

Fyzika chladných hvězd

Vladimír Štefl

1. Úvod	2
1.1. Hvězdy spektrální třídy K.....	2
1.2. Hvězdy spektrální třídy M.....	3
2. Hvězdy do příchodu na hlavní posloupnost.....	5
2.1. FU Ori 1937.....	7
2.2. T Tauri.....	8
3. Červení trpaslíci.....	14
3.1. Stavba červených trpaslíků.....	14
3.2. Spektra a atmosféry červených trpaslíků.....	15
3.3. Vývoj červených trpaslíků.....	18
4. Hnědí trpaslíci.....	22
4.1. Hvězdy nebo planety.....	22
4.2. Spektra a atmosféry hnědých trpaslíků.....	25
4.3. Vývoj charakteristik hnědých trpaslíků s časem.....	27
5. Hvězdy asymptotické větve obrů.....	31
6. Červení obři.....	43
6.1. Proč se hvězdy stávají červenými obry.....	43
6.2. Spektra a atmosféry červených obrů.....	44
7. Červení veleobři.....	51
8. Uhlíkové hvězdy.....	52
9. Dlouhoperiodické proměnné hvězdy.....	62
9.1. Vývojová stadia dlouhoperiodických proměnných hvězd.....	64
9.2. Spektra a atmosféry dlouhoperiodických proměnných hvězd.....	66
9.3. Výklad pulzací dlouhoperiodických proměnných hvězd.....	77
9.4. Úbytek hmoty dlouhoperiodických proměnných hvězd.....	84
10. Hvězdný vítr chladných hvězd.....	87
10.1. Hvězdný vítr urychlovaný prachem.....	88
10.2. Hvězdný vítr urychlovaný zvukovými vlnami.....	88

1. Úvod

Proč se zabýváme astrofyzikou chladných hvězd? Významná je jejich početnost, například z **nejbližších čtrnácti hvězd našemu Slunci**, vyjma dvojhvězdy Sírius α CMa A A1 V a B DA, α Cen A G2 V a α CMi, jsou všechny ostatní chladné hvězdy pozdních spektrálních tříd (především červených trpaslíků), tedy **deset zbývajících**. Seznam nejbližších hvězd:

hvězda	vzdálenost [pc]	hvězdná velikost [mag]		spektrální třída
		m	M	
Proxima Centauri	1,29	11,01	15,45	M 5 Ve
Rigel Centaurus (α Cen A)	1,35	- 0,01	4,34	G 2 V
(α Cen B)	1,35	1,35	5,70	K 1 V
Barnardova hvězda	1,82	9,54	13,24	M 5 V
Gl 411	2,56	7,49	10,46	M 2 Ve
Sírius A (α CMa A)	2,64	- 1,44	1,45	A 1 V
Sírius B (α CMa B)	2,64	8,3	11,2	DA
Gl 729	2,97	10,37	13,00	M 4,5 Ve
ϵ Eri	3,22	3,72	6,18	K 2 V
Gl 887	3,29	7,35	9,76	M 2 Ve
Ross 128	3,34	11,12	13,50	M 4,5 V
61 Cyg A	3,48	5,20	7,49	K 5 Ve
α CMi	3,50	0,40	2,68	F5 IV – V
61 Cyg B	3,50	6,05	8,33	K 7 Ve

1.1. Hvězdy spektrální třídy K

K početné skupině hvězd spektrální třídy K patří výrazné hvězdy na obloze K obří, například Aldebaran α Tau K5 III, Arcturus α Boo K1 III, Dubhe α UMa K0 III, Kochab β Umi K4 III, známá dvojhvězda 61 Cygni K5 V a K 7 V, u které Bessel poprvé určil roční paralaxu, tudíž vzdálenost. Výše uvedené objekty lze pozorovat jako oranžové až načervenalé.

Hvězdy jsou zajímavé ze spektroskopického hlediska, v jejich čárových spektrech pozorujeme molekulární čáry, u K obrů jsou dominantní zejména CN a CO. Zářivý výkon hvězd určujeme různými způsoby, nejpoužívanějším indikátorem je pás CN 421,6 nm.

Zatímco, ve **spektrech hvězd hlavní posloupnosti** viz obr. dole **chybí**, **objevuje se u obrů** (uprostřed) a následně již **není pozorovatelný u veleobrů**.

Rozdílnosti povrchových teplot hvězd lze demonstrovat na závislosti relativní intenzity absorpčních čar ve spektrech hvězd hlavní posloupnosti.

Ve spektru Slunce spektrální třídy G2 V mimo jiných pozorujeme – CN (kyanogen), CO (oxid uhelnatý), Spektrální třída K5 – TiO (oxid titanatý), dominuje u spektrální třídy M, MgH (hydrid magnézia).

Ve spektrech chladných hvězd jsou přítomny u absorpčních čar H a K Ca II rovněž emisní čáry.

V roce 1956 O.C.Wilson a V. Bappu objevili, vztah dnes po nich nazývaný, který charakterizuje empirickou lineární závislost mezi absolutní hvězdnou velikostí a logaritmickou šířkou chromosférických emisí čar H a K Ca II především u hvězd s chromosférickou aktivitou. Jde o lineární vztah mezi absolutní hvězdnou velikostí (pozdních spektrálních tříd) a šířkou čáry K_3 , která je na vrcholu emisního jádra čáry K_2 .

Statistická korelace vyjádřená obecně pomocí lineární regrese má podobu $M_v = (a \pm \delta a) \log W + (b \pm \delta b)$, kde W je šířka jádra emisní čáry v km.s^{-1} , měřená při základně W_0 , δa , δb jsou disperze a a b .

2. Hvězdy spektrální třídy M

Nejjasnější z chladných červených hvězd se vyznačují $5 \cdot 10^{10}$ krát větším zářivým výkonem než hvězdy téže spektrální třídy s nejnižší jasností. K takovým hvězdám patří veleobr Betelgeuse M 2 Iab či veleobr Antares M1 Ib, velikost jejichž poloměrů je srovnatelná s poloměrem dráhy Jupitera kolem Slunce. Jedním z největších zářivých výkonů se vyznačuje veleobr μ Cephei M2 Ia, s absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí 10 mag.

Dále do skupiny chladných hvězd patří červení trpaslíci spektrální třídy M, které pouhým okem pozorovat nelze, ale jejich početnost v Galaxii je výrazná.

Spektra chladných hvězd jsou komplexní, tedy obsahují velký počet molekulárních i atomárních čar. Například spektra Betelgeuse M2 Iab a známé dlouhoperiodické proměnné Omicron Ceti – Mira M 7 IIIe, jejíž poloměr je srovnatelný s poloměrem dráhy Marsu, obsahují tisíce absorpčních čar. Mira je dlouhoperiodickou proměnnou s periodou ≈ 300 dnů, změna jasnosti ve vizuální hvězdné velikosti dosahuje (3 – 10) mag. Jde o fyzickou dvojhvězdu, druhou složkou je bílý trpaslík, obíhající ve vzdálenosti 70 AU, Karovska 1997, obrázek v závěru textu.

Mira patří k sledované skupině hvězd dlouhoperiodických proměnných typu Mira, spektrálních tříd K a M, nejčastěji spektrálních tříd M1 – M6, zářivých výkonů $\approx 10^{2-3} L_{\odot}$. Jde o červené obry, veleobry, v stadiu před zapálením héliové slupky obou populací I a II. Typické teploty mirid jsou řádově $\approx 2\,000$ K, nejčastější jsou typické periody pulsací přibližně v intervalu (100 – 700) dnů, charakteristická perioda je zhruba 300 dnů. Periody jsou v korelaci se spektrální třídou, chladnější a větší hvězdy se vyznačují delšími periodami pulsací.

Zářivé výkony mirid s klesající teplotou narůstají, miridy spektrální třídy M8 se vyznačují 6 x větší jasností než M1. Z toho vyplývá, že chladnější hvězdy s většími zářivými výkony musí mít větší poloměry, u M1 $\approx 100 R_{\odot}$ zatímco u M8 zhruba $\approx 500 R_{\odot}$.

Ne všechny hvězdy – obři spektrální třídy M jsou miridy, např. β And M0 III je normálním červeným obrem, bez změn vnitřní struktury hvězdy nezbytných pro pulzace.

Jestliže primárním znakem obrů je proměnnost, pak sekundárním je ztráta hmoty, což prokazují spektra z optické oblasti spektra. Ještě lepším důkazem tohoto jevu je pozorování v infračervené a rádiové oblasti. V obálkách kolem hvězd se nacházejí prachové částice silikátů a uhlíků. Příkladem jsou OH/IR hvězdy, pojmenované podle silné emise v čarách hydroxyly OH a vyzařování v infračervené oblasti. U uhlíkových hvězd, které jsou bohaté na molekuly, můžeme identifikovat na 20 různých typů molekul, i komplikovaných, jako NC_7A nebo CH_3CN . Rychlost úbytku hmoty a formování obálek, ve kterých se takové molekuly vytvářejí, může dosáhnout až $10^{-5} M_{\odot}/rok$.

V uvedených chladných hvězdách s velkými poloměry vznikají v jejich nitrech různé prvky, dochází tak ke změnám chemického složení. V mnoha z nich probíhá tzv. „promíchávání“, obohacování povrchových vrstev prvky – produkty vznikajícími při termonukleárních reakcích v nitru. Uhlíkové hvězdy jsou čistým produktem těchto procesů, prvky jsou vytvářeny při hoření helia v nitrech hvězd.

Vývojovou etapou obrů respektive veleobrů hvězdy procházejí relativně rychle, zhruba (10 – 100) milionů roků, následně se mění na bílé trpaslíky či neutronové hvězdy.

Spektrální třídy L, T patří především hnědým trpaslíkům. Jde o hvězdy s extrémně malými poloměry, známe jich již stovky, s dosud nejnižší nalezenou teplotou 700 K, zářivým výkonem $10^{-6} L_{\odot}$.

3. Hvězdy do příchodu na hlavní posloupnost

Objasnění základních vlastností hvězd vyžaduje pochopení způsobu jejich vzniku. Teprve v posledních desetiletích zásluhou pokroku při výpočtech teoretických modelů gravitačně kolabujících mračen, díky možnostem pozorování vedle optické především v infračervené a mikrovlnné oblasti spektra byly pochopeny kvantitativní znaky procesu vzniku a formování hvězd.

Příchod hvězd na hlavní posloupnost je vývojovým stadiem, ve kterém se rychlé smršťování jádra již zastavilo, hlavní část energie se uvolňuje v jádře. Centrální teplota je však ještě nedostatečná pro rozvinutí termonukleárních reakcí. Podle prací Hayashiho 1961 předpokládáme, že přenos energie v tomto stadiu protohvězdy se uskutečňuje konvekcí. Obraz hvězdy před příchodem na hlavní posloupnost se přesouvá na H – R diagramu podél Hayashiho hranice, přičemž platí vztah $T_{ef} \approx M^{\frac{7}{31}} L^{\frac{1}{62}}$, kde T_{ef} je teplota smršťující se protohvězdy. Závisí slabě na hmotnosti a téměř nezávisí na zářivém výkonu, je přibližně rovna 2 000 K. Při tom vzniká jádro nacházející se ve stavu zářivé rovnováhy. V konečném důsledku smršťování objektu narůstá centrální teplota, až je dostatečná pro zapálení termonukleárních reakcí. Předpokládáme, že protohvězdy nacházející se ve stadiu konvektivního smršťování pozorujeme jako **hvězdy T Tauri**.

Gravitační kontrakce vede k uvolňování energie, podle viriálové věty jedna polovina je využita na zvýšení vnitřní energie.

$$L = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \frac{GM^2}{R} = -\frac{1}{2} \frac{GM^2}{R^2} \frac{dR}{dt}, \quad \text{při } L > 0 \Rightarrow \frac{dR}{dt} < 0 \Rightarrow \text{kontrakce hvězdy. Platí}$$

Stefanův-Boltzmannův zákon $L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4$. Odtud nalezneme změnu zářivého výkonu

$$\text{vzhledem k poloměru } \frac{dL}{dR} = \frac{4L}{T_{ef}} \frac{dT_{ef}}{dR} + \frac{2L}{R}. \quad \text{Při konvektivní rovnováze platí polytropní}$$

závislost, kontrakce je homologická.

Strukturu hvězdné atmosféry určují povrchové gravitační zrychlení a efektivní teplota. Při kontrakci předpokládáme, že efektivní teplota bude přibližně konstantní, proto v rovnici $\frac{dT_{ef}}{dR} \rightarrow 0$, hvězda se pohybuje vertikálně dolů na H-R diagramu, zářivý výkon $L \sim R^2$. Pro

$$\text{Hayashiho vývojové stopy platí } \frac{dT_{ef}}{dR} = \frac{dT_{ef}}{dL} = 0, \quad \frac{d \ln L}{d \ln R} = 2. \quad \text{V případě polytropní}$$

závislosti $n = \frac{3}{2}$ platí vztah $M^{\frac{1}{3}}R = konst.$, $\frac{d \ln R}{d \ln M} = -\frac{1}{3}$. Proto můžeme předchozí

rovnice upravit $\frac{dL}{dM} = \frac{2L}{R} \frac{dR}{dM} + \frac{4L}{T_{ef}} \frac{dT_{ef}}{dM}$. Provedeme analýzu různých vertikálních

Hayayshihových vývojových stop. Úpravou vztahů obdržíme $\frac{d \ln T_{ef}}{d \ln M} = \frac{1}{6}$, tedy existuje velmi slabá závislost efektivní povrchové teploty na hmotnosti.

Při sestupu dolů po Hayayshihových vývojových stopě teplota nitra homologických hvězd narůstá.

Platí $T = \frac{\mu M}{R}$, adiabatický gradient $\frac{dT}{dr} = -\frac{\mu M}{R^2}$. Teplotní gradient při přenosu záření

je $\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa\rho L(r)}{16\pi acT^3 r^2} \approx \frac{\kappa L \frac{M}{R^3}}{\left(\frac{\mu M}{R}\right)^3 R^2} \approx \frac{\kappa L}{\mu^3 M^2 R^2}$. Při vyšších hmotnostech hvězd

nastupuje přenos energie zářením, v tzv. Henyeyho vývojové stopě

$\frac{dL}{dt} = -\frac{a}{2} \frac{GM^2}{R^2} \left[-\frac{2}{R} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{d^2 R}{dt^2} \right]$, kde a vyjadřuje stupeň koncentrace ke středu v modelu.

Odtud úpravami obdržíme $\frac{d \ln L}{d \ln R} = -3$, $\frac{d \ln T_{ef}}{d \ln R} = -\frac{5}{4}$, $\frac{d \ln L}{d \ln T_{ef}} = \frac{12}{5}$. Vztahy

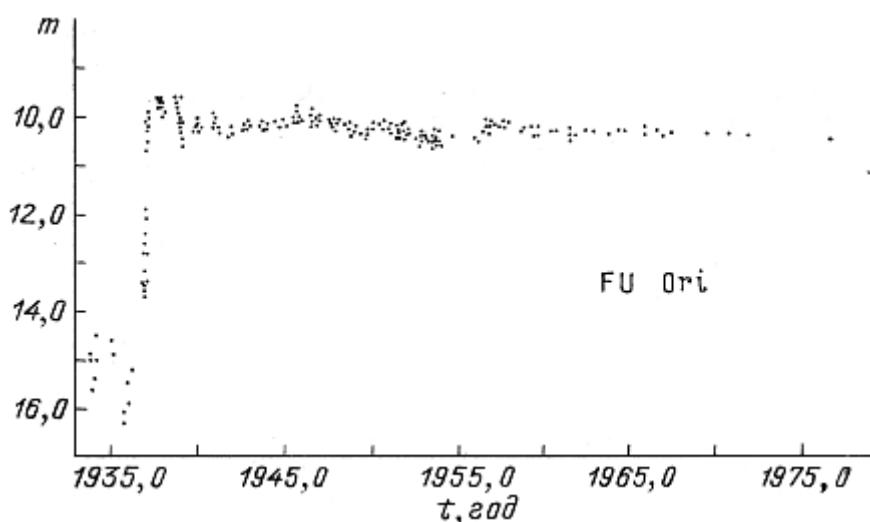
vyjadřují přesun obrazu hvězd v levé části H-R diagramu.

Rádiové emise radikálu OH umožňují sledovat okolí těchto objektů. V zárodečném prachoplynném mračnu existují malé (1 – 10) AU hustější oblasti, s počtem částic $\geq 10^{12} \text{ m}^{-3}$ a teplotou $\approx 40 \text{ K}$, v kterých je udržováno inverzní obsazení hladin infračerveným zářením centrální protohvězdy. Spontánní emisí přecházejí molekuly na metastabilní hladinu, která umožňuje vznik stimulované emise. V případě OH může dojít k maserové emisi mezi několika dvojicemi hladin, nejvýraznější je na frekvencích 1665,402 MHz a 1667,359 MHz, což odpovídá zhruba vlnové délce 18 cm.

Maserová emise vyžaduje, aby byl přítomen zdroj energie působící inverzní obsazení některé dvojice energetických hladin molekul a aby bylo molekulární mračno opticky (rádiově) tlusté. Stimulovaná emise převládne nad absorpcí a slabý tok záření o frekvenci blízké základní při průchodu molekulárním mračnem zesílí.

2.1. FU Ori 1937

Jde o objekt, u kterého během méně než 200 dnů došlo k zjasnění, změna jasnosti od hvězdné velikosti 16 mag do 10 mag, v posledních čtyřiceti rocích klesla jasnost o 1,5 mag. Tato hvězda se nachází v oblasti H II, temných mlhovin, bohaté na mladé hvězdy typu T Tauri. O hvězdě FU Ori neexistují dřívější pozorování před zvýšením jasnosti, šlo o slabou nepravidelnou proměnnou hvězdu. Soudobý teoretický výklad charakterizuje objekt jako mladou hvězdu ve stadiu hydrodynamického vývoje, která je obklopena prachoplynnou



obálkou, z níž čerpá hmotu. Posléze tlak záření obal odfoukne a hvězda zvýší povrchovou teplotu, rozzáří se ve optickém oboru, předtím je silným zdrojem infračerveného záření. Poloměr hvězdy je přibližně $(20 - 25) R_{\odot}$.

Jev spojený s FU Ori tedy zřejmě není náhlým odfouknutím cirkumstelární (okolohvězdné) obálky, spíše náhlou přestavbou fotosféry a také nitra hvězdy, o čemž svědčí proměnnost její hmotnosti. To ve svých důsledcích vede k velkému nárůstu zářivého výkonu.

Objekty tohoto typu nazýváme **fuory**, jde o řídce se vyskytující nestacionární hvězdy, nacházející se v raném stadiu vývoje. Dalším podobným objektem je např. V 1057 Cyg, viz obr, u které bylo pozorováno v roce 1970 zjasnění o 5,5 mag.

Zvláštní skupinou fuorů jsou hvězdy spektrálních tříd F – K, jako například Z CMa, V 1025 Tau, SU Anr, u jejichž čáry H_{α} pozorujeme typický profil P Cygni, hvězdy charakterizuje jejich poměrná rychlá rotace a přítomnost ve spektru čáry Li I 670,8 nm.

Na vývoj protohvězd, jejichž poloměry jsou stále ještě velké, aplikoval Larsen 1969 tzv. dynamické modely výpočtů. V nich klasická rovnice hydrostatické rovnováhy byla

zobecněna a rozšířena dodáním **urychlujícího členu** $\rho \frac{dv}{dt} = \rho \frac{d^2 r}{dt^2}$ v Eulerově rovnici

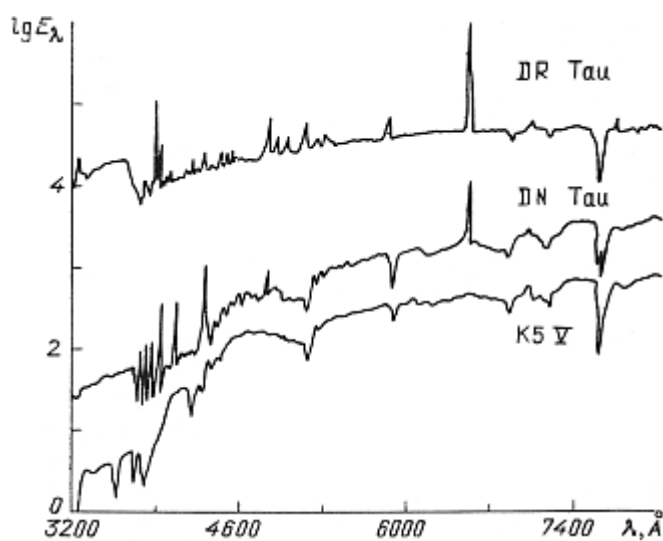
$\rho \frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{dP}{dr} - \rho G \frac{M}{r^2}$. Až teprve po dosažení hvězdou hlavní posloupnosti používáme „klasickou“ hydrostatickou rovnováhu.

2.2. Hvězdy T Tauri

V roce 1945 americký astrofyzik A.H. Joy popsal a definoval pozorované charakteristiky hvězd podle jejich prototypu T Tauri. Upozornil, že ve spektrech takových hvězd se nachází emisní čáry H_α . Pomocí spektrografu s objektivním hranolem objevil několik desítek obdobných hvězd.

Další významný přínos pro studium těchto hvězd přinesl známý americký astrofyzik G.H. Herbig, který proanalyzoval údaje o hvězdách T Tauri a v roce 1962 publikoval první souhrnný katalog těchto hvězd s uvedením charakteristik. Upřesnil kritéria, na základě kterých jsou hvězdy zařazovány do této skupiny.

1. spektrální třída G, K, M.
2. přítomnost ve spektru emisních čar Balmerovy série vodíku, nejintenzivnější je čára H_α a vápníku Ca II, K 393,4 nm a H 396,8 nm.
3. existence intenzivních emisních čar neutrálního železa Fe I 406,3 nm a Fe I 413,2 nm je specifickou zvláštností daného typu hvězd.



Jak je zřejmé, původní kritéria byla spektroskopická, přestože většina jasných hvězd T Tauri mění svoji jasnost a proto byly dříve zařazovány do zvláštní skupiny proměnných hvězd s rychlými a nepravidelnými změnami jasnosti., tzv. skupina orionových proměnných. Nejbližší pozorovanou takovou skupinou jsou hvězdy v souhvězdí Orionu.

V roce 1947 sovětský astrofyzik V. A. Ambarcumjan ukázal, že existují skupiny mladých hvězd, tzv. asociace, přesněji hvězdy T Tauri tvoří tzv. T – asociace.

Nejjasnější T Tauri hvězdy se nacházejí v blízkosti oblastí vzniku hvězd, takových mračen jako Taurus-Auriga ($r = 140$ pc), Lupus ($r = 190$ pc), Chameleon ($r = 160$ pc) podle Wichmann et al. 1998. Nejjasnější objekty se vyznačují $V \approx 8$ mag, pro typické T Tauri hvězdy $V \approx 10$ mag.

V současné době je známo přes 750 hvězd typu T Tauri, jde o hvězdy ve stadiu před příchodem na hlavní posloupnost. V druhém vydání katalogu z roku 1972, bylo 66 % hvězd spektrální třídy K, zhruba 30 % spektrální třídy M ($T_{\text{ef}} \approx 3\,500$ K) a pouze 4 % patřily ke spektrální třídě G ($T_{\text{ef}} \approx 6\,000$ K).

Odhadovaný počet hvězd T Tauri v naší Galaxii je asi 10^6 , průměrná ztráta hmoty jednotlivé hvězdy je $10^{-8} M_{\text{S}}$ za rok, tedy v celé Galaxii je celková ztráta $10^{-2} M_{\text{S}}$ za rok.

V základních charakteristikách se hvězdy T Tauri podobají hvězdám hlavní posloupnosti, jejich hmotnosti jsou menší než $3 M_{\text{S}}$, většinou leží v intervalu $(0,5 - 1,5) M_{\text{S}}$, typické hodnoty gravitačních zrychlení $\log g \approx (3,5 - 4,0)$ [cgs], jsou mírně menší než u hvězd hlavní posloupnosti. Rotační rychlosti jsou vesměs malé $v \sin i \leq 30 \text{ km.s}^{-1}$.

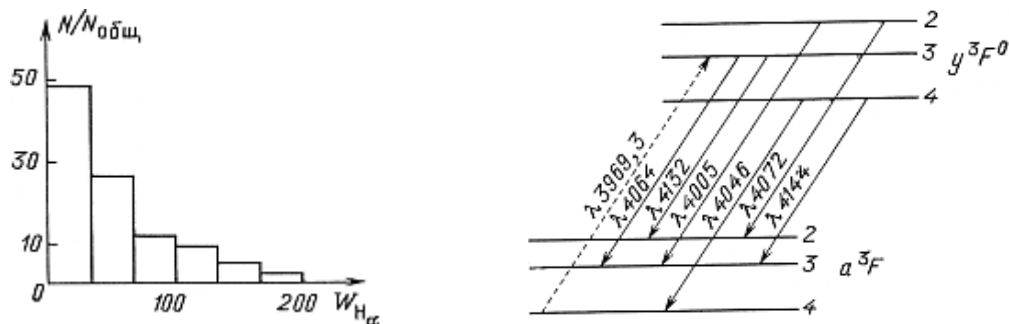
Typické spektrální třídy jsou od G do M. V dalších letech následoval podrobný spektroskopickým průzkum těchto hvězd, který přinesl nové kvalitativní ale i kvantitativní údaje.

Především byla zjištěna velmi intenzivní absorpční rezonanční čára Li I 670,8 nm, která dosvědčuje vysoký obsah tohoto prvku, který rychle vyhoří ve hvězdách po příchodu na hlavní posloupnost po zapálení termonukleárních reakcí syntézy vodík \rightarrow helium. Obsah lithia ve hvězdách klesá se stářím, v centrálních oblastech, kam je zanášeno konvektivními proudy, shoří při teplotách nad $3 \cdot 10^6$ K.

Na základě studia vysoce disperzní spektroskopie byla provedena jemnější klasifikace hvězd T Tauri. Při **ekvivalentní šířce EW čáry H_{α}** větší než 1 nm hovoříme o klasických T Tauri hvězdách (CTTS), zatímco při ekvivalentních šířkách menších než 1 nm jde o tzv. čárově slabé T Tauri hvězdy (WTTS), například V830 Tau s EW 0,3 nm.

U některých hvězd typu T Tauri, např. RU Lup, XZ Tauri, ekvivalentní šířka H_{α} převyšuje 20 nm, což odpovídá rychlostem několik stovek km.s^{-1} . Proto v blízkosti centrální hvězdy se

musí nacházet velké objemy plynů. V čáře H_α může hvězda vyzařovat až několik procent celkového zářivého výkonu hvězdy!



U jednotlivých hvězd tok záření v čáře H_α se může měnit s časem, čáry s různými excitačními potenciály se mohou chovat různě. Pravděpodobně to svědčí o výrazné stratifikaci fyzikálních podmínek v oblastech formování čárového emisního spektra.

Tvar profilů emisních čar je velmi různorodý, největší odlišnosti pozorujeme u čar Balmerovy série vodíku. Profil samotný je proměnlivý s časem, což je zdrojem obtíží při vytváření modelů vrstev atmosféry nad fotosférou.

Proč jsou čáry Fe I 406,3 nm a Fe I 413,2 nm, které podle Herbiga jsou jedním z klasifikačních znaků, tak intenzivní? Ze obrázku je patrné schéma energetických hladin Fe I, čáry vznikají při přechodu ze společné horní úrovně u $y^3F_3^0$. Tato horní hladina odpovídá druhé spektrální čáře železa, vznikající při přechodu z úrovně a^3F_4 . Vlnová délka je 396.926 nm, což o 0,08 nm převyšuje vlnovou čáry H Ca II. V důsledku absorpce kvant atomy železa získaných v širokém křídle intenzivní čáry H Ca II. hladina $y^3F_3^0$ je abnormálně obsazena, což vede k zvýšení jasnosti čar Fe I 406,4 nm a Fe I 413,2 nm. Tento mechanismus nazýváme fluorescencí. Tedy existence ve spektrech hvězd intenzivních čar Fe I 406,4 nm a Fe I 413,2 nm je podmíněna velkou šířkou čáry H Ca II. Fluorescenční čáry železa Fe I 406,4 nm a Fe I 413,2 nm pozorujeme v spektrech slunečních erupcí, při kterých prudce narůstá pološířka a intenzita čáry H Ca II.

Pro ilustraci ukažme výraznou proměnnost emisní čáry H_β velmi aktivní hvězdy TTS RU Lup, jde o 35 pozorování během 4 nocí, viz obr...

Značnou část hvězd T Tauri charakterizuje nadměrné, přebytečné záření v modré a infračervené oblasti spojitého spektra ve srovnání s hvězdami hlavní posloupnosti téže spektrální třídy. Na obrázku je vidět, že velikost nadbytečného záření v krátkovlnné části spektra se mění od hvězdy k hvězdě. Přibližně u 10 % hvězd intenzita nadbytečného záření

v kontinuu je tak veliká, že fotosférické čáry nejsou pozorovány vůbec. Typická změna hvězdných velikostí dosahuje (1 – 2) mag.

Jaké je astrofyzikální objasnění původu změn ? Čím hlouběji do lesa, tím více stromů. Použití nových pozorovacích metod spíše zvětšilo množství neřešených problémů.

V sedmdesátých letech byla přítomnost intenzivních emisních čar ve spektrech mladých nových hvězd T Tauri skutečností, že nad fotosférou se nacházejí vrstvy s vyšší teplotou, odkud pochází přebytečné záření v krátkovlnném rozsahu spojitého spektra.

Teorie Hayashiho předpokládá, že hvězdy typu T Tauri mají rozsáhlé konvektivní zóny, ve kterých rychlost pohybu hmoty podstatně převyšuje rychlost konvekce na Slunci. Proto byla vyzdvižena hypotéza, že nadbytečné záření v krátkovlnné oblasti a mohutné emisní spektrum hvězd T Tauri jsou podmíněny horkou plazmou v chromosférách. Přestože však dosud není plně objasněna problematika přenosu energie do chromosfér, jsou zřejmě jejich příčinou konvektivní zóny.

Vzhledem ke značné proměnnosti profilů vodíkových čar s časem se astrofyzikové snažili vytvořit model tzv. typické průměrné hvězdy T Tauri.

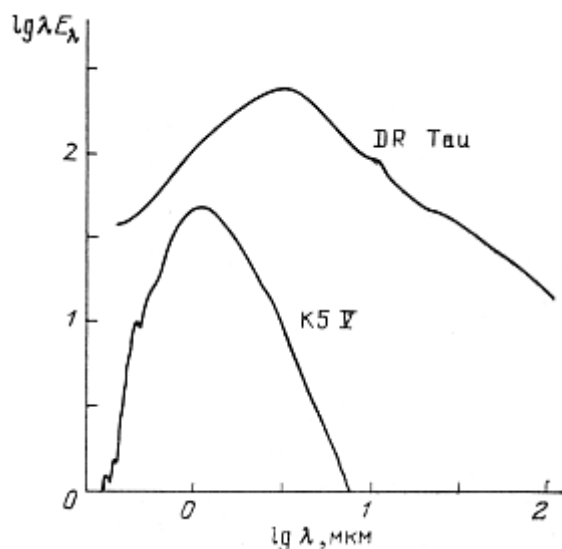
Americký astrofyzik L. Cuchi 1964 navrhl myšlenku, že v chromosférách hvězd probíhají neustálé eruptivní procesy, v jejichž důsledku je do okolního prostoru vyvrhována hmota s rychlostí $\approx 100 \text{ km.s}^{-1}$, v rozšiřující se obálce klesá teplota na $T \approx 10^4 \text{ K}$. Připomínáme, že mladé hvězdy ve stadiu T Tauri přetrvávají 10^7 roků a mají hmotnosti $M \approx 1 M_{\odot}$. Teoretické výpočty Cuchiho odhadovaly značné úbytky hmotností hvězd, což však nebylo pozorováními potvrzeno.

V ultrafialových spektrech hvězd T Tauri byly objeveny čáry iontů s vysokým stupněm ionizace, například Si III, Si IV, CIII, C IV, A V, pro jejichž existenci je nezbytná teplota 10^5 K . Podobné čáry pozorujeme ve spektru horních vrstev chromosféry Slunce. Hypotéza mohutných chromosfér hvězd T Tauri vyžadovala existenci korón s intenzivním rentgenovým zářením, které však nebylo prokázáno. Proto hypotéza chromosférického modelu byla koncem osmdesátých roků opuštěna.

Následně byla propracován model hvězd T Tauri, v kterém se předpokládá, že u nich probíhá akrece látky z prachoplynného disku obklopujícího hvězdu. Důvodem byla především interpretace infračervených pozorování těchto objektů, zjištěný přebytek energie v infračervené oblasti spektra ve srovnání s hvězdami hlavní posloupnosti.

Druhým důvodem byla pozorovaná polarizace záření hvězd T Tauri a Ae,Be hvězd Herbiga.

Z výpočtů kolapsu vyplývá, že v okolí mladých hvězd se musí zachovávat zbytky látky původního protohvězdného mračka. Prach částečně pohlcuje záření hvězdy a převyzaňuje ho



v infračervené oblasti. Proto existuje přebytek záření v této oblasti. Rozptýl záření na částech prachu objasňuje polarizaci.

Prachová obálka hvězd má zploštěný diskovitý tvar. Vnější hranice disků se rozprostírá na desítky a ojediněle stovky AU od hvězdy. Vnitřní část je vzdálena několik poloměrů hvězdy. Každá částice disku se pohybuje kolem hvězdy pod působením gravitační síly po

kruhové dráze s rychlostí $v = \left(\frac{GM}{r}\right)^{\frac{1}{2}}$. Přitom se úhlová rychlost mění se vzdáleností

$w \approx \frac{v}{r} \approx r^{-\frac{3}{2}}$, tudíž mezi částicemi vzniká třecí síla. Jejím důsledkem je disková akrece, při

kteří vnitřní vrstvy disku jsou bržděny vnějšími a padají postupně na hvězdu, což vede k uvolňování energie a vyvolává pozorované efekty.

Opakovatelnost intenzivních velkoměřítkových erupcí u hvězd T Tauri jakož i spektrální zvláštnosti např. fuorů vedly k hypotéze, že záblesky jsou vyvolány zvýšením tempa akrece látky z okolního disku. Předpokládáme, že tempo akrece u fuorů může dosahovat až $10^{-4} M_{\odot}$ rok⁻¹. Přitom vnitřní část disku se přeplyňuje látkou a stává se tlustou. Takový disk silně zastiňuje centrální hvězdu, proto pozorujeme nikoliv záření samotné hvězdy jako spíše souhrnné záření různých vrstev disku zahřátých na odlišné teploty.

Hvězdný vítr mladých hvězd se sráží se zbytky původního protohvězdného mračka, předává svůj impuls chladné látce v okolí hvězdy. Mladé hvězdy jsou zdroji intenzivního hvězdného větru, který do okolí hvězd přináší $10^{-8} M_{\odot}$ rok⁻¹ plynu. Předpokládáme-li, že

hvězda v tomto stadiu setrvává $3 \cdot 10^6$ roků, zbavuje se hvězda značné části své látky, především její disk.

Celková soudobá představa je poměrně složitá, předpokládá, že v rovníkové rovině hvězdy probíhá disková akrece zatímco ve směru kolmém látka od hvězdy odchází. Zřejmě důležitou roli zde hraje magnetické pole hvězdy.

Shrnuto v okolí mladých hvězd v závislosti na charakteristikách hvězdy, na magnetickém poli a akrečním disku probíhají složité astrofyzikální procesy.

Typické hodnoty středně pokročilých hvězd T Tauri:

hvězda	oblast	spektrální třída	T_{ef} [K]	$L [L_S]$	$R [R_S]$	$M [M_S]$	stáří 10^6
T Tauri	Taurus	G6	$(5\,700 \pm 140)$ K	$7,8 \pm 0,8$	$2,9 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,3$	$7,3 \pm 1,2$
SU Aur	Taurus	G1	$(5\,945 \pm 142)$ K	$7,8 \pm 1,0$	$2,6 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,2$	$8,7 \pm 0,7$
P2441	Ori	OB 1c	$(6\,115 \pm 167)$ K	$11,5 \pm 2,1$	$3,0 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,3$	$7,2 \pm 0,6$
GW Ori	λ Ori	G0	$(6\,030 \pm 170)$ K	$22,3 \pm 3,4$	$4,3 \pm 0,6$	$2,5 \pm 0,3$	$3,3 \pm 1,2$
GX Ori	λ Ori	G9	$(5\,410 \pm 275)$ K	$3,2 \pm 0,8$	$2,0 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,3$	$9,6 \pm 3,0$

Důležitou problematikou je studium hoření lithia ve fázi příchodu hvězdy na hlavní posloupnost. Proto byla prováděna analýza obsahu lithia u 53 hvězd T Tauri, především u čarově slabších WTTS. Ve zkoumaném souboru šlo o hvězdy spektrálních tříd K0 – M3, přibližně odpovídající hmotnostem mezi $(1,2 - 0,2) M_S$. Závěry výzkumu jsou následující.

1. U hvězd se zářivými výkony $L > 0,9 L_S$ je obsah lithia prakticky stejný. Střední hodnota $\log A(Li) = 3,1$ se shoduje s hodnotou pro obsah lithia ve vesmíru.
2. Byla potvrzena teorie hoření lithia ve fázi příchodu na hlavní posloupnost. Význam spotřebovávání Li vystupuje při hodnotách nižších než $0,5 L_S$ a hmotnostech $(0,9 - 0,2) M_S$ a narůstá směrem k nižším zářivým výkonům. Soudobé teoretické vývojové modely se nejeví konzistentní k pozorovaným hodnotám obsahu Li v celém rozsahu hmotností. Například při nižších hmotnostech $(0,4 - 0,2) M_S$ je pozorovaný zářivý výkon při hoření Li 4 x vyšší než předpokládají modely.

Dále byla sledována souvislost mezi obsahem lithia a rotací u T Tauri hvězd. Byl zjištěno, že nízký obsah lithia se vyskytuje pouze mezi hvězdami s nízkou hodnotou *v.sini*. U hvězd s rychlou rotací s hmotnostmi přibližně $0,8 M_S$ nebyly nalezeny observační potvrzení pro silné hoření lithia směrem k nižším zářivým výkonům.

Pozorování ukázala, že schopnost hoření lithia ve fázi příchodu na hlavní posloupnost v intervalu hmotnosti $(0,9 - 0,7) M_S$ je omezena na přítomnost rychlé rotace těchto objektů.

Příchod na hlavní posloupnost je závislý na hmotnosti. Pro hvězdy s nejvyššími hmotnostmi existuje omezení maximální hmotnosti.

Při dominanci tlaku záření v blízkosti povrchu platí $\frac{dP}{dr} = -\frac{\kappa\rho}{c} \frac{L}{4\pi r^2}$. Dále platí rovnice hydrostatické rovnováhy $\frac{dP}{dr} = -G \frac{M\rho}{r^2}$. Úpravou obdržíme výraz pro Edingtonův maximální zářivý výkon $L_{Ed} = \frac{4\pi Gc}{\kappa} M$. Hvězda ještě zůstává ve stavu zářivé rovnováhy za podmínky $L_{Ed} = 1,5 \cdot 10^{31} \frac{M}{M_S}$ [W]. Při $M = 90 M_S$ platí $L_{Ed} = 3,5 \cdot 10^6 L_S$.

3. Červení trpaslíci

Řadíme k nim především hvězdy hlavní posloupnosti spektrální třídy M, od M0 3 900 K po M8 s teplotou 2 600 K. K velmi známým červeným trpaslíkům patří Barnardova hvězda, trpaslík M5 V s největším známým vlastním pohybem 10,27“ za rok. Také k nim patří chladnější hvězdy spektrální třídy K, například dvojhvězda 61 Cygni K5 V a K7 V.

Přehledová tabulka vybraných červených trpaslíků.

Hvězda	viz. hv. v. [mag]	vzdálenost [pc]	spektrální třída	teplota [K]	hmotnost [M_S]
η Cas B	7,51	5,8	M0	3 800	0,19
Kruger 60A	9,85	4,0	M3	3 500	0,27
Barnardova hvězda	9,54	1,8	M5	3 100	
Wolf 630A	9,70	6,4	M4e	3 600	0,4
Rg 0050	21,5	19,9	M8	2 200	

3.1. Stavba červených trpaslíků

Červení trpaslíci, objekty s hmotností $M \leq 0,8 M_S$, s poloměrem (0,1 – 0,7) R_S , s centrálními hodnotami $\rho_c \approx (10^3 - 10^6) \text{ kg.m}^{-3}$ a $T_c \approx (10^6 - 10^7) \text{ K}$.

Pro představu o fyzikálních podmínkách u červených trpaslíků uvádíme, že u hvězdy s hmotností $0,6 M_S$ na povrchu ve spodní vrstvě fotosféry je teplota $\approx 4\,000 \text{ K}$ a hustota $\rho \approx 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ zatímco v centrální části teplota $T_c \approx 10^7 \text{ K}$ a hustota $\rho_c \approx 10^5 \text{ kg.m}^{-3}$. Při hmotnosti hvězdy $0,1 M_S$ je na povrchu ve spodní vrstvě fotosféry teplota $\approx 2\,800 \text{ K}$, $\rho \approx 10^{-2} \text{ kg.m}^{-3}$, v centrální části hvězdy teplota $T_c \approx 5 \cdot 10^6 \text{ K}$ a hustota $\rho_c \approx 10^5 \text{ kg.m}^{-3}$. Údaje vycházejí z předpokladu stejného obsahu kovů jako u Slunce.

V uvedených fyzikálních podmínkách, teplotních a hustotních intervalech, jsou molekulární vodík a helium stabilní ve vnějších částech hvězd. V centrálních oblastech, obsahujících více než 90 % hmotnosti hvězdy, jsou vodík a helium plně ionizovány. Vlastnosti takové látky musí být popisovány nejen pouze teplotní ionizací a disociací, ale hlavně tlakovou ionizací a disociací, v závislosti na rozložení hustoty a teploty v nitru.

Plně ionizovaná vodíko-heliová plazma je charakterizována plazmovým parametrem

$$\text{spojení } \Gamma = \frac{(Ze)^2}{akT} \approx \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} \frac{\rho_6^{\frac{1}{3}}}{T_8} \approx 0,5 - 5 \text{ pro klasické ionty, kde } a \text{ je střední vzdálenost iontů, } A$$

atomová hmotnost, ρ hustoty látky. Kvantový parametr spojení

$$r_s = \langle Z \rangle^{\frac{1}{3}} \frac{a}{a_0} = \frac{1,39}{\left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{\frac{1}{3}}} \approx 0,1 - 1, \text{ kde } a_0 \text{ je Bohrov poloměr elektronu a } \mu_e^{-1} \text{ je střední}$$

elektronová hmotnost pro degenerované elektrony, $\frac{1}{\mu_e}$ je průměrné číslo volných elektronů

$$\text{na nukleon. Třetím parametrem je tzv. parametr degenerace } \psi = \frac{kT}{kT_F} \approx 3 \cdot 10^{-6} T \left(\frac{\mu_e}{\rho}\right)^{\frac{2}{3}},$$

kde kT_F je Fermiho energie elektronu. Klasická Maxwell-Boltzmannova limita odpovídá limitě $\psi \rightarrow +\infty$, poněvadž $\psi \rightarrow 0$ odpovídá kompletní degeneraci. Ve zmíněných termodynamických podmínkách v nitru červených trpaslíků platí $\psi \approx (2 - 0,1)$.

3.2. Spektra a atmosféry červených trpaslíků

Více než 70 % hvězd z okolí našeho Slunce jsou červení trpaslíci spektrální třídy M. Tato početná skupina hvězd $0,08 M_{\odot} \leq M \leq 0,6 M_{\odot}$ společně s hnědými trpaslíky $M \leq 0,06 M_{\odot}$ může obsahovat podstatné množství baryonické hmoty v Galaxii. Výzkum spektra M trpaslíků je astrofyzikálně zajímavý z mnoha důvodů. Ověření teorie hvězdného vývoje a stavby hvězd, odhalení souvislostí a rozdílů mezi M trpaslíky a podmnžinou mladých hnědých trpaslíků, fyzikálního stavu plazmatu v jejich atmosférách při nízkých teplotách stejně jako chemických a fyzikálních procesů vzniku prachu, jsou pouze některé z této zajímavé problematiky.

Dominantním zdrojem opacity v optickém a infračerveném spektru M trpaslíků jsou diatomické molekuly jako TiO a VO stejně jako rotačně-vibrační pásy H₂O. Infračervená část spektra dále obsahuje absorpční pás CO.

Nízká teplota a vysoké tlaky ve fotosféře M trpaslíků vyvolávají řadu problémů při výpočtech přesných modelů atmosfér. Přítomnost molekulárních pásů komplikuje úpravy rovnice přenosu záření, molekulární koeficienty absorpce jsou závislé na frekvenci a tudíž aproximace tzv. šedé atmosféry užívaná pro hvězdy s větší hmotností není vhodná. Vysoká hustota atmosfér M trpaslíků umožňuje přítomnost absorpce vyvolané srážkovou indukcí, je zvláště komplikovaná.

Podívejme se blíže na problematiku spektroskopie podle Pavlenko and Jones 2002. Tradičně zajímavá je problematika určování izotopického poměru ¹²C / ¹³C. Jeho určování u M trpaslíků potenciálně dává možnost stanovení stáří hvězdy, tedy i místa v Galaxii, kde se nachází. Kvantitativní analýza vývoje ¹²C / ¹³C je možná rovněž pomocí studia CO pásů. Srovnání syntetického a pozorovacího spektra v intervalu (2,3 – 2,4) μm umožňuje diagnostiku efektivní teploty a metalicity M trpaslíků. Model 2 8000/5,0, log A (C) = - 3.28 dává pro model ¹²C / ¹³C ≈ 10.

K těmto výpočtům jsou v současné době používány modely atmosfér tzv. NextGen grid (Hauschildt et al. 1999) s užitím předpokladu LTE pro efektivní teploty (2 400 – 3 800) K . Pro modely bylo zvoleno log g = 5,0 a zastoupení kovů (metalicity) shodná se Sluncem. Výpočty syntetického spektra pomocí programu WITA6 (Pavlenko 2 000) s předpokladem LTE, hydrostatické rovnováhy, jednorozměrný model bez zdrojů či úbytků energie.

Profily molekulárních a atomárních čar jsou počítány užitím Voigtovy funkce H (a, v), parametry jejich přirozeného rozšíření C₂ a van der Waalsova rozšíření C₄ z databáze Kupka et al. 1999.

Všeobecná chemická rovnováha v atmosférách chladných hvězd závisí podstatně na C/O = log A (C) - log A (O) Tsuji 1973. V atmosférách chladných (T_{ef} < 3 600 K) kyslíkových hvězd C/O < 1, většina atomů uhlíku je vázána do CO molekul. CO a H₂O jsou nejčastěji se vyskytujícími molekulami obsahujícími kyslík.

Při teplotách atmosfér M trpaslíku T_{ef} > 2 600 K molekuly CO dominují četností ve srovnání s jinými molekulami obsahujícími kyslík (Tsuji 1973).

Teplota centrálních částí červených trpaslíků M je relativně nízká, T < 10⁶ K, tudíž z vodíkových reakcí běží pp řetězec, jehož hoření probíhá po dlouhou dobu. Tedy izotopický poměr ¹²C / ¹³C se nemění ani v časové škále Hubbleova času. Situace se stává odlišnou u

hvězd $M > 0,8 M_{\odot}$, kde již mohou začít probíhat reakce CNO cyklu, takže můžeme pozorovat změnu izotopického zastoupení C, A, O.

Model atmosféry používaný Pavlenkem 2002 vychází ze standardních klasických předpokladů Hauschildt et al. 1999, energie je přenášena v atmosférách zářením a konvekcí.

V práci Hauschildt, Allard & Baron 1999 je podrobně komentována síť planparalelních modelů atmosfér pro trpaslíky ($\log g \geq 3,5$) a teplotní interval $T_{\text{ef}} \approx (3\,000 - 10\,000)$ K, viz obr... Tyto modely jsou vhodné pro hvězdy hlavní posloupnosti případně pro podobry.

Při fitování nalezené hodnoty T_{ef} M trpaslíků se vyznačují vnitřní chybou ± 150 K, tabulka ukazuje efektivní teploty odvozené odlišnými metodami. Ze srovnání je zřejmé, že pozdní spektrální typy jsou příliš horké. Možné a pravděpodobné zdůvodnění spočívá v tom, že v atmosférách červených trpaslíků spektrální tříd s nižšími teplotami než u M6 patrně vzniká prach (Tsuiji 2002), který může absorbovat nebo rozptylovat záření. Prach mění strukturu modelů atmosfér M trpaslíků a tudíž i jejich spektra. Vnější vrstvy atmosfér pozdních M trpaslíků narůstají v důsledku „prachové“ opacity.

NLTE efekty mohou být zdrojem dalších chyb, Carbon et al. 1976 analyzoval NLTE efekty v čarách CO, přitom používal trochu zjednodušený model rotačně-vibračních hladin CO. Uvažoval model atmosfér červených obrů, kde jsou hustoty mnohem nižší než u červených trpaslíků.

Klasická standardní teorie promíchávání užívá model konvektivního přenosu energie v hrubé aproximaci (Bohm-Vitense 1958, Mihalas 1973 atd.). Novější modely Gustafssona a Jorgensona 1994 podávající přijatelnější zachycení opticky tenkého prostředí v chladných hvězdných atmosférách, jsou bohužel nevhodné k aplikaci na modely atmosfér M trpaslíků.

Zjednodušené přiblížení složitého jevu promíchávání lze podat následovně:

4. předpokládáme, že prostředí (atmosféra) se stává nestabilním v $r = r_0$, když objemový element stoupne o charakteristickou vzdálenost **L (délka promíchávání)** na $r = r_0 + L$
- b. přebytečná energie objemového elementu se uvolní do okolního prostředí
5. objemový element zchladne, vrátí se zpět dolů, znovu absorbuje energii a opět bude stoupat vzhůru

Při tomto procesu je teplotní gradient menší než při čistě zářivém přenosu energie. Tlaková

škálová výška $H = \frac{kT}{g m_H \mu}$, délku promíchávání parametrizujeme $\alpha = \frac{L}{H}$, kde relativní

posuvný parametr je zpravidla volen $\alpha = (0,5 - 1,5)$.

Při velkých hodnotách opacit v M trpaslicích je střední konvekce přibližně adiabatická pro hodnoty délek promíchávání (L) srovnatelných s atmosférickou tlakovou škálovou výškou.

Atmosféry a syntetická spektra M trpaslíků jsou velmi málo citlivé ke změnám L v typickém rozsahu atmosfér slunečního typu, tedy $L/H_p = (1,2 - 2,2)$ Brett 1995. Vedle toho ze srovnání modelů pozdních typů M trpaslíků vyplývá, že konvektivní zóna postupně ustupuje s klesající hmotností, zmenšuje se jejich zářivý výkon a se snižujícím se obsahem kovů klesá fotosférická opacita Allard 1990. V propočítaných modelech velmi chladných hnědých trpaslíků, jako příkladně pro G1229 B, zasahuje konvektivní zóna maximálně do optických hloubek řádově jednotek.

Spektroskopické a fotometrické vlastnosti M trpaslíků a na kovy chudých podtrpaslíků či hnědých trpaslíků, jsou relativně málo citlivé k detailům konvekce, Brett 1995. Jinak řečeno tyto hvězdy nejsou vhodnými laboratoři ke studiu konvekce.

3.3. Vývoj červených trpaslíků

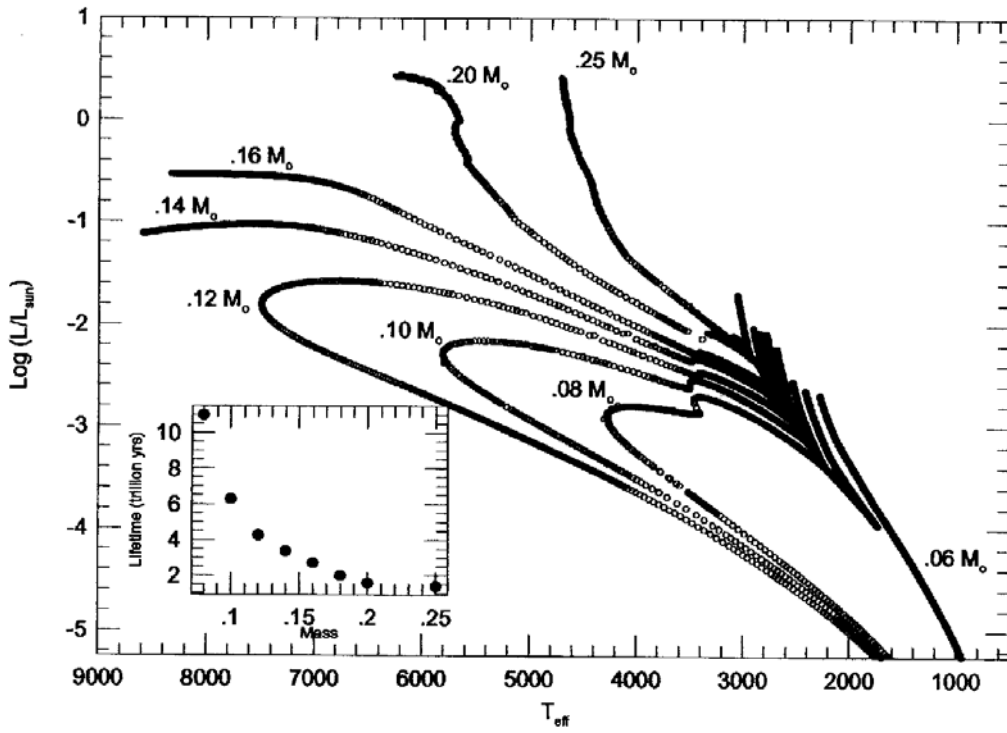
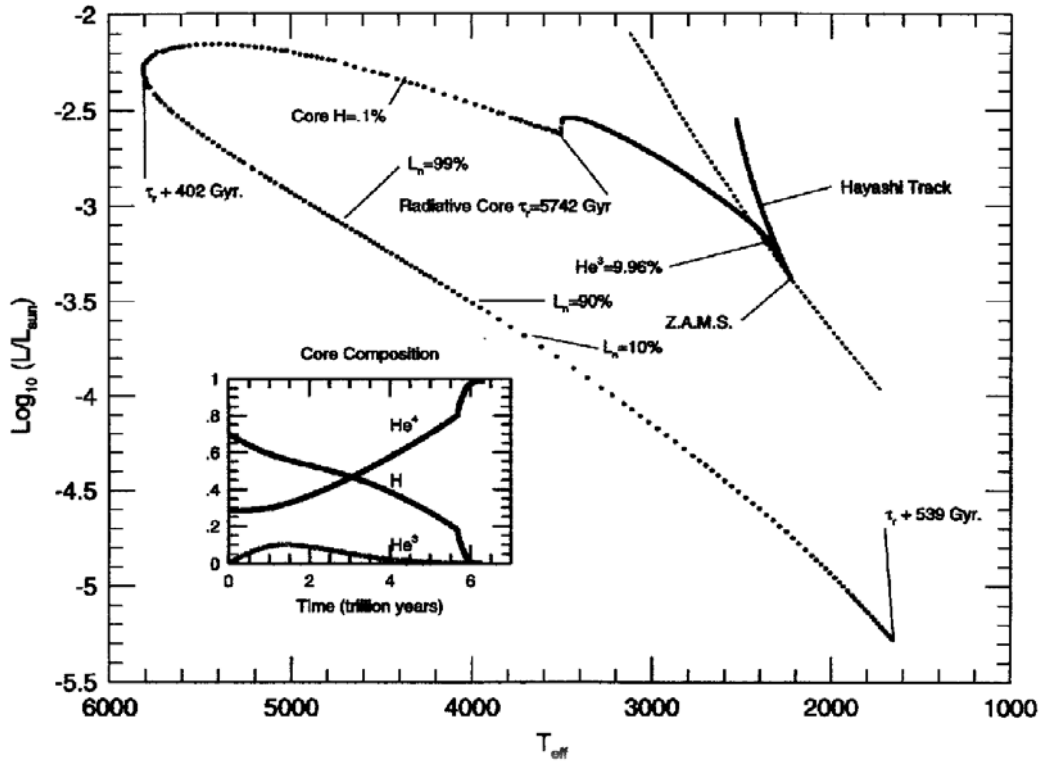
Červení trpaslíci jsou nejrozšířenějšími hvězdami v Galaxii a zřejmě i ve vesmíru. Výrazně převládají například v okolí Slunce, Henry et al. 1994, jde především o trpaslíky spektrální třídy M, z padesáti nejbližších hvězd naší Země je Slunce hvězdou s čtvrtým největším poloměrem. Jinak řečeno proces vzniku hvězd produkuje červené trpaslíky, hvězdy s nízkou hmotností. Teprve v posledním období především zásluhou P. Bodenheimera je věnována pozornost výpočtům hvězdného vývoje u těchto objektů,.

Časová škála vodíkového hoření $\tau_H \approx 10^{13}$ roků je pro minimální hmotnost hvězdy hlavní posloupnosti. Z výpočtů Bodenheimera 1997 vyplývá, že při hmotnostech $M < 0,25 M_S$ je hvězda plně konvektivní v podstatné části svého vývoje. Udržování konvekce vylučuje vznik a rozvoj velkých gradientů, umožňuje zcela nárůst Y helia v jejím obsahu.

Hvězdy o hmotnosti Slunce mají dobu pobytu na hlavní posloupnosti srovnatelnou se stářím vesmíru, 13,7 miliardy roků. Čím má hvězda menší hmotnost, tím je doba pobytu na hlavní posloupnosti delší, tudíž u červených trpaslíků musí být větší než je hubbleovský čas $10 \cdot 10^{10}$ roků.

Moderní éra výpočtů hvězdného vývoje začíná v Berkeley v šedesátých letech pracemi, jejichž základem je Lagrangian-Henyeyovo schéma, Henyey et al. 1964, standardní numerická metoda studia hvězdného vývoje. Bodenheimer následně vytvořil první počítačové modely. Později jeho žák G. Laughlin s využitím tabulek molekulárních opacit z Los Alamos při nízkých teplotách začal vytvářet modely hnědých trpaslíků, Laughlin & Bodenheimer 1993.

THE END OF THE MAIN SEQUENCE



Základní trendy vývoje M trpaslíků jsou zachyceny na obr., který demonstruje vývoj hvězdy s hmotností $0,1M_{\odot}$ na H – R diagramu. Především poznamenejme, že hvězda přetrvává konvektivní po dobu $5,74 \cdot 10^{12}$ roků. Důsledkem je přísun většiny nukleárního paliva po téměř celou dobu života na hlavní posloupnosti. Připomínáme, že u hvězdy o hmotnosti $1 M_{\odot}$ se využije na hlavní posloupnosti pouze 10 % vodíkového paliva.

Účinný průřez termonukleárních reakcí a tempo produkování energie jsou počítány podle Bahcalla 1989. Při centrální teplotě menší než $T \approx 8 \cdot 10^6$ K pp řetězec nedosahuje rovnováhy v reálné časové škále, reakční rychlost (tempo) reakce ${}^1_1H + {}^1_1H \rightarrow {}^2_1H + e^+ + \nu_e$ a reakce ${}^3_2He + {}^3_2He \rightarrow {}^4_2He + 2{}^1_1H$ jsou rozdílné. Výsledkem je, že v teplotním intervalu $(3-5) \cdot 10^6$ K narůstá množství 3_2He . Až při teplotách vyšších než $T \approx 8 \cdot 10^6$ K lze předpokládat, že pp řetězec bude v rovnováze.

Dalším důležitým poznatkem je, že červení trpaslíci s menší hmotností se po odchodu z hlavní posloupnosti nedostanou do stádia červených obrů. Místo toho se stanou modrými trpaslíky. Vývoj červených trpaslíků různých hmotností je zachycen na obrázku. Limitní hmotnost, při které se červený trpaslík stane červeným obrem leží v intervalu $(0,16 - 0,20) M_{\odot}$. Pro hvězdu s touto hmotností je doba pobytu na hlavní posloupnosti 10^{12} roků, zatímco při hmotnosti $0,08 M_{\odot}$ je doba $12 \cdot 10^{12}$ roků. Výpočty byly prováděny za předpokladu chemického složení těžkých prvků shodné se Sluncem. Jestliže při vývoji hvězdy obsah těžších prvků narůstá, doba pobytu na hlavní posloupnosti se stává delší.

Velmi zajímavá je vývojová stopa u hvězdy s hmotností $0,16 M_{\odot}$, kdy koncem jejího vývoje je její zářivý výkon téměř konstantní, dosahuje asi $1/3 L_{\odot}$.

Na obrázku jsou zachyceny Hayashiho vývojové stopy na H-R diagramu, při přechodu na posloupnost nulového stáří (Zero Age Main Sequence – ZAMS). Ta je definována tak, že u hvězd termonukleární reakce poprvé přispívají 100 % k celkovému zářivému výkonu hvězdy.

Po dvou miliardách roků kontrakce v případě naší hvězdy $0,1 M_{\odot}$ má v ZAMS povrchovou teplotu 2228 K, $\log \frac{L}{L_{\odot}} = -3,38$.

Za první miliardu roku po dosažení hlavní posloupnosti podíl obsahu 3_2He stále roste, viz obr. Protože při hmotnosti $0,1 M_{\odot}$ je hvězda zcela konvektivní, je izotop 3_2He promícháván v celé struktuře hvězdy, která se tak vyznačuje homogenním chemickým složením. Průměrná hodnota střední hmotnosti připadající na jednu částici μ stoupá, současně se zvyšuje zářivý výkon hvězdy. Po $1,38 \cdot 10^{12}$ rocích dosáhne obsah izotopu 3_2He svého maxima, 9,95 %,

Na základě výpočtů Bodenheimera bylo stanoveno, že vývoj červeného obra s nízkou hmotností vyžaduje splnění podmínek:

1. Nárůst zářivého výkonu jádra.
2. Existenci gradientu střední hmotnosti připadající na jednu částici μ mezi jádrem a obalem.
3. Existenci atmosférické opacitní, která je rostoucí funkcí teploty.

Změna charakteru vývoje hvězd nastává u modelů pro hmotnostní rozsah (0,16 – 0,20) M_{\odot} . Po dosažení degenerace v jádře tyto hvězdy pokračují v růstu teploty jádra, což je spojováno se zvětšováním zářivého výkonu. V souvislosti s tím jsou tyto přechodové hvězdy schopny produkovat stále větší rozšiřování poté, co se rozvíjí hoření vodíku v jádře.

Popišme význam atmosférické opacitní „zdi“ při vývoji červených obrů. Vyjdeme ze základních rovnic stavby hvězd. Platí $L = -4\pi r^2 \frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dr}$, kde parametry T , κ , ρ se

vztahují k dolní vrstvě atmosféry – fotosféře. Podle Renzini et al. 1992 můžeme odstranit, vyloučit závislost teplotního gradientu užitím rovnice hydrostatické rovnováhy zapsané ve

tvaru $-\frac{dT}{dr} = \frac{\mu GM}{r^2 A} \frac{1}{1+n}$, kde a je efektivní index polytropy charakterizující fyzikální

stavbu hvězdy, podle Schwarzschilda 1958. Při hrubém zjednodušení uvažujme, že index a je blízký konst. v čase pro danou hvězdu, viz Renzini et al. 1992. Kombinací obou rovnic

obdržíme pro zářivý výkon $L = \left(\frac{16\pi}{3}\right) \left(\frac{acG}{A}\right) \left(\frac{\mu M}{1+n}\right) \left(\frac{T^3}{\kappa\rho}\right)$. Tento vztah v zjednodušeném

modelu budeme aplikovat na hvězdné fotosféry.

Dále je užitečné vyjádřit opacitu $\kappa = C \rho^{\alpha} T^{\omega}$. Tedy opacita je zachycena jako rostoucí funkce teploty T , což platí v rozsahu námi zvažovaných fyzikálních podmínek.

Budeme se zabývat poloměrem hvězdy R , dále platí $\rho \approx \frac{M}{R^3}$, odkud upravíme $\rho \approx R^{-\gamma}$.

Úpravami obdržíme $\frac{\Delta L}{L} = (3 - \omega) \frac{\Delta T}{T} + \gamma(1 + \alpha) \frac{\Delta R}{R}$. Ze Stefanova-Boltzmannova zákona

obdržíme $\frac{\Delta L}{L} = 4 \frac{\Delta T}{T} + 2 \frac{\Delta R}{R}$. Po drobných úpravách získáme dvě rovnice $\frac{\Delta T}{T} = \frac{\alpha}{\omega + 5} \frac{\Delta L}{L}$

a $\frac{\Delta R}{R} = \frac{\omega + 1}{\gamma(\omega + 5)} \frac{\Delta L}{L}$. Tyto vztahy naznačují, že zářivý výkon narůstá, jestliže povrchová

teplota a poloměr se zvětšují, fotosférická hustota poklesává. Předpokládané chování je konzistentní s tím, co ukazuje obr. diagram $\rho - T$ pro numerické modely. V limitě je opacita velmi silně rostoucí funkcí teploty (tzv. opacitní zeď), $\omega \rightarrow \infty$. **Dále v této limitě platí, že**

při $\frac{\Delta T}{T} \rightarrow 0$ a $\frac{\Delta R}{R} \rightarrow \gamma^{-1} \frac{\Delta L}{L}$. Jinými slovy s nárůstem zářivého výkonu se musí zvětšovat poloměr, povrchová teplota však neroste. Tyto podmínky popisují výstup hvězdy vzhůru podél posloupnosti červených obrů.

4. Hnědí trpaslíci

4.1. Hvězdy nebo planety

Harlow Shapley roku 1958 (O hvězdách a lidech) uvádí myšlenku, že u blízkých hvězd mohou existovat nepozorovatelní průvodci, jejichž hmotnost je řádově desetinásobně větší než hmotnost Jupitera, takové objekty nazval liliputánské hvězdy. Teoretické vlastnosti podobných objektů poprvé zkoumal indický astrofyzik Shiv S. Kumar, který v roce 1963 propočítal modely trpasličích hvězd, které podle jeho propočtů měly mít nízké povrchové teploty $\approx 2\,000$ K. Jill Tarter navrhla roku 1975 pro takové objekty nepříliš vhodný a nevýstižný název hnědí trpaslíci.

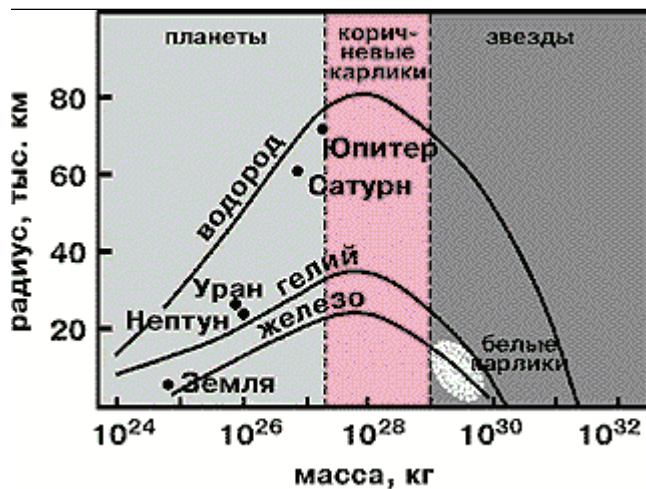
Podle Oppenheimera et al. 2000 planeta je objekt, ve kterém za celou jeho historii neprobíhaly termonukleární reakce žádného typu. Jestliže na nějaké etapě vývoje uvolněná energie při termonukleární syntéze byla srovnatelná s energií vyzařovanou objektem, pak hovoříme o hvězdě.

V tabulce jsou shrnuty rozlišovací charakteristiky při předpokládané obsahu kovů jako u Slunce.

Objekt	Hmotnost [M_{\odot}]	Termonukleární syntéza		Přítomnost	
		H \rightarrow He	D \rightarrow He	Li	D
Hvězda	0,1 – 0,075	dlouhá	krátká	ne	ne
Hnědý trpaslík	0,075 – 0,065	krátká	krátká	ano	ne
Hnědý trpaslík	0,065 – 0,013	ne	krátká	ano	ne
Planeta	< 0,013	ne	ne	ano	ano

K objasnění problematiky planety versus hvězdy je vhodný **graf závislosti hmotnost – poloměr pro planety a chladnoucí hvězdy**, zachycený pro tři prvky vodík, helium a železo.

Graf má tři oblasti: planety – hnědí trpaslíci – hvězdy



Posloupnost rozložení hmotností těles ve vesmíru je spojitá, tudíž musí existovat objekty, které svou hmotností tvoří přechodové stadium mezi planetami a hvězdami. Až do svého objevu roku 1995 byli hnědí trpaslíci jen hypotetickými objekty, dnes jich známe stovky. Například v otevřené hvězdokupě Plejády, kterou tvoří hvězdy staré jen několik milionů roků, existuje velké množství hnědých trpaslíků.

Zásadní rozdíl mezi hvězdou hlavní posloupnosti a hnědým trpaslíkem spočívá v tom, že centrální teplota v nitru hnědého trpaslíka nikdy nedosáhne teplot nutných pro vzplanutí termonukleárních reakcí, tedy alespoň $8 \cdot 10^6$ K. Dalšímu stlačování hvězdné látky gravitací a tedy nárůstu teploty zabraňuje elektronová degenerace nastupující při zvyšování hustoty látky.

Gravitační smršťování protohvězd o malé hmotnosti se zastaví dříve, než centrální teplota dosáhne hodnot, nezbytných pro zapálení syntézy $H \rightarrow He$. Při hmotnosti hvězdy menší než $0,07 M_{\odot}$ (přesná hodnota závisí na chemickém složení), nedojde ve hvězdě k termonukleární syntéze $H \rightarrow He$, tedy nenastane nejdelší období života hvězdy na hlavní posloupnosti.

Objekt však není ani planetou, protože ve vývoji tohoto objektu s hmotností $(0,07 - 0,013) M_{\odot}$ musí existovat krátká etapa termonukleárního stadia, v jejímž průběhu shoří těžký izotop vodíku deuterium $D \rightarrow He$, ${}^1_1H + {}^2_1D \rightarrow {}^3_2He$. Jde o velmi krátkou etapu vývoje, protože deuterium je velmi řídký se vyskytující izotop, $D/H = 10^{-5}$, hoření proto probíhá pouze několik milionů roků, což nezabrání celkovému dalšímu smršťování objektu. Povrchová teplota nepřevýší 2 800 K, proto takové hvězdy nazýváme hnědými trpaslíky, přesněji „šarlatovými“ hvězdami.

V uvedené tabulce jsou spočteny teoretické modely pro látku se sluneční metalicitou. Podotýkáme, že obsah lithia u hnědých trpaslíků s vyšší hmotností závisí na stáří, jeho obsah postupně ve hvězdách klesá.

První objevy hnědých trpaslíků se datují na léta 1995-96. Základní metodou hledání byl tzv. lithiový test, existence lithiové čáry 670,8 nm ve spektrech těchto objektů. Lithium ve hvězdách nejpozději za sto miliónů roků vyhoří, neboť se slučuje s jádrem vodíku při teplotách vyšších než $2,4 \cdot 10^6$ K podle reakce ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow 2 {}^4_2\text{He}$.

Pokud nalezneme ve spektru hvězdy spektrální čáry lithia a je-li jeho stáří větší než sto miliónů roků, jde s velkou pravděpodobností o hnědého trpaslíka, viz obrázek.

Hvězdy s menší hmotností jsou plně konvektivní, veškerá látka hvězdy projde jádrem hvězdy, lithium shoří. U hvězd s hmotností $0,075 M_{\odot}$ shoří 99 % veškerého lithia za 10^8 roků, u hnědého trpaslíka s hmotností menší než $0,06 M_{\odot}$ vyhoří lithium za 10^{10} roků. Tedy přítomnost spektrální čáry 670,8 nm ukazuje, že hmotnost hvězdy je menší než $0,06 M_{\odot}$.

Objevy těchto objektů si vyžádaly koncem devadesátých roků zavedení dvou nových spektrálních tříd L a T, pro hvězdy s teplotou menší než 2 000 K. U hvězd spektrální třídy M s teplotou $\approx 3\,000$ K ve spektrech dominují mohutné pásy TiO a VO, které však u hnědých trpaslíků již nejsou tak výrazné. Například hnědý trpaslík GD 165B vyznačující se teplotou 1 900 K a zářivým výkonem $1,2 \cdot 10^{-4} L_{\odot}$ již molekulární pásy TiO a VO nemá, proto byl zpočátku nazýván podivnou hvězdou.

Časově byla nejprve zavedena spektrální třída L pro hvězdy s povrchovou teplotou (2 000 – 1 500) K. Pro čárové spektrum je charakteristický silný absorpční pás CrH a intenzivní čáry řídkých kovů Cs a Rb, dále jsou přítomny široké čáry Ca a Na. Většina hvězd L třídy jsou zpravidla hnědými trpaslíky, část hvězd této spektrální klasifikace však mohou být velmi staré hvězdy s malou hmotností, jejichž teplota již poklesla na $\approx 2\,000$ K.

Ještě chladnější jsou hvězdy se spektrální třídou T, jejichž efektivní povrchová teplota je \approx (1 500 – 1 000) K případně i méně. Příkladem T trpaslíků je prvně objevený hnědý trpaslík (Nakajima et al. 1995) Gl 229B, s hmotností (0,025 – 0,065) M_{\odot} tedy $\approx 40 M_{\text{J}}$ a poloměrem (0,9 – 1,1) R_{J} , zářivým výkonem $6,4 \cdot 10^{-6} L_{\odot}$ a efektivní teplotou (950 – 1050) K. Obíhá kolem červeného trpaslíka Gl 229A spektrální třídy M po dráze o poloměru 40 AU a s oběžnou dobou zhruba 200 roků.

Druhou možností testů spekter těchto objektů je metanový test, viz obrázek. Při teplotách nad 2 500 K jsou molekuly metanu zcela disociovány. Hvězda, v jejímž spektru jsou

pozorovány výrazné absorpční molekulové pásy metanu je příliš chladná, aby mohla být hvězdou hlavní posloupnosti, například jde o objekt NTTDF J 1205 – 0744.

4.2. Spektra a atmosféry hnědých trpaslíků

Podrobnější klasifikace spekter **M trpaslíků** je následující. Optická spektra viz obrázek jsou charakterizována silnými pásy oxidů: TiO (632,0 – 650,0) nm, (660,0 – 650,0) nm, (705,0 – 725,0) nm, (759,0 – 768,0) nm, (767,0 – 786,0) nm, (843,0 – 845,0) nm, (886,0 – 894,0) nm VO (733,0 – 753,3) nm, (785,0 – 797,0) nm, (852,0 – 867,0) nm.

Dále je výrazná H_α emise 656,3 nm. V některých pozdních M trpaslicích je detekovatelná absorpční čára Li 670,8 nm. V blízké infračervené oblasti spektra jsou výrazné čáry H_2O , CO (2,3 μm) FeH (1,2 μm).

L trpaslíci jsou charakterizováni $(R-I) \geq 2,2$. Efektivní teploty L trpaslíků jsou z intervalu od (1 300 – 1 500) K do (2 000 – 2 200) K a jejich zářivé výkony ($4 \cdot 10^{-4}$ - $3 \cdot 10^{-5}$) L_S . (podle Basri et al. 2000, Leggett et al. 2000) .

Hustota rozložení hnědých L trpaslíků je v okolí Slunce odhadována na $(2 - 8) \cdot 10^{-3} \text{ pc}^{-3}$, Kirkpatrick et al. 2000, zatímco u hvězd z intervalu hmotností (0,1 – 1,0) M_S je prostorová hustota $2 \cdot 10^{-2} \text{ pc}^{-3}$.

Pro optická spektra L trpaslíků, jsou charakteristické metalické hydridy jako např. CrH (861,1 nm a 996,9 nm), FeH (869,2 nm a 989,6 nm), zejména kolem středního typu L jsou nejvýraznější, dále s poklesem teploty již slábnou.

U spekter **T trpaslíků** jsou výrazné čáry H_2O v blízké infračervené oblasti spektra, například (1,11 – 1,6) μm , (1,35 – 1,45) μm , (1,77 – 2,03) μm , dále pásy methanu (1,30 – 1,50) μm , (1,60 – 1,80) μm a (2,20 – 2,50) μm .

Modely atmosfér hnědých trpaslíků vycházejí z těchto obecných předpokladů: planparalelní geometrie, homogenity jednotlivých vrstev a LTE. Povrchové gravitační zrychlení $\log g \approx 5$, konvekce popisována užitím délky promíchávání. Je důležitá dokonce v nízkých optických hloubkách $\tau < 0,01$. Intenzita, mohutnost vodní absorpce závisí na detailech teplotní struktury a interpretaci konvekce. Pro $T_{\text{ef}} < 3\,000$ K se stávají důležitými v důsledku rozptylu prachové částice.

Vázaně-vázané opacity u molekul v optické části spektra TiO, CaH a další oxidy a hydroxily, v infračervené části spektra H_2O , CO, celkově asi $\approx 10^9$ čar!

Vázaně volné opacity – atomární ionizace, molekulární disociace. Rovněž jsou významné volně-volné opacity, Thomsonovský a Rayleighův rozptyl.

U hvězd s nízkou hmotností chudých na kovy je tlak v atmosférách vyvoláván především absorpcí H^- , zatímco H_2 je důležitá v infračervené oblasti, při vlnových délkách větších než $1 \mu\text{m}$.

Také významným je van der Waalovo srážkové rozšíření atomárních a molekulárních čar, vytvářející tyto čáry mnohem silnějšími.

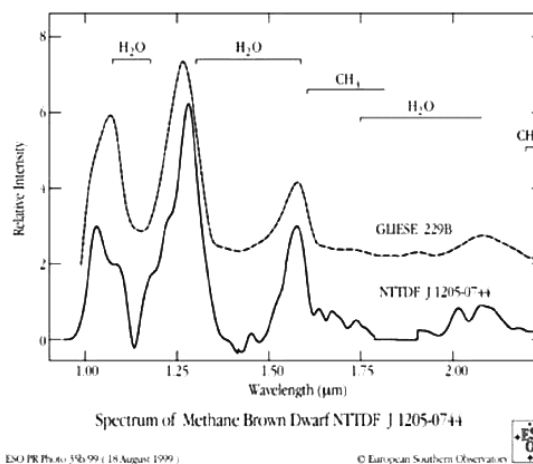
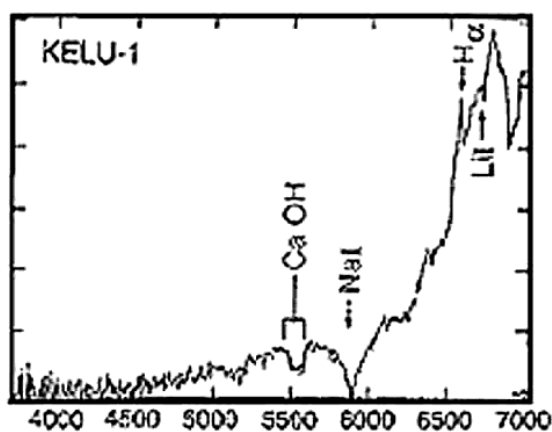
Při nízkých teplotách ($1\,500 - 1\,200$) K je CO vyčerpáno formováním methanu CH_3 , což charakterizuje přechod od L trpaslíků k T trpaslíkům.

Důležitou roli u M, L a T trpaslíků hraje prach. Složení prachových částic:

Corundum Al_2O_3

Perovskite CaTiO_3 , kondenzuje při $T < (2\,300 - 2\,000)$ K

Železo Fe

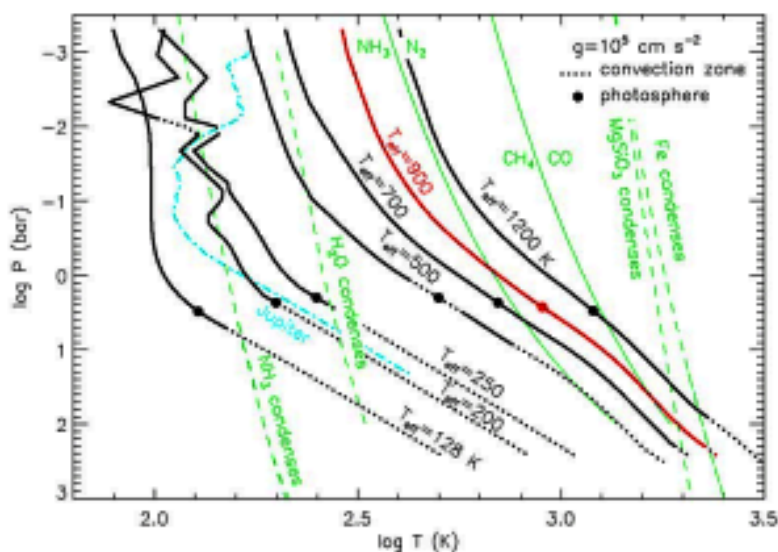


VO, kondenzuje při $T < (1900 - 1700)$ K

MgSiO_3 , MgSiO_4 .

Studium hnědých trpaslíků umožňuje porovnat předpovědi vysokotlakého fázového diagramu vodíku s měřitelnými vlastnostmi těchto objektů, jako jsou poloměr, hmotnost, zářivý výkon a chemické složení atmosfér, vše jako funkce stáří objektu.

Obrázek ukazuje síť modelů atmosfér počítanou pro povrchové zrychlení $10^3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ a různé efektivní povrchové teploty. Zeleně jsou vyznačeny fázové přechody jednotlivých chemických sloučenin. Pokud se plná část P-T křivky, která zhruba odpovídá fotosféře, nachází vlevo od určité zelené linie, neměli bychom danou sloučeninu v atmosféře hnědých trpaslíků pozorovat, protože kondenzuje v hlubších vrstvách. Ve spektru Jupitera (modře) by



by proto neměla být detekovatelná voda, na rozdíl od hnědého trpaslíka GL 229B, což odpovídá observačním údajům.

Konkrétní výpočty hnědého trpaslíka ϵ Indi B vedly k získání těchto fyzikálních parametrů:

$$T = 1\,270\text{ K}, \log \frac{L}{L_S} = -4.67, \text{ tedy } 2.10^{-5} L_S, R = 0,097 R_S, M = (40 - 60) M_J.$$

4.3. Vývoj charakteristik hnědých trpaslíků s časem

Pro výpočet vnějších charakteristik hnědých trpaslíků lze použít kalkulátor prof. Adam Burrows na adrese <http://zenith.as.arizona.edu/~burrows/>. Do kalkulátoru se zadává stáří v miliardách roků, hmotnost v jednotkách hmotnosti Jupitera. Kalkulátor propočítá $T_{\text{ef}}, [\text{K}]$, $g [\text{cm.s}^{-2}]$, $R [10^4 \text{ km}]$, $L [L_S]$.

Centrální teplota objektu závisí na hmotnosti, existují čtyři režimy

1. $M \geq 0,075 M_S$, T_c je dostatečně vysoká, aby probíhala syntéza vodíku
2. $M \leq 0,075 M_S$, T_c je příliš nízká, aby probíhala syntéza vodíku na helium, objekt je hnědým trpaslíkem, hoří v něm lithium.
3. $M \leq 0,06 M_S$, T_c je nízká pro hoření lithia, spektrální čáry lithia jsou pozorovatelné a podle lithiového testu jde o hnědé trpaslíky (Rebolo, Martin & Magazzu)
4. $M \leq 0,013 M_S \approx 13 M_J$, což je limitní hodnota pro hoření deutéria. U objektů s menší hmotností nedojde k zapálení deutéria.

Vnitřní stavba hnědých trpaslíků je jednoduchá, jsou plně konvektivní.

Změna zářivého výkonu s časem

$$L \approx 4 \cdot 10^{-5} L_S \left(\frac{1}{t} \right)^{1,3} \left(\frac{M}{0,05} \right)^{2,64} \left(\frac{\kappa_R}{1} \right)^{0,35} \quad \text{kde čas } t \text{ je v } 10^9 \text{ rocích,}$$

$$L \approx 4 \cdot 10^{-5} L_S \left(\frac{10^9}{t} \right)^{1,3} \left(\frac{M}{0,05} \right)^{2,64} \left(\frac{\kappa_R}{10^{-2}} \right)^{0,35} \quad \text{kde čas } t \text{ je v rocích, } M \text{ v } M_S \text{ a } \kappa_R \text{ je}$$

průměrná atmosférická rosselandovská opacita [$\text{cm}^2 \text{gm}^{-1}$].

Změna teplot s časem

1) změna centrální teploty $T_c \approx 2 \cdot 10^6 K \left(\frac{M}{0,05 M_S} \right)^{\frac{4}{3}}$

2) změna efektivní povrchové teploty $T_{ef} \approx 1550 K \left(\frac{10^9}{t} \right)^{0,32} \left(\frac{M}{0,05} \right)^{0,83} \left(\frac{\kappa_R}{10^{-2}} \right)^{0,088}$

Hnědý trpaslík s hmotností $0,030 M_S$ má efektivní povrchovou teplotu v intervalu (2 800 - 900) K při stáří 10^6 roků až 10^9 roků.

Změna poloměru s časem

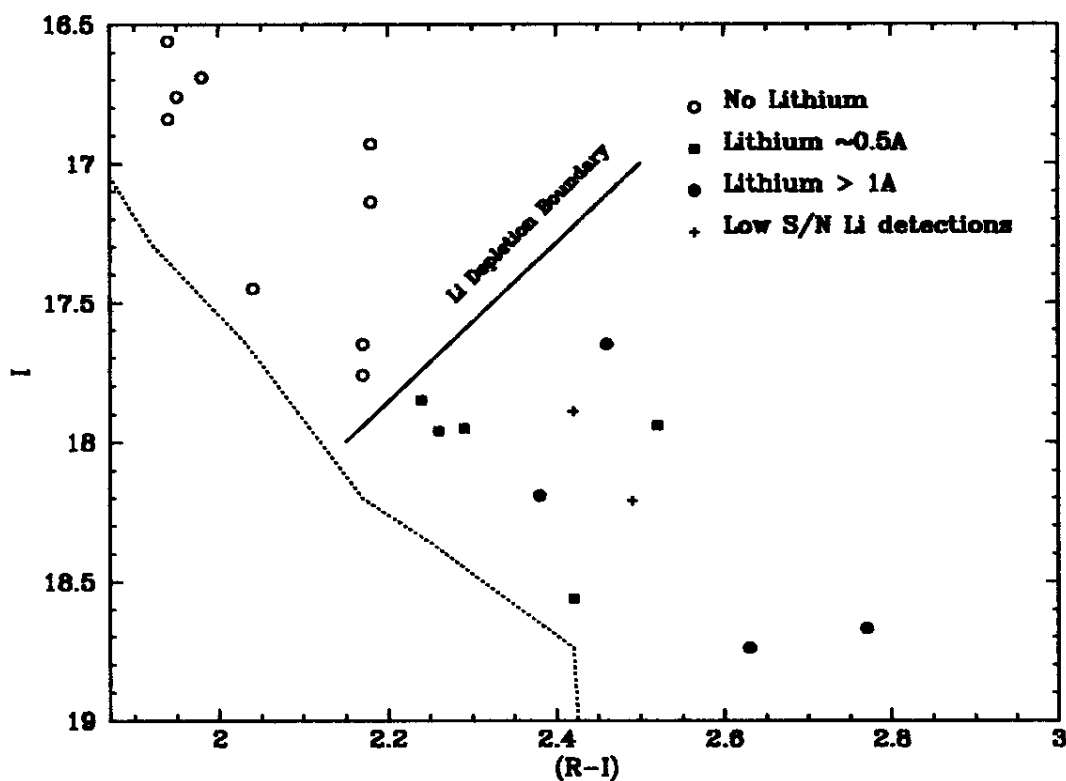
Poloměr starého objektu může aproximován rovnicí $R \approx 6,7 \cdot 10^4 km \left(\frac{10^5}{g} \right)^{0,18} \left(\frac{T_{ef}}{1000 K} \right)^{0,11}$.

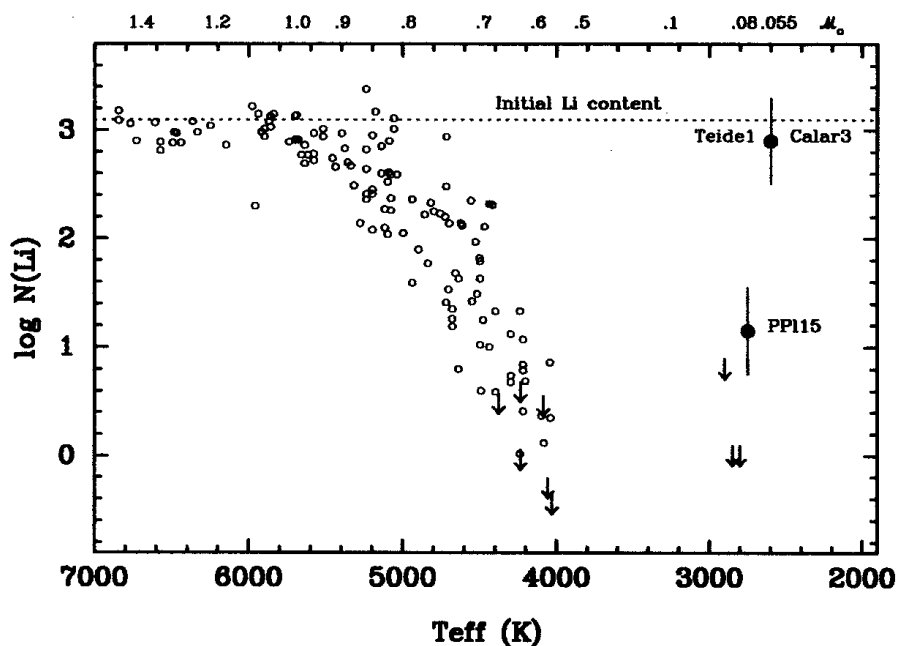
Příkladně hnědý trpaslík s hmotností $0,030 M_S$ má poloměr $4,3 R_J$ a $1,0 R_J$ v časech 10^6 a 10^9 roků.

Vývoj hnědých trpaslíků můžeme sledovat prostřednictvím viriálové věty $0 = W_T + W_p$, předpokládáme, že hvězda se pozvolna smršťuje. Platí $\langle W_T \rangle = -\frac{1}{2}\langle W_p \rangle$, tudíž $W_p = -k \frac{GM^2}{R} \rightarrow \Delta W_p = k \frac{GM^2}{R^2} \Delta R$. Při konstantní hmotnosti $\Delta W_T \approx -\frac{\Delta R}{R^2} > 0$, tedy ΔR je záporné. Hvězdy se smršťují a narůstá jejich centrální teplota.

Následující obrázek zachycuje obsah lithia jako funkci T_{ef} pro hvězdy v **Plejádách**. Hvězdy spektrálních tříd G a K mají obsah odpovídající kosmickému, u spektrální třídy M obsah klesá. Pod 3 000 K, u mladých hnědých trpaslíků, jako jsou PPL 15, Teide 1 a Calar 3, byl zjištěn obsah lithia zachycený v grafu. Shrnutí G a K trpaslíci obsahují lithium, M trpaslíci nikoliv, protože jde o plně konvektivní hvězdy, ve kterých lithium při termonukleárních reakcích již bylo spotřebováno. Hnědí trpaslíci obsahují lithium, protože u nich neproběhly termonukleární reakce.

Další obrázek demonstruje aplikaci metody určování stáří Plejád. Hranice vyčerpání lithia je naznačena kolmou čarou k posloupnosti nulového stáří, je definována pomocí údajů získaných ze spektroskopických pozorování. Na obrázku jsou zachyceny hvězdy nízké nízké hmotnosti a hnědí trpaslíci s „dostupnými“ spektry, s detekovanou čarou 670,8 nm při ekvivalentní šířce větší než 0,05 nm.





Hlavními prvky u hnědých trpaslíků s obsahem kovů totožným se Sluncem jsou vodík, helium, kyslík, uhlík a dusík. Silné absorpční pásy, spektrální útvary a prach jsou podstatné pro tvar pozorovaného spektrálního rozdělení energie u hnědých trpaslíků. Popíšme stručně složení atmosfér a dosud dostupné teoretické modely atmosfér.

Vodík je převládající ve formě H_2 a je z něho složeno 90 % atmosfér hnědých trpaslíků. Je přítomen v podobě H_2O , CH_4 , NH_3 , H_2S , rovněž však FeH , CrH , CaH , MgH .

Helium je druhý nejrozšířenější prvek po vodíku, $\approx 9\%$. U hnědých trpaslíků však není pozorovatelné, neboť je chemicky a spektroskopicky inertní.

Kyslík je převážně zastoupen ve formě H_2O , a CO , rovněž však v podobě Al_2O_3 , TiO , VO . Posledně uvedené vytváří tvar spektra M trpaslíků, ale mizejí při teplotách nižších než (2 100 – 1 800) K.

Uhlík je ve formě CO při vyšších teplotách a nízkých tlacích, CH_4 při nízkých teplotách a vysokých tlacích. Tak CO je dominantní u M trpaslíků, CH_4 v T trpaslicích a velkých planetách. Přechod CO na CH_4 je řízen rovnicí $CH_4 + H_2O \leftrightarrow CO + 3 H_2$ přibližně kolem teploty 1 100 K (Fegley & Lodders 1996).

Dominantní formou výskytu dusíku v atmosférách hnědých trpaslíků je NH_3 při nízkých teplotách a N_2 při vyšších teplotách. Přechod od N_2 k NH_3 se uskutečňuje při teplotách (600 – 700) K a je řízeno rovnicí $N_2 + 3 H_2 \leftrightarrow NH_3$. Molekulární dusík je pozorovatelný v blízké infračervené oblasti.

Prvky Na, K, Li, Cs a Rb jsou méně zastoupeny než Ti, V, Ca, Si, Al, Fe a Mg a přecházejí v atmosférách při teplotách kolem (1 000 – 1 500) K.

Metallické hydridy jako FeH a CrH jsou přítomny v M trpaslicích, L trpaslicích a M podtrpaslicích.

Hořčík a křemík jsou více zastoupeny než vápník a hliník ve formě Mg/Si/O sloučenin včetně Mg_2SiO_4 a $MgSiO_3$.

Dva principiální atmosférické modely mohou reprodukovat rozdělení spektrální energie L a T trpaslíků v rozsahu (0,6 – 5,0) μm .

Tzv. prachové modely uvažujeme v atmosféře, kde je přítomen prach. Tyto modely reprodukuje červenou část optického spektra až infračervenou spektra L trpaslíků, fotony jsou absorbovány částicemi prachu a převyzařovány v dlouhovlnné oblasti spektra.

Tzv. kondenzační modely se zabývají atmosférou, v které se prach ukládá v nižších vrstvách. Tyto modely reprodukuje optická červená až infračervená a modrá infračervená oblast T trpaslíků. Prach je lokalizován v opticky tlusté oblasti a fotony nejsou převyzařovány.

Tyto dva extrémní případy modelů nemohou vysvětlit celý rozsah spektrálního rozdělení energie L/T objektů (Leggett et. al. 2 000).

Proto Allard et. al. 2001 navrhl „vyrovnaný“ model, zahrnující oba předchozí.

5. Hvězdy asymptotické větve obrů

Tabulka termonukleárního hoření a elektronové degenerace

termojaderné hoření	hmotnost na HP nezbytná k hoření M_s	zápalná teplota K	přibližná hustota $kg.m^{-3}$	kritická hustota elek. degenerace $kg.m^{-3}$
H \rightarrow He	0,1	$4 \cdot 10^6$	$10^4 - 10^5$	$\approx 10^6$
He \rightarrow C, O	0,4	$1,2 \cdot 10^8$	$10^6 - 10^9$	$\approx 10^8$
C \rightarrow Ne, Na, Mg, O	4,0	$6 \cdot 10^8$	$10^8 - 10^{11}$	$\approx 10^{10}$
Ne \rightarrow O, Mg, O \rightarrow S, Si, P	8,0	$(1 - 3) \cdot 10^9$	10^{10}	$\approx 10^{12}$
Si \rightarrow Ni \rightarrow Fe				

Asymptotická větev obrů představuje závěrečné aktivní stadium vývoje většiny osamocených hvězd, které v centrálních částech niter ukončily spalování vodíku a helia. Rozmezí jejich hmotností činí přibližně $(0,8 - 8) M_{\odot}$. Do fáze uhlíkových hvězd dospívají hvězdy s počáteční hmotností $(1,5 - 4) M_{\odot}$.

Vzhledem k celkové době existence hvězd je toto stadium relativně velmi krátké, řádově zhruba desítky milionů roků, z astrofyzikálního hlediska je však velmi zajímavé. Hvězdy jsou obklopeny rozsáhlými prachoplynnými obálkami, v kterých vznikají jednoduché i složitější molekuly, které se ve větších vzdálenostech váží na částičky uhlíkového a křemíkového prachu. Hvězdy **asymptotické větve obrů (AGB)** jsou proto zdrojem chemických prvků, kterými obohacují mezihvězdné prostředí a zásadním způsobem tak ovlivňují chemickou evoluci v galaxiích i vesmíru jako celku.

Přenos energie z centrálních částí hvězd je realizován mohutnými konvektivními proudy, které v určitých fázích vývoje zasahují až k samotnému jádru hvězdy, v kterém probíhají termonukleární reakce. Produkty hoření jsou vzestupnými proudy vynášeny do povrchových vrstev hvězdy, kde vzniká pozorované spektrum, tudíž se můžeme rychle seznámit se změnami chemického složení.

Po vyčerpání téměř veškerého vodíku ve středu hvězdy dojde k rychlému smršťování centrálních částí, doprovázeném nárůstem teploty. Následně na povrchu heliového jádra se zapálí vodík. Nejdříve v poměrně tlusté, dále v stále se ztenčující vrstvě. S pokračujícím termonukleárním hořením narůstá hmotnost heliového jádra. U hvězd s menší hmotností $M \leq 4 M_{\odot}$ dojde v centrálních oblastech k elektronové degeneraci, která další smršťování jádra zpomalí. Velikost elektronově degenerovaného jádra je určován především jeho okamžitou hmotností M_c .

S postupem slupkového vodíkového zdroje k povrchu roste hmotnost jádra M_c , klesá jeho poloměr. Hroucením se jádro dále zahřívá, roste teplota nejen jádra, ale i okolních oblastí. Zvyšuje se teplota aktivní vodíkové vrstvy a tím i celkový výkon termonukleárních reakcí. Zářivý výkon hvězdy proto narůstá stále rychleji. Hvězdná látka v centrálních oblastech hvězd s větší hmotností $M \geq 4 M_{\odot}$ se chová stále jako ideální plyn, tudíž se může smršťovat a zahřívát bez omezení.

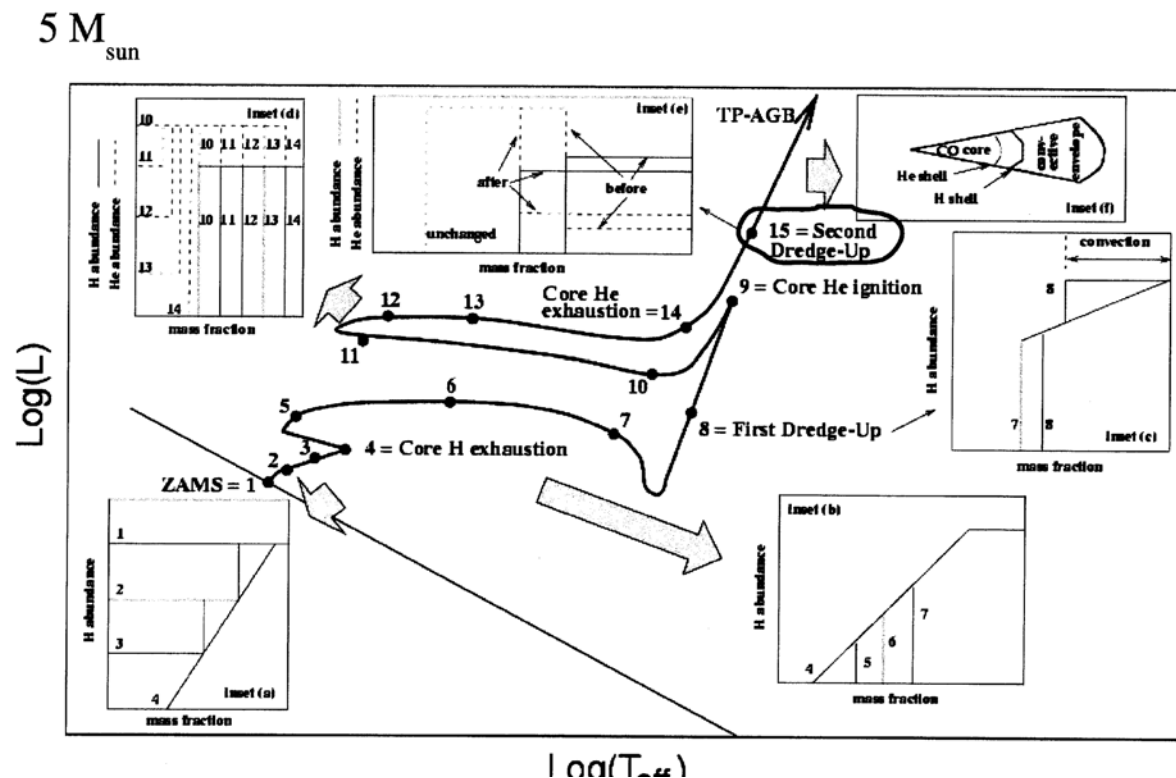
Na nárůst zářivého výkonu hvězda reaguje celkovou expanzí, vnější vrstvy chladnou, zářivý výkon hvězdy postupně roste. Hvězdy opouští hlavní posloupnost na HRD a přesouvají se do **oblasti větve červených obrů (RGB)**.

Hustota toku energie z nitra z oblastí termonukleárního hoření je mimořádně vysoká, jediným možným způsobem jeho transportu k povrchu je konvekce, jejíž spodní část zasahuje do oblastí nukleárního hoření. Dochází tak k promíchávání (dredge up), přesněji k tzv. **I. promíchávání**, při kterém mohutné konvekce přináší do oblasti termonukleárního hoření čerstvé palivo.

Při dosažení teploty sto milionů kelvinů v heliovém jádře dojde k zapálení heliových reakcí. Je-li jádro elektronově degenerované, zapálení reakcí 3α je prudké, hovoříme o **heliovém záblesku** v časové škále několika minut až hodin.

Vysvětlení jevu vychází z toho, že při splnění podmínky $n_e \geq \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}$, tedy když je aktuální hustota v jádře hvězdy vyšší než kritická, jsou elektrony v heliovém jádře degenerovány. Například při typické teplotě v této fázi vývoje $\approx 10^8$ K je kritická hustota

structure and evolution



daná počtem částic $2 \cdot 10^{33} \text{ m}^{-3}$. V počátku spalování helia v jádře je systém tepelně nestabilní. Uvolňování energie je extrémně citlivé k teplotě $\varepsilon \approx \rho_{\text{He}}^2 T^{30}$. Příkladně při zvýšení teploty o 10 % naroste hodnota ε 45krát. Po zapálení heliových reakcí roste uvolňování energie, současně narůstá teplota, nikoliv však tlak, čemuž brání degenerace jádra. To nemůže expandovat a ochlazovat se. Reakce $3\alpha \rightarrow {}^{12}_6\text{C}$ probíhá vyšším tempem. Zářivý výkon hvězdy se může výrazně zvětšit během několika minut, u heliového jádra zářivý výkon vzroste až na $\approx 10^{10} L_{\text{s}}$. Exploze zvýší teplotu jádra, zejména však zvětší jeho objem, poloměr přibližně 3 x. Řádový **pokles hustoty odstraní degeneraci**, hvězdná látka se v jádře hvězdy se přemění na ideální plyn.

V centru se od tohoto okamžiku začne spalovat helium na uhlík a kyslík, vrstva hořícího vodíku se přesouvá blížeji k povrchu do vrstev s nižší hustotou a teplotou. Tempo vodíkových reakcí se sníží, poklesne i množství uvolňované energie. Vnější části hvězdy se smrští a zahřejí, hvězda se přesune do tzv. oblasti **horizontální větve obrů**, stane se žlutým respektive oranžovým obrem. Poloměr hvězdy odpovídá několikanásobku poloměru hvězdy na hlavní posloupnosti při odpovídající hmotnosti, zářivý výkon vzroste o jeden a půl řádu.

Po krátké době, odpovídající přibližně 1 % doby strávené na hlavní posloupnosti, se uprostřed hvězdy při nárůstu hustoty vytvoří elektronově degenerované jádro, nyní však z prvků termonukleárního hoření, tedy z uhlíku, dusíku, kyslíku a neonu. Elektronová degenerace proběhne u všech hvězd, jejichž počáteční hmotnost byla $M \leq 11 M_{\text{S}}$.

Nukleosyntéza helia na uhlík a kyslík se přesune do slupky kolem jádra. Vrstva hořícího vodíku se zahřeje, zářivý výkon hvězdy L se opět zvýší, odhadem o čtyři řády vzhledem ke stadiu na hlavní posloupnosti. Vnější vrstvy se nafouknou, povrchová teplota poklesne, hvězda se stává podruhé červeným obrem

Časová škála vývoje hvězd o hmotnosti $1 M_{\text{S}}$ a $5 M_{\text{S}}$ podle Vassiliadise a Wooda 1993

Stadium vývoje	Počáteční hmotnost	$1 M_{\text{S}}$	$5 M_{\text{S}}$
hlavní posloupnost		$1 \cdot 10^{10} \text{ r}$	$1 \cdot 10^8 \text{ r}$
větev červených obrů		$3 \cdot 10^9 \text{ r}$	$3 \cdot 10^6 \text{ r}$
horizontální větev obrů		$1 \cdot 10^8 \text{ r}$	$2 \cdot 10^7 \text{ r}$
raná etapa asymptotické větve obrů E – AGB		$1 \cdot 10^7 \text{ r}$	$1 \cdot 10^6 \text{ r}$
tepelné pulsy na asymptotické větvi obrů TP – AGB		$5 \cdot 10^5 \text{ r}$	$3 \cdot 10^5 \text{ r}$
závěrečná hmotnost		$0,57 M_{\text{S}}$	$0,89 M_{\text{S}}$

Hvězdy podle hmotnosti rozdělujeme do tří kategorií, na nízkou, střední a vysokou hmotnost. Hranice jsou určeny minimem hmotnosti nezbytným pro to, aby ve hvězdě vzniklo první degenerované jádro.

Hmotnostní rozsah [M_S]	První degenerované jádro, jeho složení	Kategorie
≤ 2	He	nízká
2 – 8	C, O	střední
8 – 11	O, Ne, Mg	vysoká
≥ 11	žádné	vysoká

Hvězda v průběhu svého vývoje prochází 2 x přes stadium obrů. Logicky vzniká otázka, jak odlišit obra při prvním průchodu touto větví od obra ve fázi tepelných pulsů.

Teoretické vývojové modely stejně jako pozorování hvězd v kulových hvězdokupách ukázaly, že hvězdy při prvním průchodu větví obrů mají zářivé výkony $\leq 2\,000 L_S$. Na druhé straně ze vztahů Paczynského vyplývá, že hvězda ve fázi tepelných pulsů při klidném spalování vodíku ve slupce by měla mít větší zářivé výkony.

Zářivý výkon hvězdy ve fázi klidného spalování ve vodíkovém slupkovém zdroji je podle Paczynského $L = 59250 \left(\frac{M_c}{M_S} - 0,495 \right)$, kde L je v $[L_S]$. Doba mezi dvěma po sobě

jdoucími heliovými záblesky ve fázi TP-AGB je podle Paczynského

$$\log(\Delta t) = 3,68 \left(1,914 - \frac{M_c}{M_S} \right) \text{ kde } \Delta t \text{ je v rocích.}$$

Od $L \approx 2\,000 L_S$ při hmotnosti uhlíkokyslíkového jádra $\approx 0,53 M_S$ do $L \approx 5\,000 L_S$ při limitní Chandrasekharově mezi $1,4 M_S$.

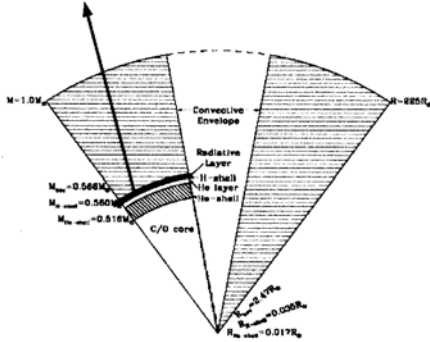
Protože se na HRD tato vývojová fáze přimyká ke klasickým červeným obrům s heliovým, degenerovaným jádrem, hovoříme o tzv. **asymptotické větví obrů (AGB)**.

Od tohoto okamžiku se energie ve hvězdě uvolňuje dvěma procesy. Syntézou vodíku na helium ve vnitřních oblastech vodíkového obalu a rovněž přeměnou helia na uhlík a kyslík ve slupkách kolem degenerovaného uhlíkokyslíkového jádra.

Na počátku pobytu hvězd na asymptotické větví obrů, tzv. **E – AGB** převládá uvolňování energie spalování helia. U hvězd s počáteční hmotností $M \geq 4 M_S$ zasahuje konvektivní vrstva až do oblasti hoření vodíku. Dochází k tzv. **II. promíchávání** a vynášení produktů

Core-luminosity relation

radiative layer → evolution of core is independent of envelope mass

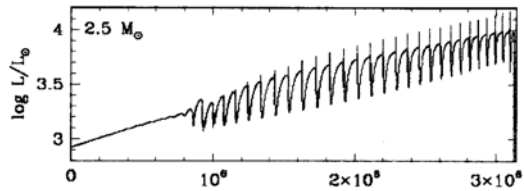


→ core-luminosity relation

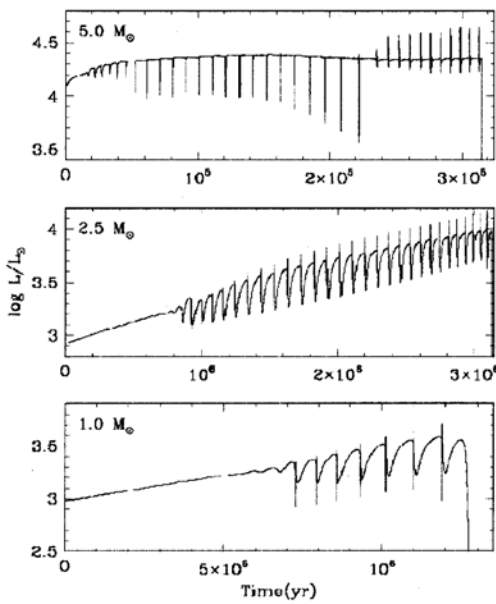
$$L = 59250 (M_c - 0.522) \text{ Paczynski}$$

other relation τ_{ip} (time of interpulse period)

$$\log \tau_{ip} (\text{yr}) = 3.05 - 4.5(M_c - 1.0)$$

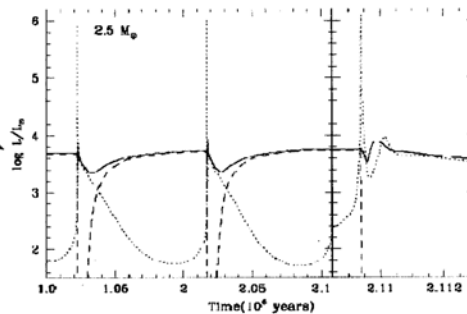


Surface luminosity variation



- surface luminosity
- - - H-burning luminosity
- ... He-burning luminosity

detail:



nukleosyntézy z CNO cyklu do atmosfér hvězd. U hvězd s menší hmotností však k II. promíchávání nedochází vůbec.

Tempo heliových reakcí je úměrné třicáté mocnině teploty a čtverci hustoty, což vede rychle k vyčerpání helia.

Po zvýšení teploty na 100 milionů kelvinů dojde k zapálení heliové slupky, helium se začne přeměňovat na uhlík a kyslík. Počátek aktivity heliové slupky se nazývá tepelný puls (thermal pulse) a trvá ($10^2 - 10^5$ roků). Zářivý výkon jádra v té době vzroste až na ($10^7 - 10^8$) L_S , vodíkový obal expanduje a ochlazuje se.

Následně však převyšší aktivita vodíkové vrstvy, spalování helia se stává nestabilní, vznikají **tzv. tepelné pulsy**, při kterých se v cyklech $\approx 10^5$ roků střídá aktivita vodíkové a heliové vrstvy. Krátce po zapálení heliové slupky se přitom pokaždé promíchává celý vodíkový obal. V průběhu tohoto **III. promíchávání** se znovu vynáší produkty termonukleárního hoření do atmosfér hvězd, může zde dojít ke změnám v poměru zastoupení uhlíku a kyslíku C/O z pouhých desetín na celé jednotky, tudíž k vytvoření uhlíkové hvězdy.

Horní vrstvy **tepelně pulsujících hvězd asymptotické větve obrů**, tedy TP – AGB, jsou v důsledku konvektivních proudů v neustálém pohybu, u takových hvězd existuje silný hvězdný vítr, se ztrátou hmotnosti až $10^{-7} M_S$ ročně. Odhad unikající hmotnosti dává Reimersův vztah $\frac{dM}{dt} \cong -4 \cdot 10^{-13} \frac{L}{gR}$, kde L, g, R dosazujeme v patřičných jednotkách

Slunce, úbytek hmotnosti je v $M_S \text{ rok}^{-1}$. Přesněji se uvádí $\frac{dM}{dt} \cong -\eta 4 \cdot 10^{-13} \frac{L}{gR}$, kde $\eta \approx (0,35 - 0,40)$.

Další příčinou úniku látky z povrchu chladných hvězd jsou pulzace, které ve vnějších řídkých vrstvách přecházejí v rázové vlny, které z nich vypuzují hmotu. Hvězdy ve fázi červeného obra respektive veleobra mohou ztratit podstatnou část své hmoty. Pozorováním určené hodnoty úniku hmoty dávají od $10^{-7} M_S \text{ rok}^{-1}$ u dlouhoperiodických proměnných hvězd s relativně krátkou periodou, u dlouhoperiodických proměnných hvězd s delší periodou a velkým zářivým výkonem až na $10^{-4} M_S \text{ rok}^{-1}$, Wood 1997. Vypuzený materiál ve hvězdném okolí rychle chladne, takže v něm kondenzují prachové částice, které uvedené hvězdy zahalují do neprůhledných obalů. Objekty jsou výraznými zdroji v blízké i vzdálené infračervené oblasti spektra.

Po zbavení se vnějších vodíkových obalů dojde ke změnám celkové jasnosti objektů. Dojde k odhalení jádra, k přerušení přísunu termonukleárního paliva. Pobyt na asymptotické větvi obrů je pro hvězdy ($0,8 - 8$) M_S posledním obdobím jejich aktivního vývoje. Z hvězdy

zůstává odhalené horké elektronově degenerované uhlíkokyslíkové jádro s $T \geq 3 \cdot 10^5 \text{ K}$, budoucí bílý trpaslík s hmotností $(0,6 - 1,4) M_{\odot}$ a jeho expandující vnější obal, který vytvoří tzv. planetární mlhovinu.

Shrnutí: První promíchávání se realizuje v okamžiku, kdy konvektivní obálka se přesunuje dovnitř hvězdy, která se tak stává poprvé červeným obrem. Výpočty změn chemického složení v této fázi vývoje prováděl Sweigart et al. 1990, konkrétně šlo o výpočty nárůstu obsahu helia, což zachycuje ΔY . Poměr $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ se po prvním promíchávání příliš nemění s hmotností či původním chemickým složením hvězdy. Konvektivní obálka přenáší produkty CNO cyklu k povrchu. Přesněji CN proces dosahuje rovnováhy před ON proces, takže k povrchu je přenášen materiál CN procesu. Na povrchu hvězdy je obohaceno množství dusíku, vzroste 2krát, zatímco uhlík je ochuzen, klesne o 30 %. Obsah kyslíku zůstává beze změny.

Červené obry můžeme pozorovat ve stadiu CN procesu v jejich atmosférách. Jde o první pozorovací údaj produktů termojaderných reakcí, předcházející vývoj byl přímému pozorování nedostupný.

Červení obři se vyznačují relativně pomalým hvězdným větrem $(5 - 30) \text{ km.s}^{-1}$ s úbytkem hmoty $10^{-8} M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$, celkově může dosáhnout $0,2 M_{\odot}$ v závislosti na zářivém výkonu.

V této fázi vývoje má hvězda dva zdroje, v jádře probíhá termojaderné fúze helia, dále hoří vodíkový slupkový zdroj. Ten přispívá více než 70 % k celkovému zářivému výkonu hvězdy. Obraz hvězdy stoupá na asymptotické větvi obrů.

Druhé promíchávání nastává při vzniku elektronové degenerace jádra CO po vyhoření helia ve hvězdách s větší hmotností než je kritická hmotnost, která závisí na hmotnosti jádra M_c a chemickém složení. V průběhu druhého promíchávání není předpokládán úbytek hmotnosti. Obsah vodíku je určován z klasického vztahu $X = 1 - Y - Z$, kde Y, Z jsou určovány z pomocných vztahů počítaných pro druhé promíchávání.

V průběhu vývoje na asymptotické větvi obrů úbytek hmotnosti roste od $(10^{-8} \text{ do } 10^{-6}) M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$. Vítr je urychlován prachem. Platí Paczynského vztah $L = 59250 \left(\frac{M_c}{M_{\odot}} - 0,495 \right)$, kde L je v $[L_{\odot}]$.

Třetí promíchávání

Slupkové zdroje a jejich stabilita. Předpokládejme model se dvěma slupkami, heliovou a vodíkovou. Nezbytné teploty pro hoření vodíku $3 \cdot 10^7 \text{ K}$, pro hoření helia $2 \cdot 10^8 \text{ K}$.

Jestliže se heliový slupkový zdroj posouvá směrem k vodíkovému, výrazně narůstá hoření vodíku. Platí vztah $\frac{m_H}{m_{He}} = \frac{L_H}{L_{He}} \frac{q_{He}}{q_H} \frac{X_{He}}{X_H}$, kde X_i zachycuje koncentraci reagujících prvků na začátku v slupkovém zdroji, q_i označuje velikost energie uvolňované při termojaderných reakcích na jednotky hmotnosti. V stacionární situaci platí přibližně $L_H = 7L_{He}$.

Teplné nestability jsou důsledkem existence slupkových zdrojů, objevují se i při velmi zjednodušených modelech.

Pro tyto hvězdy je typická efektivní teplota v rozmezí (5 000 – 2 500) K, velký zářivý výkon nad $3\,000 L_S$, poloměr řádově až několik set poloměru Slunce a poměrně rozsáhlý únik hmoty řádově $10^{-7} M_S$ za rok.

S ohledem na celkovou dobu existence hvězd je pobyt na asymptotické větvi obrů relativně krátký, desítky milionů roků. Do podobného stadia dospěje naše Slunce za přibližně 7 miliard roků. Hvězda s počáteční hmotností $1 M_S$ setrvává na asymptotické větvi obrů $2 \cdot 10^5$ roků, hvězda s hmotností $2 M_S$ setrvává na asymptotické větvi $8 \cdot 10^5$ roků a hvězda s hmotností $3 M_S$ $1,8 \cdot 10^5$ roků (Groenewegen et al. 1995).

Hvězdy AGB reprezentují konečnou fázi aktivního vývoje více než poloviny hvězd, jsou zdrojem prachových částic, jež jsou nezbytné při tvorbě hvězd v hustých molekulárních mračnecích.

Stavbu nitra těchto hvězd lze rozdělit na dvě části. V jádře červených obrů se nachází malé a horké elektronově degenerované jádro, s teplotou 10^8 K, hmotnost M_c v rozmezí (0,6 – 1,4) M_S , poloměr 10^7 m, hustota 10^9 kg.m⁻³, složené z produktů předcházejícího hoření, tedy uhlíku, dusíku, kyslíku a neonu. Kolem jádra se rozkládá výrazně chladnější obal bohatý na vodík, jehož poloměr může dosáhnout až 1 AU. A povrchová efektivní teplota klesnout na 2 500 K. Vodíkový obal hvězdy přechází v rozsáhlou, desítky AU velmi řídkou, chladnou (desítky kelvinů) a komplikovanou okolohvězdnou obálku, tvořenou unikajícím plynem a prachem.

V centrální části hvězdy se nachází homogenní jádro, složené převážně z uhlíku a kyslíku, které jsou ve stavu elektronové degenerace. Poloměr R_c v porovnání s celkovým poloměrem hvězdy je nepatrný $R_c/R \approx 10^{-4}$, soustřeďuje značnou část celkové hmotnosti, u hvězd AGB s malou hmotností se počáteční hmotnost M_c jádra odhaduje na $\approx 0,5 M_S$, zatímco u hvězd s větší hmotností a s větším zářivým výkonem až na $M_c \approx 1,1 M_S$.

Zastoupení kyslíku a uhlíku v jádře je obtížně zkoumatelné. Poměr obou prvků se pohybuje C/O od 0,1 až do 1, Olofsson 1999.

Vzhledem k nízké teplotě elektronově degenerovaného jádra zde žádné termonukleární reakce neprobíhají a u hvězd s počáteční hmotností $(0,8 - 8) M_S$, které se dostaly na asymptotickou větev obrů, je další chemický vývoj centrálních oblastí uzavřen. Jádro se objeví až po rozplynutí vodíkového obalu jako hustý a horký bílý trpaslík.

Hvězdy s počáteční hmotností $M \leq 0,8 M_S$ nedokončí spalování vodíku v konečně dlouhé době, u hvězd $M \leq 0,5 M_S$ dokonce elektronová degenerace zabrzdí další vývoj po absolvování stadia hvězdy na hlavní posloupnosti, nevytvoří se teplota dostatečná k zapálení heliových reakcí.

Naopak u hvězd s větší hmotností $M \geq (6 - 8) M_S$ mohou být v centrálních oblastech teploty tak vysoké, že vzniknou podmínky pro zapálení dalších termonukleárních reakcí, při kterých hoří uhlík a kyslík na těžké prvky až po prvky skupiny železa.

Obal kolem jádra může mít poloměr až 1 AU, povrchová efektivní teplota poklesává na 2 500 K. Vodíkový obal přechází v rozsáhlou (desítky AU) velmi řídkou chladnou (desítky kelvinů) a komplikovanou okolohvězdnou obálku tvořenou unikajícím plynem a prachem.

V atmosférách je hlavním typem přenosu energie záření. Maximum toku záření leží $(1 - 2) \mu\text{m}$. Rozložení energie je však rozdílné od Planckova. Interakce mezi zářením a látkou:

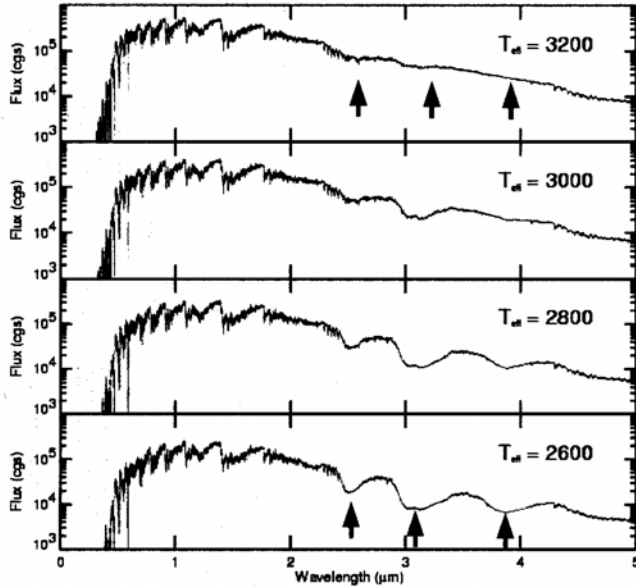
- absorpce (v povrchových vrstvách H_2^- , hlavním příspěvkem je H^- , v hlubších vrstvách H) a Rayleighův rozptyl H a H_2 , vše kontinuu,
- čárová absorpce,
- absorpce prachem.

Atmosféry hvězd AGB jsou značně rozsáhlé, pro typický model $2 M_S$, 3 000 K, je poloměr řádově 200 R_S . tedy dosahují v měřítku sluneční soustavy mezi poloměry drah Venuše a Země. Poloměry hvězd jsou závislé na vlnové délce, viz studie Hofmann et al. 2001 hvězdy *R Leo*, s poloměrem $(417 \pm 97) R_S$ a efektivní teplotou $T_{\text{ef}} = (2\,590 \pm 180) \text{ K}$, například velikost úhlového poloměru se mění od $(48.7 \text{ do } 75.6) \text{ mas}$.

Atmosféry jsou vzhledem k podmínkám pozorovatelné z vnějšku. V prvním přiblížení do $\tau = 1$ v kontinuu v závislosti na vlnové délce. Alespoň do hloubky 10 % hvězdného poloměru lze pozorovat, při poloměru 200 R_S do hloubky 20 R_S ! Připomínáme, že u Slunce to je přibližně 500 km, tudíž 0,07 %. Typické podmínky v atmosférách hvězd jsou tlak 10^2 Pa , hustota $10^{-6} \text{ kg.m}^{-3}$, obě veličiny poklesávají exponenciálně.

K astrofyzikálním důkazům existence horních vrstev ve spodní chromosféře patří emisní čáry Mg II, Ca II, mnoho čar Fe II a C II. Spektra AGB hvězd jsou různá v závislosti na pulsační fázi. Existuje řada názorů, že chromosféra je u těchto hvězd velmi rozsáhlá.

Spectra of AGB Stars



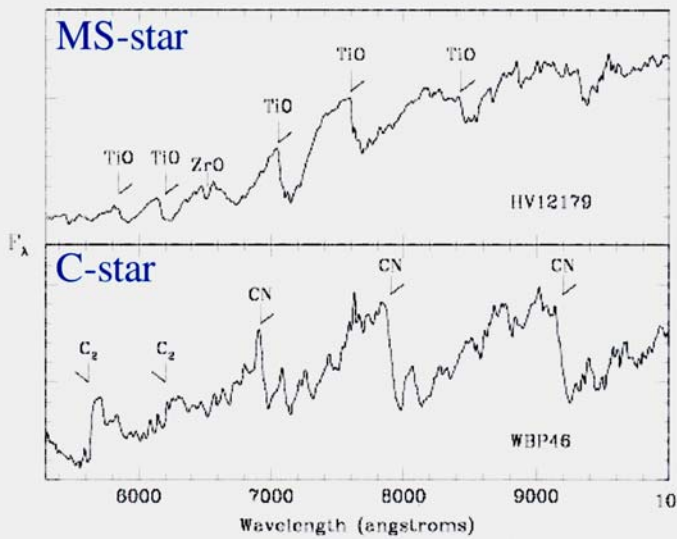
Spectra are T_{eff} dependent, e.g. HCN and C_2H_2 features.

C giant (C/O = 1.1)

(synthetic spectra)

STRUCTURE and EVOLUTION of AGB stars *(the central star)*

Optical spectra



Key: C/O ratio
strongly bound CO-molecule

sequence increasing C/O-ratio

M → MS → S → SC → C

MS: TiO and ZrO

S: bands of molecular oxides disappear

Historie AGB.

1. 1978: Iben & Truran prezentovali první významnější AGB syntetický model, užili výsledků s-procesu nukleosyntézy
2. 1981: Renzini & Voli prezentovali strukturu a základní složky modelů hvězd v pozdních etapách vývoje.
3. 1993: Groenewegen & de Jong vytvořili syntetické modely zahrnující efekty rozdílné metalicity, časové variace termálních pulsů.
4. Poslední období Marigo et al. propracovali problematiku třetí promíchávání.

Následuje výklad vnějších prachových oblastí, zeslabení hvězdného větru.

Částice jsou odnášeny hvězdným větrem, v průběhu t_n a zrnka prachu se přesunou o R_s , hustota poklesne zhruba o dvojnásobek (expanzní faktor). Tím se stává obtížným další nárůst zrněk, která se nyní pohybují po rovnějších a delších drahách při nižších hustotách. Celkově se tak zvětšuje čas nárůstu zrněk t_n . Shrnuto růst zrněk prachu se zastaví v důsledku zředění prostředí, nikoliv v důsledku vyčerpání možností růstu.

Pochopitelně prach má vliv na opacitu. Opacita plynu poklesává, protože při růstu zrněk prachu se „pročišťuje“ prostor. Prachová opacita narůstá, je dominující, zvyšuje se absorpční koeficient prachu.

Důležitou vlastností opacity prachových zrn u AGB hvězd je, že velikost zrněk \ll vlnová délka světla, tvar křivky opacity $\chi(\lambda)$ je nezávislý na velikosti zrn! Tudiž unikající hvězdný vítr má vyšší hustotu plynu, pochází z hustšího prostředí, nelze použít hydrostatický model atmosféry, protože prachová hustota v oblastech formování je příliš nízká. Proto scénář průchodu rázových vln předpokládá stlačování plynu, zahřívání a vyzdvižení vzhůru. Dále se plyn ochlazuje vyzařováním, zvyšuje se hustota vně se pohybující slupky. V této vrstvě teplota podporuje růst zrněk prachu, nastavuje účinný růst prachových zrněk. Je-li zrněk prachu příliš málo, vrstva padá zpět. Je-li zrněk prachu dostatečný počet, narůstá opacita a tlak záření, prach je poháněn, vleče se sebou plyn, vrstvy unikají vně.

Při shrnutí problematiky AGB můžeme konstatovat, že dosud existuje dobré propracování kvalitativního pochopení vývoje hvězd na AGB. Řada nejasností v kvantitativních modelech, například konvektivní přenos energie v modelu hoření na vrcholu HBB a pulsačních modelech, velké nejistoty v propracování problematiky promíchávání na hranicích konvekce, problematiky ^{13}C při prvním a druhém promíchávání.

Astrofyzikální studium těchto hvězd je obtížné, CO molekula v atmosféře má vysokou disociační energii, je velmi účinná při využívání uhlíku. Obecně je velmi obtížné stanovení

kontinua vzhledem k obrovskému počtu čar, například jeden bod určité vlnové délky intenzivního záznamu je vytvářen až sto čarami.

Hvězdy OH/IR

Jejich charakteristickým rysem je maserová emise na rádiových vlnách, na vlnové délce 18,6 cm, tedy 1 612 MHz od molekul OH. Maserová emise je generována v tenké vrstvě. Po prvé byla emise OH pozorována roku 1968. Později pro některé infračervené zdroje charakterizující maserovou emisí OH bylo provedeno ztotožnění s objekty v optickém oboru.

Obří v této fázi vývoje jsou charakterizováni nízkou efektivní teplotou, zhruba 3 000 K, zářivými výkony 1 000 L_S . Všeobecná klasifikace těchto hvězd je:

1. Typ M (obsah na povrchu $O > C$), vyznačuje se intenzivními absorpčními pásy TiO v červené oblasti spektra.
2. Typ S (poměr $C/O \rightarrow 1$), místo pásů TiO pozorujeme pásy ZrO.
2. Typ C ($C > O$), v kterém místo oxidů kovů pozorujeme hlavně molekuly obsahující uhlík, C_2 , CN, CH.

6. Červení obří

6.1. Proč se hvězdy stávají červenými obry

Při zdůvodnění vycházíme z práce Adams et al. 2004, nejprve připomeneme základní vztah $L = 4 \pi R^2 \sigma T_{ef}^4$. Při vývoji hvězda zvětšuje svůj zářivý výkon, jde o tzv. „problém zářivého výkonu“, který může být řešen dvěma způsoby. Buď hvězda zvětší svoji velikost (poloměr) a hvězda se stane červeným obrem nebo může narůstat teplota, pak se hvězda stane modrým trpaslíkem. Hmotnost předurčuje velikost zářivého výkonu

Předchozí výklad ilustrují rovnice stavby hvězd. Ve vnějších částech hvězdy musí být energie transportována vně, jak popisuje rovnice přenosu záření $L = -4\pi r^2 \frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dr}$.

Hvězda je rovněž ve stavu hydrostatické rovnováhy, musí tedy platit $\frac{dT}{dr} = -\frac{1}{1+n} \frac{\mu GM_r}{r^2 R_g}$,

kde R_g je univerzální plynová konstanta. Úpravou rovnic obdržíme pro zářivý výkon

$$L = \frac{16\pi}{3} \frac{acG}{R_g} \frac{\mu n}{1+n} \frac{T^3}{\kappa\rho}. \text{ Opacitu vyjádříme z Kramerova zákona } \kappa = \text{konst.} \rho^\alpha T^\omega \text{ a}$$

$\rho \approx R^{-\gamma}$, kde $\gamma = 3$ pro hvězdu s homogenním rozložením hustoty, u reálných hvězd je hustota koncentrována ke středu, tedy $\gamma < 3$. Z rovnic pro zářivý výkon můžeme vyjádřit

$$\frac{\Delta L}{L}, \frac{\Delta R}{R}, \frac{\Delta T}{T}, \left(\frac{\Delta L}{L} = 2 \frac{\Delta R}{R} + 4 \frac{\Delta T}{T} \right). \text{ Řešením dvou rovnic pro dvě neznámé obdržíme}$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\alpha}{\omega+5} \frac{\Delta L}{L} \text{ a } \frac{\Delta R}{R} = \frac{\omega+1}{\lambda(\omega+5)} \frac{\Delta L}{L}. \text{ Odpověď na problém přechodu k červeným obrům je}$$

obsažena v těchto dvou rovnicích, jde o zvětšování $\frac{\Delta L}{L}$. Hvězda může změnit poloměr nebo

teplotu nebo obě veličiny. Je-li hvězdná fotosféra v blízkosti opacitní limity, kdy je opacita rostoucí funkcí teploty, potom je ω velké, $\Delta T \rightarrow 0$ a $\frac{\Delta R}{R} \rightarrow \gamma^{-1} \frac{\Delta L}{L}$, tedy hvězda se stává

červeným obrem.

Klasifikace proměnných červených obrů, založená na vizuálních světelných křivkách.

1. Miridy – velké amplitudy ($> 2,5$ mag V), proměnnost relativně pravidelná.
2. Poloprávidelné proměnné – malé amplitudy, určitá periodičnost
3. Nepravidelné proměnné – malá periodičnost, chudé studie světelných křivek.

6.2. Spektra a atmosféry červených obrů

Při charakterizaci atmosfér vycházíme z publikace S. Hamdani et al. 2000, ve které jsou detailně zkoumány atmosféry sedmi červených obrů ve dvou otevřených hvězdokupách NGC 2360 [Fe/H] = 0.07 a NGC 2447 [Fe/H] = 0.03, efektivní teploty (5 130 – 5 250) K.

Při znalostech hmotností jednotlivých hvězd (2,10 – 2,93) M_S , lze vyjádřit vztah mezi log g a T_{ef} takto **log g = - 12,51 + log M + 4 log T_{ef} + 0,4 (M_V + BC)**, kde M je v M_S , M_V je absolutní vizuální hvězdná velikost a BC je bolometrická korekce. Předpokládáme $M_{\text{bolS}} =$

4,75 mag. Atmosférické parametry T_{ef} a v_t byly určovány iterativním postupem vyvinutým Boyrchukem et al. 1996.

Dále byla odvozena závislost $v_t = f(\log g)$. Pro hvězdy ($4\,500 \leq T_{\text{ef}} \leq 5\,500$) K platí $v_t = -0,86 \log g + 4,01$.

K výkladu obsahu lithia můžeme doplnit, že během výstupu na větev červených obrů při prvním promíchávání dochází k zředění povrchového lithia volným z vnitřních oblastí, asi na 1/30 původní hustoty. Některá pozorování červených obrů toto nepotvrdila, obsah lithia je větší než vyplývá z teorie. Existují superlithiové AGB hvězdy – $\log N(\text{Li}) = 5$, připomínáme průměrnou hodnotu obsahu lithia ve vesmíru $\log N(\text{Li}) = 3,1$. Tedy hvězdy musí produkovat lithium ve svých nitrech. Výkladový model vychází z práce Cameron, Fowler 1971: Některé atomy ^3He ve vnějších obálkách hvězd mohou být vpraveny do zón bohatých na ^4He . Při nárůstu teploty na $4 \cdot 10^7$ K dojde k transformaci na ^7Be . Atom ^7Be po zachycení elektronu vytvoří ^7Li . K tomu dojde až po přenesení konvekci ^7Be do oblastí, ve kterých je reakce $^7\text{Li} + p \rightarrow 2\ ^4\text{He}$ dostatečně pomalá, aby nebylo lithium opět zcela rozloženo.

Prach kolem červených obrů při prvním vzestupu na H-R diagramu

Dnes jsou již rozpracovány modelové propočty fyzikálních podmínek v prachových obálkách kolem hvězd - červených obrů III, vyznačujících se infračerveným excesem (přebytkem záření v infračerveném oboru), příkladem je hvězda δ And.

K výkladu jsou rozpracovány tři modely.

1. Prach je sporadicky vypuzován z hvězd, což je pro většinu objektů málo pravděpodobné.
2. Druhou možností jsou případy emisí z mezihvězdného prachu v blízkosti hvězd, vyvolané horkými skvrnami. Protože 70 % červených obrů s infračerveným přebytkem leží v rozsahu ± 100 pc od galaktické roviny, kde je tento jev pozorován, předpokládáme objasnění těchto infračervených přebytků tímto způsobem.
3. Třetí model vychází z toho, že usuzovaná hmotnost prachu kolem některých červených obrů je větší než 10^{23} kg.

Družice IRAS objevila prach kolem hvězd hlavní posloupnosti, Aumann et al. 1984. Zuckerman, Kim & Lin 1995 publikovali seznam 92 obrů s červeným přebytkem, vybraných z původních 40 000 objektů. Srovnáním s katalogem Hipparcos byli vybráni červení obři do 150 pc od Slunce.

Z modelů první předpokládá relativně tenkou slupku prachu kolem hvězdy a stejnou teplotu zrněk prachu. Vzdálenost hvězdy a prachové slupky je dána vztahem Jura et al. 1995

$$d_{zr} = 0,50R \left(\frac{T}{T_{zr}} \right)^{2,5}, \text{ kde } R \text{ a } T \text{ jsou parametry hvězdy. Přibližně } R \approx 10^{10} \text{ m, } T \approx 4\,000 \text{ K,}$$

$$T_{zr} \approx 60 \text{ K, } d_{zr} \approx (1500 - 4\,000) \text{ AU.}$$

Nejpropracovanější je model obíhajícího prachu. Předpokládáme sférické částice poloměru a , obíhající na dráze kolem hvězdy, jejíž zářivý výkon L a hmotnost M . Podle Artymowicze 1988 podmínka rovnováhy sil gravitačních a sil vyvolaných tlakem záření dává $a_{\min} >$

$$\frac{3L}{16\pi GMc\rho}, \text{ kde } \rho \text{ vyjadřuje hustotu zrnka prachu, } \rho \rightarrow 10^3 \text{ kg.m}^{-3}, \text{ neboť předpokládáme}$$

H_2O . Pro hodnotu vzdálenosti $d_{zr} = 0,5R \left(\frac{T}{T_{zr}} \right)^2$, viz Jura et al. 1993. Celková hmotnost zrněk

$$\text{prachu } M_{zr} = 16\pi\rho \frac{L_{ir}}{L} d_{zr}^2 a_{\min} / 3. \text{ Přibližné hodnoty } a_{\min} \approx (20 - 50) \mu\text{m, } T_{zr} \approx (60 - 80)$$

$$\text{K, } d_{zr} \approx (100 - 250) \text{ AU, } M_{zr} \approx (10^{23} - 10^{24}) \text{ kg.}$$

Modely atmosfér červených obrů

Při zkoumání základních souvislosti modelů atmosfér červených obrů vycházíme z práce Pavlenko, Jakovina 1994. Obsahuje mimo jiné porovnání modelů atmosféry Slunce (5770/4.44) a K obra (4000/1.5) s využitím metody výběrové neprůzračnosti. V práci je dále zkoumáno, jak mnoho zjednodušující předpoklady výpočtu ovlivňují velikost odchylek při určování chemického složení.

Modely atmosfér hvězd pozdních spektrálních typů jsou nezbytné při řešení mnohých problémů současné astrofyziky. Nehledě na to, v existujících metodikách postupech takových modelů jsou využívána podstatná zjednodušení při interpretaci termodynamických vlastností prostředí, procesů turbulence, pokrývkového jevu, při jejichž výpočtech jsou zapotřebí výkonné počítače s velkou kapacitou paměti. Problém určení modelu atmosféry hvězdy daného spektrálního typu můžeme při využití dostatečně úplné sítě modelů atmosfér hvězd, propočítané řadou autorů, při výběru základních charakteristik: efektivní teploty T , gravitačního zrychlení $\log g$, obsahu kovů [Fe/H].

V atmosférách červených obrů jsou důležitým zdrojem neprůzračnosti molekuly, obsahující atomy uhlíku, dusíku a kyslíku. Tudiž při výpočtu sítě modelů atmosféry chladných hvězd je nezbytná znalost obsah C, N, O tak i kovů, což se odráží na struktuře modelu.

Model se zadaným T , $\log g$ a chemickým složením, které ve většině případů je zadáno pouze jedním parametrem - obsahem kovů, získáme prostřednictvím interpolační procedury modelu ze sítě. Jednodušší metoda spočívá v možnosti sjednocení měřítek modelu. Použití pouze jednoho parametru obsahu kovů pro charakterizování složení atmosféry hvězd pozdního spektrálního typu je nedostatečné, protože změna obsahu C, N, O a kovů se musí nutně odrazit na struktuře modelu. Na úrovni fotosféry neprůzračnost látky podstatným způsobem závisí na obsahu kovů, zdrojů volných elektronů v atmosférách chladných hvězd. Nad fotosférou je neprůzračnost atmosféry takových hvězd určována především absorpcí molekul, skládajících se z atomů uhlíku, dusíku, kyslíku. Existující sítě modelů jsou propočítány pro pevně zvolenou hodnotu rychlosti mikroturbulence, zpravidla $v_t = 2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Takovým způsobem při sledování spektra konkrétní hvězdy je vhodné využívat model atmosféry, u kterého budou započteny rozdílnosti fyzikálních charakteristik této hvězdy, jak mikroturbulentní rychlosti tak obsahu jednotlivých prvků.

Podstatným pro výpočet modelů atmosfér hvězd pozdních spektrálních typů je zahrnutí pokrývkového efektu. Nejvíce je rozvinuta metoda výběrové neprůzračnosti, Kurucz 1992. V případě uváděné práce Pavlenko, Jakovina je realizována metoda započtením absorpce v čarách atomů a iontů v programu výpočtu modelu atmosféry SAM71.

- údaje o atomárních čarách jsou vzaty z Kurucz, Petzman 1975,
- profily jednotlivých absorpčních čar jsou propočítány pomocí Voigtovy funkce,
- absorpce v pásech molekul CN, CO, H₂O, NH, OH je započítána za pomoci zjednodušených metodik plné překrytí čar.

Pro atmosféry K obrů byly propočítán základní model atmosféry s parametry T_{ef} , $\log g$, Fe/H, v_t : 4 000, 1.5, 0.0, 2.0.

KML - model se započtením pokrývkového efektu, podmíněného absorpcí jak v pásech molekul, tak i v čarách atomů a iontů,

KM - model vypočítaný za pomoci pouze molekulární absorpce,

KL - model se započtením absorpce pouze v čarách atomů a iontů,

K - model bez započtení pokrývkového efektu.

Při výpočtech těchto modelů je síť frekvencí propočítána po 500 uzlech, rozložených v intervalu $300 < \lambda < 20\,000 \text{ nm}$. Monochromatické toky z ultrafialové části spektra u chladných hvězd jsou podstatně menší ve srovnání se Sluncem a tudíž je lze při výpočtech integrálního toku zanedbávat.

Ze srovnávací analýzy uvedených modelů, z propočítaného vlivu jednotlivých zdrojů neprůzračnosti na strukturu modelů atmosfér K obrů vyplývá, že jejím základním zdrojem

v atmosférách je molekulární absorpce.

Metoda výběrové neprůzračnosti umožňuje propočítat modely atmosfér hvězd s přesností odpovídající současné úrovni.

Odlišnosti v současných modelech atmosfér červených obrů mají malý vliv na odhad obsahu kovů v atmosférách hvězd, rozdíly nepřevyšují 0.2 dex. Tyto odhady jsou více citlivé k teplotním rozdílům u modelů v hlubších vrstvách atmosféry než v povrchových vrstvách.

Propočty ukázaly, že při kvantitativní analýze hvězdných spekter je nezbytné řešit úlohu vzájemné závislosti. Odhady chemického složení atmosfér musí být v souladu se strukturou atmosféry. Jestliže struktura atmosféry neodpovídá získanému chemickému složení, výsledky analýzy mohou být zatíženy podstatnými chybami. Při nesouladu chemického složení a struktury modelu atmosféry, s kterým jsou získány odhady obsahu prvků, mohou být jejich chyby stejného řádu jako velikost nesouhlasu. Tento závěr je velmi zajímavý pro řešení fundamentálních úloh současné astrofyziky, jako je určování chemického složení hvězdokup.

Byly vytvořena síť modelů atmosfér pro intervaly (3 750 K - T - 6 000 K), (0.75 - log g - 3.0) a (- 3.0 = Fe/H = 0.0). Výběrová absorpce je aproximována rozdělovací distributivní funkcí opacity, kde jsou započítány čáry prvků - kovů a molekulární čáry, včetně infračervených CO a CN.

V práci J.V. Pavlenko 2003 jsou diskutovány výsledky výpočtů modelů atmosfér M obrů a C obrů s normálním chemickým složením.

Předpoklad planparalelnosti modelů atmosfér, kdy tloušťka fotosféry je mnohem menší než poloměr hvězdy, neplatí především pro hvězdy nad hlavní posloupností, tedy pro obry respektive veleobry. Proto jsou tyto modely nahrazeny sféricko-symetrickými, kde hustota ve fotosféře pomalu postupně klesá se zvětšováním vzdálenosti od středu hvězdy. Volíme prsto fotosférické vrstvy stejné hustoty, hledáme závislost teploty na optické hloubce ve zvoleném případě.

Sféricko-symetrické modely

Rovnice přenosu záření má tvar $\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu$. Předpokládáme, že hvězda se vyznačuje

sférickou symetrií, intenzita záření I_ν závisí:

a) vzdálenosti r od středu hvězdy

b) na úhlu ν mezi směrem záření a směrem rádius vektoru

Platí obecná rovnice $\frac{dI_\nu}{ds} = \frac{\partial I_\nu}{\partial r} \frac{dr}{ds} + \frac{\partial I_\nu}{\partial \vartheta} \frac{d\vartheta}{ds}$.

Dále platí $\frac{dr}{ds} = \cos \vartheta$, $\frac{d\vartheta}{ds} = -\frac{\sin \vartheta}{r}$. Rovnice přenosu záření ve sféricko-symetrickém

případě má tvar $\cos \vartheta \frac{\partial I_\nu}{\partial r} - \frac{\sin \vartheta}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial \vartheta} = -\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu$.

Rovnice zářivé rovnováhy $4\pi \int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \int_0^\infty \kappa_\nu d\nu \int I_\nu d\omega$. Integrací rovnice přenosu záření ve

všech frekvencích a směrech obdržíme $\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \int_0^\infty H_\nu d\nu \right) = -\int_0^\infty \kappa_\nu d\nu \int I_\nu d\omega + 4\pi \int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu$.

Z platnosti rovnice zářivé rovnováhy vyplývá $\frac{d}{dr} \left(r^2 \int_0^\infty H_\nu d\nu \right) = 0$, kde H_ν je tok záření,

množství zářivé energie protékající ve všech směrech přes jednotkovou plochu v jednotkovém

intervalu frekvencí za časovou jednotku $H_\nu = \int I_\nu \cos \vartheta d\omega$. Tedy $\int_0^\infty H_\nu d\nu = \frac{C}{r^2}$, tudíž tok

záření po integraci po celém spektru je ve sféricko-symetrické atmosféře nepřímo úměrný čtverci vzdálenosti od středu hvězdy. Vztah je důsledkem skutečnosti, že v atmosféře chybí zdroje energie a její výtoky.

Je-li tloušťka atmosféry mnohem menší než poloměr hvězdy, atmosférické vrstvy mohou být nesférické, rovinné. Jestliže úhel ϑ se nemění podél paprsku, máme obvyklou rovnici

přenosu záření $\cos \vartheta \frac{dI_\nu}{dr} = -\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu$. Vzhledem k tomu, že vzdálenost r od středu hvězdy

se mění ve fotosféře v malých intervalech, dostáváme $\int_0^\infty H_\nu d\nu = konst$.

Vhodný model atmosfér červených obrů je podrobně komentován v práci Hauschildt et al. 1999, PHOENIX, Version 10.5., jde o sféricko-symetrický model, pro obry s nízkým gravitačním zrychlením, tedy $\log g \leq 3,5$, což jsou vhodné parametry pro výpočet struktury modelu atmosféry i výpočet syntetického spektra.

Seznam molekulárních čar zahrnuje asi $5 \cdot 10^8$ čar, z nichž každá má svůj individuální profil, pro silné čáry Voigtův a pro slabé čáry Gaussův. Z celkového seznamu je vybírán podle podmínek podseznam čar, například pro atmosféru typického obra $T_{ef} \approx 3000$ K obsahuje $1,9 \cdot 10^8$ molekulárních čar.

Parametrizace modelů pro obry vyžaduje splnění dodatečných podmínek, poloměr hvězdy R musí splňovat podmínku $g_{grav} = \frac{GM}{R^2}$, kde g_{grav} definujeme jako gravitační zrychlení v optické hloubce $\tau_{std} = 1$, což je optická hloubka v kontinuu na vlnové délce $1,2 \mu\text{m}$. Zářivý výkon je dán vztahem $L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4$. Pro jednoduchost je sít modelů založena na parametrech $(T_{ef}, \log g, M, [Fe/H])$.

Příkladem spektroskopického studia K respektive M obrů je práce T. Tsuji 2001, která se zabývá analýzou spektra získaného infračervenou kosmickou observatoří ISO na vlnové délce vodního pásu $6,3 \mu\text{m}$ u K obra Aldebarana (α Tau) a několika M obrů, spektrálních tříd M0 – M3,5. Přítomnost vodních par v atmosférách K obrů a raných M obrů byla zcela neočekávaná a lišila se od tradičního obrázku atmosfér červených obrů skládajících se z **fotosféry, horké chromosféry a chladného větru**.

Výzkum v infračervené části spektra byl začat již před 40 léty. Voda byla zjištěna ve hvězdách α Cet a R Leo, Woolf et al. 1964. Možná přítomnost vody v normálních M obrech μ Gem (M3 III) a ρ Per (M4 II) stejně jako u α Ori (M2 Iab) byla předpokládána na absorpčních pásech $1,4 \mu\text{m}$ a $1,9 \mu\text{m}$, Wing & Spinrad 1970. Původně bylo předpokládáno, že voda je přítomna pouze u chladných obrů, chladnějších než M 6, Johnson & Méndez 1970. Později vyvinuté modely fotosfér červených obrů předpokládaly existenci vody u M obrů s teplotami nižšími než $3\,200\text{ K}$, přesněji od $T_{ef} \approx 3\,250\text{ K}$ pro M6 III.

1. α Cet M 1,5 IIIa $(3869 \pm 161)\text{ K}$
2. β Peg M 2,5 II – III $(3890 \pm 174)\text{ K}$
3. γ Cru M 3,5 III 3626 K

U těchto hvězd byla zjištěna přítomnost spektrálních čar vody, nejintenzivnější byly čáry u β Peg. Sloupcová hustota vody (počet částic ve válci, jehož výška odpovídá vzdálenosti od sledovaného zdroje) je u β Peg $2 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-2}$.

Spektra pozorovaných hvězd, viz obr. První pozorované spektrální čáry vody se objevují v modelech při teplotách $T_{ef} = 3\,300\text{ K}$, nejintenzivnější jsou při $T_{ef} = 3\,200\text{ K}$.

Poznamenejme, že odpovídající model fotosfér chladných hvězd není stále ještě dokonalý. Například předpoklady konvekce a turbulence a jejich interpretace nejsou zdaleka vyjasněny. Stále zůstává důležitým členění atmosfér obrů na fotosféru, chromosféru a hvězdný vítr.

Možným objasněním může být přítomnost míst s velkými skvrnami, které mohou ovlivňovat rozdělení energie ve spektru, proměnnost, aktivitu atd. Dosud však nemáme důkazy takových efektů u normálních červených obrů.

7. Červení veleobří

Tabulka nejznámějších červených veleobrů.

Hvězda	vizuální h.vel. [mag]	spektrální třída	vzdálenost [pc]	poloměr [AU]
Betelgeuse	0,50	M 2 Iab	132	3,6
Antares	0,96	M 1,5 Ib	184	4,2
α Her	3,48	M 5 Ib/II	123	2,0
μ Cephei	4,08	M 2 I ae	613	5,7
VV Cephei	4,91	M 2 I aep	613	8,8

Velmi známým objektem je hvězda μ Cephei M 2 Ia, s teplotou 3 300 K, poloměrem 2 400 R_S a zářivým výkonem $6 \cdot 10^5 L_S$.

Pochopení problematiky červených veleobrů je stále ještě limitováno komplexností jejich atmosfér, hvězdnými obálkami a jejich vzájemnou souvislostí, tj. dynamikou atmosféry, chromosférické aktivity a úbytkem hmoty. Na základě studia dvaceti galaktických M veleobrů byla prováděna analýza rychlostní struktury atmosfér, byly nalezeny atmosférické pohyby, pravděpodobně konvektivního původu s rychlostmi korelujícími s úbytkem hmoty. Je zřejmé, že konvekce hraje klíčovou roli v úbytku hmoty veleobrů. V práci E. Josselin, B. Plez, N. Mauron 2003 je prováděna předběžná analýza profilů H_α v souvislosti s chromosférickou aktivitou.

Červení veleobří (RSG) reprezentují klíčovou fázi vývoje hvězd s větší hmotností ($10M_S \leq M_{poč} \leq 30M_S$), v průběhu které ztrácejí většinu své hmoty Castor 1993. Současně s bohatou nukleosyntézní aktivitou tak hrají zásadní roli v chemickém vývoji galaxií.

Přesná znalost struktury a evoluce červených veleobrů je tak podstatná. U úbytku hmoty je překážkou obtížnost pozorování okolohvězdné obálky a odvození jejich parametrů jako velikost úbytku hmoty, expanzní rychlost a geometrie obálek.

Prostřednictvím modelů hvězd byl zkoumán vývoj a pulzace červených veleobrů, s hmotnostmi (15, 20, 30) M_S a Z (0,0005 – 0,02). Výsledky propočítaných závislostí P – L vycházející z modelů, byly porovnávány s observačními závislostmi červených veleobrů ve VMM, M 33 a naší Galaxii. Dobrý soulad s teorií je pro základní mód v VMM a M 33.

Relace P – L u rozdílných obsahů kovů ukazuje tendenci úbytku zářivého výkonu a nárůstu periody se zvětšováním obsahu kovů.

Samotný vývoj hvězd ve stádiu červených veleobrů je ovlivňován mnoha faktory, například zvětšováním hmotnosti jádra a zářivého výkonu, intenzivním úbytkem hmoty atd.

Propočítané modely vycházejí z teorie promíchávání Böhm – Vitense při parametru promíchávání $\alpha = 1,0$, při použití Schwarzschildova a Ledouxova kritéria k určování hranic konvektivních zón. Je předpokládáno, že hmota konvektivního jádra je kompletně promíchávána, teplotní gradient je adiabatický.

Lineární modely prvních tří radiálních pulsačních modů byly získány - Li 1992. Výpočet lineární pulzace předpokládá hvězdné modely v tepelné a hydrostatické rovnováze, vlastní pulzace jsou interpretovány jako poruchy statické stavební struktury.

Úbytek hmoty u červených veleobrů

Úbytek hmot je u hvězd s velkou hmotností značný, dosahuje desítek procent původní počáteční hmotnosti. Předávaná hmota do mezihvězdného prostoru umožňuje recyklaci hmoty, je základní prvkem cyklu vývoje hmoty v Galaxii.

Na základě studia infračerveného záření u 15 RSG proměnných hvězd v LMC byl odvozen pro úbytek hmoty těchto objektů vztah (de Jager et al. 1988, Reid et al. 1990, Salasnich et al.

1997) $\log \frac{dM}{dt} = 1,32 \log T - 8,17$, kde T je ve dnech. Salasnich kombinací s ostatními vztahy

odvodil $M_{bol} = -2,38 \log T - 1,46$ a $\log \frac{dM}{dt} = -8,17 + 0,554 \cdot (2,5 \log \frac{L}{L_S} - 6,18)$.

Ze spektroskopického pohledu šířku spektrálních čar u červených veleobrů určuje především mikroturbulence ($\approx 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). Určené hodnoty T_{ef} jsou systematicky nižší než předpokládají modely atmosfér.

8. Uhlíkové hvězdy

Uhlíkové hvězdy jsou vhodnou laboratoří, ve které je možné testovat teorie hvězdného vývoje a nukleosyntézy. Existuje několik základních typů uhlíkových hvězd. Jsou klasifikovány především spektroskopicky v závislosti na intenzitě molekulárních pásů (CN, C₂, CH) a podle jejich efektivní teploty.

Je známo více různých klasifikací uhlíkových hvězd, uvedme jednu z posledních z roku 1993. Rozděluje uhlíkové hvězdy do tří skupin: **C – R**, **C – N**, **C – H**. Uhlíkové hvězdy C – R a C – H jsou teplejší, s povrchovými teplotami (4 000 – 5 000) K. Číslo za písmeny určuje

teplotní posloupnost (od C-N1 až do C-N9). Podrobnější popis obsahuje rozlišení pásů C₂, CN nebo poměru ¹²C/¹³C, případně čar lithia.

R – hvězdy, tedy rané C-hvězdy, se vyznačují menšími zářivými výkony, 2 000 L_S, ¹²C/¹³C < 10, odpovídají K hvězdám. N – hvězdy jsou chladnější (3 000 K) s vysokými zářivými výkony (2 000 – 20 000) L_S, ¹²C/¹³C ~ (20 – 80), odpovídají M hvězdám. .

Další členění uhlíkových hvězd lze provést podle nárůstu obsahu uhlíku v obálce podél spektrální posloupnosti M → MS → S → SC → C (N typ), kde C (N) C/O > 1, M hvězdy C/O ~ 0,5, podle Iben & Renzini 1983, Smith & Lambert 1990.

N hvězdy, tzv. normální uhlíkové hvězdy Keenan 1993, ukazují přeplněná, zhuštěná spektra, což je vyvoláno mohutnými molekulárními absorpčními pásy a nízkými teplotami. V optickém oboru pouze několik intervalů vlnových délek je vhodných pro spektrální analýzu prvků.

Zajímavým výsledkem, souvisejícím s aktuální hmotností N hvězd, je sledování poměru ¹²C /¹³C. Řada autorů klade střední hodnotu asi 60, Lambert et al. 1986, de Laverny & Gustafsson 1998.

Uhlíkové hvězdy typu SC jsou AGB hvězdy s poměrem C/O velmi blízkým jedné. Poměr ¹²C /¹³C se může měnit v intervalu 25 – 150 zatímco C/O je v intervalu 0,98 – 1,02.

Ze spektroskopického hlediska je mnoho **R hvězd** nerozeznatelných od N hvězd. Detailnější analýza rozlišuje mezi ranými horkými R hvězdami (spektrální typy R0 – R4), které jsou podobné normálním K obrů (ι Dra) a pozdními chladnými R hvězdami (R5 – R8), více podobnými M hvězdám.

Uhlíkové hvězdy **typu J** reprezentují největší změny. Tyto hvězdy vykazují velmi mohutné CN a C₂ pásy a nahuštěná spektra. Poměr ¹²C /¹³C je velmi nízký a blízký rovnovážnému (~ 3) dosahovanému při CNO cyklu. Spektroskopicky jsou velmi podobné pozdním chladným R typům. Různé typy uhlíkových hvězd (podobry, obry) reprezentují uhlíkové CH hvězdy, jde o objekty chudé na kovy s hodnotami [Fe/H] z intervalu – 0,5 až – 2,0. Zpravidla se vyznačují vysokými rychlostmi indikujícími jejich příslušnost ke starší populaci hvězd.

Termojaderné reakce nelze samozřejmě přímo detekovat, o jejich existenci a průběhu se však můžeme poučit z jejich účinků v atmosférách hvězd, z obohacování atmosfér produkty termojaderného hoření v nitrech. Příkladně zastoupení izotopu ¹³C v atmosférách lze spektroskopicky odvodit z molekulárního spektra C₂, CN respektive CO, viz. obr.

Nuklid uhlíku se v přírodě vyskytuje ve dvou stabilních modifikacích, jako uhlík s hmotovým číslem 12 a 13, tedy ¹²C respektive ¹³C. Za dobu existence naší sluneční soustavy se ustálila rovnováha mezi oběma izotopy v poměru v 98,99: 1,11, tudíž asi 89,2 : 1.

Tento poměr se zachovává pro všechny hvězdy slunečního typu a obecně pro většinu hvězd kyslíkové posloupnosti.

Se zcela rozdílnou situací se setkáváme při studiu spekter uhlíkových hvězd. Yamashita 1967 studoval 75 uhlíkových hvězd a jeho údaje uvádějí velký rozptyl tohoto poměru kolem hodnoty, která je podstatně menší než hodnota tohoto poměru pro kyslíkové hvězdy. Nejmenší hodnoty izotopického poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ v rozmezí 2,5 – 10 byly nalezeny u hvězd HD 19557, HD 52432 a HD 77234, u proměnných hvězd RY Dra, Y Cvn, WX Cyg. Největší část uhlíkových hvězd vykazuje střední hodnotu izotopického poměru v rozmezí 10 – 50.

Relativní nadbytek izotopu ^{13}C v atmosférách uhlíkových hvězd prokázal experimentálně již Sandford 1929, avšak teprve posledních padesát roků byla tomuto poměru přisouzena patřičná důležitost. Prací spojených s určováním poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ u uhlíkových hvězd byl vypracován značný počet, je v nich shromážděn cenný materiál ke srovnávání i teoretické interpretaci výsledků, například Lambert 1976, Lambert - Sneden 1977, Fujita 1980, Nagasava 1980.

Nízké hodnoty izotopického poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ nelze u uhlíkových hvězd vysvětlit jinak než obohacením atmosfér zplodinami termojaderného hoření v centrálních oblastech hvězd. V úvahu přichází model hvězdy s termojaderným hořením helia v jádře, z něhož se uhlíkové nuklidy dostávají konvektivními procesy do vnější částí hvězdy. V průběhu tohoto transportu musí nuklidy uhlíku projít slupkou kolem konvektivního jádra, kde ještě probíhá přeměna vodíku na helium. Je-li tato slupka tenká, nebo má nízkou teplotu (pp řetězec) nedojde k vážnější interakci procházejících uhlíkových nuklidů se slupkou a tyto dospějí do atmosférických vrstev při zachování izotopického poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ blízkému 100. Je-li však slupka dostatečně silná, bude hlavním jejím procesem hoření CNO cyklu, čímž se změní poměr ve prospěch uhlíku ^{13}C a po dostatečně účinné interakci dojde k dosažení jiného rovnovážného stavu. Podle výpočtů Burbidge, Burbidge, Fowlera a Hoyla 1957 je tento stav charakterizován poměrem $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 4.6$.

Studium poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ vedlo v posledních desetiletích v oblasti modelování hvězdných niter uhlíkových hvězd k zásadnímu obratu od jednoduchých modelů s vyhořelým vodíkovým

Tabulka 3.5
Vlnové délky Swanových pásů C₂ [nm]

ν' / ν''	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
0	516,5	473,7	438,3				341,9							
1	563,6	512,9	471,5	437,1			362,0							
2	619,1	558,6	509,8	469,8	436,5									
3		612,2	554,1		468,5		468,0							
4			606,0	550,2		467,9	436,9							
5			667,7	600,5	547,0		468,0							
6				659,9	595,9				439,5					
7					653,4	592,3	543,5							
8						648,0	589,9			473,4				
9							644,2				477,0			
10							708,3					483,6		
11							785,3						491,1	
12														499,7

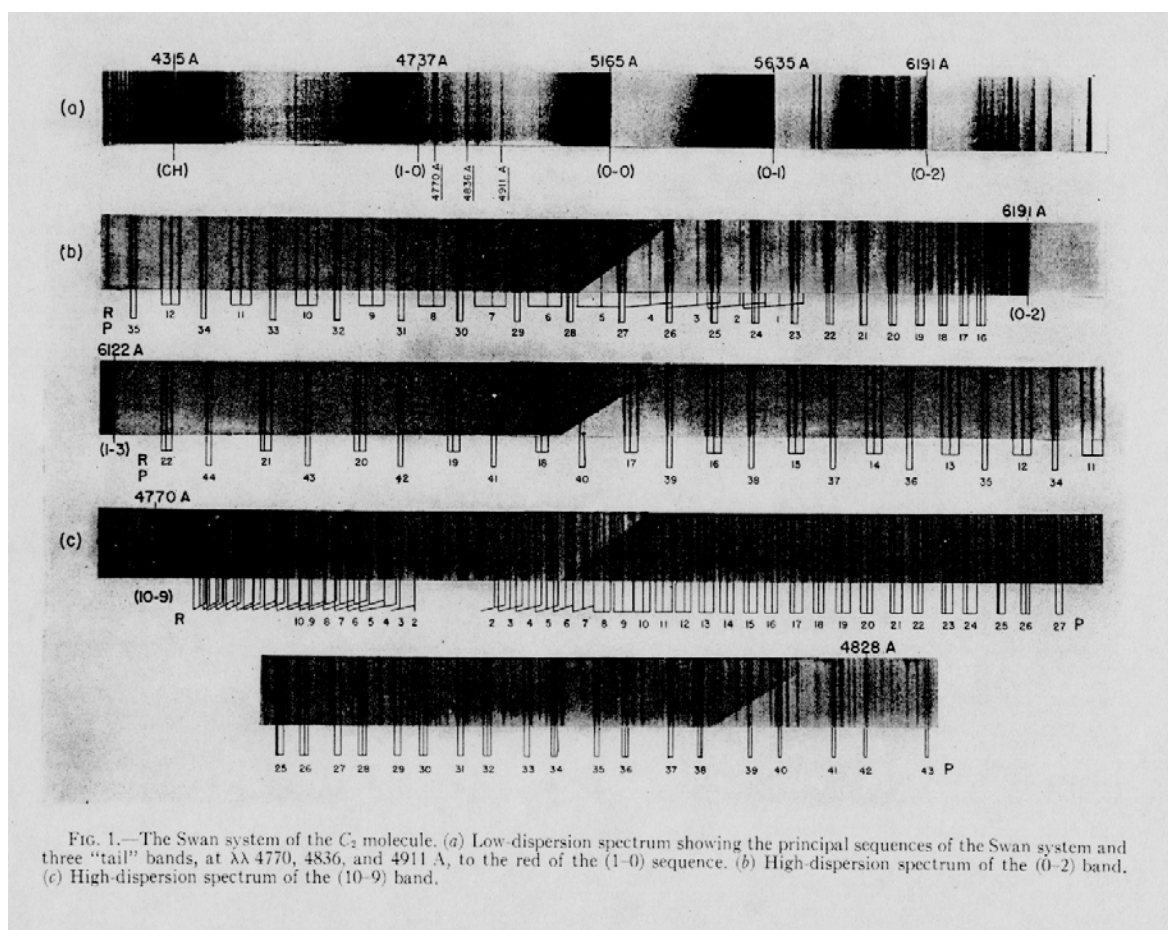
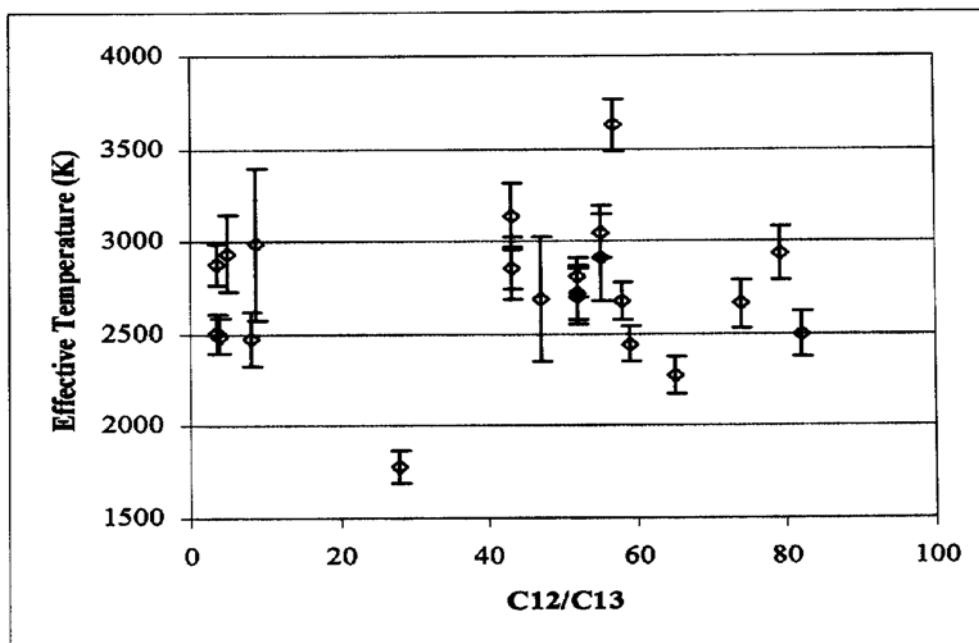


FIG. 1.—The Swan system of the C₂ molecule. (a) Low-dispersion spectrum showing the principal sequences of the Swan system and three "tail" bands, at $\lambda\lambda$ 4770, 4836, and 4911 A, to the red of the (1-0) sequence. (b) High-dispersion spectrum of the (0-2) band. (c) High-dispersion spectrum of the (10-9) band.



jádrem až ke komplikovaným modelům s několika termojadernými zdroji. Thompson 1977 ukázal, že složení uhlíkových hvězd nemůže být svázáno jen s CNO cyklem, uvádí představu hoření helia ve slupkovém zdroji. Vhodnou frekvencí heliových vzplanutí v prvním slupkovém zdroji, je možné i vzplanutí v uhlíko-dusíkovém jádru, lze dosáhnout požadovaného pozorovaného rovnovážného stavu v poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Z uvedeného rozboru plyne, že pouze jedním parametrem – poměrem $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ nelze jednoznačně popsat termojaderné procesy v nitru hvězdy a tím ani její vývojový stupeň. Proto Trurar 1977 studoval pět hlavních procesů termojaderné syntézy CNO izotopů: Z nich vyjímám nerovnovážné hoření vodíku v obálkách červených obrů, které dává vzniknout izotopu uhlíku ^{13}C .

Z toho důvodu v posledních desetiletích je prováděn u červených obrů intenzivní výzkum právě určování poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. V současnosti jde o výpočet syntetických spekter příslušných molekul v hvězdných atmosférách červených obrů, což má řadu výhod. K výpočtu jsou používány všechny rotační čáry studovaného vibračního pásu což společně s ostatními parametry atmosféry (teplotou, tlakem, obsahem molekul) umožňuje zvýšenou přesnost.

Výpočty profilů syntetického spektra diatomických molekul prováděla řada autorů od poloviny sedmdesátých roků, Tsuji 1976, Querci 1976. Přitom využívali modely hvězdných atmosfér, které popisují průběh efektivní teploty a tlaku v atmosféře v závislosti na

geometrické hloubce. Poměrně věrně vystihují představy o chemickém složení atmosféry, přihlížejí i k efektům stratifikace atmosféry.

Hlavním spektroskopickým poznávacím znakem uhlíkových hvězd je tzv. Swanův pás, systém rotačně-vibračních pásů C_2 v modré oblasti spektra (473,7 nm, 516,5 nm a 563,6 nm), který je pozorovatelný i ve spektrech s malou disperzí. Dalším možným identifikačním znakem jsou pásy CN v blízké infračervené oblasti 421,6 nm.

Výpočet syntetických spekter je konfrontován s měřeními molekulárního spektra v blízké infračervené oblasti, zejména červeného systému molekuly CN. Právě do této dlouhovlnné oblasti spektra uhlíkových hvězd je zkoncentrována největší část záření, přičemž toto záření je zde nejméně ovlivňováno spojitou absorpcí víceatomických molekul SiC_2 a O_3 . Vedle toho se v současnosti také rozvíjí výzkum daleké infračervené a mikrovlnné oblasti spektra. Tato pozorování jsou prováděna mimo zemskou atmosféru vzhledem k absorpcím H_2O a CO_2 .

V optické části spektra je klasické studium Swanova molekulárního spektra uhlíku, které vesměs leží ve viditelné části spektra. Pro vlastní studium izotopických pásů se nejlépe hodí pásy $C_2(1,0)$ a $C_2(0,1)$, neboť jsou dostatečně výrazně vyjádřeny a také izotopické posunutí je u nich dostatečné. Hlavy molekulárních pásů s rozdílem vibračních kvantových čísel $\Delta v \geq 2$ leží v modré a fialové oblasti spektra, které jsou u uhlíkových hvězd těžko dostupné v důsledku silné fialové deprese.

Hlava základního molekulárního pásu $C_2(1,0)$ leží u vlnové délky 473,7 nm a samotný pás degraduje směrem ke krátkovlnné části spektra. Hlavy izotopických molekul $^{12}C^{13}C$ a $^{13}C^{13}C$ s větší hmotností jsou vlivem izotopického efektu posunuty o 0,7 nm respektive 1,4 nm k delším vlnovým délkám, takže se dají pozorovat již při nízkém zastoupení izotopu ^{13}C v atmosféře hvězdy. Pás $C_2(1,0)$ lze použít pro studium poměru $^{12}C/^{13}C$ při všech jeho hodnotách, velkých i malých.

Abia a Isern 1997 považují vysoký poměr $^{12}C/^{13}C$ a nadbytek lithia a uhlíkových hvězd za důkaz „velkého promíchávání“. Stanovili obsah lithia u 44 uhlíkových hvězd. Vyslovili hypotézu, že hvězdy bohaté na Li mají nízký poměr $^{12}C/^{13}C$ (<15).

Pro opticky jasné uhlíkové hvězdy jsou odvozené poměry $^{12}C/^{13}C$ porovnávány s výsledky získanými jinými metodami.

Při třetím promíchávání dochází ke změně poměru zastoupení uhlíku a kyslíku C/O, tedy vznikají uhlíkové hvězdy. Zatímco u hvězd s počáteční hmotností menší než $1,5 M_{\odot}$ je tento poměr prakticky konstantní, u hmotnějších hvězd roste Groenewegen et al. 1995. Hvězda s počáteční hmotností $2 M_{\odot}$, se stane uhlíkovou za $4,5 \cdot 10^5$ roků po vstupu na asymptotickou

větev obrů, přibližně po sedmi tepelných pulsech, zatímco u hvězd s hmotností 3, 5 M_S , se do podobné situace dostane až za asi $8,5 \cdot 10^5$ roků, po osmi tepelných pulsech.

V období tepelných pulsů dochází při několika termonukleárních reakcích ke vzniku velkého množství pomalých neutronů, díky nimž se v s – procesech tvoří izotopy středně těžkých prvků, například Sr, Zr, Ba, Po a Tc. Stručný popis reakcí je uveden v práci Ibena 1991 a Jorgensena 1993.

Ze srovnání teoretických modelů s pozorovacími údaji vychází, že nejnižší počáteční hmotnost uhlíkové hvězdy je zhruba 1,5 M_S . Do tohoto stavu se dostane s posledním tepelným pulsem (asi pátým či šestým v pořadí) a vydrží tak pouze 10^4 roků. Hvězdy s větší hmotností se do podobného stadia dostávají za větší počet cyklů.

Časová škála vývoje některých AGB hvězd – Reimersův model, Groenewegen et al. 1995. TM, TS, TC udává dobu, po kterou je hvězda klasifikována jako M, S, C AGB hvězda, N_c je počet tepelných pulsů, po kterých se stává uhlíkovou, N_{tot} je odhad celkového počtu tepelných pulsů.

Počáteční hmotnost	TM [10^3 r]	TS [10^3 r]	TC [10^3 r]	N_c	N_{tot}
1,0 M_S	206	0	0		3
1,5 M_S	356	0	52	6	6
2,0 M_S	352	91	310	7	10
3,0 M_S	437	185	1001	9	21
4,0 M_S	55	83	537	11	48
5,0 M_S	391	161	0	9	129

Informace o jednotlivých uhlíkových hvězdách získáváme sledováním jejich záření ve vybraných fotometrických pásmech o pološířce desítek nanometrů a studiem jejich spektra. Fotometrická pozorování dávají představu o rozdělení energie ve spektru, tedy o efektivní teplotě, pulzacích hvězdy a dalších jevech ovlivňujících její celkovou jasnost. Spektrální analýza spektra poskytuje údaje o fyzikálních a chemických podmínkách v atmosférách hvězd.

Hlavním spektroskopickým poznávacím znakem uhlíkových hvězd je tzv. Swanův pás, systém rotačně-vibračních pásů C_2 v modré oblasti spektra (473,7 nm, 516,5 nm a 563,6 nm), který je pozorovatelný i ve spektrech s malou disperzí. Dalším možným identifikačním znakem jsou pásy CN v blízké infračervené oblasti 421,6 nm.

Fotometrickým poznávacím znakem může být velký barevný index ($B - V$) či ($U - B$). Tedy rozdíl hvězdných velikostí v barvách B a V , který je vždy větší než 1 mag. Velký barevný index je způsoben jak nízkou efektivní teplotou tak zejména tzv. fialovou depresí, různě intenzivním zeslabením krátkovlnného konce spektra, vyvolaným molekulami C_3 , SiC a SiC_2 .

Rostoucí hustota okolohvězdných obálek způsobuje, že většina uhlíkových hvězd přestává být časem pozorovatelná ve viditelné oblasti části spektra a stávají se pozorovatelnými v infračervené oblasti. Mnohé takové objekty objevila například družice IRAS, další následně infračervená prohlídka oblohy Two Micron All Sky Survey (2MASS). Nejrozsáhlejší katalog uhlíkových hvězd General Catalog of Galactic Carbon stars, 3d Ed. (Alksnis et al. 2001) obsahuje téměř sedm tisíc hvězd.

Zásadou nukleosyntézy v centrálních oblastech a opakovaným promícháváním jsou v atmosférách AGB hvězd zastoupeny v dostatečném množství i další prvky, především C, N, a O, které mohou v chladném prostředí $T_{ef} < 3\ 500$ K vytvářet jednoduché molekuly, především šestici CO, CN, C_2 , C_3 , HCN a C_2H_2 . Přestože je počet těchto molekul v objemové jednotce o několik řádů menší než H_2 , mají výrazně větší absorpční koeficienty, proto je můžeme pozorovat ve spektru. Například u červeného obra s chemickým složením Slunce s teplotou fotosféry 3 500 K připadá na jednu molekulu TiO asi jeden milion molekul H_2 . Ve spektru však dominuje TiO, Jorgensen et al. 1992.

Pozorování uhlíkových hvězd s velkým spektrálním rozlišením v infračerveném oboru není obtížné. Analýza spekter však je značně komplikovaná, nejistá a nejednoznačná, což je způsobeno velkým počtem atomárních absorpčních čar a molekulárních pásů. Některé údaje ze spektrální analýzy však umožňují získat výsledky. Například poměr $^{12}C/^{13}C$ v uhlíkových hvězdách lze zjistit a jeho hodnota v rozmezí (4 – 100) ukazuje, že jejich evoluce je heterogenní. Většina C - N hvězd má poměr $^{12}C/^{13}C = 4$. Poměr C/O v intervalu (1,01 – 1,76). Skupina C – R má efektivní povrchové teploty v intervalu (4 200 – 5 000) K a poměr $^{12}C/^{13}C = 4$, poměr C/O v intervalu (4 – 9). Nejstudovanější je skupina hvězd C – H, neboť se jedná o objekty s vyšší teplotou a poměrně chudé na kovy, takže stupeň blendování absorpčních čar je relativně menší. Poměr $^{12}C/^{13}C$ se pohybuje v rozmezí (8 – 25). Některé z pozdějších typů mohou mít poměr až 100 i více.

U uhlíkových hvězd lze ve spektrech spolehlivě určovat molekuly, např. C_2 , CH, CN, NH, C_3 , CO, SiC_2 .

System absorpcí molekuly C_2

Molekula C_2 vytváří ve spektru několik základních systémů absorpcí: Swanův systém ve viditelné oblasti spektra, Phillipsův systém v blízké infračervené oblasti a Balik-Ramseyův systém v daleké infračervené oblasti.

Swanův systém sestává z řady molekulárních pásů rozprostírajících se od krátkovlnné části viditelného oblasti spektra až do blízké infračervené oblasti. Všechny pásy degradují směrem ke krátkovlnné části spektra, viz obr. Nejvýrazněji se projevuje základní absorpční pás C_2 (0,0) s rozdílem vibračních kvantových čísel $\Delta v = 0$ vytvářející hlavu u vlnové délky 516,5 nm. Výrazné jsou i základní pásy s $\Delta v = \pm 1$, jejichž hlavy leží v zelené oblasti spektra u vlnové délky 473,7 nm a ve žlutém světle u vlnové délky 563,6 nm. Oba jsou vhodné pro studium izotopického poměru $^{12}C/^{13}C$. Swanův systém molekulárních pásů je nejlépe popsán Phillipsem (Phillips 1948). Spektroskopickému studiu těchto pásů je věnována řada prací (Spite, Spite 1979).

Molekulární syntetická spektra generovaná počítačem jsou závislá na přijatém modelu hvězdné atmosféry, ve kterém se příslušné molekulární absorpce realizují. Zvolme zjednodušení, Schwarzschildův model atmosféry, tedy model s „převracející“ vrstvou.

Absorpční vlastnosti převracející vrstvy, ve které dochází k absorpci záření, lze charakterizovat optickou tloušťkou τ_λ , která souvisí s hloubkou spektrální čáry

$$R_\lambda = \frac{F_{0,\lambda} - F_\lambda}{F_{0,\lambda}}, \text{ kde } F_{0,\lambda} \text{ a } F_\lambda \text{ jsou intenzity spektra v kontinuu a v čáře při vlnové délce } \lambda$$

přes rovnici přenosu záření. Jak ukázal Unsöld 1938, lze řešení této rovnice podstatně

zjednodušit použitím poloempirického vztahu Minaerta 1935 $\frac{1}{R_\lambda} = \frac{1}{R_c} + \frac{1}{\tau_\lambda}$, ve kterém

R_c představuje největší centrální hloubku čáry pro $\tau \rightarrow \infty$. Minaertova aproximace vyjadřuje ve skutečnosti interpolační vztah mezi dvěma extrémními případy, kdy jednou $\tau \ll 1$ a $R_\lambda = \tau_\lambda$ a po druhé $\tau \gg 1$ a $R_\lambda = R_c$. Oprávněnost použití vztahu pro řešení syntetického spektra zdůvodnil Climenhaga 1960.

Phillipsův systém v blízké infračervené oblasti je popsán v práci jeho identifikátora (Phillips 1948). Ve spektrech uhlíkových hvězd tento pás studovali např. Fujita a Yamashita 1960 a Gilra 1975.

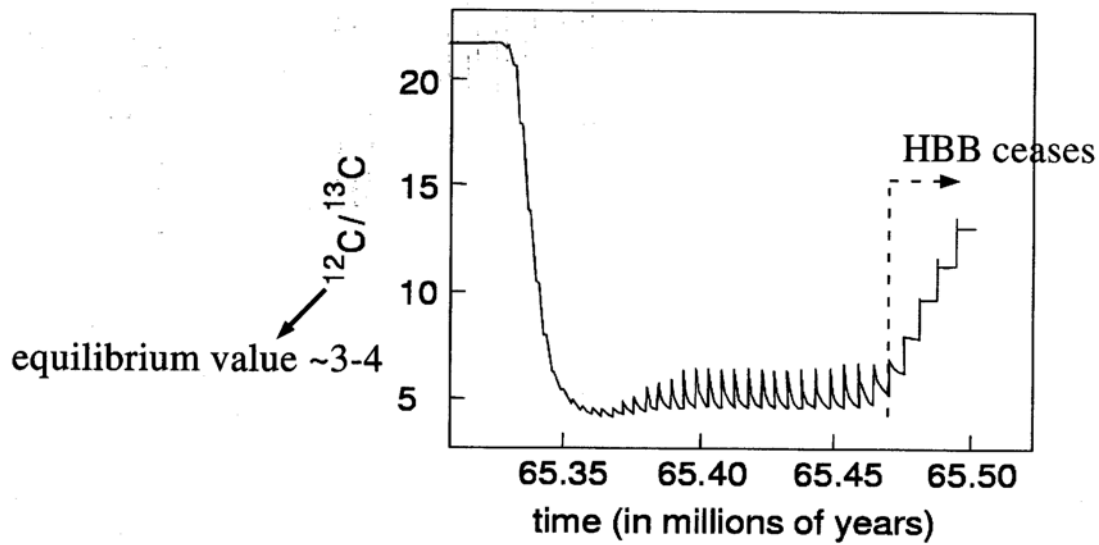
Červený systém molekuly CN

Molekula CN vytváří sice vlastní systém molekulárních pásů i ve fialové oblasti spektra, ten je však u uhlíkových hvězd v důsledku intenzivní ultrafialové deprese v této části spektra obtížně měřitelný.

Hot Bottom Burning: carbon

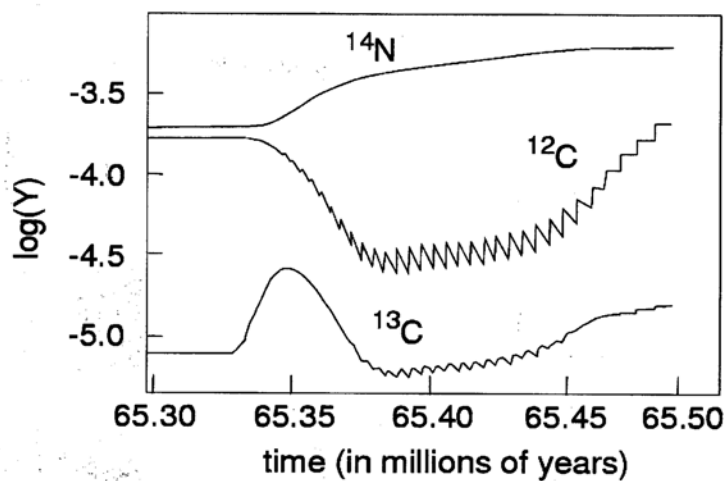
CNO-cycle comes to equilibrium in a few years

after few TP, envelope reaches CNO equilibrium values by HBB
but... competition with third dredge-up



Hot Bottom Burning: nitrogen

Other effect of CNO-cycle: ^{14}N is produced from C



Druhý červený molekulární systém příslušející molekule CN se rozprostírá od 700 nm až k vlnové délce 1,5 μm .

Poměr $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ve spektrech uhlíkových hvězd byl určován z molekulárních pásů CN u celé řady hvězd, například u Arctura Tsuji 1978, Fujita 1981, Griffin 1974, pro obry spektrálních tříd G a K Tomkin, Lambert, Luck 1975, 1976, u cefeid Loumos, Lambert 1975. .

Matsura et al 2002 publikoval spektra šesti uhlíkových hvězd z Velkého Magellanova mračna pořízené na dalekohledu VLT. Ve srovnání s galaktickými uhlíkovými hvězdami mají tyto větší poměr C/O ($> 1,2$), což lze vysvětlit tím, že v LMC je větší poměr u (C_2H_2) / (HCN) než u hvězd v okolí Slunce.

Wachter et al 2002 odvodil vylepšený popis prachem řízeného hvězdného větru pro chladné uhlíkové hvězdy na konci AGB fáze vývoje $\log \frac{dM}{dt} = 8,86 - 1,95 \log M - 6,81 \log T + 2,47 \log L$, kde hmotnost a zářivý výkon jsou v M_{S} a L_{S} , T teplota je v kelvinech.

9. Dlouhoperiodické proměnné hvězdy

Hvězda o Ceti (Mira), viz obrázek, je první vědecky popsanou proměnnou hvězdou, která nebyla novou či supernovou. Její proměnnost popsal v roce 1596 David Fabricius. Perioda 332 dnů byla stanovena asi v polovině 17. století.

Dlouhoperiodické proměnné hvězdy označujeme jako hvězdy typu Mira respektive miridy. Jde o heterogenní skupinu chladných hvězd, s povrchovými teplotami (3 000 – 3 500) K. Pro většinu mirid je maximum energie vyzářeno v infračervené oblasti, mezi (1,0 – 3,0) μm . V katalogu GCVS je zahrnuto přes 6 000 mirid, Feast 2001.

Jde především o chladné obry s hmotností $\approx 1 M_{\text{S}}$ na asymptotické větvi obrů. Přesnější odhady založené na teoretických výpočtech dávají rozsah hmotností (0,8 – 2) M_{S} . Projevují se především nepravidelnými světelnými změnami. Amplitudy světelných křivek dosahují v průměru (4 – 5) mag ve V oboru (největší amplituda je 14 mag). Bolometrické změny jsou podstatně menší, což je zapříčiněno změnami v rozložení energie ve spektru.

Rozdělení podle obsahu chemických prvků je následující:

C typ jsou bohaté na uhlík ($\text{C}/\text{O} > 1$), ve spektrech dominují pásy molekul uhlíku C_2 .

M typ bohaté na kyslík ($\text{C}/\text{O} < 1$), v optické oblasti spektra jsou výrazné pásy molekuly TiO.

S typ hvězd ($C/O \approx 1$), který tvoří přechodový typ mezi oběma předcházejícími, pásy ZrO jsou často doplněné silnými pásy TiO. Obvykle skupiny M a S označujeme jako kyslíkové miridy.

Rozdíly mezi oběma skupinami jsou dány počtem promíchávání, kterými hvězda prošla. Atomové absorpční čáry nestabilního technecia byly zjištěny v S miridách počátkem 50. let minulého století. Poločas rozpadu jeho nejstabilnějšího izotopu je $4 \cdot 10^6$ roků a izotopu vytvářeného termonukleárním s-procesem (^{99}Tc), předpokládaným procesem pro tyto hvězdy, má poločas rozpadu pouze $2 \cdot 10^5$ roků, Feast 2001. To bylo důkazem, že produkty vznikající v jádře jsou procesem promíchávání vynášeny do atmosfér hvězd. Spektrální čáry technecia byly posléze nalezeny i u mnoha kyslíkových a uhlíkových mirid.

Čáry absorpčních pásů CO mohou být pozorovány v infračervené oblasti spekter. Změny radiálních rychlostí u čar molekul CO s relativně vysokým stupněm excitace, které se formují hluboko v atmosféře hvězd ukazují, že jednou během cyklu pulzace je generována rázová vlna, která prochází atmosférou hvězdy směrem k povrchu.

Pro pulzace hvězdy je podmínkou existence zóny, která působí jako „Eddingtonova záklopka“, jež akumuluje energii při smršťování hvězdy a uvolňuje se při expanzi. V případě mirid to je zřejmě vrstva, ve které je vodík ionizován tlakem, rekombinace následně uvolní energii z vrstvy při expanzi.

Charakteristikou dlouhoperiodických proměnných je existence emisních čar Balmerovy série, jejichž intenzita se mění s periodou pulsací. S velkou pravděpodobností jsou čáry excitovány rázovou vlnou hluboko v hvězdné atmosféře, Feast 2001.

Mnohé z prozkoumaných mirid také vykazují v určitých fázích cyklu emisní čáry neutrálních a ionizovaných kovů Fe I, FeII, Mg I, Si I, In I, rovněž i zakázaných čar [Fe II], podrobná analýza bude následovat níže.

Hvězdy typu Mira jsou velké, chladné dlouhoperiodické proměnné hvězdy na asymptotické větvi obrů. Jejich kvantitativní vlastnosti nejsou přesně známy.

Předpokládané typické parametry hvězd typu Miry

Hmotnost	$(1 - 2) M_{\text{S}}$
Perioda	$(200 - 500)$ dnů
Poloměr	$(150 - 350) R_{\text{S}}$
Efektivní teplota	$(2\,800 - 3\,000)$ K
Rázová amplituda	$(25 - 30) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
Rychlost větru	$10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
Úbytek hmotnosti	$(2 \cdot 10^{-6} - 10^{-7}) M_{\text{S}} \text{ rok}^{-1}$

Hvězda	perioda [dny]	Hipparcos		P L	
		r [pc]	R [R _s]	r [pc]	R [R _s]
o Cet	332	128	424	117 ± 11	387 ± 37
U Her	406	339	455	365 ± 33	490 ± 46
χ Cyg	407	106	224	175 ± 16	371 ± 37
T Cep	390	210	458	187 ± 17	408 ± 38
R Cas	431	107	263	193 ± 17	475 ± 51
T Cas	445	602	842	299 ± 39	418 ± 56

9.1. Vývojová stadia dlouhoperiodických proměnných

Vývojový stupeň kyslíkových mirid je nejzřetelnější u krátkoperiodických mirid, které jsou členy kulových hvězdokup s vyšším obsahem těžších prvků. Takové hvězdy s menší hmotností ukončí svůj pobyt na hlavní posloupnosti a přesunou se na větev červených obrů. Z vrcholu RGB následně přejdou na horizontální větev a poté mezi obry na asymptotickou větev AGB. Následující obr. ukazuje barevný diagram všech známých mirid z kulových hvězdokup a dále RGB a AGB hvězd z kulové hvězdokupy 47 Tuc, kde jsou známy jen tři miridy.

Miridy jsou zřetelně nejjasnější a nejchladnější ze všech hvězd v diagramu. Jejich zářivé výkony jsou nad maximem pro RGB hvězdy (pro periody nad 106 dnů) a jsou i nad AGB hvězdami (Feast 2001).

Po tomto stadiu je patrně čeká odvržení atmosféry do mezihvězdného prostoru a stanou se planetárními mlhovinami. V blízkosti vrcholu křivky AGB začnou u hvězd probíhat tepelné pulsy, během kterých hoří helium a vodík v zóně obklopující neaktivní jádro hvězdy. Miridy se rovněž nacházejí ve stádiu tepelných pulsů a vypadá to, že hvězdy vykazují charakteristické vlastnosti mirid během jasných fází každého tepelného cyklu.

Zřejmě se hvězda může stát miridou i několikrát. Mezitím bude pravděpodobně polopravidelnou proměnnou hvězdou s malou amplitudou změn jasnosti. Tepelné pulsy jsou u hvězdy s malou amplitudou změn jasnosti iniciovány každých 10^5 roků.

Výskyt krátkoperiodických mirid v kulových hvězdokupách (tři miridy s periodami kolem 200 dnů ve 47 Tuc) dokazuje, že miridy s takovými periodami musí být staré objekty

s počáteční hmotností rovnající se přibližně M_{\odot} . Údajů o miridách v kulových hvězdokupách je málo, ale i z neúplného souboru vyplývá, že když je v hvězdokupě více než jedna mirida, jsou si jejich periody blízké.

Pozorujeme rovněž závislost mezi periodami a obsahem kovů u mirid v kulových hvězdokupách, periody jsou delší pro hvězdy s vyšším obsahem kovů. Krátkoperiodické miridy, s periodou kolem 200 dnů, patří ke staré diskové nebo halo-diskové populaci, jak lze očekávat podle vlastností mirid z kulových hvězdokup. Miridy s delší periodou patří k populacím, které jsou bohatší na kovy nebo mladší.

Podobně OH/IR miridy s periodou (1 000 – 2 000) dnů tuto posloupnost doplňují směrem ke hvězdám s větším hmotností $\approx 4 M_{\odot}$. Miridy ve Velkém Magellanově mračnu, jež jsou od nás všechny zhruba stejně daleko, mají velmi zřetelnou lineární závislost mezi bolometrickou nebo IR hvězdnou velikostí a $\log P$ pro periody ≈ 100 dny a ≈ 400 dny. Zářivý výkon mirid s periodou 200 dnů je asi 4 000 L_{\odot} a při $T = 400$ dnů je to 9 000 L_{\odot} . Absolutní hvězdnou velikost i vzdálenost mirid můžeme získat ze známého úhlového i lineárního průměru hvězdy. Přítomnost krátkoperiodických kyslíkových mirid v kulových hvězdokupách stejně jako kinematické vlastnosti kyslíkových mirid v Galaxii ukazují, že periodám jednoho roku a menším odpovídá hmotnost $\approx 1 M_{\odot}$.

Tuto skutečnost spolu se známým lineárním průměrem a periodou můžeme použít k nalezení modu, ve kterém mirida pulsuje. V této problematice je situace zatím nejasná. Teoretické výpočty vycházejí z předpoklady rázové vlny dostatečně silné k excitaci, což potvrzuje pozorovaná emise, předpokládají menší teplejší hvězdu, která by měla pulsovat v základním modu.

Některé miridy jsou složkami dvojhvězd. Tzv. symbiotické hvězdy vykazují bohaté emisní spektrum s relativně vysokým stupněm excitace. K nim dochází při přetoku hmoty od složky – miridy na disk obklopující kompaktnější složku dvojhvězdy, nejbližším takovým systémem je zřejmě mirida R Aqr ($T = 387$ dnů).

Existuje i poměrně početná skupina proměnných červených veleobrub, kteří obdobně jako miridy mají pravidelné změny jasnosti a jsou mnohdy klasifikováni jako miridy. Jejich perioda je delší než 400 dnů, vyznačují se menší amplitudou světelných změn než miridy. Jejich absolutní hvězdné velikosti jsou o dvě magnitudy větší než hvězdné velikosti mirid, nejsou však tak dobře prozkoumány. Byly nalezeny v naší Galaxii, v Magellanových mračnech jakož i v galaxii M 33.

Infračervená, rádiová a interferometrická pozorování vedou postupně k porozumění složitým atmosférám mirid, jejich těsného okolí, k odhalení vazeb mezi vlastnostmi mirid a

jejich pulzacemi. Jedním z cílů je odhalení mechanismu ztráty hmoty a formování zrn. Rovněž závěrečné odvržení vnějších vrstev mirid a následný vznik planetárních mlhovin není dostatečně probádán, přestože se jedná o klíčovou fázi hvězdného vývoje.

Mirid jsou důležité jako „indikátory“ vzdálenosti (v Galaxii jakož i v blízkých vnějších galaxiích). Například miridy jsou zastoupeny ve velkém počtu v centrální výdutí naší Galaxie a zkoumání těchto hvězd v optickém, IR a rádiovém oboru bude mít velký dopad na porozumění složení, kinematiky a struktury galaktické výdutě. Pokud se podaří prokázat, že periody mirid jsou závislé na hvězdných populacích ke kterým patří, budou použitelnými indikátory galaktické evoluce.

9.2. Spektra a atmosféry dlouhoperiodických proměnných hvězd

V práci P.G. Tuthill, C.A.Haniff 1999 je analyzována atmosféra pěti dlouhoperiodicky proměnných hvězd (o Ceti, R Leoa, W Hya, χ Cyg a R Cas) v optickém a infračerveném oboru pomocí Herschelova dalekohledu (4,2 m). V jejich zobrazení byly zjištěny odchylky od kruhové symetrie. Dále byla potvrzena přítomnost jasných oblastí, které přispívají (5 – 20) % k celkovému toku záření, což odpovídá situaci u dalších veleobrů pozdních spektrálních tříd .

Právě moderními metodami s vysokým rozlišením byly pozorovány detaily na povrchu blízkých chladných hvězd, například u Betelgeuse byly zjištěny odchylky od kruhové symetrie v rádiové, optické a ultrafialové oblasti spektra. Dosud však neexistuje uspokojivé vysvětlení fyzikálních příčin těchto deformací.

Proto vznikla výše citovaná práce. K vysvětlení vzhledu atmosfér bylo navrženo několik možností, například rotace hvězdy, interakce s průvodcem případně existence různých skvrn. U všech je však časová škála očekávaná pro takové jevy delší než roční období, kdy probíhalo pozorování uvedených pěti hvězd. Soudobá interpretace dat formuluje hypotézu přítomnosti lokálních oblastí jasné emise, přičemž existují dva mechanismy vzniku takových oblastí. První vychází z interferometrického pozorování povrchu červených obrů - Tuthill et al. 1997, jasné oblasti jsou interpretovány klasicky jako vrcholy velkých konvektivních buněk. Pozorované vlastnosti u sledovaných pěti hvězd jsou velmi podobné, je možné takto vysvětlit menší počet jasných oblastí – zón, které pokrývají 10 % hvězdného disku, teplotní rozdíl u nich činí několik set kelvinů. Druhé alternativní vysvětlení asymetrického vzhledu Betelgeuse

vyzdvihovalo hypotézu spojenou s rázovou vlnou způsobenou pulsací hvězdné obálky - Uitenbroek.

Hypotéza je v dobré shodě s modelem mirid, kde spektra v optické oblasti dokazují formování pulsací způsobených rázovou vlnou v jejich tenké atmosféře. Není však zcela jasné, zda tento mechanismus může generovat kompaktní struktury, jejichž existenci ukázala data z pozorování.

Pulzace hvězdných atmosfér

Většina hvězd z horní části H-R diagramu pulsuje. Tyto pulzace zahrnují velkoměřítkové cyklické pohyby jejich obalů, velmi často v jednoduchém radiálním modu.

Jakékoliv diskuse této problematiky v sobě explicitně či implicitně obsahují otázky splňování základních rovnic, hydrostatická rovnice je jedna z nich. Fyzikální předpoklady pulsujících atmosfér můžeme ilustrovat za pomoci porovnání a rozlišení.

Podle definice atmosféry pulsujících hvězd nejsou ve stavu hydrostatické rovnováhy. Akustické a hydrodynamické vlastnosti atmosfér jsou studovány v souvislosti s oscilacemi. Pulzace a odchylky od hydrostatické rovnováhy vedou k rozšíření hvězdných atmosfér. Tyto změny atmosférické struktury jsou obvyklé, avšak netriviální, Bowen 1988, Cuntz 1989. Rozšiřování samotné ovlivňuje formování spektrální čáry, činí neplatnou planparalelní aproximaci, přestává být platnou při zvýšení poloměru o 5 %, Schmid-Burgk, Scholz 1975, usnadňuje vznik prachu a ztráty hmoty, jak bude dále popsáno. Je třeba k řešení rovnice přenosu záření použít sféricko-symetrického popisu.

Rozvoj rozšiřování atmosféry je podporován radiálními pulzacemi, obrázek. Model je pro jasného obra nebo veleobra, $T_{ef} \approx 5\,500\text{ K}$. Pulsační perioda (75 dnů) a amplitudy ($0,5 - 2$) km.s^{-1} můžeme pozorovat u hvězd γ Cyg a α Per.

Podle již diskutovaného modelu pro pulzace hvězd je podmínkou existence zóna, která působí jako záklopka, jež akumuluje energii, když se hvězda smršťuje a uvolní ji při expanzi. V případě mirid je to pravděpodobně oblast, kde je vodík ionizován tlakem, rekombinace uvolní energii z vrstvy při expanzi hvězdy.

Jak jsme již uvedli, charakteristikou mirid je existence emisních čar Balmerovy série. Intenzita těchto čar se systematicky mění s periodou pulsací. Obecně se soudí, že čáry jsou excitovány rázovou vlnou. Mají neobvyklé intenzity, což je patrně způsobeno tím, že emise vzniká rázovou vlnou hluboko ve hvězdné atmosféře Fest 2001. Intenzita čáry je pak z velké části modifikována absorpcí ve vnější atmosféře, zejména molekulami TiO. V průběhu cyklu

pulsu rázová vlna postupuje směrem vně atmosféry a emisní čáry, které jsou generovány, jsou méně deformovány překrývající absorpcí.

Atmosféry mirid jsou velmi rozsáhlé. Důkazem je měření jejich průměrů ve vizuální a infračervené oblasti při zákrytech Měsícem či interferometrických měřeních, viz níže.

Právě tyto hvězdy, vzhledem k jejich povrchovým teplotám $\approx 3\,000\text{ K}$ jsou vhodnými objekty pro pozorování pomocí ISI (Infrared Spatial Interferometr), tedy infračerveného prostorového interferometru, což je podrobně rozvedeno Weinerem 2002.

V tabulkách jsou shrnuty výsledky měření hvězdných průměrů $\alpha\text{ Ori}$, $\alpha\text{ Her}$, $\alpha\text{ Cet}$, $\chi\text{ Cyg}$, vždy jsou uvedeny vlnová délka, použitá technika k určení úhlové velikosti hvězdy, dalekohled a v případě dlouhoperiodických proměnných rovněž fáze v čase pozorování.

Z tabulek jsou zřejmé velké rozdíly v úhlových velikostech v závislosti na vlnové délce. Například pro miridy na 710 nm , kde existují silné spektrální čáry TiO, je úhlová velikost větší než na jiných vlnových délkách. Ve střední infračervené oblasti je velikost větší o 60% než v blízké infračervené oblasti.

Úhlové průměry a při znalosti vzdálenosti hvězdy tedy i lineární průměry, jsou důležitými charakteristikami hvězd, podstatnými pro určování jejich vnitřní stavby. Velikost lineárního poloměru také ovlivňuje povrchové gravitační zrychlení a průměrnou hustotu hvězdy, při známé hmotnosti. Empirické vztahy mezi úhlovou velikostí, absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí a spektrální třídou jsou diskutovány van Bellem 1999. Připomínáme první Michelsonovo měření fázovým interferometrem na Mount Wilson v roce 1921. V případě dlouhoperiodických proměnných hvězd přesná hodnota průměru bude indikovat mod pulzace hvězdy.

Další charakteristikou, přímo odvozovanou pomocí úhlového průměru je efektivní teplota, pokud známe hustotu zářivého toku.

Připomínáme Stefanův – Boltzmannův zákon $L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4$. Dále platí

$$\frac{L}{4\pi r^2} = F_{bol} = \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sigma T_{ef}^4 = \Theta^2 \sigma T_{ef}^4, \text{ kde } r \text{ vzdálenost hvězdy, } \Theta \text{ úhlový poloměr}$$

hvězdy získaný interferometricky nebo nějakým jiným způsobem.

Emitovaný zářivý tok z hvězdy nezávisí na modelu atmosféry a je důležitou měřenou veličinou - Mihalas 1978.

Hvězda	Hustota zářivého toku [W.m ⁻²]	Průměr [mas]	Efektivní teplota [K]
$\alpha\text{ Ori}$	$1,083 \cdot 10^{-7}$	53,36	3269
$\alpha\text{ Her}$	$4,09 \cdot 10^{-8}$	39,32	2986

o Cet (min)	$2,128 \cdot 10^{-9}$	36	1490
o Cet (max)	$2,668 \cdot 10^{-8}$	48	2428
R Leo	$2,469 \cdot 10^{-8}$	63,43	1490

Dlouhoperiodicky proměnné se vyznačují poloměry stovek poloměrů Slunce, hmotnost je srovnatelná s hmotností Slunce. Tudíž jejich povrchové gravitační zrychlení je o několik řádů menší než u Slunce. Proto jsou atmosféry těchto hvězd hodně rozsáhlé.

Příkladně pro miridy ($M \approx 1 M_S$, $R \approx 700 R_S$, $T \approx 3\,000\text{ K}$) je škálová výška atmosféry $\frac{kT}{m_H g} = 4,7 \cdot 10^{10} m$, tedy 0,093 poloměru hvězdy. Síla tlaku záření v atmosféře působí proti gravitační síle a dynamické rázové vlny odtlačují látku směrem od hvězdy.

Miridy se vyznačují nízkými povrchovými efektivními teplotami přibližně 2 500 K. Při této teplotě nárůst teploty o 1 % vede k zvýšení intenzity spojitého záření absolutně černého tělesa o 8,24 % na vlnové délce 700 nm, 5,79 % na $\lambda = 1\ \mu\text{m}$, 2,83 % při $\lambda = 2,2\ \mu\text{m}$, a pouze 1,28% při $\lambda = 11,149\ \mu\text{m}$. Tudíž v optické a blízké infračervené oblasti spektra vyzařovaná intenzita je mnohem více citlivá ke změnám teploty než na vlnové délce $\lambda = 11\ \mu\text{m}$.

Na povrchu hvězd existují teplotní nehomogenity, protože existují turbulence vyvolané konvektivními proudy. Nízké teploty oblastí obklopujících hvězdy mají ještě jeden důležitý efekt týkající se stavové rovnice plynů a komplikující interakci látka – záření. Molekuly se začínají formovat při teplotách nižších než 3 000 K, včetně H_2 , CO a některých dalších oxidů a uhlíkových molekul. Spektra molekul se vyznačují mnoha spektrálními čarami, které přerozdělují energii fotosférického záření. Prach rozptyluje a absorbuje světlo, moderní nedávné výpočty modelů atmosfér těchto objektů se zahrnutím uvedených jevů mohou dramaticky pozměnit představy o struktuře mračen kolem těchto hvězd Ferguson et al. 2001, Bowen 1988, Bessel et al. 1996.

Optické vlastnosti prachu částečně závisí na chemickém složení a rozdělení velikostí zrníček. Laboratorní měření jsou srovnávána s astronomickými údaji. Martin & Rogers 1987 popsali některé modely uhlíkových částic se spektrálními pozorováními uhlíkové hvězdy IRC+10216. Suh 1999 publikoval optické vlastnosti křemíkového prachu a astrofyzikální data podpořila závěry o těchto částicích kolem kyslíkových AGB hvězd.

Strukturu prachového obalu můžeme odhadnout za předpokladu, že jsou v termodynamické rovnováze a získávají teplo z centrální hvězdy. V tom případě platí

záření absorbované $\frac{L}{4\pi r^2} = \sigma T^4$ záření vyzářené. Jestliže teplota v R je T_{ef} , pak platí

$$T(r) = T_{ef} \left(\frac{r}{R} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Suh 1999 upozornil na křemíkové prachové kondensáty s teplotou 1 000 K pro charakteristické hustoty plynu v hvězdných atmosférách.

Příkladně pro α Cen s efektivní teplotou 2 500 K můžeme odhadnout vnitřní poloměr prachového útvaru na zhruba 6,25 R, pro α Ori s $T_{ef} = 3 300$ K je poloměr prachového útvaru 10,89 R. Předběžně propočítaný poloměr u α Cen je velmi blízký hodnotě 6 R, předpokládané Lobelem et al. 2000 z modelování spektrálního rozdělení energie hvězdy.

Dynamické modely dokazují pulzace vyvolané šířením rázových vln směrem k povrchu, které procházejí atmosférou. Expanze spojená s rozšiřováním ochlazuje plyn, dochází ke kondenzaci prachu. Dynamické modely Hofnera et al 1998 předpokládají vznik prachového útvaru o poloměru asi 2 R.

Bowen 1988 předpokládá, že na 11 μ m pozorovaná velikost α Cen je vlastně mírou velikosti opticky tlustého disku těsně obálkou 1,75 R obklopujícího kontinuum fotosféry. Zářivý tok středního infračerveného záření odpovídá horkému zdroji, nikoliv chladné prachové obálce.

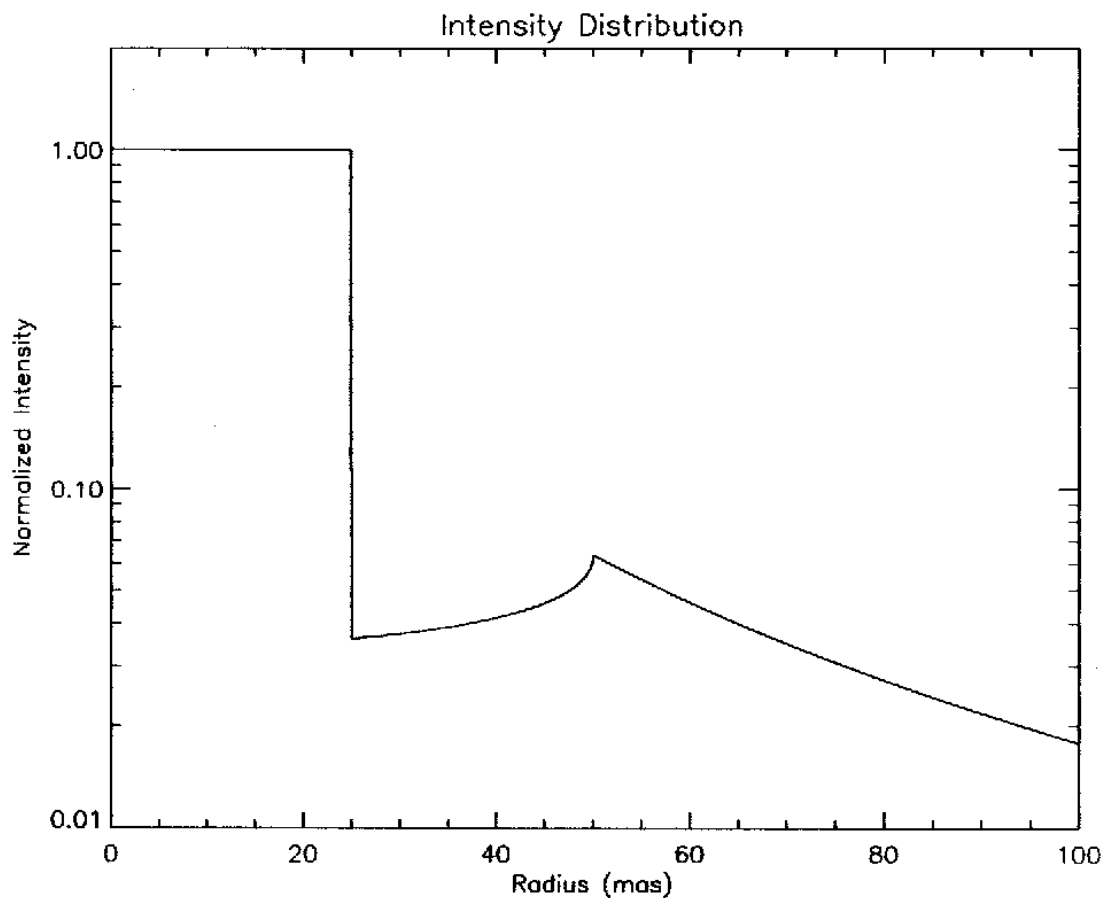


Figure 3.2: Intensity Distribution of a Star with Dust Shell Forming at $2R_*$

Vytvořený model o Cet předpokládá existenci prachové slupky vzniklé na určité vzdálenosti s teplotou 1 300 K a teplotním rozdělením odpovídajícím $r^{-\frac{1}{2}}$ kolem sférické hvězdy vyzařující jako absolutné černé těleso o teplotě 2 500 K. Teplota 1 300 K je horní limitou.

Celková optická tloušťka je konstantní, 65 % záření na 11 μm pochází z prachové vrstvy. Propočítejme rozdělení intenzity pro takový model. Vyneseme rozdělení intenzity pro hvězdu o poloměru 25 mas mající vzniklou prachovou slupku o poloměru 2 R, obrázek .Ostrý vrchol na 50 mas je zdůvodňován vnitřní hranou prachové slupky ze strany.

Nízká teplota AGB hvězd je výsledkem relativně chladné okolohvězdné látky. V těchto oblastech s relativně vyšší hustotou a nízkou teplotou mohou existovat jednoduché oxidy. Kolem kyslíkových hvězd například CO, TiO, SiO, respektive i H₂O. Jejich spektrální čáry s velkými absorpčními koeficienty mohou ovlivňovat spektrální rozdělení ve hvězdě a tudíž i podstatně měnit pozorovanou velikost hvězdy. Přerozdělení zářivého toku vyvolané H₂O a TiO je zachyceno na obrázcích, které demonstrují syntetické blízké infračervené spektrum, propočítané pro hvězdné atmosféry čtyř rozdílných hodnot efektivních teplot. Celistvé a tečkované větve křivek zobrazují dva rozdílné seznamy spektrálních čar pro H₂O přechody. Vidíme, že pro hvězdu s teplotou 3 500 K existuje pouze velmi malé množství molekul, vznikají ve vzdálenější atmosféře při nízkých hustotách. Spektrum je tak spíše čisté. Obráceně ve hvězdách s teplotou 2 000 K jsou pásy vodních par (80 – 90) % hlubší, indikují, že na těchto vlnových délkách by mohly být pozorovány vnější atmosférické vrstvy neúplně.

Je zcela zřejmé, že spektra AGB hvězd jsou značně ovlivňována čárovou opacitou H₂O a TiO. Například u α Ori byly pozorovány čáry H₂O - Jenings & Saha 1998 a určena jejich sloupcová hustota $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Tsuji 2001 uvádí, že existuje pozorovaná horká molekulární oblast s teplotou kolem 1 500 K v atmosférách většiny hvězd pozdních spektrálních typů, obsahující chemicky aktivní „polévku“ diatomických a polyatomických molekul.

Měření průměrů více hvězd bylo provedeno s interferometrem Mark III v rozsahu (712 – 754) nm. Velikost zjištěná na 712 nm je systematicky větší, pravděpodobně způsobená silnými pásy TiO na této vlnové délce. Obrázek shrnuje výsledky měření průměru vybraných hvězd ve vlnovém rozsahu (1,0 – 3,0) μm . Pozorovaná velikost α Ori vzrostla z 42 mas na 48 mas, zatímco u o Cet vzrostla z 21 mas na 60 mas, což je pravděpodobně způsobeno přítomností silných pásů TiO a H₂O.

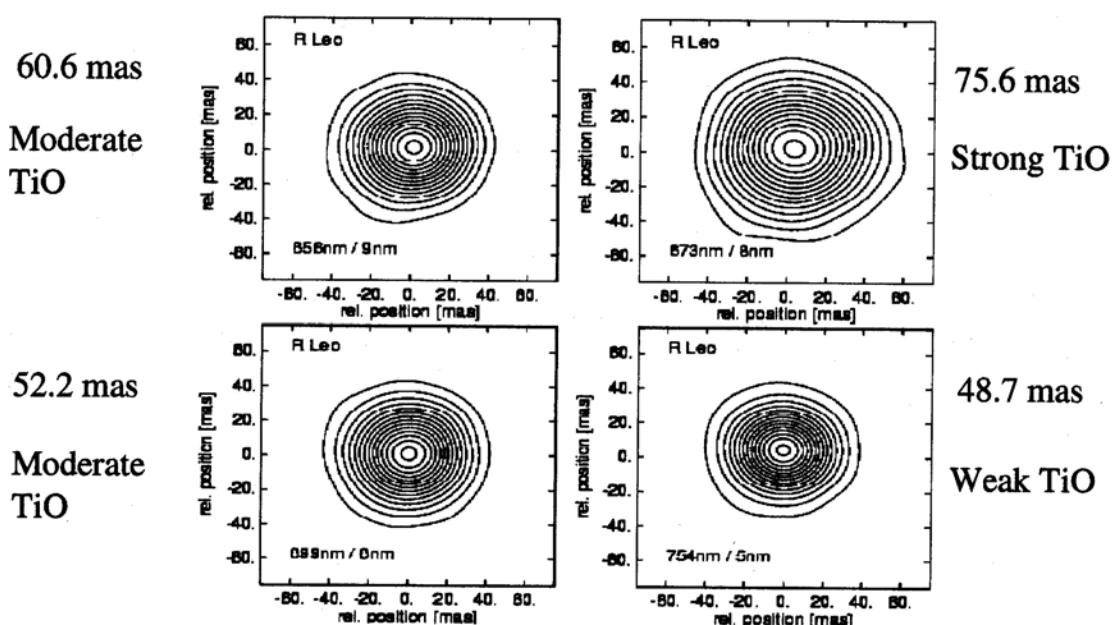
Rozšíření těchto polyatomických molekul v AGB hvězdách a velké opacity jejich spektrálních čar umožňují vyložit mnoho pozorovaných změn v měřených průměrech v závislosti na vlnových délkách, možná i v čase.

U **M typu mirid**, jejichž efektivní teploty jsou T_{ef} (2 000 – 3 000) K, van Belle et al. 1997, Wallerstein & Knapp 1998, mají zářivé výkony $L \approx (3 \cdot 10^3 - 8 \cdot 10^3) L_{\text{S}}$, Habing 1996. Poloměry hvězd jsou $R \approx (150 - 600) R_{\text{S}}$, Wilson 1982, van Belle et al. 1997. Jejich světelné křivky vykazují pravidelné změny s periodami $\approx (300 - 500)$ dnů, Wallerstein & Knapp 1998, Habing 1996, kde amplitudy vizuálních hvězdných velikostí jsou (2,5 – 7) mag Wallerstein & Knapp 1998, Habing 1996.

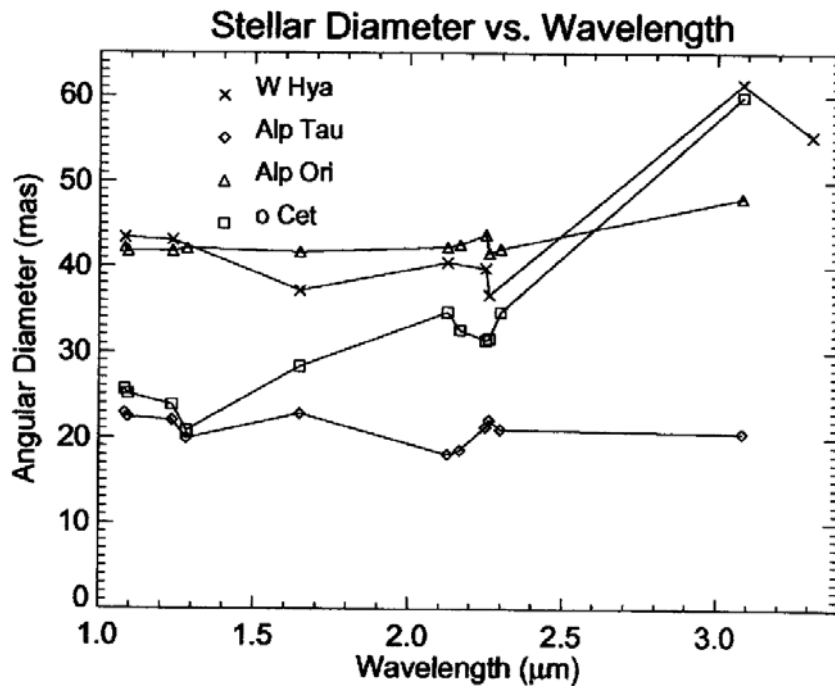
Práce Richtera 2003 se zabývá modelováním a diagnostikou Fe II respektive [Fe II] emisních čar vznikajících v atmosférách mirid M typu. Zejména jsou v práci zkoumány otázky:

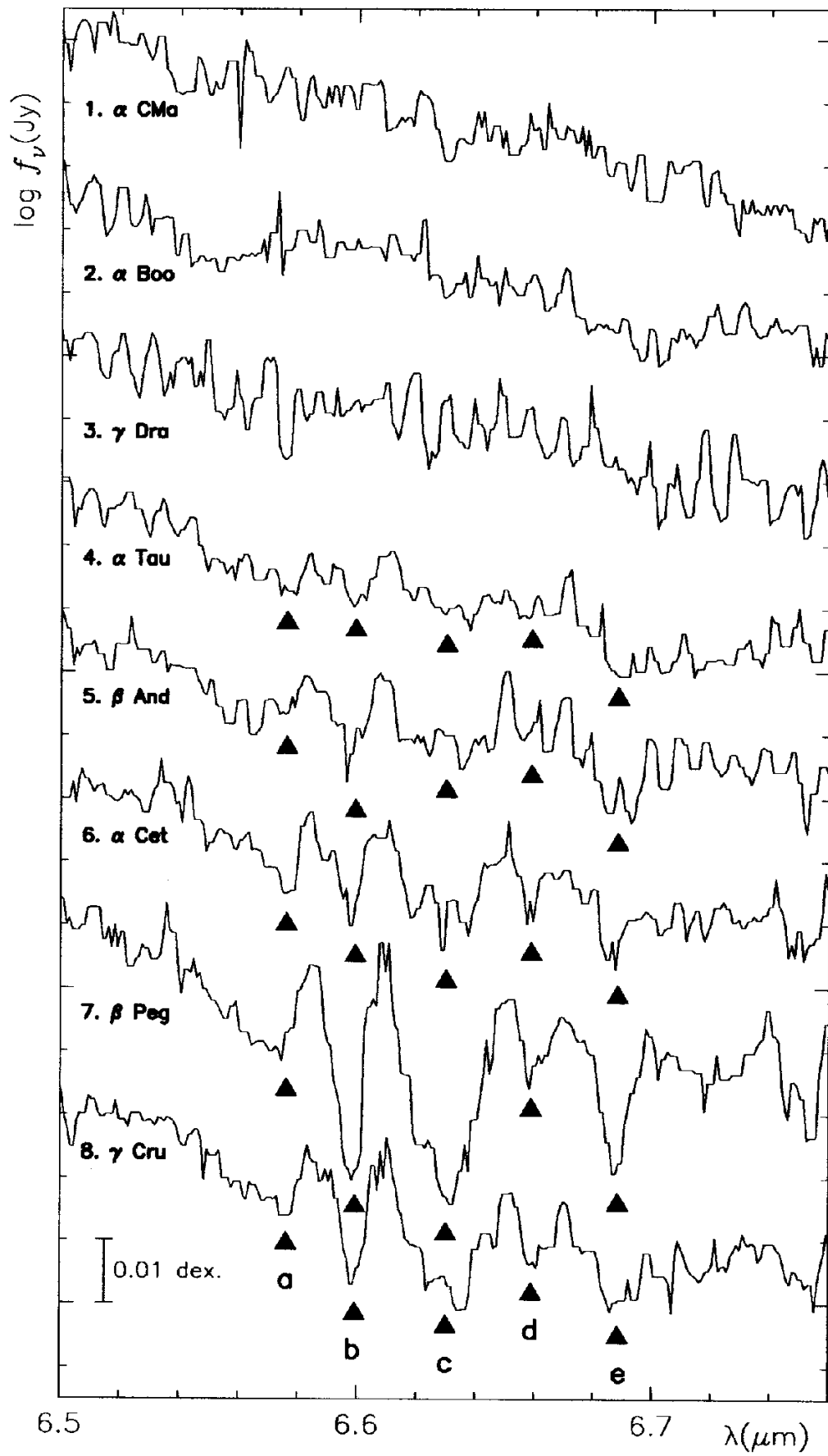
- jsou čáry emisní čáry Fe II excitovány rázovými vlnami,
- jestliže ano, v které části rázové vlny dochází k excitaci (před nebo po),
- existuje souvislost mezi tvorbou prachu a objevením se těchto čar,
- kde v atmosféře tyto čáry vznikají,
- které termodynamické parametry řídí vznik těchto nepravidelných čar.

Observed Radius depends on wavelength!



Reconstructed images from interferometry of *R Leo* (Hofmann et al., 2001)
 $R = 417 \pm 97 R_{\odot}$ $T_{\text{eff}} = 2590 \pm 180 \text{ K}$





Emisní čáry Fe II respektive [Fe II] M-typu proměnných mirid jsou známy přes 60 roků. Jejich analýza poskytuje cenné údaje o hydrodynamických a termodynamických podmínkách v těchto pulsujících hvězdách. Vysocedisperzní spektra společně s NLTE modely umožňují výpočty přenosu záření v čarách.

Spektroskopicky byly zkoumány čáry Mg I, Mn I, Si I, Fe I a Fe II. Posledně jmenované čáry Fe II, [Fe II] jsou pozorovány ve hvězdách, které jsou v maximech světelných křivek. Jasnější maxima jsou spojovány se silnými rázovými vlnami. Z fáze jejich objevení usuzujeme, že musí pocházet z vnitřních oblastí $3 R_S$, kde je přibližně lokalizována oblast vzniku prachu.

Poznámka: Čáry Fe II, [Fe II] jsou pozorovány u řady astrofyzikálních objektů. Například jsou dominantní v různých plynných mlhovinách, jako třeba v mlhovině v Orionu (Osterbrock et al. 1992), mohou být detekovány ve zbytcích supernov (Hudgins et al. 1990, Rudy et al. 1992), jsou přítomny ve spektrech Seyfertových galaxií (Osterbrock 1990) a v mlhovinách kolem modrých proměnných hvězd (Johnson et al. 1992).

Z modelování přenosu záření v čarách NLTE vyplývají další závěry. Především předběžná studie modelu stacionárního větru s uměle vloženým vrcholem vysoké teploty. Ten je podstatný pro formování emisních čar Fe II respektive [Fe II]. Rázové vlny jako mechanismus k získání vrcholů vysokých teplot v atmosféře tudíž jsou příčinou vzniku emisních čar.

Vznik prachových částic a emisní čáry Fe II respektive [Fe II] jsou ve vzájemné souvislosti, rázová vlna indukuje vznik prachu v spodních atmosférických vrstvách, je analyzována pomocí těchto emisních čar. V průběhu fáze množství prachových částic narůstá.

Z analýzy celého procesu vyplývá, že existuje pouze jedna oblast hvězdných fotosfér (1,2 – 1,8) R_S vzniku dovolených o zakázaných čar Fe II. Rozhodujícím faktorem vrcholu toků je hustota iontů Fe II, emisní čáry mohou pocházet pouze z oblastí hustot Fe II, $n_{FeII} \approx (10^{11} - 10^{11,5}) m^{-3}$.

Fyzikální podmínky:

Hustota před čelem vlny $\rho = (3 \cdot 10^{-12} - 4 \cdot 10^{-11}) kg \cdot m^{-3}$,

Amplituda rychlosti rázu $\Delta v = (20 - 30) km \cdot s^{-1}$,

Poloha čela vlny od hvězdy (1,2 – 1,8) R_S ,

Hustota ionizovaného železa $n_{FeII} \approx (10^{11} - 10^{11,5}) m^{-3}$.

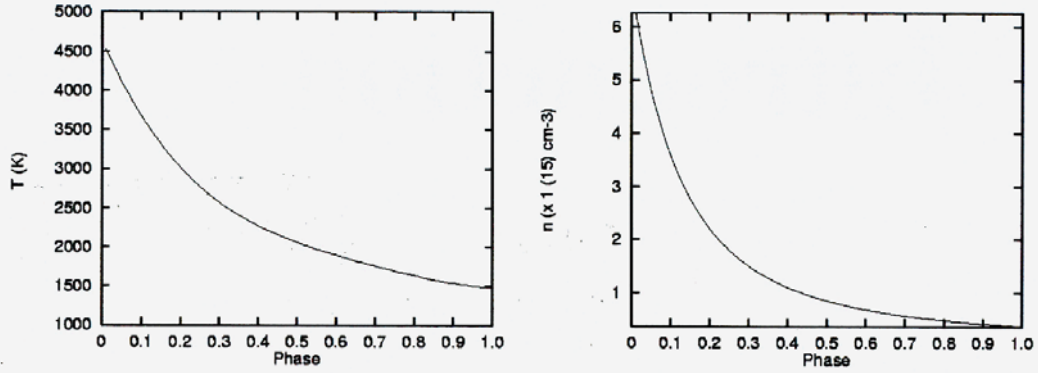


Fig. 5. Temperature and density as a function of phase following a 20 km s^{-1} shock at a distance of $1.2 R_*$ [95]

Table 2. Preshock (labeled 0) and postshock (labeled 1) densities (cm^{-3}) and temperatures as a function of radial distance in units of R_* . [$a(b) = a \times 10^b$] [20]

Distance	v_s	n_0	T_0	n_1	T_1
1.2	20.0	3.7(14)	2062	2.0(15)	19722
1.4	18.5	1.4(14)	1879	7.3(14)	17016
1.7	16.8	4.2(13)	1673	2.3(14)	14118
1.9	15.9	2.3(13)	1565	1.2(14)	12646
2.4	14.1	6.6(12)	1360	3.4(13)	10176
3.0	12.6	2.2(12)	1190	1.2(13)	8218

9.3. Pulzace dlouhoperiodických proměnných hvězd

Při výkladu pulzace vyjdeme z teorie rázových vln. Prochází-li rázová vlna plazmatem, zahřívá je tím více, čím je její rychlost větší. Část tepelné energie přechází na excitaci a ionizaci atomů, které po následné rekombinaci takto získanou energii vyzaří zpět. Největší emise nastává v té vrstvě atmosféry, kterou právě rázová vlna prochází. Spodní vrstvy hvězdy, kterými již rázová vlna prošla, se ochlazují a vyzařují méně. V maximu jasnosti je rychlost rázové vlny maximální, následně slábne a v minimu se ztrácí zcela. Rázové vlny jsou generovány pulzacemi vrstvy He II v nitru hvězd.

Pro většinu zón, oblastí vrstev nitra hvězd při středních teplotách platí Kramersův zákon $\kappa \approx \rho T^{-\frac{7}{2}}$, opacita se zmenšuje při stlačování. Jestliže jsou vrstvy hvězdy stlačovány, jejich hustota a teplota narůstají. Ale protože opacita je více citlivá k teplotě než hustotě, opacita při stlačování klesá. Tato skutečnost se nazývá efekt tlumení.

Výklad hvězdných oscilací podali S.A.Ževakin, R. Kippenhahn, J. Cox, N. Barker. Vycházel z toho, že v částečných ionizačních zónách se uplatňuje Eddingtonův mechanismus. V těchto vrstvách hvězdy s plazmou částečně ionizovanou při stlačování dochází k nárůstu ionizace spíše než ke zvýšení teploty. Při malém zvětšení teploty nárůst hustoty při stlačování má za následek odpovídající zvýšení Kramersovy opacity. Obdobně v průběhu expanze teplota nepoklesne teplota příliš výrazně, neboť ionty nyní rekombinují s elektrony a uvolňují energii. Opět podle Kramersova zákona je dominující vliv hustoty. Opacita se snižuje při poklesu hustoty v průběhu expanze. Proto popsaná vrstva částečné ionizace může absorbovat energii v průběhu stlačování a uvolnit ji v průběhu expanze. Celý děj se cyklicky opakuje.

Ve většině hvězd existují dvě hlavní ionizační zóny. První je za hranicí zóny, kde dochází k ionizaci neutrálního vodíku $H I \rightarrow H II$ a první ionizaci helia $He I \rightarrow He II$. Tyto vrstvy leží v oblastech s charakteristických teplot $(1-1,5) \cdot 10^4$ K. Jsou souhrnně nazývány **vodíková částečně ionizovaná zóna**. Druhá zóna ve větší vrstvě, umožňuje druhou ionizaci helia $He II \rightarrow He III$, což probíhá při charakteristické teplotě $4 \cdot 10^4$ K. Hovoříme o **He II částečně ionizované zóně**. Umístění těchto zón ve hvězdě předurčuje její pulsační vlastnosti.

Při podrobnějším pohledu na vnější vrstvy zjistíme, že při teplotách řádově $\approx 10^4$ K se hvězdné plazma chová složitěji, než popisuje Kramersův zákon $\kappa \approx \rho T^{-\frac{7}{2}}$. Předpokládejme však, že Kramersův vztah platí přesně. Co se děje s neprůzračností určité vrstvy uvnitř pulsující hvězdy při jejím smršťování či expanzi? Především se mění teplota a hustota

sledované vrstvy. **Předpokládejme, že se zachovává tepelná energie, hovoříme tak o adiabatických pulsacích.** Víme, že při adiabatických změnách je tlak plynu úměrný hustotě

$P \approx \rho^\gamma$ respektive $P \approx \rho^{\frac{5}{3}}$. Dále platí $P \approx \frac{A}{\mu} \rho T$, teplota je úměrná hustotě $T \approx \rho^{\gamma-1}$.

Pomocí vztahu $\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\frac{5}{3}}$ můžeme upravit vztah pro změnu koeficientu neprůzračnosti

v závislosti na velikosti stlačování a expanze vrstev plynu $\frac{\kappa_1}{\kappa_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{7}{2}} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{\frac{9-7\gamma}{2}}$.

Ze vztahu vyplývá důležitý závěr, je-li index adiabaty plynu $\gamma > 9/7$, potom při stlačování plynu se neprůzračnost zmenšuje. Jde o na první pohled paradox, ale při stlačování plynu se zvětšuje teplota, zvyšuje se ionizace, plyn se stává průzračnějším. Jestliže $\gamma < 9/7$, potom při stlačování se neprůzračnost plynu zvyšuje. Teplota se příliš nemění, nárůst hustoty zvětšuje neprůzračnost.

Podmínka nerovnice $\gamma < 9/7$ se jeví jako nesplnitelná, u obyčejného jednoatomového plynu je $\gamma = 5/3$, na první pohled podmínka nemůže být v nitru hvězd splněna nikde. Připusťme však, že v nitrech hvězd někde existuje vrstva, ve které $\gamma < 9/7$. Potom v celé hvězdě, s výjimkou této vrstvy, se neprůzračnost při stlačování zmenšuje, zatímco v této vrstvě se zvětšuje. Výsledkem je, že **vrstva zadržuje energii, která přichází z centrálních částí hvězdy a absorbuje ji.** Ve svých důsledcích to vede k zahřívání této vrstvy, což následně vyvolává její rozšiřování. Na vnější výše ležící vrstvy tak působí větší silou. **Vrstva s $\gamma < 9/7$ funguje jako „záklopka“**, v okamžiku stlačování, smršťování zadržuje záření, pouze část energie je využita na podporu pulsací. Výše popsaný mechanismu vychází z Edingtona a byl rozpracován S.A.Ževakinem.

Aby se pulzace ve hvězdě netlumily, musí v ní existovat vrstvy plynu s $\gamma < 9/7$. Kde se takové vrstvy ve hvězdě mohou nacházet? V nevelkých hloubkách pod povrchem hvězd jsou vrstvy, kde existují přechody od slabě ionizovaného plynu na povrchu k plně ionizovanému v nitru. Při teplotách $(10 - 20) \cdot 10^3$ K nastává intenzivní ionizace vodíku a první ionizace helia, při teplotách $40 \cdot 10^3$ K intenzivní druhá ionizace helia. Lze předpokládat, že je zde splněna podmínka $\gamma < 9/7$. Můžeme dokázat, že $\gamma \rightarrow 1$, jestliže při stlačování plynu se bude teplota zvětšovat velmi málo, protože platí $T \approx \rho^{\gamma-1}$, což je splňováno v ionizačních zónách. Při jejich stlačování se teplota tedy nepatrně zvýší, tudíž se zvětšuje energie částic a možnost ionizace atomů. Jinak řečeno při stlačování plynu „na prahu ionizace“ se na zvýšení

teploty využije pouze nevelká část energie, zbývající její část se využije na zvýšení stupně ionizace. Při stlačování neionizovaného plynu není zvýšení teploty obvykle tak velké, aby částice plynu získaly schopnost k ionizaci druhých atomů. Celý výše popsaný jev nazýváme **záklonkový mechanismus**.

Ačkoliv vodíku je ve hvězdách větší množství než helia, je ionizační zóna helia efektivnější. Vodíková zóna je příliš blízko k povrchu, kde je menší koeficient neprůzračnosti. V případě řady hvězd může mít významnou roli, ale **základní má druhá zóna ionizace helia (He II → He III)**. Postačuje (15 – 30) % obsahu helia a zóna ionizace slouží jako záklonka udržující její pulsaci. Aby parametr γ měl hodnotu nezbytnou pro splnění záklonkového mechanismu ($\gamma < 9/7$), je třeba splnit určitá ohraničení na stav plynu v ionizačních zónách. Jde o **hodnotu gravitačního zrychlení v podpovrchových vrstvách**. Odtud vyplývá známý pozorovací fakt, že pulsují pouze některé zvláštní typy hvězd.

Přejdeme k určení amplitudy kmitů. Ve hvězdě, mimo ionizační zóny pulzace, dochází k **přeměně pohybové energie na tepelnou**, hovoříme o disipaci energie. V ionizačních zónách je situace obrácená. Energie toku záření se přeměňuje na pohybovou energii. Hovoříme o tzv. „záporné disipaci“. Obě disipace, kladná i záporná, závisí na amplitudě kmitů. Ve hvězdě kmitající konstantní amplitudou záporná disipace plně kompenzuje kladnou disipaci.

Vezměme hvězdu s následujícími charakteristikami: $0,4 M_{\odot}$, $4,9 R_{\odot}$, $390 L_{\odot}$. Při počítačových modelových výpočtech bylo předpokládáno, že počáteční amplituda kmitů poloměru je 10 %. Za 40 kmitů amplituda narostla na 18 %, amplituda kmitů zářivého výkonu vzrostla z 8 % na 13 %. U tohoto modelu 2/3 záporné disipace se generuje v druhé zóně ionizace helia při teplotě 40 000 K, zbylá část 1/3 energie v ionizační zóně vodíku a první ionizace helia při teplotě 22 000 K. Obě zóny za jednu periodu uvolňují 7,2 % energie z celkové vygenerované za tuto dobu. Odtud jde 78 % na úhradu ztrát energie při kmitech ještě hlubších vrstev hvězdy, zbývajících 22 % se přeměňuje na kinetickou energii horních vrstev hvězdy. Koeficient účinnosti pulsující hvězdy je $7,2 \times 0,22 = 1,6 \%$, což je velmi nízká účinnost.

K popisu pulzace je používána pulzační konstanta $Q = P \left(\frac{M}{R^3} \right)^{\frac{1}{2}}$. Vzhledem k tomu, že poloměr R je stanovován přímo, nejčastěji interferometricky, můžeme vztah upravit na tvar

$$Q = 5,13 \cdot 10^{-12} P M^{\frac{1}{2}} T_{ef}^3 L^{-\frac{3}{4}}, \text{ kde } P, Q \text{ je ve dnech, } M, L \text{ v patřičných jednotkách Slunce.}$$

U určení Q hodnoty pro α Ceti použijeme T_{ef} ($2\,900 \pm 200$) K, hmotnost předpokládáme $M \approx 1 M_S$, u L vyjdeme z $M_{bol} = -4,8$ mag, Glass et al 1987; Hughes, Wood 1990. Odtud stanovená Q hodnota = 0,057 dne.

Při základním módu lze užívat parametrizace podle Wooda 1990:

$$\log P = -2,07 + 1,94 \log \frac{R}{R_S} - 0,9 \log \frac{M}{M_S}$$

Teorie pulsací

Vznikem pulsací se budeme zabývat podrobněji dále, nyní si zjednodušeně odvodíme vztah závislosti periody pulzace T na průměrné hustotě ρ . Po fázi expanzní padají vnější vrstvy volným pádem dolů, uvažme volný pád jako speciální případ pohybu podle III. Keplerova

zákona $\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{GM}$. Necht' $a = R$ je poloměr hvězdy, M její hmotnost. Tedy platí $\frac{T^2}{R^3} = \frac{4\pi^2}{GM}$,

tudíž $T^2 \approx \frac{R^3}{M}$, $M \approx \langle \rho \rangle R^3$. Platí $T^2 \approx \frac{R^3}{\langle \rho \rangle R^3} \approx \frac{1}{\langle \rho \rangle} \Rightarrow T \langle \rho \rangle^{\frac{1}{2}} = konst.$ Pro poměr

pulsačních period dvou cefeid obdržíme $\frac{T_A}{T_B} = \left(\frac{\langle \rho_B \rangle}{\langle \rho_A \rangle} \right)^{\frac{1}{2}}$.

Radiální pulzace sférických hvězd

Vyjdeme z úvah o dynamické stabilitě. Během oscilace se termodynamický element hmoty v pulsující hvězdě periodicky mění a po jednom úplném cyklu se vrací do původního stavu. Podle I. termodynamické věty platí $dQ = dU + dW$. Vnitřní energie je funkcí stavových veličin, proto bude její celková změna při cyklickém procesu nulová. Práce W vykonaná při jednom cyklu cyklického procesu bude integrálem změn pohlceného tepla $W = \oint dQ$. K pulsacím bude docházet, bude-li celková práce na úkor pohlceného tepla kladná $W > 0$.

Protože entropie má úplný diferenciál, bude platit $\oint dS = \oint \frac{dQ}{T} = 0$, tudíž část pohlceného

tepla se v procesu opět uvolní. Předpokládejme, že teplota jako funkce času t prodělává malou cyklickou změnu $\delta T(t)$ kolem střední hodnoty T_0 , $T(t) = T_0 + \delta T(t)$. Potom můžeme psát $\oint \frac{dQ(t)}{T_0 + \delta T(t)} = \oint \frac{dQ(t)}{T_0} \frac{1}{1 + \delta T(t)/T_0} = 0$. Použitím rozvoje a zanedbáním členů

vyšších řádů můžeme tuto rovnici přepsat do tvaru $\oint \frac{dQ(t)}{T_0} \left(1 - \frac{\delta T(t)}{T_0}\right) = 0$. Podmínku

udržení pulsací lze zapsat ve tvaru $W = \oint dQ(t) = \oint \frac{\delta T(t) dQ(t)}{T_0} > 0$. Protože T_0 je kladné číslo,

znamená podmínka, že k pohlcování tepla $dQ > 0$ musí docházet v části cyklu, kdy teplota prochází maximem $\delta T > 0$. Aby hvězda pulsovala, musí k pohlcování tepla docházet při jejím smršťování a k jeho uvolňování naopak při expanzi.

Nejčastějším mechanismem vyvolávajícím pulsační nestabilitu je mechanismus opacitní, který je funkční pouze v oblastech měnící se ionizace některého dostatečně zastoupeného iontu, u hvězd vodíku a helia.

Uvažujme nejprve plně ionizovaný plyn. Opacitu hvězdné látky lze obecně popsat závislostí $\kappa = c\rho^k T^{-m}$, kde c je konstanta, k a m jsou kladná čísla. Poměrně dobrou aproximaci pro volně-vázané a volně-volné přechody představují Kramersovy opacity, které lze zapsat ve tvaru $k = c\rho T^{-3,5}$. Pro adiabatický děj $P \sim \rho^{\frac{5}{3}}$, $T \sim \rho^{\frac{2}{3}}$, což vede k závislosti $k = c\rho^{\frac{4}{3}}$. Jak jsme již uvedli, při stlačování s rostoucí hustotou klesá opacita a tedy pohlcování tepla. Plně ionizované části hvězdy jsou stabilní, k pulsacím nemůže docházet.

V oblastech měnící se ionizace je situace jiná, energie stlačování je spotřebována na růst ionizace a teplota roste mnohem pomaleji. Při předpokládané závislosti teploty na hustotě ve tvaru $T \sim \rho^\lambda$ pro Kramersovu opacitu platí $\kappa = c\rho^{1-3,5\lambda}$, podmínku vzniku pulsací je nerovnost $1 - 3,5\lambda > 0$, což je v oblastech měnící se ionizace splňováno. Závisí to však na tom, kde se která ionizační zóna ve hvězdě nachází. Je-li příliš hluboko uvnitř hvězdy, dojde disipací k utlumení kmitů, zatímco je-li příliš blízko povrchu, je tepelná kapacita příliš malá na to, aby došlo ke globálním oscilacím.

Pulzace můžeme v prvním přiblížení chápat jako akustické hustotní kmity s vlnovou délkou rovnou průměru hvězdy. Taková vlna se šíří rychlostí zvuku v_z a perioda radiální pulzace je dána vztahem $\Pi = \frac{2R}{v_z}$, kde v_z je střední rychlost zvuku přes celou pulsační periodu.

Zvukové vlny lze považovat za adiabatické, z teorie akustických kmitů plyne pro rychlost

zvuku $v_z^2 = \gamma_{ad} \frac{P}{\rho}$, kde γ pro adiabatický děj označuje přímo poměr specifických tepel při konstantním tlaku a objemu.

Uvažujeme-li hvězdu jako plynnou kouli, pro vnitřní energii směsi iontového a elektronového plynu (při $\beta = 0$), příspěvek tepelné energie dE_t připadající na elementární objem dV je, kde $dE_t = \rho U dV = \frac{3}{2} P dV$, kde P označuje celkový tlak směsi plynu. Celkovou tepelnou energii dostaneme integrací přes celý objem hvězdy, tedy $E_t = \frac{3}{2} \int P dV$, kde P označuje tlak směsi plynu. Z věty o viriálu víme, že mezi tepelnou energií a potenciální energií Ω v soustavě, která se nalézá v hydrostatické rovnováze, platí vztah $\Omega = -2E_t$.

Za předpokladu, že hvězda osciluje kolem rovnovážného stavu odpovídajícímu stavu hydrostatické rovnováhy, dále za předpokladu polytropního modelu, lze střední rychlost zvuku odhadnout pomocí věty o viriálu $-\Omega = 3 \int P dV = 3 \int \frac{P}{\rho} dM = 3 \int \frac{v_z^2}{\gamma} dM \approx \frac{3M}{\gamma} v_z^2$, kde pro potenciální energii při sférickém rozložení hmotnosti platí $\Omega = -w \frac{GM^2}{R}$. Faktor w nabývá hodnoty $\frac{3}{5}$ pro homogenní rozložení hmotnosti, hodnoty $\frac{3}{2}$ pro hvězdy hlavní posloupnosti. Hodnota faktoru w roste se stoupající koncentrací hmotnosti směrem k centru.

Úpravou rovnic obdržíme $v_z^2 = -\frac{\gamma w \Omega}{3M} = \frac{\gamma w}{3} \frac{GM}{R}$. Dosazením obdržíme pro pulsační

periodu výraz $\Pi = 2 \left(\frac{3}{w \gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{\frac{1}{2}}$. Při využití definice střední hustoty $\bar{\rho} = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi R^3}$

získáme vztah $\Pi \bar{\rho}^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{9}{\pi G \gamma w} \right)^{\frac{1}{2}}$, který odvodil Eddington. Shrnuto $\Pi \cong (G \bar{\rho})^{-\frac{1}{2}}$. To

odpovídá astrofyzikálním údajům, dlouhoperiodické proměnné – miridy s nízkou hustotou pulzují s periodami několika stovek dnů zatímco cefeidy s vyšší hustotou desítky dnů.

Vzhledem k tomu, že $\bar{\rho} = \frac{M}{V}$ je možné pro sférické modely psát

$$Q = \Pi \left(\frac{M}{M_S} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R}{R_S} \right)^{-\frac{3}{2}} = \Pi \left(\frac{M}{M_S} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{L}{L_S} \right)^{-\frac{3}{4}} \left(\frac{T_{ef}}{T_{efS}} \right)^3, \text{ konstantě } Q \text{ se říká pulsační konstanta.}$$

Vemury a Stothers 1978 při použití odvodili vztah pro periodu radiální pulzace nerotující

$$\text{hvězdy ve dnech } \Pi = 0,025 \left(\frac{R}{R_S} \right)^{\frac{7}{4}} \left(\frac{M}{M_S} \right)^{\frac{3}{4}}, \text{ koeficient } 0,025 \text{ má rozptyl } \pm 0,001.$$

Úvod do teorie adiabatických radiálních pulsací, aplikovatelný na dlouhoperiodické proměnné hvězdy. Jedna z možností jak zjistit, zda je systém stabilní či nikoliv, je působit na všechny veličiny malými poruchami a sledovat, zda amplituda poruch bude s časem narůstat. Pokud některé nebo všechny amplitudy rostou, pak je systém nestabilní, jsou možné dva případy.

1. Jestliže malé poruchy rostou, pak potřebujeme k další analýze zjistit, jak narůstání probíhá, případně zda došlo ke změně struktury systému. Pokud poruchy rostou na velkou, ale konečnou hodnotu, ustaví se nový rovnovážný stav a ten se bude s časem měnit.
2. Může se jednat o jiné nelineární efekty. Mnohé fyzikální systémy jsou stabilní vzhledem k malým poruchám, ale stanou se nestabilní, jestliže jsou poruchy větší než určitá amplituda. Takové systémy jsou metastabilní. Pro takové případy není vhodná analýza stability použitím lineárního přiblížení. Jenže nelineární problémy jsou řešitelné obtížně, většinou numerickými metodami. Následující úvahy jsou proto lineární analýzou stability sféricky symetrických systémů.

Platí dvě rovnice hydrodynamiky, $\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi$, kde Φ je gravitační potenciál.

Druhou rovnicí je $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0$, tedy změna hmotnosti Δm elementárního objemu ΔV tekutiny, $\Delta m = \int \rho dV$, je rovna hmotnostnímu toku do objemového elementu. První rovnice reprezentuje II. Newtonův zákon, druhá je zákon zachování hmotnosti. Proměnné v těchto rovnicích jsou závislé na čase, jak uvidíme, obě rovnice popisují časový vývoj poruch působících na rovnovážný stav.

Dále učiníme dvě zjednodušení. Za prvé budeme předpokládat, že pulzace jsou adiabatické, tj. že perioda pulzací je krátká ve srovnání s časem potřebným k ustavení termodynamické rovnováhy, takže nedochází ke vzniku nebo ztrátě energie v žádné pohybující se části hvězdy.

Tato podmínka nám dovolí svázat fluktuace teploty a tlaku plynu se změnami hustoty rovnicemi adiabatických změn. Použitím $P \sim \rho^\gamma$ a $T \sim \rho^{\gamma-1}$ dostaneme

$$\frac{\delta P}{P} = \gamma \frac{\delta \rho}{\rho}, \quad \frac{\delta T}{T} = (\gamma - 1) \frac{\delta \rho}{\rho}. \text{ Za druhé budeme předpokládat, že pulzace jsou čistě}$$

radiální, takže hvězda je sféricky symetrická.

Ve stavu hydrostatické rovnováhy je velikost gradientu tlaku rovna gravitační síle. Necht' \bar{P} a $\bar{\rho}$ jsou střední hodnoty tlaku a hustoty. Pak lze rovnici hydrostatické rovnováhy napsat

$$\text{přibližně jako } \frac{\bar{P}}{R} = \frac{\bar{\rho}MG}{R^2} = \frac{4\pi G}{3} \bar{\rho}^2 R. \text{ Předpokládejme, že hvězda změní svůj poloměr o}$$

hodnotu δR a zkoumejme vliv takové změny na rovnováhu za předpokladu, že pohyb je

$$\text{adiabatický. Změny } \bar{P} \text{ a } \bar{\rho} \text{ budou } \delta \bar{\rho} = \delta \frac{3M}{4\pi R^3} = \frac{3\bar{\rho}\delta R}{R} \text{ a } \delta \bar{P} = \gamma \frac{\bar{P}}{\bar{\rho}} \delta \bar{\rho} = -\frac{3\gamma \bar{P}}{R} \delta R.$$

Miridy zpravidla pulzují v základním modu, v centru hvězdy leží uzel stojatého vlnění a na povrchu kmitna. Pulzace mirid však vedou ke vzniku rázové vlny, která při průchodu vnějšími vrstvami mění jejich neprůzračnost.

Hvězdy však jsou prostorovými rezonátory. Rychlost zvuku není v rámci rezonátoru konstantní, klesá se vzdáleností od středu hvězdy.

9.4. Úbytek hmoty dlouhoperiodických proměnných hvězd

Problémy detekce a modelování úbytku hmoty u chladných hvězd v pozdních stádiích vývoje byl v přehledu zpracován - Lafon&Berruyer 1991. U mirid je úbytek odhadován na $(10^{-4} - 10^{-8}) M_\odot$ za rok. Za hlavní mechanismus je považován tlak záření na plyn ve vnějších vrstvách atmosféry. Problematikou stanovení úbytku hmoty u mirid respektive pulsujících OH/IR hvězd v Galaxii a LMC se zabývali Bove 1988, Vassiliadis&Wood 1993, Blocker 1995. Pro periody $T \leq 500$ dnů byl odvozen vztah $\log \frac{dM}{dt} = -11,4 + 0,0123 T$, kde úbytek

hmotnosti je M_\odot za rok. Při $T \geq 500$ dnů platí vztah $\frac{dM}{dt} = 6,07023 \cdot 10^{-3} \frac{L}{cv_{ex}}$, kde L je v L_\odot ,

c je rychlost světla ve vakuu v km.s^{-1} , v_{ex} označuje krajní rychlost hvězdného větru v km.s^{-1} .

Expanzní rychlost hvězdného větru v km.s^{-1} lze vyjádřit pomocí periody pulzace vztahem $v_{ex} = -13,5 + 0,056 P$ s dodatkem, že v_{ex} leží v mezích $(3,0 - 15,0) \text{ km.s}^{-1}$, horní limita typických mezních rychlostí detekovaných při úbytcích hmoty u OH/IR hvězd.

Pulsační perioda je odvozena ze závislosti perioda – hmotnost - poloměr v práci Vassiliadis&Wood 1993 za předpokladu, že proměnné AGB hvězdy jsou pulsujícími v základním modu $\log P = -2,07 + 1,94 \log R - 0,9 \log M$, kde P je vyjádřeno ve dnech, R a M v jednotkách Slunce. Výše uvedené vztahy byly úspěšně aplikovány Marigo et al. 1996, 1997 v modelech AGB hvězd.

Z obecných teoretických souvislostí a z pozorovacích údajů u dlouhoperiodických proměnných a OH/IR hvězd platí, že čím je větší perioda pulzace, tím je větší úbytek hmotnosti, Castor 1981, Holzer & MacGregor 1985.

Důležitým důvodem, proč je třeba znát strukturu vnějších částí atmosféry, je její vztah k procesům, jimiž miridy ztrácejí svou hmotu. Jde o klíčový faktor v pokusu o pochopení tohoto stadia hvězdné evoluce a k objasnění, jak jsou formována prachová zrna v prostředí kolem hvězd. V současnosti nemáme jasné představy, jak tento proces probíhá. Je pozoruhodné, že laboratorní studia zrněk v některých materiálech vykazují stejný relativní obsah určitých izotopů, jaký lze předpokládat i v atmosférách mirid. Lze odůvodněně předpokládat, že některá zrna v takových vzorcích pocházejí z proudu prachu a plynu mirid. Tempo úbytku hmotnosti je u těchto hvězd v rozmezí od $(10^{-7} - 3 \cdot 10^{-5}) M_{\odot}$ za rok. Pro miridy vyzařující převážně v infračerveném oboru může být hodnota úbytku i větší než $10^{-4} M_{\odot}$ za rok Feast 2001. Pozorování dokazují, že $\frac{dM}{dt}$ závisí na vlastnostech pulzace hvězdy, jak na velikosti periody, tak na amplitudě změn jasnosti. Pulzace plynného prostředí v horních vrstvách atmosféry hvězdy sehrávají podstatnou roli při kondenzaci zrn. Koncentrace hmoty do mračen v atmosféře vzniku zrn napomáhá.

Po svém vzniku jsou zrna hnána do mezihvězdného prostoru především tlakem záření a strhávají se sebou i plyn. Prach kolem kyslíkových mirid je pravděpodobně složen hlavně ze silikátů, zatímco u uhlíkových mirid převažují uhlíkové sloučeniny.

Zajímavé jsou OH/IR miridy, objevené při hledání maserů. Zpravidla jsou velmi slabými objekty v optické oblasti spektra, což je způsobeno výrazným zastíněním hvězdy hustou prachovou obálkou a také nízkou teplotou centrální hvězdy. Jasnější jsou v infračervené oblasti spektra, od 10 μm dále. Jejich infračervené záření pochází od prachové obálky zahřáté hvězdou a kolísá s periodicitou světelných změn centrální hvězdy. Jak jsme podrobně rozvedli na jiném místě, interferometrické studie Miry v infračervené oblasti 11 μm dokládají, že prach vzniká v oblasti se vzdáleností asi 2 poloměrů hvězdy nad jejím povrchem. Zhruba z téže oblasti pochází excitace SiO maserů, v obálce jejíž poloměr je pouze o 50 % větší než vnější atmosféry centrální hvězdy, jak ji odvozujeme z optických pozorování. Jestliže má mirida

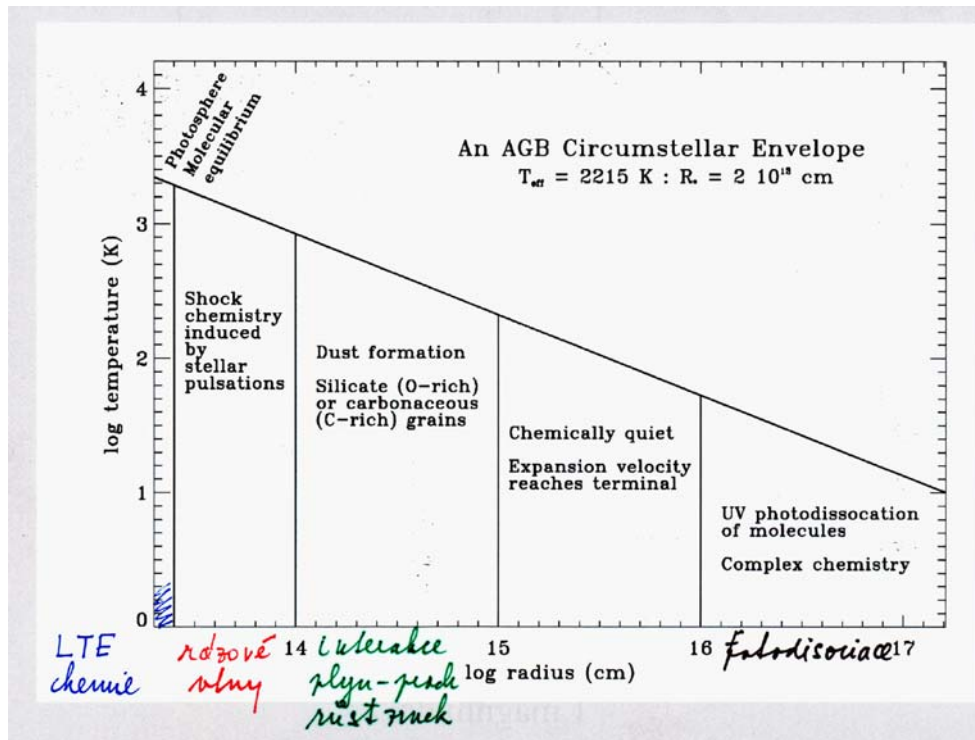
s periodou 350 dnů poloměr fotosféry $450 R_S$ ($\approx 3 \cdot 10^{11}$ m), vnitřní poloměr její prachové obálky a poloměr prstence SiO maseru je řádově 10^{12} m, H₂O masery jsou řádově 10^{13} m od středu hvězdy a OH masery ještě o řád vzdálenější.

OH masery byly zjištěny u velkého množství mirid a OH/IR mirid. Většinou se projevují emisními čarami se dvěma vrcholy, které mají svůj původ v přední a zadní části sférické slupky, jež se rozpíná rychlostí ($\approx 10 - 20$) km.s⁻¹. Emise OH je stimulována infračerveným zářením od horkého prachu a tak se také mění s periodou hvězdy. Existuje zde časová prodleva (10 - 100) dnů mezi změnami intenzity obou vrcholů spektrální čáry způsobená zpožděním, než se světlo dostane napříč obálkou.

Knapp a Morris 1985 shrnuli ve své práci ztrátu hmoty pro 50 hvězd z pozorování molekulárního pásu CO J(1,0). Le Bertre et al. 1997 zjistili, že hvězdy AGB ztrácející hmotu jsou snadno odhalitelné v blízkém infračerveném oboru (1-5 μ m). Shrnutí výsledky pozorování IRTS a stanovili tempo ztráty hmoty. Na základě analýzy 40 uhlíkových a 86 kyslíkových hvězd dospěli k závěru, že zdroje lze rozdělit do dvou skupin podle vzdálenosti od centra Galaxie a podle toho, jak obohacují mezihvězdný prostor unikající látkou.

Groenewegen et al 1998, 1999 kvantifikovali zjevný vztah mezi úbytkem hmotnosti a periodou $\log \frac{dM}{dt} = 4,08 \log P - 16,54$ a úbytkem hmotnosti a zářivým výkonem $\log \frac{dM}{dt} = 3,94 \log L - 20,79$.

Woitke et al. 1996 zkoumali zahřívání a ochlazování obálek chladných hvězd působením záření v rozsahu hustot ($10^{10} - 10^{20}$) částic v m³ a teploty plynu v rozsahu od (500 - $2 \cdot 10^4$) kelvinů. Analýza zahrnovala různé fyzikální procesy, rotační a rotačně-vibrační přechody molekul, atomové přechody, vázaně-volné přechody a volně-volné i fotochemické reakce. Autoři propočítali časový průběh ochlazování zářením pro uhlíkem obohacený plyn typický pro atmosféry uhlíkových hvězd a teplotní relaxaci plynu po průchodu rázové vlny. K zásadním změně charakteru rázové vlny dochází při hustotách ($10^{12} - 10^{14}$) částic v m³, kdy se mění z izotermální na adiabatickou s poklesem hustoty.



10. Hvězdný vítr chladných hvězd

Důležité atmosférické charakteristiky chladných hvězd.

$$\text{škálová výška} - \frac{H}{R} = \frac{2a^2}{v_u^2}$$

$$T \approx 3000 \text{ K} \Rightarrow a \approx 5 \text{ km.s}^{-1}$$

$$M \approx (1-10)M_S, \quad R \approx (100-400)R_S \Rightarrow v_u \approx (40-60) \text{ km.s}^{-1}$$

$$a \ll v_u \Rightarrow \frac{H}{R} \ll 1$$

$$\text{tempo úbytku hmoty} \quad \frac{d(\rho v r^2)}{dr} = 0, \quad \frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 \rho v = \text{konst.}$$

$$\text{hybnost} \quad v \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + g_x$$

10.1. Hvězdný vítr urychlovaný prachem

Vnější atmosféry chladných obrů velkých zářivých výkonů mohou být poháněny intenzivním polem záření hvězdných fotosfér. V případě chladných hvězd záření ovlivňuje hvězdný vítr, absorpce fotonů prachovými částicemi může formovat vnější atmosféry. Prachové částice mohou absorbovat záření z celého rozsahu vlnových délek, říkáme, že vítr u chladných hvězd je poháněný kontinuem. Úbytek hmotnosti dosahuje řádově $10^{-5} M_S \text{ rok}^{-1}$, s rychlostmi v rozmezí $(10 - 30) \text{ km.s}^{-1}$. Rychlosti hvězdného větru u chladných hvězd jsou srovnatelné s únikovými rychlostmi ve vzdálenostech několika hvězdných poloměrů od povrchu.

Pro popis astrofyzikálních podmínek zavádíme vztah $\Gamma_d = \frac{k_{rp} L}{4\pi GcM}$, kde Γ_d vyjadřuje poměr zrychlení zářivého a gravitačního, k_{rp} je tlak záření při střední opacitě.

Prach poháněný větrem se stává podstatným u velmi malé oblasti H-R diagramu, obsahující chladné, zářivé červené veleobry a hvězdy asymptotické větve obrů. Efektivní teploty takových hvězd jsou v rozsahu $(2\ 000 - 3\ 000) \text{ K}$, $L_{ev} \geq 10^5 L_S$, pro hvězdy asymptotické větve obrů zářivý výkon $L \geq 10^4 L_S$. Nízká teplota umožňuje vznik prachových částic a jejich růst v horní části atmosfér těchto hvězd. Velký poměr zářivého výkonu a hmotnosti umožňuje získat částicím zrychlení převyšující gravitační, což je požadováno pro vítr hnaný prachem.

Je otázkou, zda pojem vítr akcelerovaný prachem je přesným vyjádřením složité problematiky, poněvadž hvězdné pulzace často hrají zásadnější úlohu při úbytku hmoty hvězd.

10.2. Hvězdný vítr urychlovaný zvukovými vlnami

Konvektivní vrstvy zón chladných hvězd generují akustické vlny v jejich fotosférách. Vlny šíří ve hvězdách směrem k povrchu energii. Zvukové vlny produkované tlakovými silami v atmosférách chladných hvězd a gradient tlaku vln jsou výsledkem sil směřujících vně a mohou akcelerovat (pohánět) hvězdný vítr. Rozhodující pro hvězdný vítr urychlovaný zvukovými vlnami je zářivý výkon.

Řešení rovnic izotermických vln urychlovaných větrem mají kritický bod. Požadavek, aby rychlost větru mohla růst přes kritický bod určuje rychlost v spodní hranici. Tato počáteční

rychlost současně s hustotou určuje úbytek hmotnosti větrů akcelerovaných zvukovými vlnami, které umožňují úbytek hmotnosti hvězdy.

Výpočty modelů větrů akcelerovaných zvukovými vlnami s tlakem záření na prach mohou generovat podstatný úbytek hmotnosti z chladných hvězd s nízkou hodnotou gravitačního zrychlení, což je splněno u hvězd asymptotické větve obrů.

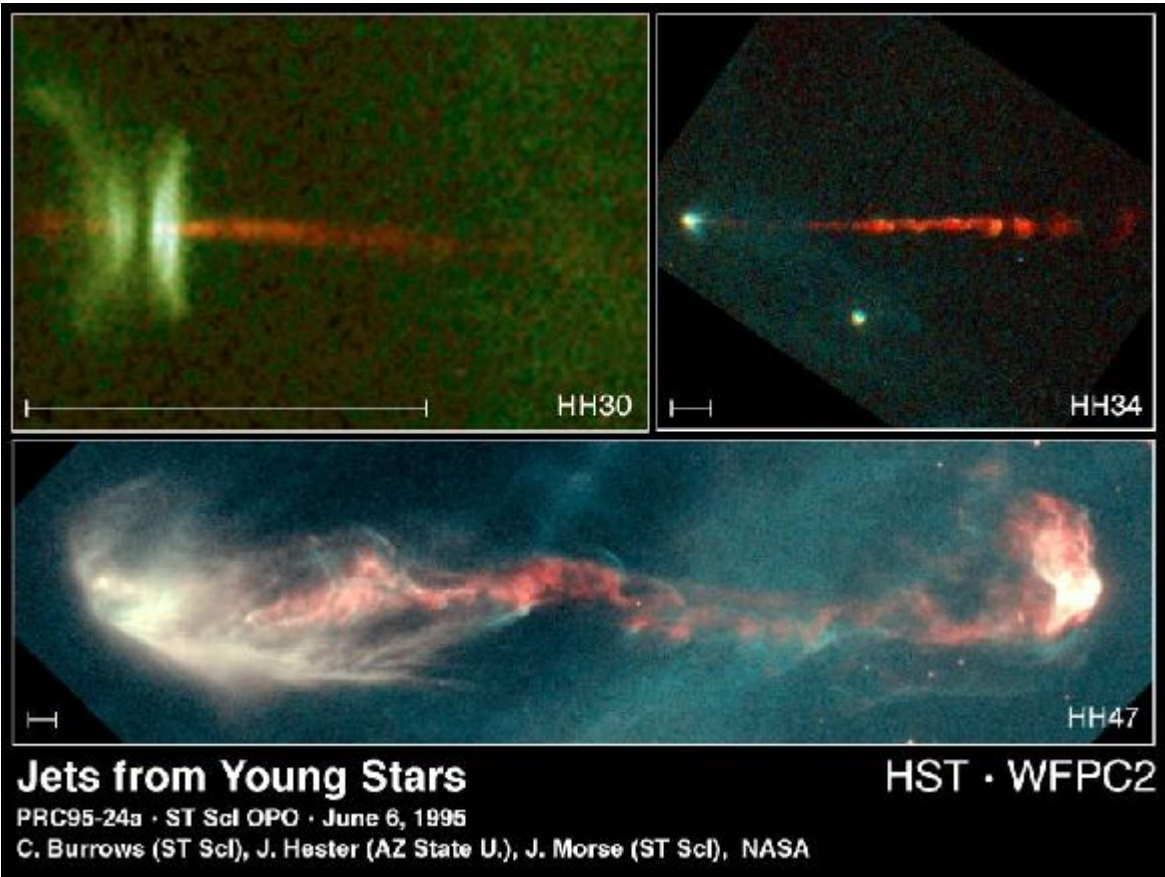
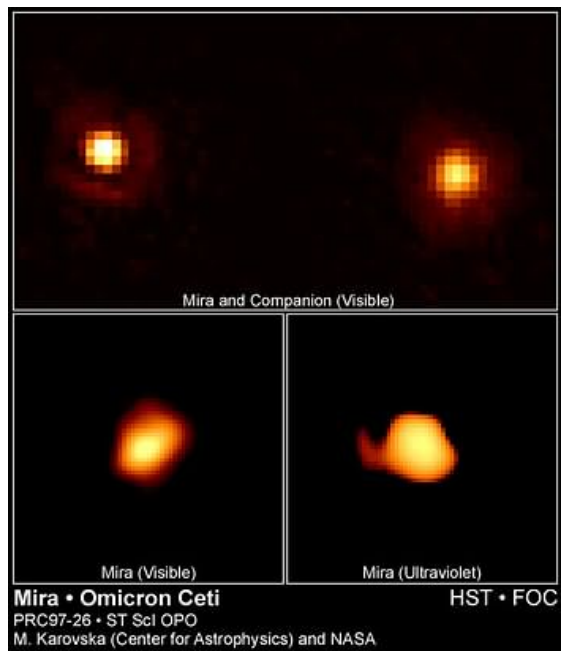
Vyjádřit pozorovaný úbytek hmoty a rychlost větru u hvězd asymptotické větve obrů vyžaduje jemné doladění vnitřních parametrů, které tyto modely upravují na reálnější. Existence korelace mezi rychlostí úbytku hmotnosti a pulzační periodou hvězd asymptotické větve obrů naznačuje, že pulzace je u těchto objektů mnohem důležitější než urychlování větrů akustickými vlnami.

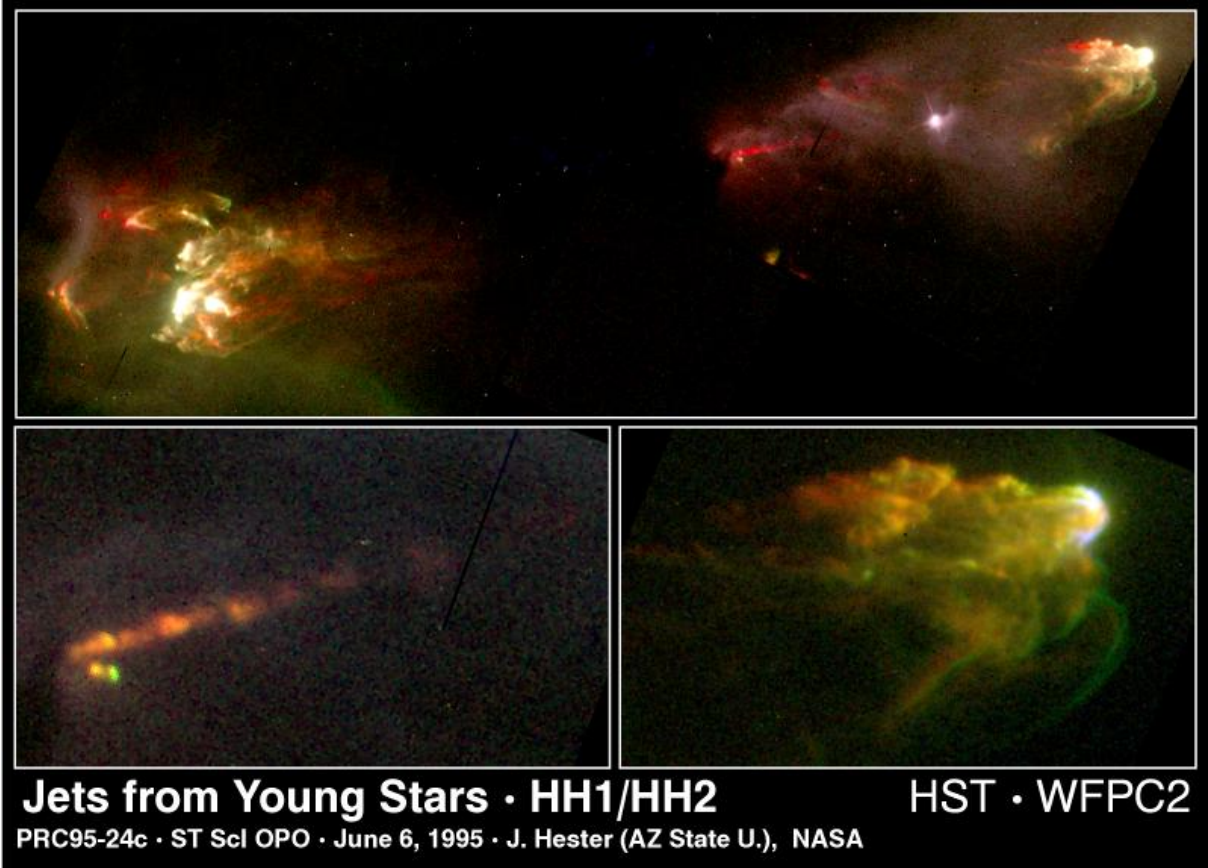
Podle Sandina & Hófnera 2003 hvězdný vítr u hvězd asymptotické větve obrů uvažujeme tříložkový: plyn, prach a pole záření. Prach je předpokládán ve tvaru sférických zrn prachu, zejména uhlíkových.

Obrázek zachycuje schematicky přenos hmoty, momentu hybnosti a energie při hvězdném větru. Nejdůležitějším procesem formujícím vítr je přenos momentu z pole záření na prach.

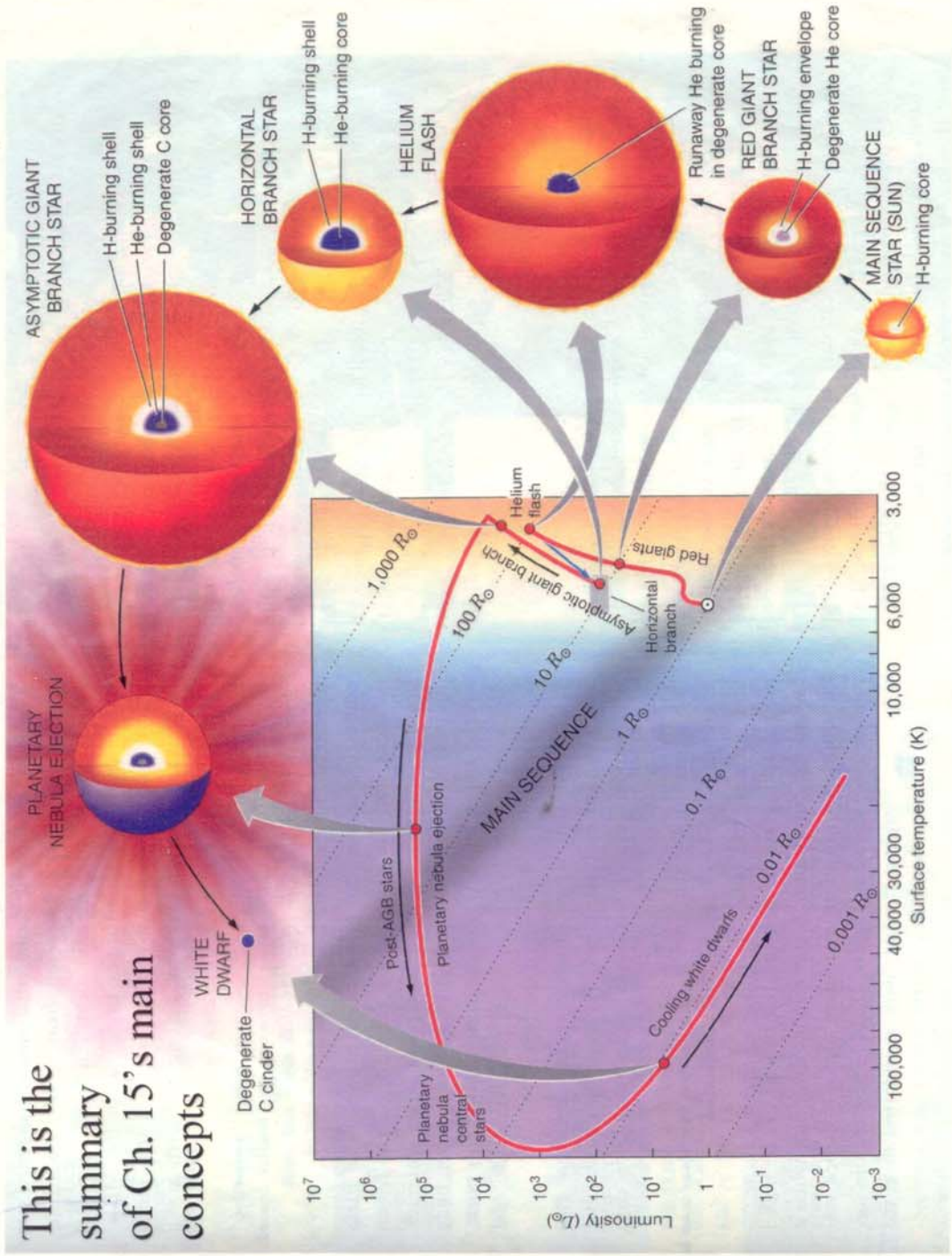
Literatura:

- [1] Carroll, B.W., Ostlie, D. A.: An Introduction to Modern Astrophysics. Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Reading, Massachusetts, 1996.
- [2] Harmanec, P.: Astrofyzika II. MFF UK, Praha 2003.
- [3] Kippenhahn, R., Weigert, A.: Stellar Structure and Evolution. Springer – Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1994.
- [4] Lamers, M., Henny J.G.L., Cassinelli, J. P.: Introduction to Stellar Winds. Cambridge University Press, Cambridge 1999.

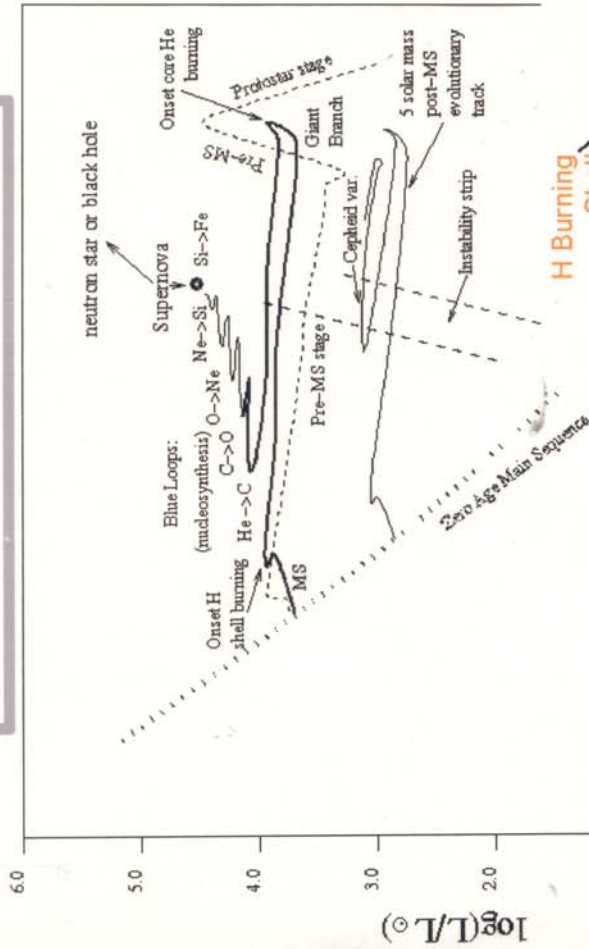




This is the summary of Ch. 15's main concepts



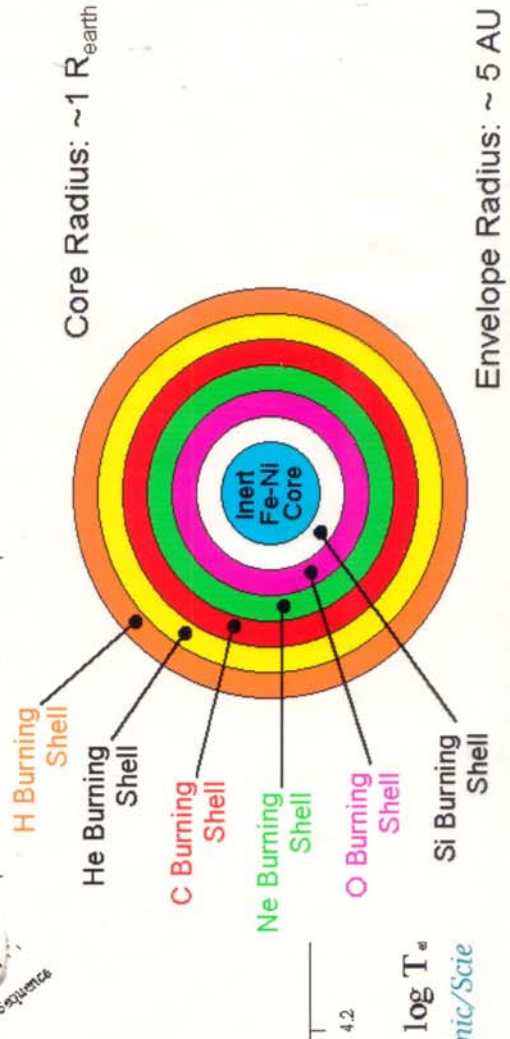
High Mass Star Evolutionary Track (9 solar mass)



$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$$

const. $L \rightarrow$
 every turn to the right (cooler)
 accompanied by expansion

Onion-shell burning



$\log T_e$

From <http://www.ngcsu.edu/Academic/Scie/ncstr1020/home/evoltracks.htm>

Low Mass Star Evolutionary Track (1 solar mass)

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$$

Main-sequence:

- earlier lower L
- the paradox of 'faint young sun'

Red giant branch

- shell H burn
- big
- cook planets

Horizontal branch

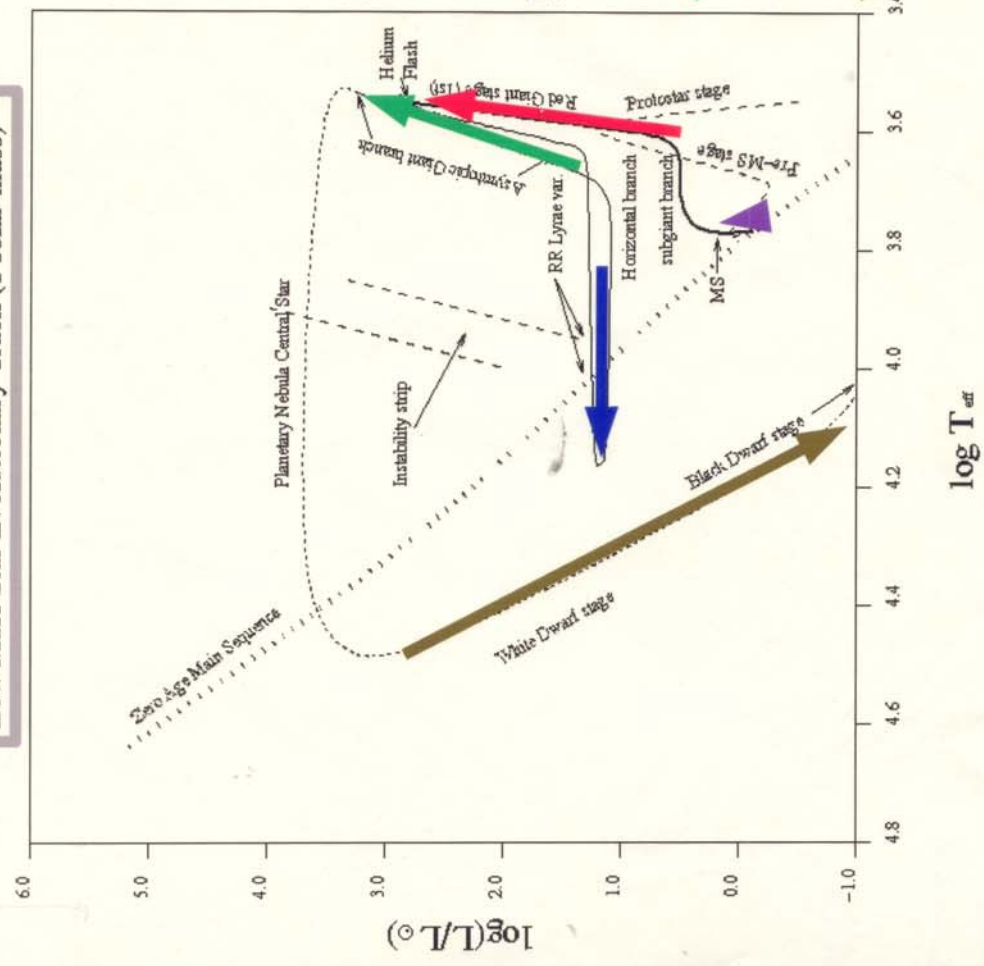
- core He burn
- hot

Asymptotic Giant branch

- shell H & He burn
- very big
- engulfing planets

White Dwarf branch

- naked stellar core
- born very hot
- cools off slowly



From <http://www.ngcsu.edu/Academic/Sciences/physics/jones/astr1020home/evoltracks.htm>

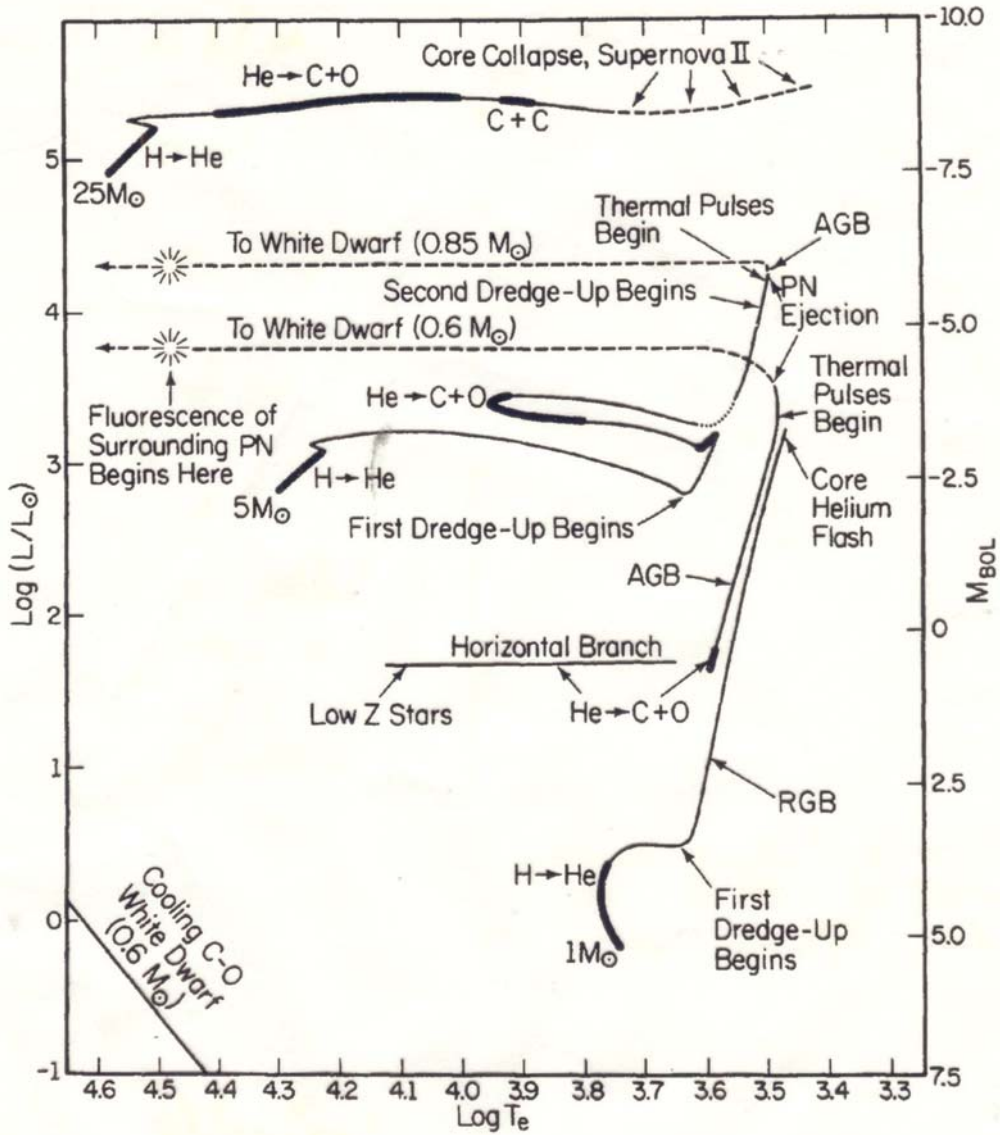


Figure 1.6: Stellar Evolution of a 1, 5, and $25 M_{\odot}$ Star in the H-R Diagram (reproduction from Iben (1985) [49]). The starting position for the 1, 5, and $25 M_{\odot}$ stars lies along the main-sequence band visible in Figure 1.5 from the top left to the bottom right corner of the H-R diagram. That the star spends most of its life in this stage is the reason that most of the stars in Figure 1.5 lay along the main-sequence band. As the star evolves, it moves up and to the right in the H-R diagram (towards higher luminosities and cooler temperatures). These later stages of stellar evolution are evident as the group of stars above and to the right of the main sequence in Figure 1.5.