

16 Końcowe fazy ewolucji

Produktem końcowym ewolucji gwiazd jest rozproszona materia wzbogacona w pierwiastki ciężkie i przeważnie zwarty obiekt centralny. Tym obiektem może być, w zależności przede wszystkim od masy początkowej, stygnący biały karzeł, gwiazda neutronowa, lub czarna dziura. W tym rozdziale przedstawiony jest opis ewolucji gwiazd od końca palenia helu do tych końcowych form.

16.1 Krótka droga do ciągu białych karłów (EHB)

Na wykresach H-R niektórych gromad kulistych widoczne jest przedłużenie gałęzi horyzontalnej do obszaru wysokich temperatur i niskich jasności. To przedłużenie nazywa się *skrajną gałęzią horyzontalną* (EHB - *extreme horizontal branch*). Gwiazdy tworzące EHB interpretuje się jako obiekty które utraciły na tyle dużą część masy w fazie czerwonych olbrzymów, że już nigdy nie rozbudują rozległej otoczki.

Jeżeli masa jądra po utracie masy jest zbyt niska dla zainicjowania cyklu 3α ($M \lesssim 0.48M_{\odot}$), to gwiazda ewoluuje bezpośrednio ku ciągowi helowych białych karłów. Źródłem energii pozostaje cykl CNO, ale zapas wodoru w otoczce jest mały, tym mniejszy im większa jest masa jądra helowego. Stąd czas w jakim następuje to przejście zależy bardzo silnie od całkowitej masy gwiazdy. Przy $M \approx 0.2M_{\odot}$ jest rzędu 10^8 lat, a przy $M \approx 0.4M_{\odot}$ rzędu 10^5 lat. Po dojściu do ciągu białych karłów na diagramie H-R, stopniowo spada efektywność cyklu CNO.

Jeżeli masa jądra przekracza wspomnianą krytyczną wartość, to po błysku helowym gwiazda rozpoczyna ewolucję jako obiekt ZAHB, ale ze względu na małą masę otoczki wodorowej, o wyższej temperaturze efektywnej niż modele na rysunku 19. Położenie gwiazdy na diagramie H-R na początku fazy palenia helu w konwektywnym jądrze zależy od masy otoczki.

Cassisi i in. (2002), badali ciągi modeli z masą początkową $0.862M_{\odot}$, przyjmując tempo utraty masy opisane wzorem Reimera (wzór 365) z różnymi wartościami η . Błysk helowy opisywany był ciągiem sferycznych modeli w równowadze hydrostatycznej, ale mieszanie w obszarach konwekcji opisywane było jako dyfuzja o skończonej szybkości. Tylko przy $\eta \leq 0.55$ błysk helowy następował na szczycie gałęzi czerwonych olbrzymów i prowadził do powstania gałęzi horyzontalnej. Przy większych wartościach palenie helu zachodziło na EHB. Przy $\eta > 0.59$, konwekcja w czasie błysku doprowadzała do wzbogacenia otoczki wodorowej, obejmującej wtedy mniej niż 10^{-4} masy gwiazdy, w hel.

Wszystkie gwiazdy typu widmowego B o przyspieszeniach grawitacyjnych na powierzchni rzędu 10^6 cm/s^2 , pośrednich pomiędzy ciągiem głównym (10^4 cm/s^2) a typowymi białymi karłami (10^8 cm/s^2), znane jako podkarły typu B (sdB), interpretuje się jako gwiazdy w ewolucyjnej fazie EHB. W ewolucji chemicznej tych gwiazd, obok reakcji jądrowych, ważne są efekty dyfuzji i selektywnego ciśnienia promieniowania (rozdz. 13.1.2). Modele tych gwiazd mają zbliżone masy wynoszące nieco poniżej $0.5M_{\odot}$, z której większość zawarta jest bezwodorem, częściowo konwektywnym jądrze. Energia wytwarzana jest w cyklu

3 α . Czas życia gwiazd w fazie EHB jest rzędu 10^8 lat.

Wiele z gwiazd sdB to wielomodalne gwiazdy pulsujące. Modele odtwarzające okresy pulsacji jako okresy niestabilnych modów, potwierdzają się zgodne z przedstawionym tu scenariuszem ewolucyjnym.

16.2 Modele sejsmiczne gwiazd sdB

Model sejsmiczny gwiazdy to model zgodny z pomiarami jej średnich parametrów i częstotliwości oscylacji. Zgodność częstotliwości dotyczy modów, które zgodnie z teorią mogą być wzbudzone i obserwowane. Z tego drugiego powodu brane są pod uwagę tylko mody o niskich stopniach kątowych, ℓ .

Modele sejsmiczne gwiazd sdB konstruowane były przez grupę astronomów z Montrealu (Brassard, Charpinet, Fontaine). Tu przedstawiam krótki opis ich metody. Częstotliwości oscylacji $\nu_{j,\text{cal}}$ wyliczane były dla czterowymiarowej siatki modeli z parametrami

$$\mathbf{P} \equiv (g, T_{\text{eff}}, M, M_{\text{env}}/M),$$

gdzie M_{env}/M oznacza grubość wodorowej otoczki. Tylko na dwa pierwsze parametry dostępne są bezpośrednie ograniczenie z pomiarów spektroskopowych. Pod dnem wodorowej otoczki zakładane było istnienie cienkiej warstwy przejściowej, w której rozkład obfitości wodoru i helu wyznacza warunek równowagi dyfuzyjnej. Synteza helu w obszarze występowania wodoru była zaniebywalna z powodu niskiej temperatury. Rozkład obfitości żelaza w otoczce wyliczany był też z warunku równowagi dyfuzyjnej, ale z uwzględnieniem selektywnego ciśnienia promieniowania. Tylko z tym efektem, prowadzącym do akumulacji żelaza w warstwie maksimum nieprzezroczystości, znajdowano niestabilne mody pulsacji w gwiazdach sdB.

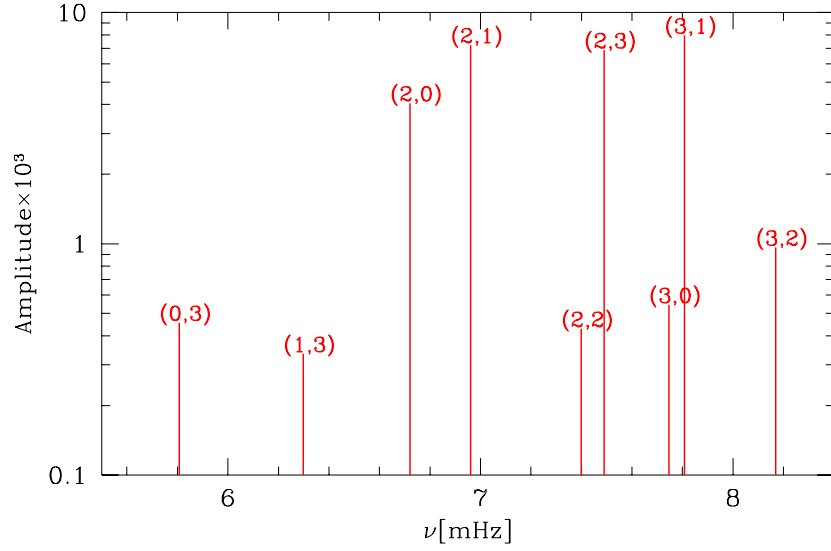
Jako możliwe identyfikacje wzbudzonych modów brano pod uwagę tylko te z $\ell \leq \ell_{\text{max}} = 3$, które były niestabilne w rozpatrywanych modelach. Wyznaczanie najlepszego modelu z warunku minimum

$$\chi^2 = \sum_j w_j [\nu_{j,\text{cal}}(\mathbf{P}) - \nu_{j,\text{obs}}]^2,$$

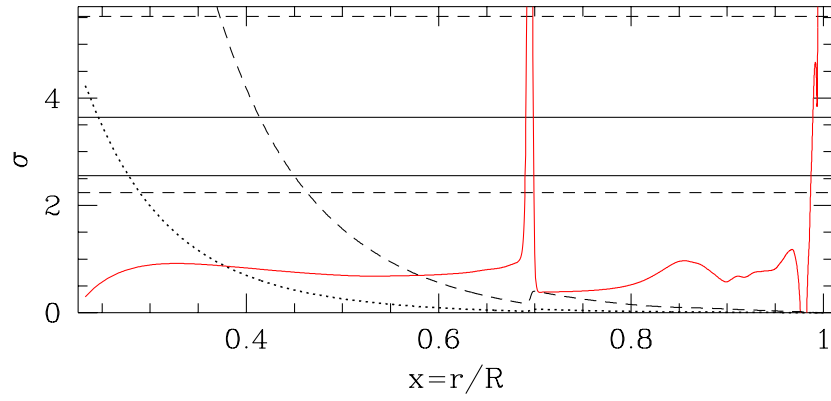
gdzie w_j jest wagą pomiaru, odbywało się dwustopniowo. Wpierw, dla każdego z modeli siatki wyznaczano najlepsze liczby ℓ_j i n_j (rzędy radialne), a następnie poprawiane były parametry modelu.

Na rysunku 26 przedstawione jest schematycznie widmo oscylacji gwiazdy PG 1219+534 i identyfikacja modów wzbudzonych w niej modów. Identyfikacje modów jest związana z modelem sejsmicznym, którego parametry podane są w Tabeli 6.

Wszystkie wykryte mody mają charakter akustyczny, o czym przekonuje nas porównanie częstotliwości modów z przebiegiem częstotliwości krytycznych na rys. 27. Przy $r \approx 0.7R$, gdzie σ_{BV} osiąga wysokie wartości w związku z szybkim spadkiem obfitości helu, zachodzi częściowe odbicie fali. Warstwa napędzająca znajduje się przy $r \approx 0.98R$.



Rysunek 26: Częstotliwości i amplitudy modów wykrytych w PG1219+534. Liczby w nawiasach to znalezione wartości (n, ℓ) .



Rysunek 27: Bezwymiarowe częstotliwości krytyczne w modelu PG1219+534: częstotliwość Brunta-Väisäli, σ_{BV} , (linia ciągła), częstotliwość Lamba, $\sigma = \sigma_{L,\ell}$ przy $\ell = 1$ (kropki) i przy $\ell = 3$ (kreski). Poziome linie ciągłe podają zakres mierzonych częstotliwości. Linie przerywane pokazują zakres niestabilnych modów.

Tablica 6: Sejsmiczne modele gwiazd typu sdB

obiekt	$\log g$	$\log T_{\text{eff}}$	M/M_{\odot}	$\log(M_{\text{env}}/M)$	mody	referencja
PG 0014+065	5.780	4.538	0.490	-4.31	13	Brassard et al.(2001)
PG 1219+534	5.807	4.526	0.457	-4.25	9	Charpinet et al.(2005a)
Feige 48	5.437	4.471	0.460	-2.97	9(4)	Charpinet et al.(2005b)

Na rozkład częstotliwości modów istotny wpływ ma występowanie warstwy odbicia wewnątrz obszaru propagacji akustycznej. Bezwymiarowe częstotliwości modów trzech pierwszych modów radialnych wynoszą 2.67, 2.93 i 3.41, a typowe wartości dla gwiazd o jednorodnych chemicznie otoczkach to 2.0, 2.6 i 3.2. Duża czułość częstotliwości na położenie powierzchni odbicia umożliwia dokładny sejsmiczny pomiar masy wodorowej otoczki.

Tabela 6 podaje parametry modelu sejsmicznego PG 1219+534 i dwóch innych gwiazd typu sdB. W przypadku Feige 48 tylko cztery mody były użyte do konstrukcji modelu sejsmicznego. Pozostałe, zinterpretowane jako odpowiadające składowym multipletów, wykorzystane zostały do oszacowania prędkości kątowej rotacji. Dla innych gwiazd założono, że rotacja jest na tyle powolna, że ma jej wpływ na częstotliwości oscylacji można zaniedbać.

16.3 Długa droga do ciągu białych karłów (AGB, post-AGB)

Po wypaleniu helu w jądrze, jeżeli tylko masa otoczki nie jest zbyt mała, gwiazdy rozpoczynają fazę palenia helu w warstwie wokół węglowo-tlenowego jądra o masie od $0.5M_{\odot}$, przy początkowej masie gwiazdy $\sim 1M_{\odot}$, do ok. $1M_{\odot}$, przy początkowej masie $\sim 8M_{\odot}$. W kurczącym się jądrze postępuje degeneracja elektronów. Wzrost temperatury ograniczany jest przez emisję neutrin. Wzrasta jasność gwiazdy produkowanej w warstwie palenia helu, otoczka ekspanduje, temperatura efektywna spada. Rozpoczyna się ewolucja w fazie nazywanej Asymptotic Giant Branch (AGB), w której może nastąpić drastyczna redukcja masy gwiazdy.

Według rozmaitych obliczeń, minimalna początkowa masa gwiazdy przy której może efektywnie zachodzić spalanie węgla wynosi ok. $7M_{\odot}$. Po czym następuje krótka faza ewolucji (100-1000 lat) prowadząca do wybuchu supernowej i jeżeli $M \leq 30M_{\odot}$, powstania gwiazdy neutronowej. Z drugiej strony, dane obserwacyjnych dla gromad otwartych wskazują, że przynajmniej niektóre gwiazdy o masie początkowej $M_{\text{ZAMS}} \approx 9M_{\odot}$, kończą ewolucję jako białe karły. W każdym razie dla gwiazd izolowanych o masach $\lesssim 7M_{\odot}$ ewolucja w fazie AGB może tylko prowadzić do powstania białych karłów i jest to jedyna droga tworzenia takich obiektów o masach przekraczających $\sim 0.5M_{\odot}$. Wyz-

naczone masy białych karłów skupiają się wokół $0.6M_{\odot}$. Gwiazdy o masach początkowych nieco większych niż $7M_{\odot}$ mogą kończyć ewolucję jako białe karły zbudowane głównie z pierwiastków O, Ne i Mg, ale tu nie będziemy się nimi zajmowali.

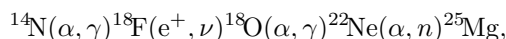
Elementami struktury typowych gwiazd w fazie AGB są (1) jądro zbudowane głównie z węgla i tlenu, (2) cienka warstwa palenia helu, (3) warstwa helowa, (4) warstwa palenia wodoru, (5) cienka warstwa promienista, (6) otoczka konwektywna. Większość masy przypada na (1) i (6), a im większa masa tym większa część przypada na (6). Z postępem ewolucji, masa warstwy (2) maleje. Otoczka konwektywna obejmuje warstwy, w których wcześniej zachodziły reakcje jądrowe i zostaje wzbogacona w produkty nukleosyntezy. To jest drugi epizod ich wydobywania na powierzchnię gwiazdy (SDU od second dredge up). Pierwszy (FDU) miał miejsce w fazie RGB.

Palenie helu w cienkiej warstwie jest niestabilne w cieplnej skali czasowej, o czym była mowa w rozdziale 11.3. Skutkiem niestabilności są krótkotrwałe ($\sim 10^3$ lat przy $M = 3M_{\odot}$) fazy szybkiego wzrostu i spadku jasności, powtarzające się co $\sim 10^5$ lat, nazywane pulsami cieplnymi. Tor ewolucyjny gwiazdy na wykresie H-R w czasie trwania pulsu opisuje pętlę o znacznej, sięgającej 3 mag., amplitudzie jasności bolometrycznej.

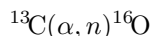
W maksimum pulsu strumień energii produkowany cyklu 3α , L_{He} , wzrasta o kilka (~ 5) rzędów wielkości. Powstaje wtedy warstwa konwektywna obejmująca niemal całą część gwiazdy (kilka % masy) zawierającą hel, poza zewnętrzną częścią w której działa cykl CNO. Jego efektywność spada wtedy praktycznie do zera. Produkty cyklu 3α zostają wymieszane w tej wewnętrznej warstwie konwektywnej.

W ślad za ekspansją obszaru nad warstwą działania cyklu 3α spada w niej ciśnienie i temperatura, a z nią strumień L_{He} . Wewnętrzny obszar konwektywny znika. Wzrasta efektywność cyklu CNO, a zewnętrzna warstwa konwektywna ekspanduje w głąb obejmując warstwy wzbogacone w hel i produkty cyklu 3α . Powoduje to kolejne epizody wydobywania produktów nukleosyntezy na powierzchnię gwiazdy oznaczane wspólnie jako TDU (third dredge up). Powstała w ten sposób nadobfitość węgla wyjaśnia się pochodzenie gwiazd węglowych. W przypadku gwiazd bardziej masywnych ($M \gtrsim 5M_{\odot}$) cykl CNO działa w dolnej części (blisko dna) warstwy konwektywnej. Dlatego węgiel wciągany do tej warstwy jest efektywnie zamieniany na azot.

Różne osobliwości chemiczne czerwonych nadolbrzymów tłumaczy się mieszaniami produktów nukleosyntezy w obrębie otoczki. Procesy zachodzące w fazie AGB są bardzo istotne w ewolucji chemicznej materii. We wnętrzach gwiazd AGB tworzone są ciężkie pierwiastki w wyniku powolnych reakcji przechwyty neutronów (procesy s). W gwiazdach o masach, $M \gtrsim 3M_{\odot}$ gdy temperatura na dnie, konwektywnej otoczki przekracza $T_9 = 0.3$ neutrony produkowane są głównie w ciągu reakcji



w gwiazdach mniej masywnych w reakcji



W rozległych chłodnych otoczek tworzy się pył.

W gwiazdach gałęzi asymptotycznej wysokie tempo utraty masy, do $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{rok}$ i długookresowe (100-300d) zwykle pulsacje radialne typu *Mira Ceti*. Kończy tę fazę wyrzucenie otoczki, widocznej później jako *mgławica planetarna*. Obecnie uważa się, że bezpośrednią przyczyną utraty masy jest przekaz pędu promieniowania ziarnom pyłu węglowego i że na przebieg procesu tworzenie pyłu i utraty masy mają wpływ pulsacje.

Po odrzuceniu niemal całej otoczki gwiazda ewoluuje w lewą stronę na diagramie H-R. Tę fazę ewolucji nazywa się post-AGB (pAGB). Jej koniec, a początek fazy białych karłów wyznacza efektywne ustanie nukleosyntezy, które następuje czasami już na linii stałego promienia dla danej masy gwiazdy. Może zdarzyć się epizod powrotu do obszaru niskich temperatur w wyniku niestabilności cieplnej warstwy helowej.

Jasność gwiazdy w fazie pAGB opisuje wzór

$$L = 5.9 \times 10^4 \left(\frac{M}{M_{\odot}} - 0.495 \right),$$

(Paczynski, Uus, 1970) który ma też zastosowanie dla małowymasywnych gwiazd AGB pomiędzy pulsami, jeśli w miejsce M wstawimy masę jądra. W czasie ostatniego pulsu jasność zmienia się niewiele, natomiast zmienia się istotnie temperatura gwiazdy. Skala czasowa ewolucji zależy bardzo silnie od masy gwiazdy. Z tą fazą pAGB wiąże się jądra mgławic planetarnych, gwiazdy Wolfa-Rayeta, gwiazdy pulsujące typu RV Tauri, a także niektóre szybko zmienne obiekty wśród których najbardziej znana jest gwiazda FG Sagittae, dla której obserwowano ewolucyjne zmiany temperatury efektywnej i okresu pulsacji w skali lat.

16.4 Ewolucja białych karłów

Z małym promieniem i wysoką powierzchnią grawitacją wiąże się szybki wzrost ciśnienia i innych parametrów termodynamicznych od fotosfery w głąb gwiazdy. Z warunku równowagi mamy $p \approx g(M - M_r)/4\pi R^2$. Spalenie pozostałego wodoru zachodzi więc blisko powierzchni i warstwa bogata w ten pierwiastek może zawierać tylko znikomy ułamek masy gwiazdy. Inną konsekwencją wysokiej grawitacji jest osiadanie pierwiastków. Jeżeli biały karzeł zawiera wodór, to jego zewnętrzna warstwa jest czysto wodorowa. Pod nią znajduje się cienka warstwa przejściowa, w której względną obfitość helu wyznacza warunek równowagi dyfuzyjnej. Poniżej warstwy czysto-helowej mamy znów strome przejście do warstwy zawierającej tylko pierwiastki cięższe. Typ widmowy białych karłów o czysto-wodorowych atmosferach oznaczany jest jako DA, a tych o czysto-helowych DB.

W zewnętrznej części otoczki białego karła elektrony nie są jeszcze zdegenerowane. Miejsce, w którym degeneracja jest istotna można wyznaczyć odwołując się do nierówności (153), która w bezwymiarowej formie przy $X=0$, ma postać $\rho_3 \ll 0.5T_7^{3/2}$ i jest warunkiem stosowalności równania stanu klasycznego gazu doskonałego.

W prostych modelach ewolucji białych karłów, począwszy od pionierskiej pracy L.Mestela z 1954 roku, traktuje się tę nierówność jako równość wyznaczającą skokowe przejście od zerowej do pełnej (nierelatywistycznej) degeneracji elektronów. Tak więc na brzegu zdegenerowanego wnętrza białego karła, obejmującego niemal całą jego masę i objętość ma być spełniony związek.

$$\rho_3 = 0.5T_7^{3/2}. \quad (411)$$

Drugi związek znajduje się rozważając transport promieniowania w niezdegenerowanej warstwie powyżej brzegu. Zakłada się, tam przybliżenie gazu doskonałego dla zjonizowanego gazu bez wodoru i helu ($\mu = 2$), które w zapiszemy w bezwymiarowej formie,

$$p_{18} \equiv \frac{p}{1 \times 10^{18} \text{c.g.s.}} = 0.416\rho_3 T_7, \quad (412)$$

brak konwekcji i proste potęgowe prawo nieprzezroczystości

$$\kappa = \kappa_0 \rho^q T^{-s}.$$

Postępując dalej tak jak w zadaniu z rozdziału 11.2.1, całkuje się wyrażenie na gradient temperatury

$$\nabla_{\text{rad}} \equiv \frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{3\kappa L p}{16\pi G a c M T^4}$$

i zaniedbuje wyrazy na górnym brzegu warstwy, co jest uzasadnione jeśli $q > 0$, $s > 0$ i przyrost ciśnienia dostatecznie duży. Tak otrzymuje się

$$T^{s+q+4} = \frac{3\kappa_0 L}{16\pi G a c M} \left(\frac{k}{2m} \right)^q \frac{s+q+4}{q+1} p^{q+1}. \quad (413)$$

Przyjmuje się dalej, prawo Kramersa dla przejść swobodno-związanych dane wzorem (180), a więc w domyśle, że ciężkie pierwiatki nie są jeszcze całkowicie zjonizowane. Z tego wzoru przy $X = Y = 0$, wynika

$$\kappa_0 = 4 \times 10^{25} \text{ c.g.s.K}, \quad q = 1, \quad s = 3.5.$$

Używając tych i innych potrzebnych stałych w (413), dostajemy zależność, politropową postaci

$$p_{18} = \tilde{\mathcal{K}} T_7^{4.25}, \quad (414)$$

gdzie

$$\tilde{\mathcal{K}} = 5.7 \times 10^{-3} \sqrt{\frac{L_{\odot}}{L} \frac{M}{M_{\odot}}}.$$

Z prawem Kramersa dla przejść swobodno-swobodnych mielibyśmy tę samą formę tylko, z powodu mniejszej o czynnik ~ 300 wartości κ_0 , dostalibyśmy $\tilde{\mathcal{K}}$ o czynnik ~ 17 większe. Z pomocą (412) dostajemy następujący związek politropowy

$$\rho_3 = 2.4\tilde{\mathcal{K}}T_7^{3.25},$$

który wraz z (411), pozwala na wyliczenie parametrów na brzegu zdegenerowanego jądra. Mamy stąd w szczególności,

$$T_{7,b} = \left(\frac{0.21}{\tilde{\mathcal{K}}}\right)^{4/7} = 10.9 \left(\frac{L}{L_\odot} \frac{M_\odot}{M}\right)^{2/7}. \quad (415)$$

Ze względu na wysokie przewodnictwo cieplne elektronów, można w prostych modelach przyjąć, że wnętrze białego karła jest izotermiczne z $T = T_{7,b}$.

zadanie Zakładając, że biały karzeł jest zbudowany tylko z węgla, proszę wyliczyć masę i grubość niezdegenerowanej otoczki w funkcji masy całkowitej i temperatury efektywnej. Niezdegenerowana otoczka stanowi warstwę izolującą, regulującą tempo stygnięcia białych karłów. Im większa w niej nieprzezroczystość tym mniejszy strumień przy danej temperturze wewnątrz i tym wolniejsze stygnięcie.

Stygające białe karły przesuwają się na diagramie H-R wzdłuż linii stałego promienia, świecąc na koszt energii wewnętrznej jonów. Kolejnym przybliżeniem stosowanym w prostych modelach jest skorzystanie ze wzoru (136) na promień białego karła dla przypadku całkowicie i nierelatywistycznie zdegenerowanych elektronów,

$$\frac{R}{R_\odot} = 1.25 \times 10^{-2} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/3}.$$

Stąd i z $L \propto T_{\text{eff}}^4 R^2$ wynika następujący wzór na tor ewolucyjny

$$\log \frac{L}{L_\odot} = 4 \log \frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} - \frac{2}{3} \log \frac{M}{M_\odot} - 3.8 \quad (416)$$

Ponieważ rozkład masy białego karła nie ulega zmianie, jego energia grawitacyjna jest stała. Przy pełnej degeneracji elektronów, zapas energii zawarty jest jedynie w niezdegenerowanych jonach. Zaniedbując oddziaływania elektrostatyczne, możemy skorzystać z przybliżenia gazu doskonałego i na energię wewnętrzną jednostki masy wziąć wyrażenie

$$u = \frac{3k}{2\mu_j m} T,$$

gdzie μ_j oznacza średni ciężar molekularny jonów (tu przyjmujemy 12). Mamy więc

$$\mathcal{U} = \frac{k}{8\mu_j m} M T_{7,b}. \quad (417)$$

Skalę czasową chłodzenia wyznacza iloraz

$$\frac{\mathcal{U}}{L} \equiv \tau_{\text{cool}}.$$

Po skorzystaniu ze wzoru (415) na $T_{7,b}$, znajdujemy

$$\tau_{\text{cool}} = 1.9 \times 10^7 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \frac{L_{\odot}}{L} \right)^{5/7} \text{ lat.} \quad (418)$$

lub też eliminując L z pomocą (416)

$$\tau_{\text{cool}} = 9.8 \times 10^9 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{5/21} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} \right)^{-20/7} \text{ lat.} \quad (419)$$

Ewolucja w fazie białego karła trwa długo. Dane o tych obiektach wykorzystuje się do oceny wieku systemów w których występują. W zaawansowanej teorii ewolucji białych karłów uwzględnia realistyczne modele otoczek, częściową degenerację elektronów, oraz krystalizację jonów. Ten ostatni efekt spowalnia proces stygnięcia.

Ważnym epizodem w ewolucji białych karłów jest wzbudzanie oscylacji, co zdarza się w pewnych przedziałach T_{eff} , zależnych od składu chemicznego warstw zewnętrznych (obiekty DOV, DBV, DAV na rysunku 20). Dane o pulsacjach wykorzystuje się do wyznaczania mas gwiazd i parametrów charakteryzujących ich wewnętrzną strukturę. Niezmienność okresów wykorzystuje się do znajdowania ograniczeń na niestandardową fizykę.

16.5 Końcowe fazy ewolucji gwiazd masywnych

Minimalna masa początkowa (M_0), przy której produktem końcowym ewolucji jest gwiazda neutronowa zależy od początkowej względnej obfitości pierwiastków ciężkich (Z_0) i szybkości rotacji. Wartość Z_0 na tempo utraty masy, zarówno w fazie ciągu głównego (MS), jak i AGB. Rotacja wpływa przede wszystkim na zasięg mieszania produktów nukleosyntezy. Ocena obydwu efektów jest stale niepewna. Nawet wtedy gdy efekty rotacji są nieistotne, mieszanie pierwiastków poza granicę jądra konwektywnego zachodzi, ale jego zakres jest przedmiotem debaty.

Z ostatnich obliczeń modelowych, przeprowadzonych z $Z_0 = 0.02$ i z zaniedbaniem mieszania poza granicę jądra konwektywnego wynika, że do zapalenia węgla dochodzi przy $M_0 \gtrsim 7M_{\odot}$. Poniżej tej granicznej wartości, utrata masy w sprawie, że faza AGB kończy się zanim masa węglowo-tlenowego jądra zbliży się do granicy Chandrasekhara, M_{Ch} . Przy $M_0 \approx 8M_{\odot}$ zapalenie węgla ma miejsce w warstwie nad chłodniejszym, z powodu emisji neutrin, zdegenerowanym jądrem. Dzieje się to w czasie, lub wkrótce po wnikięciu konwektywnej otoczki do warstw nukleosyntezy (SDU). Jądro jest zbudowane głównie z ^{16}O , ^{20}Ne i ^{24}Mg . Gwiazda kontynuuje ewolucję jako jasny obiekt AGB (super-AGB), a po utracie niemal całej otoczki, kończy ewolucję jako biały karzeł.

Przy masach początkowych a przedziale $8M_{\odot} \lesssim M_0 \lesssim 25M_{\odot}$ końcowym produktem ewolucji jest gwiazda neutronowa (GN). Wyniki dotyczące obliczeń końca ewolucji dla gwiazd bardziej masywnych zależą silnie od Z_0 i od szczegółów kodu. GN może powstać przejściowo, ale ostatecznym produktem ewolucji jest najczęściej czarna dziura (BH), lub w pewnym przedziale mas powyżej

$M_0 = 100M_\odot$, tylko materia rozproszona. Powstanie GN czy BH jest związane z utratą stabilności dynamicznej jądra i wybuchem gwiazdy jako supernowa.

W przedziale mas początkowych w przedziale $8M_\odot \lesssim M_0 \lesssim 10M_\odot$ zapalenie węgla zachodzi przed jeszcze przed SDU. Masa jądra zbliża się do M_{Ch} . Następuje, utrata stabilności dynamicznej spowodowana przechwytem elektronów przez izotopy ^{20}Ne i ^{24}Mg . Supernowe związane z tym procesem nazywa się *Electron-capture supernovae*.

Dla gwiazd o masach $M_0 \gtrsim 10M_\odot$ zapalenia węgla zachodzi w jądrze, w którym elektrony nie są zdegenerowane. Stabilna nukleosynteza postępuje, aż do wytworzenia jąder żelaza, z wyjątkiem wspomnianego przedziału mas początkowych. Gwiazdy, w których konwektywnych jądrach zachodzi $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, tracą większość produkowanej energii w formie neutrin, nie są więc bardzo jasne. Ta faza ewolucji trwa krótko (100 lat). Następne fazy syntez jądrowych trwają już poniżej roku. Mamy skąpe dane obserwacyjne o obiektach znajdujących się w fazach ewolucji poprzedzających wybuch (presupernowych). Najwięcej wiemy o gwiazdzie, która wybuchła jako supernowa SN1987A. Była ona błękitnym nadolbrzymem typu B2 o jasności $L = 1.1 \times 10^5 L_\odot$, a więc nie różniącą się od typowych błękitnych nadolbrzymów znajdujących się we wcześniejszych fazach ewolucji. Jeszcze niższą jasność ($L = 3 \times 10^4 L_\odot$) wyznaczono dla gwiazdy, która wybuchła jako supernowa 2003gd.

Utrata stabilności dynamicznej jąder żelaznych związana jest z obniżeniem Γ_1 spowodowanym foto-dezintegracją Fe ($\gamma + ^{56}\text{Fe} \rightleftharpoons 13^4\text{He} + 4n$, $\gamma + ^4\text{He} \rightleftharpoons 2^1\text{H} + 2n$) i neutronizacją ($p + e^- \rightarrow n + \nu$). Gwiazda wybucha jako supernowa typu II, jeśli zachowała otoczkę wodorową ($M_0 \lesssim 25M_\odot$ dla gwiazd populacji I), albo typów Ib czy Ic (silniejsze czy słabsze linie He). Odrzucona otoczka zawiera jądra ciężkich pierwiastków powstałych w procesach stabilnej nukleosyntezy i szybkiego przechwyty neutronów (procesy r). Typowa ilość energii wydzielonej w wybuchu supernowej typu II jest rzędu 10^{53} erg. Fotony i ekspandująca otoczka unoszą niewielki ułamek ($\lesssim 0.01$) wyzwolonej energii. Większość przypada na neutrina.

16.6 Ewolucja gwiazd populacji III

Spodziewamy się, że pierwsze gwiazdy utworzone z materii pozbawionej pierwiastków ciężkich mogły mieć znacznie wyższe masy początkowe i przeżyć całą ewolucję, aż po kolaps jądra bez znaczącej utraty materii.

Obecność ciężkich pierwiastków wpływa na tempo chłodzenia, a zatem na temperaturę materii z której powstają gwiazdy. Zapadający się obłok podlega fragmentacji na elementy, których masa przekracza *Masę Jeansa*,

$$M_J = G^{-1.5} v_a^3 \rho^{-0.5} = \left(\frac{\Gamma_1 k}{G \mu m} \right)^{1.5} \left(\frac{T^3}{\rho} \right)^{0.5}.$$

Z gorącego gazu mogą powstać tylko masywne gwiazdy.

Duża utrata masy, zarówno w fazie ciągu głównego jak i AGB, związana jest z obecnością pierwiastków ciężkich w atmosferze. Nie znamy liczbowego

ograniczenia na masę gwiazd populacji III wieku zero, oprócz relatywistycznej granicy stabilności dynamicznej, $2 \times 10^5 M_\odot$. W fazie ciągu głównego w gwiazdach o masie $\gtrsim 100 M_\odot$ niestabilność pulsacyjna związana z działaniem mechanizmu ε . Pulsacje mogą prowadzić do utraty masy, ale nie potrafimy ocenić jej tempa.

Modele ewolucyjne gwiazd populacji III konstruowane m.in. przez Hegera i in, (2003). Utarta masy przed wybuchem supernowej była całkowicie pomijana. W gwiazdach masywnych cykl p-p nie wytwarza mocy potrzebnej do utrzymania równowagi cieplnej. Równowaga jest osiągana po przekroczeniu temperatury $T_9 \approx 0.2$ w centrum gwiazdy, kiedy efektywny staje się cykl 3α . Dopiero po wyprodukowaniu pewnej ilości jąder węgla i tlenu, przy $Z \approx 10^{-10}$ głównym źródłem staje się cykl CNO.

Graniczne masy dla różnych wersji zakończenia ewolucji ulegają pewnemu obniżeniu. Dla gwiazd masywnych istnieje specyficzna forma końca ewolucji. W jądrach gwiazd o masach początkowych

$$140_\odot \lesssim M_0 \lesssim 260 M_\odot$$

już przed zapaleniem tlenu, temperatura przekracza znacznie $T_9 = 1$, co prowadzi do masowej kreacji par w procesie $\gamma \rightarrow e^- + e^+$, prowadzącym do obniżenia wykładnika adiabaty poniżej $4/3$. Obliczenia pokazują, że dynamiczna niestabilność prowadzi do eksplozji i rozproszenia całej materii gwiazdy.