11 Wczesne fazy ewolucji gwiazd

Pod tym terminem rozumiemy ewolucję gwiazd od osiągnięcia równowagi mechanicznej do początku syntezy węgla.

11.1 Ewolucja przed ciągiem głównym

Po fazie hydrodynamicznego kolapsu proto-gwiazdy mają bardzo niskie temperatury efektywne. W takich obiektach współczynnik nieprzezroczystości rośnie bardzo szybko w głąb atmosfery. Pojawia się niestabilność konwektywna, która obejmuje całe wnętrze.

zadanie: Przyjmując takie założenia jak w zadaniu podanym na końcu podrozdziału 9.2, proszę wyrazić warunek wystąpienia niestabilności konwektywnej w otoczce jako ogranicznie na wykładniki q i s.

Założymy przybliżenie gazu doskonałego i zaniedbamy efekty częściowej jonizacji. Nie zmienia to istoty wywodu, a bardzo go upraszcza. Wtedy bowiem, poza cienką warstwą zewnętrzną, struktura dana jest modelem politropowym z $n = 1.5$. Zatem ze wzoru (56) mamy w przybliżeniu

$$R = \gamma M^{-1/3} K, \tag{293}$$

gdzie γ jest liczbą, której wyliczenie pozostawiam do samodzielnego wykonania, w oparciu o dane liczbowe zawarte w Tabeli 1 i w Dodatku. Tak więc zmiany wewnętrznej budowy w czasie tej fazy ewolucji, poza cienką warstwą zewnętrzną. dane są przez zmiany tylko jednego parametru n.p. K. Warstwa zewnętrzna obejmuje atmosferę i obszar niewydajnej konwekcji, gdzie przybliżenie

$$\nabla_{\rm con} \approx \nabla_{\rm ad} \approx 0.4 \tag{294}$$

nie stosuje się. Parametr K wiąże się z wielkościami termodynamicznymi. Z równania stanu (16) i z zależności politropowej (47) dla $n = 1.5$ dostajemy.

$$K = P\rho^{-5/3} = \left(\frac{kT}{\mu m}\right)\rho^{-2/3}. \tag{295}$$

Mając dane M i $\boldsymbol{X}$, możemy wyliczyć K jako funkcję L, i $T_{\rm eff}$ (lub R) posługując się całkowaniem równań wewnętrznej budowy od powierzchni do miejsca, gdzie zależność politropową można już stosować. W tej cienkiej otoczce można położyć $L_r = L$. W ten sposób znajdujemy numerycznie zależność

$$K = K(M, L, T_{\rm eff}, \boldsymbol{X}). \tag{296}$$

Warunki uzupełnia, związek

$$\log\frac{R}{R_\odot} = \frac{1}{2}\log\frac{L}{L_\odot} - 2\log\frac{T_{\rm eff}}{T_{\rm eff,\odot}} \tag{297}$$

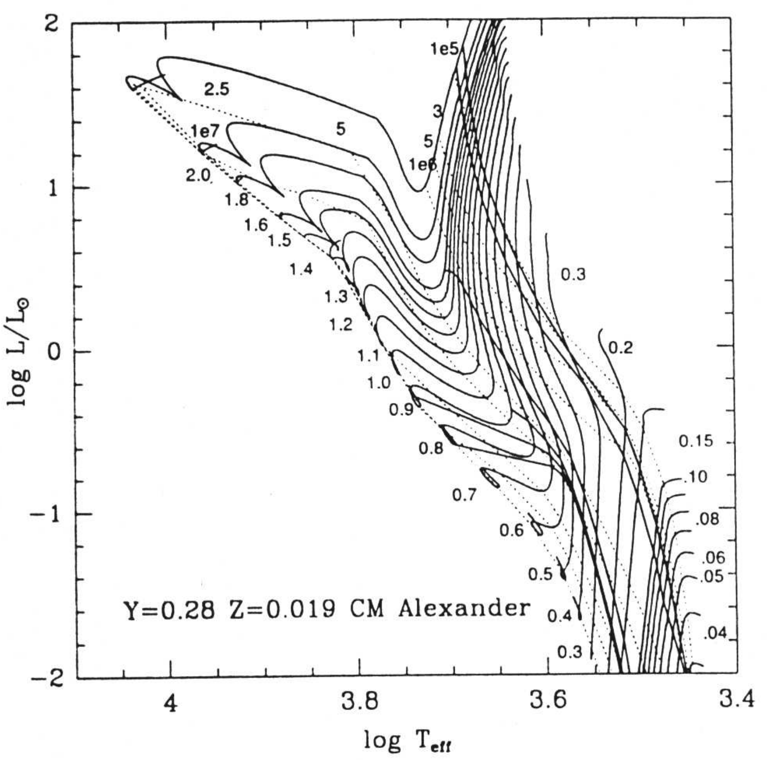


Figure 6: Tory zaczynają sie od najniższych temperatur. Początkowa, stroma część torów odpowiada fazie w pełni konwektywnych wnętrz, którą nazywa się *Fazą Hayashi'ego*. Stromy spadek jasności jest konsekwencją silnej zależności K, a stąd i R od $T_{\rm eff}$. Kropkami zaznaczone są linie równego wieku: pierwsza 10^5 lat, a ostatnia opisana 10^7 lat. Dla mniejszych mas widoczne są dodatkowo linie odpowiadające 3×10^7, 5×10^7 i 10^8 lat. Pierwsze dwie linie ciągłe pokazują fazę palenia litu w centrum gwiazdy, a następne dwie fazę palenia deuteru.

.

Dla danego M, $\boldsymbol{X}$ i przyjętej początkowej wartości $L = L_0$ możemy więc wyznaczyć pełną strukturę wewnętrzną modelu początkowego.

Jeżeli produkcja energii w reakcjach jądrowych jest zaniedbywalna, to ewolucją opisanej konfiguracji rządzi znane nam równanie

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{1}{2}\frac{d\mathcal{W}}{dt} = -L.$$

Jego lewą stronę wyliczymy różniczkując wzór (57) dla $n = 1.5$. Dostajemy w ten sposób

$$\frac{d\ln R}{dt} = -\frac{7}{3\tau_{\rm th}} \tag{298}$$

(por. rów. (255)).

Tor ewolucyjny na diagramie H-R jest wyznaczony przez warunki (293),(296) i (297). Przy przyjętych założeniach, komplikacje wiążą sie jedynie z zależnością (296), na której kształt wpływa prawo nieprzezroczystości, $\kappa(T,\rho)$, model atmosfery i opis transportu konwektywnego. Brak dobrej teorii konwekcji jest głównym powodem niepewności obliczeń. W przypadku modeli konwektywnych, ta niepewność przekłada sie na niepewność parametrów w całym wnętrzu.

zadanie: Przyjmujemy zależność $K(L,T_{\rm eff})$ w postaci potęgowej, n.p,

$$K \propto L^a T_{\rm eff}^b.$$

Proszę wyznaczyć równanie (i) toru ewolucyjnego na diagramie H-R i (ii) zależności $R(t)$.

Każdy z modeli konwektywnych może być wykorzystany jako model początkowy w metodzie Henyeya. Niestabilność konwektywna znika wpierw w centralnych częściach gwiazdy. W gwiazdach o masach $> 1M_\odot$ jądro konwektywne pojawia się ponownie po osiągnięciu ZAMS. Na rysunku 6 (kopia z D'Antona & Mazzitelli, 1994) pokazane są tory ewolucyjne na wykresie H-R dla modeli gwiazd o masach 0.3 - $2.5M_\odot$. Obliczenia zostały wykonane z użyciem zaawansowanego równania stanu i innych równań materiałowych. Zawsze uwzględniane były reakcje jądrowe. Reakcje Li+p i D+p są, w pewnych krótkich okresach, istotnym źródłem energii.

11.2 Faza ciągu głównego

11.2.1 Reakcje w fazie ciągu głównego

Cykl p-p

Kolejne reakcje cyklu oznaczamy symbolami od (pa) do (pi)

(pa) $^1\mathrm{H} + ^1\mathrm{H} \rightarrow ^2\mathrm{H} + e^+ + \nu_e$

(pb) $^2\mathrm{H} + ^1\mathrm{H} \rightarrow ^3\mathrm{He} + \gamma$

albo (PP-I)

(pc) $^3\mathrm{He} + ^3\mathrm{He} \rightarrow ^4\mathrm{He} + ^1\mathrm{H} + ^1\mathrm{H}$

albo (PP-II)

(pd) $^3\mathrm{He} + ^4\mathrm{He} \rightarrow ^7\mathrm{Be} + \gamma$

(pe) $^7\mathrm{Be} + \mathrm{e}^- \rightarrow ^7\mathrm{Li} + \nu_e(+\gamma)$

(pf) $^7\mathrm{Li} + ^1\mathrm{H} \rightarrow ^4\mathrm{He} + ^4\mathrm{He}$

albo (PP-III)

(pg) $^7\mathrm{Be} + ^1\mathrm{H} \rightarrow ^8\mathrm{B} + \gamma$

(ph) $^8\mathrm{B} \rightarrow ^8\mathrm{Be} + \mathrm{e}^+ + \nu_e$

(pi) $^8\mathrm{Be} \rightarrow ^4\mathrm{He} + ^4\mathrm{He}$

Wszystkie reakcje syntezy są nierezonansowe. Reakcja (pa) określa tempo reakcji cyklu. Jej powolne tempo opisuje w przybliżeniu wzór

$$r_{\mathrm{p-p}} = r_{\mathrm{pa}} \approx \frac{1.15 \times 10^9}{T_9^{2/3}} X^2 \rho^2 \exp\left(\frac{-3.38}{T_9^{1/3}}\right) \mathrm{cm}^{-3}\mathrm{s}^{-1}, \tag{299}$$

wynikający z (234), po skorzystaniu z (250) i podstawieniu stałych liczbowych. Tempo produkcji energii na jednostkę masy (rów. 236) dane jest w przybliżeniu wzorem

$$\epsilon_{\mathrm{p-p}} = \frac{Q_{\mathrm{p-p,eff}} r_{\mathrm{p-p}}}{\rho} \approx \frac{2.4 \times 10^4}{T_9^{2/3}} X^2 \rho \exp\left(\frac{-3.38}{T_9^{1/3}}\right) \mathrm{erg\ g}^{-1}\mathrm{s}^{-1}. \tag{300}$$

Główny wkład do $Q_{\mathrm{p-p,eff}}$ w MeV pochodzi z (pb): 5.49 (pc):12.86, (pf):17.35. Energia unoszona przez neutrina, Q_ν, (pa): 0.26, (pe): 0.80 (ph): 7.2.

Wykładnik temperaturowy (wzór 251) wynosi

$$\epsilon_T = \frac{1.13}{T_9^{1/3}} - \frac{2}{3} \approx 4 \text{ w centrum Słońca.}$$

Reakcja (pb) wymagająca niższych temperatur niż (pa) prowadzi do zamiany prawie całego deuteru na He^3 w jądrze gwiazdy już przed osiągnięciem ZAMSu. We wnętrzu współczesnego Słońca względna obfitość He^3 osiąga maksimum $X_3 = 3.3 \times 10^{-3}$ dla $r = 0.28R$. Poniżej wartość X_3 określa w przybliżeniu równowaga produkcji w reakcji (pb) i w reakcjach (pc) i (pd).

zadanie Korzystając z rów.(236) wyprowadzić wzór na równowagową obfitość He^3.

Udział gałęzi PPII rośnie z temperaturą. Dla Słońca wkład PPII do produkcji energii wynosi ok. 14%. Gałąź PPIII ma znaczenie tylko dla produkcji neutrin o wysokich energiach. Cykl CNO wnosi ok.1.5%.

Cykl CNO

Dla gwiazd ciągu głównego populacji I, począwszy od $M \approx 1.6 M_\odot$ ten cykl reakcji jest dominującym źródłem energii.
(ca) $^{12}\mathrm{C} + ^1\mathrm{H} \to ^{13}\mathrm{N} + \gamma$
(cb) $^{13}\mathrm{N} \to ^{13}\mathrm{C} + e^+ + \nu_e$
(cc) $^{13}\mathrm{C} + ^1\mathrm{H} \to ^{14}\mathrm{N} + \gamma$
(cd) $^{14}\mathrm{N} + ^1\mathrm{H} \to ^{15}\mathrm{O} + \gamma$
(ce) $^{15}\mathrm{O} \to ^{15}\mathrm{N} + e^+ + \nu_e$
albo CN
(cf) $^{15}\mathrm{N} + ^1\mathrm{H} \to ^{12}\mathrm{C} + ^4\mathrm{He}$
albo CNO
(cg) $^{15}\mathrm{N} + ^1\mathrm{H} \to ^{16}\mathrm{O} + \gamma$
(ch) $^{16}\mathrm{O} + ^1\mathrm{H} \to ^{17}\mathrm{F} + \gamma$
(ci) $^{17}\mathrm{F} \to ^{17}\mathrm{O} + e^+ + \nu_e$
(cj) $^{17}\mathrm{O} + ^1\mathrm{H} \to ^{14}\mathrm{N} + ^4\mathrm{He}$
Wszystkie reakcje, oprócz (cj) są nierezonansowe.

Reakcja (cd) określa tempo reakcji cyklu. Mamy więc $r_{cno} = r_{cd}$. Po skorzystaniu w (236) ze wzoru (250), podstawieniu stałych i przyjęciu, że pierwiastki CNO wnoszą połowę do Z, dostaje się w grubym przybliżeniu,

$$\epsilon_{\mathrm{cno}} = \frac{Q_{\mathrm{cno,eff}} r_{\mathrm{cno}}}{\rho} \approx \frac{4.4 \times 10^{25} \rho X Z}{T_9^{2/3}} \exp\left(\frac{-15.23}{T_9^{1/3}}\right) \mathrm{cm}^{-3}\mathrm{s}^{-1}. \tag{301}$$

Główny wkład do $Q_{\mathrm{cno,eff}}$ w MeV pochodzi z (cg): 12.13 (cc):7.55, (cd):7.29 oraz Q_ν (średnio) (cb): 0.71, (ce): 1.0 (ci): 0.94. Wykładnik temperaturowy

$$\epsilon_T = \frac{5.08}{T_9^{1/3}} - \frac{2}{3},$$

$= 19.62$ w centrum Słońca i 16.16 w centrum gwiazdy z $M = 5 M_\odot$ na ZAMSie,

Wynikiem działania cyklu CNO jest nie tylko zamiana wodoru w hel, ale też stopniowa zamiana niemal wszystkich izotopów CNO w ^{14}N.

zadanie: Wychodząc z równania (236) wyprowadzić wzory na równowagowe obfitości ^{12}C, ^{13}C i ^{14}N w cyklu CN. Jako dane przyjąć X i Y oraz wszystkie potrzebne współczynniki λ. Przyjąć, że β-niestabilne izotopy rozpadają się momentalnie ($\tilde{\lambda} = \infty$).

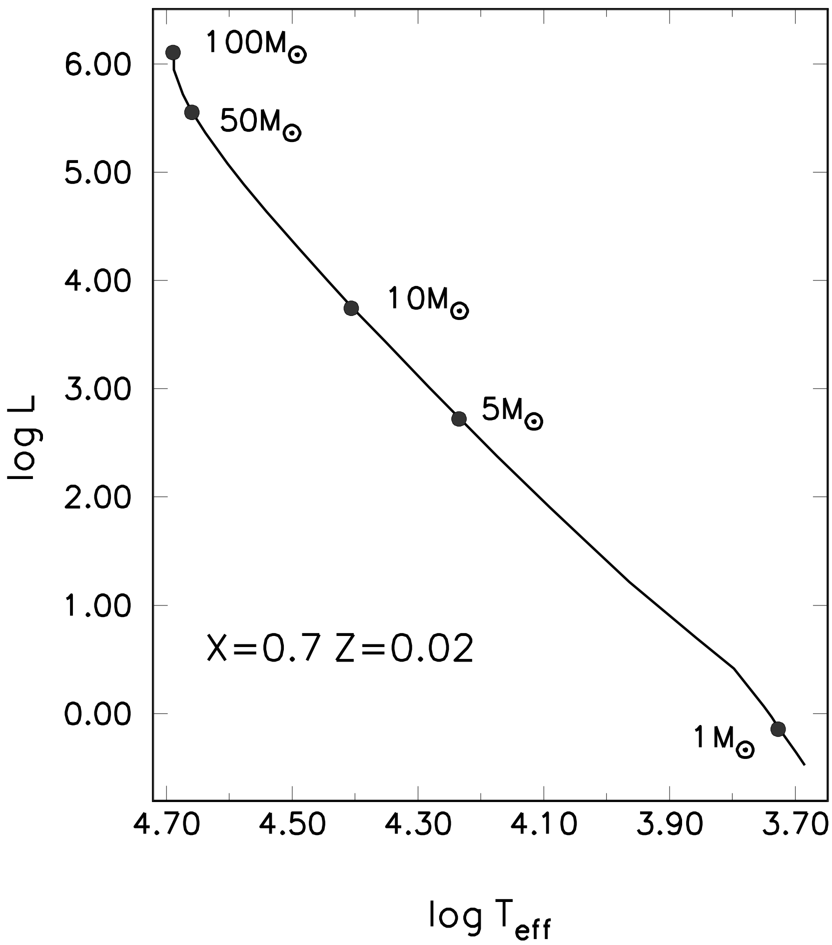
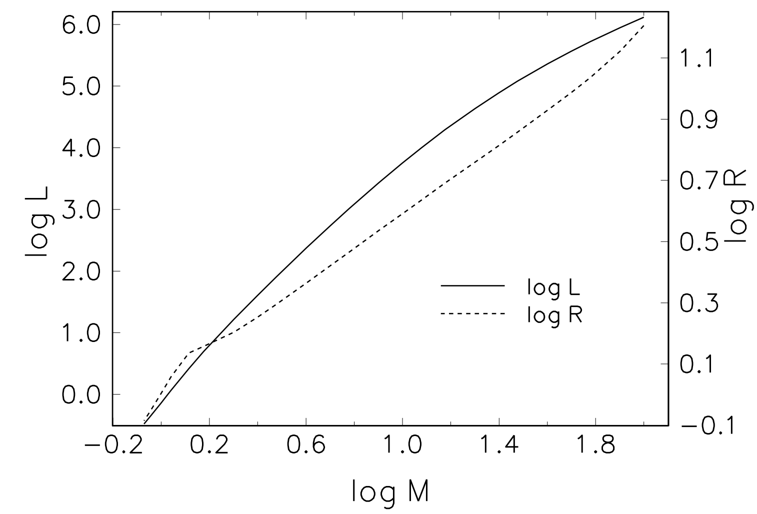


Figure 7: ZAMS dla gwiazd Populacji I.



Zależność Jasność - Masa i Promień - Masa dla gwiazd Populacji I wieku zero.

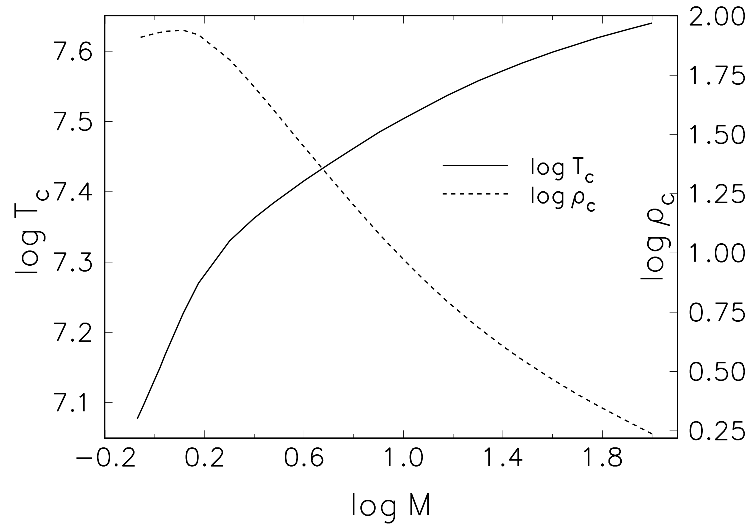


Figure 8: Zależność parametrów centralnych od masy dla gwiazd Populacji I wieku zero

.

11.2.2 Modele gwiazd wieku zero

Linię na diagramie Hertzsprunga-Russella, na której leżą modele gwiazd wieku zero nazywa się krótko **ZAMS**em. Tworzą ją modele gwiazd chemicznie jednorodnych. Ściślej, jednorodność dotyczy wartości X, Y, Z. Niektóre reakcje jądrowe (n.p. D+p, Li+p, He^3+He^3) zachodzą przed osiągnięciem ZAMSu .

Na rysunku 7 pokazany jest ZAMS dla gwiazd o składzie typowym dla gwiazd Populacji I: $Y = 0.28$, $Z = 0.02$, ze względnymi obfitościami pierwiastków cięższych takimi jak w fotosferze Słońca. Przy ustalonej masie gwiazdy wzrost Y powoduje wzrost jasności i temperatury gwiazdy. Podobny efekt wywołuje obniżenie wartości Z. Pochodne parametrów powierzchniowych przy $M = 5M_\odot$ wynoszą,

$$\frac{\partial \log T_{\rm eff}}{\partial Y} = 0.17, \quad \frac{\partial \log L}{\partial Y} = 1.05, \quad \frac{\partial \log T_{\rm eff}}{\partial \log Z} = -0.10, \quad \frac{\partial \log L}{\partial \log Z} = -0.15.$$

Rysunek 8 pokazuje przebieg parametrów brzegowych w funkcji masy. Zauważmy zmiany nachylenia krzywych dla M nieco powyżej 1 $M_\odot$. Ta zmiany wiążą się z przejściem od gwiazd z jądrem stabilnym względem konwekcji (takie jądro nazywa się krótko *promienistym*) do gwiazd z konwektywnymi jądrami spowodowane wzrostem udziału cyklu CNO w produkcji energii. Wobec znacznie wyższych wartości ϵ_T produkcja energii staje się bardziej skoncentrowana wokół środka gwiazdy. Stąd wyższe wartości L_r/M_r i $\nabla_{\rm rad}$ w centrum.

11.2.3 Pas ciągu głównego

Położenia gwiazd na diagramie H-R w fazach palenia wodoru i helu w jądrze pokazane są na rys. 9. Wykresy zostały skopiowane z pracy Schallera i in.(1992). Wartości parametrów $Y = 0.3$ i $Z = 0.02$ można traktować jako reprezentatywne dla gwiazd Populacji I (młodej), a $Y = 0.243$ i $Z = 0.001$ dla Populacji II (starej). W rachunkach uwzględniono efekty reakcji jądrowych, nierównowagi cieplnej, a także utraty masy.

Przyjęto, że mieszanie pierwiastków zachodzi dla $M_r \leq M_{\rm mix}$(wzór 80), w obszarze obejmującym jądro konwektywne i cienką, otaczającą je warstwę , której grubość wyliczano w dość arbitralny sposób. Efekt utraty masy opisywano pewnym empirycznym wzorem. Dla gwiazd ciągu głównego efekt utraty masy widoczny jest w anomalnym zachowaniu torów ewolucyjnych dla $M \geq 40M_\odot$ i $Z = 0.02$.

W fazie ciągu głównego (obszar zakreskowany liniami NW-SE) tory ewolucyjne dla gwiazd o masach większych od ok 1.1 $M_\odot$ (dla Populacji I) osiągają lokalne minimum temperatury efektywnej gdy ich jądra konwektywne zawierają jeszcze parę procent wodoru. Ten moment wyznacza czerwoną granicę pasma ciągu głównego na diagramie H-R, linię oznaczaną jako TAMS. Reszta wodoru "dopala się" w fazie niewielkiego wzrostu temperatury efektywnej. Prawdziwy koniec fazy ciągu głównego (pełne wypalenie wodoru w centrum) wypada w lokalnym maksimum temperatury efektywnej. W trakcie tej fazy ewolucji masa jądra konwektywnego maleje. Uwzględnienie mieszania pierwiastków poza granicą jądra prowadzi do poszerzenia pasma ciągu głównego na wykresie H-R i do przedłużenia tej fazy ewolucji.

Dla gwiazd z niekonwektywnymi jądrami koniec fazy ciągu głównego, również zdefiniowany jako moment wypalenia wodoru w centrum, nie jest związany z żadną wyraźną cechą na diagramie H-R.

Czas życia gwiazd w pasie ciągu głównego pokazuje rysunek 10. Dla gwiazd o małych masach czas ten jest istotnie krótszy dla gwiazd populacji II. Przyjęto inne nieco niż na rysunku 9 wartości X i Z jako reprezentatywne dla obu populacji. Przy $Z = 10^{-3}$ minimalna masa gwiazdy. która w ciągu $1.5\times^{10}$ lat mogła zakończyć tę fazę ewolucji wynosi $0.76M_\odot$, a przy $Z = 10^{-4}$ – co odpowiada skrajnej populacji II – $0.746M_\odot$.

11.2.4 Konsekwencje niepewności w opisie konwekcji

W rozdziale 7.4 było powiedziane, że dla gwiazd wybór parametru drogi mieszania, α_c, ma duży wpływ na modele gwiazd chłodnych. Rysunek 11 pokazuje wpływ wartości α_c na tory ewolucyjne. Warto podkreślić, że teoria nie dostarcza nam podstaw do faworyzowania, którejkolwiek z trzech wartości użytych na tym rysunku i że niepewność modelowych temperatur efektywnych przekracza o rząd wielkości dokładność pomiarów tej wielkości.

Najpoważniejsza niepewność w modelowaniu gwiazd o masach większych niż ok. $1.5M_\odot$ wiąże się z oceną zasięgu mieszania poza granicę jądra konwektywnego. Jak było powiedziane w podrozdziale 10.1.2, ten zasięg opisuje się wyrażeniem $d_{\rm ov}H_p(M_{\rm c})$. Rysunek 12 pokazuje jak wybór $d_{\rm ov}$ wpływa na tory ewolucyjne gwiazd. Wartość 0 oznacza brak znaczącego przestrzeliwania, a wartość 0.2 jest dość często wybierana, c hoć trudno znaleźć dla takiego wyboru dobre uzasadnienie. Z taką wartościę wyliczone zostały tory ewolucyjne pokazane na rysunku 9. Inne skutki wyboru $d_{\rm ov} = 0.2$ to wydłużony czas życia na ciągu głównym od 12% dla $M = 20M_\odot$ do 17% dla $M = 5M_\odot$ i powiększoną masę jądra na początku fazy palenia helu odpowiednio od 19% do 21%. Większa masa jądra helowego jest powodem wyższej jasności i ma też istotne skutki dla dalszej ewolucji gwiazdy.

11.2.5 Standardowy model Słońca

Od połowy lat 60-tych konstruuje się *standardowe modele Słońca.* Pierwotnym celem, który stale pozostaje ważny, było wyliczenie strumienia neutrin. Konstrukcja opiera się na standardowej teorii ewolucji gwiazd z uwzględnieniem efektów dyfuzji i osiadania pierwiastków. Uwzględnianie tych efektów jest innowacją, wprowadzoną w latach 90-tych, w świetle wyników sondownia sejsmicznego. Podobnie jak w oryginalnej konstrukcji, nadal zakłada się, że

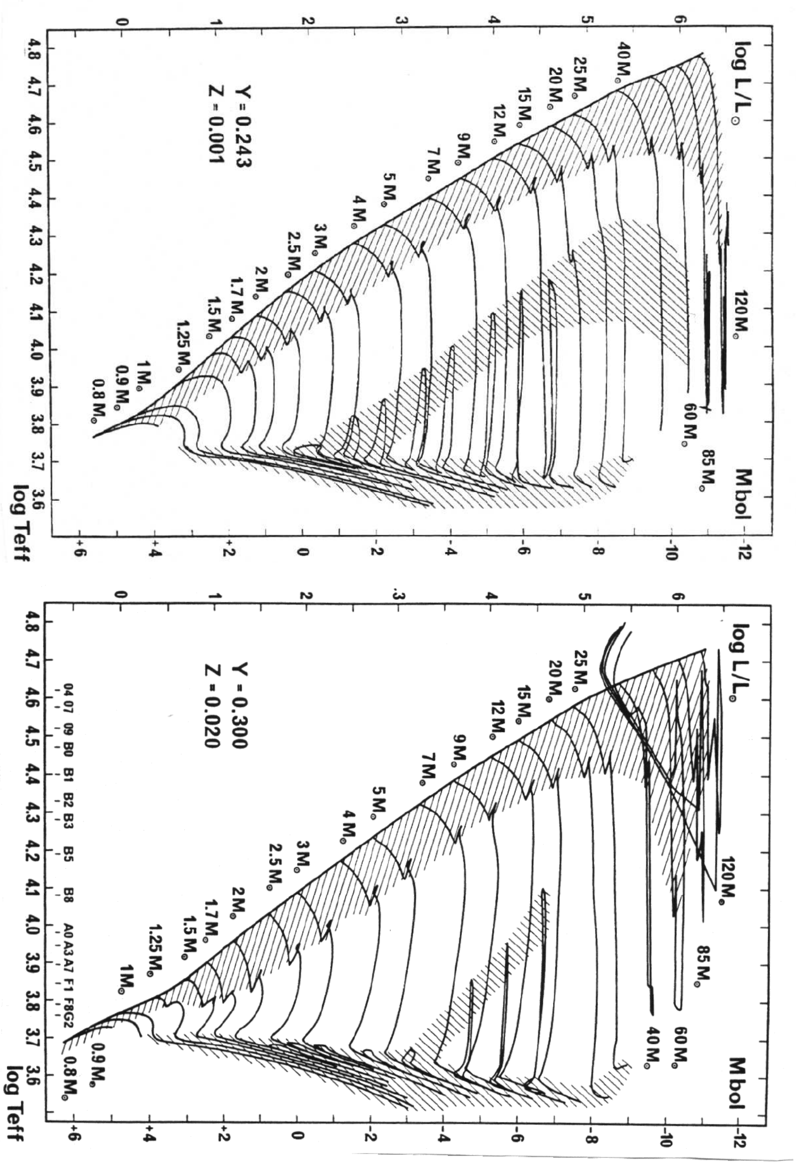


Figure 9: Tory ewolucyjne gwiazd na wykresie H-R (według Shallera i in.)

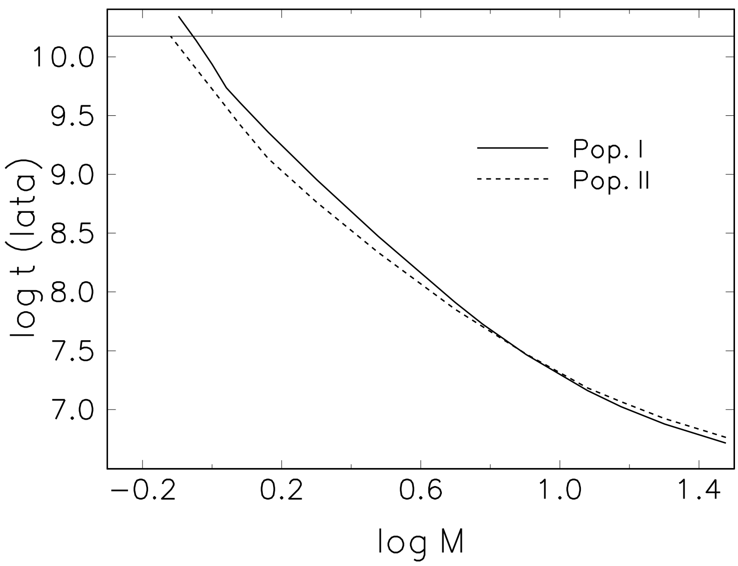


Figure 10: Zależność czasu życia gwiazdy w fazie ciągu głównego od masy gwiazdy i przynależności populacyjnej. Dla populacji I przyjęto $X = 0.7$ i $Z = 0.02$, a dla populacji II $X = 0.756$ i $Z = 0.001$. Linia pozioma (15 mld lat) odpowiada aktualnej ocenie wieku wszechświata.

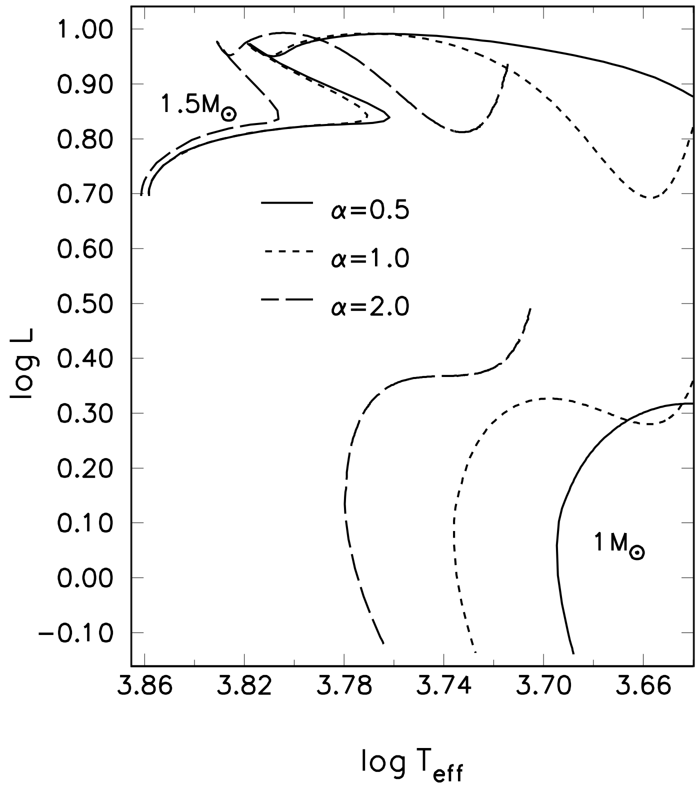


Figure 11: Tory ewolucyjne dla modeli gwiazd z $M = 1$ i $1.5M_\odot$ ($X = 0.7$, $Z = 0.02$) dla różnych wartości parametru drogi mieszania.

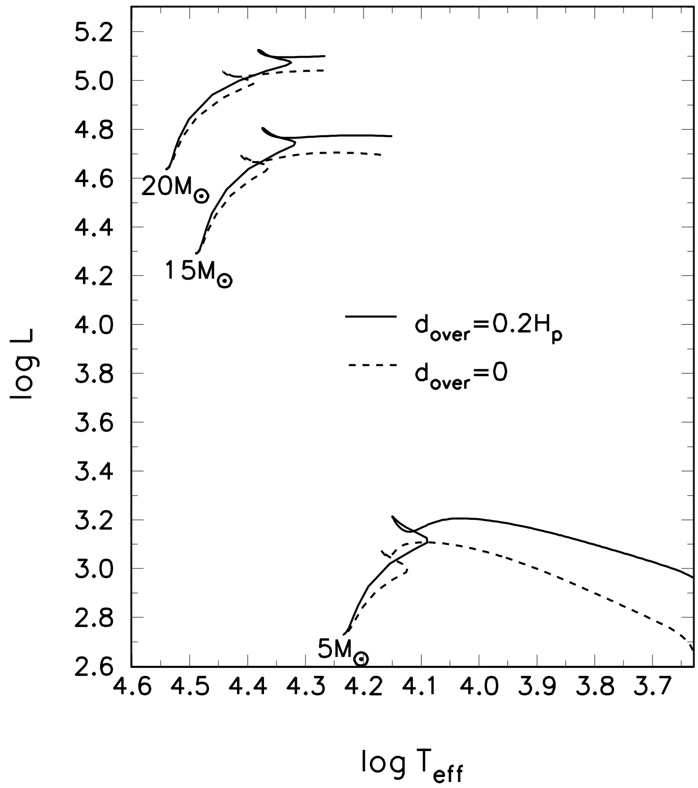


Figure 12: Porównanie torów ewolucyjnych dla modeli gwiazd z $M = 5$, 15 i $20M_\odot$ ($X = 0.7$, $Z = 0.02$) liczonych z mieszaniem poza granicą jądra z liczonymi standardowo. Wielkość $d_{\rm over}$ oznacza $d_{\rm ov}H_p$.

makroskopowe mieszanie pierwiastków zachodzi tylko w otoczce konwektywnej. Nie uwzględnia się też żadnych efektów rotacji i pola magnetycznego.

Jako dane pomiarowe przyjmuje się wartości $M_\odot$, $R_\odot$, $L_\odot$, $t_\odot$=wiekowi najstarszych meteorytów $= 4.6 \times 10^9$ lat, $(Z/X)_{\rm phot}$ i względne obfitości pierwiastków ciężkich. Dane te są aktualizowane. Aktualizowane są też dane materiałowe, $p(\rho, T, \boldsymbol{X})$, $u(\rho, T, \boldsymbol{X})$, $\kappa(\rho, T, \boldsymbol{X})$ i przekroje czynne dla reakcji jądrowych.

O modelu wieku zero ($t = 0$) zakłada się, że jest chemicznie jednorodny (oprócz He^3 , C i N). Wielkości Y, Z i parametr w teorii mieszania (α_c) dopasowuje tak, by dla $t = t_\odot$ dostać $L = L_\odot$, $R = R_\odot$ i $Z/X = (Z/X)_{\rm phot}$.

Przez ponad 20 lat niezgodność pomiędzy wyliczanym, a mierzonymi strumieniami neutrin, znana jako *problem słonecznych neutrin*, traktowana była jako wyzwanie dla teorii wewnętrznej budowy gwiazd. Konstruowane były rozmaite niestandardowe modele Słońca dla których wyliczany strumień był zmniejszony do obserwowanego poziomu.

Od końca lat 80-tych, dokładne dane o częstotliwościach wielkiej ilości modów p umożliwiają szczegółowe testowanie modeli Słońca. Wyniki doprowadziły do udoskonlenia modelu w ramach standardowej teorii ewolucji gwiazd.

Problem słonecznych neutrin znalazł rozwiązanie w odejściu od modelu standardowego w teorii oddziaływań elektro-słabych polegającym na dopuszczeniu skończonej masy spoczynkowej neutrin i zamiany ich rodzajów.

11.3 Od ciągu głównego do zapalenia helu

Tylko dla gwiazd o masach większych od ok. $3M_\odot$ ewolucja przyspiesza gwałtownie zaraz po wypaleniu wodoru i postępuje w cieplnej skali czasowej. Dla gwiazd o mniejszych masach przyspieszenie występuje z opóźnieniem. Przyspieszenie ewolucji objawia się *przerwą Hertzsprunga* na diagramach H-R. Dla gwiazd o mniejszych masach tempo ewolucji określa synteza helu w warstwie otaczającej izotermiczne jądro helowe. Początek szybkiej fazy ewolucji wyznacza względna masa jądra $q_{\rm SC}$, znana jako granica *Shönberga–Chandrasekhara.* Jeżeli jądro izotermiczne zawiera większy ułamek masy to ciśnienie nie jest w stanie równoważyć grawitacji i musi następować kontrakca jądra w cieplnej skali czasowej. W przybliżeniu, mamy $q_{\rm SC} \approx 0.09$.

zadanie: Napisać schemat numerycznego wyliczania $q_{\rm SC}$, przyjmując następujące założenia

(1) równanie gazu doskonałego z $X = 0$ w izotermicznym jądrze i $X = 0.7$ w politropowej otoczce ($p = K\rho^{1+1/n}$).

(2) Warstwę reakcji jądrowych opisać jako skok X i wynikający stąd skok ρ, (p i T są ciągłe).

W miarę możliwości, wykonać obliczenia dla $n = 1.5$ i 3.

Fazę pomiędzy ciągiem głównym, a "zapaleniem" helu, niezależnie od masy gwiazdy charakteryzują (i) przyrost masy i malenie promienia jądra helowego

(ii) malenie grubości warstwy palącej wodór. (iii) ekspansja otoczki.

Dla gwiazd o masach początkowych mniejszych od ok. $2.3M_\odot$ wzrost gęstości w jądrze prowadzi do degeneracji materii. Gdy zdegenerowane jądro helowe otacza bardzo cienka warstwa palenia wodoru, to tę fazę ewolucji można opisywać jako proces samoregulującej się akrecji. Czynnikiem regulującym szybkość akrecji jest tempo reakcji jądrowych. Odtąd jasność gwiazdy zależy głównie od masy jądra, a nie od masy całkowitej. Stopniowo konwekcja obejmuje coraz większą część otoczki, która w końcu zostaje nieco wzbogacona w hel. Na diagramie H-R, gwiazdy znajdujące się w tej fazie ewolucji tworzą gałąź czerwonych olbrzymów (RGB). Obserwowane tempo utraty masy dla gwiazd w pobliżu szczytu tej gałęzi jest rzędu $10^{-6}M_\odot$/rok.

Reakcje prowadzące do syntezy jąder węgla z trzech jąder helu (*cykl* 3α) stają się efektywne gdy temperatura w centrum przekracza ok. 1.5×10^8, niemal niezależnie od masy gwiazdy. Sposób zapalenia helu zależy od tego czy materia w centrum jest zdegenerowna. Jeżeli tak jest, to zapalenie ma charaker wybuchu zwanego ***błyskiem helowym***. Masa jądra w tym momencie dana jest wzorem (dopasowanie do obliczeń modelowych),

$$\frac{M_{\rm core}}{M_\odot} = [0.476 - 0.221(Y-0.3) + 0.009(\log Z + 3) - 0.023(\frac{M}{M_\odot} - 0.8)], \quad (302)$$

dla $0.03 < Z < 0.0001$.

Dla Słońca znajdujemy stąd $M_{\rm core} = 0.485M_\odot$. Minimalna masa gwiazdy Populacji I dla osiągnięcia tej fazy ewolucji wynosi ok. $0.5M_{\rm core}$. Gwiazdy o mniejszych masach zakończą ewolucję jako helowe białe karły.

pytanie: Czy możemy znaleźć takie obiekty we wszechświecie? Jeżeli tak, to gdzie ich szukać?