

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ ΒΑΡΥΤΙΚΗΣ ΚΑΤΑΡΡΕΥΣΗΣ ¹

ΙΩΑΝΝΗΣ ΤΑΞΙΔΗΣ

15 Μαΐου 2005

¹Πρόκειται για μια έκθεση της εργασίας μου που ολοκληρώθηκε στο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου της Κοπεγχάγης, κατά τη διάρκεια της εξάμηνης παραμονής μου στην Κοπεγχάγη, στα πλαίσια της συμμετοχής μου στο ευρωπαϊκό πρόγραμμα ανταλλαγής φοιτητών: SOCRATES - ERASMUS (Οκτώβριος 2003 - Απρίλιος 2004). Επιβλέπων καθηγητής αυτής της εργασίας ήταν αρχικά ο Καθηγητής Åke Nordlund (Niels Bohr Institute for Astronomy, Physics and Geophysics) και αργότερα ο Αναπληρωτής Καθηγητής Λουκάς Βλάχος (Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης)

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	2
2	Αριθμητική Μέθοδος	5
3	Ενιαία Ισόθερμη Σφαίρα	7
4	Περιστρεφόμενη Ενιαία Ισόθερμη Σφαίρα	12
5	Περιστρεφόμενη Ισόπυκνη Σφαίρα	15
6	Ανομοιόμορφη Περιστροφή	20

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Η αστρική γένεση ή αστρογένεση (starformation) είναι μια από τις πιο σημαντικές διαδικασίες με τις οποίες ασχολείται η σύγχρονη αστροφυσική. Η γέννηση ενός αστέρα είναι ένα πολύ σύνθετο φαινόμενο και ένα τεράστιο ποσό εργασίας έχει επενδυθεί ώστε οι επιστήμονες να είναι σε θέση να την περιγράψουν, ακόμη και σε γενικές γραμμές. Πολυάριθμες παρατηρήσεις περιοχών αστρογένεσης, που συνδυάζονται με αναλυτικά επιχειρήματα και αριθμητικά πειράματα, συνθέτουν την τρέχουσα εικόνα που έχουμε για την εξέλιξη ενός μοριακού νέφους αερίου, καθώς φύχεται και καταρρέει από την ίδια του την βαρύτητα, σχηματίζοντας έναν ενιαίο κεντρικό πυρήνα ή ένα πολλαπλό σύστημα πυρήνων που εξελίσσονται σε άστρα μέσω της προσαύξησης αερίου από το περιβάλλον τους. Εντούτοις είμαστε ακόμα ανίκανοι να περιγράψουμε με βεβαιότητα τη λεπτομερή εξέλιξη από το αρχικό μοριακό νέφος μέχρι το τελικό αστέρι, και υπάρχουν πολυάριθμες ερωτήσεις που δεν έχουν απαντηθεί με σαφήνεια.

Μια πολύ γενική περιγραφή μιας κατάρρευσης είναι η εξής: Το αρχικό νέφος έχει μια μη-ομόλογη κατανομή πυκνότητας και σε ορισμένα σημεία εμφανίζονται συμπυκνώσεις. Αυτές με κλίμακες μικρότερες από το μήκος Jeans θα διαλυθούν σταδιακά από ακουστικά κύματα, αλλά οι ανομοιογένειες με πολύ μεγάλη κλίμακα ή πολύ υψηλή πυκνότητα, που υπερβαίνουν το μήκος Jeans, θα επιβιώσουν και θα αυξηθούν σε μάζα και μέγεθος, με συνέπεια τη διάσπαση του νέφους. Τελικά, οι βαρυτικές δυνάμεις που ενεργούν στο αέριο που τις περιβάλλει, γίνονται ισχυρότερες από την ίδια τη βαρύτητα του αερίου, οδηγώντας έτσι στην παύση της περαιτέρω διάσπασης, και η κατάρρευση του υπόλοιπου υλικού αποκτάει χαρακτηριστικά μιας διαδικασίας προσαύξησης. Ελλείψει οποιασδήποτε περιστροφής, σχεδόν όλο το υλικό γύρω από έναν πυρήνα θα καταλήξει σε αυτόν, πραγματοποιώντας μια σχεδόν ελεύθερη πτώση. Εάν υπάρχει σημαντική περιστροφή, ένα μέρος από το περιβάλλον αέριο θα σχηματίσει έναν περιστρεφόμενο δίσκο γύρω από τον πυρήνα, δεδομένου ότι πιθανότατα δεν θα έχει αρκετό χρόνο να χάσει την αρχική στροφορμή του. Η εξέλιξη ενός τέτοιου δίσκου είναι αρκετά σύνθετη και οι επιστήμονες δεν έχουν ακόμα καταλήξει σε μια τελική θεωρία. Πάντως θεωρείται ότι μέσω των διαφόρων γνωστών μηχανισμών μεταφοράς στροφορμής, ένα μέρος του δίσκου τελικά θα καταλήξει στο κεντρικό αστέρι ενώ το υπόλοιπο θα

παραμένει σε τροχιά και θα είναι η πηγή οποιουδήποτε μελλοντικού σχηματισμού πλανητών.

Η περίπτωση της σφαιρικής κατάρρευσης χωρίς περιστροφή ή μαγνητικά πεδία θεωρείται ότι είναι κατανοητή και έχει μελετηθεί αναλυτικά μέχρι το σχηματισμό ενός κεντρικού πρωταστέρα (protostar). Η ακριβής περιγραφή της αξονικά συμμετρικής περιστρεφόμενης κατάρρευσης είναι πολύ πιο περίπλοκη. Ο σχηματισμός ενός επίπεδου δίσκου, περιστρεφόμενου γύρω από το κέντρο του, είναι σχεδόν βέβαιος αλλά η λεπτομερής εξέλιξή του δίσκου είναι δύσκολο να μελετηθεί. Ένα από τα σημαντικότερα προβλήματα που παραμένουν ακόμα αναπάντητα, είναι πώς ακριβώς θα μεταφερθεί προς τα έξω η στροφορμή του δίσκου, έτσι ώστε το υλικό να μπορέσει να καταλήξει μέσα στον κεντρικό πυρήνα. Η κατάσταση ελάχιστης ενέργειας σε ένα τέτοιο σύστημα έχει σχεδόν όλη τη μάζα συσσωρευμένη στο κέντρο, και μόνο ένα πολύ μικρό μέρος παραμένει σε περιστροφή, διατηρώντας την αρχική στροφορμή όλου του αερίου. Άλλωστε, αυτή είναι λίγο πολύ η εικόνα του ηλιακού συστήματός μας, όπου το μεγαλύτερο μέρος της μάζας βρίσκεται στον ήλιο και σχεδόν όλη η στροφορμή φέρεται από τους πλανήτες.

Οι μηχανισμοί της μεταφοράς στροφορμής δεν είναι προς το παρόν επαρκώς κατανοητοί. Η γενική εικόνα είναι ότι η τριβή μεταξύ δύο τμημάτων του δίσκου, που περιστρέφονται σε γειτονικές ακτίνες, θα επιταχύνει το πιο αργό τμήμα και θα επιβραδύνει το γρηγορότερο. Και αφού στις περισσότερες περιπτώσεις, η γωνιακή ταχύτητα του δίσκου μειώνεται προ τα έξω, το εσωτερικό τμήμα θα είναι εκείνο που θα επιβραδυνθεί, χάνοντας μέρος της στροφορμής του, και θα κινηθεί προς το εσωτερικό. Από την άλλη, το εξωτερικό τμήμα θα επιταχυνθεί και θα κινηθεί προς μεγαλύτερες ακτίνες. Η ολική κίνηση της στροφορμής είναι προς το εξωτερικό του δίσκου, ενώ η ολική κίνηση της μάζας είναι προς το εσωτερικό, οδηγώντας στην προσαύξηση υλικού στο κέντρο.

Μιας και οι διαδικασίες μεταφοράς στροφορμής μέσω του ιξώδους δεν είναι ακόμα καλά κατανοητές, πολλοί διαφορετικοί πιθανοί μηχανισμοί έχουν μελετηθεί. Το μοριακό ιξώδες εμφανίζεται να είναι πάρα πολύ μικρό για να είναι αποτελεσματικό. Η τυρβώδης μεταφορά είναι μια άλλη δυνατότητα, αλλά έχειδειχθεί ότι μάλλον μεταφέρει στροφορμή προς το εσωτερικό (Stone & Balbus (1996)). Η πιο ελπιδοφόρα πιθανότητα μέχρι τώρα είναι η “μαγνητο-περιστροφική αστάθεια” (“magneto-rotational instability”), ή αλλιώς αστάθεια “Balbus-Hawley” (Balbus & Hawley (1991)), όπου το τέντωμα των μαγνητικών γραμμών, λόγω των διαφορετικών περιστροφικών ταχυτήτων των γειτονικών δακτυλίων στο δίσκο, αναγκάζει τον εσωτερικό δακτύλιο να επιβραδυνθεί και να κινηθεί προς το εσωτερικό, ενώ ο εξωτερικός επιταχύνεται και κινείται προς τα έξω. Τέλος, μια ακόμα ελπιδοφόρα ιδέα είναι η μεταφορά στροφορμής μέσω των βαρυτικών ασταθειών που δημιουργούνται στο δίσκο (Laughlin & Bodenheimer (1994)), αρκεί να έχει αρκετή μάζα για να έχει σημαντική δική του βαρύτητα. Σε αυτό το σενάριο, δημιουργούνται κάποιες ακτινωτές συμπυκνώσεις μάζας που μπορεί να διαμορφώσουν έναν σπειροειδή βραχίονα που περιστρέφεται μαζί με το δίσκο. Το εσωτερικό μέρος του βραχίονα παρασέρνει το πιο αργό, εξωτερικό μέρος, επιταχύνοντας το, προκαλώντας κατά συνέπεια μια ολική ροή στροφορμής προς τα έξω. Φυσικά, για να εμφανιστούν βαρυτικές αστάθειες, ο δίσκος πρέπει να έχει σημαντική μάζα. Όλοι αυτοί οι μηχανισμοί και περισσότεροι, μελετώνται προκειμένου να εκτιμηθεί

ποιος από αυτούς (ή ποιος συνδυασμός τους) είναι αποδοτικότερος και ρεαλιστικότερος και παράγει τις παρατηρούμενες ιδιότητες των πρωτοπλανητικών δίσκων (protoplanetary disks).

Πρέπει να τονιστεί ότι αν και στις περισσότερες αριθμητικές προσομοιώσεις περιστρεφόμενης κατάρρευσης, σχηματίζεται δίσκος, η περαιτέρω εξέλιξή του είναι ακόμα αβέβαιη. Πόσο σταθερός είναι αυτός ο δίσκος; Θα έρθει κάποια στιγμή σε σταθερή Κεπλεριανή κατάσταση; Θα συσσωρευτεί το μεγαλύτερο μέρος της μάζας του στο κέντρο; Πόση μάζα θα παραμείνει σε τροχιά; Σημειώστε ότι τα αριθμητικά πειράματα που έγιναν από κάποιους ερευνητές (Larson (1972), Black & Bodenheimer (1976)) περιγράφουν το σχηματισμό ενός δακτύλιου μετά το σχηματισμό του δίσκου. Προβλέπουν ότι αυτός ο δακτύλιος είναι ασταθής και θα διασπαστεί σε τουλάχιστον ένα διπλό σύστημα συμπυκνώσεων, σε τροχιά η μία γύρω από την άλλη. Επομένως υπάρχει ακόμα πολλή αβεβαιότητα στη λεπτομερή περιγραφή της βαρυτικής κατάρρευσης ακόμη και ενός πολύ απλού αρχικού αερίου νέφους.

Σε αυτό το project παρουσιάζουμε μερικά αριθμητικά πειράματα, που έγιναν με ένα τρισδιάστατο, αριθμητικό κώδικα υδροδυναμικής (που αναπτύχθηκε από τον Καθ. Åke Nordlund), τα οποία προσομοιώνουν τη βαρυτική κατάρρευση διάφορων περιπτώσεων μοριακών νεφών. Θα εξετάσουμε μια σφαιρική μη-περιστρεφόμενη κατάρρευση και τρεις αξονικά συμμετρικές, περιστρεφόμενες. Η σφαιρική περίπτωση είναι η κατάρρευση μιας ενιαίας ισόθερμης σφαίρας (singular isothermal sphere), όπου κάνουμε πρώτα μια προσομοίωση με ένα sink-cell στο κέντρο του σύννεφου, έτσι ώστε να μπορέσουμε να αναπαράγουμε τη λύση αυτο-ομοιότητας που περιέγραψε ο Shu (1977), και μία χωρίς την εφαρμογή του sink-cell, προκειμένου να μελετηθούν τα αποτελέσματά που θα έχει κάτι τέτοιο στην κατάρρευση. Το επόμενο πείραμα θέτει τη ενιαία ισόθερμη σφαίρα σε ομοιόμορφη περιστροφή και εξετάζει τις διαφορές που εμφανίζονται με την παρουσία σημαντικής περιστροφής. Έπειτα εξετάζουμε την κατάρρευση ενός περιστρεφόμενου, σφαιρικού νέφους με ομοιόμορφη αρχική πυκνότητα, όπου μπορούμε να μελετήσουμε τα πρώτα στάδια της εξέλιξης ενός δίσκου. Στη συνέχεια επαναλαμβάνουμε το ίδιο πείραμα αλλά με υψηλότερη ανάλυση προκειμένου να εξετάσουμε τις επιπτώσεις των boundaries. Τέλος μελετάμε την περίπτωση μιας μη-αξονικά συμμετρικής, περιστρεφόμενης κατάρρευσης όπου έχουμε αρχικά δύο στρώματα αερίου με διαφορετικές πυκνότητες και άξονες περιστροφής, έτσι ώστε να μπορέσουμε να δούμε πώς το προφίλ της κατάρρευσης αλλάζει όταν μεταβαίνουμε σε πιο σύνθετες αρχικές συνθήκες. Σε όλα αυτά τα πειράματα, θέτουμε σταθερή θερμοκρασία και δεν εφαρμόζουμε κανένα μαγνητικό πεδίο. Για οποιαδήποτε περίπτωση υπάρχει συγκεκριμένη αναλυτική λύση, κάνουμε τις κατάλληλες συγκρίσεις με τα δικά μας αποτελέσματα. Στόχος μας είναι να εξετάσουμε εάν οι θεωρίες που ήδη υπάρχουν προβλέπουν παρόμοια αποτελέσματα με αυτά που παίρνουμε στα πειράματά μας, και να σχολιάσουμε τους πιθανούς λόγους για τυχόν διαφορές.

Κεφάλαιο 2

Αριθμητική Μέθοδος

Σε όλα τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν, έχουμε χρησιμοποιήσει την *HD* έκδοση ενός τρισδιάστατου αριθμητικού *MHD* κώδικα της FORTRAN 90, που αναπτύχθηκε από τον Καθ. Åke Nordlund, και ονομάζεται “stagger-code”.

Ο κώδικας αυτός λύνει τις τυπικές *MHD* εξισώσεις στην ακόλουθη μορφή:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\nabla \cdot \rho \mathbf{u} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{e} \\ \mathbf{e} &= -(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \mathbf{J} \\ \mathbf{J} &= \nabla \times \mathbf{B} \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + \tau) - \nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - g \rho \\ \frac{\partial e}{\partial t} &= -\nabla \cdot (e \mathbf{u}) - P \nabla \cdot \mathbf{u} + Q_{cool} + Q_{visc} + Q_{Joule}\end{aligned}$$

όπου ρ , \mathbf{u} , \mathbf{B} , \mathbf{e} , η , \mathbf{J} , τ , e , g , $P = (\gamma - 1)e = \frac{2}{3}e$, $T = p/\rho$, Q_{cool} , Q_{visc} , και Q_{Joule} είναι η πυκνότητα, ταχύτητα, μαγνητικό πεδίο, ηλεκτρικό πεδίο, ηλεκτρική ειδική αντίσταση, ηλεκτρικό ρεύμα, τανυστής ιξώδους πίεσης, εσωτερική ενέργεια, σταθερά της βαρύτητας, πίεση αερίου, θερμοκρασία, όρος ψύξης, ιξώδης μεταφορά και μεταφορά Joule αντίστοιχα.

Οι μεταβλητές αντιπροσωπεύονται σε πλέγματα, όπου σε επίπεδο ενός μοναδιαίου κύβου, τα ρ και e υπολογίζονται στο κέντρο του κύβου, τα \mathbf{B} και $\rho \mathbf{u}$ υπολογίζονται στην επιφάνεια και τα \mathbf{e} και \mathbf{J} υπολογίζονται στις ακμές. Μια μέθοδος ακρίβειας έκτης τάξης, που λαμβάνει υπόψιν τα τρία κοντινότερα γειτονικά σημεία σε κάθε πλευρά, χρησιμοποιείται για τον καθορισμό των μερικών παραγώγων. Το αποτέλεσμα δίνεται σε ένα σημείο που είναι μετατοπισμένο πάνω ή κάτω, σε σχέση με τις εισαχθείσες τιμές, κατά μισό σημείο πλέγματος. Μια μέθοδος παρεμβολής ακρίβειας πέμπτης τάξης, που και πάλι περιλαμβάνει τα ίδια

έξι γειτονικά σημεία, χρησιμοποιείται για να μετατοπίσει το αποτέλεσμα στη σωστή θέση. Η τεχνητή διάχυση αντιμετωπίζεται μέσω μιας τεχνικής παρόμοιας με αυτήν που χρησιμοποιούν οι Richtmeyer & Morton (1964). Τα boundaries είναι περιοδικά και για να εξελιχθούν οι εξισώσεις στο χρόνο, εφαρμόζεται η διαδικασία predictor-corrector 3^{ης} τάξης του Hyman (1979), τροποποιημένη για μεταβλητά χρονικά βήματα.

Κεφάλαιο 3

Ενιαία Ισόθερμη Σφαίρα

Στο πρώτο πείραμα ασχολούμαστε με ένα μη-περιστρεφόμενο νέφος. Εξετάζουμε τη βαρυτική κατάρρευση μιας αέριας σφαίρας που έχει αρχική κατανομή πυκνότητας $\rho \propto r^{-2}$ και καθόλου ταχύτητες.

Ένα από τα γνωστότερα άρθρα σε αυτό το θέμα είναι αυτό του F. Shu (1977), όπου μελετάει την κατάρρευση μιας ισόθερμης σφαίρας αερίου της οποίας η αρχική κατανομή πυκνότητας είναι:

$$\rho = \frac{c_s^2}{2\pi G} \cdot \frac{1}{r^2}$$

Έτσι η μάζα που περικλείεται μέσα σε ακτίνα r αυξάνεται γραμμικά:

$$M_r = \frac{2c_s^2}{G} r$$

Η αέρια σφαίρα είναι σε ιδιαίτερα ασταθή ισορροπία και με μια μικρή διαταραχή, ξεκινάει η κατάρρευση. Εξετάζοντας αυτή την κατάρρευση αναλυτικά καταλήγει στο συμπέρασμα ότι εξελίσσεται με έναν τρόπο αυτο-ομοιότητας (self-similarity). Το κύριο επιχείρημά του είναι ότι ο χρόνος που απαιτείται από κάθε σφαιρικό κελί για να φτάσει στον κεντρικό πυρήνα είναι περίπου ίσος με το χρόνο ελεύθερης πτώσης του:

$$t \approx t_{ff} \propto \frac{1}{\sqrt{\langle \rho \rangle}} \propto r$$

και αφού $M \propto r$, συνεπάγεται ότι $\frac{dM}{dt} = \text{σταθερά}$. Άρα ο ρυθμός προσαύξησης πρέπει να είναι σταθερός, και συνεπώς η μάζα του πυρήνα θα πρέπει να αυξάνεται γραμμικά με το χρόνο. Έτσι, αφού αναπτύξει τις HD εξισώσεις κατά τρόπο αυτο-ομοιότητας, περιγράφει την κατάρρευση ως εξής:

Ένα σφαιρικό διαστελλόμενο κύμα δημιουργείται, κινούμενο από το κέντρο προς τα έξω, με την ταχύτητα του ήχου ($r_w = c_s \cdot t$). Τα μέρη του αερίου που εσωκλείνονται από το κύμα καταρρέουν ελεύθερα προς το κέντρο. Οι εξωτερικές περιοχές παραμένουν όπως έχουν μέχρι το κύμα να φθάσει σε αυτές, όποτε χάνεται η πίεσή που τις υποστηρίζει (δεδομένου ότι τα εσωτερικά στρώματα έχουν αρχίσει να πέφτουν) και καταρρέουν κι αυτές. Τα στρώματα που καταρρέουν θα έχουν

κατανομή πυκνότητας: $\rho \propto r^{-3/2}$ ενώ το προφίλ της ταχύτητας θα είναι αυτό της ελεύθερης πτώσης: $u_{ff} \approx \sqrt{\frac{2GM}{r}} \propto r^{-1/2}$. Μέχρι αυτό το κύμα να φθάσει στο εξωτερικό όριο (boundary) η διαδικασία της κατάρρευσης είναι self-similar και η μάζα που φθάνει στο κέντρο ανά μονάδα χρόνου είναι σταθερή, οδηγώντας σε μια γραμμική αύξηση της μάζας του πυρήνα με το χρόνο.

Θέλοντας να εξετάσουμε την ίδια περίπτωση, για να δούμε εάν θα βρούμε παρόμοιες κατανομές πυκνότητας και ταχύτητας, κάνουμε δύο πειράματα: Στο πρώτο, εφαρμόζεται ένα sink-cell στο κέντρο του νέφους, αντίθετα από το δεύτερο. Αυτό σημαίνει ότι στο πρώτο πείραμα, η μάζα που φθάνει στο κέντρο του νέφους αφαιρείται και τοποθετείται σε ένα κεντρικό κελί, χωρίζοντας κατά συνέπεια την κεντρική περιοχή από το υπόλοιπο νέφος. Κατ' αυτό τον τρόπο, διατηρείται η βαρυτική επίδραση του πυρήνα ενώ αποφεύγεται οποιαδήποτε άλλη πιθανή αλληλεπίδραση με το καταρρέον αέριο.

Στο πρώτο πείραμα λοιπόν χρησιμοποιούμε έναν κύβο $100 \times 100 \times 100$ σημείων πλέγματος, στο κέντρο του οποίου, τοποθετούμε μια σφαίρα αερίου με ακτίνα 50 σημείων πλέγματος (η φυσική κανονικοποιημένη ακτίνα κυμαίνεται από 0 έως 0.5). Η αρχική κατανομή πυκνότητας της σφαίρας είναι:

$$\rho = \rho_0[(r^6 + 1^6)^{1/6}]^{-2}$$

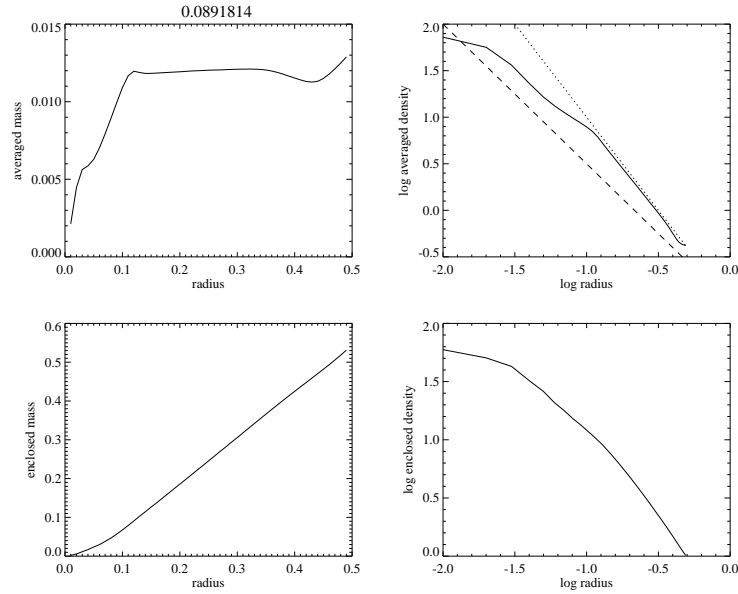
όπου $\rho_0 = 0.1$, που παραμένει πολύ κοντά στο r^{-2} ακόμα και στις πολύ μικρές ακτίνες. Επίσης κανονικοποιούμε τη σταθερά της βαρύτητας, έτσι ώστε να είναι $G = \frac{25}{4\pi}$ προκειμένου να επιτευχθεί μια αρχική κατάσταση πολύ κοντά στην υδροδυναμική ισορροπία. Ο κώδικας έτρεξε για 500 χρονικά βήματα (timesteps).

Στο σχήμα 3.1 αποτυπώνονται οι γραφικές παραστάσεις τεσσάρων παρόμοιων ποσοτήτων. Η μέση μάζα σε κάθε σφαιρικό κελί (επάνω αριστερά), η μέση σφαιρική πυκνότητα σε λογαριθμική κλίμακα (επάνω δεξιά), η μάζα και η πυκνότητα που εσωκλείνονται από κάθε σφαιρικό κελί (κάτω αριστερά και δεξιά αντίστοιχα). Η διαστιγμένη γραμμή στη γραφική παράσταση της μέσης σφαιρικής πυκνότητας αντιπροσωπεύει τον r^{-2} νόμο δύναμης, ενώ η διακεκομμένη, τον $r^{-3/2}$. Τα τέσσερα timesteps που σχεδιάστηκαν είναι timestep = 0, 250, 350, 450. Ο φυσικός κανονικοποιημένος χρόνος αναγράφεται στην κορυφή του σχήματος.

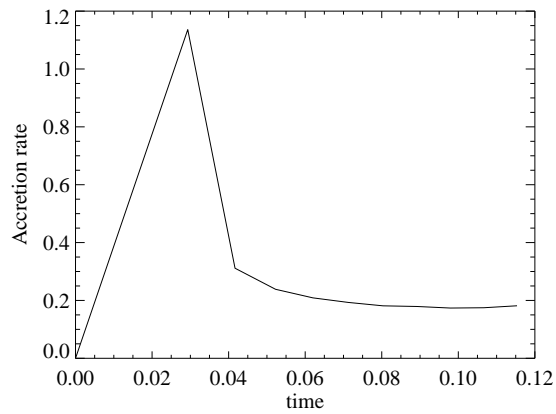
Στα πρώτα χρονικά βήματα το αέριο στις εσωτερικές ακτίνες έχει αρχίσει ήδη να καταρρέει μιας και το διαστελλόμενο κύμα έχει αρχίσει να διασχίζει τη σφαίρα. Στα επόμενα timesteps το κύμα έχει φτάσει σε μεγαλύτερες ακτίνες, οδηγώντας σε αύξηση της καταρρέουσας μάζας. Η κατανομή πυκνότητας του καταρρέοντος αερίου είναι πολύ κοντά στο: $\rho \propto r^{-3/2}$. Προσέξτε όμως ότι η μάζα που φθάνει στον κεντρικό πυρήνα τίθεται στο sink-cell, έτσι ώστε να έχει απειροελάχιστο όγκο, για να μην εμποδίζει την ελεύθερη πτώση.

Από τις γραφικές παραστάσεις της ακτινικής ταχύτητας βλέπουμε ότι αν και το κύμα είναι εμφανές, η χαμπύλη της ταχύτητας εσωτερικά του, δεν έχει ομοιότητα με την ελεύθερη πτώση. Αυτό συμβαίνει επειδή η ελεύθερη πτώση είναι μια ιδανική κατάσταση και η ταχύτητα φαίνεται να είναι πιο ευαίσθητη στις παρεκτροπές από αυτήν την κατάσταση.

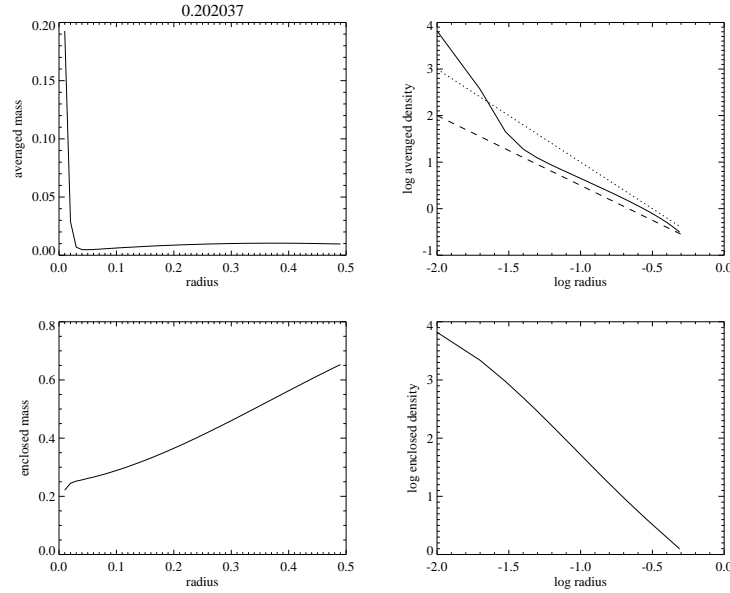
Τέλος σχεδιάζουμε το ρυθμό προσαύξησης συναρτήσει του χρόνου, (Σχήμα 3.2). Εκεί βλέπουμε, ότι μετά από ένα αρχικό μέγιστο στο ρυθμό προσαύξησης,



Σχήμα 3.1: Μέση σφαιρική μάζα (πάνω αριστερά), μέση σφαιρική πυκνότητα σε λογαριθμική κλίμακα (πάνω δεξιά), μάζα και πυκνότητα που εσωκλείνονται από κάθε σφαιρικό κελί (κάτω αριστερά και δεξιά αντίστοιχα). Η διαστigmένη γραμμή στη γραφική παράσταση της μέσης σφαιρικής πυκνότητας αντιπροσωπεύει τον r^{-2} νόμο δύναμης, ενώ η διακεκομμένη, τον $r^{-3/2}$. Timestep=350



Σχήμα 3.2: Ρυθμός προσαύξησης συναρτήσει του χρόνου



Σχήμα 3.3: Το ίδιο με το Σχήμα 3.1, αλλά για το πείραμα χωρίς sink cell. Timestep=250

αυτός φθάνει σε μια μάλλον σταθερή τιμή $\frac{dM}{dt} \approx 0.2$ ενώ η μάζα στο κεντρικό κελί αυξάνεται γραμμικά, επιβεβαιώνοντας τουλάχιστον ποιοτικά την περιγραφή του Shu για την κατάρρευση. Τα παραπάνω αποτελέσματα είναι επίσης σε συμφωνία με τα αντίστοιχα αριθμητικά των Boss & Black (1982), αν και επεκταμένα σε τρεις διαστάσεις.

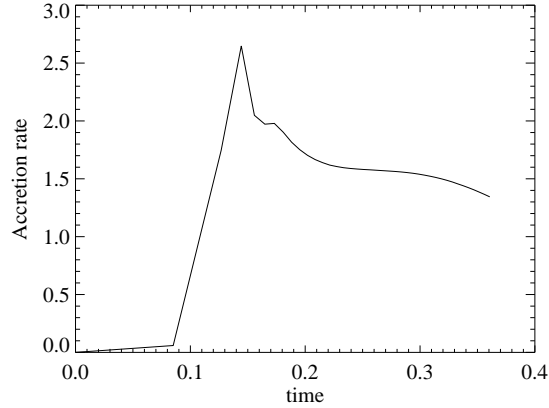
Στη συνέχεια, στο δεύτερο πείραμα, δεν εφαρμόσαμε το κεντρικό sink cell, ώστε να μπορέσουμε να δούμε ποια είναι τα αποτελέσματα της συσσώρευσης μάζας στο κέντρο, σε έναν πυρήνα που έχει κάποιο όγκο. Εδώ, η βαρυτική σταθερά τίθεται $G = \frac{35}{4\pi}$, ενώ η ακριβής κατανομή πυκνότητας είναι τώρα:

$$\rho = \rho_0[(r^6 + 3^6)^{1/6}]^{-2}$$

Αυτή η προσομοίωση έτρεξε για 1000 timesteps.

Στο σχήμα 3.3, οι ίδιες μεταβλητές μάζας και πυκνότητας σχεδιάζονται όπως και πριν, για το timestep=250. Ήδη στο timestep=125, το αέριο σε πολλά σφαιρικά κελιά έχει αρχίσει να καταρρέει, παρεκκλίνοντας από την αρχική κατανομή. Στο timestep=250, σχεδόν ολόκληρο το σύννεφο καταρρέει, αλλά ακόμα οι καταρρέουσες περιοχές έχουν κατανομή πυκνότητας αρκετά κοντά στο νόμο δύναμης $r^{-3/2}$, την οποία διατηρούν και σε μεγαλύτερους χρόνους. Παρόλα αυτά, δεν φαίνεται να υπάρχει κανένα προφανές διαστελλόμενο κύμα αυτή τη φορά, και έτσι τα στρώματα που έχουν αρχίσει να πέφτουν προς το κέντρο δεν ξεχωρίζουν με σαφήνεια από τα υπόλοιπα.

Στις γραφικές παραστάσεις της ακτινικής ταχύτητας, η απόκλιση από το νόμο



Σχήμα 3.4: Ρυθμός προσαύξεσης συναρτήσει του χρόνου

δύναμης $r^{-1/2}$ είναι και πάλι εμφανής, αφού η ταχύτητα αυξάνεται πολύ γρήγορα καθώς κινούμαστε προς το εσωτερικό. Αυτό συμβαίνει πιθανώς επειδή ασκείται πίεση από τα εξωτερικά στρώματα προς τα εσωτερικά, καθώς αυτά κινούνται προς το κέντρο, επιταχύνοντας τα έτσι περισσότερο από ότι η βαρυτική επιτάχυνση. Η ισορροπία καταστρέφεται από τις πρώτες στιγμές, πράγμα φυσικό, αφού η εξιδανικευμένη περίπτωση του sink-cell δεν ισχύει εδώ. Ο κεντρικός πυρήνας έχει έναν όγκο που αυξάνεται συνεχώς δεδομένου ότι υλικό συσσωρεύει σε αυτόν, και το καταρρέον υλικό δέχεται αυξανόμενη πίεση από μέσα προς τα έξω.

Είναι ενδιαφέρον να δούμε εάν ο σταθερός ρυθμός προσαύξεσης ισχύει και σε αυτήν την περίπτωση. Στο Σχήμα 3.4 είναι ο ρυθμός προσαύξεσης συναρτήσει του χρόνου. Υπάρχει ένα πολύ ευδιάκριτο μέγιστο στην αρχική φάση του ρυθμού προσαύξεσης, ενώ στο $t \approx 0.2$, γίνεται σχεδόν σταθερός αλλά για πολύ λίγο. Φυσικά, σε αυτό το χρόνο η μάζα του πυρήνα φθάνει σε μια σχεδόν γραμμική σχέση με το χρόνο. Σημειώστε ότι η μάζα που συσσωρεύεται στο κέντρο, σε αυτήν την περίπτωση, φθάνει σε πολύ μεγαλύτερες τιμές από ότι στην προηγούμενη περίπτωση. Αυτό συμβαίνει επειδή τα περισσότερα από τα στρώματα αρχίζουν να πέφτουν προς τα μέσα πολύ σύντομα και έτσι, όπως προαναφέρθηκε, η πίεση που ασκείται στα εσωτερικά κελιά από τα εξωτερικά αυξάνει την εσωτερική επιτάχυνσή τους, με συνέπεια μεγαλύτερες ταχύτητες κατάρρευσης και έτσι μεγαλύτερα ποσοστά προσαύξεσης.

Μπορούμε να καταλήξουμε στο συμπέρασμα ότι προκειμένου να αναπαραχθούν τα self-similar αποτελέσματα του Shu, σε έναν ικανοποιητικό βαθμό, πρέπει να αποθηκεύσουμε τη μάζα που έχει συσσωρεύσει κοντά στο κέντρο σε ένα εξαιρετικά μικρό όγκο, ο οποίος θα είναι το sink-cell, ώστε να μην εμποδίζεται η κατάρρευση των εξωτερικών στρωμάτων από καμιά άποψη. Διαφορετικά, η απόκλιση από την ανάλυση της αυτο-ομοιότητας πολύ σύντομα γίνεται σημαντική, και τα self-similar αποτελέσματα δεν μπορούν να εφαρμοστούν ως ρεαλιστικό μοντέλο.

Κεφάλαιο 4

Περιστρεφόμενη Ενιαία Ισόθερμη Σφαίρα

Στη συνέχεια θέτουμε το προηγούμενο μοριακό νέφος σε ομοιόμορφη περιστροφή (solid body rotation). Θεωρητικά, τα εξωτερικά στρώματα του νέφους δεν θα προλάβουν να χάσουν το μεγαλύτερο μέρος της στροφορμής τους και συνεπώς αντί να καταλήξουν στον κεντρικό πυρήνα, θα συσσωρευτούν στο ισημερινό επίπεδο, σχηματίζοντας εκεί έναν περιστρεφόμενο δίσκο. Ένα σωματίδιο που αρχικά μεταφέρει στροφορμή L και την διατηρεί, θα καταλήξει στο δίσκο, να περιστρέφεται σε ακτίνα

$$r_d = \frac{L^2}{GM}$$

από το κέντρο, όπου θα περιστρέφεται με την Κεπλέριανη ταχύτητα $U_d = \sqrt{\frac{GM}{r_d}} = \frac{L}{r_d}$, συνεπώς η μέγιστη ακτίνα του δίσκου θα δίνεται από τη σχέση

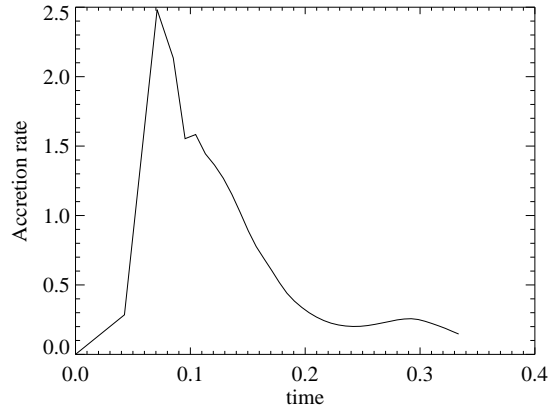
$$R_d = \frac{\Omega^2 r_0^4}{GM}$$

όπου Ω είναι η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής και r_0 είναι η αρχική ακτίνα του νέφους.

Αν μελετήσουμε τις βαλιστικές τροχιές των σωματιδίων καταλήγουμε σε μια κατανομή πυκνότητας, κατά τη διάρκεια της κατάρρευσης, όπου για $r \gg R_d \Rightarrow \rho \propto r^{-3/2}$ (όπως στην ελεύθερη πτώση), και για $r \ll R_d \Rightarrow \rho \propto r^{-1/2}$. Αυτές οι κατανομές προκύπτουν αν υποθέσουμε ότι: ο δίσκος έχει αμελητέα μάζα, ότι ο πυρήνας έχει απειροελάχιστο όγκο, ο ρυθμός προσαύξησης στον πυρήνα είναι σταθερός και οι τροχιές των διαφορετικών σωματιδίων δεν διασταυρώνονται.

Στο πείραμα μας, θέτουμε την αέρια σφαίρα που δημιουργήσαμε στο προηγούμενο, σε ενιαία περιστροφή με $\Omega=4.9$ και $G = \frac{55}{4\pi}$ (κανονικοποιημένες τιμές) ώστε η βαρυτική ενέργεια να υπερβαίνει κατά πολύ λίγο την περιστροφική και αφήνουμε τον κώδικα να τρέξει για 1000 χρονικά βήματα.

Αυτό που παρατηρούμε από τη γραφική παράσταση του κεντρικού ρυθμού προσαύξησης (Σχήμα 4.1) είναι ότι αρχικά η μάζα του πυρήνα αυξάνεται πολύ απότομα



Σχήμα 4.1: Ρυθμός προσαύξησης μάζας στον πυρήνα

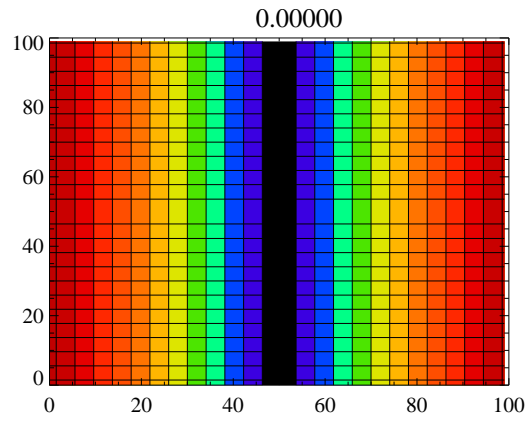
κυρίως λόγω της γρήγορης κατάρρευσης των εσωτερικών στρωμάτων και του υλικού που βρίσκεται γύρω από τον άξονα περιστροφής και έχει αμελητέα στροφορμή. Έπειτα ο ρυθμός μειώνεται απότομα καθώς περισσότερο αέριο καταλήγει πλέον στο δίσκο.

Η κατάρρευση φαίνεται καθαρά στα Σχήματα 4.2 και 4.3 όπου έχει σχεδιαστεί το κεντρικό κάθετο επίπεδο του πλέγματος για την αρχική κατάσταση και για το timestep=750. Κάθε στήλη-χρώμα αντιστοιχεί σε υλικό διαφορετικής στροφορμής, οπότε μπορεί κανείς να ακολουθήσει την τροχιά των σωματιδίων, βλέποντας πως παραμορφώνονται οι στήλες.

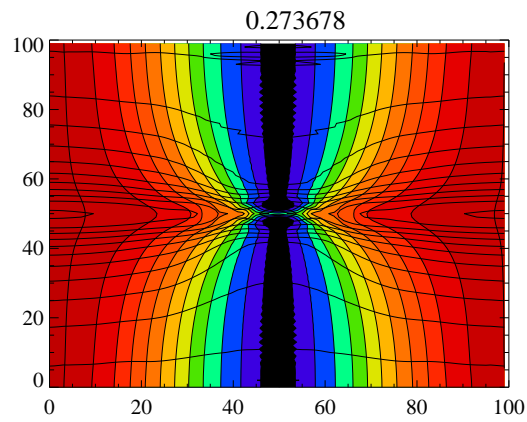
Παρατηρώντας τις ταχυτήτες των διαφόρων στρωμάτων του καταρρέοντος αερίου και τις κατανομές πυκνότητας που προκύπτουν, βλέπουμε ότι ο δίσκος, πλησιάζει σε μια σταθερή Κεπλεριανή περιστροφή, αλλά τελικά καταλήγει να περιστρέφεται με υπερ-Κεπλεριανές ταχύτητες που τον καθιστούν ασταθή. Η πυκνότητα για μεγάλες ταχύτητες πλησιάζει αρκετά τη σχέση $\rho \propto r^{-3/2}$, αλλά στις μικρότερες δεν αποκτάει κατανομή $\rho \propto r^{-1/2}$ πουθενά. Επίσης η τελική ακτίνα του δίσκου είναι περίπου $R_d \approx 0.15$, ενώ αν έφτανε σε σταθερή Κεπλεριανή περιστροφή θα ήτανε $R_{Kep} = 0.471$.

Συγκρίνοντας αυτά που προβλέπονται θεωρητικά με τα δικά μας αποτελέσματα καταλήγουμε στα παρακάτω συμπεράσματα:

- Οι τροχιές των σωματιδίων πράγματι δεν τέμνονται
- Ο πυρήνας δεν έχει απειροελάχιστο όγκο. Αντίθετα το μέγεθος του και οι πιέσεις που αναπτύσσονται γύρω του επηρεάζουν την κατάρρευση.
- Ο δίσκος ποτέ δεν καταφέρνει να αποκτήσει σταθερή κατάσταση περιστροφής. Επίσης η μάζα που συσσωρεύεται σ' αυτόν δεν είναι καθόλου αμελητέα.
- Οι κατανομές πυκνότητας δεν είναι οι αναμενόμενες ενώ ο ρυθμός προσαύξησης ποτέ δεν γίνεται σταθερός.



Σχήμα 4.2: Απεικόνιση των τροχίων σωματιδίων με διαφορετική στροφορμή ανά μονάδα μάζας. Ο κανονικοποιημένος χρόνος αναγράφεται στην κορυφή του σχήματος. Timestep=0



Σχήμα 4.3: Timestep=750

Κεφάλαιο 5

Περιστρεφόμενη Ισόπυκνη Σφαίρα

Στη συνέχεια μελετούμε την βαρυτική κατάρρευση ενός περιστρεφόμενου, σφαιρικού νέφους με σταθερή αρχική πυκνότητα. Η πορεία που ακολουθείται είναι σε γενικές γραμμές παρόμοια με την προηγούμενη περίπτωση, με κύρια διαφορά ότι τώρα περιμένουμε πολύ λιγότερο αέριο να παραμείνει σε τροχιά στο δίσκο από ότι πριν. Αυτό, αν και ακούγεται παράξενο, μιας και πριν είχαμε από την αρχή μια κεντρική συμπύκνωση μάζας, οφείλεται στο ότι η σταθερή τιμή της αρχικής πυκνότητας οδηγεί σε ένα λόγο περιστροφικής προς βαρυτικής ενέργειας, ίσο με:

$$\gamma_{un} = \frac{\Omega^2 r^3}{G4\pi\rho_0 \int r^2 dr} = \frac{\Omega^2 r^3}{G4\pi\rho_0 \frac{r^3}{3}} = \frac{3\Omega^2}{4\pi G\rho_0}$$

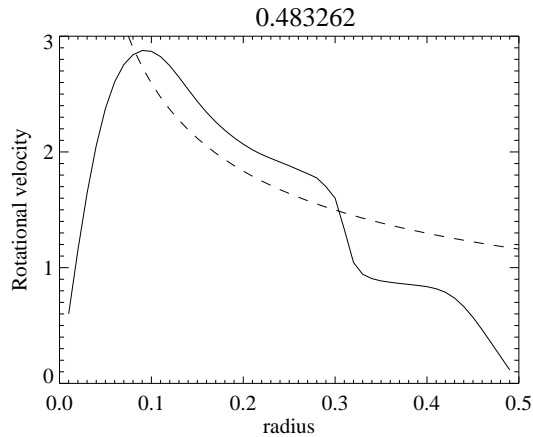
Στο προηγούμενο πείραμα, ο ίδιος λόγος ισούταν με:

$$\gamma_{sing} = \frac{\Omega^2 r}{\frac{GM}{r^2}} = \frac{\Omega^2 r^3}{GM} = \frac{\Omega^2 r^3}{G \int 4\pi r^2 dr} = \frac{\Omega^2 r^3}{G4\pi\rho_0 \int dr} = \frac{\Omega^2 r^3}{G4\pi\rho_0 r} = \frac{\Omega^2 r^2}{4\pi G\rho_0}$$

Άρα ισχύει $\gamma_{un} = \frac{3}{r^2} \gamma_{sing}$ που σημαίνει ότι για $r \rightarrow \infty \Rightarrow \gamma_{un} \ll \gamma_{sing}$. Δηλαδή τελικά για την ίδια κυκλική συχνότητα, οι βαρυτικές δυνάμεις είναι ισχυρότερες σε σχέση με τις περιστροφικές, στην περίπτωση της ισόπυκνης σφαίρας. Γι' αυτό ο τελικός πυρήνας θα πρέπει να έχει συγκεντρώσει σχεδόν όλο το αέριο.

Στο πείραμα χρησιμοποιούμε και πάλι ένα $100 \times 100 \times 100$ πλέγμα και μια σφαίρα με σταθερή πυκνότητα $\rho=1$ που έχει ακτίνα $r \approx 0.3$. Η κυκλική συχνότητα είναι $\Omega \approx 9.5$ και η σταθερά της βαρύτητας $G = \frac{300}{4\pi}$, αρκετή ώστε η βαρύτητα να υπερίχθει ελαφρά της περιστροφής και των πιέσεων.

Αρχικά παρατηρούμε ότι το αέριο που είναι κοντά στους πόλους αρχίζει να καταρρέει ενώ αντίθετα οι περιοχές γύρω από το ισημερινό επίπεδο διαστέλλονται. Ύστερα από λίγο ο πυρήνας έχει αποκτήσει αρκετή μάζα, ώστε η κατάρρευση να ξεκινήσει σε όλο το νέφος. Και πάλι σχηματίζεται ένας περιστρεφόμενος δίσκος που για ένα διάστημα (από timestep ≈ 1000 μέχρι 1250) αποκτάει σταθερό Κεπλεριανό προφίλ, όπως φαίνεται και από την καμπύλη της ταχύτητας περιστροφής στο



Σχήμα 5.1: Ταχύτητα περιστροφής στον ισημερινό. Το Κεπλεριανό τμήμα του δίσκου είναι εμφανές. Timestep=1000

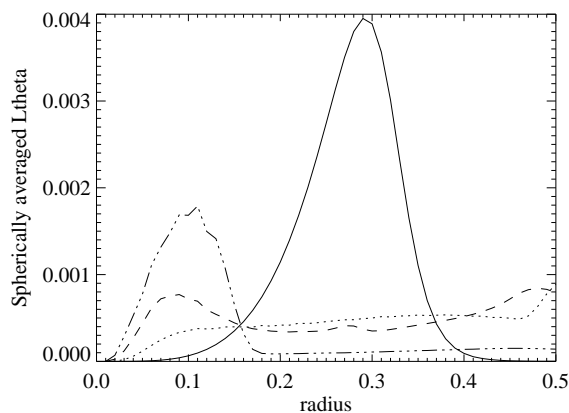
Σχήμα 5.1. Κάποια στιγμή όμως, ένα μέρος του αερίου φτάνει στα boundaries όπου αναπηδαεί προς τα πίσω, μεταφέροντας στροφορμή, και φτάνοντας στο εξωτερικό όριο του δίσκου σχηματίζει τέσσερις αέριους βραχίονες. Καθώς όμως το υλικό αυτό αναμειγνύεται με τον περιστρεφόμενο δίσκο, δημιουργούνται τυρβώδεις ροές που τελικά καταστρέφουν την ομοιογένεια της όλης διαδικασίας. Παρόλα αυτά η δισκοειδής δομή παραμένει και η τελική της ακτίνα είναι $R_d \approx 0.20$ που είναι αρκετά κοντά σε αυτή του αντίστοιχου Κεπλεριανού δίσκου.

Τελικά βλέπουμε ότι αν και περιμένουμε το μεγαλύτερο μέρος του αερίου να καταλήξει στον πυρήνα, παίρνουμε διαφορετικά αποτελέσματα αφού και πάλι ο δίσκος έχει σημαντικό ποσοστό της ολικής μάζας. Συμπαιρνούμε λοιπόν ότι ο σχηματισμός ενός περιστρεφόμενου δίσκου είναι αναπόφευκτος κι ότι ο δίσκος αυτός ίσως να αποκτήσει σταδιακά μια σταθερή Κεπλεριανή περιστροφή αλλά είναι μάλλον απίθανο να τη διατηρήσει καθώς προσαυξάνεται μάζα που μεταφέρει σημαντικές τιμές στροφορμής.

Στο σχήμα 5.2 φαίνεται η γραφική παράσταση της μέσης τιμής της στροφορμής σε κάθε σφαιρικό κελί, για διάφορες χρονικές στιγμές. Εκεί φαίνεται καθαρά πως η στροφορμή αποθηκεύεται σταδιακά στα εσωτερικά κελιά μέχρι $r \approx 0.2$ που αντιστοιχούν στον περιστρεφόμενο δίσκο. Είναι χαρακτηριστικό όμως ότι ένα μέρος του αερίου έχει παραμείνει κοντά στα boundaries μεταφέροντας ένα ποσοστό της αρχικής ολικής στροφορμής του νέφους.

Θέλοντας να μελετήσουμε την ίδια κατάρρευση χωρίς όμως να έχουμε την επίδραση του αερίου που φτάνει στα boundaries, επαναλαμβάνουμε το ίδιο πείραμα, αλλά αυτή τη φορά θέτουμε την ίδια αέρια σφαίρα μέσα σε ένα μεγαλύτερο πλέγμα ($200 \times 200 \times 100$), ώστε κατά την αρχική διαστολή του ισημερινού επιπέδου, το αέριο να είναι ελεύθερο να απομακρυνθεί από το κέντρο χωρίς να περιορίζεται στενά από τα όρια του κύβου. Αυτή τη φορά ο κώδικας έτρεξε για 1500 βήματα.

Αυτό που παρατηρούμε είναι ότι ενώ τα πρώτα στάδια της κατάρρευσης είναι



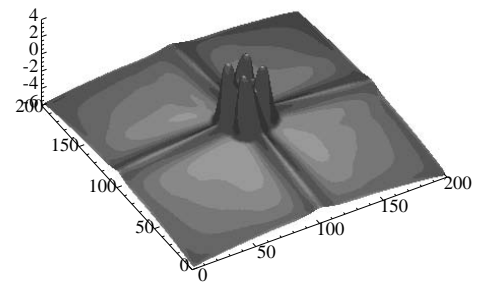
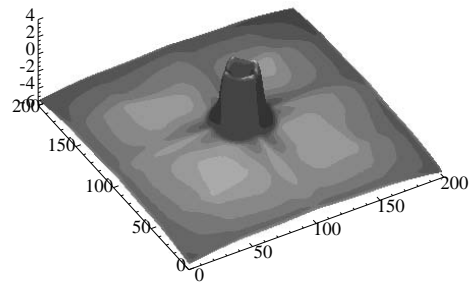
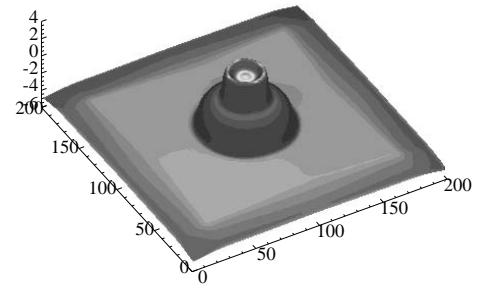
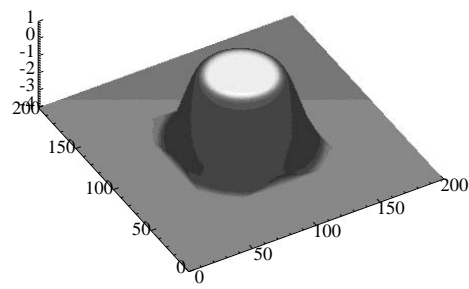
Σχήμα 5.2: Μέση τιμή στροφορμής συναρτήσει της ακτίνας. Τα timesteps είναι 0 (κανονική γραμμή), 500 (διάστικτη γραμμή), 1000 (διακεκομμένη γραμμή) 2000 (διακεκομμένη-διάστικτη γραμμή)

Ίδια με προηγούμενως, μετά το σχηματισμό του δίσκου η πορεία αλλάζει. Φαίνεται ότι οι πιέσεις στον κεντρικό πυρήνα γίνονται τόσο ισχυρές που το αέριο αρχίζει να **απομακρύνεται** από αυτόν! Τελικά ο δίσκος μετασχηματίζεται σε έναν δακτύλιο καθώς ο πυρήνας σταδιακά αδειάζει, ενώ υλικό από τα εξωτερικά στρώματα συνεχίζει να καταρρέει. Η διάμετρος και η μάζα του δακτυλίου συνεχώς αυξάνονται καθώς νέο αέριο συσσωρεύεται πάνω του μεταφέροντας στροφορμή. Αφού φτάσει σε μια μέγιστη διάμετρο, την οποία διατηρεί για μερικά χρονικά βήματα, τελικά ο δακτύλιος γίνεται ασταθής και διασπάται σε τέσσερα τμήματα που περιστρέφονται γύρω από το κέντρο. Αυτή η διαδικασία φαίνεται καθαρά στο Σχήμα 5.3 όπου απεικονίζεται η τρισδιάστατη γραφική παράσταση της πυκνότητας του ισημερινού επιπέδου για την αρχική κατάσταση, για τη φάση του δίσκου, τη φάση του δακτυλίου και τη φάση των τεσσάρων πυρήνων.

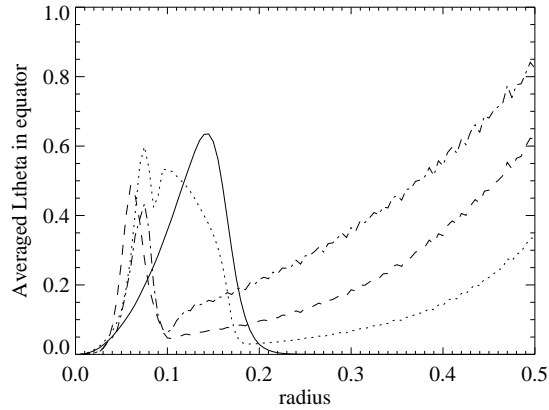
Βλέπουμε λοιπόν ότι όταν το νέφος έχει αρκετό χώρο για να διασταλλεί, χωρίς τα όρια να το περιορίζουν, ακολουθεί μια εντελώς διαφορετική διαδικασία κατάρρευσης που στην προκειμένη περίπτωση καταλήγει σε ένα πολλαπλό σύστημα “αστέρων” και όχι σε ένα μοναδικό κεντρικό πυρήνα.

Όπως βλέπουμε στο Σχήμα 5.4, όπου απεικονίζεται η γραφική παράσταση της μέσης στροφορμής ανά μονάδα μάζας συναρτήσει της ακτίνας, το δεύτερο πείραμα αποδεικνύεται πολύ πιο αποτελεσματικό στη μεταφορά στροφορμής προς τα έξω. Επίσης η περισσότερη στροφορμή του αερίου που έχει παραμείνει κοντά στο κέντρο, έχει τελικά μετατραπεί σε στροφορμή λόγω της περιστροφικής κίνησης των τεσσάρων πυρήνων γύρω από το κέντρο βάρους τους.

Παρόμοια αποτελέσματα με το τελευταίο πείραμα έχουν περιγραφεί και σε παλαιότερες δημοσιεύσεις επιστημόνων όπως ο R.B. Larson, ο οποίος είχε χρησιμοποιήσει έναν δυδιάστατο κώδικα για τις προσομοιώσεις του. Σε ένα άρθρο του (1972) περιγράφει την κατάρρευση μιας ισόπυκνης σφαίρας, η οποία αρχικά οδη-



Σχήμα 5.3: Λογάριθμος της πυκνότητας στο ισημερινό επίπεδο. Οι κανονικοποιημένοι χρόνοι είναι: 0.000, 0.258, 0.354, 0.459



Σχήμα 5.4: Μεση στροφορμή ανά μονάδα μάζας στο ισημερινό επίπεδο. Τα timesteps είναι: 0 (κανονική γραμμή), 500 (διάστικτη γραμμή), 1000 (διακεκομμένη γραμμή) 1500 (διακεκομμένη-διάστικτη γραμμή)

γεί στο σχηματισμό ενός πεπλατυσμένου δίσκου ενώ αργότερα οι φυγόκεντρες δυνάμεις στο κέντρο ξεπερνούν τις βαρυτικές και τελικά “γύρω από το κέντρο σχηματίζεται μια δακτυλιοειδής περιοχή”. Ο Larson δεν εκπλήσσεται από το γεγονός αυτό, αφού εξηγεί ότι ένας πεπλατυσμένος περιστρεφόμενος δίσκος μπορεί να εμφανίσει πάρα πολλές αστάθειες. Επίσης προβλέπει ότι αφού και ο δακτύλιος έχει ασταθή δομή, πιθανότατα θα διασπαστεί σε ένα διπλό ή τετραπλό σύστημα συμπυκνώσεων που θα περιστρέφονται γύρω από το κέντρο. Ακριβώς δηλαδή αυτό που παρατηρήσαμε και εμείς. Παρόμοιες παεριγραφές έκαναν και οι Black & Bodenheimer (1976) αλλά και άλλοι αστροφυσικοί. Μάλιστα υποστηρίζουν ότι μια τέτοια εξέλιξη θα μπορούσε να εξηγήσει την μεγάλη πληθώρα πολλαπλών συστημάτων αστερών που παρατηρείται στο Σύμπαν.

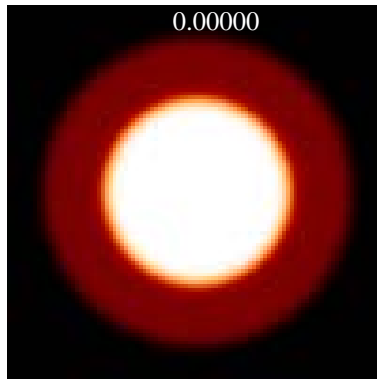
Κεφάλαιο 6

Ανομοιόμορφη Περιστροφή

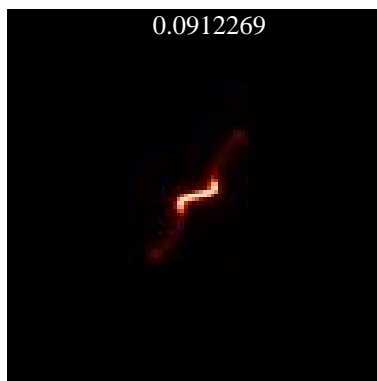
Ως τώρα έχουμε μελετήσει μόνο περιπτώσεις όπου η περιστροφή του αρχικού μοριακού νέφους είναι ομοιόμορφη. Η αέρια σφαίρα περιστρέφεται δηλαδή με την ίδια γωνιακή ταχύτητα παντού. Επίσης οι κατανομές πυκνότητας που θέσαμε σαν αρχική συνθήκη ήταν είτε $\rho \propto r^{-2}$ είτε $\rho = \text{σταθερό}$, δηλαδή πολύ απλές και σφαιρικά συμμετρικές συναρτήσεις της ακτίνας. Έτσι εξετάσαμε μόνο πολύ απλές αρχικές συνθήκες που οδηγούν σε μια λίγο πολύ κοινή πορεία κατάρρευσης, τουλάχιστον κατά τα πρώτα στάδια.

Αν όμως θέλει κανείς να αναπαράγει μια πιο ρεαλιστική διαδικασία κατάρρευσης θα πρέπει να θέσει πολύ πιο σύνθετες αρχικές συνθήκες. Ένα πρώτο βήμα θα ήταν να θεωρήσουμε ότι η αέρια σφαίρα αποτελείται από διάφορα στρώματα που έχουν διάφορες κατανομές μάζας, διαφορετικές ταχύτητες περιστροφής και σίγουρα διαφορετικούς άξονες. Σε μια προσπάθεια λοιπόν να πλησιάσουμε τέτοιες συνθήκες πραγματοποιήσαμε ένα τελευταίο πείραμα, ελάχιστα πιο περίπλοκο. Αυτή τη φορά θέτουμε μέσα στο πλέγμα του κώδικα ένα σφαιρικό νέφος που αποτελείται από δύο διαφορετικά, ομόκεντρα σφαιρικά στρώματα. Το εσωτερικό έχει σταθερή πυκνότητα $\rho=1$ και περιστρέφεται με $\Omega=6.333$. Το εξωτερικό έχει σταθερή πυκνότητα $\rho=2$ και περιστρέφεται με $\Omega=12.666$ γύρω από έναν άξονα που είναι **κάθετος** σε αυτόν του εξωτερικού στρώματος. Αφήσαμε το πείραμα να τρέξει για 2000 timesteps.

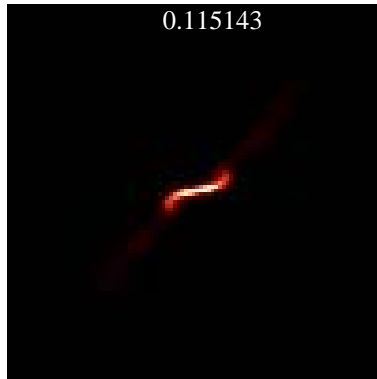
Στα Σχήματα 6.1 μέχρι 6.4 φαίνονται μερικά στιγμιότυπα της κατάρρευσης. Ο κανονικοποιημένος χρόνος αναγράφεται στην κορυφή κάθε εικόνας. Στα πρώτα χρονικά βήματα τα δύο στρώματα αποκτούν μια μακρόστενη μορφή η οποία γρήγορα συστέλεται και διασπάται σε δύο σφαιρικές συμπυκνώσεις που περιστρέφονται η μία γύρω από την άλλη. Αλλά γρήγορα και αυτές ενώνονται σε μια νέα στενόμακρη δομή που διατηρείται μέχρι το τέλος της προσομοίωσης. Ένα αξιοσημείωτο γεγονός είναι ότι σχηματίζονται **δύο** δίσκοι, ο ένας κάθετος στον άλλο, που αντιστοιχούν στα δύο αρχικά στρώματα. Αυτοί οι δύο δίσκοι που δεν είναι ακριβώς επίπεδοι ούτε απόλυτα συμμετρικοί ως προς το κέντρο, διατηρούνται μέχρι το τέλος. Αυτός που αντιστοιχεί στο εσωτερικό αρχικά στρώμα αυξάνεται σε μέγεθος απορροφώντας σταδιακά τον άλλο! Οι δίσκοι φαίνονται στο Σχήμα 6.5 όπου απεικονίζεται η τρισδιάστατη επιφάνεια πυκνότητας $\rho=4$.



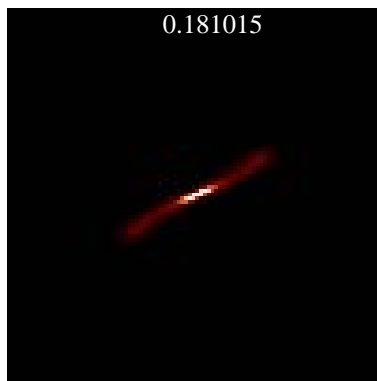
Σχήμα 6.1: Το νέφος αρχικά αποτελείται από δύο διαφορετικά ομόκεντρα σφαιρικά στρώματα. Το εσωτερικό έχει πυκνότητα $\rho = 1$ και κάθετο άξονα περιστροφής, ενώ το εξωτερικό έχει πυκνότητα $\rho = 2$ και οριζόντιο άξονα. Timestep=0



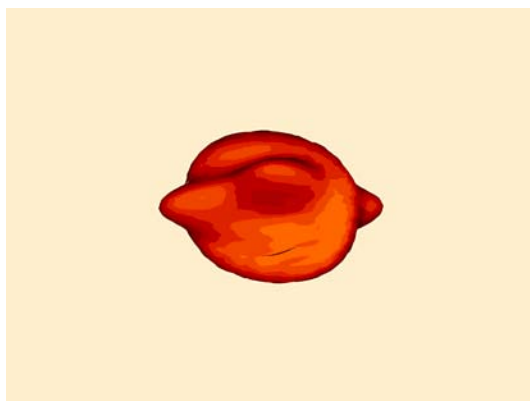
Σχήμα 6.2: Timestep=500



Σχήμα 6.3: Timestep=1000



Σχήμα 6.4: Timestep=2000



Σχήμα 6.5: Τρισδιάστατη επιφάνεια πυκνότητας $\rho = 4$ όπου οι δύο δίσκοι είναι εμφανείς. Timestep=400

Η όλη μορφή χάνει μεγάλα ποσά μάζας συνεχώς, καθώς αέριο εκτινάσσεται με μεγάλη ταχύτητα κυρίως από τα δύο άκρα της μακρόστενης δομής, ενώ υλικό εξακολουθεί να συσσωρεύεται σε αυτήν. Αυτές οι εκτινάξεις μάζας συμβαίνουν σε όλη τη διάρκεια του πειράματος, με ένταση που διαρκώς αυξομειώνεται. Στο τέλος της προσομοίωσης, είχε αρχίσει να σχηματίζεται ένας πυρήνας στο κέντρο όπου η βαρύτητα είναι αρκετά ισχυρή, αλλά ένα μέρος του αερίου εξακολουθούσε να φεύγει με μεγάλη ταχύτητα προς τα άκρα του πλέγματος. Φαίνεται λοιπόν ότι οι αρχικές συνθήκες του τελευταίου πειράματος οδηγούν σε μια κατάρρευση που είναι πολύ αποτελεσματική στην μεταφορά στροφορμής προς τα έξω, ώστε να μπορέσει το περιστρεφόμενο αέριο να πλησιάσει το κέντρο και να συσσωρευτεί στον πυρήνα. Βέβαια, αυτό αποδεικνύεται ότι γίνεται με κόστος την μάζα που χάνεται οριστικά από το νέφος, η οποία “ξοδεύεται” για να μεταφέρει την στροφορμή.

Βλέπουμε λοιπόν ότι όταν εφαρμόζουμε έστω και λίγο πιο πολύπλοκες αρχικές συνθήκες στο πείραμα, η διαδικασία που ακολουθείται είναι εντελώς διαφορετική. Είναι πάντως εντυπωσιακό το γεγονός ότι κάποιες δομές, όπως ο περιστρεφόμενος δίσκος, εμφανίζονται ακόμα και σε αυτή την περίπτωση. Μπορούμε λοιπόν να συμπεράνουμε ότι τα προηγούμενα πειράμα με τις τόσο απλές αρχικές συνθήκες, χρησιμεύουν κυρίως σαν βασικά πρότυπα που δίνουν κάποιες πολύ γενικές ιδέες για τις διαδικασίες βαρυτικής κατάρρευσης και σχηματισμού πρωταστέρων στο Σύμπαν και δεν αποτελούν σε καμία περίπτωση λεπτομερή μοντέλα τέτοιων διαδικασιών.

Βιβλιογραφία

- [1] *Accretion Processes in Star Formation*, Lee Hartmann, Cambridge University Press
- [2] *Star Formation*, International Astronomical Union Symposium No. 75, T. De Jong & A. Maeder, D. Reidel Publishing Company, 1977
- [3] Stone J. M., Balbus S. A., 1996, *Ap. J.*, 464, 364
- [4] Balbus S. A., Hawley J. F., 1991, *Ap. J.*, 376, 214
- [5] Laughlin G., Bodenheimer P., 1994, *Ap. J.*, 436, 335
- [6] Larson R. B., 1972, *M.N.R.A.S.*, 156, 437
- [7] Black D. C., Bodenheimer P., 1976, *Ap. J.*, 206, 138
- [8] Lynden-Bell D., Pringle J. E., 1974, *M.N.R.A.S.*, 168, 603
- [9] Boss A. P., Black D. C., 1982, *Ap. J.*, 258, 270
- [10] Shu F. H., 1977, *Ap. J.*, 214, 488
- [11] Cassen P., Moosman A., 1981, *Icarus*, 48, 353
- [12] Tereby S., Shu F. H., Cassen P., 1984, *Ap. J.*, 286, 529
- [13] Abel T., Bryan G. L., Norman M. L., 2002, The formation of the first star in the universe, Draft version