNRAS, 318, 417 – 428 (VTST00)