No.

Evolution of Protostars　　C. Hayashi

◎ Introduction

・星の進化の段階 → main-sequence はよく知られている。
(phase of hydrogen burning)
pre-main sequence phase はどうなっている？
(銀河より寿命の短い大質量星は数多く存在するので、「ガス雲 → 星」の過程は断続的に起きつづけているはず)

・前主系列星の進化。
- slow contraction (Helmholtz-Kelvin 収縮)
  準静水圧平衡的収縮
- dynamical contraction
  out of hydrostatic equilibrium.

・slow contraction について最近わかったこと
→ T_e = 3000 ~ 4000 K のような低温の星では
HR図上で禁止された(準静水圧平衡を保てない)領域がある。
→ 水素電離層の存在により、星全体が対流的になるため。
($\nabla > \nabla_{ad}$ が許されない。superadiabatic)
→ このような状況は $R \simeq 50 \left(\frac{M}{1M_\odot}\right) R_\odot$ より起こり始める。

・より低温、大半径の前期進化はよくわかっていない。 $M \sim 0.1 M_\odot$
・準静水圧平衡に達することができない？ ($T_e \simeq 50 - 3000$ K)
・opacity is too low

◎ General Study of Early Stages

・仮定：$P_{ext} = 0$、磁場・回転なし、球対称

⇒ このとき、収縮過程を M, ρ, T の進化で特徴づける。

・自己重力、pressure、heating、cooling、opacity、… などが

No.

・ Dynamical Properties

e.o.m for each mass shell

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -\frac{GM_r}{r^2} - 4\pi r^2 \frac{\partial P}{\partial M_r}$$

・右辺第2項が無視できるとき、~~解析的に解けて~~ 収縮のtimescaleは

$$t_{ff} = \frac{3}{2}\rho \Big/ \frac{d\rho}{dt} = \frac{3}{2}\left(\frac{M}{\frac{4}{3}\pi r^3}\right) \Big/ \frac{d}{dt}\left(\frac{M}{\frac{4}{3}\pi r^3}\right) = \left(\frac{32\pi G\rho}{3}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

・右辺第1項が無視できるとき、膨張のtimescaleは

$$t_{sc} = \frac{R}{v_s} = \left(\frac{3M}{4\pi\rho}\right)^{\frac{1}{3}} \Big/ \left(\frac{\gamma k T}{\mu m_H}\right)^{\frac{1}{2}}$$

⇒ $t_e > t_f$ のとき free-fall, $t_e < t_f$ のとき断熱膨張 $t_e = t_f$ のとき静水圧平衡

eosが例えばpolytropicのとき ($p \propto \rho^{1+\frac{1}{N}}$)

$$\frac{k T_e}{\mu m_H} \gtrless \alpha_N G M^{\frac{2}{3}} \rho_c^{\frac{1}{3}} \quad \left(\begin{array}{l}\alpha_N = 0.478, 0.364, 0.292 \\ \text{for } N = 1.5, 3.0, 4.5\end{array}\right)$$

・ρ-T diagram上で考えると、$t_{sc} = t_{ff}$ の線より上か下にいるかによって膨張するか収縮するかが決まる。

($\frac{dR}{dt} > c_s$ ⇒ 超音速的収縮も起こる。)

・一方で、$t_{sc} = t_{ff}$ の線上にいても準静的に収縮するとは限らない。

・$\gamma > \frac{4}{3}$ のとき、gasは収縮に対して安定

⇒ gas中のH_2が全て解離して、なおかつHも電離して、さらにoptically thickの状況ではもはや収縮できない。

(解離中、電離中は $\gamma \approx 1$)

・t_{sc} ($= t_{ff}$) $< t_c$ だとだめ。

No.

Time-Scales of Cooling and Heating

・冷却，加熱の timescale t_c, t_h (ρ, T の関数)

・optically thin

$$t_c = \frac{3k_BT}{2} \cdot \frac{\rho}{\mu m_H} \frac{1}{\Lambda - \Gamma} \quad (\Lambda > \Gamma \text{ のとき.})$$

$$t_h = - \quad \text{〃} \quad (\Lambda < \Gamma)$$

・optically thick limit.

⇒ photon の拡散による冷却.

$$L_r = -4\pi r^2 \frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dr} \quad (\kappa : \text{Rosseland mean opacity})$$

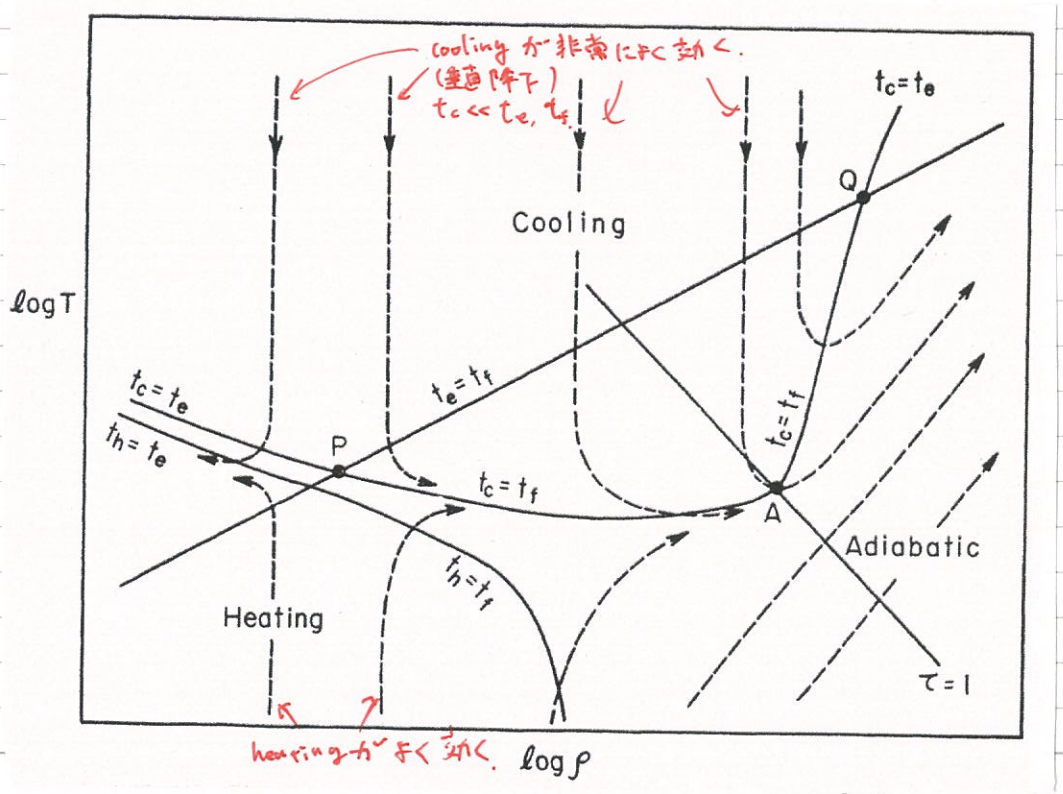
$$L = |L_r| \approx 4\pi r \frac{4acT^4}{3\kappa\rho} \quad \left(\because \frac{dT}{dr} \approx \frac{T}{r}\right)$$

$$\approx \frac{8\pi acT^4 M^{\frac{1}{3}}}{3\kappa\rho^{\frac{4}{3}}}$$

$$t_c = \frac{3k_BT}{2\mu m_H} \Big/ \frac{L}{M}$$

・下図は $T = 1 \sim 1000$ K, $\rho = 10^{-23} \sim 10^{-12}$ g/cc で t_c, t_{ff}, t_{sc} を比較した図
$M \gtrsim 0.01 M_\odot$ の星に対する、一般的な描像になっている。

Fig 1.



◎ specific entropy : $s = \text{const.} - \frac{k}{\mu m_H} \log\left(\frac{\rho}{T^{\lambda}}\right)$ (理想気体)

where $\lambda = \frac{1}{\gamma - 1}$

エネルギー保存の式は(☒)

$$-T\frac{ds}{dt} \begin{cases} = (\Lambda - \Gamma)\frac{1}{\rho} & (\text{optically thin}) \\ = \frac{L}{M} & (\text{optically thick}) \end{cases}$$

$$\text{左辺} = \frac{k_B T}{\mu m_H}\frac{d}{dt}\left(\log\frac{\rho}{T^{\lambda}}\right) = \frac{k_B T}{\mu m_H}\left(\frac{\dot{\rho}}{\rho} - \lambda\frac{\dot{T}}{T}\right)$$

$$= \frac{k_B T}{\mu m_H}\frac{\dot{\rho}}{\rho}\left(1 - \lambda\frac{d\ln T}{d\ln\rho}\right)$$

よって、☒ $\Leftrightarrow$ $\frac{\dot{\rho}}{\rho}\left(1 - \lambda\frac{d\ln T}{d\ln\rho}\right) = \begin{cases} \frac{\mu m_H}{k_B T}\frac{\Lambda - \Gamma}{\rho} \\ \frac{\mu m_H}{k_B T}\frac{L}{M} \end{cases}$

$t_e \gg t_{ff}$ のときのみ正しい。

$$\Leftrightarrow \boxed{\lambda\frac{d\ln T}{d\ln\rho} = 1 - \frac{t_f}{t_c} \simeq 1 - \Phi}$$

⇒ $t_c = t_{ff}$ より右側に行くと、t_f/t_c は急激に小さくなる。(断熱的)
〃 より上側 大きく (垂直降下)

◎ $t_e = t_{ff} = t_c$ となる点を $P = (\rho_P, T_P)$ とおく。

・$\rho < \rho_P$ では、冷却が弱い / heating が強い (te, tff に比べて) ため $t_{ff} < t_e$ となるまで冷えられない。

⇒圧力項が支配的、$t_e = t_h$ の線にのって interstellar medium の密度まで戻る。

・一方、$\rho > \rho_P$ から始まると、$t_c = t_{ff}$ かつ $\tau = 1$ の点 $A = (\rho_A, T_A)$ に近づく。
A以降($\tau = 1$を超えてから)はほぼ断熱で進化する。

⇒この意味で、Aは opaque star の初期条件と考えることができる。
(それまでの履歴に依らない。)

以上の描像は、$M > 0.01 M_\odot$ の星について共通
(このとき、点Aは $t_{rc} = t_{ff}$ より下にある。)

② Transparent Stages

cooling と heating について評価する。ここでは $T < 1000\,K$ に限定する。

i) Process of Cooling and Heating

cooling process : H_2 分子, dust grain, 重元素 (C II, Si II, Fe II)

heating : cosmic ray

(ここでは electron-ion collision process は考えない。heavy ion の concentration が不明なため profile を考えてないからで
また この過程は optically thick のときは効かない LTE になるで。)

① H_2 分子

・$T < 150\,K$ では ほとんどの H_2 は基底状態 ($J=0$) にいて、H や他の 何かとの衝突によって主に $J=2$ に励起する。このときのエネルギーは $E = 0.044\,eV$。
(回転量子数)

よって、

$$\Lambda_{H_2} = A E n_{H_2} \frac{g_2}{g_0} \frac{e^{-\frac{E}{kT}}}{1+z}$$

where $z = \dfrac{A}{n_{H_2}\langle\sigma v\rangle_{H_2} + n_H\langle\sigma v\rangle_H}$

A : transition probability $= 2.4 \times 10^{-11}$ /sec

$\langle\sigma v\rangle_{H,H_2}$: collisional de-excitation rate.

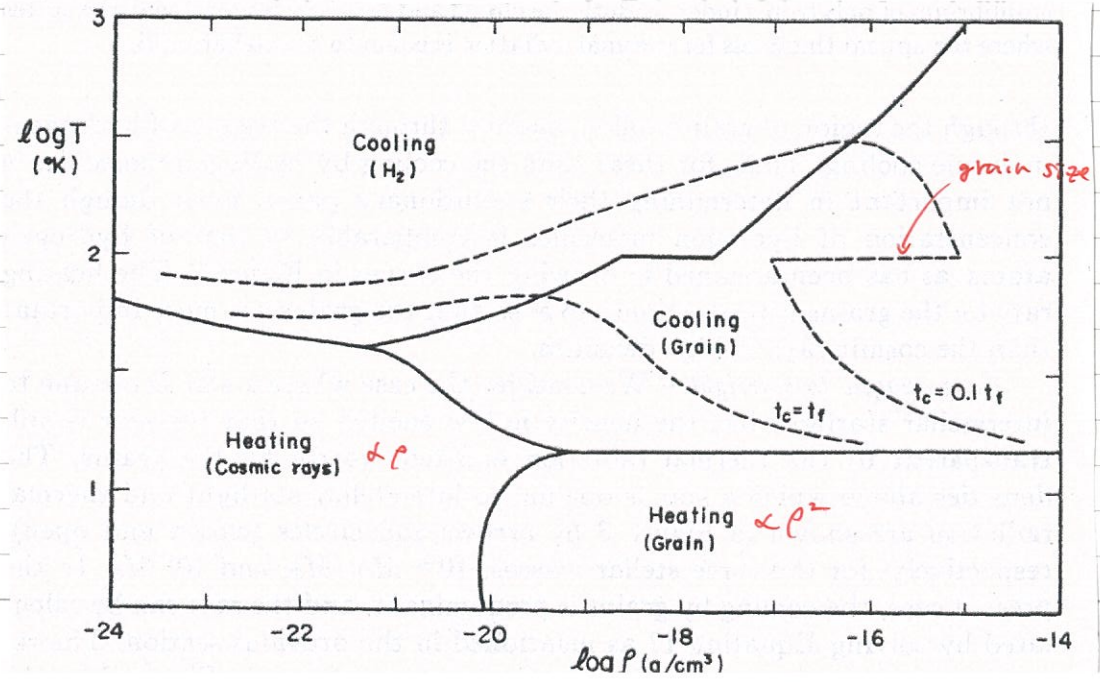
$\langle\sigma v\rangle_H \sim 4\langle\sigma v\rangle_{H_2}$

$$\Rightarrow \Lambda_{H_2} = \frac{8.6 \times 10^{-24}\, n_{H_2}\, e^{-\frac{512K}{T}}}{1 + 420/T^{\frac{1}{2}}(n_{H_2} + 4 n_H)} \quad \text{erg/cc/sec}$$

・$T > 150\,K$ では $J > 2$ への励起も無視できなくなる。(図では考慮されてる)

・低密度では $n_{H_2} = n_H$ と思われてる。(Gould et al. 1963)
また、grain による冷却よりよく効く。
高密度 (interstellar light に対して opaque) では、grain による冷却が dominant になる。

⇒ point A の位置は dust 冷却で主に決まる。
($\frac{n_g}{n_H} \ll 10^{-13}$ でない限り)



② Grains

低温ではほとんどの重元素は固体で存在する (⇒ grain)

T_g は gas の kinetic temperature とは一般に異なる.

・高密度での主な coolant, opacity 源

(数密度, 半径は Hulst による)

・$T < 100$ K : H_2O, NH_2, CH_4 (icy grain)

$100 < T < 1300$K : $MgSiO_3$, Fe, SiO_2, Fe_2O_3 (Mineral grain)

ここでは $n_g = 10^{-13} \times n$, where $n = \frac{\rho}{m_H}$ とし

$r_g = 2 \times 10^{-5}$ cm for $T < 100$K (icy), 0.6×10^{-5} cm for $T > 100$K (mineral)

とする.

・H, H_2 が grainに 脱着するときに, kT(熱) kT_g (を得る) と考えると.

$$\Lambda_g = n_g \{ n_H \langle v \rangle_H + n_{H_2} \langle v \rangle_{H_2} \} \pi r_g^2 k (T - T_g)$$

where $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ (thermal velocity)

⇒ $T > T_g$ のとき gas はエネルギーを失い, $T < T_g$ のとき エネルギーを得る.

・dust 温度 T_g について.

・Interstellar light の flux I (= 2×10^{-2} erg/cm²/s) の absorption

⇒ $\kappa_{vis} \rho I$

($\kappa_{vis} = 20$ cm²/g, ice grain の幾何学的断面積の 1/4)

・thermal emission $j = \kappa_P(T_g) \rho a c T_g^4$

Planck mean opacity (≈ 0.03 cm²/g at $T_g = 15$ K, $\propto T_g^3$ at $10\text{K} < T_g < 40$ K)

このとき, T_g は

$$\underbrace{\Lambda_g}_{\propto \rho} + \kappa_{vis} \rho I = j$$ で決まる。

低密度: $\kappa_{vis} \rho I \gg \Lambda_g$ より $T_g = 15$ K (grainの不定性を考えても 10 - 20 K)

高密度: opaque to interstellar light.

⇒ $\Lambda_g = j$ ∴ T_g は T と ρ に依存する.

③ Cosmic rays

宇宙線の flux ≈ interstellar light flux.

一方で mean free path は 1000 倍程. TeV electron による heating は

$$\Gamma = 2 \times 10^{-29} \ (n_H + 2 n_{H_2}) \ \mathrm{erg/cc/s}$$

1 TeV > E の寄与も考えると Γ はもっと大きくなる。

(10 MeV に peak を持つ spectrum だって Γ は 1000 倍にもなる. Hayakawa et al. 1961)

しかし、結局低密度でしか効かない。(Hayakawa の結果でも $\rho < 10^{-18}$ g/cc)

④ Comparison of the Rates of Cooling, Heating and Free-fall

ⓐ Case transparent to starlight

- cooling, heating rate は ρ, T のみに依存 (M にはよらない。)
- $T_g \approx 15$ K (一定)

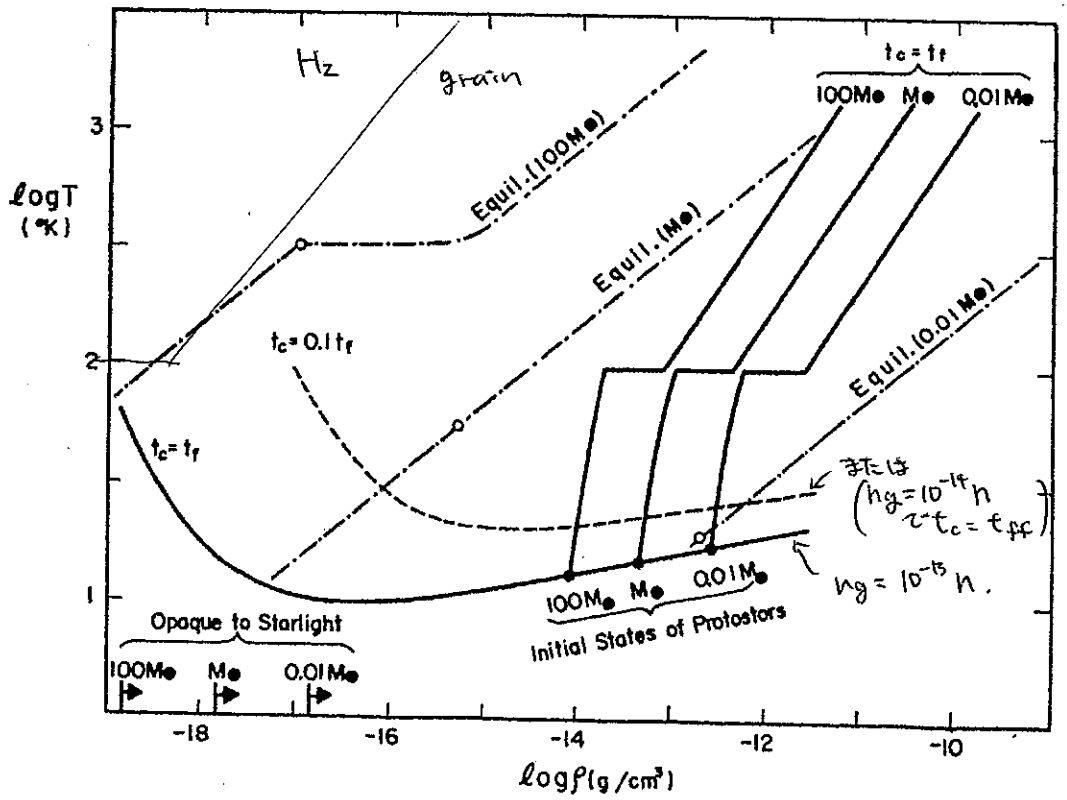
Fig 2 cooling rate について.

- $t_{sc} = t_{ff}$ の line は $M < 100 M_\odot$ では grain cooling が dominant な領域を通る。⇒ evolution path は主に grain cooling で決まる。
  ($n_H = n_{H_2}$ を考えても同じ。)
- 高密度での heating は主に grain による ($\Gamma_g \propto \rho^2$ while $\Gamma_{CR} \propto \rho$)

ⓑ Case opaque to starlight

- thermal radiation に対しては transparent な状況を考える。

- $t_c = t_{ff}$, $t_c = 0.1 t_{ff}$
  → M に依らない。
- $\rho \sim 10^{-16}$ g/cc で $\frac{T - T_g}{T} \sim 0.01$
  ⇒ $T_g = T$ と考えて、
  $L = \kappa_p a c T^4 M$.



No.

⊖ Opaque Stages of Fast Contraction

- opaqueになる前 ⇒ $L = \kappa_P a c T^4 M$
  後 ⇒ $L = \frac{8\pi a c T^4 M^{\frac{4}{3}}}{3\kappa_R \rho^{\frac{4}{3}}}$

等しくなるのは $\rho^{\frac{4}{3}} \frac{8\pi}{3\kappa_R} = \kappa_P M^{\frac{2}{3}}$ ⇔ $\rho = \left(\frac{8\pi}{3\kappa_R\kappa_P}\right)^{\frac{3}{4}} M^{-\frac{1}{2}}$

$\kappa_R \sim \kappa_P \sim \kappa$ とすると. $\rho = \left(\frac{8\pi}{3\kappa}\right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{4\pi R^3}{3}\rho\right)^{-\frac{1}{2}}$

⇔ $\frac{8\pi}{3\kappa^2 R^2 \rho^2} \times \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{3}{2}} = 1$ ∴ $\kappa\rho R = 2 \times \sqrt{\frac{3}{4\pi}} = \sqrt{\frac{3}{\pi}}$
$\simeq 1$

Fig3 で 2つの $t_c = t_{ff}$ が交わる点が A
"initial state of opaque star"

(・不定性 : $\kappa_R \sim 0.01$ cm²/g at 15K
may decrease by a factor 5
・しかし. mass依存性の方がはるかに大きい (Fig 3 の equilibrium line))

⇒ T, ρ (or S) は M にあまり依存しない.
この段階で分裂が起きても、分裂片のエントロピーは親星とほぼ同じ.

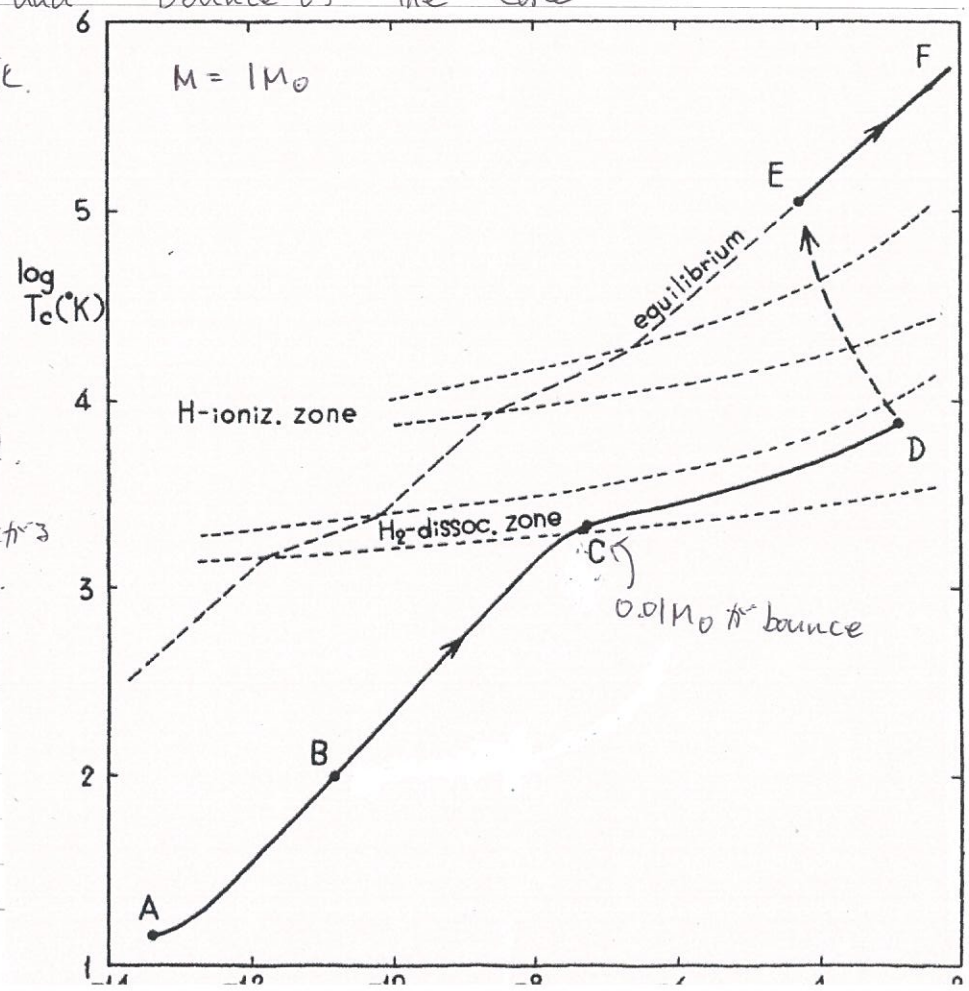
⊖ Dynamical Contraction and Bounce of the Core

・optically thickになった後は
$n \frac{d\ln T}{d\ln \rho} = 1 - \frac{t_{ff}}{t_c}$ に従い進化.
⇒ほぼ断熱

・収縮は quasi-hydrostatic eq. が実現するまで続く

・右図 : Hayashi & Nakano (1965)
Aで fully molecular を仮定.

・断熱収縮 ⇒ 内側程、圧力の上がる Timescale が短い.
⇒ 中心で圧力項が自己重力と comparable に
⇒ bounce of core



No.

・ ・ ( )

・Bounce の起こる条件 by Hayashi & Nakano.

initial density profile → Emden function of index N.

$$A = (F_{press})/(F_{grave}) = \frac{\gamma N}{N+1}\frac{p_0}{p_0'}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma-\frac{5}{6}}$$

p_0, ρ_0 は初期の中心の圧力, 密度. p_0' は初期に平衡を実現するのに必要な圧力.

⇒ $\gamma < \frac{5}{3}$ でも bounce は起きうる.

$p_0/p_0' \ll 1$ であるほど内側で bounce が起きる.

・bouncing core ⇒ shock wave

(mass motion のエネルギーを thermal energy に変換)

・$1M_\odot$ のとき, Fig 4 の ~~B~~C で中心の 0.01 $M_\odot$ が bounce

⇒ dissociation にエネルギーが使われてすぐに decay (1st core)

・D で 2度目の bounce ⇒ strong shock

⇒ H は完全電離. equilibrium line まで温度が上昇 (DE)

⇒ rapid free fall の thermalization による.

⇒ 表面に達すると flare-up を起こす.

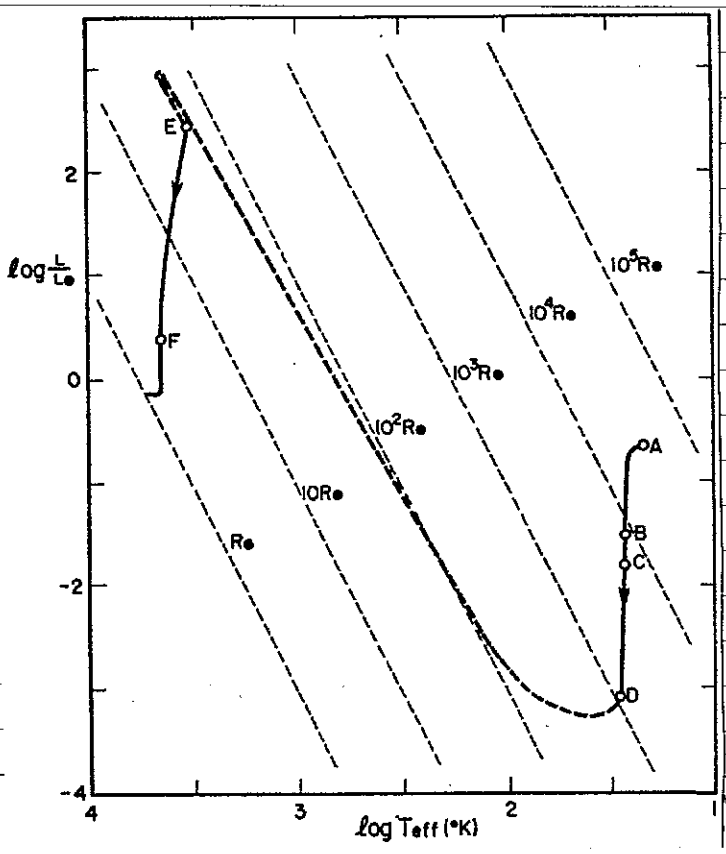
・A ~ E : 20 yr

flare-up : ~ 100 days

(FU-Orion の flare-up)

120 days in 1936.

⇒ last stage of contraction??



No.

・　・　(　　)

◎ Quasi - Hydrostatic Contraction

• Inital Stage

・Quasi - Hydrostatic Contraction の初期条件について

・断熱収縮 ⇒ $N = \frac{3}{2}$ の polytrope

$$\begin{cases} \cdot \ \frac{1}{2}\frac{3}{5-N}\frac{GM^2}{R} = \chi \frac{M}{m_H} \\ \cdot \ \frac{kT_c}{\mu m_H} = 0.538 \frac{GM}{R} \end{cases}$$

where $\chi = (15.84X + 19.75Y)\,eV$

X : H

Y : He の mass concentration

$$\Rightarrow T_c = 2.31 \times 10^3 \mu (X + 1.25Y) \ K$$

$X = 0.70$
$Y = 0.28$

$$\begin{cases} T_c = 1.50 \times 10^5 \ K \\ R = 51.2 \frac{M}{M_\odot} R_\odot \end{cases}$$

・flare-up で失なわれたエネルギーは無視している。(hard to estimate)
Ionization で使われたエネルギーよりも少ないであろう。

(輻射によるエネルギー損失は考えられていない。)

• Surface Condition and Internal Structure

・境界条件

1) "zero" boundary condition ⇒ $T = 0$, $P = 0$ at $r = R$

2) $T = T_e$, $P = P_p$ at $\tau = \frac{2}{3}$
(photospheric value)

・fully radiative のとき. (simple consideration)

$$L = \frac{4\pi}{3}\frac{\sigma GM}{\kappa_0}\frac{1}{A}$$

$$\frac{L}{4\pi R^2} = \frac{16}{3}\frac{\sigma GM}{\kappa_0 A}\frac{1}{R^2} = \sigma T^4$$

$$\begin{cases} \cdot \ \kappa = \kappa_0, \ L_r/M_r = L/M \text{ を仮定する.} \\ \cdot \ \kappa_0 L = 0.202 \, ac \left(\mu m_H G / k\right)^4 M^3 \quad (\text{"Eddington の standard model"}) \\ \cdot \ \nabla = \nabla_{rad} = \frac{P}{AT^4} \quad \text{where} \quad A = 16\pi ac GM / 3\kappa_0 L \\ \cdot \ \text{B.C.} \\ \quad \int_R^\infty \kappa \rho \, dr = \frac{2}{3} \quad \text{このとき.} \quad P_p = \int_R^\infty \frac{GM}{r^2}\rho \, dr \sim \frac{GM}{R^2}\int_R^\infty \rho \, dr \\ \qquad = \frac{2GM}{3\kappa_0 R^2} = \frac{AT_e^4}{8} \end{cases}$$

univ. CO-OP

これらの条件のもとで $\nabla = \nabla_{rad}$ を解くと

$$\nabla = \nabla_{rad} \Leftrightarrow \frac{dT^4}{dp} = \frac{4}{A} \quad \therefore \quad p = \frac{A}{4}(T^4 - T_e^4) + \frac{A}{8}T_e^4$$

$$= \frac{A}{4}\left(T^4 - \frac{1}{2}T_e^4\right)$$

$$= \frac{A}{4}T^4\left(1 - \frac{1}{2}\left(\frac{T_e}{T}\right)^4\right)$$

よって、Tが大きくなるにつれて"zero" boundary conditionに近づく。

・一方で対流層について考えると、完全電離している状況では

$$p = K T^{\frac{5}{2}}$$

のpolytrope ($n = \frac{3}{2}$) の構造を持つ。

この時のKは例えばphotosphereでの境界条件より定まる。

("zero" boundary conditionをとることはできない。)

◎ 対流層

対流の起こる条件 ⇒ $\nabla_{ad} < \nabla_{rad}$

$$\nabla_{ad} = \frac{2 + x(1-x)\left(\frac{5}{2} + \chi/kT\right)}{5 + x(1-x)\left(\frac{5}{2} + \chi/kT\right)^2}$$

where x : 電離度

χ : 電離 potential

$T = 10^4$K で $\chi/kT \simeq 10 \sim 20$ より、$0 < x < 1$ では $\nabla_{ad} \ll 1$ となる。

⇒ 対流が発生しやすい。

・対流層においては、高密度(十分内部)では $\nabla = \nabla_{ad}$

放射層では $\nabla = \nabla_{rad}$ が成立。

一般的には $\nabla_{ad} < \nabla < \nabla_{rad}$: super adiabatic

(特に低密度対流層など、対流層の表面でsuperadiabaticになる。)

superadiabaticの取り扱いは複雑 ⇒ 通常はmixing length theoryなどを用いる。

ここではより簡単に

$$\beta u c_s = \frac{L}{4\pi R^2} = \frac{a c T_e^4}{4}$$ より右側で $\nabla = \nabla_{rad} \to \nabla = \nabla_{ad}$

になると考える。

uはenergy density、c_sは音速、βは適当なparameterである。

(transition layerが十分に薄いと考えている?)

・完全電離した対流層では $\gamma = \frac{5}{3}$ つまり $n = \frac{3}{2}$ のpolytropeが実現。

$$p = K T^{\frac{5}{2}}$$

Kは境界条件、電離層(H, He, He^+)の性質より決まる。

No.

・この polytrope の解は次の無次元量で特徴づけられる。

$$E = 4\pi K G^{\frac{3}{2}} \left(\mu m_H / k\right)^{\frac{5}{2}} M^{\frac{1}{2}} R^{\frac{1}{2}}$$

$E = E_{emden} = 45.5$ より大きいか小さいかで解の性質が決まる。

$$\begin{cases} E > 45.5 & : \text{collapsed type} \\ E = 45.5 & : \text{Emden 解} \quad \left(\rho(0) = \rho_c,\ \frac{d\rho}{dr}(r=0) = 0\right) \\ E < 45.5 & : \text{centrally condensed type} \end{cases}$$

⇒詳細は後で

・$\nabla_{rad} < 0.4$ (∇_{ad} at $\alpha = 0$ or 1)

つまり、$p \leq \frac{2}{5} A T^4$ のとき radiative region が現われる。

電離領域 ⇒ $\frac{P}{T^4}$ が急上昇する。(比熱大)

⇒ 対流層が内部までよく発達する。

・$M = 1 M_\odot$, $\mu = 0.664$, $\kappa_0 = 1\ cm^2/g$, $\beta = 1$

integration from photosphere

model E, F, M ($R_{sp} = 15 R_\odot$)

高温 → で低下 → wholly radiative に。

F : wholly radiative model

E : Emden solution (wholly convective)

M : convective envelop + radiative core

F ⇒ 電離がない時は Emden 解 ("Eddington's model")

⇒ 輻射は途中で対流発生, ($\rho_{E'} < \rho_E$)

⇒ 中心に達する前に $M_r = 0$

⇒ 非物理的な解 ("collapsed type")

M ⇒ 中心部が高温 ⇒ で↓

⇒ $\nabla_{rad} < \nabla_{ad}$ ⇒ 輻射コア ("centrally condenced type")

E ⇒ Emden 解 (全対流)

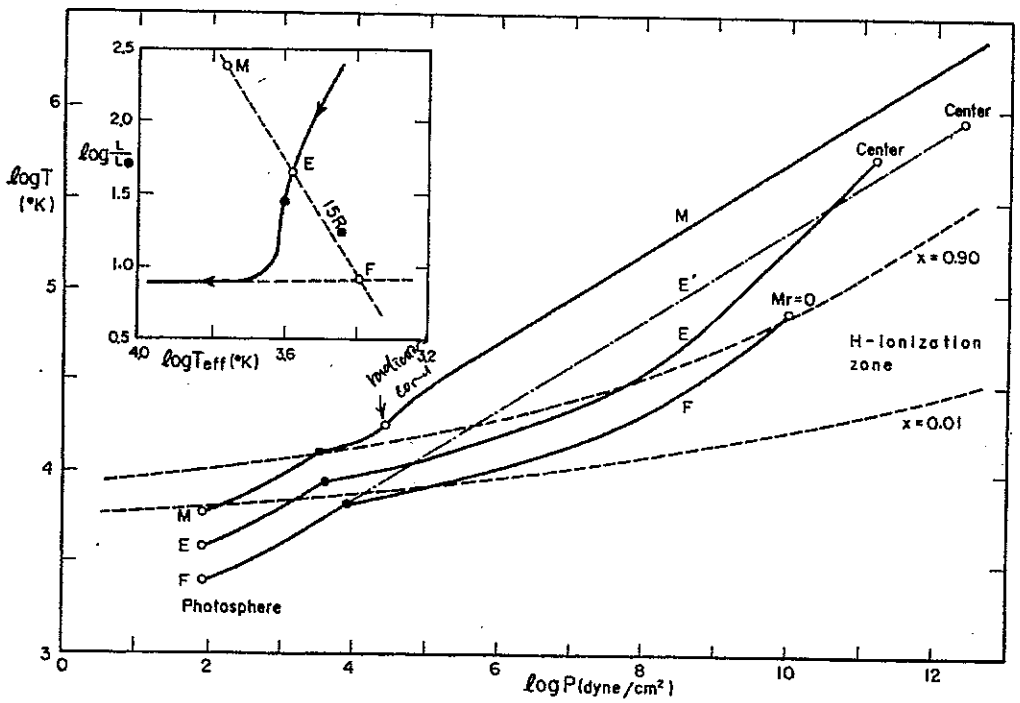


FIG. 6. The runs of the temperature and density in a star of one solar mass based on the model of constant opacity. They start from the photospheres corresponding to the three points shown in the H-R diagram. The closed circles denote the onset points of the adiabatic temperature gradient, and the open circle on the curve *M* indicates the inner boundary of the convective region.

・以上の考察はかなり簡単化されていた。(κ = const など)
κは実際にはTやPの複雑な関数となっている。κに寄与する主なprocessは

$$\begin{cases} H^- & (\text{for } T<5000K) \\ H & (\text{for } T>5000K) \end{cases}$$

現実的なκ, mass, chemical composition の下でエネルギー輸送を解く計算はいろいろなされてきた。

(・βについて
$M>1M_\odot$では結果がβによる
$\beta=0.15$とおくと、M67とNGC188のred giant branchのsurface conditionを説明できる。)

また、$\nabla = \nabla_{rad} \to \nabla_{ad}$への急激な変化を仮定している。
⇒ mixing length theory

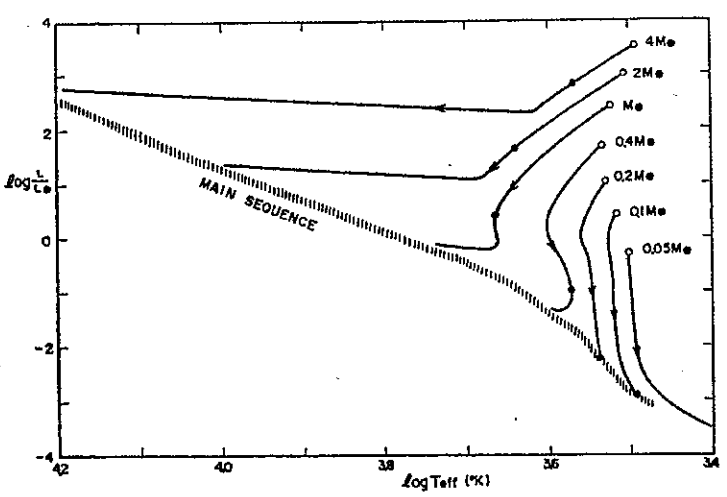


FIG. 7. The evolutionary tracks of pre-main-sequence stars in the stages of quasi-hydrostatic contraction. The open circles denote the initial stages while the closed circles indicate the ends of wholly convective stages or the zero-age main-sequence stages.

Evolution toward the Main Sequence

準静水圧平衡に達した後は、hydrogen burningが始まるまで収縮が続く。
⇒右図
・open circle：初期条件(点EonFig4)
・closed：radiative coreの出現、またはZAMSへ到達

初期はE=45.5を保ったままほぼ垂直に降下
⇒ $M>0.3M_\odot$ではZAMSに行く前に、radiative coreが出現
⇒ radiative coreのmassが$\sim\frac{1}{2}$になるあたりで、pathは水平に
("wholly radiative case" by Henyey, Henyey track)
一方で、$0.08M_\odot<M<0.26M_\odot$では、wholly convectiveのままZAMSに到達
また、$M<0.08M_\odot$では電子の縮退が進んで、H burning前に密度が低下
⇒ black dwarfにて

univ. CO-OP

No.

・「林トラック」、「Henyeyトラック」の time scale.

$M = 1M_\odot$

ini $\xrightarrow[10^6\,yr]{}$ radiative core $\xrightarrow[1\times10^7]{}$ 水平のパス $\xrightarrow[3\times10^7]{}$ H燃焼

(一般に convective stage の方が短い。)

より大質量の星では、そのほとんどが wholly radiative phase

⇒ Henyey の議論で +1方

一方、低質量の前主系列段階の寿命は Henyey のよりかなり短い。

・wholly convective stage では、対流により chemical composition が一様に。

⇒ 一様組成の ZAMS から始まる計算も正当化

しかし、D, Li, Be, B のような、10^6, 3×10^6, 4×10^6, 6×10^6 K で水素燃焼を始める物質については自明でない。

対流が弱くなって、radiative core が出現すると温度が低下する。

⇒ T_{max} によっては、D などの abundance が外側ほど小さい可能性

・T-Tauri star で solar abundance の 100 倍の Li が観測

⇒ まだ Li burning の段階に達していない

⇒ 表面温度が低いほど低 Li (高温)