



**Φυσική των αστέρων**  
**Μάθημα 12**  
**Αστρική δημιουργία –**  
**Πρωτοαστέρες**

α.ε. 2024-25

# Αστρική δημιουργία – Ομόλογη κατάρρευση – πρωτοαστέρες- Hayashi track

Για κριτήριο Jeans και ομόλογη κατάρρευση βλ. περισσότερα στην Εισαγωγή στην Αστροφυσική και στα Αστροφυσικά Ρευστά

Για ένα βαρυτικά συνεκτικό σύστημα, η συνθήκη ισορροπίας περιγράφεται από το Θ. Virial (απόδειξη στη Μηχανική και στα Α.Ρ.)

$2K + U = 0$  Αν  $2K < |U| \rightarrow$  κατάρρευση του συστήματος

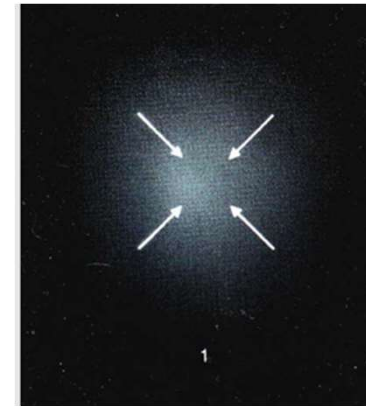
Για σφαιρικό νέφος (υπεραπλούστευση – δεν λαμβάνουμε υπόψη μας τυχόν περιστροφή, τύρβη, γαλαξιακά μαγνητικά πεδία) αν υποθέσουμε

$$U \sim -\frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c}$$

$K = \frac{3}{2} NkT$ , όπου  $N = \frac{M_c}{\mu m_H}$  (N ο συνολικός αριθμός σωματιδίων στο νέφος,  $M_c$  η μάζα του νέφους και  $\mu$  το μέσο μοριακό βάρος)

Οπότε για να καταρρεύσει το νέφος θα πρέπει  $\frac{3M_c kT}{\mu m_H} < \frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c}$

(υποθέτοντας ότι όλη η βαρυτική ενέργεια ακτινοβολείται προς τα έξω)



Αν χρησιμοποιήσουμε τη σχέση  $R_c = \left(\frac{3M_c}{4\pi\rho_0}\right)^{1/3}$  (για ομοιογενές νέφος, με αρχική πυκνότητα  $\rho_0$ ) καταλήγουμε στο ακόλουθο κριτήριο για την κατάρρευση του σφαιρικού νέφους:

$$M_c > M_J \simeq \left(\frac{5kT}{G\mu m_H}\right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0}\right)^{1/2} \quad \text{Μάζα Jeans}$$

και αντίστοιχα

$$R_J = \left(\frac{3M_J}{4\pi\rho_0}\right)^{1/3} \simeq \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho_0}\right)^{1/2} \quad \text{Μήκος Jeans}$$

Παρατηρείστε ότι για την ίδια μάζα  $M_c$ , μεγάλη θερμοκρασία εμποδίζει την κατάρρευση, ενώ το αντίθετο συμβαίνει για μεγάλη πυκνότητα.

Σημείωση: στα παραπάνω, εκτός από όλες τις άλλες απλουστεύσεις, δεν λάβαμε υπόψη ότι υπάρχει μία εξωτερική πίεση  $P_0$  που ασκείται στο νέφος από το μεσοαστρικό περιβάλλον

Αν ληφθεί υπόψη η εξωτερική πίεση, τότε η κρίσιμη μάζα για να καταρρεύσει το νέφος (αποδεικνύεται ότι) δίνεται από τη μάζα Bonnor-Ebert:

$M_{BE} = \frac{c_{BE} v_T^4}{P_0^{1/2} G^{3/2}}$ , όπου  $v_T \equiv \sqrt{kT / \mu m_H}$  η ισόθερμη ταχύτητα ήχου και η αδιάστατη σταθερά  $c_{BE} \simeq 1.18$

### Άσκηση

Δείξτε ότι η μάζα Jeans μπορεί να γραφεί στη μορφή της  $M_{BE}$  με  $c_J \simeq 5.46$



**Carina Nebula (NIRCam, James Webb Space Telescope)**



Pillars of creation center of M16, or the Eagle Nebula



NIRCam JWST NASA, ESA, CSA, STScI

## Παραδείγματα τυπικών τιμών της μάζας Jeans

**1.** Τυπικό διάχυτο νέφος ατομικού υδρογόνου με  $T = 50\text{K}$ , και αριθμητική πυκνότητα  $n_H = 5 \times 10^8\text{m}^{-3}$ .

$$\rightarrow \rho_0 = m_H n_H = 8.4 \times 10^{-19}\text{kgm}^{-3}$$

$$\text{Οπότε } M_J \simeq \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left( \frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2} \simeq 1500M_\odot \quad (\mu = 1)$$

που είναι πολύ μεγαλύτερη από τη μάζα που πιστεύουμε ότι περιλαμβάνεται στα διάχυτα νέφη H,  $1 - 100 M_\odot \rightarrow$  δηλ. αυτά τα νέφη είναι βαρυτικά ευσταθή.

**2.** Πυρήνας πυκνού μοριακού νέφους  $T = 10\text{K}$ ,  $n_{H_2} = 10^{10}\text{m}^{-3}$ ,  $\rho_0 = 2m_H n_{H_2} = 3 \times 10^{-17}\text{kgm}^{-3}$

$(\mu = 2)$

Οπότε  $M_J \simeq \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left( \frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2} \simeq 8M_\odot$  ενώ οι τυπικές μάζες τους είναι  $\sim 10 M_\odot \rightarrow$  ασταθή σε βαρυτική κατάρρευση

## Ομόλογη κατάρρευση (βλ. Εισαγωγή στην Αστροφυσική και Αστροφυσικά Ρευστά)

- Αποδεικνύεται (Αστροφυσικά ρευστά) ότι αν η αρχική πυκνότητα του σφαιρικού μοριακού νέφους είναι ομοιογενής, τότε όλα τα τμήματα του νέφους παίρνουν τον ίδιο χρόνο να καταρρεύσουν, οπότε η πυκνότητα αυξάνεται με τον ίδιο ρυθμό παντού → **ομόλογη κατάρρευση**
- Σε προηγούμενο μάθημα δείξαμε ότι ο χαρακτηριστικός χρόνος «ελεύθερης πτώσης» (free fall time) που χρειάζεται για να μηδενιστεί η ακτίνα του σφαιρικού νέφους ισούται με

$$t_{ff} = \frac{\pi}{\sqrt{8}} \left( \frac{R^3}{GM} \right)^{1/2} = \left( \frac{3\pi}{32} \frac{1}{G\rho} \right)^{1/2} \text{ αφού } \rho = \frac{M}{\frac{4\pi}{3}R^3}$$

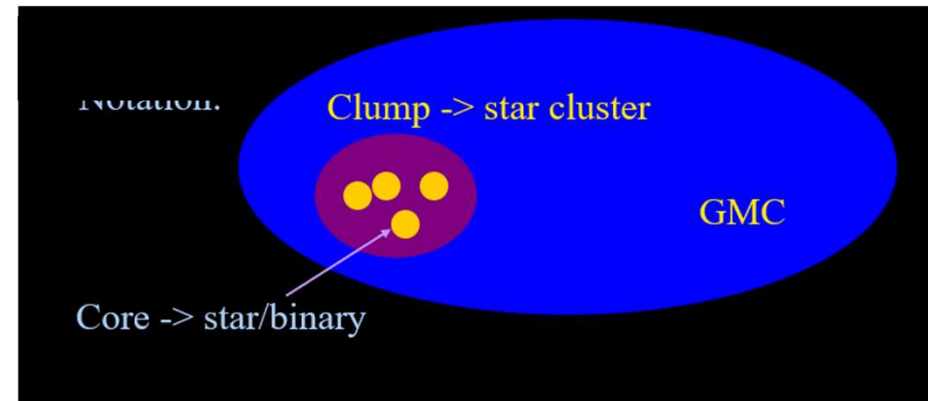
δηλ. **εξαρτάται μόνο από τη πυκνότητα του νέφους.**

π.χ. για ένα πυρήνα πυκνού μοριακού νέφους με  $\rho_0 = 3 \times 10^{-17} \text{kgm}^{-3}$ ,  $t_{ff} = 3.8 \times 10^5 \text{y}$

- Αν όμως το νέφος έχει κάπως μεγαλύτερη πυκνότητα στο κέντρο όταν ξεκινάει η κατάρρευση, τότε καθώς εξελίσσεται η κατάρρευση, η πυκνότητα στο κέντρο αυξάνεται πιο γρήγορα από ότι στις εξωτερικές περιοχές του νέφους → **inside-out collapse**



- Η πολύ απλή ανάλυση που προηγήθηκε θα μπορούσε να οδηγήσει στο συμπέρασμα ότι θα μπορούσαν να δημιουργηθούν άστρα πολύ μεγάλης μάζας, με την κατάρρευση ενός αρκετά μεγάλου μοριακού νέφους
- Αλλά ξέρουμε ότι αυτό δεν συμβαίνει. Σε ένα γιγαντιαίο νέφος δημιουργούνται χιλιάδες ή και εκατοντάδες χιλιάδες άστρα συχνά σε διπλά ή πολλαπλά συστήματα και σμήνη. Όλα αυτά υπονοούν ότι υπάρχει **κατακερματισμός του νέφους** σε μικρότερα νέφη, πριν από τη κατάρρευση που δίνει τελικά αστέρες



**Star-Forming Nebula NGC 3603, HST, STSci**



## Πως μπορεί να προκύψει ο κατακερματισμός του νέφους;

1. Καθώς το νέφος καταρρέει η πυκνότητα μεγαλώνει κατά πολλές τάξεις μεγέθους (μέσα σε ένα  $t_{ff}$ ), ενώ η θερμοκρασία δεν μεταβάλλεται σημαντικά (για ισόθερμη κατάρρευση), οπότε η μάζα Jeans μικραίνει, αφού

$M_J \propto \rho^{-1/2}$ , οπότε μπορούν να καταρρεύσουν «κομμάτια» μικρότερης μάζας

2. Ακόμα και μικρές ανομοιογένειες στην αρχική πυκνότητα του νέφους μπορούν να οδηγήσουν σε ανεξάρτητη κατάρρευση, μόλις ικανοποιηθεί το κριτήριο Jeans.

Με αυτό τον τρόπο μπορούμε να καταλήξουμε **στην κατάρρευση πολλών μικρότερων «κομματιών» μέσα στο νέφος.**

Αυτό το υπεραπλουστευμένο σενάριο οδηγεί σε πολύ υψηλή απόδοση αστρικής δημιουργίας (high star forming efficiency), ενώ στη πραγματικότητα μόνο το  $\sim 1\%$  του νέφους θα καταφέρει να δημιουργήσει άστρα, όπως προκύπτει από παρατηρήσεις.

**Υπάρχει λοιπόν κάποιο όριο στον κατακερματισμό του νέφους;**

Για να δούμε τι μπορεί να συμβαίνει:

Έχουμε υποθέσει **ισόθερμη κατάρρευση** για να βρούμε τη σχέση  $M_J \propto \rho^{-1/2}$ . Δηλαδή, έχουμε υποθέσει ότι η ενέργεια που παράγεται από την βαρυτική κατάρρευση ακτινοβολείται εξ ολοκλήρου προς τα έξω. Αυτό απαιτεί **χαμηλή αδιαφάνεια του νέφους**.

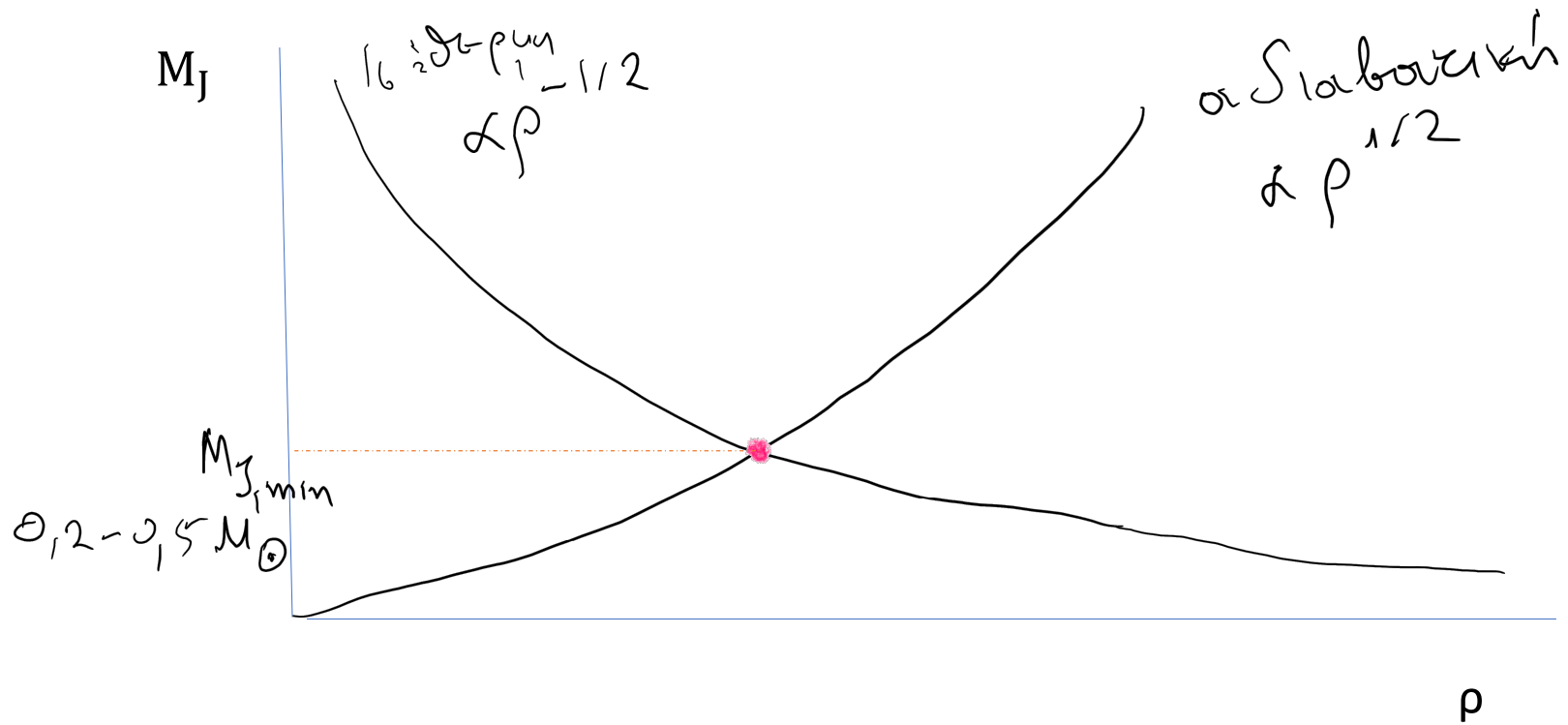
Καθώς η πυκνότητα αυξάνεται, η **αδιαφάνεια αυξάνεται**, οπότε η κατάρρευση **δεν** μπορεί να **είναι πια ισόθερμη**, και επομένως αρχίζει να αυξάνεται η θερμοκρασία, οπότε αυξάνεται η μάζα Jeans  $\left( M_J \propto T^{\frac{3}{2}} \right)$ .

Κάποια στιγμή έχει αυξηθεί τόσο η αδιαφάνεια που δεν ακτινοβολείται καθόλου ενέργεια προς τα έξω ( $dQ = 0$ ), και η κατάρρευση γίνεται είναι πλέον **αδιαβατική**.

Στη περίπτωση αυτή ξέρουμε ότι (για ιδανικό αέριο)  $T \propto \rho^{\gamma-1}$  (ελέγξτε το σαν άσκηση)

οπότε  $M_J \simeq \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left( \frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2} \propto \rho^{\frac{1}{2}(3\gamma-4)}$  και για ιδανικό αέριο όπου  $\gamma = \frac{5}{3}$ , θα έχουμε

$$M_J \propto \rho^{\frac{1}{2}}$$



Ελάχιστη μάζα Jeans στο σημείο όπου η κατάρρευση από κυρίως ισόθερμη γίνεται κυρίως αδιαβατική



**Άσκηση:** Εκτιμήστε την ελάχιστη μάζα Jeans στην οποία περιμένουμε να σταματήσει ο κατακερματισμός του νέφους

Διατήρηση μηχανικής ενέργειας

$$E = K + U$$

Θεώρημα virial

$$2K + U = 0$$

Σφαιρικό νέφος με

$$U = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

ομοιογενή πυκνότητα

$$E = \frac{U}{2} = -\frac{3}{10} \frac{GM^2}{R}$$

Η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά τη κατάρρευση είναι  $\Delta E_g = \frac{3}{10} \frac{GM^2}{R}$

Η μέση απελευθερούμενη ισχύς (φωτεινότητα) θα είναι της τάξης του

$$L_{\text{ff}} \cong \frac{\Delta E_g}{t_{\text{ff}}} = \frac{\frac{3}{10} \frac{GM^2}{R}}{\left(\frac{3\pi}{32G\rho_0}\right)^{\frac{1}{2}}} \cong G^{3/2} \left(\frac{M_J}{R_J}\right)^{5/2}$$

Αν υποθέσουμε ότι το νέφος είναι οπτικά πυκνό και σε θερμοδυναμική ισορροπία τότε

$$L_{rad} = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$$

Αν όμως είναι εντελώς διαφανές (εντελώς ισόθερμη κατάρρευση), και η ακτινοβολία δεν αλληλεπιδρά καθόλου με την υπερκείμενη ύλη τότε  $L_{rad} = 0$ .

Οπότε μπορούμε να γράψουμε  $L_{rad} = e 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$ ,  $0 < e < 1$ . Το  $e$  μεταβάλλεται από πολύ μικρές τιμές στην αρχή της κατάρρευσης σε τιμές κοντά στη μονάδα. Χαρακτηριστική τιμή  $e \sim 0.1$ .

Όταν  $L_{rad} = L_{ff}$  καταλήγουμε στη σχέση  $M_J^{5/2} = \frac{4\pi}{G^{3/2}} R_J^{9/2} e \sigma T^4$

και αντικαθιστώντας το  $R_J \simeq \left( \frac{15kT}{4\pi G \mu m_H \rho_0} \right)^{1/2}$  και από εκεί βρίσκουμε  $M_{Jmin} = 0.03 \left( \frac{T^{1/4}}{e^{1/2} \mu^{9/4}} \right) M_\odot$

Για  $T = 1000K$ ,  $\mu \sim 1$ ,  $e \sim 0.1$   $M_{Jmin} \cong 0.5 M_\odot$

Για  $T = 1000K$ ,  $\mu \sim 1$ ,  $e \sim 1$   $M_{Jmin} \cong 0.2 M_\odot$

Δηλ. η ελάχιστη μάζα Jeans (άρα εκεί που θεωρούμε ότι ο κατακερματισμός σταματάει)  $\sim 0.2-0.5 M_\odot$

Έχουμε κάνει πολλές υπεραπλουστεύσεις... Πιο ακριβείς υπολογισμοί δίνουν κατώτερο όριο  $0.01 M_\odot$

Άλλοι σημαντικοί παράγοντες που επηρεάζουν τον κατακερματισμό του μοριακού νέφους και την ελάχιστη μάζα

**Μαγνητικά πεδία:** πριν ξεκινήσει η κατάρρευση, ένας «πυρήνας» μοριακού νέφους βρίσκεται κατά προσέγγιση σε υδροστατική ισορροπία, και μπορεί να ανταλλάξει στροφορμή με το περιβάλλον του μέσω του μαγνητικού πεδίου.

Μετά την έναρξη της κατάρρευσης η στροφορμή του πυρήνα διατηρείται  $\sim$ σταθερή, γιατί ο  $t_{ff}$  ( $\propto \rho^{-1/2}$ ), μικραίνει καθώς μεγαλώνει η πυκνότητα και γίνεται πολύ μικρότερος από τον χαρακτηριστικό χρόνο διάδοσης μαγνητικών διαταραχών από το εξωτερικό μέσο.

**Περιστροφή:** Αν υποθέσουμε ότι ο αρχικός πυρήνας του νέφους έχει κάποια στροφορμή,  $J$  που υποθέτουμε ότι παραμένει περίπου σταθερή, η φυγόκεντρη δύναμη είναι  $J^2 M^{-1} R^{-3}$  ενώ η βαρυτική δύναμη είναι  $GM^2 R^{-2}$  δηλ. αυξάνεται λιγότερο γρήγορα από την φυγόκεντρη, με την μείωση της ακτίνας.

Για ακτίνα ίση με  $R_{centrifugal} \sim J^2 / GM^3$  σταματάει η κατάρρευση.

Αν υποθέσουμε ότι η αρχική ακτίνα του (σφαιρικού) πυρήνα ήταν  $R_0$  και η αρχική γωνιακή ταχύτητα  $\Omega_0$  τότε  $J \sim \frac{2}{5} M R_0^2 \Omega_0$  και μπορούμε να γράψουμε την παραπάνω σχέση ως:

$$R_{\text{cent}} \sim 0.6 \left( \frac{R_0}{0.1 \text{pc}} \right)^4 \left( \frac{\Omega_0}{\Omega_{\text{Gal}}} \right)^2 \left( \frac{M_{\odot}}{M} \right) \text{AU}$$

Ως αποτέλεσμα αυτού του «φυγοκεντρικού ορίου» μπορεί ο πυρήνας να κερματιστεί κι άλλο, σε μικρότερους πυρήνες που περιστρέφονται ο ένας γύρω από τον άλλο (διατήρηση συνολικής στροφορμής) ή μπορεί να δημιουργηθεί ένας περιστρεφόμενος δίσκος.

Στη παραπάνω σχέση έχουμε υποθέσει ότι η αρχική γωνιακή ταχύτητα είναι της τάξης της γωνιακής ταχύτητας περιστροφής του γαλαξία (ως κατώτατο όριο). Στη πραγματικότητα μπορεί να είναι πολύ μεγαλύτερη, π.χ. λόγω τυρβώδους ροής.

Επιπλέον σημαντικές διορθώσεις πρέπει να γίνουν λόγω αποκλίσεων από τη σφαιρική συμμετρία, δημιουργίας πιδάκων, κλπ

## Δημιουργία πρωτοαστέρα – χαρακτηριστική χρονική κλίμακα $t_{ff}$

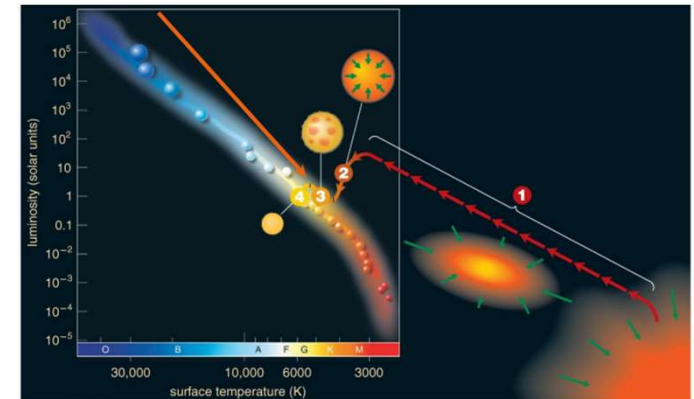
Για να μελετήσουμε την κατάρρευση ενός μοριακού νέφους με λεπτομέρεια, χρειάζονται αριθμητικές μαγνητοϋδροδυναμικές προσομοιώσεις

Σύμφωνα με όσα συζητήσαμε προηγουμένως η δημιουργία ενός πρωτοαστέρα περνάει από τα εξής στάδια:

- Αρχικά ένα κομμάτι νέφους με υπερκρίσιμη μάζα, αρχίζει να καταρρέει.
- Η κατάρρευση είναι ισόθερμη όσο το υλικό παραμένει οπτικά αραιό (και η βαρυτική ενέργεια ακτινοβολείται ολόκληρη)
- Στο κέντρο του νέφους η αρχική πυκνότητα είναι λίγο μεγαλύτερη, οπότε το  $t_{ff}$  είναι μικρότερο εκεί κι έτσι η πυκνότητα αυξάνεται γρηγορότερα από ότι πιο έξω.
- Καθώς αυξάνεται η πυκνότητα ( $\rightarrow \sim 10^{-10} \text{ kgm}^{-3}$ ) στο κέντρο, η ύλη γίνεται αδιαφανής και η κατάρρευση γίνεται πιο αδιαβατική. Η αδιαφάνεια οφείλεται κυρίως στη σκόνη.
- Η κατάρρευση επιβραδύνεται κοντά στο κέντρο, λόγω αύξησης της πίεσης ( $P_{ad} \propto \rho^{\gamma}$ )
- Σε αυτό το σημείο η κεντρική περιοχή είναι σχεδόν σε υδροστατική ισορροπία (με ακτίνα  $\sim 5\text{AU}$ ). Αυτό το κεντρικό αντικείμενο είναι ο πρωτοαστέρας .
- Η φωτεινότητά του καθορίζεται από την βαρυτική του κατάρρευση. Η εντροπία ενός πρωτοαστέρα είναι μεγαλύτερη από την εντροπία ενός άστρου κύριας ακολουθίας ίσης μάζας. Καθώς η εντροπία μειώνεται λόγω ακτινοβολίας και η ακτίνα μικραίνει, η θερμοκρασία αυξάνεται στον πυρήνα μέχρι την έναρξη των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων



- Η κατάρρευση της ύλης συνεχίζεται (και μάλιστα επιταχύνεται), και η φωτεινότητα του πρωτοαστέρα αρχικά αυξάνεται, όπως και η θερμοκρασία του.
- Πάνω από τον αναπτυσσόμενο πυκνό πυρήνα, η ύλη είναι ακόμα σε ελεύθερη πτώση. Όταν η ύλη αυτή φτάσει στον σχεδόν υδροστατικό πυρήνα, αναπτύσσεται ένα **κρουστικό κύμα** (η ταχύτητα της προσπίπτουσας ύλης > τοπική ταχύτητα του ήχου).
- Σε αυτή τη φάση η φωτεινότητα οφείλεται κυρίως **στο μέρος της κινητικής ενέργειας** που μετατρέπεται **σε θερμότητα στο κρουστικό μέτωπο**.
- Όταν η θερμοκρασία φτάσει περίπου τους **1000K**, η **σκόνη** μέσα στον υπό ανάπτυξη πρωτοαστέρα αρχίζει να **καταστρέφεται**, και έτσι **μειώνεται η αδιαφάνεια**. Αυτό σημαίνει ότι η ακτίνα όπου το  $\tau = 2/3$  θα μειωθεί σημαντικά. Και επειδή η φωτεινότητα παραμένει υψηλή, θα πρέπει **να αυξηθεί η ενεργός θερμοκρασία**.
- Η θερμοκρασία συνεχίζει να αυξάνεται, καθώς συσσωρεύεται ύλη στον πυρήνα.



Μπορούμε να υπολογίσουμε (μοντέλα) τον ρυθμό απελευθέρωσης ενέργειας (luminosity)  $L$  και την ακτίνα  $R$  του νέφους στην οποία  $\tau = 2/3$  (**φωτόσφαιρα σκόνης**), και από την σχέση  $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$  μπορούμε να βρούμε το  $T_{\text{eff}}$  και έτσι να τοποθετήσουμε τον πρωτοαστέρα σε ένα διάγραμμα H-R για διάφορες χρονικές στιγμές

→ Εξελικτικές διαδρομές (**evolutionary tracks**) πάνω στο διάγραμμα HR

- Όταν η θερμοκρασία στον πυρήνα φτάσει περίπου στους 2000K καταστρέφεται το μοριακό υδρογόνο, απορροφώντας ενέργεια, κι έτσι ο πυρήνας δεν είναι πλέον σε υδροστατική ισορροπία, αλλά καταρρέει και πάλι, μέχρι να φτάσει σε αρκετά υψηλή θερμοκρασία ώστε η πίεση να σταματήσει την περαιτέρω κατάρρευση.
  - Τώρα ο πρωταστέρρας έχει ακτίνα ~30% μεγαλύτερη από του ηλίου (υποθέτοντας ότι θα καταλήξει να είναι άστρο μίας ηλιακής μάζας), και μάζα ακόμα πολύ μικρότερη από τη τελική μάζα.
  - Ακολουθεί μία ημιστατική κατάσταση με συνεχιζόμενη πρόσπτωση ύλης στον πρωταστέρρα.
  - Με τον σχηματισμό του ημιστατικού πρωταστέρρα, ο χρόνος εξέλιξης καθορίζεται από το πόσο γρήγορα το άστρο μπορεί να προσαρμοστεί θερμικά στην κατάρρευση → Kelvin-Helmholtz timescale
  - Βαθιά στο εσωτερικό ξεκινά η θερμοπυρηνική καύση του Δευτέριου:  ${}^2_1D + {}^1_1H \rightarrow {}^3_2He + \gamma$  που συμβαίνει σε χαμηλότερη θερμοκρασία από τη θερμοπυρηνική καύση του H. Το δευτέριο στη μεσοαστρική ύλη είναι περίπου 1/50.000 του H.
- Όταν τελειώσει, η φωτεινότητα του πρωταστέρρα μειώνεται απότομα και η θερμοκρασία μειώνεται λίγο.

- Είναι σημαντικό να καταλάβουμε ότι (pre-main sequence) ο πρωτοαστέρας είναι fully convective, δηλ. η διάδοση με ακτινοβολία δεν είναι καθόλου αποδοτική.
- Είδαμε στο προηγούμενο μάθημα ότι για fully convective αστέρες έχουμε (υποθέτοντας καταστατική εξίσωση ιδανικού αερίου)  $P_{\text{gas}} = \frac{\rho k T}{\mu m_H} \Rightarrow T \propto \rho^{\frac{5}{3}-1} \Rightarrow \rho \propto T^{\frac{3}{2}}$  πολυτροπικός δείκτης  $n = 1.5$
- Τα μοντέλα προκύπτουν από αριθμητική επίλυση της εξ. Lane-Emden με συνοριακές συνθήκες στη φωτόσφαιρα που καθορίζονται από ένα λεπτό εξωτερικό στρώμα όπου η διάδοση ενέργειας είναι με ακτινοβολία και η αδιαφάνεια είναι κυρίως λόγω  $H^-$  (στις θερμοκρασίες αυτές ιονίζονται κάποια βαρύτερα μέταλλα, οπότε υπάρχουν διαθέσιμα ηλεκτρόνια, και δημιουργούνται αρνητικά ιόντα  $H^- \rightarrow$  αδιαφάνεια λόγω  $H^-$ )

→ Hayashi tracks

Το Hayashi track είναι σχεδόν κατακόρυφο στο HR διάγραμμα για άστρα μέχρι ~3 ηλιακές μάζες

Για ένα πολύτροπο με  $n = 3/2$  έχουμε

$$\frac{\rho}{\rho_c} = \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \text{ και}$$

$$\rho_c = 5.99\bar{\rho} = 5.99 \frac{3M}{4\pi R^2}$$

$$T_c = 0.539 \frac{\mu m_H}{k} \frac{GM}{R}$$

$$T^{10.95} = \frac{T_c^{2.25}}{\rho_c^{1.5}} \frac{2\mu}{3k} \frac{H}{\kappa_0} \frac{G}{R^2} \frac{M}{R^2} \approx \frac{0.1}{\kappa_0} \left(\frac{\mu m_H G}{k}\right)^{3.25} M^{1.75} R^{0.25}$$

Αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση το R από τη σχέση  $L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$  βρίσκουμε (άσκηση)

$$T^{11.45} \approx \frac{0.07}{\kappa_0 \sigma^{1/8}} \left(\frac{\mu m_u G}{k}\right)^{3.25} M^{1.75} L^{1/8} \text{ ή (άσκηση)} \quad T_{eff} \approx$$

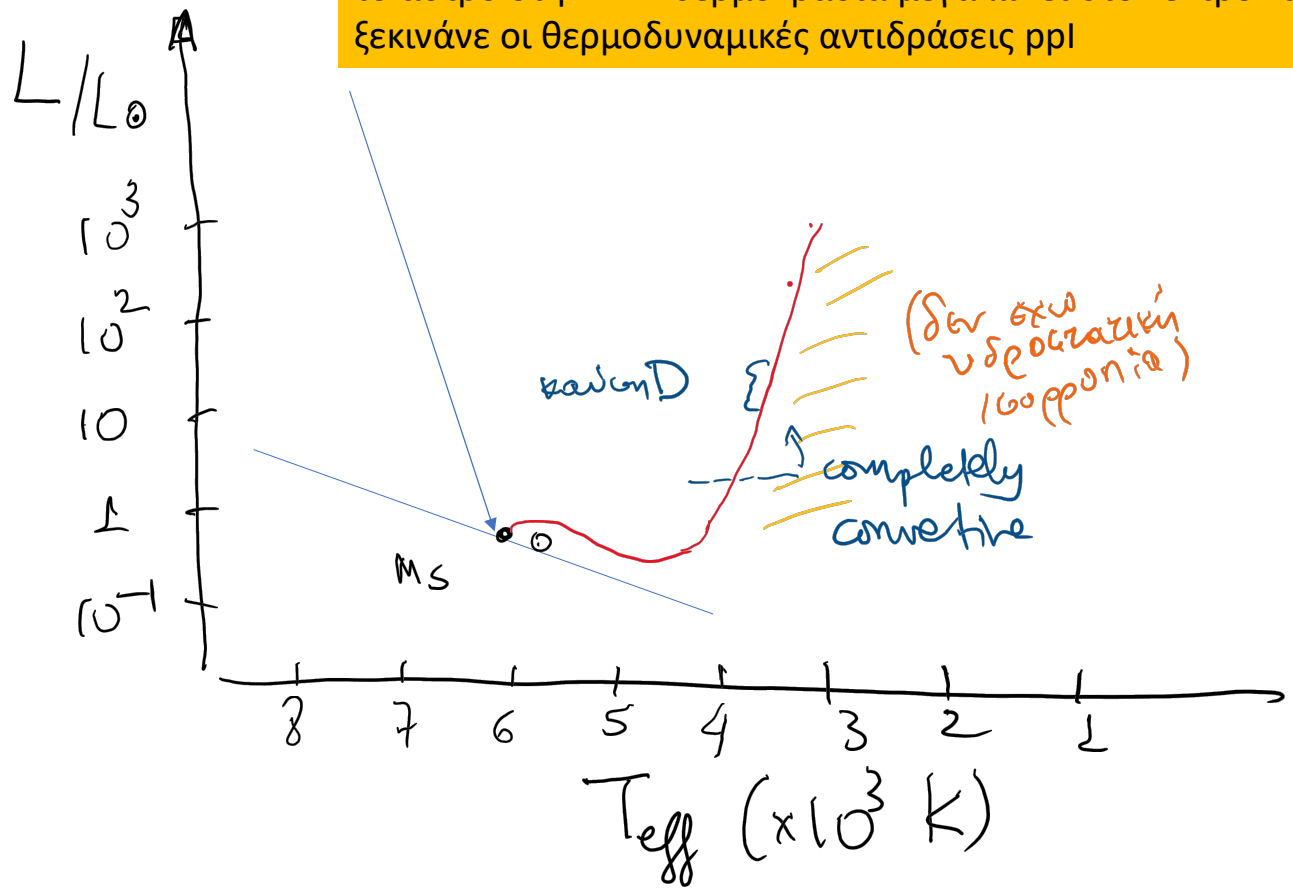
$$2000 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{0.15} \left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{0.01} \left(\frac{0.02}{Z}\right)^{0.04} \sim 3000\text{K}$$

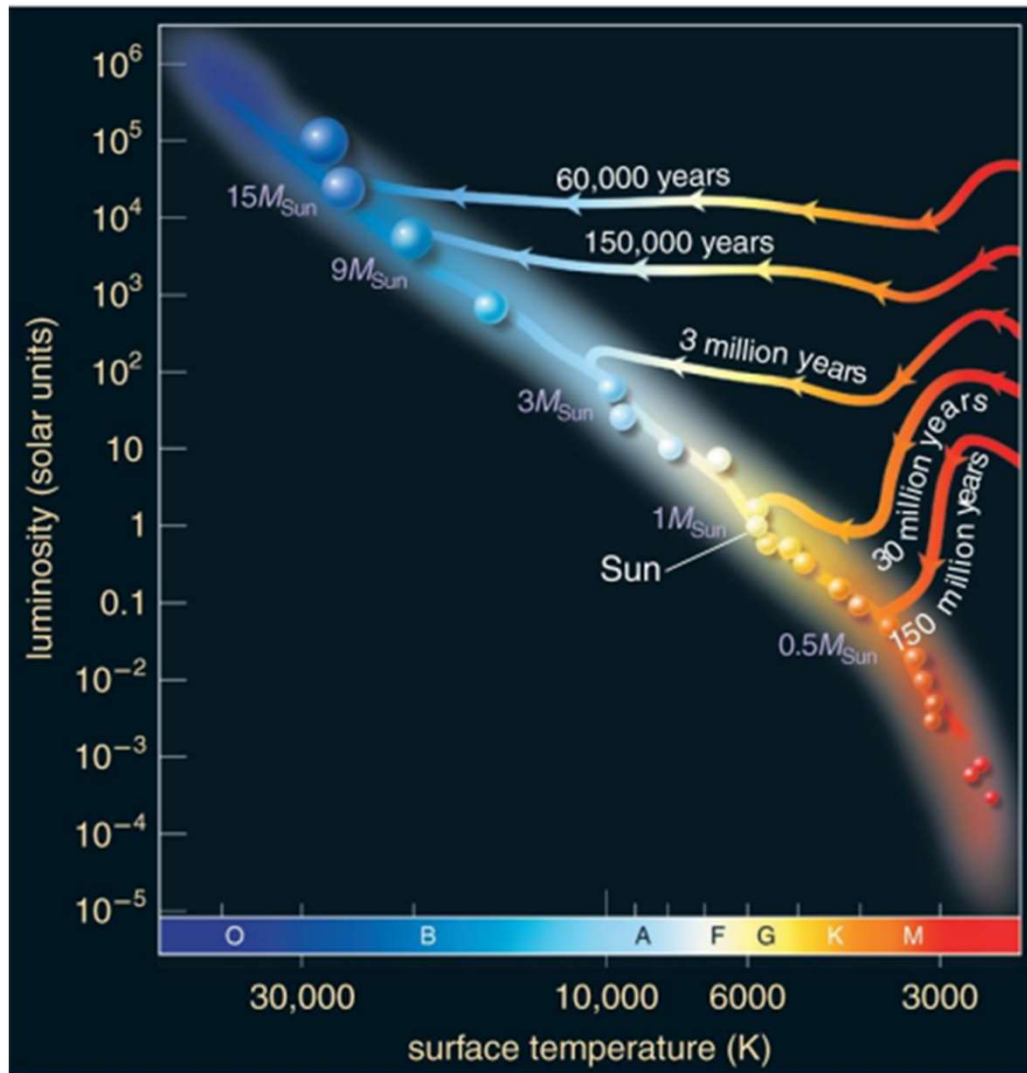
Η φωτεινότητα μειώνεται λόγω της μείωσης του R

- Όταν πέσει αρκετά η φωτεινότητα του άστρου αρχίζει να επικρατεί η μεταφορά ενέργειας με ακτινοβολία στον πυρήνα.
- Οπότε το άστρο περιγράφεται πλέον καλύτερα από πολύτροπο με δείκτη  $n = 3$ 
  - Στο μάθημα 11 (9<sup>η</sup> διαφάνεια) είδαμε ότι για ένα αντικείμενο που περιγράφεται από πολύτροπο  $n=3$  η κεντρική θερμοκρασία είναι
 
$$T_c \propto M^{2/3} \rho_c^{1/3} \propto M/R$$
  - Επιπλέον  $\rho \propto M/R^3$ ,  $\kappa \propto \rho T^{-3.5}$
  - Αν θέσουμε επίσης προσεγγιστικά  $dT/dr = T_c/R$ , βρίσκουμε τελικά τη προσεγγιστική σχέση  $L \propto M^{5.5} R^{-0.5}$  (άσκηση)
  - Δηλαδή όσο μειώνεται η ακτίνα  $R$  η θερμοκρασία αυξάνεται όπως και η φωτεινότητα (πιο αργά από ότι η θερμοκρασία). Η φωτεινότητα αυξάνεται σημαντικά με τη μάζα.
- Οπότε το pre-ms άστρο μετατοπίζεται προς τα αριστερά και προς τα πάνω στο HR διάγραμμα.



ο ακινοβολικός πυρήνας μεγαλώνει συνεχώς μέχρι να φτάσει το άστρο στη ΚΑ. Η θερμοκρασία μεγαλώνει στο κέντρο και ξεκινάνε οι θερμοδυναμικές αντιδράσεις ppI

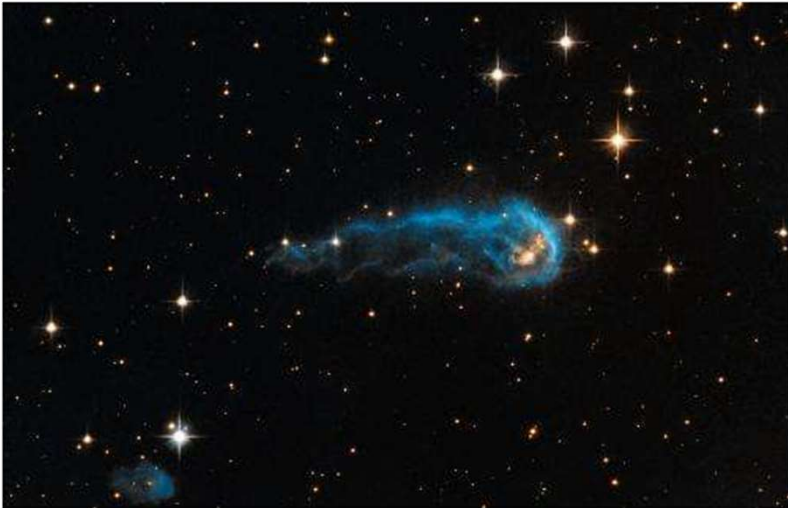




Μια παρατηρήσιμη συνέπεια του ότι το νέφος γίνεται οπτικά πυκνό, είναι ότι η βαρυτική δυναμική ενέργεια που απελευθερώνεται κατά τη κατάρρευση μετατρέπεται σε θερμότητα και ακτινοβολείται στο υπέρυθρο

A protostar looks starlike after the surrounding gas is blown away, but its thermal energy comes from gravitational contraction, not fusion.

IRAS 20324+4057



Credit: NASA, ESA, the Hubble Heritage Team (STScI/AURA), and IPHAS

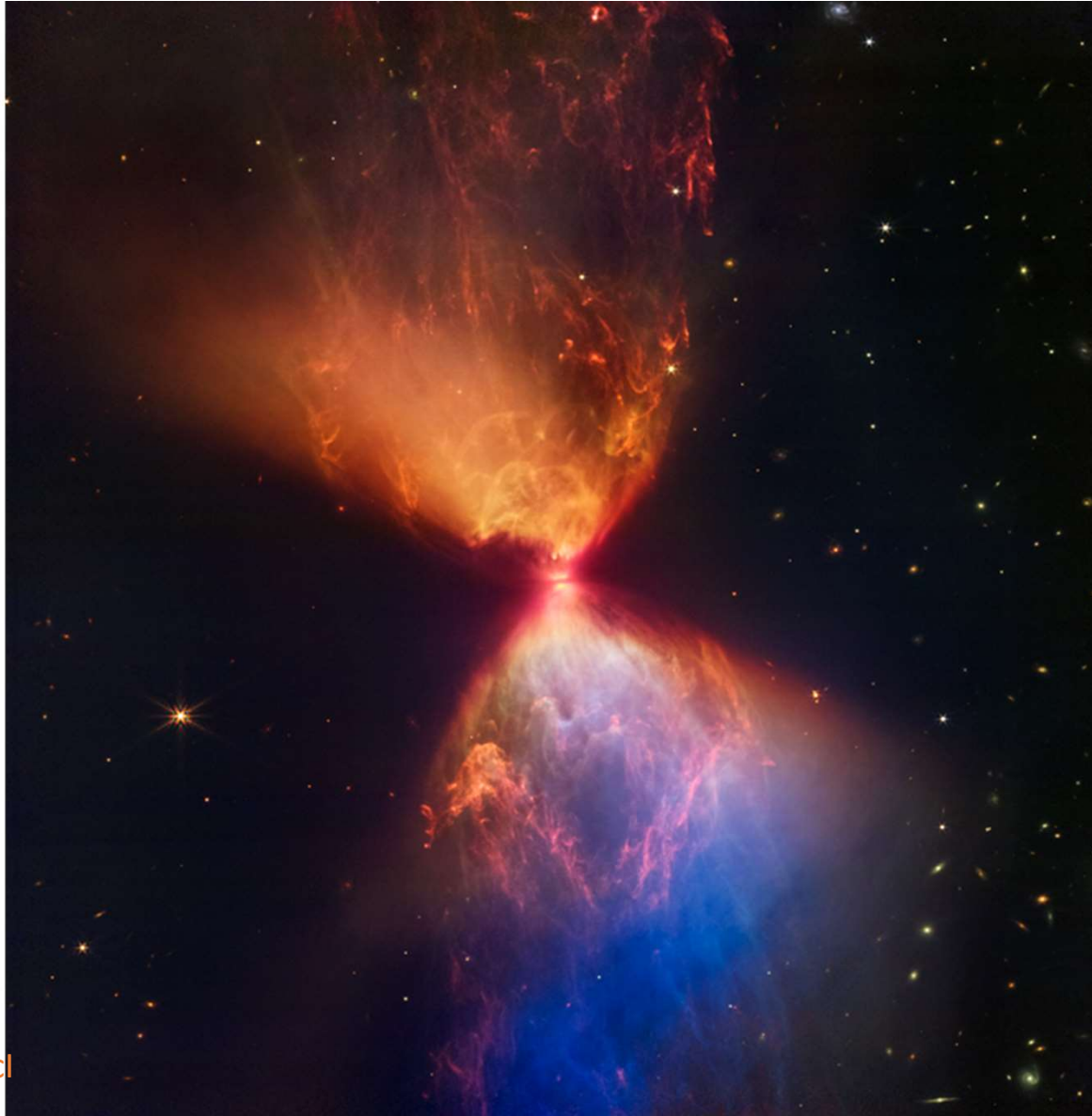
<https://starforge.space/>

IRAS 19312+1950



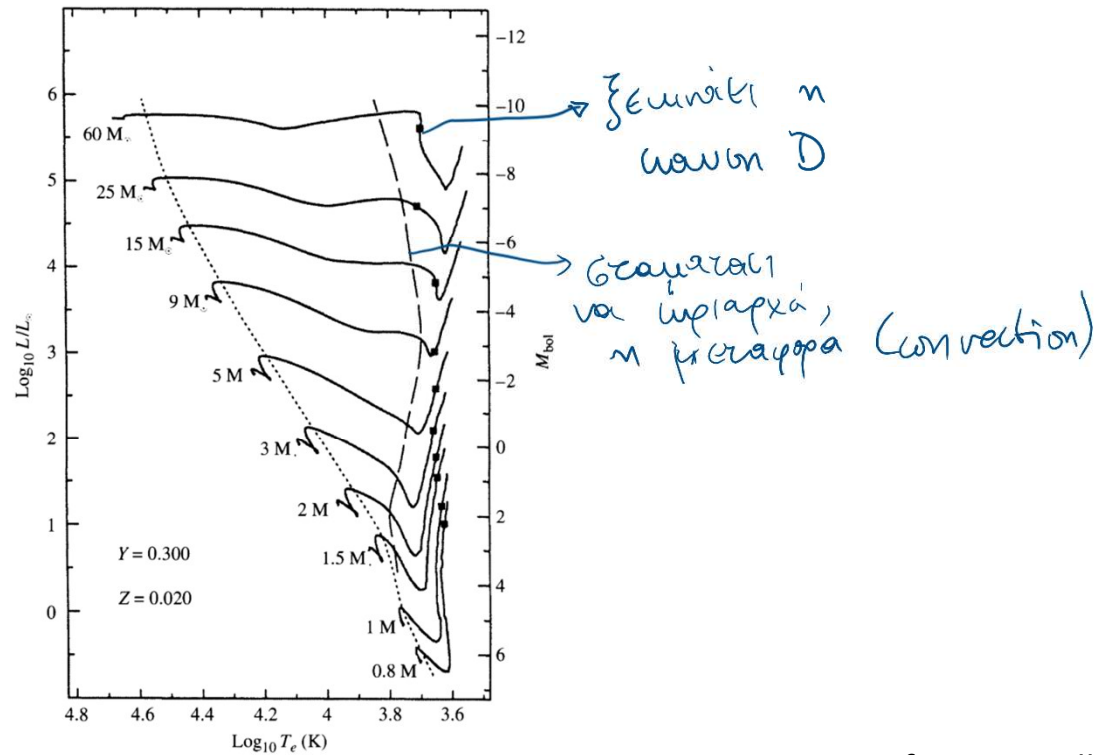
The protostar in question is the large, bright red star where the arrow is pointing. Credit: NASA/JPL-Caltech.

The protostar  
within the dark cloud  
L1527



JWST  
Credit: NASA, ESA, CSA, STScI

# Pre main sequence evolutionary tracks



**FIGURE 12.11** Classical pre-main-sequence evolutionary tracks computed for stars of various masses with the composition  $X = 0.68$ ,  $Y = 0.30$ , and  $Z = 0.02$ . The direction of evolution on each track is generally from low effective temperature to high effective temperature (right to left). The mass of each model is indicated beside its evolutionary track. The square on each track indicates the

Fig. from Carroll & Ostlie



**TABLE 12.1** Pre-main-sequence contraction times for the classical models presented in Fig. 12.11. (Data from Bernasconi and Maeder, *Astron. Astrophys.*, 307, 829, 1996.)

Initial Mass ( $M_{\odot}$ )	Contraction Time (Myr)
60	0.0282
25	0.0708
15	0.117
9	0.288
5	1.15
3	7.24
2	23.4
1.5	35.4
1	38.9
0.8	68.4

Table . from Carroll & Ostlie

# Some interesting simulations of SF - STARFORGE

- <https://www.youtube.com/channel/UCax1Kn0aKuaUtLYQ9BvnfYw/videos>

## STARFORGE: Toward a comprehensive numerical model of cluster formation and feedback

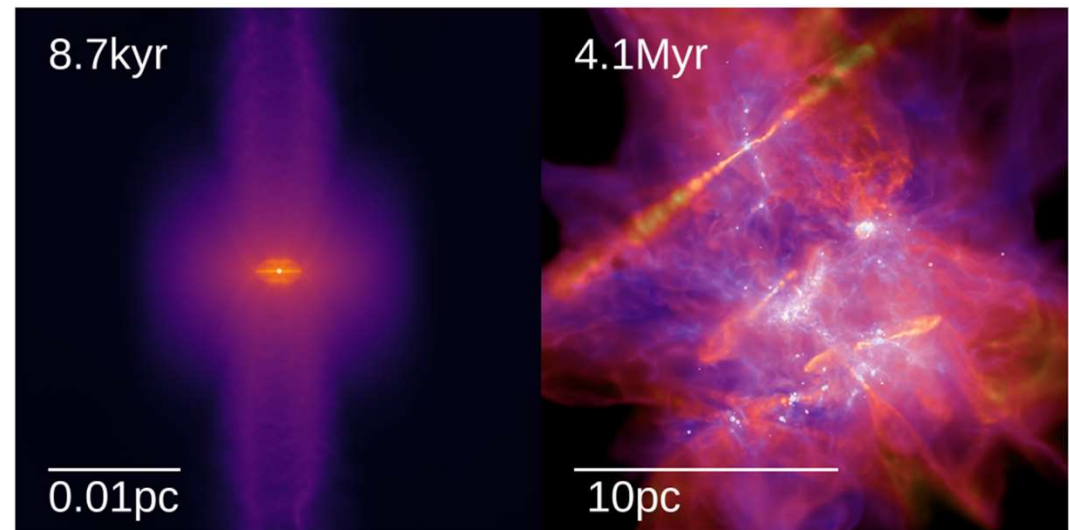
Michael Y. Grudić<sup>1\*</sup>, Dávid Guszejnov<sup>2†</sup>, Philip F. Hopkins<sup>3</sup>,  
Stella S. R. Offner<sup>2</sup>, and Claude-André Faucher-Giguère<sup>1</sup>

<sup>1</sup>CIERA and Department of Physics and Astronomy, Northwestern University, 1800 Sherman Ave, Evanston, IL 60201, USA

<sup>2</sup>Department of Astronomy, The University of Texas at Austin, TX 78712, USA

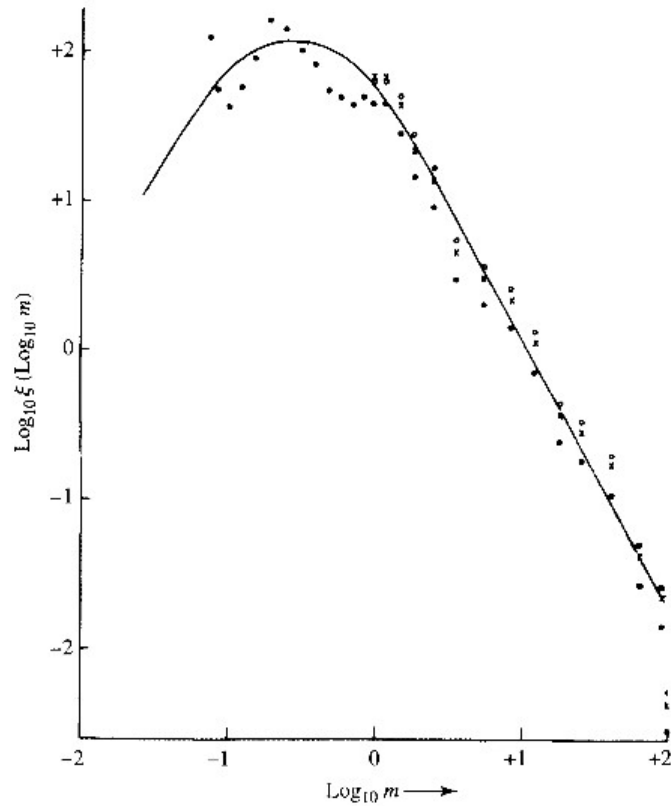
<sup>3</sup>TAPIR, Mailcode 350-17, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

<https://starforge.space/>

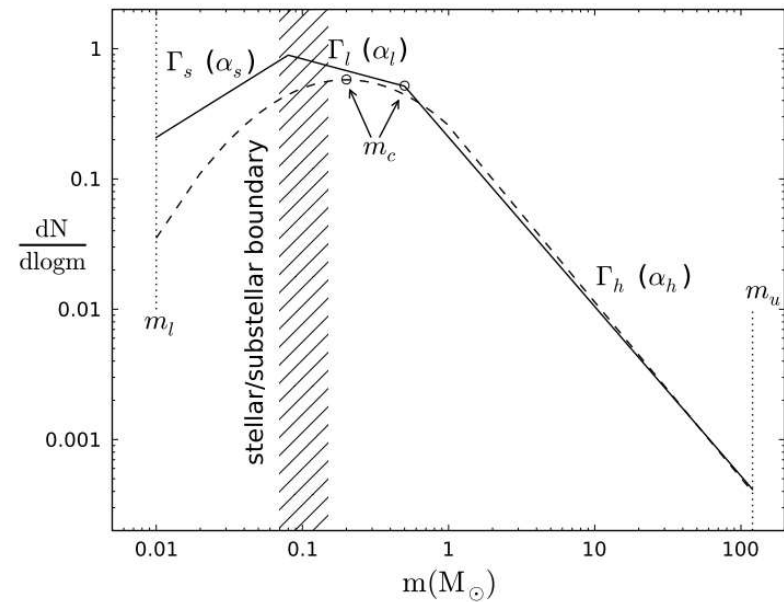


**Figure 11.** Examples of the protostellar jet module (§4.2) in action in SF simulations. *Left:* Idealized laminar rotating core collapse problem forming a single star, run at high ( $10^{-3} M_{\odot}$ ) resolution. As the star accretes from a disk, jets clear out high-velocity diffuse cavities along the poles, entraining material away from the core. *Right:* Bipolar outflows (highlighted in orange) permeate a  $2 \times 10^4 M_{\odot}$  GMC run at  $10^{-3} M_{\odot}$  resolution (typical of STARFORGE runs), with the largest penetrating out to  $\sim 10$ pc scales before merging with the ISM. This map colors by 1D line-of-sight velocity dispersion (purple is  $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ , orange is  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  and modulates the lightness to encode surface density information (lighter is denser).

# Initial Mass Function



**FIGURE 12.12** The initial mass function,  $\xi$ , shows the number of stars per unit area of the Milky Way's disk per unit interval of logarithmic mass that is produced in different mass intervals. The individual points represent observational data and the solid line is a theoretical estimate. Masses are in solar units. (Figure adapted from Rana, *Astron. Astrophys.*, 184, 104, 1987.)



**Figure 1.** An illustration of the key aspects of the IMF as it has been parameterised, either as a piecewise series of power law segments (e.g. Kroupa 2001) or a log-normal at low masses with a power law tail at high masses (e.g. Chabrier 2003a).