

BAB II

TEORI DASAR

II.1 Evolusi Pra Deret Utama

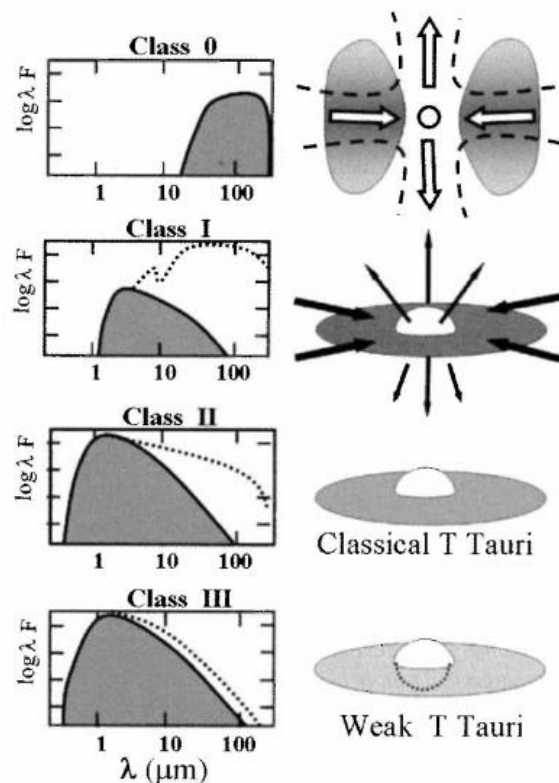
Evolusi pembentukan bintang dimulai dari materi antar bintang (MAB). Hasil observasi menunjukkan bahwa bintang terbentuk dari awan molekul, dengan massa sekitar $10^5 M_{\odot}$. Awan raksasa ini memiliki diameter $\sim 10 pc$ dan temperatur $10 - 100 K$ dengan kerapatan $10 - 300 \text{ molekul/cm}^3$ (Pols, 2011). Berdasarkan massa awalnya, bintang bermassa rendah didefinisikan sebagai bintang yang memiliki massa awal sebesar $0,7 < M_i < 2 M_{\odot}$ (Pols, 2011)

Proses pembentukan bintang dapat dibagi menjadi beberapa tahapan (Pols, 2011). Proses pertama, pembentukan bintang dimulai saat terjadinya gangguan pada MAB yang dapat berupa gelombang kejut yang berasal dari ledakan supernova atau dari tabrakan dengan awan lain. Gangguan ini menyebabkan awan molekul pada MAB tidak setimbang sehingga awan runtuh akibat gravitasi dirinya. Terdapat suatu massa kritis yang menentukan apakah awan dapat runtuh dan mengerut, yang disebut dengan Massa Jeans, yaitu

$$M_j \approx \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

dengan T adalah temperatur awan, ρ_0 densitas massa awal awan. Fragmen awan dengan massa melebihi Massa Jeans tidak akan dapat mempertahankan kesetimbangan hidrostatik dan akan mengerut. Pada tahap awal keruntuhan ini, awan bersifat isothermal. Ketika densitas awan meningkat karena adanya pengerutan, Massa Jeans pun menurun. Pada saat ini awan mulai terpecah menjadi potongan-potongan yang lebih kecil, yang masing-masingnya terus runtuh dan

mengerut, yang disebut dengan fragmentasi. Inilah proses kedua. Kemudian dengan meningkatnya densitas awan karena terjadi keruntuhan, gas pada awan akan kedap terhadap inframerah. Hal ini mengakibatkan radiasi terperangkap di bagian tengah awan dan menyebabkan pemanasan dan peningkatan tekanan gas, sehingga gas berada dalam kesetimbangan hidrostatik dan keruntuhan dinamis yang menjadi kontraksi kuasistatik. Awan pun menjadi protobintang. Proses selanjutnya adalah akresi. Gas di sekitar protobintang terus jatuh (*collapse*) ke inti protobintang, sehingga fase berikutnya didominasi oleh akresi. Karena awan yang berkontraksi mengandung sejumlah besar momentum sudut, gas yang jatuh membentuk cakram akresi di sekitar protobintang. Akresi gas menghasilkan energi potensial, sebagian energi akan berkontribusi pada pemanasan lebih lanjut dari inti dan bagian yang lain dipancarkan sehingga memberikan energi untuk luminositas pada protobintang. Proses terakhir sebelum bintang berada pada fase pra deret utama adalah fase disosiasi dan ionisasi. Gas awalnya terdiri dari molekul hidrogen dan berperilaku seperti gas ideal, sehingga $\gamma > \frac{4}{3}$, dengan $\gamma = C_p/C_v$ yaitu nilai *specific heat*, dan inti protobintang secara dinamis stabil. Ketika temperatur inti mencapai $\sim 2000\text{ K}$ mulai terjadi ionisasi pada molekul hidrogen. Kesetimbangan hidrostatik tidak lagi terjadi dan dimulailah fase keruntuhan dinamis. Pada temperatur sekitar $\sim 10^4\text{ K}$, H_1 dan He_4 terionisasi, hingga akhirnya ionisasi selesai, dan protobintang akan kembali pada kesetimbangan hidrostatik dengan radius yang lebih kecil. Pada saat ini akresi melambat dan akhirnya berhenti dan bintang telah berada pada fase pra deret utama. Luminositas pada saat ini disediakan oleh kontraksi gravitasi.



Gambar II.1. Ilustrasi skematik dari empat tahap dalam evolusi pra deret utama.

Di sebelah kiri digambarkan fluk bintang terhadap panjang gelombang dan kontribusi dari piringan (garis putus-putus). Di sebelah kanan merupakan geometri yang sesuai dan evolusi yang ditampilkan (Pols, 2011)

Pada Gambar II.1 diilustrasikan tahap dari evolusi pra deret utama. Kelas 0 merupakan protobintang yang masih sangat muda ($\lesssim 10^4$ tahun) dengan akresi yang hampir sferis. Kelas 0 memancarkan energi pada inframerah jauh dan sub mm. Pada kelas I usia bintang berkisar $\sim 10^5$ tahun dengan laju akresi yang besar. Kelas II (usia $\sim 10^6$ tahun) memperlihatkan bintang T tauri klasik dengan opasitas yang tebal dan emisi inframerah yang lebar. Kelas III (usia $\sim 10^7$ tahun) telah mendekati evolusi deret utama dengan opasitas yang kecil.

II.2 Bintang pada Jejak Hayashi

Jika ditinjau dari diagram *Hersprung Russell* (diagram HR), yang memperlihatkan diagram evolusi bintang dari pra deret utama hingga akhir hayatnya, dengan sumbu

vertikal luminositas dan sumbu horizontal adalah temperatur, di fase pra deret utama terdapat suatu garis di sebelah kanan diagram HR yang disebut garis Hayashi, dimana tepat pada garis tersebut $\nabla = \nabla_{ad}$ dengan mendefinisikan ∇ sebagai $\frac{d \log T}{d \log P}$. Model dengan $\nabla < \nabla_{ad}$ terletak di sebelah kiri garis Hayashi yaitu di daerah temperatur yang lebih tinggi, sedangkan $\nabla > \nabla_{ad}$ terletak di sebelah kanan garis Hayashi, di daerah temperatur yang lebih rendah. Untuk model $\nabla > \nabla_{ad}$, bintang tidak dapat berada pada kesetimbangan hidrostatik. Oleh karena itu, daerah di sebelah kanan garis Hayashi merupakan daerah terlarang untuk bintang.

Pada Gambar II.2 terlihat bahwa garis Hayashi tidak memiliki kemiringan yang konstan, tetapi berbentuk cembung. Bentuk garis Hayashi di diagram HR ditentukan oleh bagaimana opasitas di fotosfer yang tergantung pada ρ dan T . Untuk suatu nilai luminositas L , struktur interior diberikan oleh $\nabla = \nabla_{ad}$ tepat pada garis Hayashi. Untuk gas ideal $\nabla_{ad} = 0,4$ dan jika temperatur pada interior bintang dideskripsikan dengan $T \propto P^{0,4}$, dengan menggunakan hukum gas ideal, $P \propto \rho T$, didapat

$$P = K\rho^{5/3} \quad (2.2)$$

Indeks politrop yang digunakan yaitu $n = \frac{3}{2}$. Nilai konstanta K adalah untuk model politrop indeks n yang berhubungan dengan massa M dan radius R . Untuk bintang yang *fully convective* dengan $n = \frac{3}{2}$, didapat nilai K

$$K = 0,42422 \text{ } GM^{1/3}R \quad (2.3)$$

Karena luminositas bintang *fully convective* tidak ditentukan oleh struktur interiornya, ia harus mengikuti kondisi di lapisan radiasi tipis dimana foton terlepas, yaitu fotosfer. Permukaan fotosfer dapat didekati dengan permukaan bola dengan menganggap kondisi batas fotosfer sebagai berikut

$$\kappa_R P_R = \frac{2}{3} \frac{GM}{R^2} \quad (2.4)$$

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \quad (2.5)$$

Nilai κ_R dapat ditulis

$$\kappa_R = \kappa_0 \rho_R^a T_{eff}^b \quad (2.6)$$

Persamaan keadaan dari permukaan fotosfer yaitu

$$P_R = 0,42422 GM^{1/3} R \rho_R^{5/3} \quad (2.7)$$

Solusi dari a dan b dapat dicari dengan persamaan

$$\log T_{eff} = A \log L + B \log M + C \quad (2.8)$$

$$A = \frac{\frac{3}{2}a - \frac{1}{2}}{9a + 2b + 3} \text{ dan } B = \frac{a + 3}{9a + 2b + 3} \quad (2.9)$$

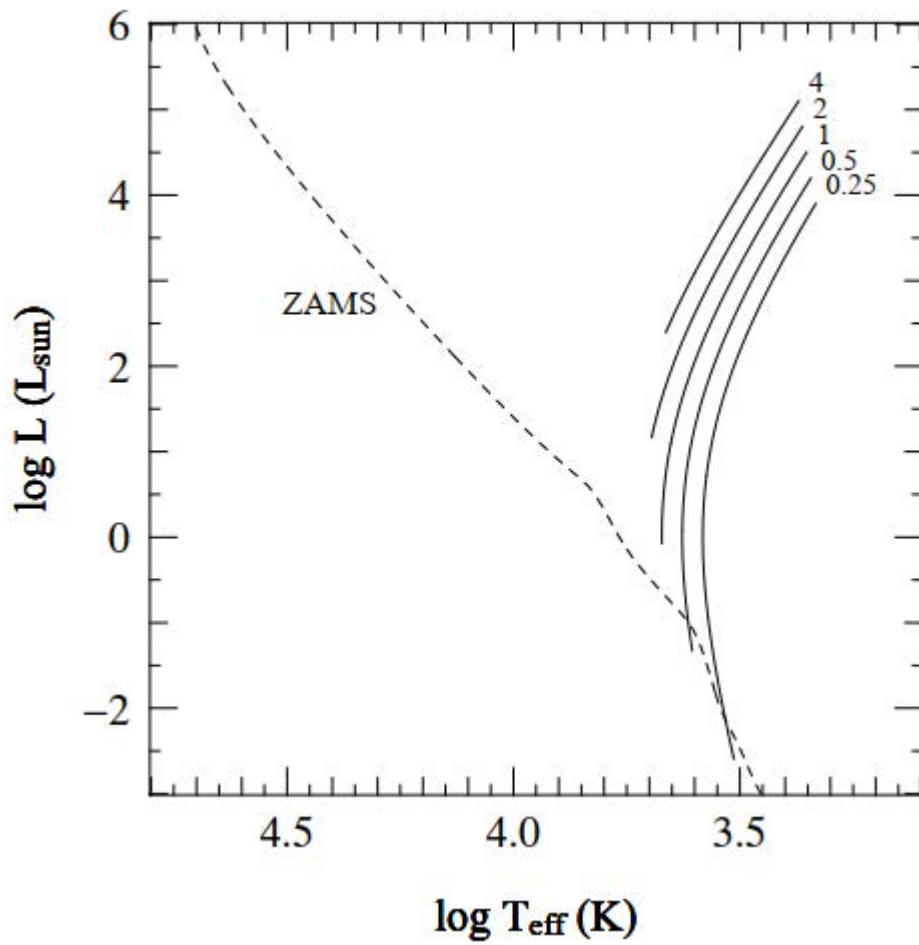
Saat ini protobintang berada pada keadaan *fully convective* dengan temperatur yang rendah, sehingga nilai opasitas diberikan oleh absorpsi H^- , yaitu

$$\kappa_{H^-} \approx 2,5 \times 10^{-31} \left(\frac{Z}{0,02} \right)^{\frac{1}{2}} \rho^{\frac{1}{2}} T^9 \text{ cm}^2/g \quad (2.10)$$

dengan aproksimasi $T \sim (3 - 6) \times 10^3 \text{ K}$, $\rho \sim (10^{-10} - 10^{-5}) \text{ g/cm}^3$ dan $0,001 < Z < 0,02$. Dengan menggunakan persamaan (2.6) dan (2.10), didapatkan nilai $a = 0,5$ dan $b = 9$, sehingga $A \approx 0,01$ dan $B \approx 0,14$. Dari nilai yang didapatkan, persamaan (2.9) dapat ditulis menjadi

$$\log T_{eff} = 0,01 \log L + 9 \log M + C \quad (2.11)$$

Persamaan (2.11) dapat dipandang sebagai sebuah persamaan garis dari garis Hayashi, sehingga didapatkan, untuk suatu nilai massa, garis Hayashi akan curam dan hampir vertikal di diagram HR dan posisi garis Hayashi ini dipengaruhi oleh massa, dengan perubahan massa yang sebanding dengan temperatur.



Gambar II.2. Posisi dari garis Hayashi untuk massa $M = 0,25, 0,5, 1, 2$ dan $4 M_{\odot}$ (Pols, 2011).

Jika ditinjau persamaan pada daerah Hayashi, bintang memiliki temperatur dengan nilai $\gamma \approx 5/3$, dengan diasumsikan sebagai gas ideal, dan menggunakan teorema virial

$$2K + U = 0 \quad (2.12)$$

Nilai K dan U selama evolusi tentu tidak konstan karena bintang bersinar dan kehilangan energi. Energi total pada bintang secara sederhana adalah

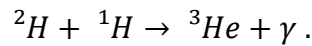
$$E = K + U \quad (2.13)$$

Dengan mensubstitusikan persamaan (2.12) ke persamaan (2.13), didapat

$$E = -K = \frac{1}{2}U \quad (2.14)$$

Nilai K meningkat dengan naiknya temperatur seiring berkurangnya E . Oleh karena

itu, bintang pra deret utama merupakan objek dengan kapasitas panas negatif (Stahler & Palla, 2004), yang temperaturnya meningkat akibat dari kehilangan energi. Kehilangan energi dan radiasi ini menyebabkan bintang menyusut, yang ditandai oleh kontraksi di daerah tersebut. Konvektif yang terjadi pada daerah Hayashi sangat efektif sebagai transpor energi (Gough, 1980), karena pada saat berada di daerah tersebut bintang masih memiliki temperatur yang terlalu rendah untuk melakukan pembakaran nuklir, maka sumber energi untuk luminositasnya adalah kontraksi gravitasi. Dengan terjadinya kontraksi, temperatur bintang juga semakin tinggi dan akhirnya cukup tinggi untuk pembakaran deuterium (Stahler *et al*, 1986). Pembakaran ini dapat terjadi untuk bintang dengan massa $M \gtrsim 0,5 M_{\odot}$ dengan melibatkan isotop deuterium (2H) dan proton dengan reaksi



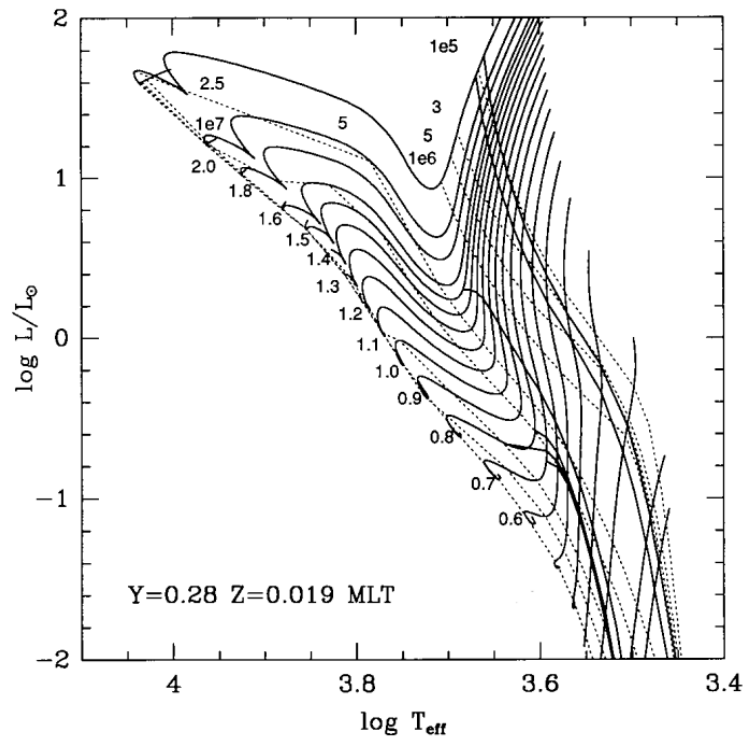
Reaksi fusi ini merupakan reaksi eksotermik dengan pelepasan energi $\Delta E_D \equiv 5,5 \text{ MeV}$. Fusi deuterium pertama terjadi di temperatur sekitar 10^6 K (Stahler & Palla, 2004), di sekitar daerah isokron $t \sim 10^5$ tahun, yang dapat dilihat pada Gambar II.3. Pada temperatur sekitar 10^6 K , perhitungan untuk pembangkitan energi ditunjukkan dengan persamaan,

$$\epsilon_D = [DH]\epsilon_o \left(\frac{\rho}{1 \text{ g cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{1 \times 10^6 \text{ K}} \right)^{n_D} \quad (2.15)$$

dengan $\epsilon_o = 4,19 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $n_D = 11,8$ dan $[D/H]$ didefinisikan sebagai angka kerapatan di antarbintang (*interstellar number density*) dari deuterium relatif terhadap hidrogen yang dapat diperoleh dari pengamatan. Analisis dari pengamatan dan garis absorpsi memberikan nilai rata-rata $[D/H]$ sekitar 2×10^{-5} , sehingga pembangkitan energi hanya bergantung pada densitas dan temperatur.

Mulainya terjadi konveksi pada protobintang disebabkan oleh fusi deuterium yang menghasilkan energi dan menyebabkan temperatur meningkat, hal ini juga menyebabkan profil dari entropi di pusat meningkat sehingga nilai $\partial s / \partial M_r$ menjadi negatif. Secara fisika, konsekuensi dari hal tersebut adalah protobintang menjadi tidak stabil secara konvektif. Fluida pada interior protobintang mulai bergerak naik karena lebih ringan dan panas relatif terhadap sekitarnya. Selama opasitas tetap

tinggi dan bintang masih sepenuhnya konvektif, ia akan berkontak di sepanjang garis Hayashi dengan luminositas yang menurun. Bintang yang sepenuhnya kovektif dijelaskan dengan indeks politrop $n = 1,5$ (Cox & Giuli, 1968), dengan $T_c \propto \rho_c^{1/3} \propto 1/R$. Pembakaran deuterium berhenti pada saat berakhirnya fase akresi, karena sudah tidak ada deuterium yang disuplai ke pusat. Setelah itu, luminositas bintang kembali berasal dari kontraksi gravitasi. Pada saat temperatur naik, opasitas akan menurun sampai titik dimana $\nabla_{rad} < \nabla_{ad}$. Pada saat ini inti radiatif bintang berkembang. Bintang kemudian bergerak ke kiri di diagram HR dan meninggalkan garis Hayashi menuju temperatur yang lebih tinggi. Luminositas tidak lagi menurun, tetapi meningkat, seperti yang terlihat pada Gambar II.3.



Gambar II.3. Jejak evolusi pra deret utama untuk bintang bermassa rendah ($0,3 - 2,5 M_{\odot}$) berdasarkan kalkulasi D'Antona & Mazzitelli (1994). Garis titik-titik merupakan garis isokron, yang menghubungkan jejak poin dengan usia yang sama (antara $t = 10^5$ dan $t = 10^7$ tahun). Garis solid yang berada di sekitar isokron $t \sim 10^5$ tahun merupakan lokasi aproksimasi pembakaran deuterium dan garis solid yang melintasi jejak di luminositas rendah pada $t > 10^6$ tahun adalah lokasi aproksimasi pembakaran litium (Pols, 2011).

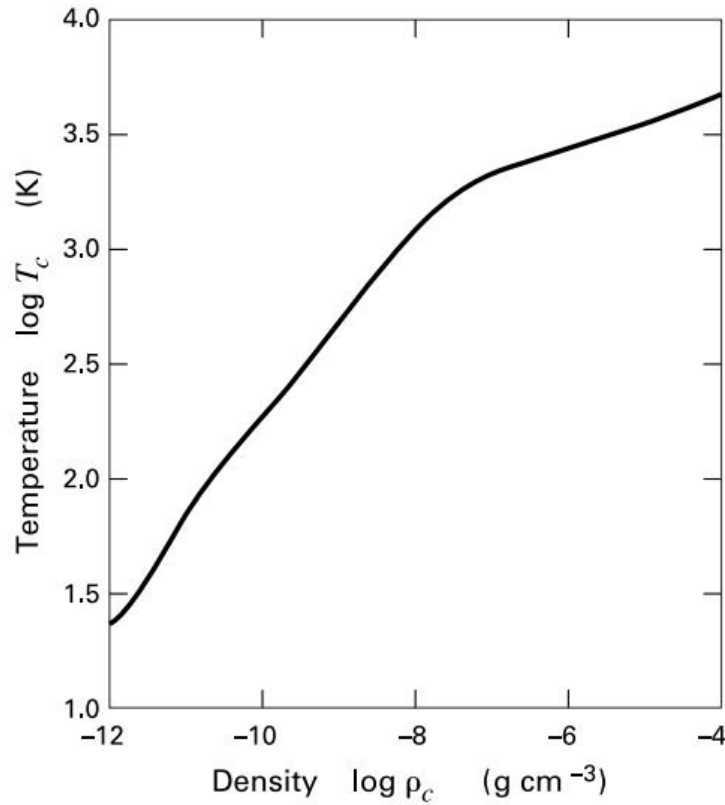
Kontraksi terus berlanjut sesuai dengan teorema virial sampai temperatur pusat menjadi cukup tinggi untuk melangsungkan fusi nuklir atau pembakaran hidrogen. Setelah energi yang dihasilkan oleh fusi hidrogen terlepas, bintang berhenti berkontraksi dan berevolusi menjadi bintang deret utama, yang ditandai dengan titik *zero-age main sequence* (ZAMS).

II.3 Pengaruh Parameter Bintang

Terdapat beberapa parameter bintang yang dapat mempengaruhi evolusi bintang pada pra deret utama, di antaranya adalah laju akresi massa.

II.3.1 Laju Akresi

Pada proses pembentukan bintang, kontraksi memegang peranan penting khususnya pada awal pembentukan. Dengan adanya kontraksi, densitas dari gas pada protobintang juga meningkat yang diikuti oleh peningkatan temperatur internal (Stahler & Palla, 2004), seperti yang terlihat pada Gambar II.4. Temperatur ini cukup untuk mengionisasi sebagian besar hidrogen secara tumbukan. Gas yang mendekati permukaan protobintang bergerak dengan kecepatan jatuh bebas yang jauh lebih besar dari kecepatan suara yang menyebabkan kenaikan dari massa protobintang. Inilah yang disebut sebagai fase akresi pada protobintang.



Gambar II.4. Evolusi temperatur pusat sebagai fungsi densitas (Stahler & Palla, 2004).

Saat fase akresi ini energi dari protobintang berasal dari radiasi dan akresi, dengan mempertimbangkan energi total dari protobintang untuk massa M_* dan radius R_* dengan sebagian energinya dipancarkan secara radiasi selama proses keruntuhan dan sebagian lainnya masuk ke dalam dan mengionisasi hidrogen dan helium. Energi ke dalam ini selanjutnya akan ditulis sebagai komponen energi internal, ΔE_{int} , dengan

$$\Delta E_{int} = \frac{X M_*}{m_H} \left[\frac{\Delta E_{diss}(H)}{2} + \Delta E_{ion}(H) \right] + \frac{Y M_* \Delta E_{ion}(H)}{4 m_H} \quad (2.16)$$

Dengan $\Delta E_{diss}(H) = 4,48 \text{ eV}$ yang merupakan energi ikat hidrogen, $\Delta E_{ion}(H) = 13,6 \text{ eV}$, dan $\Delta E_{ion}(He) = 75 \text{ eV}$ yang merupakan energi ionisasi hidrogen dan helium. Dari persamaan (2.14) dan aproksimasi $U = -GM_*^2/R_*$, maka dapat dituliskan

$$0 = -\frac{1}{2} \frac{GM_*^2}{R_*} + \Delta E_{int} + L_{rad} t \quad (2.17)$$

dengan L_{rad} merupakan luminositas rata-rata yang dipancarkan keluar selama waktu t . Jika nilai L_{rad} pada persamaan (2.17) diabaikan, maka dapat ditentukan nilai radius maksimal R_{max} yang dapat dimiliki oleh protobintang pada massa, M_* ,

$$R_{max} = \frac{GM_*^2}{2 \Delta E_{int}}$$

$$R_{max} = 60 R_{\odot} \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right). \quad (2.18)$$

Karena $R_* \ll R_{max}$, maka suku terakhir dari persamaan (2.16) sebanding dengan suku pertama. Dengan $\dot{M} = M_*/t$ dan L_{rad} mendekati nilai luminositas akresi, L_{acc} , didapat

$$L_{acc} \equiv \frac{G M_* \dot{M}}{R_*}. \quad (2.19)$$

Luminositas akresi, L_{acc} didefinisikan sebagai energi tiap waktu yang dihasilkan dari keruntuhan gas yang mengubah semua energi kinetik menjadi radiasi pada saat di permukaan bintang (Stahler & Palla, 2004).

Adapun kecepatan dari material, v , yang diakresikan memiliki hubungan dengan besarnya laju akresi (Ingleby *et al.* 2013), dimana

$$v^2 \sim \frac{1}{\dot{M}}$$

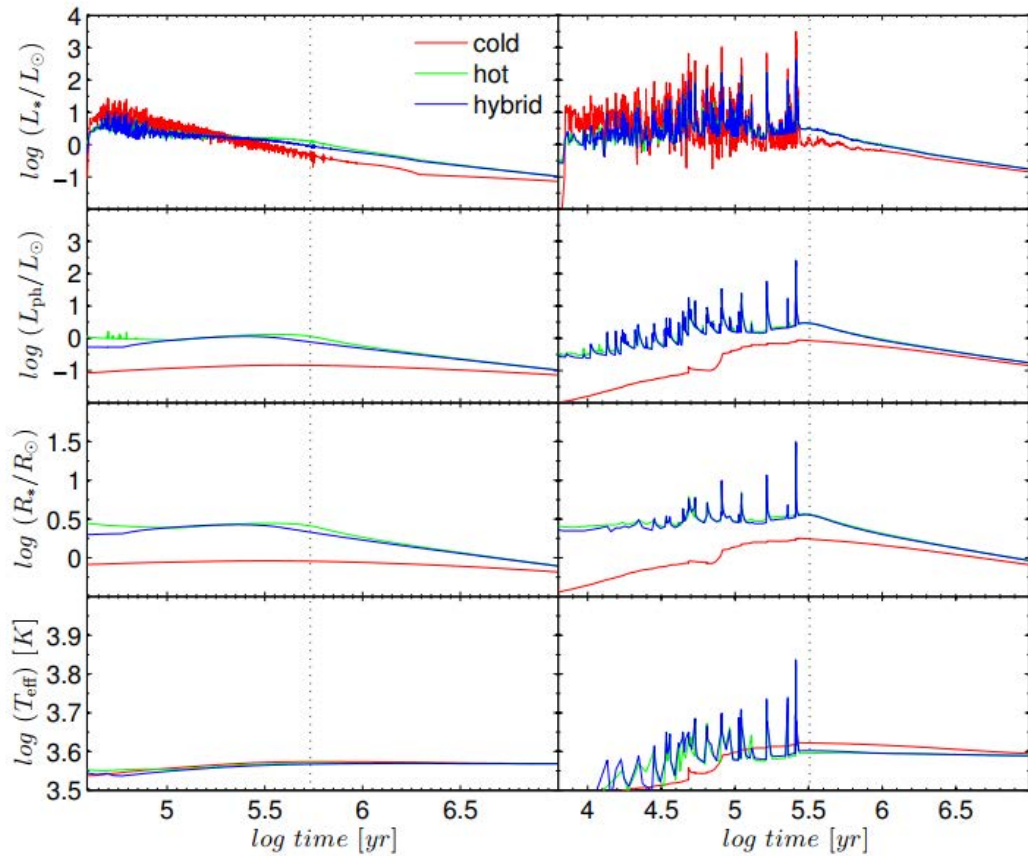
Selama fase akresi juga terdapat nilai efisiensi termal akresi α , yang mempengaruhi laju akresi. Vorobyov *et.al* (2017) membagi skenario dari efisiensi termal akresi menjadi tiga: (i) akresi dingin dengan nilai $\alpha = 10^{-3}$, (ii) akresi panas dengan nilai $\alpha = 0,1$, dan (iii) hybrid dengan nilai $\alpha = \dot{M} \times 10^4 \left[\frac{yr}{M_{\odot}} \right]$, yang mengikuti definisi:

$$\alpha = \begin{cases} 10^{-3}, & \text{jika } \dot{M} < 10^{-7} M_{\odot} yr^{-1} \\ \dot{M} \times 10^4 \left[\frac{yr}{M_{\odot}} \right], & \text{jika } 10^{-7} M_{\odot} yr^{-1} \leq \dot{M} \leq 10^{-5} M_{\odot} yr^{-1} \\ 0,1, & \text{jika } \dot{M} > 10^{-5} M_{\odot} yr^{-1} \end{cases} \quad (2.20)$$

Pada akresi dingin, secara fisis semua energi akresi diradiasikan dan hanya sedikit yang diserap oleh protobintang, dan sebaliknya untuk akresi panas.

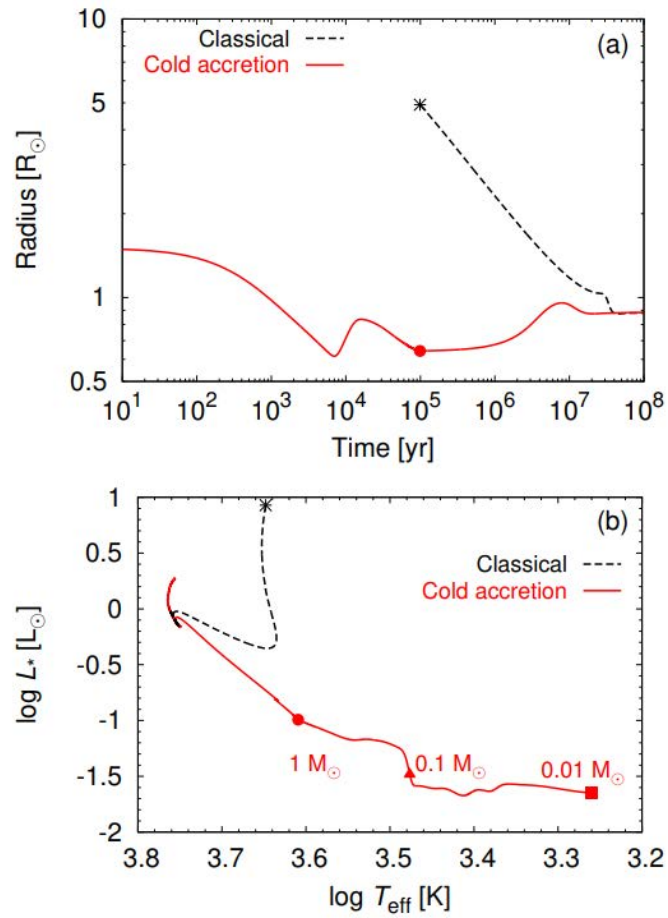
Laju akresi mempengaruhi nilai parameter pada evolusi protobintang, antara lain total luminositas L_* , luminositas fotosfer L_{ph} , radius R_* , dan temperatur efektif T_{eff} . Gambar II.5 memperlihatkan plot dari keempat parameter yang telah

disebutkan dengan perbedaan tiga nilai akresi yaitu akresi dingin, hybrid, dan panas.



Gambar II.5. Perilaku terhadap waktu dari total luminositas L_* , luminositas fotosfer L_{ph} , radius R_* , dan temperatur efektif T_{eff} pada model tanpa semburan akresi (kolom kiri) dan model dengan semburan akresi kuat (kolom kanan). Garis merah, hijau, dan biru merupakan skenario akresi dingin, panas, dan hybrid (Vorobyov *et al.* 2017).

Tren dari Gambar II.5 ini dapat dijelaskan dengan energi yang dihasilkan oleh akresi yang dipengaruhi oleh laju akresi. Massa yang diakresikan mengubah properti pada bintang, bintang menjadi lebih kompak dibanding jika tidak ada akresi yang terjadi. Selain itu akresi juga mengubah lingkungan sekitar dan radiasinya ke luar angkasa (Kunitomo *et al.* 2016). Pada Gambar II.6 diperlihatkan perbedaan antara bintang klasik tanpa akresi dan akresi dingin.



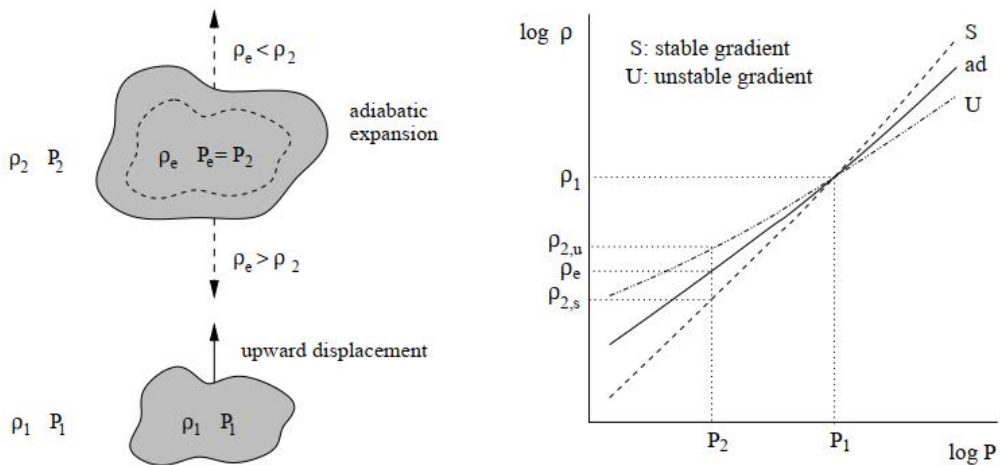
Gambar II.6. Evolusi dari radius (atas) dan jejak evolusi di diagram HR (bawah) untuk bintang klasik $1 M_{\odot}$ (garis putus-putus) dan bintang dengan akresi dingin (garis solid) (Kunitomo *et al.* 2016).

II.3.2 Konveksi

Bintang menghasilkan energi dari pembakaran yang terjadi di pusat bintang. Energi bintang mengalir dari temperatur tinggi ke temperatur rendah. Laju energi bergantung pada gradien temperatur, dimana untuk mengalirkan energi dalam jumlah besar, diperlukan gradien temperatur yang besar juga (Pols, 2011). Terdapat suatu limit gradien temperatur di dalam bintang, yang jika nilai gradien temperatur melebihi batas ini akan terjadi ketidaksetimbangan pada gas. Ketidaksetimbangan ini menyebabkan gerakan makroskopik secara siklik yang disebut konveksi. Transpor energi secara konveksi ini melibatkan perpindahan materi yang terjadi

jika suatu daerah tidak stabil secara konvektif. Suatu gas tidak stabil secara konvektif jika gradien temperatur lebih curam daripada gradien adiabatik yang salah satunya terjadi pada bintang pra deret utama.

Tinjau suatu elemen massa yang berpindah ke atas dengan jarak kecil, Δr , karena suatu gangguan, seperti yang digambarkan pada Gambar II.7. Pada posisi awal (pada radius r), nilai densitas dan tekanan adalah ρ_1 dan P_1 , dan pada posisi akhir ($r + \Delta r$), nilai densitas dan tekanan menjadi ρ_2 dan P_2 . Nilai $P_2 < P_1$, dan elemen gas akan mengembang untuk mengembalikan kesetimbangan tekanan dengan lingkungannya, sehingga nilai tekanan setelah pengembangan, P_e , sama dengan P_2 , tetapi nilai densitas setelah pengembangan, ρ_e , tidak selalu sama dengan ρ_2 . Terdapat dua kondisi dari densitas setelah pengembangan ini: $\rho_e > \rho_2$ dan $\rho_e < \rho_2$. Jika $\rho_e > \rho_2$, maka elemen gas akan bergerak ke bawah yang mendorongnya kembali ke posisi semula. Namun jika $\rho_e < \rho_2$, maka elemen gas akan bergerak ke atas dan gas akan tidak stabil, yang menandai terjadinya konveksi.



Gambar II.7. Ilustrasi skematik dari ketidakstabilan secara konvektif (Pols, 2011).

Pengembangan gas terjadi secara adiabatik. Dengan mendefinisikan γ_{ad} sebagai eksponen adiabatik, yang mengukur respons tekanan terhadap kompresi atau ekspansi dan mengubahnya menjadi densitas, yaitu

$$\gamma_{ad} = \left(\frac{\partial \log T}{\partial \log P} \right)_{ad} \quad (2.21)$$

dan dengan menuliskan perubahan densitas dan tekanan saat berpindah sejauh Δr sebagai δP_e dan $\delta \rho_e$, maka didapat persamaan

$$\frac{\delta P_e}{P_e} = \gamma_{ad} \frac{\delta \rho_e}{\rho_e} \quad (2.22)$$

δP_e merupakan gradien tekanan. Karena $P_e = P_2$, $\delta P_e = P_2 - P_1 = (dP/dr)\Delta r$, maka perubahan densitas, $\delta \rho_e$, menjadi:

$$\delta \rho_e = \frac{\rho_e}{P_e} \frac{1}{\gamma_{ad}} \frac{dP}{dr} \Delta r \quad (2.23)$$

Kita dapat menuliskan $\rho_e = \rho_1 + \delta \rho_e$ dan $\rho_2 = \rho_1 + (d\rho/dr)\Delta r$, dengan $d\rho/dr$ merupakan gradien densitas di dalam bintang. Ekspresi dari kestabilan konvektif, $\rho_e > \rho_2$, dapat dituliskan sebagai

$$\delta \rho_e > \frac{d\rho}{dr} \Delta r \quad (2.24)$$

Batas atas dari gradien densitas agar stabil terhadap konveksi adalah

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} < \frac{1}{P} \frac{dP}{dr} \frac{1}{\gamma_{ad}} \quad (2.25)$$

dengan P dan ρ merupakan P_e dan ρ_e . Jika persamaan (2.25) dibagi dengan dP/dr , didapatkan kriteria umum untuk kestabilan terhadap konveksi:

$$\frac{d \log \rho}{d \log P} > \frac{1}{\gamma_{ad}} \quad (2.26)$$

Jika kondisi pada persamaan (2.26) dilanggar, maka akan terjadi ketidaksetimbangan konvektif dan transpor energi secara konveksi akan terjadi. Selain itu juga terdapat suatu nilai yang disebut kriteria *Schwarzschild*, dimana ketidaksetimbangan konveksi terjadi saat $\nabla_{rad} > \nabla_{ad}$.

Pada pemodelan evolusi dan struktur bintang digunakan teori satu dimensi yang sederhana untuk mensimulasikan konveksi secara numerik, yang dikenal dengan *mixing length theory* (MLT), yang dipelopori oleh Böhm-Vitense (1958). Pada MLT, gerakan konvektif yang kompleks didekati dengan gumpalan gas yang bergerak naik turun sepanjang jarak radial l_m (*mixing length*), dengan

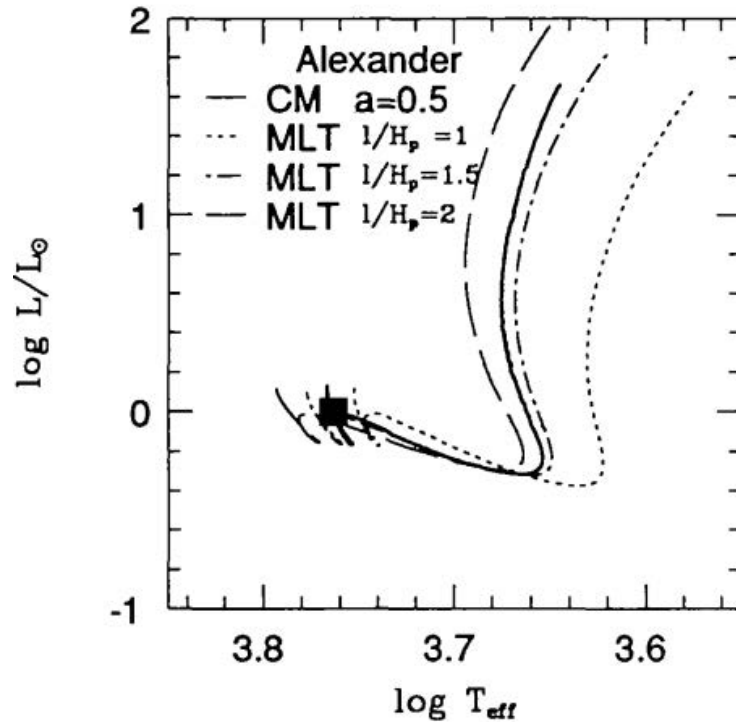
$$l_m = \alpha_{MLT} H_P$$

H_P merupakan skala tinggi dari tekanan lokal, dengan nilai $H_P = \left| \frac{dr}{d \ln P} \right| = \frac{P}{\rho g}$, dan α_{MLT} adalah parameter seberapa efisien konvektif tersebut, karena dengan α_{MLT} yang besar, maka paket energi yang dipindahkan menempuh jarak yang lebih jauh

(Choi *et al.* 2016). Dari teori MLT juga dapat diturunkan nilai fluks yang dihasilkan dari proses konvektif, yaitu

$$F_{conv} = \rho C_p T \left(\frac{l_m}{H_p} \right)^2 \sqrt{\frac{1}{2} g H_p} (\nabla - \nabla_{ad})^{3/2} \quad (2.27)$$

Karena $\frac{l_m}{H_p}$ merupakan koefisien α_{MLT} , maka semakin efisien proses konvektif yang terjadi, energi fluks yang dihasilkan juga semakin besar. Gambar II.8 menunjukkan perbandingan evolusi bintang bermassa $1 M_{\odot}$ pada diagram HR untuk variasi nilai α_{MLT} pada saat pra deret utama. Nilai temperatur meningkat dengan meningkatnya α_{MLT} . Hal ini sesuai dengan banyaknya jumlah energi konvektif yang dihasilkan dan berdampak pada meningkatnya nilai temperatur.



Gambar II.8. Perbandingan jejak evolusi bintang bermassa $1 M_{\odot}$ dengan tiga variasi nilai l_m/H_p (D'Antona & Mazzitelli, 1994).

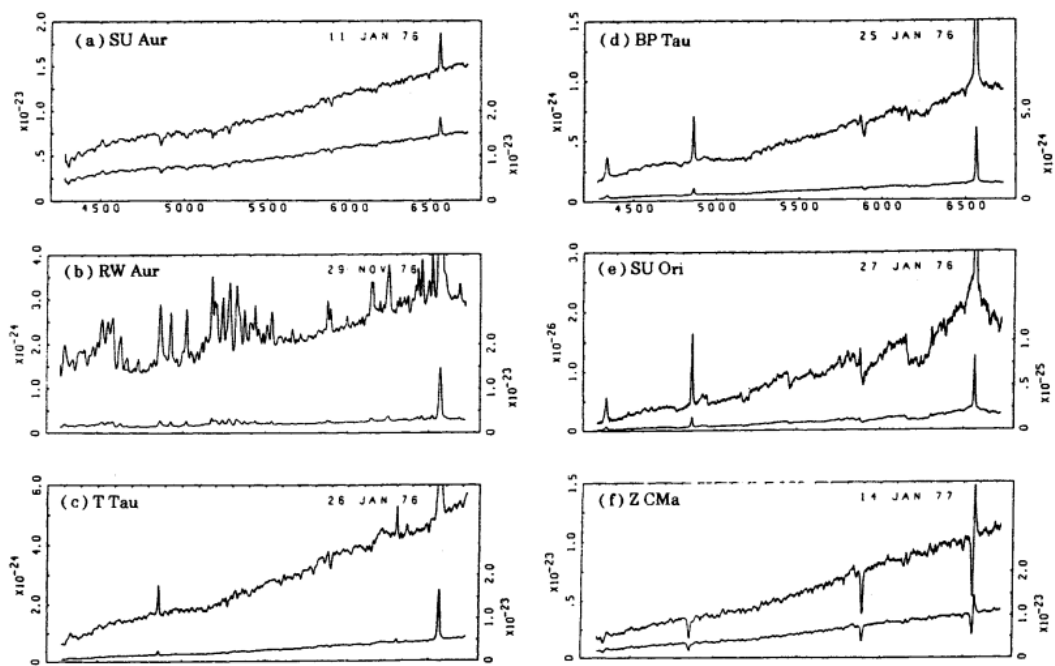
Selain efisien untuk transpor energi, konveksi juga sangat efisien pada mekanisme pencampuran (*mixing mechanism*). Untuk menentukan sejauh mana suatu wilayah bercampur karena konveksi, kita harus melihat daerah batas zona konvektif tersebut. Dari kriteria Schwarzschild didapat batas dari zona konvektif

dan radiatif adalah saat $\nabla_{\text{rad}} = \nabla_{\text{ad}}$. Pada pemodelan digunakan model *overshoot mixing* untuk mengetahui pencampuran pada daerah batas zona konveksi. Model *overshoot mixing* ini biasanya digunakan pada bintang bermassa rendah atau saat evolusi lanjut (Choi *et al.* 2016), sehingga untuk evolusi pra deret utama bintang bermassa rendah, *overshoot mixing* tidak terlalu mempengaruhi struktur bintang.

II.4 Bintang T Tauri

Bintang T Tauri (T Tauri *star*, TTS) pertama kali ditemukan oleh John Russell Hind pada Oktober 1852. Hind melihat bintang dengan magnitudo sepuluh yang hilang dari peta yang digunakannya. Bintang yang hilang tersebut adalah bintang variabel yang sekarang dikenal sebagai bintang T Tauri. TTS merupakan bintang variabel yang masih muda dengan usia kurang dari 10^6 tahun, oleh karena itu bintang ini dapat mewakili tahap awal dari pembentukan dan evolusi bintang. Dari pengamatan yang dilakukan TTS terlihat sebagai bintang pra deret utama dengan massa rendah, $M < 3 M_{\odot}$ (Appenzeller & Mundt, 1989) dan memiliki emisi pada garis Balmer Hidrogen, Ca II H dan garis K, dengan lebar emisi H_{α} setidaknya $0,5 \text{ nm}$ (Bastial *et al.*, 1983). Beberapa bukti kuat dari TTS berada pada usia muda yaitu:

- Berasosiasi dengan daerah pembentukan bintang (Herbig, 1977).
- Lokasi TTS pada diagram HR berada di sebelah kanan atas dan sesuai dengan prediksi teoretis evolusi pra deret utama pada kontraksi gravitasi (Kuhi, 1965).
- Karakter spektroskopi TTS yang memiliki garis emisi kuat yang menandakan adanya akresi pada piringan dan kelimpahan Li yang tinggi. Kelimpahan Li pada TTS dapat menandakan bahwa TTS masih memiliki usia yang muda, karena Li dapat terbentuk pada bintang pra deret utama, walau hanya dapat bertahan hingga temperatur $\sim 2.500.000 \text{ K}$, dan di atas temperatur tersebut, Li tidak akan stabil.

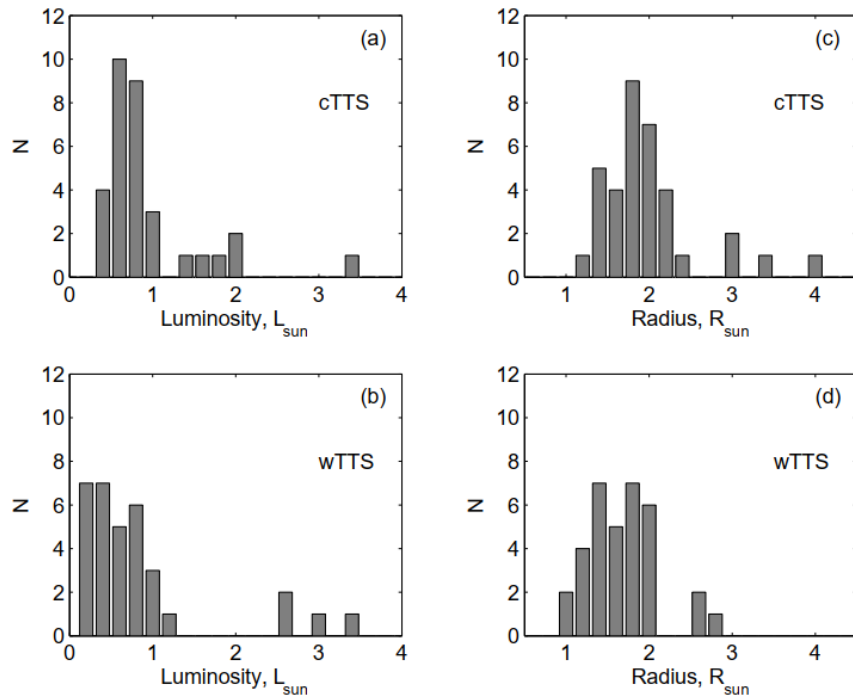


Gambar II.9. Contoh spektrum dari TTS: (a) SU Aur (G2II), (b) RW Aur (G5), (c) T Tau (K1), (d) BP Tau (K7), (e) SU Ori (M1), dan (f) Z Cma (profil P Cyg) (Kogure & Leung, 2007).

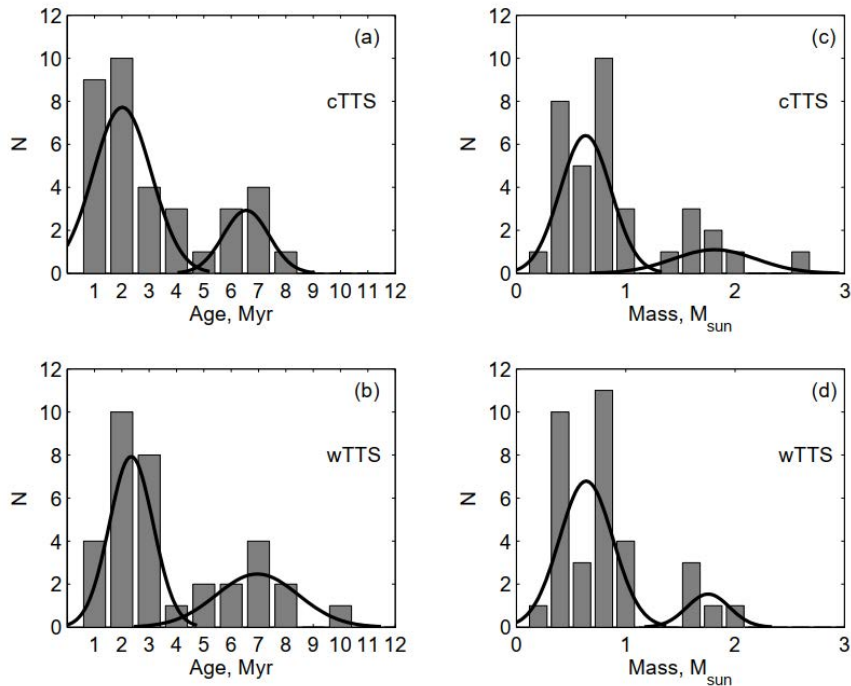
Gambar II.9. memperlihatkan spektrum beberapa TTS pada rentang panjang gelombang 4270 – 6710 Å yang memperlihatkan adanya garis emisi pada H_{α} (Kogure & Leung, 2007).

Salah satu daerah ditemukannya TTS adalah daerah penbentukan Taurus – Auriga yang telah dipelajari dengan baik. Pada tahun 2008, populasi bintang muda yang diketahui pada daerah tersebut berjumlah 364 objek (Kenyon *et al.*, 2008). Menurut Bastial, *et al.* (1983), dari profil emisi garis Balmer, TTS dibagi menjadi dua kategori: objek dengan lebar emisi $H_{\alpha} < 0,1 \text{ nm}$ yang disebut *weak-line T Tauri star* (WTTS) atau *naked T Tauri star* (Walter, 1986) dan objek dengan garis emisi Balmer kuat yang disebut *classical T Tauri star* (CTTS). Perbedaan utama dari CTTS dan WTTS adalah pada proses akresi. CTTS memiliki piringan akresi sedangkan WTTS tidak. Oleh karena itu, WTTS berputar lebih cepat dan sedikit lebih tua dari CTTS (Grankin, 2018). Dengan asumsi ini, luminositas dan jari-jari

WTTS haruslah lebih kecil dari CTTS. Gambar II.10 memperlihatkan distribusi dari sebaran luminositas dan radius untuk CTTS dan WTTS. Distribusi tersebut diambil dari sampel 35 CTTS dan 34 WTTS yang berada pada daerah pembentukan Taurus – Auriga. Jika diambil rata-rata dari kedua sampel ini, didapat bahwa nilai rata-rata luminositas ($0,70 L_{\odot} \pm 0,20 L_{\odot}$) dan radius ($1,83 \pm 0,29 R_{\odot}$) CTTS lebih besar dari luminositas ($0,56 L_{\odot} \pm 0,27 L_{\odot}$) dan radius ($1,59 \pm 0,30 R_{\odot}$) WTTS. Pada Gambar II.11 ditunjukkan distribusi dari usia dan massa untuk CTTS dan WTTS, distribusi keduanya berada pada usia muda $t < 10^6$ tahun dan massa rendah $M < 3 M_{\odot}$.



Gambar II.10. Distribusi luminositas (a,b) dan radius (c, d) untuk CTTS dan WTTS (Grankin, 2018).



Gambar II.11. Distribusi usia (a, b) dan massa (c, d) untuk CTTS dan WTTS (Grankin, 2018).

Akresi gas yang terjadi pada CTTS berasal dari akresi piringan dengan sumber dari akresi yang teridentifikasi dari garis emisi antara lain H_{α} , Ca II, dan garis UV-jauh dari C IV dan He II (Ingleby *et al.* 2013). Variasi kecerlangan dari CTTS memiliki waktu yang singkat karena perubahan luminositas akresinya. Salah satu asumsi dari model akresi CTTS adalah model akresi magnetosfer, dimana material diangkut dari piringan dan disalurkan sepanjang garis medan magnet dipolar ke bintang dan berakhir dengan kejutan (*shock*) di fotosfer. Model akresi magnetosfer ini mengasumsikan bahwa CTTS memiliki medan magnet yang cukup besar (Gregory *et al.* 2006). Nilai dari akresi pada TTS dapat ditentukan dari hasil analisis pengamatan spektrum seperti yang dilakukan oleh Ingleby, *et al.* (2013). Tabel II.1 memperlihatkan nilai akresi untuk beberapa CTTS pada daerah Taurus – Auriga.

Tabel II.1. Parameter dari 21 sampel CTTS (Ingleby *et al.*, 2013).

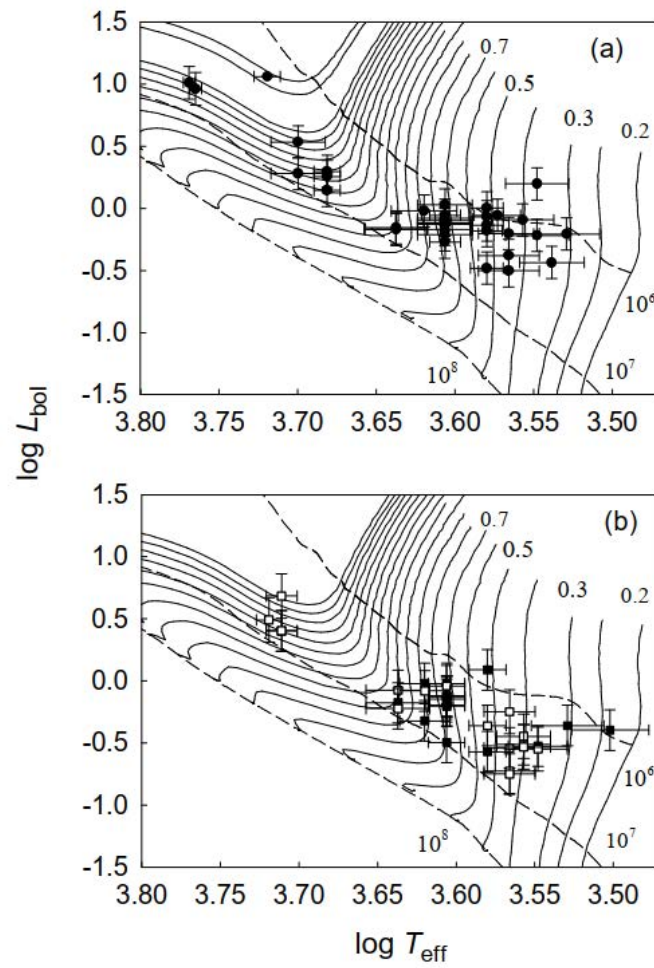
Object	$\dot{M}^a$ ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	f^a	$\dot{M}^b$ ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	f^b
AA Tau	1.5×10^{-8}	0.002	1.6×10^{-8}	0.08
BP Tau	2.9×10^{-8}	0.022	3.3×10^{-8}	0.2
DN Tau	1.0×10^{-8}	0.002	1.7×10^{-8}	0.06
DR Tau	5.2×10^{-8}	0.37	5.6×10^{-8}	0.8
GM Aur	9.6×10^{-9}	0.004	1.3×10^{-8}	0.04
HN Tau A	1.4×10^{-8}	0.014	1.5×10^{-8}	0.06
IP Tau	7.2×10^{-9}	0.001	9.4×10^{-9}	0.03
LkCa 15	3.1×10^{-9}	0.011	3.6×10^{-9}	0.03
PDS 66	1.3×10^{-10}	0.0001	3.8×10^{-10}	0.02
RECX 11	1.7×10^{-10}	0.001	2.6×10^{-10}	0.006
TWA 3a	9.8×10^{-11}	8×10^{-6}	3.4×10^{-10}	0.002
TW Hya	1.8×10^{-9}	0.0026	2.3×10^{-9}	0.05
V836 Tau	1.1×10^{-9}	0.0002	2.6×10^{-9}	0.02

Notes.

^a Values which give the best χ^2_{red} fit of the model to the UV and optical data (see Table 5).

^b Values calculated when allowing for a low $\mathcal{F}$ column which produces emission not detectable above the intrinsic stellar emission.

Ditinjau dari lokasi di diagram HR, posisi dari TTS masih berada pada fase pra deret utama, seperti terlihat pada Gambar II.12.



Gambar II.12. Diagram HR untuk CTTS (a) dan WTTS (b). Evolusi ini dikalkulasi dengan $Y = 0,277$ dan $Z = 0,02$ untuk bintang dengan massa 0,2; 0,25; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1; 1,1; 1,2; 1,3; 1,4; 1,5; 1,6; 1,7; 1,8; 1,9; 2; 2,5; dan $2,7 M_{\odot}$. Garis putus-putus merupakan isokron untuk usia 10^6 , 10^7 , dan 10^8 tahun (Grankin, 2018).

Dengan sudah banyaknya studi dan pengamatan terhadap bintang T Tauri, maka TTS sesuai untuk dijadikan studi kasus dalam penelitian Tesis ini.