

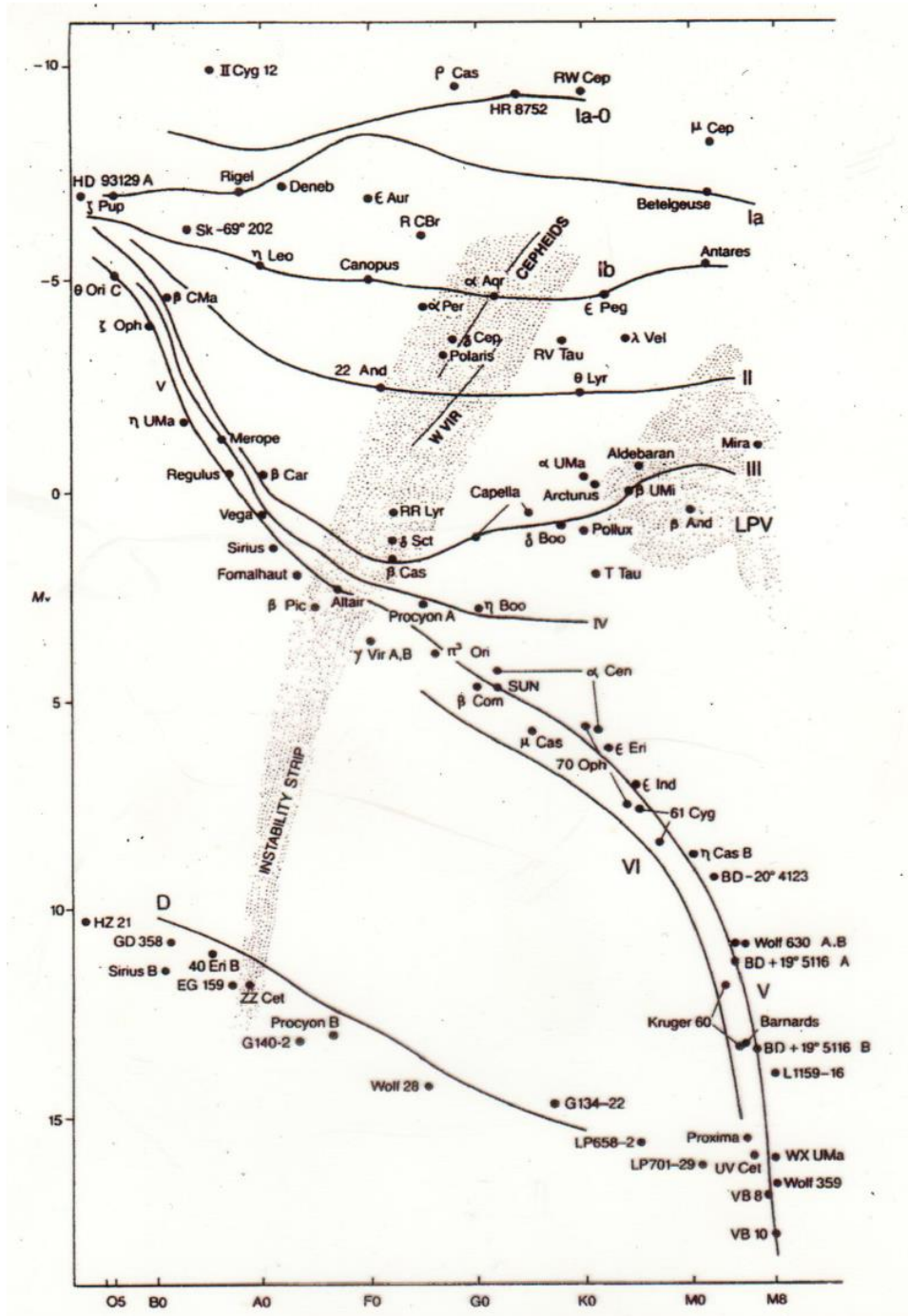
Fyzika chladných hvězd

Brno 2023

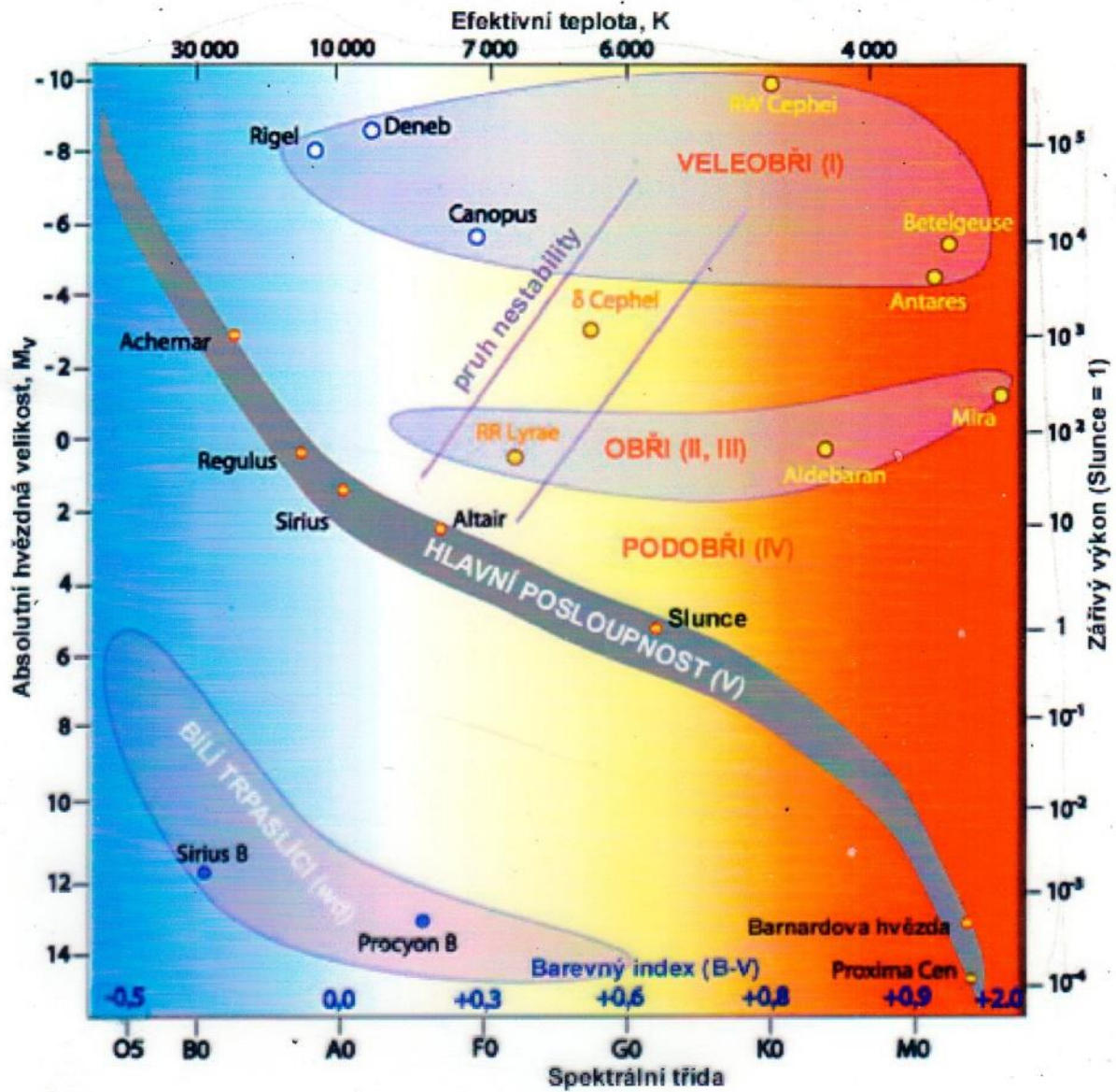
Vladimír Štefl

1.	Úvod	2
1.1.	Hvězdy spektrální třídy K.....	5
1.2.	Hvězdy spektrální třídy M.....	10
2.	Hvězdy do příchodu na hlavní posloupnost.....	12
2.1.	FU Ori 1937.....	17
2.2.	Hvězdy T Tauri.....	20
3.	Červení trpaslíci.....	31
3.1.	Stavba červených trpaslíků.....	31
3.2.	Spektra a atmosféry červených trpaslíků.....	35
3.3.	Vývoj červených trpaslíků.....	46
3.4.	Eruptivní trpaslíci.....	49
4.	Hnědí trpaslíci.....	54
4.1.	Hvězdy nebo planety.....	54
4.2.	Spektra a atmosféry hnědých trpaslíků.....	67
4.3.	Vývoj charakteristik hnědých trpaslíků	71
5.	Červení obři	78
5.1.	Proč se hvězdy stávají červenými obry.....	79
5.2.	Vývoj hvězd po odchodu z hlavní posloupnosti.....	81
5.3.	Stavba červených obrů.....	91
5.4.	Studium atmosfér červených obrů.....	92
5.5.	Spektra a atmosféry červených obrů, vybrané výsledky	114
6.	Červení veleobři.....	120
7.	Hvězdy asymptotické větve obrů	134
7.1.	Hoření při heliovém záblesku, degenerované jádro.....	134
7.2.	Horizontální větev obrů.....	135
7.3.	Asymptotická větev obrů.....	139.
8.	Uhlíkové hvězdy.....	162
9.	Miridy, proměnné hvězdy.....	179
9.1.	Vývojová stadia mirid.....	183
9.2.	Spektra a atmosféry mirid.....	186
9.3.	Pulsace mirid.....	195
9.4.	Úbytek hmoty mirid	200
10.	Cefeidy.....	207
11.	Hvězdy P AGB.....	225
12.	Hvězdný vítr chladných hvězd.....	245

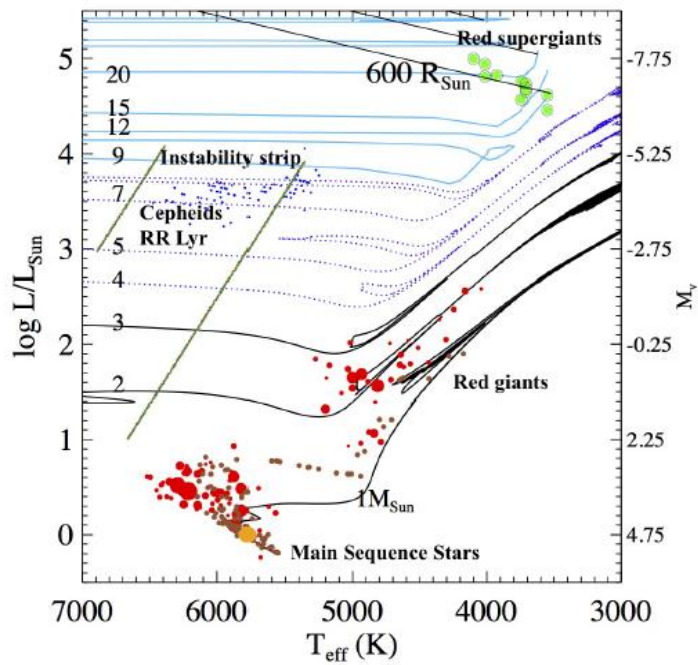
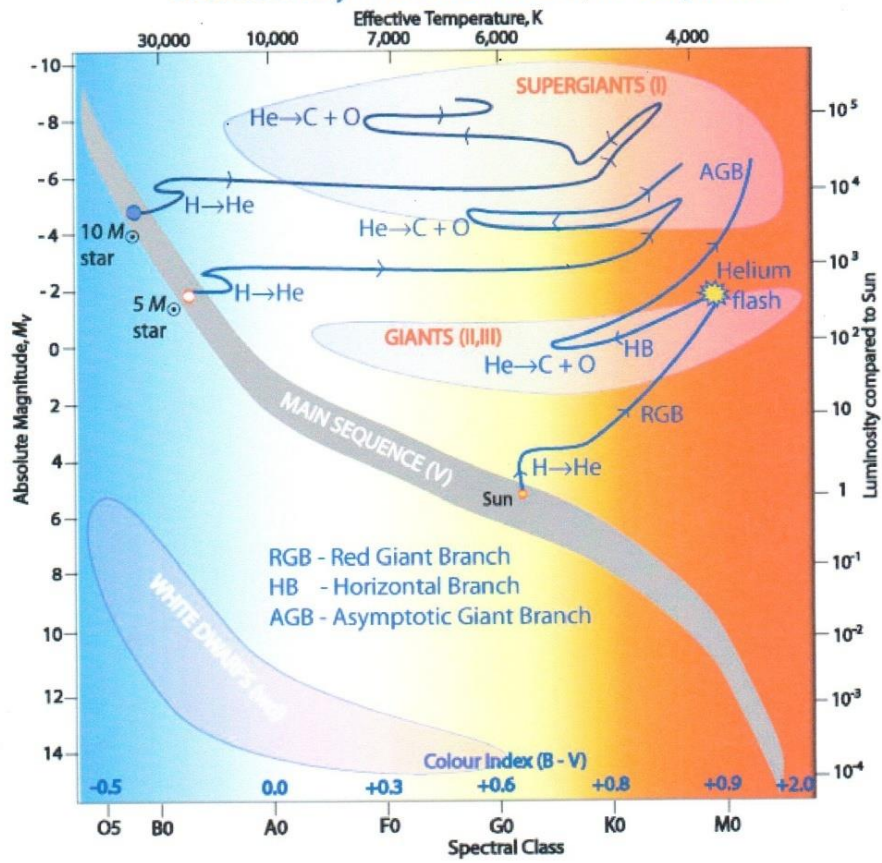
1. Úvod



Hertzsprungův-Russelův Diagram



Evolutionary Tracks off the Main Sequence



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 3 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 výrazně jasné 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 r. 1838 poprvé určil roční paralaxu, tudíž vzdálenost. Výše uvedené objekty lze pozorovat jako oranžové až načervenalé.

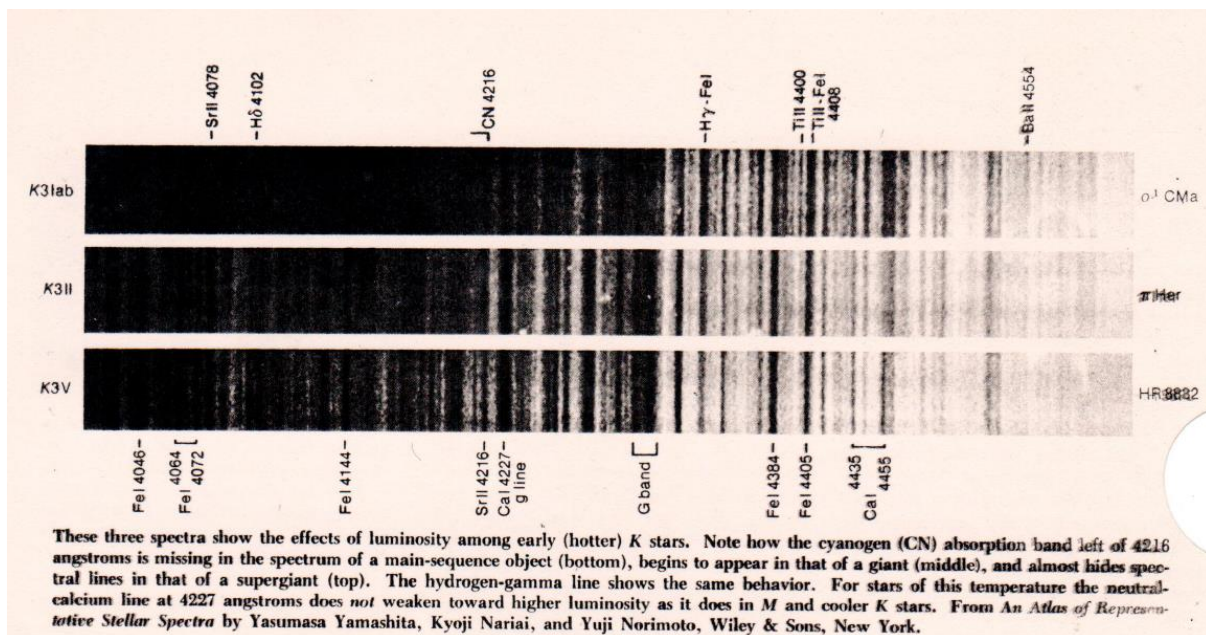
Hvězdy jsou zajímavé ze spektroskopického hlediska, v jejich čárových spektrech pozorujeme molekulární čáry, u K obrů jsou dominantní zejména CN a CO. Zářivý výkon hvězd určujeme různými způsoby, nejpoužívanějším indikátorem je pás CN 421,6 nm.

Zatímco, ve **spektrech hvězd hlavní posloupnosti** viz obr. níže **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-hořčíku).

Ve spektrech chladných hvězd jsou přítomny u absorpčních čar $H \lambda = 396,85 \text{ nm}$ a $K \lambda = 393,37 \text{ nm}$ 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 čáry $K \text{ Ca II } \lambda = 393.37 \text{ nm}$ především u hvězd s chromosférickou aktivitou. Jde o lineární vztah mezi absolutní hvězdnou velikostí (hvězd pozdních spektrálních tříd) a pološířkou emisní čáry.

Statistická korelace vyjádřená obecně pomocí lineární regrese má podobu $M_V = (a \pm \delta a) \log W + (b \pm \delta b)$, kde W_0 je šířka jádra emisní čáry v \AA ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$), δa , δb jsou disperse a a b . Astrofyzikální interpretace jevu - emisní čára je nasycená, existuje přerozdělování fotonů v chromosféře u Ca II, předpokládáme hydrostatickou rovnováhu ve spodní části chromosféry.

H AND K EMISSION IN LATE-TYPE STARS: DEPENDENCE OF LINE WIDTH ON LUMINOSITY AND RELATED TOPICS

O. C. WILSON AND M. K. VAINU BAPPU*

Mount Wilson and Palomar Observatories
Carnegie Institution of Washington, California Institute of Technology

Received December 17, 1956

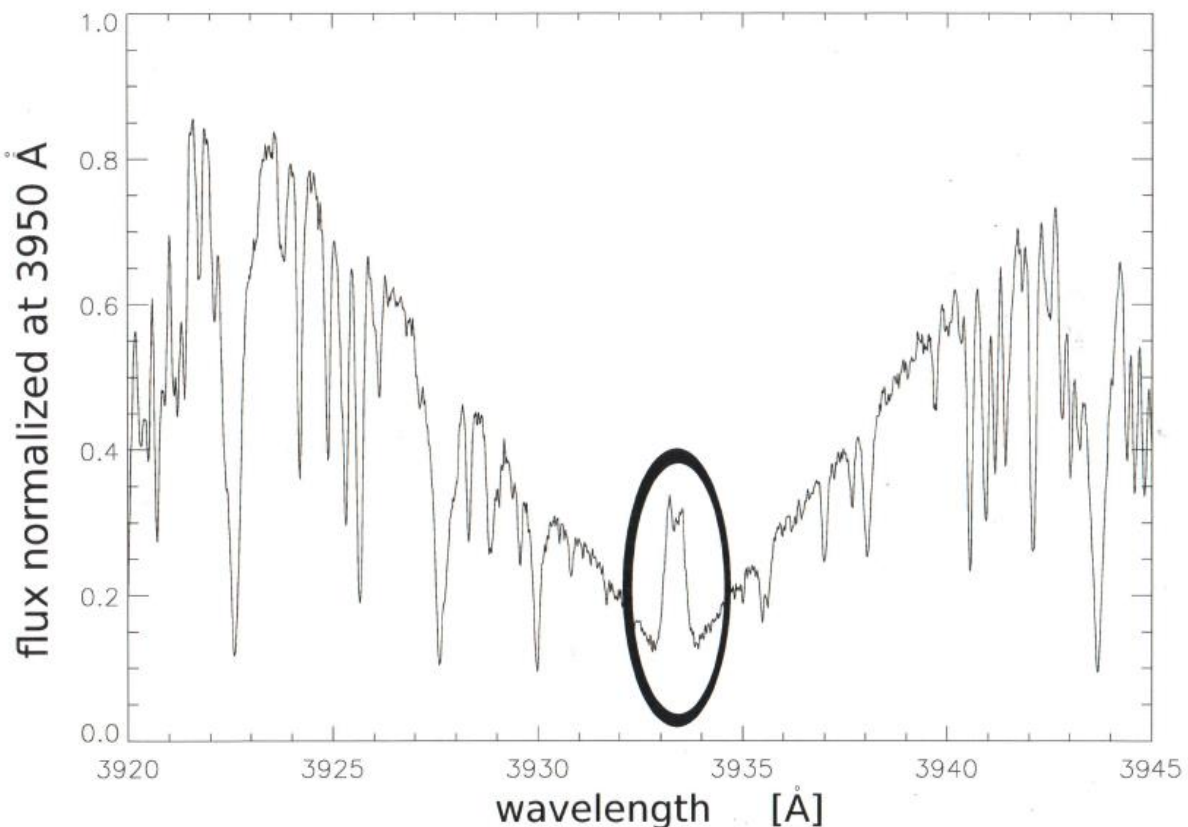
ABSTRACT

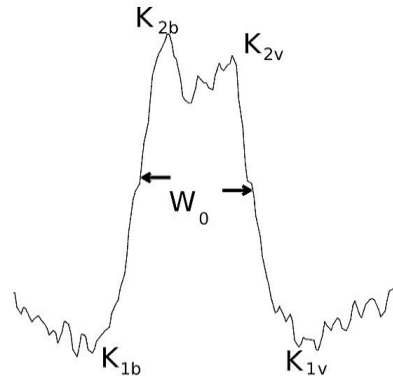
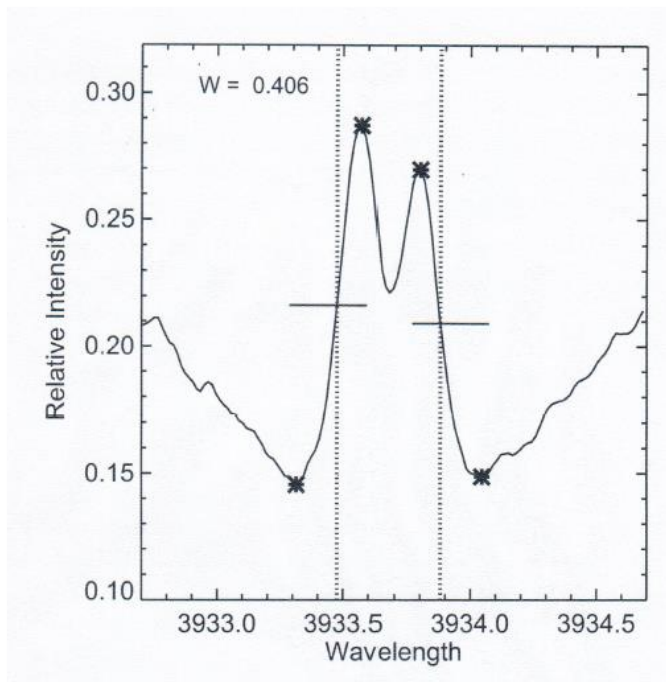
The H and K emission lines of Ca II have been studied on 10-A/mm spectrograms of 185 stars of types G, K, and M. Nearly all stars of type G0 or later in the list of MK standards (Johnson and Morgan 1953) have been included. Emission-line widths have been measured, as well as displacements of the emission and absorption components. The displacements are determined with respect to nearby low-excitation reversing-layer absorption lines.

When the logarithms of the emission-line widths (corrected for instrumental width) are plotted against the Yerkes absolute spectroscopic magnitudes, the points define a straight line which extends over a 15-mag. range of M , and which indicates that the line width varies as the one-sixth power of the luminosity. Stars with weak or strong lines and of all spectral types later than G0 seem to fit the linear relationship equally well. The widths therefore cannot be dependent upon line intensity or stellar surface temperature.

Evidence from the solar spectrum, from ζ Aurigae, from Hyades stars, and from four visual binaries point to the conclusion that the relationship described here is not of a statistical nature. Therefore, it is probable that the Ca II emission-line widths can be used as luminosity indicators. Internal consistency considerations indicate that one good spectrogram should fix the absolute magnitude of any late-type star with suitable lines to within ± 0.5 mag.

It is found that, for displacements within ± 6 km/sec, negative values are more frequent than positive for the emission components of H and K. On the other hand, between $+4$ and -4 km/sec, positive values are more common for the absorption components. The naive interpretation is that the emitting layer is rising and that the absorbing material is falling slowly inward. Statistics of the larger displacements common among the intrinsically luminous stars are discussed briefly. In particular, it is found that among the M-type giants and supergiants the negative displacements of the absorption components are not correlated with absolute magnitude.





The Ca II- M_v Correlation (Wilson-Bappu Effect) Calibrated by *Hipparcos* Parallaxes

GEORGE WALLERSTEIN,¹ LAURA MACHADO-PELAEZ,² AND GUILLERMO GONZALEZ³

Department of Astronomy, University of Washington, Seattle, WA 98195

Received 1998 November 10; accepted 1998 December 1

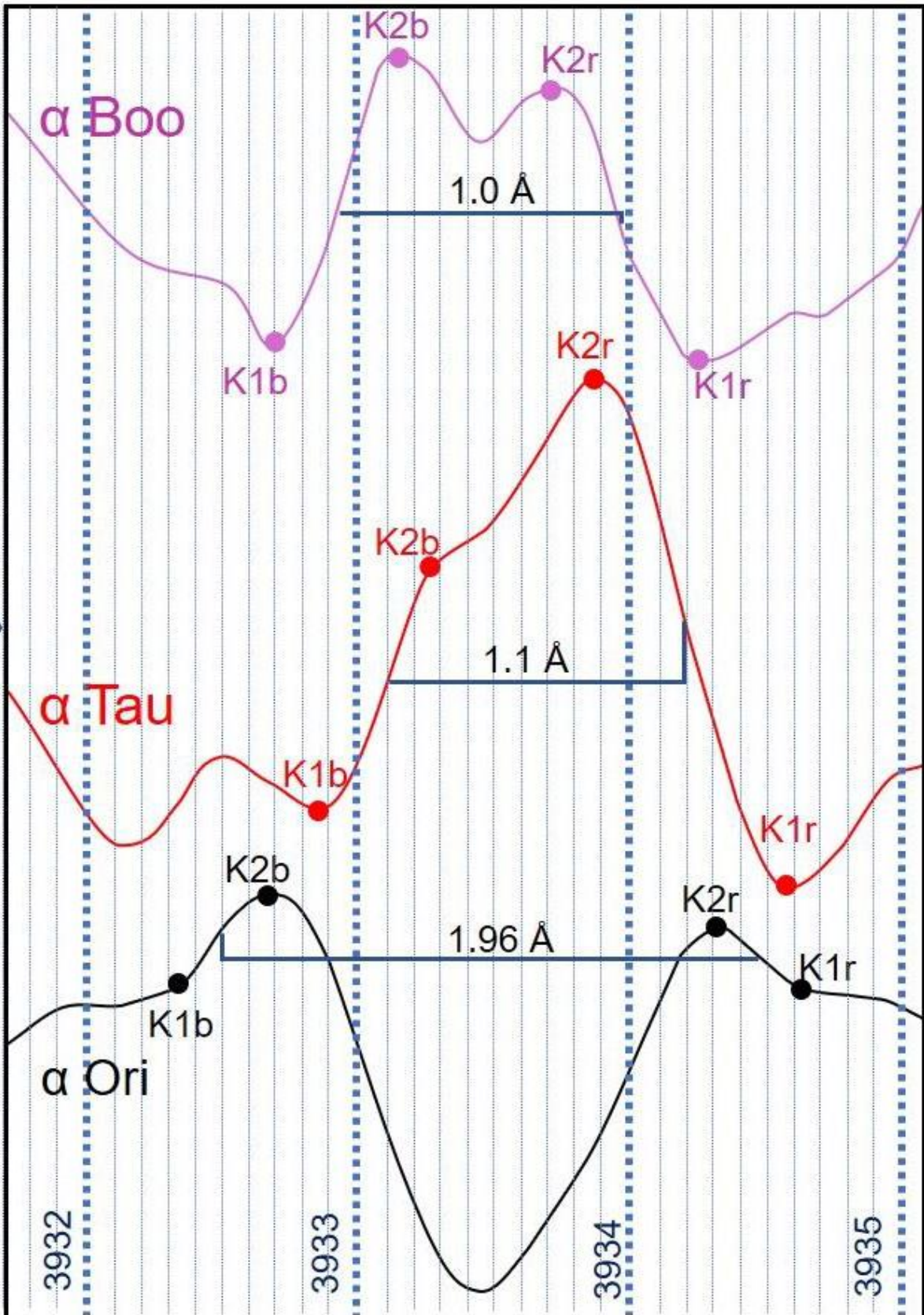
ABSTRACT. We have used *Hipparcos* parallaxes to derive absolute visual magnitudes of G, K, and M stars with Ca II emission line widths previously measured by O. C. Wilson. A linear relationship similar to the one derived originally by Wilson & Bappu and improved by Lutz & Kelker was found from $M_v = +7$ to -2 . For stars brighter than $M_v = -2$ a substantial number of stars show Ca II emission lines that are broader than expected from the linear fit. Most of those stars are bright giants and supergiants of type G. In appendices we show some sample Ca II profiles and identify emission lines of Fe II as well as the He I line in some stars.

1. INTRODUCTION

In 1957 O. C. Wilson and M. K. V. Bappu reported on the remarkable correlation between the measured width of the emission feature at the center of the Ca II K line and the absolute visual magnitude of the star. The correlation is independent of spectral type and applicable to stars of type G, K, and M. Their original calibration was based on the Sun and the four K giants in the Hyades. Except for the main-sequence stars there were not many additional calibrating stars with sufficiently accurate parallaxes to evaluate the dispersion about the mean relation or to extend the

2. THE DATABASE

We have limited ourselves to stars with parallaxes that are at least 5 times their probable error and whose $\log W_0$ -values are listed by Wilson (1967, 1976). Other databases are available, e.g., Warner (1967) and Zarro & Rogers (1983), but the Wilson data are so much larger than the others that we decided to base our discussion on these data alone. For each star we have extracted the parallax, its probable error, V magnitude, spectral type, $B-V$ color, and $V-I$ color from the *Hipparcos* Catalogue (ESA 1997). These quantities are listed in Table 1 along with Wilson's



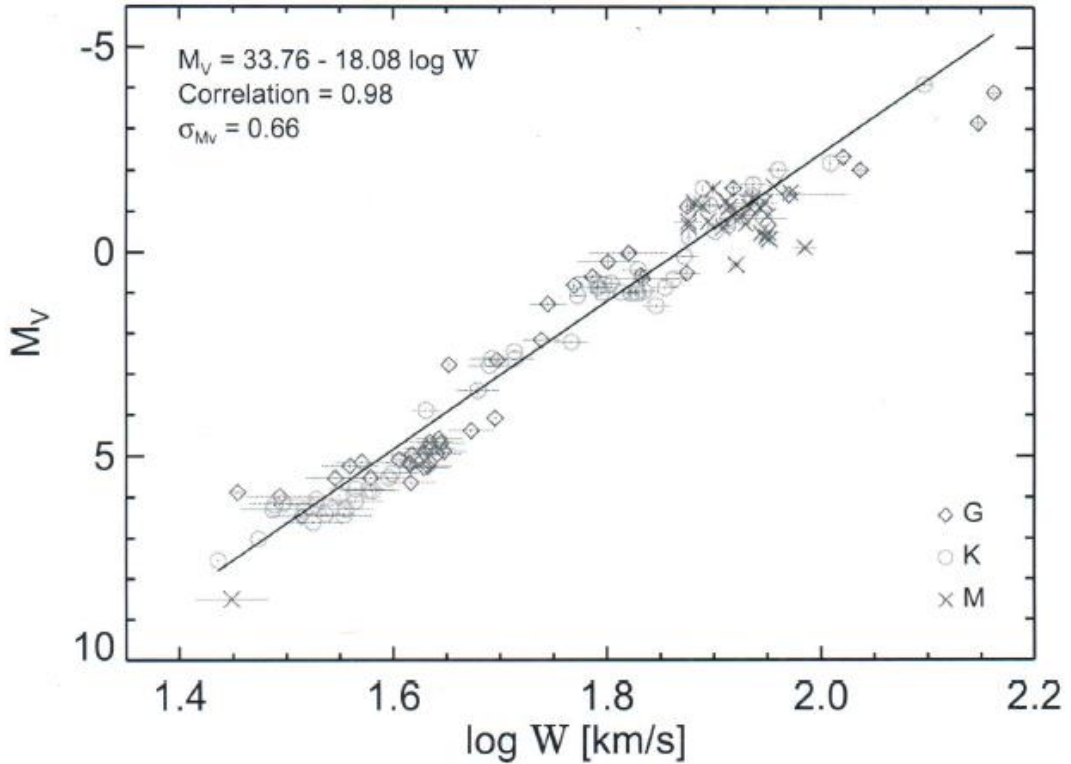


Fig. 2.— The Wilson-Bappu relation of our samples, M_V vs. $\log W$. The 125 stars with parallax errors less than 10% were used for fitting. The blue diamond, green circle, and orange cross symbols indicate G, K, and M type stars, respectively. The red error bars represent the errors of the measurements of $\log W$ and M_V that originated from their parallax measurements.

$$\underline{M_V = 33.76 - 18.08 \log W,} \quad (1)$$

as shown in Fig. 2. M_V and $\log W$ show a very tight correlation, with a Pearson's correlation coefficient of 0.98, and the standard deviation is 0.66.

Šířka emisní čáry je v korelaci s absolutní hvězdnou velikostí, závislost $W \rightarrow M_V$ umožňuje indikaci zářivého výkonu, tedy vzdálenosti, paralaxy.

Pro hvězdy $-0,35 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0,35$ platí vztah

$$\log W = -0,232 \log g + 1,78 \log T_{\text{ef}} - 4,15.$$

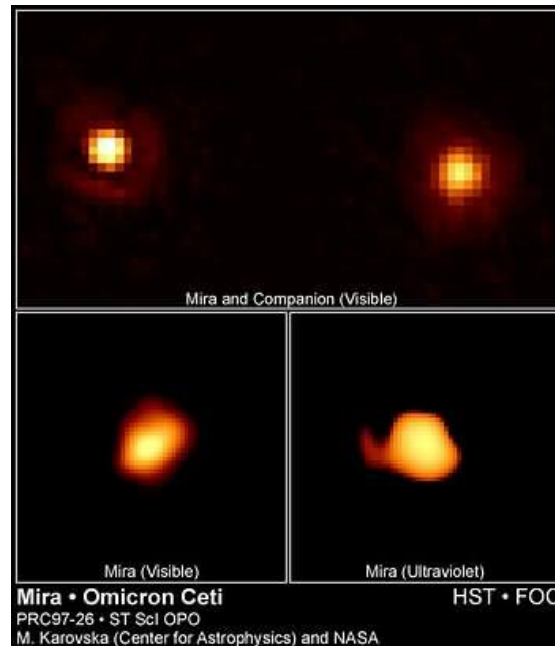
2. Hvězdy spektrální třídy M

Nejjasnější z chladných červených hvězd se vyznačují až $5 \cdot 10^{10}$ 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 Jupiteru 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, 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 ≈ 332 dne, změna jasnosti ve vizuální hvězdné velikosti dosahuje ve V (2 - 10) mag. Jde o fyzickou dvojhvězdu, druhou složkou je bílý trpaslík, obíhající ve vzdálenosti 70 au, $T = 400$ roků, Karovska 1997, viz obr. z HST. První popsané pozorování ze srpna 1596 provedl David Fabricius (1564-1617), periodu určil roku 1667 Ismael Boulliau (1605-1694), *Astronomica Philolaica r. 1645*. Hvězda má charakteristiky $T_{ef} \approx (2\,900 - 3\,200) K$, $R \approx (330 - 400)R_S$, $M \approx 1,2 M_S$, $r = 130 pc$.

Mira, hvězda AGB, patří k sledované skupině hvězd dlouhoperiodických proměnných typu Mira, spektrálních tříd K a M, nejčastěji spektrálních tříd M1 - M6, zářivých výkonů $\approx 10^{2-3} L_S$. Jde o červené obry, veleobry, u kterých hoří vodíkový a héliový slupkový zdroj. Typické teploty mirid jsou řádově $\approx 3\,000 K$, nejčastější periody pulsací leží 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 6krát větší jasností než M1. Z toho vyplývá, že chladnější hvězdy s většími zářivými výkony musí mít větší poloměry, u M1 $\approx 100 R_S$ zatímco u M8 přibližně $\approx 500 R_S$.

Ne všechny hvězdy - obři spektrální třídy M jsou miridy, např. β And M0 III je normálním červeným obrem, bez změny vnitřní struktury hvězdy nezbytné pro vznik pulsací.

Primárním znakem obrů je proměnnost, 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, $\lambda \approx 18 \text{ cm}$, vyzařování v infračervené oblasti. U uhlíkových hvězd, které jsou bohaté na molekuly, můžeme identifikovat na 20 různých typů molekul, i komplikovaných, jako CH_3CN . Rychlost úbytku hmoty a formování obálek, ve kterých se takové molekuly vytvářejí, může dosáhnout až $10^{-5} \text{ M}_S/\text{rok}$.

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 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 planetární mlhoviny a později na bílé trpaslíky či neutronové hvězdy.

Spektrální třídy L, T, Y patří především hnědým trpaslíkům. Jde o hvězdy s extrémně malými poloměry, s velmi nízkými teplotami, u třídy Y $\approx 600 \text{ K}$, zářivým výkonem $10^{-6} L_S$ známe jich již desetitisíce.

3. Hvězdy do příchodu na hlavní posloupnost

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

Mračno mezihvězdného plynu a prachu je gravitačně vázanou soustavou, celková mechanická energie E všech částic tvořících mračno je záporná. Gravitační potenciální energie E_p je v absolutní hodnotě větší než kinetická energie E_k jejich tepelného pohybu. Smršťování vede k zahřívání mračna, E_p se stává ještě více zápornější, narůstající E_k pohybu částic zase kladná. Platí $E = E_k + E_p$, $E < 0$. Smršťování $E_k \uparrow$, $E_p \downarrow$, $\frac{dE}{dt} = -L$.

Odvození podmínky vzniku hvězd při izotermickém smršťování $E_p = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$, $E_k = \frac{3}{2} NkT$. Platí zjednodušená viriálová věta $\langle E_k \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_p \rangle$, po dosazení $3NkT = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$, při $N = \frac{M}{\mu}$, obdržíme Jeansovu délku a hmotnost, $R_J = \left(\frac{3M}{4\pi\rho}\right)^{\frac{1}{2}}$, $M_J = \left(\frac{5kT}{G\mu}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{\frac{1}{2}}$. Při gravitačním smršťování musí platit $M > M_J$.

Viriálová věta $\frac{1}{2} \left\langle \frac{d^2I}{dt^2} \right\rangle = 2 \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle$, R. Clausius r. 1870. Druhou derivaci časové změny momentu setrvačnosti soustavy částic při periodickém pohybu částic v omezené oblasti prostoru lze zanedbávat. Ze statistické termodynamiky platí $3(\gamma - 1) \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle$, při $\gamma = \frac{5}{3}$ za předpokladu gravitačního působení platí jednoduchý tvar $\langle E_k \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_p \rangle$. Pro celkovou energii platí $\langle E \rangle = \frac{1}{2} \langle E_p \rangle = -\langle E_k \rangle$. S. Chandrasekhar, E. Fermi r. 1953 doplnili zobecněný tvar viriálové věty, zahrnující dále magnetická pole, turbulentní pohyby.

První fáze vzniku hvězd probíhá volným pádem částic na střed gravitace, charakteristický čas je dán vztahem $t_{vol} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}$. Pro mračno vodíku o hustotě $3,3 \cdot 10^{-17} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ bude trvat zhroucení zhruba 350 000 roků.

Následuje fáze tzv. pomalejšího smršťování kvazistacionárního smršťování, kdy dochází k zahřívání zejména centrálních částí protohvězd, které se pozvolna mění na hvězdy. Charakteristický čas, tzv. Kelvinova-Helmholtzova časová škála, je doba daná poměrem vyzařené energie během kolapsu a středního zářivého výkonu Slunce, $\tau_{KH} = \frac{\alpha}{2} G \frac{M^2}{LR} \approx 2,6 \cdot 10^7 \frac{M^2}{LR}$, kde hmotnost, zářivý výkon a poloměr jsou vyjádřeny v adekvátních jednotkách Slunce. Platí $\tau_{KH} \approx \frac{\Delta E}{L_S} \approx 10^7$ roků.

Etapa před příchodem 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 klasických termonukleárních reakcí pp řetězce, CNO cyklu. Podle prací Hayashiho r. 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**.

Zářivý výkon akrecující protohvězdy je $L = \xi \frac{G M_h \dot{M}}{R_h}$, $\xi \leq 1$, při $\xi \approx 0,1$ horká akrece, $\xi \approx 0,001$ studená akrece.

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

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

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

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

závislost $P = K \rho^\gamma$, kontrakce je **homologická**, pro hvězdy platí podobná stavební struktura, v stejnorodých dílech hvězdného poloměru pro hustoty a tlaky:

$$\rho_1 : \rho_2 = \frac{M_1}{R_1^3} : \frac{M_2}{R_2^3}, \quad p_1 : p_2 = \frac{M_1^2}{R_1^4} : \frac{M_2^2}{R_2^4}.$$

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

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

Hayashiho 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 **Hayashiho vývojové 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

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

přenos energie zářením, v tzv. **Heneyho 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

$$\frac{d \ln L}{d \ln R} = -3, \quad \frac{d \ln T_{ef}}{d \ln R} = -\frac{5}{4}, \quad \frac{d \ln L}{d \ln T_{ef}} = \frac{12}{5}. \text{ Vztahy vyjadřují přesun obrazu hvězd}$$

k levé části H-R diagramu.

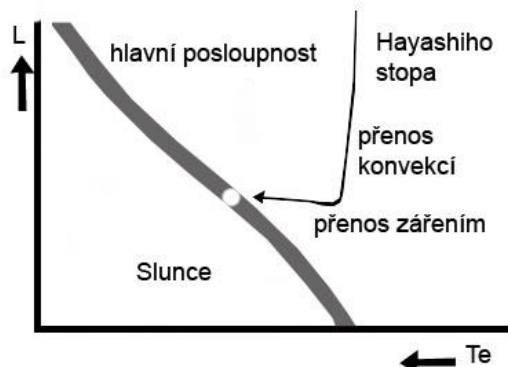
Hayashiho stopy: $\ln L = A \ln T_{ef} + B \ln M + konst.$

Při $A \sim 100$ jsou velmi strmé k závislosti $L = f(T_{ef})$, při B záporném směřují při vyšších hmotnostech k vyšším teplotám, viz obr. .

Na vývoj protohvězd, jejichž poloměry jsou stále ještě velké, aplikoval Larson 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**

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

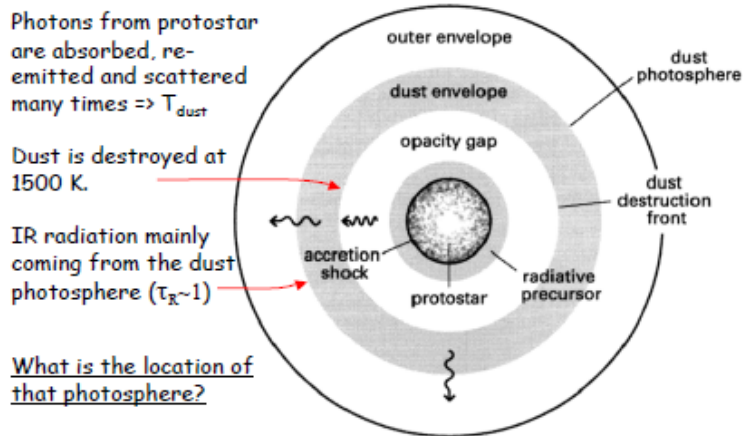
„klasickou“ hydrostatickou rovnováhu.



Hayashiho stopa prahvězdy v HR-diagramu.

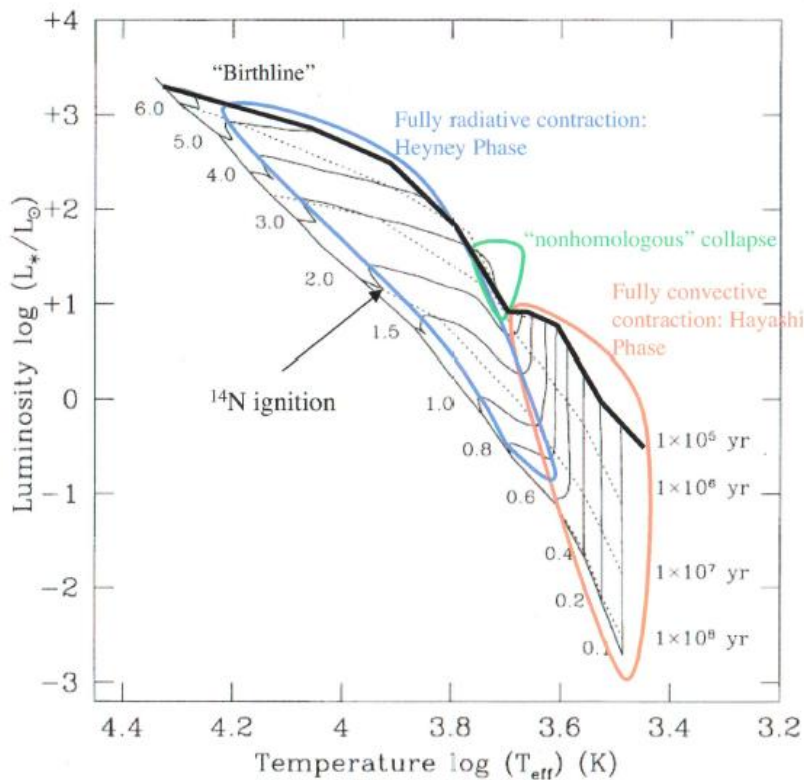
Protohvězdy jsou obklopeny opticky tlustými prachovými obálkami, nejsou pozorovatelné přímo. Odvozované hodnoty poloměrů a zářivého výkonu jsou spíše teoretické, přibližné.

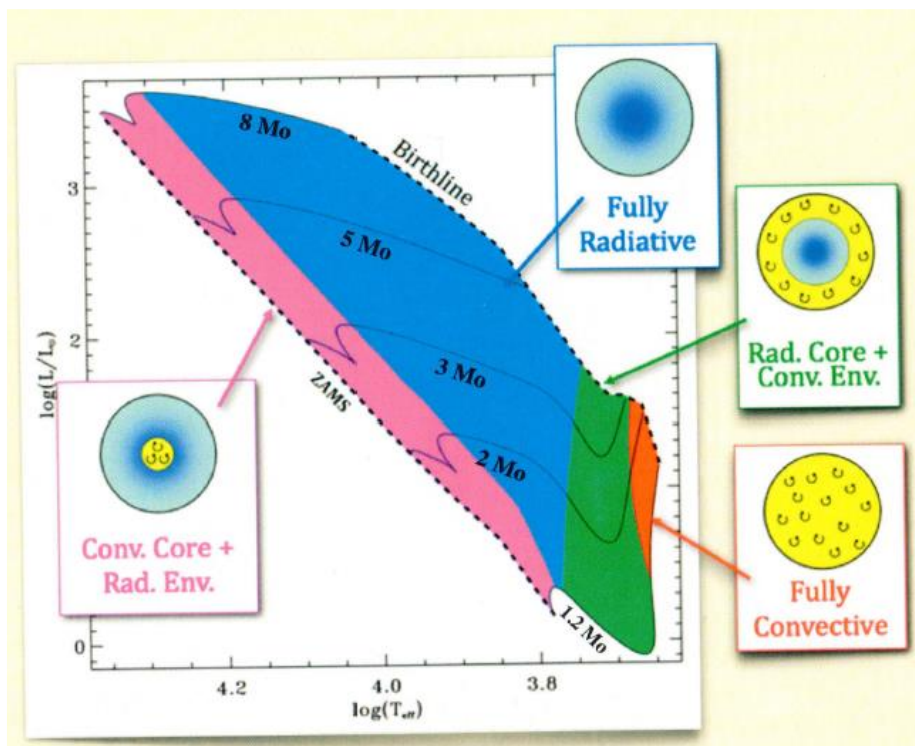
The optically thick envelope



Fotony vycházející z protohvězdy jsou pohlcovány, reemitovány a rozptýleny mnohokrát, uvedené procesy určuje teplotu. Infračervené záření vychází hlavně z prachu ve fotosféře, $\tau_R \approx 1$.

Pre-Main-Sequence Stellar Models (Palla & Stahler 1999)





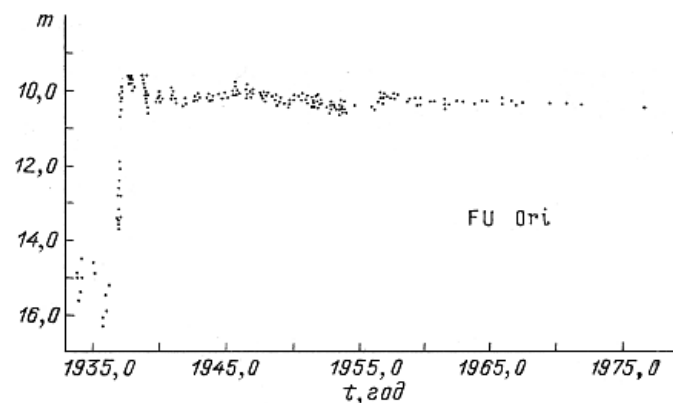
Rádiové emise radikálu OH umožňují sledovat okolí hvězd T Tauri. V zárodečném prachoplynném mračnu existují malé (1 - 10) au hustější oblasti, s počtem částic $n \geq 10^{12} \text{ m}^{-3}$ a teplotou $\approx 40 \text{ K}$, v kterých je udržováno inverzní obsazení hladin infračerveným zářením centrální 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

Jako typický vzor fuoridů uvedeme objekt FU Ori 1937, 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. Hvězda se nachází v oblasti H II, temných mlhovin, bohatých na mladé hvězdy typu T Tauri. U hvězdy 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



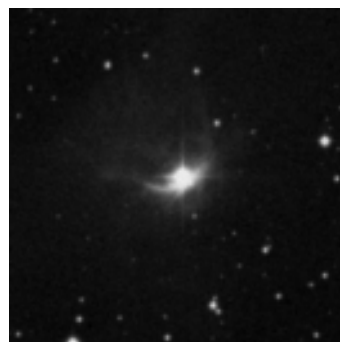
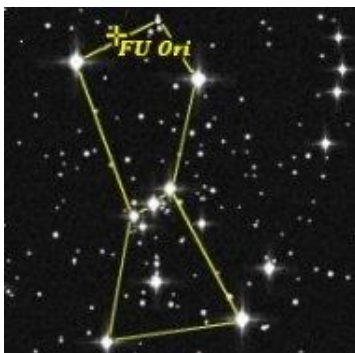
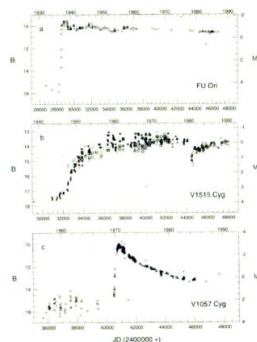
obálkou, z níž čerpá hmotu. Posléze tlak záření obal odfoukne a hvězda zvýší povrchovou teplotu, rozzáří se v optickém oboru, předtím byla silným zdrojem infračerveného záření. Poloměr hvězdy je odhadován na (20 - 25) R_S .

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

FU Orionis stars

- spectral type F-G (6000-7000 K)
- periodic optical outbursts of several magnitudes
- rising timescale ~ 1 yr
- decline timescale $\sim 50-100$ yr

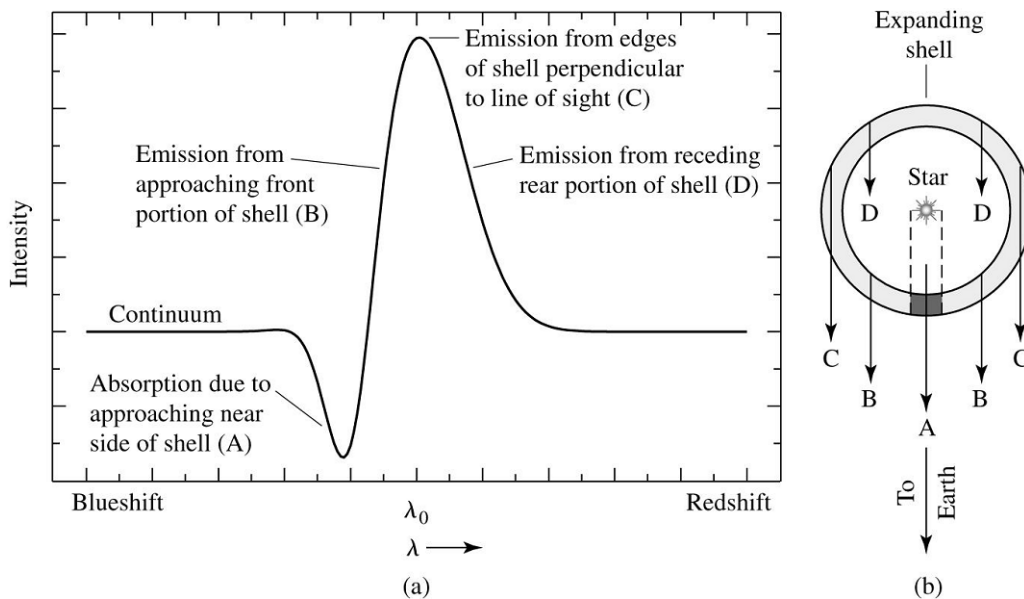
=> episodes of increased mass accretion ($dM/dt \sim 10^{-4} M_\odot/\text{yr}$), possibly related to dynamical instabilities



Objekty tohoto typu nazýváme **fuory**, jde o řídce se vyskytující nestacionární hvězdy, nacházející se v raném stadia vývoje. Jedná se o chronologicky nejmladší pozorované proměnné hvězdy. 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 And, u jejichž čáry H_α pozorujeme typický **P Cygni profil** ve spektrech, který indikuje přítomnost expandující obálky plynu o nízké hustotě kolem hvězdy (vyskytují se rovněž „zakázané čáry“. Historicky první interpretace obdobných čar - Bowen r. 1927, O III, $\lambda = 495,9 \text{ nm}$, $\lambda = 500,7 \text{ nm}$. Hvězdy dále charakterizuje poměrně rychlá rotace a přítomnost ve spektru absorpční čáry Li I 670,8 nm.



A...absorpce bližší strany obálky, B ...emise z čelní strany obálky, C...emise okrajové strany obálky, D... emise z ustupující, vzdalující se obálky.

2.2. Hvězdy T Tauri

Historický vývoj názorů

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.

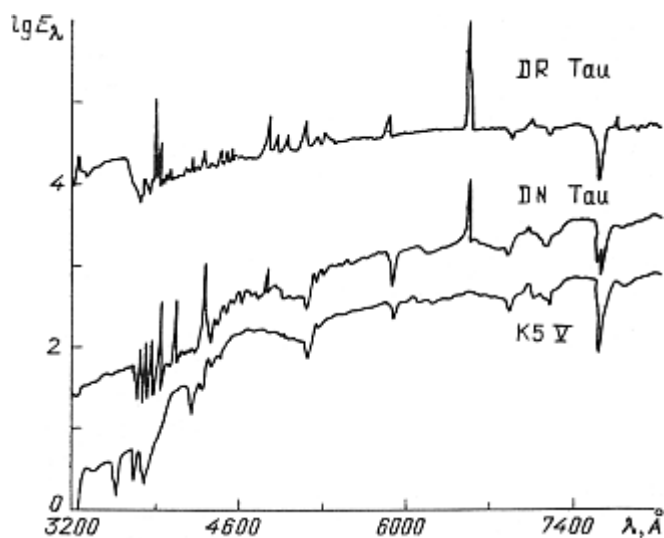


Na obr. napravo od hvězdy T Tauri leží mlhovina, odrážející záření, její jasnost se mění s jasností hvězdy.

Další 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} , $\lambda = 656,3$ nm, dále čáry vápníku Ca II, K $\lambda = 393,4$ nm a H $\lambda = 396,8$ nm,
3. zakázané emisní čáry S II $\lambda = 406,8$ nm, $\lambda = 407,6$ nm, O I $\lambda = 630,0$ nm, vznikající při velmi nízkých hustotách, silná absorpční čára Li $\lambda = 670,8$ nm,
4. existence intenzivních emisních čar neutrálního železa Fe I $\lambda = 406,3$ nm a Fe I $\lambda = 413,2$ nm je specifickou zvláštností daného typu hvězd.

Skupina T Tauri hvězd v Plejádách, viz obr. Porovnání spekter hvězd T Tauri a HP.



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 arménský astrofyzik V. A. Ambarcumjan ukázal, že existují skupiny mladých hvězd, tzv. asociace, přesněji hvězdy T Tauri tvoří tzv. T – asociace, s nepravidelnými eruptivními hvězdami, s náhlými změnami jasnosti až několik magnitud, sp. typy **F – M**, známo řádově několik tisíc, celkový počet asociací je odhadován na až miliony... Jde o hvězdy ve stadiu před příchodem na hlavní posloupnost.

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 druhém vydání katalogu z roku 1972, bylo 66 % hvězd spektrální třídy K, zhruba 30 % spektrální třídy M ($T_{\text{ef}} \approx 3\,500\text{ K}$) a pouze 4 % patřily ke spektrální třídě G ($T_{\text{ef}} \approx 6\,000\text{ K}$).

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], Slunce $\log g = 4,4$, jsou mírně menší než u hvězd hlavní posloupnosti. Typické spektrální třídy hvězd jsou od G do M. Rotační rychlosti jsou velké, oběžné periody do 10 dnů.

V dalších letech následoval podrobný spektroskopickým průzkum těchto hvězd, který přinesl nové kvalitativní i kvantitativní údaje. Především byla zjištěna velmi intenzivní absorpční rezonanční čára Li I $\lambda = 670,8\text{ nm}$, která dosvědčuje vysoký obsah tohoto prvku, který rychle vyhoří ve hvězdách po příchodu na hlavní posloupnost po zapálení termionukleárních reakcí syntézy vodík \rightarrow helium. Obsah lithia ve hvězdách klesá se stářím, v centrálních oblastech, kam je zanášeno konvektivními proudy, shoří při teplotách nad $2,5 \cdot 10^6\text{ K}$.

Při teplotě zhruba $\approx 10^6\text{ K}$ deuterium vzniklé při Big Bangu hoří v reakci ${}^2_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma + 5,5\text{ MeV}$. Později při teplotě v jádru hvězdy asi $2,5 \cdot 10^6\text{ K}$ proběhne hoření lithia v reakci ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow 2\,{}^4_2\text{He}$. Rozvedeno proběhnou reakce ${}^6_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^7_4\text{Be}$, nestabilní, proto ${}^7_4\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7_3\text{Li}$, ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^8_4\text{Be}$ nestabilní, proto ${}^8_4\text{Be} \rightarrow 2\,{}^4_2\text{He} + \text{energie}$, uvolněná energie činila 18 MeV .

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

U některých hvězd typu T Tauri, např. RU Lup, XZ Tauri, ekvivalentní šířka H_{α} převyšuje 20 nm , což odpovídá rychlostem několik stovek $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. Proto v blízkosti centrální hvězdy se musí nacházet velké objemy plynů. V čáře H_{α} může hvězda vyzařovat až několik procent svého celkového zářivého výkonu!

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.

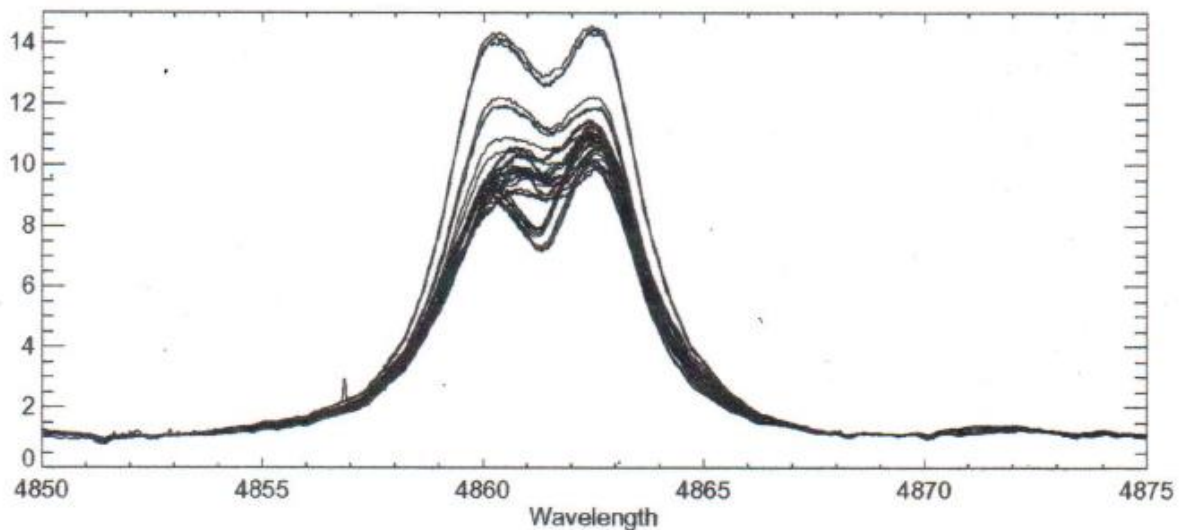
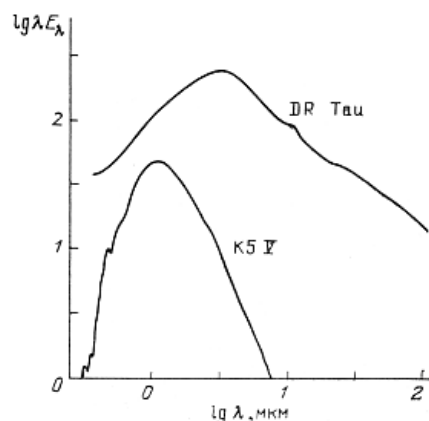


Figure 2.1: Illustration of the strong variability of the $H\beta$ emission line in the spectrum of the very active TTS RU Lup. The figure consists of 35 observations during 4 nights in April 2002.

Ilustrativním příkladem na obr. výše je výrazná proměnnost emisní čáry $H\beta$, $\lambda = 486,1$ nm, velmi aktivní hvězdy TTS RU Lup, 35 pozorování během 4 nocí.

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

Starší teorie Hayashiho předpokládala, 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.

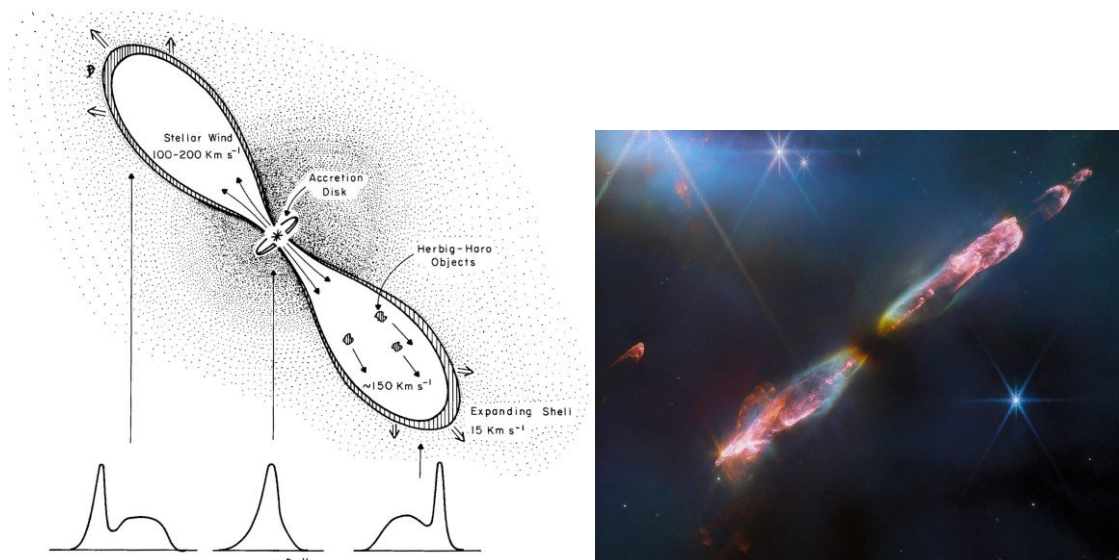
Vzhledem ke značné proměnnosti profilů vodíkových čar s časem bylo obtížné vytvářet modely, proto astrofyzikové přešli k tzv. typické průměrné hvězdy T Tauri.

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 prokázáno nebylo. 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, viz obr. . 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 mračna. Prach částečně pohlcuje záření hvězdy a převyzařuje ho v infračervené oblasti. Proto existuje přebytek záření v této oblasti. Rozptýl záření na částech prachu objasňuje polarizaci.

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 $10^{-4} M_S \text{ rok}^{-1}$. Přitom vnitřní část disku se přeplnuje látkou a stává se tlustou. 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 mračna, předává svůj impuls chladné látce v okolí hvězdy. Mladé hvězdy jsou zdroji intenzivního hvězdného větru, který do okolí hvězd přináší $10^{-8} M_S \text{ rok}^{-1}$ hmoty. Předpokládáme-li, že hvězda v tomto stadiu setrvává $3 \cdot 10^6$ roků, zbavuje se značné části své hmoty, především její disk.

Prachová obálka hvězd má zploštěný diskovitý tvar. Vnější hranice disků se rozprostírá na desítky až 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 $v = \left(\frac{GM}{r} \right)^{\frac{1}{2}}$. Úhlová rychlost se mění se vzdáleností $\omega \approx \frac{v}{r} \approx r^{-\frac{3}{2}}$, tudíž mezi

částicemi vzniká třecí síla. Jejím důsledkem je disková akrece, při které vnitřní vrstvy disku

jsou bržděny vnějšími a padají postupně na hvězdu, což vede k uvolňování energie a vyvolávání pozorovaných efektů.

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

Hvězdy T Tauri – soudobý přehled

Jde o mladé objekty, stáří 0,5 – 30 milionů roků, hmotnosti $(0,08 - 3) M_S$, tzv. Harbigovy objekty, teplota v centrálních oblastech je nedostatečná pro klasickou přeměnu vodík – helium, hoří pouze deuterium a lithium, jak jsme již uvedli. Dalším zdrojem energie je gravitační smršťování, přeměna na tepelnou energii, její polovina se vyzáří, druhá polovina vyvolává zahřívání vnitřních částí hvězdy. U hvězdy s hmotností $1 M_S$ trvá vývoj asi 30 milionů roků, smršťování je pomalé, 0,001% poloměru/rok, hovoříme o tzv. kvazistatické rovnováze. Po dosažení teploty zapálení reakcí vodík – helium, se obraz hvězdy usadí na hlavní posloupnosti, na tzv. **posloupnosti nulového stáří**. Poloha hvězdy je dána pouze její hmotností, neboť vzhledem k předchozímu vývoji jsou hvězdy chemicky stejnorodé.

Hayashi výpočty vývojových křivek mladých hvězd, při předpokladu přenosu energie konvekcí, potvrdily teorii vývoje objektů v této oblasti H - R diagramu. Vnější konvektivní zóny u T Tauri hvězd přenášejí mnohem více energie než u Slunce, proto jejich velký zářivý výkon, rychlá rotace emisní čáry vodíku ve spektrech nejvíce aktivních hvězd T Tauri vznikají ve hvězdném větru $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, $10^{-8} M_S \text{ rok}^{-1}$, statické chromosféry neexistují.

Aktivita hvězd T Tauri

Podmíněna akrecí látky z prachoplynného disku obklopujícího hvězdu, indikátor aktivity – čára H alfa, čím je intenzivnější, tím více emisních čar jak vodíku, tak i jiných prvků.

Klasické T Tauri, s ekvivalentními šířkami čáry u $H_\alpha \geq 1 \text{ nm}$, u nich pozorujeme důsledky akrece zatímco u čárově slabých hvězd T Tauri jde o projevy mohutných chromosfér a korón. Jsou obklopeny prachoplynnými disky, jejich parametry jsou v řadě případů určovány rádiovou interferometrií, hmotnosti disků nepřevyšují několik setin M_S , s rozměry od několika desetin až několik setin au.

Analýza profilů spektrálních čar atomů a molekul vznikajících v disku ukázala, že při vzdalování od hvězdy úhlová rychlost rotace klesá, proto v sousedních vrstvách disku existuje

tření, které brzdí plyn, jenž se po spirále přibližuje ke hvězdě, vznikající teplo zahřívá látku disku, o desítky kelvinů ve vnější části až po několik tisíců kelvinů v blízkosti hvězdy.

Druhým zdrojem zahřívání disku je záření centrální hvězdy, při výpočtech rozložení teploty v disku je nutný rozbor výměny tepla mezi plynem a prachem podél poloměru disku, znalost fyzikálně chemické vlastnosti zrněk prachu a jejich rozdělení podle velikosti, u klasických T Tauri existuje celkové magnetické pole, magnetická indukce v polárních oblastech dosahuje $5\,000\text{ G} = 0,5\text{ T}$.

Hvězdy T Tauri se slabými čarami

Se odlišují od hvězd HP se stejnou hmotností výrazně větším vyzařováním v UV a rtg oblasti, proměnností jasnosti ve viditelném oboru, příčinou jsou protáhlé chromosféry a koróny, vzniklé v důsledku rozsáhlých konvektivních zón, magnetická indukce je až 1 000krát větší než střední na povrchu Slunce, podobný komplex jevů jako na Slunci probíhá i zde, mohutné erupce, mnohem častěji probíhající.

Shrnuto v okolí mladých hvězd v závislosti na charakteristikách hvězdy, na magnetickém poli a akrečním disku probíhají složité astrofyzikální procesy. Konvekce a rychlá rotace, zjištěné periody činí (1-12 dnů) hvězd jsou původci silných magnetických polí. Ve fotosférách hvězd nalézáme obrovské hvězdné skvrny, mění se se změnami magnetického pole, energie je uvolňována erupcemi. Magnetické pole je propojeno do akrečního disku. Skvrny, změny ve chromosféře, zhustky prachu v planetárním disku a erupce vedou k fotometrické proměnnosti. Proto jde o proměnné hvězdy.

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 r
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	G6	$(6\,115 \pm 167)$ 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	$3,2 \pm 0,8$	$2,0 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,3$	$9,6 \pm 3,0$

Důležitá problematika je studium hoření lithia ve fázi příchodu hvězdy na hlavní posloupnost. Byla proto prováděna analýza obsahu lithia u 53 hvězd T Tauri, především u čárově slabý - WTTS. Ve zkoumaném souboru šlo o hvězdy spektrálních tříd K0 - M3, přibližně odpovídající hmotnostem mezi $(1,2 - 0,2) M_{\text{S}}$. Závěry výzkumu jsou následující.

1. U hvězd se zářivými výkony $L > 0,9 L_S$ je obsah lithia prakticky stejný. Střední hodnota $\log A(\text{Li}) = 3,1$ 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 rotační rychlosti. U hvězd s rychlou rotací dochází k promíchávání látky a zvětšení tempa přenosu lithia do hlubších vrstev, kde probíhají reakce. Rotace hvězd T Tauri se při smršťování postupně zvětšuje v důsledku platnosti zákona zachování momentu hybnosti. 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

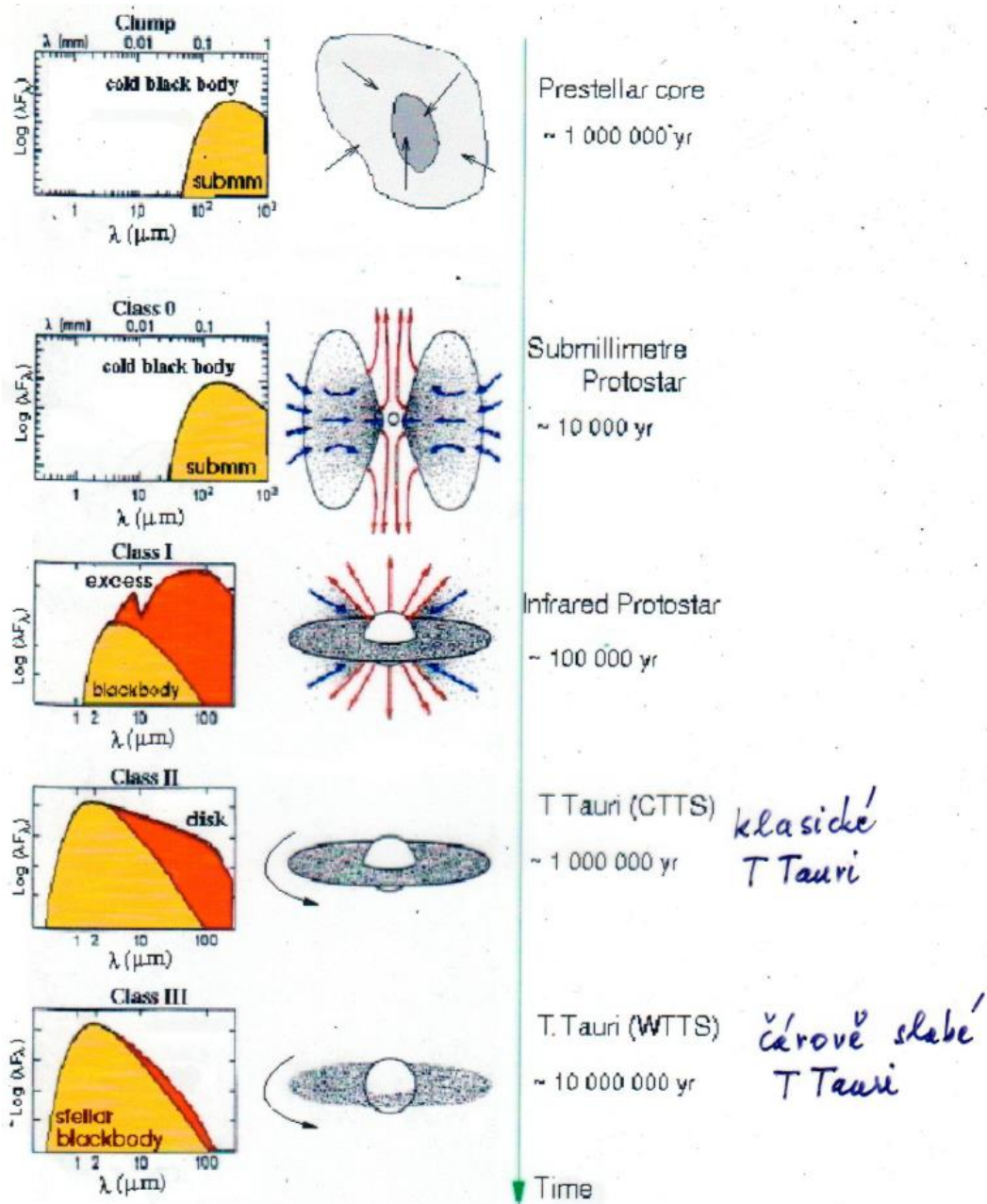
$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\kappa\rho}{c} \frac{L}{4\pi r^2}. \text{ Dále platí rovnice hydrostatické rovnováhy } \frac{dP}{dr} = -G \frac{M\rho}{r^2}. \text{ Úpravou}$$

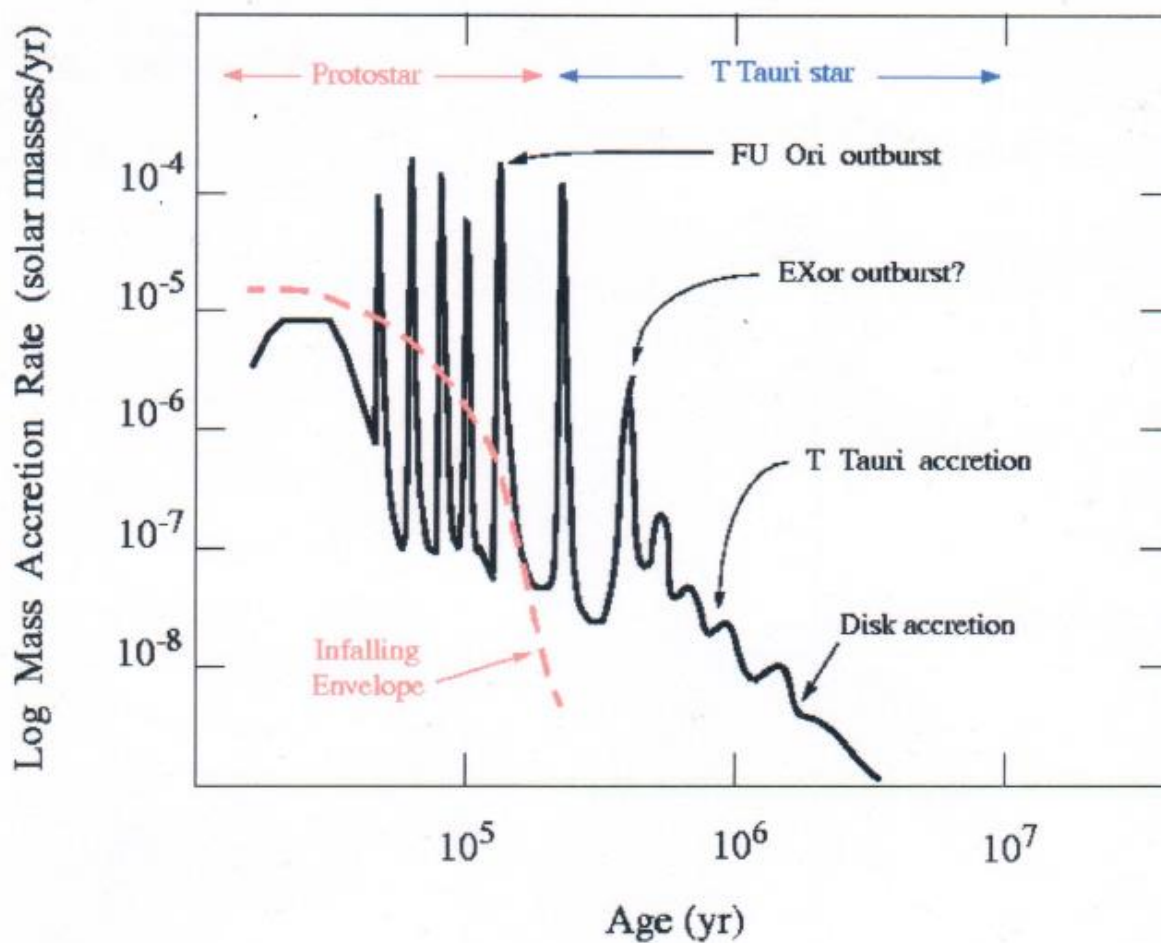
obdržíme výraz pro Edingtonův maximální zářivý výkon $L_{Ed} = \frac{4\pi Gc}{\kappa} M$. Hvězda ještě

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 $L_{Ed} = 3,5 \cdot 10^6 L_S$.

Přehled jednotlivých etap vývoje hvězd v počátečních fázích.





Hvězdné asociace T Tauri - přehled

Tvořené fyzikálně související hvězdami, vzniklymi v krátkém časovém období, jejich prostorová hustota je vyšší než hustota stejného typu hvězd v okolí asociace. Působením vnějších gravitačních sil se asociace rozpadají, zhruba do 10^7 roků. Nepravidelné eruptivní hvězdy, výtok hmoty, magnetická pole, spektrální typy F - M.

3. Červení trpaslíci

Řadíme k nim především hvězdy hlavní posloupnosti spektrálních tříd K a M, od KV 5 200 K, 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. Zařazujeme k nim i chladnější hvězdy spektrální třídy K, například dvojhvězdu 61 Cygni K5 V a K7 V.

Přehledová tabulka vybraných červených trpaslíků podle spektrální třídy.

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	M4	3 100	0,16
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 $T_c \approx (10^6 - 10^7) \text{ K}$. V případě K trpaslíků 5 200 – 0,8 M_S a u M trpaslíků 3 900 – 0,6 M_S maximální hodnoty.

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 $\rho_c \approx 10^5 \text{ kg.m}^{-3}$. Vycházíme z předpokladu stejného obsahu kovů jako u Slunce.

Generalised masses, radii and luminosities of dM stars (sun=1.00), after Allen (1973)

Spectral type	M0	M2	M5	M8
Mass	0.47	0.39	0.21	0.10
Radius	0.63	0.50	0.32	0.13
Luminosity	0.063	0.032	0.008	0.0008

Table 4.1. Fundamental properties of M dwarfs.

Spectral type ¹	V-I ² Kelvin	Temperature ³ (R/R_{\odot})	Radius ⁴ (M/M_{\odot})	Mass ⁵ ($10^{-2} L/L_{\odot}$)	Luminosity ⁶ $\text{g cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	Log gravity ⁷	Prototype
M0	1.92	3,800	0.62	0.60	7.2	4.65	Gl 278C ⁸
M1	2.01	3,600	0.49	0.49	3.5	4.75	Gl 229A
M2	2.15	3,400	0.44	0.44	2.3	4.8	Gl 411
M3	2.46	3,250	0.39	0.36	1.5	4.8	Gl 725A
M4	2.78	3,100	0.36	0.20	0.55	4.9	Gl 699
M5	3.70	2,800	0.20	0.14	0.22	5.0	Gl 866AB
M6	4.06	2,600	0.15	0.10	0.09	5.1	Gl 406
M7	4.56	2,400	0.13	~0.09	0.05	5.2	Gl 644C (VB 8)
M8	4.33	2,200	0.12	~0.08	0.03	5.2	Gl 752B (VB 10)
M9	4.37	2,100	0.09	~0.075	0.015	5.4	LHS 2924 ⁹

Pozor, posun označení na druhém řádku o jeden sloupec. Index $V - I$ převzat z Johnsonova-Cousinsova systému, teplota určena z fotometrické a spektroskopické kalibrace, poloměr ze vztahu $L = 4 \pi R^2 \sigma T_{ef}^4$, L určeno z M_{bol} , $\log g$ stanovenn z $g = \frac{GM}{R^2}$.

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 také **tlakovou ionizací** a **disociací**, v závislost na rozložení hustoty a teploty v nitru.

Ionizace tlakem hraje částečnou roli i v nitrech červených trpaslíků

prvek	(Z, A)	hustota [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]
vodík	1,1	$3,2 \cdot 10^3$
helium	2,4	$2,6 \cdot 10^4$
uhlík	6,12	$2,3 \cdot 10^5$
kyslík	8,16	$4,1 \cdot 10^5$

Z ...atomové číslo, A...nukleonové číslo, m_u ...atomová hmotnostní konstanta,

a_0 ...Bohrův poloměr $\frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ vodíkového atomu, kritická hodnota hustoty

$\rho_{krit} \cong \frac{ZAm_u}{\frac{4}{3}\pi a_0^3}$, typické hodnoty, centrální část Slunce $10^5 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, jádro bílého uhlíko-kyslíkového trpaslíka $10^9 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, železné jádro hmotného progenitoru supernovy $10^{12} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, přes 40 % vodíku v nitru Slunce je ionizováno tlakem, teplotní ionizace nehraje větší roli v nitru červených trpaslíků.

Hydrostatic equilibrium:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho}{r^2} \quad \text{rovnice hydrostatické rovnováhy}$$

Mass conservation:

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad \text{rovnice kontinuity}$$

Energy generation:

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon \quad \text{rovnice zářivé rovnováhy}$$

Energy transport:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16\sigma} \frac{\bar{\kappa} \rho}{L_r} \frac{L_r}{r^2} \quad \text{rovnice přenosu energie zářením}$$

Adiabatic temperature gradient:

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{rad}} = -\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{\mu}{k} \frac{GM_r}{r^2}$$

Convection occurs if:

$$\frac{T}{P} \frac{dP}{dT} < \frac{\gamma}{\gamma - 1}$$

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}$$

rovnice přenosu energie konvekcí,

rychlý pokles teploty

I. Conservation of Mass

II. Conservation of Energy

III. Hydrostatic Equilibrium

IV. Energy Transport

Equations of state

Pressure:

$P = P(\rho, T, \text{composition})$ in general

$$= \frac{\rho k T}{\mu} + \frac{4\sigma T^4}{3c} \quad \text{throughout most normal stars}$$

Opacity:

$\bar{\kappa} = \bar{\kappa}(\rho, T, \text{composition})$ in general

Energy generation:

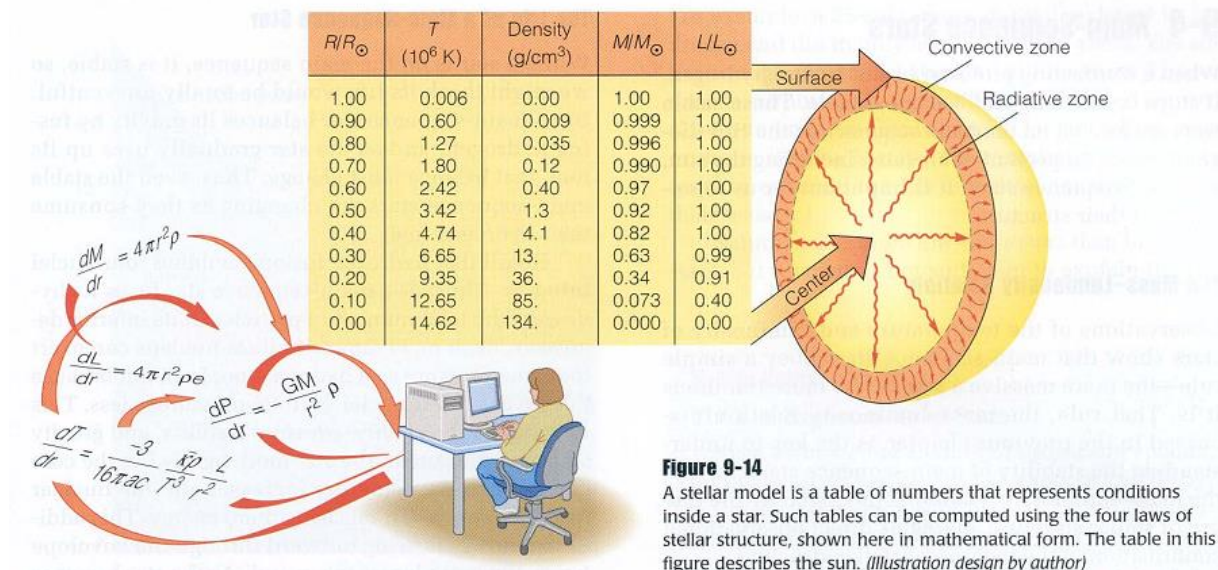
$\epsilon = \epsilon(\rho, T, \text{composition})$ in general

Boundary conditions:

$$\left. \begin{array}{l} M_r \rightarrow 0 \\ L_r \rightarrow 0 \end{array} \right\} \text{as } r \rightarrow 0$$

$$\left. \begin{array}{l} T \rightarrow 0 \\ P \rightarrow 0 \\ \rho \rightarrow 0 \end{array} \right\} \text{as } r \rightarrow R_{\text{star}}$$

M_r, L_r : mass or luminosity contained within radius r .



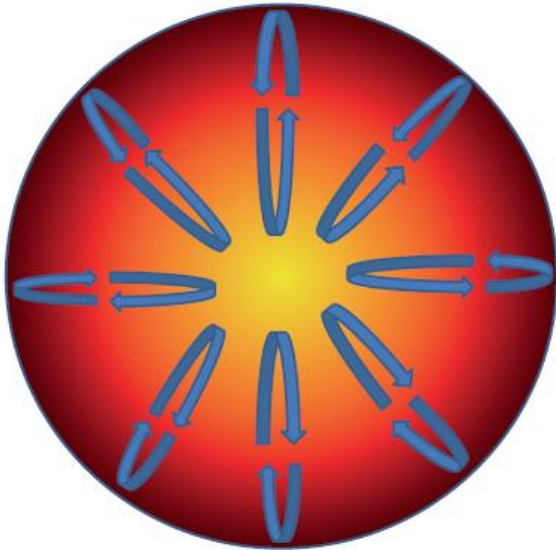
Model hvězdy s hmotností $0,6 M_{\odot}$ v počátečním stádiu hlavní posloupnosti podle M. Schwarzschilda. Chemické složení na povrchu $X = 0,73$, $Y = 0,25$,

$$\frac{M}{M_{\odot}} = 0,603, \quad \frac{L}{L_{\odot}} = 0,565, \quad \frac{R}{R_{\odot}} = 0,644$$

$\frac{r}{R}$	$\frac{M_r}{M}$	$\frac{L_r}{L}$	log P	log T	log ρ
0,00	0,000	0,000	15,871	6,906	4,813
0,10	0,019	0,153	15,802	6,884	4,766
0,20	0,127	0,623	15,603	6,826	4,625
0,30	0,319	0,910	15,296	6,745	4,399
0,40	0,528	0,986	14,920	6,657	4,111
0,50	0,700	0,999	14,515	6,568	3,794
0,60	0,823	1,000	14,100	6,473	3,474
0,70	0,908	1,000	13,655	6,318	3,185
0,80	0,964	1,000	13,093	6,094	2,848
0,90	0,993	1,000	12,225	5,746	2,327
0,98	1,000	1,000	10,387	5,011	1,224

Model červeného trpaslíka s charakteristikami $0,6 M_{\odot}$, $0,6 R_{\odot}$, M_{\odot} . V centrální oblasti je energie přenášena zářením, $T_c \approx 9 \cdot 10^6$ K. Vnější konvektivní zóna dosahuje přes $2/3$ poloměru. Centrální hustota ρ_c je zhruba 20krát větší než průměrná hustota. Více než 90 % celkové hmotnosti je v jádru. Postupně poklesává jeho hmotnost, u $0,4 M_{\odot}$ činí 70 %.

Klíčovou hodnotou hmotnosti je **0,35 M_{\odot}** . Při $M \uparrow$ mají hvězdy zářivé jádro, $\kappa \sim \rho T^{-\frac{7}{2}}$ opacita je při vyšších teplotách nízká, proto nevzniká konvekce. Naopak při $M \downarrow$ jsou plně konvektivní, neboť teplota je nižší. Tudíž trpaslík $0,3 M_{\odot}$ je plně konvektivní. Limitní hmotnost $0,35 M_{\odot}$ závisí na metalicitě, s jejím růstem se zvětšuje opacita, tedy klesá zářivý výkon.



Úlohy:

Úloha 7.25 Dokažte, že ve fotosféře Slunce je předpoklad o přenosu energie zářením oprávněný.

Řešení: Konvekce ve fotosféře nastane za podmínky $\left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{ad}} < \left|\frac{dT}{dr}\right|_z$. Po dosazení $\frac{dp}{dr} = -\frac{g\mu p}{RT}$ a úpravě obdržíme $\left(\frac{d\ln T}{d\ln p}\right)_{\text{ad}} < \left(\frac{d\ln T}{d\ln p}\right)_z$. Za předpokladu adiabatických změn $p^{1-\gamma}T^\gamma = \text{konst.}$ při $\gamma = \frac{5}{3}$ dostaneme $\left(\frac{d\ln T}{d\ln p}\right)_{\text{ad}} = \frac{2}{5}$. Z rovnice zářivé rovnováhy při $\kappa = \text{konst.}$ nalezneme $\left(\frac{d\ln T}{d\ln p}\right)_z = \frac{1}{4}$. Tedy úvodní nerovnice není splněna a konvekce nenastává.

Úloha 7.26 Vypočítejte konvektivní tok ve fotosféře Slunce, předpokládáme $\Delta T \cong 300 \text{ K}$, $\rho \cong 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $v \cong 5 \cdot 10^2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, pro vodík $c_p \cong \frac{5R}{2m} \cong 10^4 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Dále určete tok záření při $T \cong 5800 \text{ K}$, $\kappa \cong 0,026 \text{ m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$, $r \cong 3 \cdot 10^5 \text{ m}$. Výsledky porovnejte a diskutujte.

Řešení: Konvektivní tok energie je roven $F_k \cong c_p \rho v \Delta T \cong 10^5 \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$. Tok energie přenášené zářením je $F_r \cong \frac{16\sigma T^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dr} \cong 2,3 \cdot 10^7 \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$. Výrazně převládá přenos energie zářením. Konvektivní přenos může narůstat při změně κ či při nárůstu stupně ionizace s hloubkou.

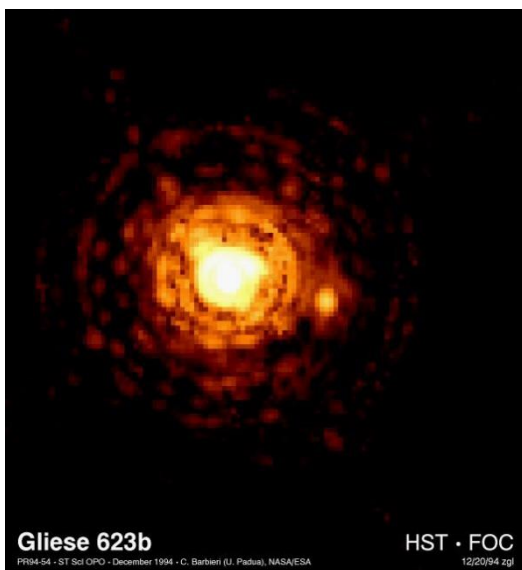
3.2. Spektra a atmosféry červených trpaslíků

Více než 70 % hvězd z okolí našeho Slunce jsou červení trpaslíci spektrálních tříd K, M. Tato početná skupina hvězd $0,08 M_\odot \leq M \leq 0,8 M_\odot$ i s hnědými trpaslíky $M \leq 0,07 M_\odot$ může obsahovat podstatné množství baryonické hmoty v Galaxii. Výzkum spekter trpaslíků umožňuje ověření teorie hvězdného vývoje a stavby hvězd, odhalení souvislostí a rozdílů mezi trpaslíky a podmnžinou mladých hnědých trpaslíků, fyzikálního stavu plazmatu v jejich

atmosférách při nízkých teplotách stejně jako chemických a fyzikálních procesů při vzniku prachu.

Při teplotách $T \approx 4\,000\text{ K}$ jsou dominantním zdrojem opacity v optickém a infračerveném spektru M trpaslíků čáry diatomických molekul jako **TiO** a **VO**, které regulují tok energie v optickém oboru. Rotačně-vibrační pásy **H₂O** jsou dominantní v infračerveném oboru, který dále obsahuje absorpční pás **CO**.

Nízká teplota a vysoké tlaky ve fotosférách 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 hlavní posloupnosti s hmotností $1 M_{\odot}$ není vhodná. Vysoká hustota atmosfér trpaslíků umožňuje přítomnost absorpce vyvolané srážkovou indukcí, je zvláště komplikovaná. Ukázka – Gliese 623 a, b – spektroskopická dvojhvězdy, Proxima Centauri, nejbližší červený trpaslík.



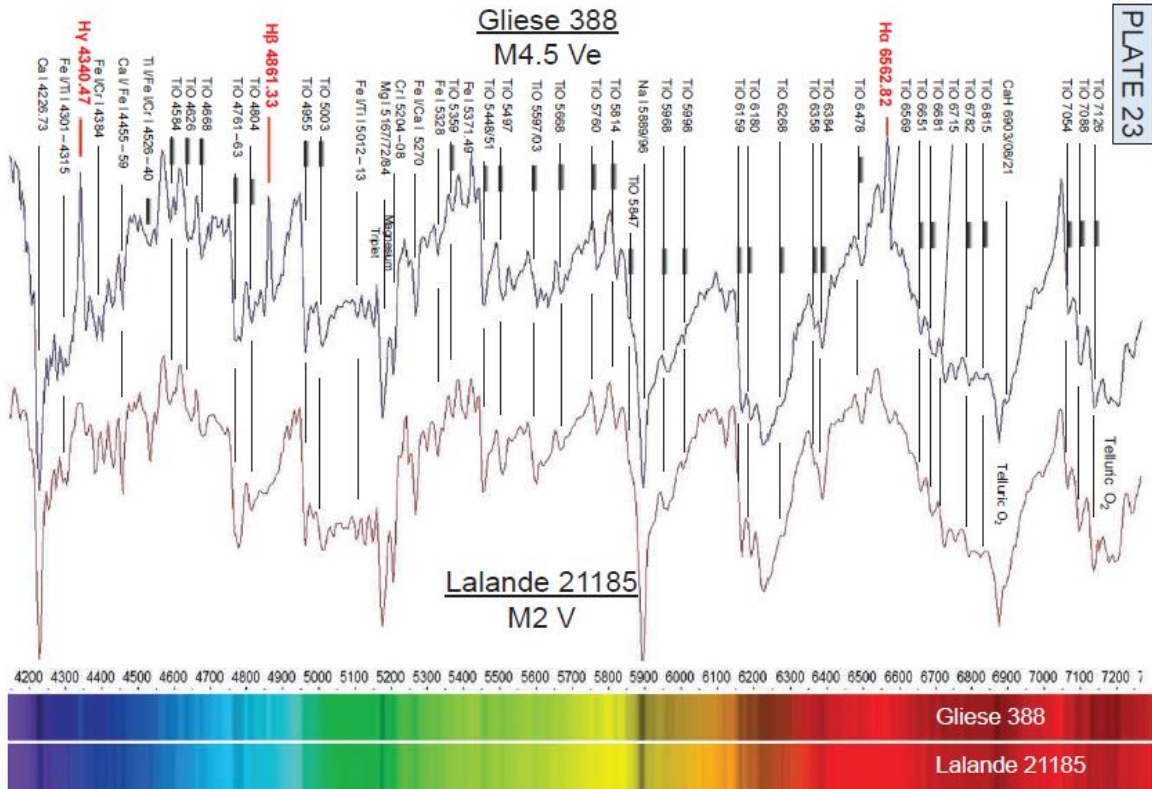
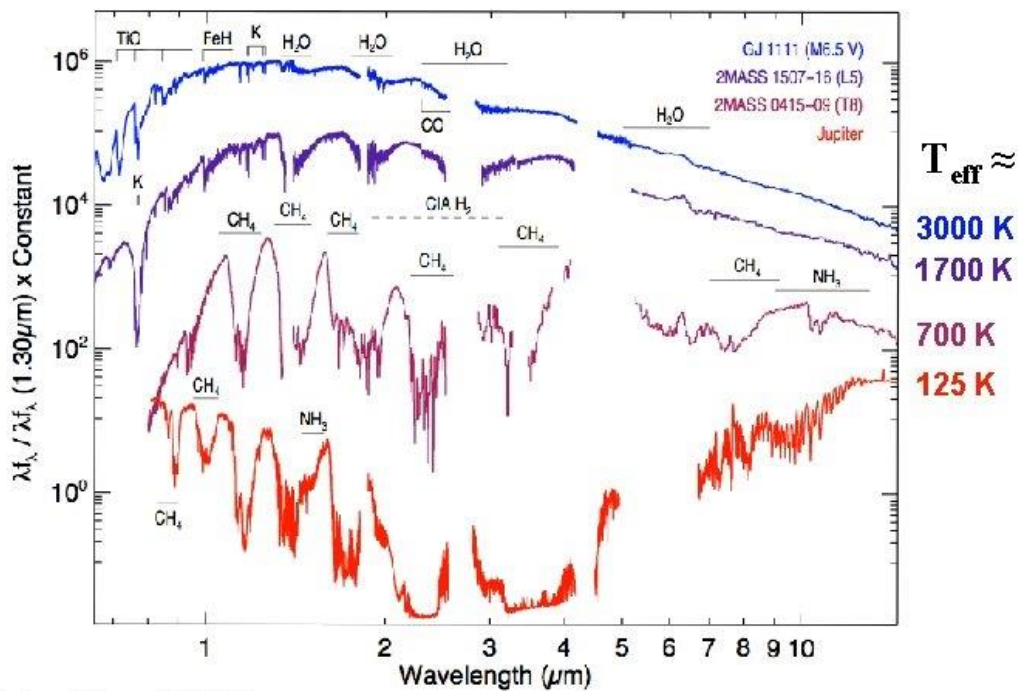


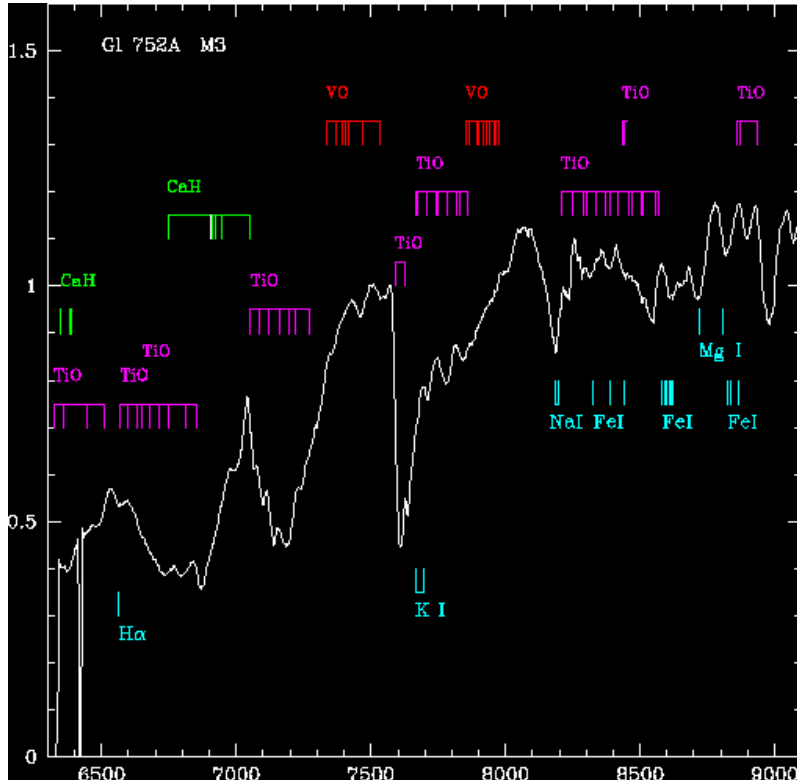
Plate 23 Red Dwarfs and Flare Stars

Gliese 388 AD Leonis, $r = 4.9$ pc, $0.40 M_{\odot}$

Lalande 21185 je čtvrtá nejbližší hvězda od nás, $r = 2,5$ pc, $0,47 M_{\odot}$.



Marley & Leggett (2008)
Data from Cushing et al. (2005,2007)



Spektroskopickou problematiku řešili Pavlenko and Jones r. 2002. Mimo jiné určovali izotopický poměr $^{12}\text{C} / ^{13}\text{C}$. Jeho stanovení u M trpaslíků umožňuje možnost stanovení stáří hvězdy, tedy i místa v Galaxii, kde se nachází. Kvantitativní analýza vývoje $^{12}\text{C} / ^{13}\text{C}$ 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 2 800/5,0; $\log A(\text{C}) = -3.28$ dává pro model $^{12}\text{C} / ^{13}\text{C} \approx 10$.

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 metalicity shodné se Sluncem. Výpočty syntetického spektra pomocí programu WITA6 (Pavlenko r. 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 C_2 a van der Waalsova rozšíření C_4 z databáze Kupka

et al. 1999. *Voigtův profil – složený, křídla rozšířena přirozeným útlumem a srážkami-Lorentzův profil, jádra čar rozšířena teplotně - Dopplerův profil.*

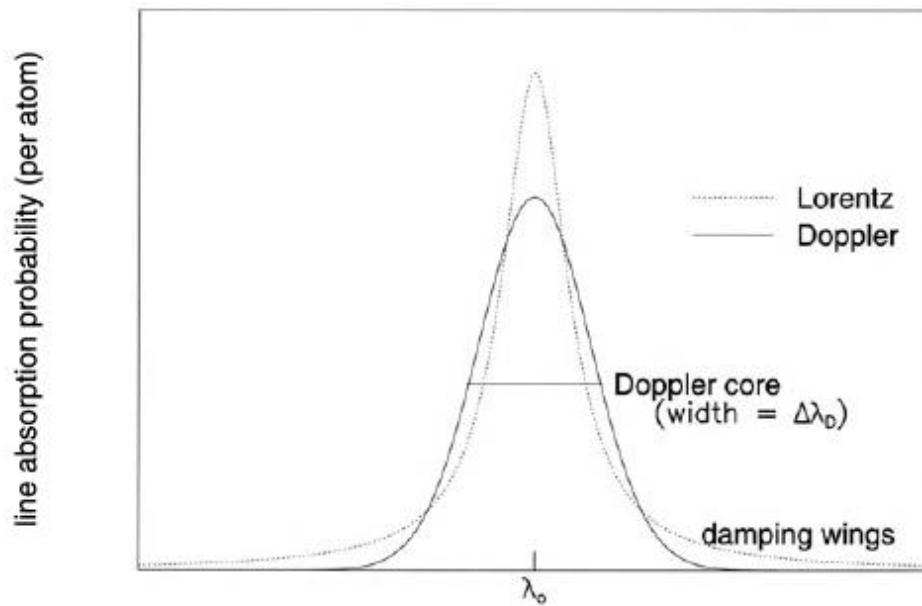
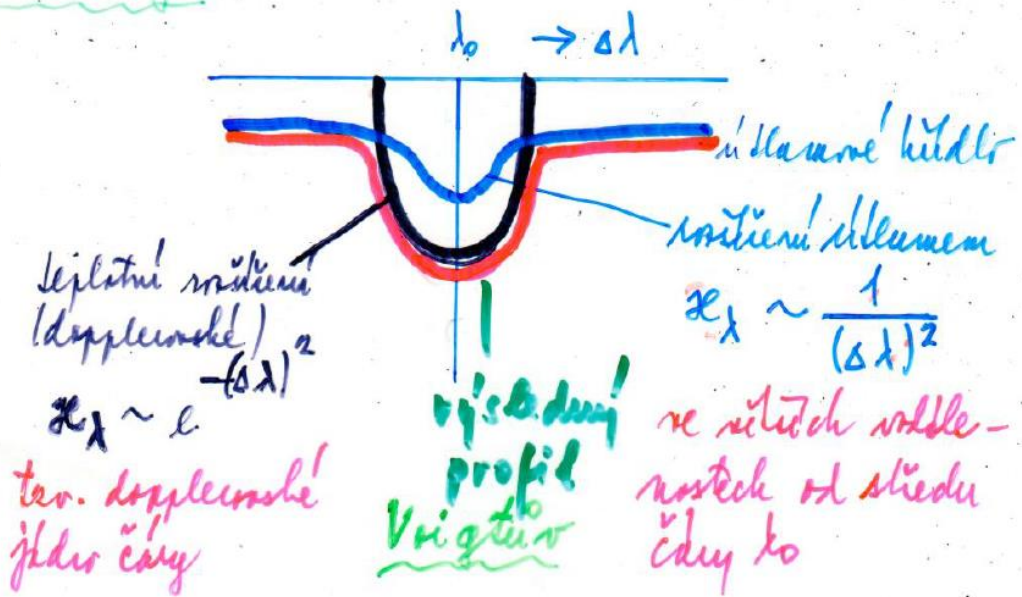
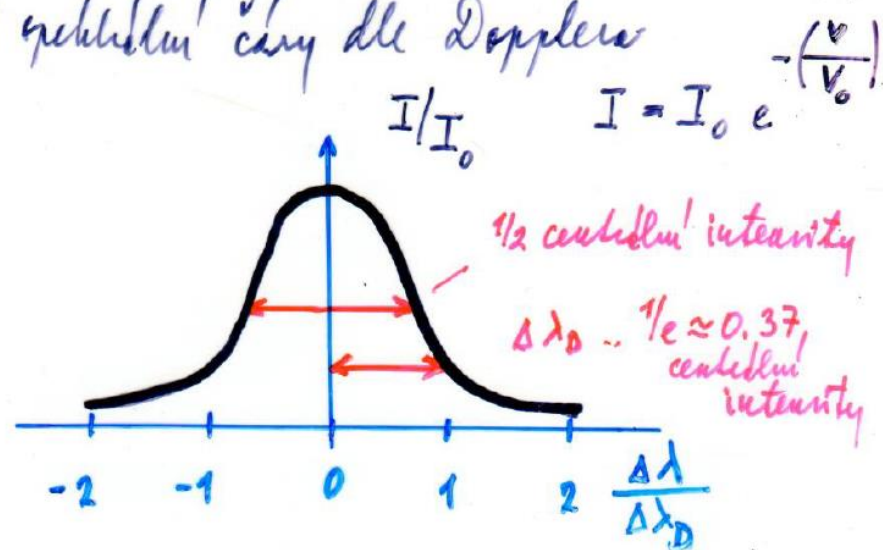


Figure 4.2. The line absorption profiles due to random thermal motions (Doppler) and finite energy width (Lorentz). Pressure broadening also has a Lorentz profile. The resulting Voigt profile is not a simple sum of the component profiles, although the properties of the Doppler core and damping wings are preserved.

Chlazení kádru:



Profil spektrální čáry dle Dopplera



$\Delta\lambda_D \dots$ dopplerovské šířka spektrální čáry \rightarrow
polmice vzdálenosti mezi body profilu čáry, ve kterých
intenzita klesne $1/e \dots 37\%$ centrální

Rozšíření čar: teplotní - $\Delta\lambda_t = \frac{2\lambda}{c} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$, srážkami - $\Delta\lambda_{sra\check{z}} = \frac{\lambda^2}{c} \frac{n\sigma}{\pi} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$,
rotací - $\Delta\lambda_{rot} = \frac{2\lambda}{c} v_{rot}$, magnetickým polem $\Delta\lambda_z = 47 \lambda^2 B$, turbulencí $\Delta\lambda = \frac{2\lambda}{c} (v_{turb}^2)^{\frac{1}{2}}$,
přirozeným útlumem $\Delta\nu = \frac{1}{2} \gamma$, ve vlnových délkách $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu$.

Úloha 5.6 Vypočítejte minimální energii elektronů, které jsou schopny excitovat kyslíkové ionty O III na první B - 1D_2 a druhou C - 1S_0 metastabilní energetickou hladinu, na které mohou atomy v astrofyzikálních podmínkách setrvávat sekundy až minuty. Víme, že zakázaná čára vznikající při přechodu C→B má vlnovou délku [O III] $\lambda = 436,3$ nm a při přechodu z B→A [O III] $\lambda = 500,7$ nm. Jaká je potřebná kinetická teplota T_k k tomu, aby se atomy dostaly na energetické metastabilní hladiny B a C?

Řešení: $E = h\frac{c}{\lambda}$, $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT_k$, přechod A→B, $E = 3,9 \cdot 10^{-19}$ J, $T_k \cong 19\,000$ K, přechod A→C, $E = 8,5 \cdot 10^{-19}$ J, $T_k \cong 40\,000$ K.

Úloha 5.11 Ve spektrech některých obrů spektrální třídy K pozorujeme výrazné čáry lithia s vlnovými délkami 670,776 nm a 670,791 nm. Patří přechodům $2^2P_{1/2} \rightarrow 2^2S_{1/2}$, $2^2P_{3/2} \rightarrow 2^2S_{1/2}$. Kolik vrypů na 1 mm musí mít difrakční mřížka s šířkou $D = 4$ cm, aby umožňovala v prvním řádu rozlišit uvedené vlnové délky?

Řešení: Počet vrypů určíme dosazením do vztahu $\frac{1}{d} = \frac{\lambda}{Dm\Delta\lambda} = 1120 \text{ mm}^{-1}$.

Úloha 5.12 Určete, který z posuvů spektrálních čar, gravitační či dopplerovský vyvolaný rotací u Slunce převládá. Rovníková rychlost převracející vrstvy Slunce je $1,93 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, k zjištění posuvů použijte čáru H_β o vlnové délce $\lambda = 486,1$ nm.

Řešení: Velikost gravitačního rudého posuvu $\Delta\lambda = \frac{GM}{c^2R}\lambda = 10^{-3}$ nm porovnáme s velikostí dopplerovského posuvu $\Delta\lambda = \frac{v}{c}\lambda = 3 \cdot 10^{-3}$ nm.

Úloha 5.16 Stanovte šířku $\Delta\lambda$ pro teplotní rozšíření čáry K Ca II o vlnové délce $\lambda = 393,4$ nm pro atmosféry červených obrů s teplotami 3 000 K, 5 000 K. Diskutujte výsledek s ohledem na význam teploty pro rozšíření této čáry. Jak ovlivňuje velikost šířky spektrálních čar rozdílná hmotnost jednotlivých atomů např. u vodíku, helia, vápníku a železa?

Řešení: $\Delta\lambda = \frac{2\lambda}{c} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$, jednotlivé hodnoty šířek $\Delta\lambda$ se liší členem $T^{1/2}$. Pro čáru K CaII a jednotlivé teploty dostaneme $\Delta\lambda_1 = 0,0029$ nm, $\Delta\lambda_2 = 0,0037$ nm. Při fyzikální podmínkách ve fotosférách je teplotní rozšíření zpravidla dominantní. S rostoucí hmotností atomů klesá šířka čar.

Úloha 5.18 Vypočítejte šířku čáry H_α , znáte-li že pro rozšíření spektrálních čar srážkami platí $\Delta\lambda \cong \frac{\lambda^2}{c} \frac{1}{\pi\Delta t_0} \cong \frac{\lambda^2}{c} \frac{n\sigma}{\pi} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$. Předpokládáme vodíkové atomy ve sluneční fotosféře při teplotě 5 780 K a hustotě atomů $1,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $\sigma = 3,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$.

Řešení: Pro vodíkovou čáru H_α je $\Delta\lambda \cong 2,4 \cdot 10^{-5}$ nm, což je hodnota velmi malá, srovnatelná s přirozeným rozšířením spektrální čáry. Při narůstání hustoty atomů ve fotosféře se srážkové rozšíření zvyšuje.

Úloha 5.22 Určete přirozenou šířku spektrální čáry pro $\lambda = 500$ nm a konstantu útlumu $\gamma = 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Řešení: $\Delta\nu = \frac{\gamma}{2}$, $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu = \frac{\lambda^2\gamma}{2c} = 10^{-5} \text{ nm}$.

Úloha 5.23 Necht' teoreticky uvažovaná hvězda spektrální třídy B0 V má periodu vlastní rotace $P = 2$ dny. Nalezněte charakteristickou šířku čáry ve spektru této hvězdy ve vizuální oblasti spektra pro čáru H_β , $\lambda = 486,1$ nm, předpokládáme-li, že osa rotace je kolmá k zornému paprsku. Uvedená hvězda má poloměr $7,5 R_\odot$.

Řešení: Rotační obvodová rovníková rychlost je rovna $v_r = \frac{2\pi R}{P} = 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Rozšíření čáry podmíněné rotací je dáno vztahem $\Delta\lambda_r = \lambda \frac{v_r}{c}$, po dosazení obdržíme $\Delta\lambda_r = 0,3$ nm.

Úloha 5.24 Velmi široké čáry způsobené rotačním rozšířením pozorujeme u hvězd spektrální třídy A. Jestliže pro čáru H_γ o vlnové délce 434,0 nm jedné hvězdy byla zjištěna šířka čáry $\Delta\lambda_r = 0,08$ nm, jakých hodnot dosahuje $v_{\text{rot}} \sin i$?

Řešení: $\Delta\lambda_r = \frac{\lambda}{c} v_{\text{rot}} \sin i$, $v_{\text{rot}} \sin i = 55 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Úloha 5.27 Odhadněte očekávanou velikost magnetické indukce hvězdy stejného typu jako Slunce s dobou rotace 10^6 s, $R = 10^8$ m, $T = 6 \cdot 10^3$ K, kterou lze na základě měření Zeemanova jevu zjistit v optické oblasti spektra prostřednictvím čáry Fe I o vlnové délce 630,25 nm.

Řešení: Pro spektroskopickou zjistitelnost musí platit $\Delta\lambda_Z > \Delta\lambda_{\text{rot}} + \Delta\lambda_{\text{tep}}$, tedy $47\lambda^2 B > \frac{\lambda v_r}{c} + \frac{2\lambda}{c} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$, dosazením obdržíme $B > 0,4$ T.

Úloha 5.28 U hvězdy HD 215 441 o povrchové teplotě 15 000 K a rotační rovníkové rychlosti v radiálním směru $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ bylo zjištěno rozštěpení spektrální čáry Cr II o vlnové délce 455,8 nm v důsledku Zeemanova jevu $\Delta\lambda = 0,03$ nm. Určete velikost magnetické indukce B . Je rozštěpení reálně zjistitelné při fotosférických podmínkách této hvězdy?

Řešení: Pro rozšíření vyvolané Zeemanovým jevem vyjádřeným v SI platí: $\Delta\lambda_Z = 47\lambda^2 B$, odtud $B = 3,4$ T. Jev bude spektroskopicky zjistitelný, při $\Delta\lambda_Z > \Delta\lambda_{\text{rot}} + \Delta\lambda_{\text{tep}}$, tedy $\Delta\lambda_Z > \frac{\lambda v_r}{c} + \frac{2\lambda}{c} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$, po dosazení obdržíme: $0,03 \text{ nm} > 0,01 \text{ nm}$.

Voigtův profil ... dopplerovské jádvo, s šílením křídla

V obecné případě profil čáry popírá Voigtovou fci

$$H(\alpha, x) = \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_0} \left[\frac{\text{absorp. koef. mimo střed čáry}}{\text{absorp. koef. ve středu čáry}} \right]$$

$$x = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D} \quad \dots \quad \text{vzdálenost od středu čáry vyjádřená v jed. dopplerovské šířky čáry } \Delta\lambda_D$$

$$\alpha = \frac{\gamma}{2\Delta\nu_D} \quad \dots \quad \text{poměr koef. šílením k dvojnásobné dopplerovské šířce vyjádřené v kulové frekvenci; } \alpha \text{ je bezrozměrné}$$

skutečný profil čáry $\mathcal{H}_r = \mathcal{H}_0 H(\alpha, x)$

$$\mathcal{H}_r = \mathcal{H}_0 \frac{e^2}{m_e c} \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_0}\right)^2} d\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_0}\right)}{\left(\frac{\gamma}{\Delta\nu_0}\right)^2 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_0} - \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_0}\right)^2}$$

$$\Delta\nu_0 = \frac{\nu_0}{c} \left(\frac{2kT}{\mu} \right)^{1/2}; \quad \Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} v$$

Všeobecná chemická rovnováha v atmosférách chladných hvězd závisí podstatně na $C/O = \log A(C) - \log A(O)$, Tsuji 1973. V atmosférách chladných ($T_{\text{ef}} < 3\,600\text{ K}$) 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 trpaslíků $T_{\text{ef}} > 2\,600\text{ K}$ molekuly CO dominují četností ve srovnání s jinými molekulami obsahujícími kyslík - Tsuji 1973.

Teplota centrálních částí červených trpaslíků M je relativně nízká, $T \approx (10^6 - 10^7)\text{ K}$, tudíž z vodíkových reakcí běží pp řetězec, jehož hoření probíhá po dlouhou dobu. Tedy izotopický poměr $^{12}\text{C} / ^{13}\text{C}$ se nemění ani v časové škále $t_H = \frac{1}{H}$ Hubbleova času $\approx 10 \cdot 10^9$ roků. 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, N, 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 $T_{\text{ef}} \approx (3\,000 - 10\,000)\text{ K}$. Tyto modely jsou vhodné pro hvězdy hlavní posloupnosti případně pro podoby.

Při fitování nalezené hodnoty T_{ef} M trpaslíků se vyznačují vnitřní chybou $\pm 150\text{ K}$. Možné a pravděpodobné zdůvodnění spočívá v tom, že v **atmosférách červených trpaslíků spektrální tříd s nižšími teplotami než u M6 patrně vzniká prach** (Tsuji 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 zjednodušený model rotačně-vibračních hladin CO, důsledek rotace a kmitání atomů v molekulách. 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.

Zjednodušené přiblížení složitého jevu promíchávání lze podat následovně:

- a. předpokládáme, že prostředí (atmosféra) se stává nestabilní, 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
 c. 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 $H = \frac{kT}{gm_H \mu}$, 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 trpaslících 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 délky promíchávání L , Brett 1995. Vedle toho ze srovnání modelů pozdních typů M trpaslíků vyplývá, že **konvektivní zóna jak jsme již uvedli, postupně narůstá s klesající hmotností, se zmenšujícím se zářivým výkonem trpaslíků**. Se snižujícím se obsahem kovů klesá opacita. Spektroskopické a fotometrické vlastnosti M trpaslíků, na kovy chudých, jsou relativně málo citlivé k detailům konvekce, Brett r. 1995. Jinak řečeno tyto hvězdy nejsou vhodnými laboratoři ke studiu konvekce.

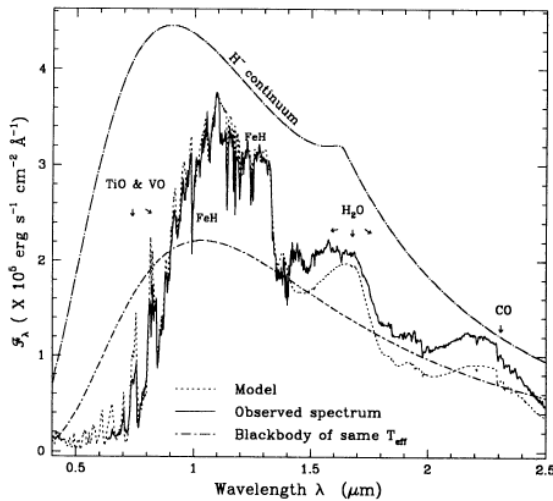


FIG. 2.—Our best fit to the spectrum of VB 10, based on the TiO and CO band strengths. (The derived atmospheric parameters are $T_{\text{eff}} = 2800$ K, $\log g = 5.0$, assuming solar metallicity.) The observed spectrum is from Kirkpatrick et al. (1993) (0.6–0.9 μm) and Jones (private communication) (0.9–2.5 μm). Also shown are the corresponding H^- continuum, obtained by neglecting molecular opacities only in the radiative transfer, and a Planck distribution of same T_{eff} . Notice how the blackbody curve still underestimates the K-band flux (near 2.2 μm) even though it is depressed by the H_2O opacities.

3.3. Vývoj červených trpaslíků

Červení trpaslíci patří k nejrozšířenějším hvězdám 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 je Slunce hvězdou s čtvrtým největším poloměrem. Jinak řečeno proces vzniku hvězd produkuje především 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, tzv. **nukleární časová škála**, závisí na hmotnosti hvězdy. Z výpočtů Bodenheimera 1997 vyplývá, že při hmotnostech $M < 0,25 M_{\odot}$ 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.

$$\tau_{\text{HP}} \cong \frac{E}{L} \cong 7,3 \cdot 10^{10} \text{ let} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) q(M) \left(\frac{L_{\odot}}{L} \right) \approx 10^{10} \text{ let} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2,6}$$

U hvězd malé hmotnosti se parametr q blíží 1, ve hvězdě se veškerý vodík spálí na helium.

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 je větší než $\approx 10^{10}$ roků.

Moderní éra výpočtů hvězdného vývoje vychází z Lagrangeova-Henyeyova schématu, Henyey et al. 1964, standardní numerická metoda studia hvězdného vývoje. Bodenheimer následně vytvořil první počítačové modely. Později jeho žák Laughlin s využitím tabulek molekulárních opacit z Los Alamos při nízkých teplotách začal vytvářet modely hnědých trpaslíků, Laughlin & Bodenheimer 1993.

Základní trendy vývoje M trpaslíků jsou zachyceny na obr., který demonstuje vývoj hvězdy s hmotností $0,1 M_{\odot}$ na H – R diagramu. 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.

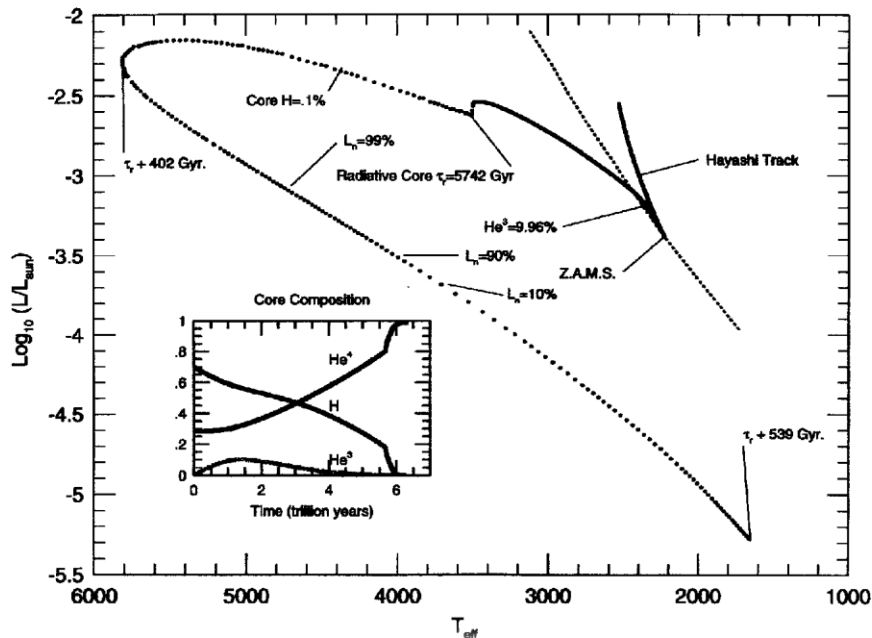
Účinný průřez termonukleárních reakcí a tempo produkování energie jsou počítány podle Bahcalla 1989. Při centrální teplotě menší než $T \approx 8 \cdot 10^6 \text{ K}$ pp řetězec nedosahuje rovnováhy v reálné časové škále, reakční rychlost (tempo) reakce ${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + e^+ + \nu_e$ a reakce

${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2{}^1\text{H}$ jsou rozdílné. Výsledkem je, že v teplotním intervalu $(3-5) \cdot 10^6$ K narůstá množství ${}^3\text{He}$. Až při teplotách vyšších než $T \approx 8 \cdot 10^6$ K lze předpokládat, že pp řetězec bude v rovnováze.

Za první miliardu roku po dosažení hlavní posloupnosti podíl obsahu ${}^3\text{He}$ stále roste, viz obr. Protože při hmotnosti $0,1 M_{\odot}$ je hvězda zcela konvektivní, je izotop ${}^3\text{He}$ 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 ${}^3\text{He}$ svého maxima, 9,95 %.

No. 1, 1997

THE END OF THE MAIN SEQUENCE

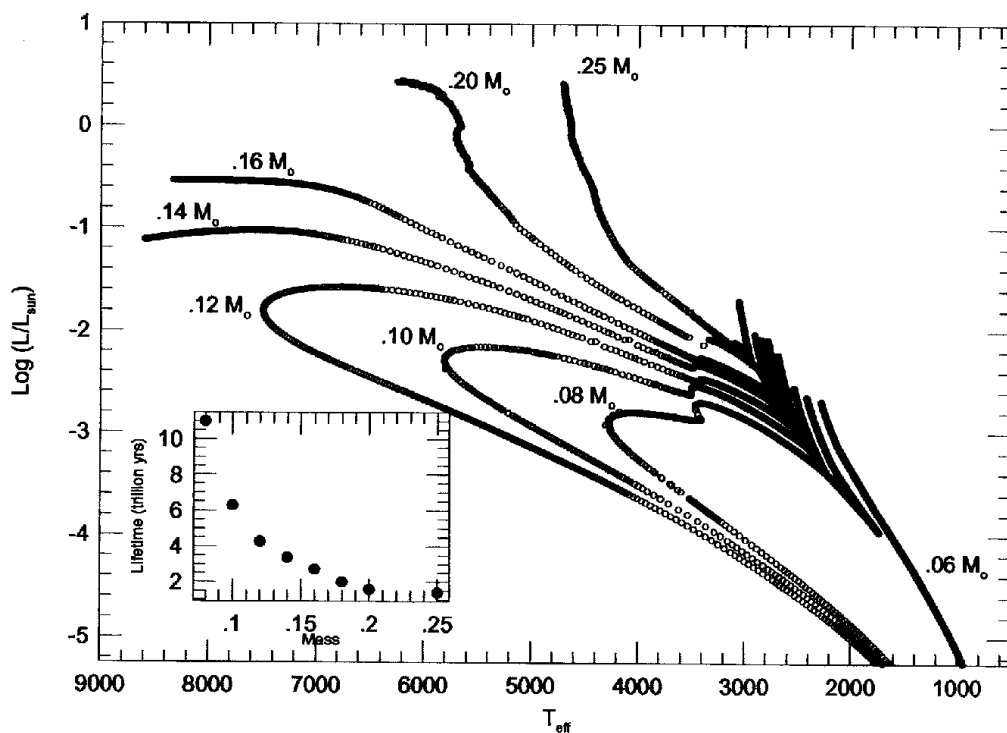


Dalším důležitým poznatkem je, že červení trpaslíci s menší hmotností se po odchodu z hlavní posloupnosti nedostanou do stádia červených obrů. Místo toho se stanou modrými trpaslíky. Vývoj červených trpaslíků různých hmotností je zachycen na obrázku. **Limitní hmotnost, při které se červený trpaslík 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 (ZAMS - Zero Age Main Sequence). 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 na ZAMS povrchovou teplotu $2\,228\text{ K}$, $\log \frac{L}{L_{\odot}} = -3,38$.



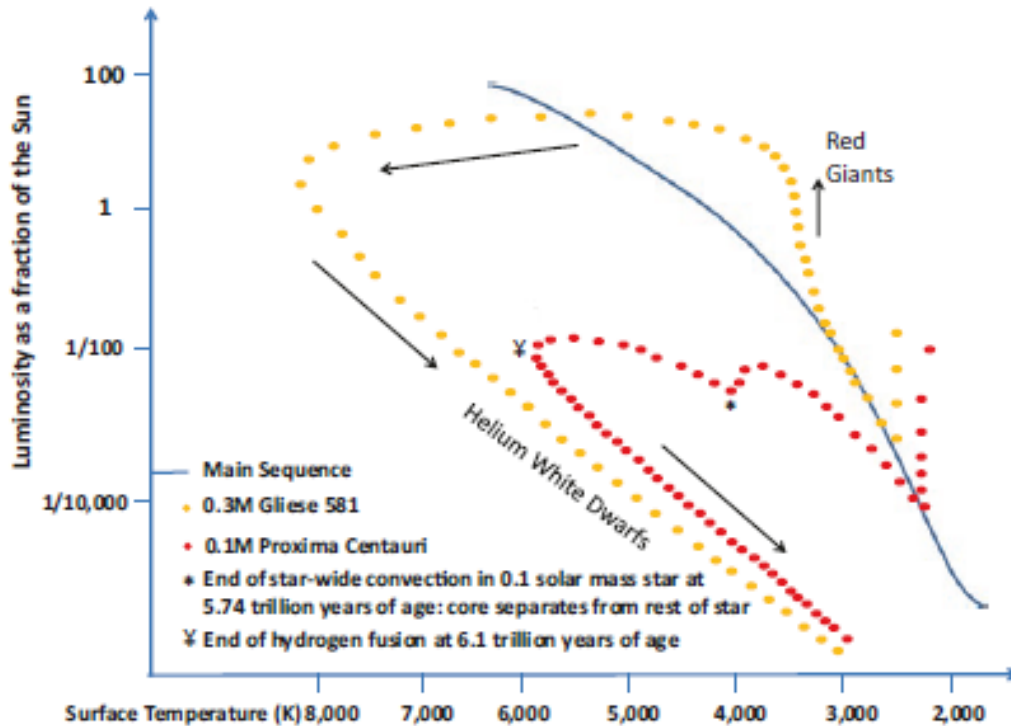


Fig. 1.9 the evolution of 0.1 and 0.3 solar mass red dwarf stars based on the work of Greg Laughlin, Peter Bodenheimer and Fred Adams. The 0.1 solar mass red dwarf (Proxima Centauri) never becomes a red giant, while the more massive Gliese 581 dwarf does. Both red dwarfs ultimately fade away as helium-rich white dwarf stars

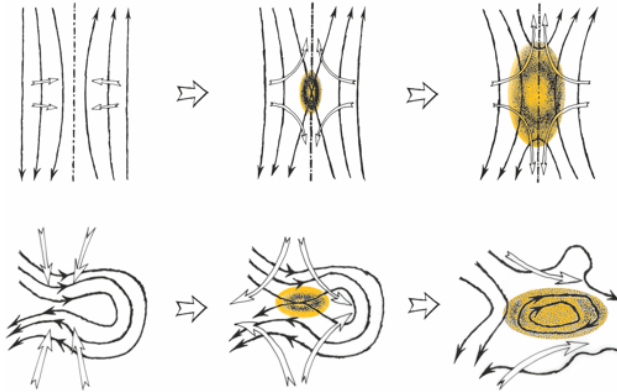
Úloha 4.14 Červený trpaslík spektrální třídy M4 Ve má efektivní povrchovou teplotu 3200 K a absolutní vizuální hvězdnou velikost $M_V = 13,4$ mag. Pomocí v tabulkách nalezené bolometrické korekce $BC = -2,3$ mag nalezněte zářivý výkon a poloměr hvězdy.

Řešení: $M_{bol} = BC + M_V = 11,1$ mag. Zářivý výkon v jednotkách zářivého výkonu Slunce stanovíme podle vztahu $\log L = 0,4(4,75 - 11,1) = -2,54$, tedy $L = 0,003 L_\odot$, $L = 1,2 \cdot 10^{24}$ W. Poloměr určíme ze vztahu $R = \left(\frac{L}{4\pi\sigma T_{ef}^4}\right)^{1/2} = 1,2 \cdot 10^8$ m, tedy $0,17 R_\odot$. Údaje v podstatě odpovídají Barnardově hvězdě, která má největší známý vlastní pohyb $10,34''$ za rok. Byla objevena E. E. Barnardem roku 1916.

3.4. Eruptivní trpaslíci

Jde o hvězdy těsně před příchodem na hlavní posloupnost, většinou se jedná o červené trpaslíky, se značnými změnami jasnosti během desítek sekund respektive několika minut. Jde o trpasličí hvězdy, hmotnost $\cong 0,1 M_S$, $T_{ef} \cong (2\ 500 - 000)K$, spektrum $dM3e - dM6e$, s emisními čarami $H I$, $Ca II$, poloměr (5 – 10) krát menší než $R_S \rightarrow$ malé zářivé výkony, 10^{23} W, vyzářují v infračerveném oboru, energie uvolňovaná při erupcích v optickém oboru dosahuje $10^{26} - 10^{27}$ J.

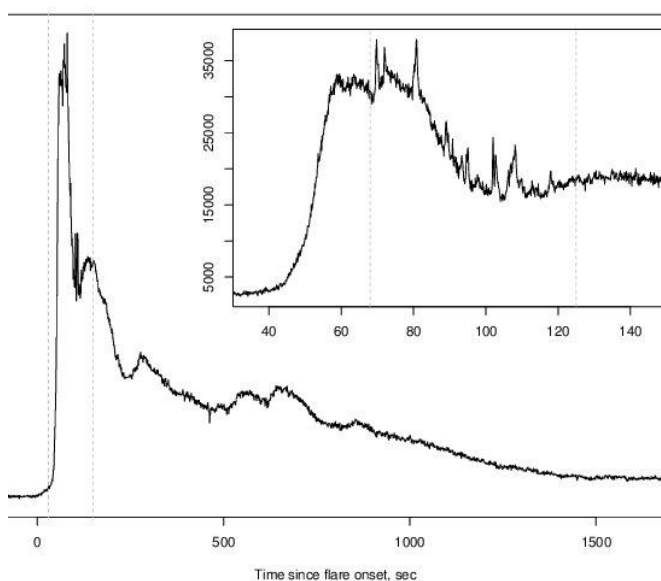
Celková energie erupcí u hvězd UV Ceti je o (1-2) řády větší než u erupcí na Slunci. U obou typů uvedených hvězd jevy probíhají ve vnějších zředěných vrstvách atmosféry, průzračných pro záření téměř všech vlnových délek. Obdobně jako sluneční erupce jsou vyvolané magnetickými rekonekcemi, jdou napříč spektrem, od rtg. záření až k rádiovým vlnám.



K přepojení magnetických siločar dochází v oblastech, kde mají blízké siločáry opačný směr. Proudová vrstva se vyznačuje nulovým magnetickým polem a nenulovou hustotou elektrického proudu. Silně se zahřeje a může z ní uniknout plazmoid se zamrzlým magnetickým polem, podrobněji Aldebaran – Kulhánek...

Projevy erupce mají zpravidla společné vlastnosti, rychlý nárůst do maxima jasnosti, později pomalý pokles, při kterém se nemusí vrátit na výchozí úroveň. Jsou studovány charakteristiky energetické aktivity např. $\log \frac{L_{rad}}{L_{bol}}$, $\log \frac{L_x}{L_{bol}}$.

První objekty V 1396 Cyg r. 1924, UV Ceti r. 1948, Luyten 726-8 B, objevena Jacobem Luytenem (1899-1994), $r = 2,7 pc$, hmotnost $\cong 0,1 M_S$, $T_{ef} \cong (2\ 700)K$, spektrum $dM6e$, poloměr $0,1 R_S$.



Další hvězdou je Wolf 359, $r = 2,4 pc$, hmotnost $\cong 0,08 M_S$, $T_{ef} \cong (2\ 800)K$, spektrum $dM6,5$, poloměr $0,16 R_S$. $L_{bol} \cong 0,0014 L_S$. Výrazná rychlá změna magnetického pole za 6 hodin o $2,2 kG$. Při erupcích vyzařování rtg. a gama záření. Připomínáme u Slunce celkové magnetické pole $1 G$, aktivní sluneční skvrny $3 kG$.

Hvězda - Proxima Centauri, $r = 1,3 pc$, hmotnost $\cong 0,12 M_S$, $T_{ef} \cong (3\ 000)K$, spektrum $dM5,5 Ve$, poloměr $0,15 R_S$, $L_{bol} \cong 0,0017 L_S$.

Barnardova hvězda, $r = 1,8 pc$, hmotnost $\cong 0,14 M_S$, $T_{ef} \cong (3\ 100)K$, spektrum $dM4 Ve$, poloměr $0,2 R_S$, $L_{bol} \cong 0,0034 L_S$.



Spektra eruptivních hvězd *CU CnC*, *FL Vir*

Ekvivalentní šířky emisních čar v \AA	H_α	H_β	H_γ	H_δ	<i>CaII K</i>
<i>CU CnC dM5e</i>	7,0	12,5	7,3	4,3	24,5
<i>FL Vir dM5,5e</i>	8,9	10,1	16,9	12,1	48,1

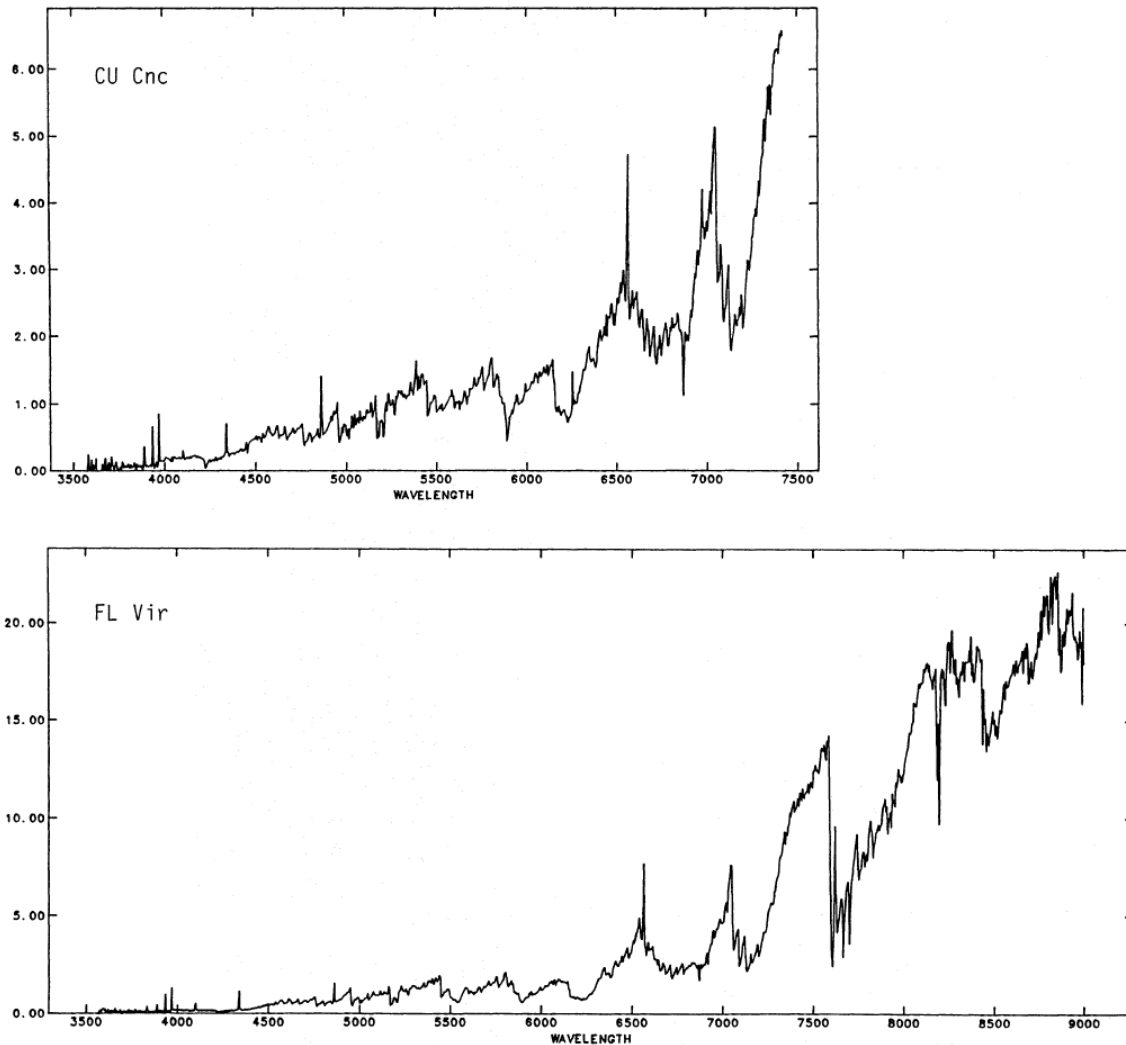


Fig. 5. Composite spectra of QY Aur (binary), CU Cnc, and FL Vir (binary). The vertical flux scale is arbitrarily set equal to unity at 5500 Å

Extrasolární soustavy kolem M trpaslíků, případná obyvatelnost

Příklad: Gl 581 dM3, $(0,31 \pm 0,02) M_S$, $0,013 L_S$, $[Fe/H] = -0,25$, $r = 6,3$ pc ,

Gl 581 b , $15,9 M_Z$, $a = 0,04$ au,

Gl 581 c , $5,3 M_Z$, $a = 0,073$ au,

Gl 581 d , $7,0 M_Z$, $a = 0,22$ au ...zatím nepotvrzena

Úloha: V jakém skupenství se nachází na rychle rotující exoplanetě voda, jestliže obíhá kolem červeného trpaslíka Kepler 42 M5 V ve vzdálenosti 0,0154 au, její albedo je $A = 0,9$. Mateřská hvězda se vyznačuje povrchovou teplotou 3 270 K, poloměrem 0,175 R_S . Lze

použít obecný vzorec $T_{pl} = T_h (1 - A)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{R_h}{2r_{hp}} \right)^{\frac{1}{2}}$.

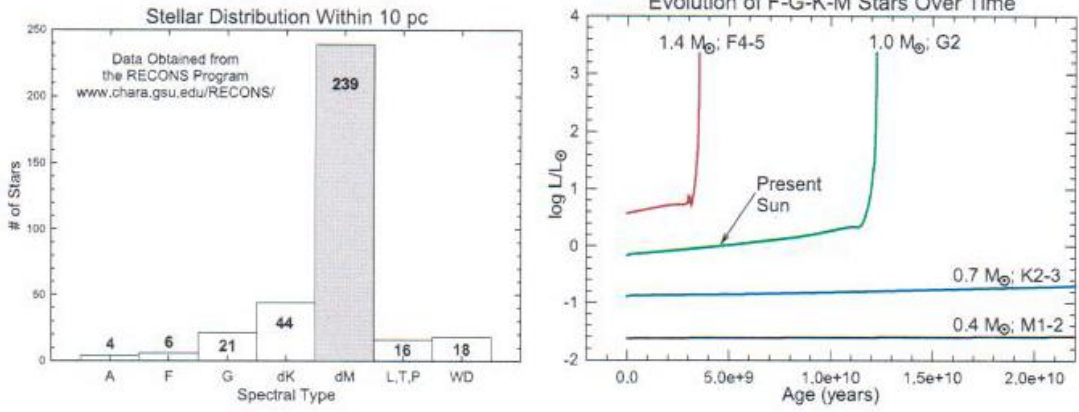


Figure 1. **Left** – Histogram of the nearby stars (within 10 pc) distributed according to spectral type bins. The data is from the RECONS Program. Note dM stars represent over 75% of the main-sequence stars. **Right** – The changes in the luminosity over time for representative F5V, G2V, K2V, and M1–2V stars. The evolution calculations are from BaSTI (<http://albione.oa-teramo.inaf.it/>). Note that the luminosities of the lower mass dK and dM stars change very slowly with time.

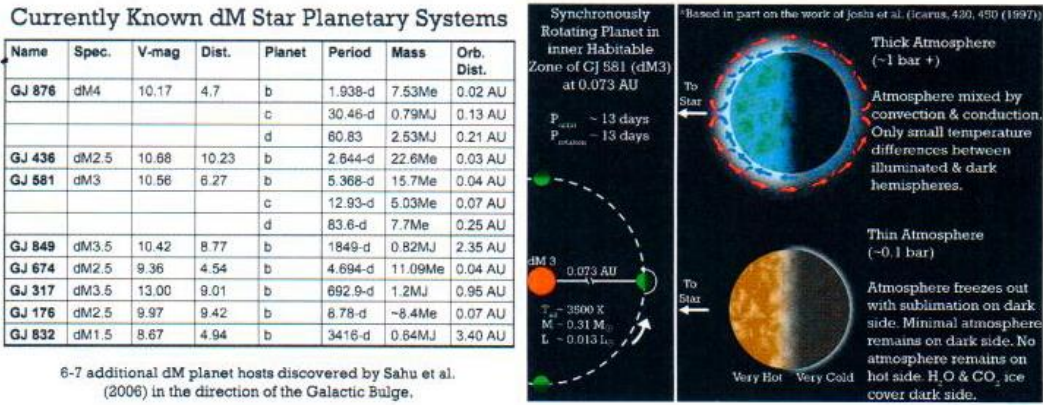


Figure 2. **Left** – The currently known dM Star Planetary Systems are given along with the properties of the host stars and planets. **Right** – Illustration of the planet GJ 581c and the effects of either a thick or thin atmosphere.

A relation for estimating the average equilibrium temperature T_P of a rapidly rotating planet ($P_{\text{rot}} \leq 3-5$ days) located at a distance (d) from the host star with a luminosity of L (in solar units) is given by equation (1).

$$T_P(K) = \frac{279[(1 - A)L_*/L_\odot]^{1/4}}{d^{1/2}} + \Delta T_{\text{GH}} \quad (1)$$

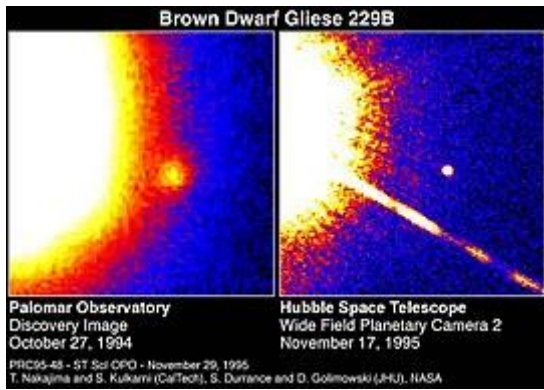
Where A = albedo, L_*/L_\odot = bolometric luminosity of the star relative to the Sun and d = average distance of the hosted planet from the star in Astronomical Units ($1\text{AU} = 1.496 \times 10^8$ km) and ΔT_{GH} = Greenhouse Effect temperature enhancement (in units of degrees K). For the Earth and Sun: $d = 1.0$ AU, $L_*/L_\odot = 1.0$, $A \approx 0.3$, and $\Delta T_{\text{GH}} \sim 31$ K, resulting in the observed average equilibrium temperature of $T_\oplus \approx 286\text{K}$ ($= +13^\circ\text{C} = +55^\circ\text{F}$). Because of the low luminosities of dM stars, their HZs are located very close to the central star (<0.4 AU). Accordingly, a dM/HZ planet will be more strongly influenced by stellar flares, winds and coronal plasma ejection events that are frequent in young dM stars (e.g. Kasting et al. (1993); Lammer et al. (2007)).

4. Hnědí trpaslíci

4.1. Hvězdy nebo planety

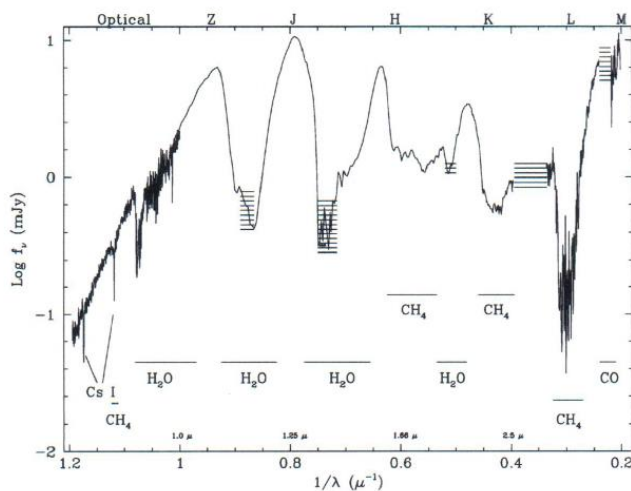
Harlow Shapley roku 1958 (O hvězdách a lidech) uvádí myšlenku, že u blízkých hvězd mohou existovat nepozorovatelní průvodci, jejichž hmotnost je řádově desetinásobně větší než hmotnost Jupitera, takové objekty nazval liliputánské hvězdy. Teoretické vlastnosti podobných objektů poprvé zkoumal indický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





První objevený hnědý trpaslík Gliese 229 B, $T_{\text{ef}} \approx 1\,000\text{ K}$.

The discovery of brown dwarfs



1963 theoretical prediction of existence of Brown Dwarfs by Kumar (1963)

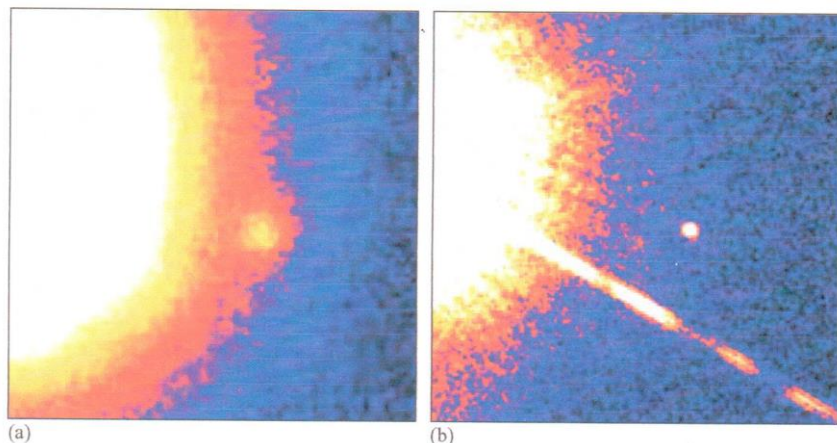
1995 first image of a Brown Dwarf by Nakajima et al. (1995)

1998 first spectrum by Oppenheimer et al. (1998)

Spectrum of Brown Dwarf Gliese 229B

(Oppenheimer et al. 1998)

Figure 6.13 Images of a brown dwarf orbiting at a distance of 44 AU (a similar distance to that of Pluto from our own Sun) from the star Gliese 229. (a) This image was taken in October 1994 from the Palomar Observatory, (b) is from the Hubble Space Telescope in November 1998. The spike running from the over-exposed image of Gliese 229 in the image (b) is an artifact caused by the telescope optics. ((a) T. Nakajima (Caltech)/S. Durrance (JHU); (b) S. Kulkarni (Caltech), D. Golimowski (JHU)/NASA)



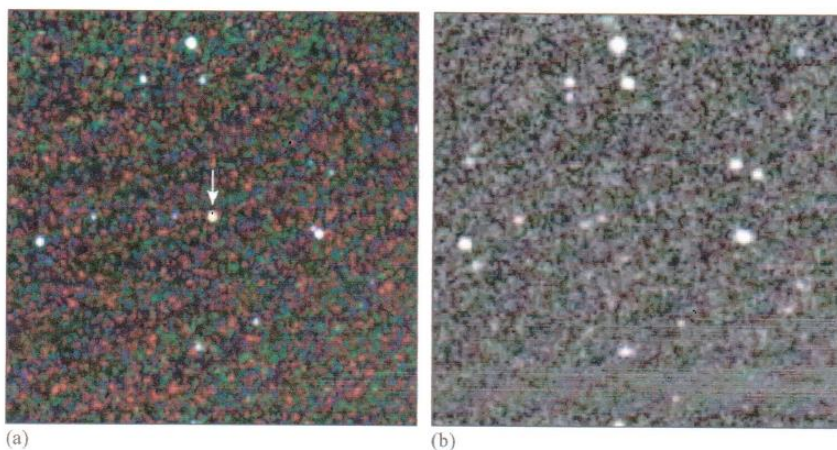


Figure 6.11 An L-type star discovered by the 2MASS sky survey. The left-hand image (a) shows the star (arrowed) as seen in the infrared 2MASS survey whereas it is so cool and red that it is not detected in the visible light image (b). (University of Massachusetts and Infrared Processing and Analysis Center/ Caltech)

Pozorování hnědých trpaslíků v projektech:

2 MASS The Two Micron All Sky Survey, pozorování v infračervené oblasti J, $\lambda = 1,25 \mu m$, H, $\lambda = 1,6 \mu m$, K_s, $\lambda = 2,1 \mu m$, v letech 1997 - 2001, 300 milionů objektů, 471 milionů bodových zdrojů.

DENIS The Deep Near Infrared Survey, pozorování v optické a infračervené oblasti, I, $\lambda = 0,82 \mu m$, J, $\lambda = 1,25 \mu m$, K, $\lambda = 2,1 \mu m$ v letech 1996-2001, jižní obloha, 355 milionů bodových zdrojů

SDSS, SLOAN Digital Sky Survey, multispektrální výzkum, spektrální a fotometrický, v letech 1998-2001, U, G, R, I, Z - $\lambda = 355,1, 486,6, 616,5, 748,1, 893,1 \text{ nm}$, 215 milionů bodových zdrojů

WISE Wide Field Infrared Survey Explorer, pozorování v infračerveném oboru na kosmickém dalekohledu, $\lambda = 3,4 \mu m, 4,6 \mu m$ – **hnědí trpaslíci**, $\lambda = 12 \mu m, 24 \mu m$, od roku 2009.

Hnědí trpaslíci jsou vhodnými objekty pro výklad hledané baryonické temné hmoty.

Jak hledat: v blízkém infračerveném oboru, objekt s větším vlastním pohybem, kolem blízkých hvězd, oblast formování nových hvězd.

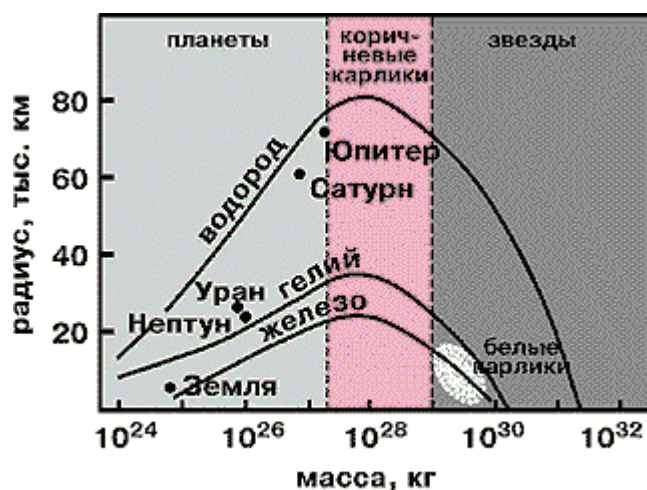
Podle definice Oppenheimer et al. 2000 **planeta je objekt, ve kterém za celou jeho historii neprobíhaly termonukleární reakce žádného typu.** Jestliže na nějaké etapě vývoje uvolněná energie při termonukleární syntéze byla srovnatelná s energií vyzařovanou objektem, pak hovoříme o hvězdě.

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

Objekt	Hmotnost [Ms]	Termonukleární syntéza		Přítomnost	
		H → He	D → 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, musí tak 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 předpokládáme, že jejich počet



je stejný jako klasických hvězd. Například v otevřené hvězdokupě Plejády, kterou tvoří hvězdy staré přibližně sto deset 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 → He. Při hmotnosti hvězdy menší než

0,075 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 (0,075 - 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 nepřevyšuje 2 800 K, proto takové hvězdy nazýváme hnědými trpaslíky, vhodněji a přesněji „šarlatovými“ hvězdami.

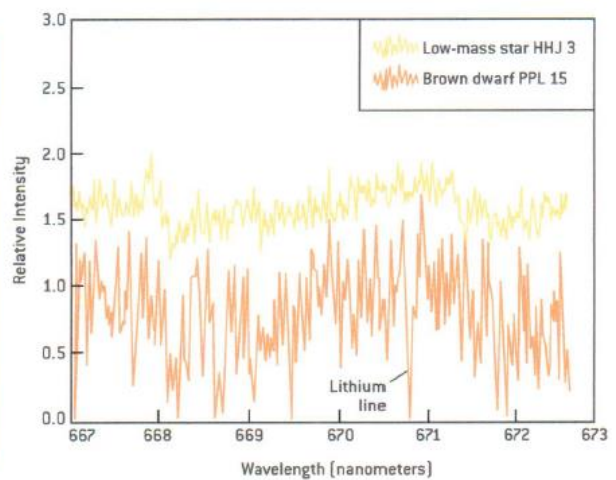
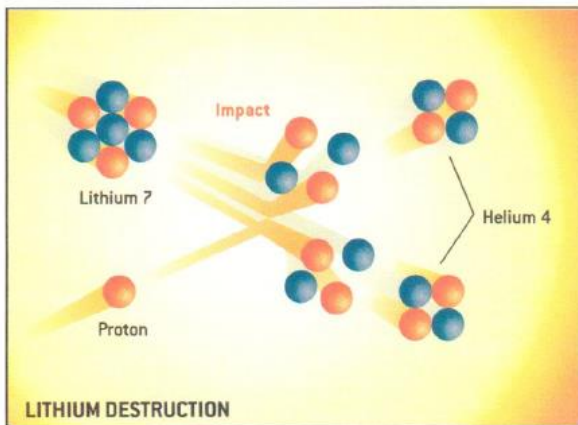
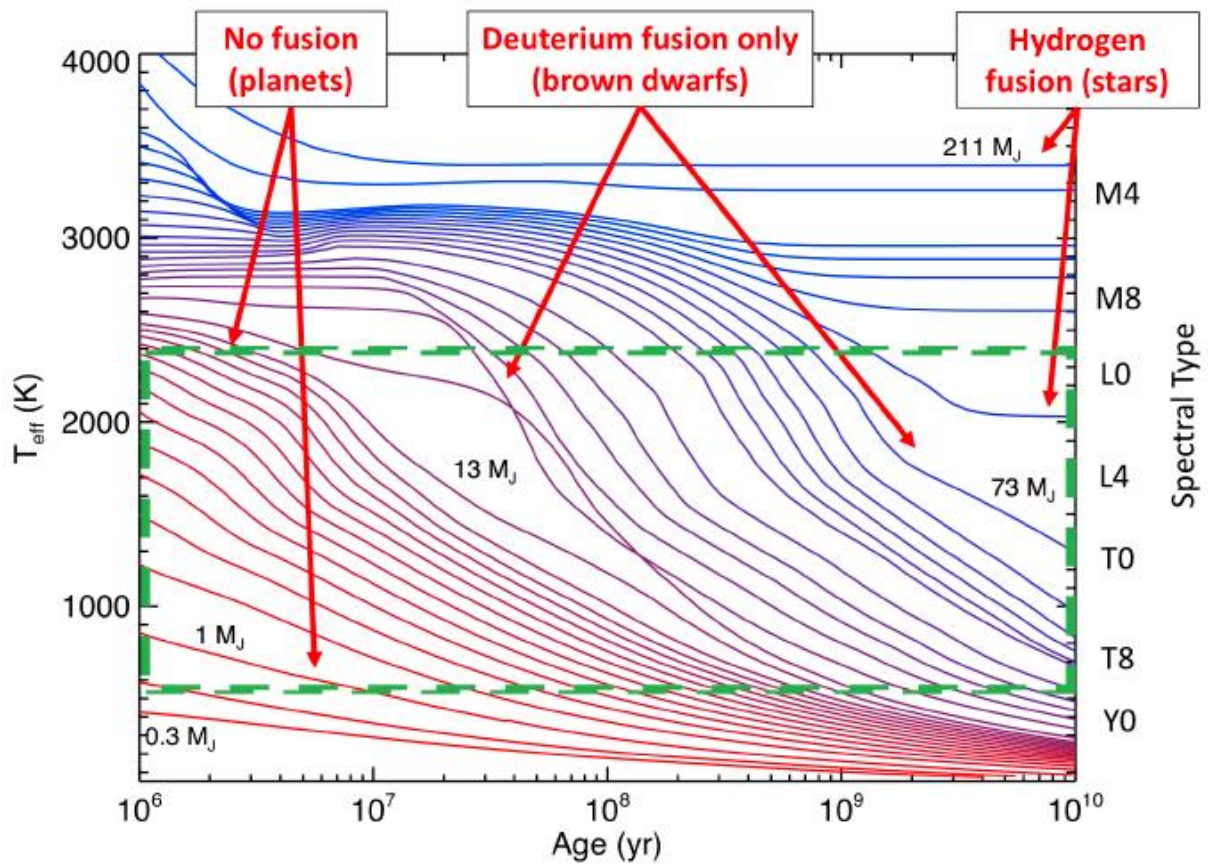
Hnědí trpaslíci jsou plně konvektivními objekty, s výjimkou vnější zářivé vrstvy.

Ve výše 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 absorpční čáry 670,8 nm ve spektrech těchto objektů. Lithium ve hvězdách nejpozději za sto milionů roků vyhoří, neboť se slučuje s jádrem vodíku při teplotách vyšších než $2,5 \cdot 10^6$ K podle reakce ${}^7_3Li + {}^1_1H \rightarrow 2 {}^4_2He$.

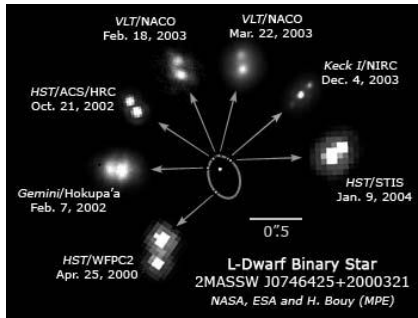
Pokud nalezneme ve spektru hvězdy spektrální čáry lithia a je-li její stáří větší než sto milionů roků, jde s velkou pravděpodobností o hnědého trpaslíka.

Závislost efektivní povrchová teplota – stáří pro hvězdy, hnědé trpaslíky a planety.



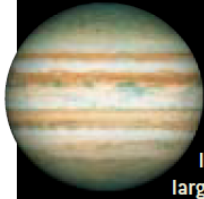
Rozlišujeme hnědé trpaslíky

M trpaslíci, L trpaslíci, T trpaslíci, Y trpaslíci.



Úloha 8.5 Fyzická dvojhvězda 2MASSJ0746425+2000321, se skládá z červeného a hnědého trpaslíka. Z pozorování byla zjištěna oběžná doba $T = 10$ roků, úhlová velikost velké poloosy $a'' = 0,20''$ a roční paralaxa $\pi'' = 0,08''$. Určete součet hmotností obou složek!

Řešení: Lineární velikost velké poloosy je $a = a''/\pi'' = 2,5$ AU, součet hmotností je roven $a^3/T^2 = M_1 + M_2$, tedy $a^3/T^2 = 0,16 M_\odot$. Observačně zjištěné hodnoty hmotností jednotlivých složek jsou $M_1 = 0,085 M_\odot$ a $M_2 = 0,066 M_\odot$. První hvězda je červeným trpaslíkem z nejspodnější části hlavní posloupnosti zatímco druhá hvězdy je již hnědým trpaslíkem.



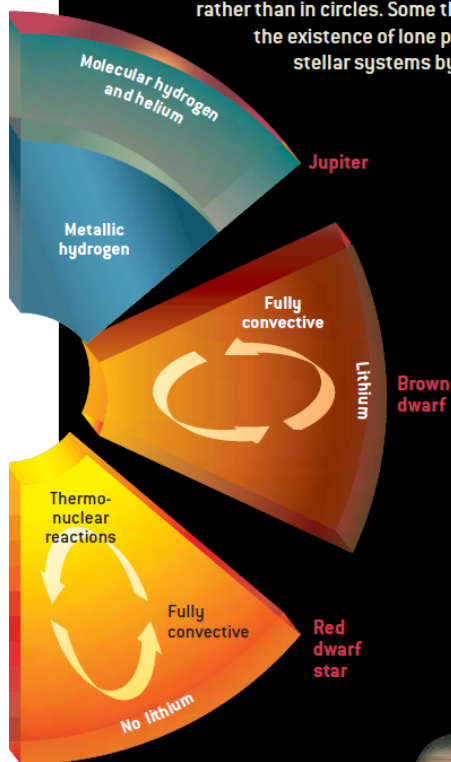
Planets versus Brown Dwarfs

Is there a fundamental difference between the largest planets and the smallest brown dwarfs? The classical view is that planets form in a different way than brown dwarfs or stars do. Gas-giant planets are thought to build up from planetesimals—small rocky or icy bodies—amid a disk of gas and dust surrounding a star. Within a few million years these solid cores attract huge envelopes of gas. This model is based on our own solar system and predicts that all planets should be found in circular orbits around stars and that gas-giant planets should travel in relatively distant orbits.

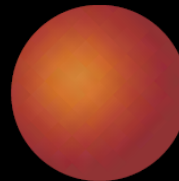
These expectations have been shattered by the discovery of the first extrasolar giant planets. Most of these bodies have been found in close orbits, and most travel in eccentric ovals rather than in circles. Some theorists have even predicted the existence of lone planets, thrown out of their stellar systems by orbital interactions with

sibling planets. This makes it very hard for observers to distinguish planets from brown dwarfs on the basis of how or where they formed or what their current location and motion is. We can find brown dwarfs by themselves or as orbital companions to stars or even other brown dwarfs. The same may be true for giant planets.

An alternative approach is gaining adherents: to distinguish between planets and brown dwarfs based on whether the object has ever managed to produce any nuclear fusion reactions. In this view, the dividing line is set at about 13 Jupiter-masses. Above that mass, deuterium fusion occurs in the object. The fact that brown dwarfs seem to be less common than planets—at least as companions to more massive stars—suggests that the two types of objects may form by different mechanisms. A mass-based distinction, however, is much easier to observe. —G.B.



CONTINUUM OF OBJECTS from planets to stars (*below*) shows that older brown dwarfs, such as Gliese 229B, are fairly similar to gas-giant planets in size and surface temperature. Younger brown dwarfs, such as Teide 1, more closely resemble low-mass stars, such as Gliese 229A. Brown dwarfs and low-mass stars are fully convective, meaning that they mix their contents (*left*). Thermonuclear reactions in the stars' cores destroy all their lithium, so its presence is a sign that the object may be a brown dwarf.



Name	Jupiter	Gliese 229B	Teide 1	Gliese 229A	Sun
Type of object	Gas-giant planet	Brown dwarf	Brown dwarf	Red dwarf star	Yellow dwarf star
Mass (Jupiter-masses)	1	30–40	55	300	1,000
Radius (kilometers)	71,500	65,000	150,000	250,000	696,000
Temperature (kelvins)	100	1,000	2,600	3,400	5,800
Age (years)	4.5 billion	2–4 billion	120 million	2–4 billion	4.5 billion
Hydrogen fusion	No	No	No	Yes	Yes
Deuterium fusion	No	Yes	Yes	Yes	Yes

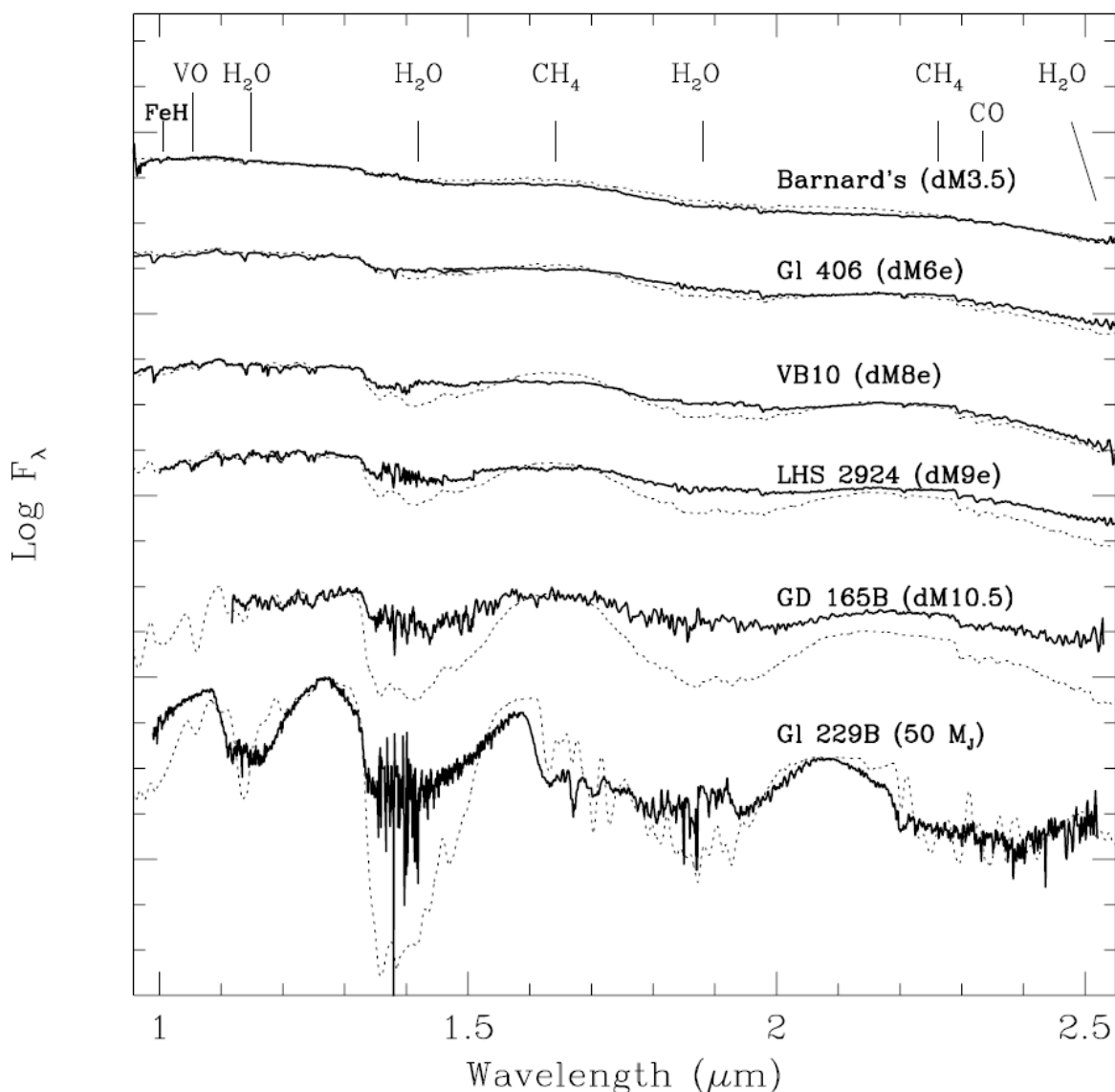


Figure 1 A near-infrared spectral sequence of M dwarfs to brown dwarfs. The observed spectral distributions (*full lines*) were obtained at UKIRT for the M dwarfs by Jones et al (1994), and for the brown dwarf Gl229B by Geballe et al (1996). A comparison to OS models with, from top to bottom, $T_{\text{eff}} = 3400, 3000, 2700, 2600, 2000,$ and 1000 K (F Allard & PH Hauschildt, in preparation) (*dotted lines*) reveals a growing overestimation of water vapor band strengths with decreasing mass. The peculiar optical spectrum of GD 165B forces an arbitrary choice of the model parameters (here set to those of a star at the hydrogen-burning limit) for this object.

Objevy těchto objektů si vyžádaly, vedle již existující třídy **M**, zavedení tří nových spektrálních tříd **L**, **T** a **Y**, 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 postupně s klesající teplotou slábnou.

Chronologicky byla nejprve zavedena **spektrální třída L** pro hvězdy s povrchovou teplotou (2 200 – 1 400) K. Pro čárové spektrum je charakteristický silný absorpční pás **CrH**, **MgH**, **FeH** 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 $\approx 2\,000$ K. Například hnědý trpaslík GD 165B vyznačující se teplotou 1 900 K a zářivým výkonem $1,2 \cdot 10^{-4} L_S$ a hmotností $63 M_J$ již molekulární pásy TiO a VO nemá, proto byl zpočátku nazýván podivnou hvězdou. Je součástí dvojhvězdy DA4 + L4 ve vzdálenosti $r = 33,4$ pc.

Ještě chladnější jsou hvězdy se **spektrální třídou T**, jejichž efektivní povrchová teplota je $\approx (1\,400 - 800)$ K případně i méně. Ve spektru pozorujeme **CH₄**, **H₂O**. Příkladem T trpaslíků je prvně objevený hnědý trpaslík **Gl 229B** (Nakajima et al. 1995), s hmotností (0,025 – 0,065) M_S tedy $\approx 40 M_J$ a poloměrem (0,9 – 1,1) R_J , zářivým výkonem $6,4 \cdot 10^{-6} L_S$ a efektivní teplotou (950 – 1050) K, spektrum **T 6.5**. Obíhá kolem červeného trpaslíka **Gl 229A** spektrální třídy M1 Ve po dráze o poloměru 40 au s oběžnou dobou zhruba 200 roků.



Konkrétní výpočty dvojhvězdy hnědého trpaslíka ϵ Indi Ba - Bb vedly k získání fyzikálních parametrů: $T = 1\,270$ K, $\log \frac{L}{L_S} = -4.67$, tedy $2 \cdot 10^{-5} L_S$, $R = 0,097 R_S$, $M = (40 - 60) M_J$.

Poslední dosud **spektrální třídou** je **Y**, s teplotou ≈ 600 K, se spektrálními čarami **CH₄**, **NH₃**.

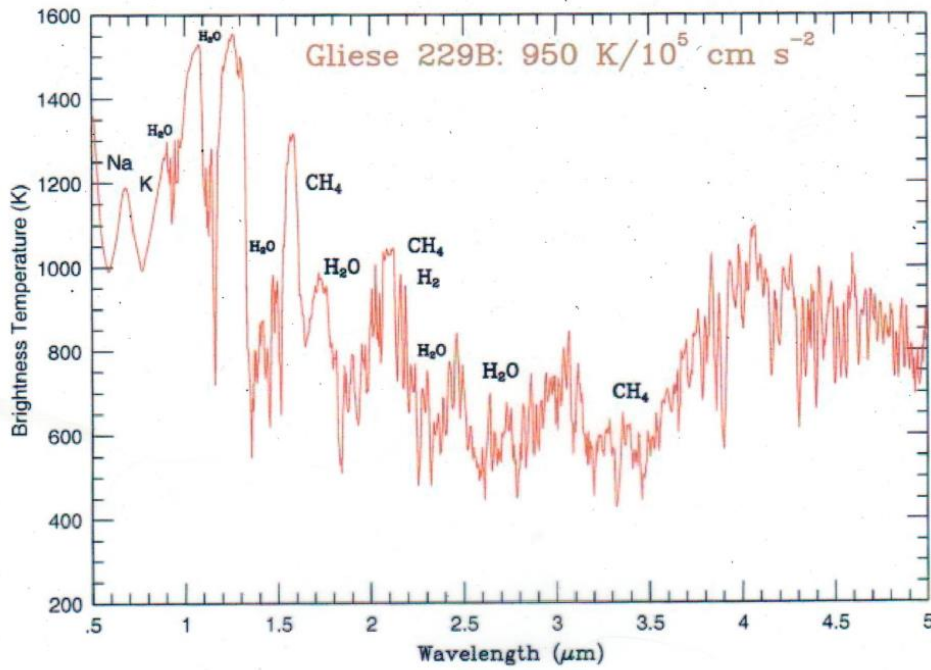


FIG. 28. The “brightness” temperature (in K) vs wavelength (in microns) from 0.5 to 5.0 μm for a representative model of Gliese 229B’s spectrum. This is the temperature in the atmosphere at which the zenith optical depth at the given wavelength is 2/3. Shown are the wavelength positions of various important molecular and atomic absorption features. Such a plot crudely indicates the depth to which one is probing when looking in a particular wavelength bin. Note the many H_2O and CH_4 absorption bands and the Na and K resonance features in the optical [Color].

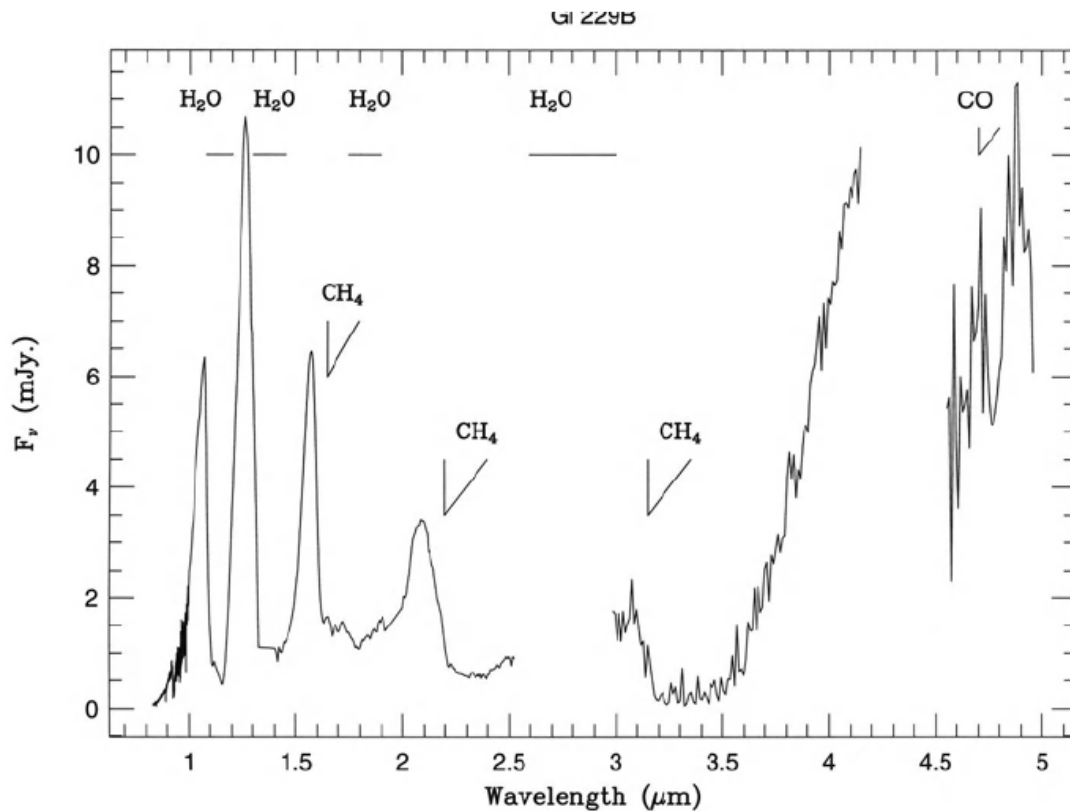


Figure 9.6. The spectral energy distribution of Gl 229B from 0.8 to 5 μm . The terrestrial atmosphere is opaque due to H_2O absorption between 2.52 and 3 μm , and 4.15 and 4.5 μm . (Data from [O3], courtesy of B. Oppenheimer.)

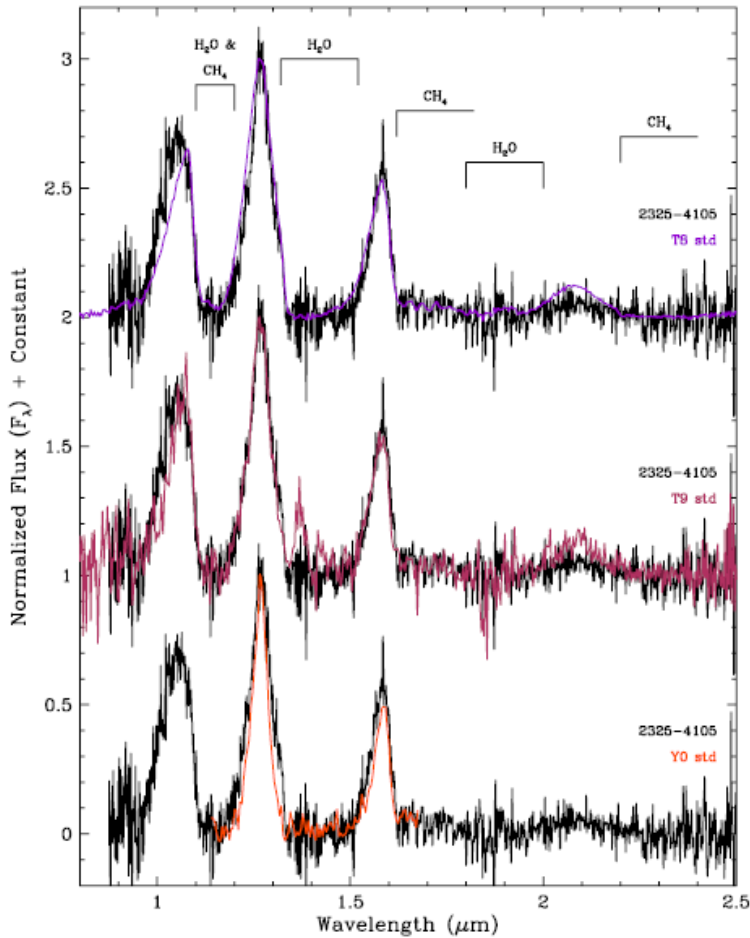
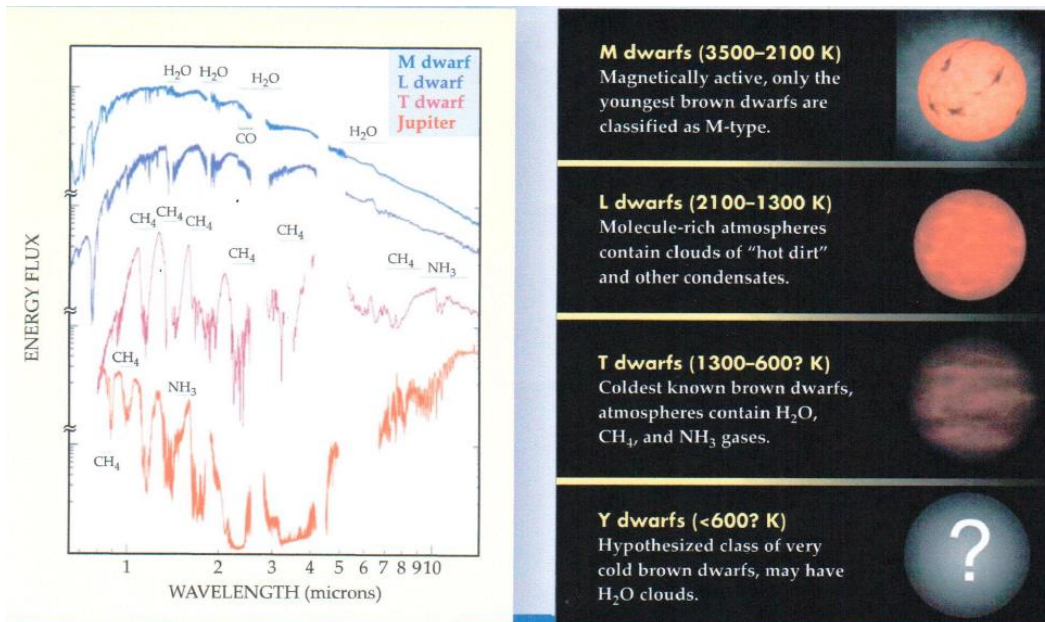


Figure 44. Near-infrared spectrum of WISE 2325–4105 (black) compared to the T8 (dark violet), T9 (maroon), and Y0 (orange red) spectral standards from Burgasser et al. (2006b) and Cushing et al. (2011). Spectra have been normalized to one at 1.28 μm and integral offsets have been added to the y-axis values to separate the spectra vertically except where overplotting was intended. Prominent spectral features are marked.

Ukázka spekter T6 \rightarrow Y0, s čarami H₂O a CH₄.



Nejnižší teplotu mají hnědí trpaslíci **spektrální třídy Y** $T_{\text{ef}} < 800 \text{ K}$. Představitelem je hnědý trpaslík WISE 1541-2250 spektrální třídy **Y0**. Ve spektrech objektů se nachází čáry NH_3 , H_2O , rozložení energie ve střední infračervené oblasti,

WISE 0359-5401, r. 6,9 pc, **Y0**

WISE 0350-5658, r. 5,4 pc, **Y1**

WISE 1828+2650, r. 14 pc, $T_{\text{ef}} \approx (250 - 400) \text{ K}$, **> Y0**

Přehled spektrálních tříd:

Rozlišujeme hnědé trpaslíky

M trpaslíci $3\,800 > T_{\text{ef}} > 2\,200 \text{ K}$

L trpaslíci $2\,200 > T_{\text{ef}} > 1\,400 \text{ K}$

T trpaslíci $1\,400 > T_{\text{ef}} > 800 \text{ K}$

Y trpaslíci $T_{\text{ef}} < 800 \text{ K}$.



Spectral classification from O to T is a proxy for temperature

Subgroup numbers (M0, M1, ..M9) indicate hotter (0) to colder(9)

M9 dwarfs - the coolest stars

M/L transition $T_{\text{eff}} \sim 2500 \text{ K}$

**TiO, VO disappear
condensates**

L0 dwarfs - hottest brown dwarfs

L9 dwarfs - coolest L dwarfs

L/T transition $T_{\text{eff}} \sim 1300 - 1500 \text{ K}$

methane appears

**T0 dwarfs - brown dwarfs showing methane, CH_4 ,
absorption in K & H band**

T8 dwarfs - coolest brown dwarfs currently known, $T_{\text{eff}} \sim 700\text{K}$

Y dwarfs - without H_2O absorption, $T_{\text{eff}} < \sim 450 \text{ K}$ - not yet found

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 CH₄** je příliš chladná, aby mohla být hvězdou hlavní posloupnosti.

4.2. Spektra a atmosféry hnědých trpaslíků

Spektra hnědých trpaslíků

Podrobnější klasifikace spekter **M trpaslíků** je následující. Optická spektra 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 trpaslících je detekovatelná absorpční čára **Li** 670,8 nm. V blízké infračervené oblasti spektra jsou výrazné čáry **H₂O**, **CO** (2,3 μm) **FeH** (1,2 μm).

Příkladem je hnědý trpaslík **Teide 1, M 8**, $T_{\text{ef}} \approx 2\,600\text{ K}$, $r = 120\text{ pc}$, 57 M_{J} , $0,9\text{ R}_{\text{J}}$.

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 **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.

Vhodným indikátorem teploty jsou čáry **TiO**, stávají se intenzivnější s poklesem teploty. Následující obrázky demonstrují **změny TiO, CaH se změnami log g, M/H. S klesající metalicitou se čáry CaH stávají intenzivnějšími zatímco TiO slabšími. CaH je částečně citlivé ke gravitaci, zejména u chladnějších modelů trpaslíků.**

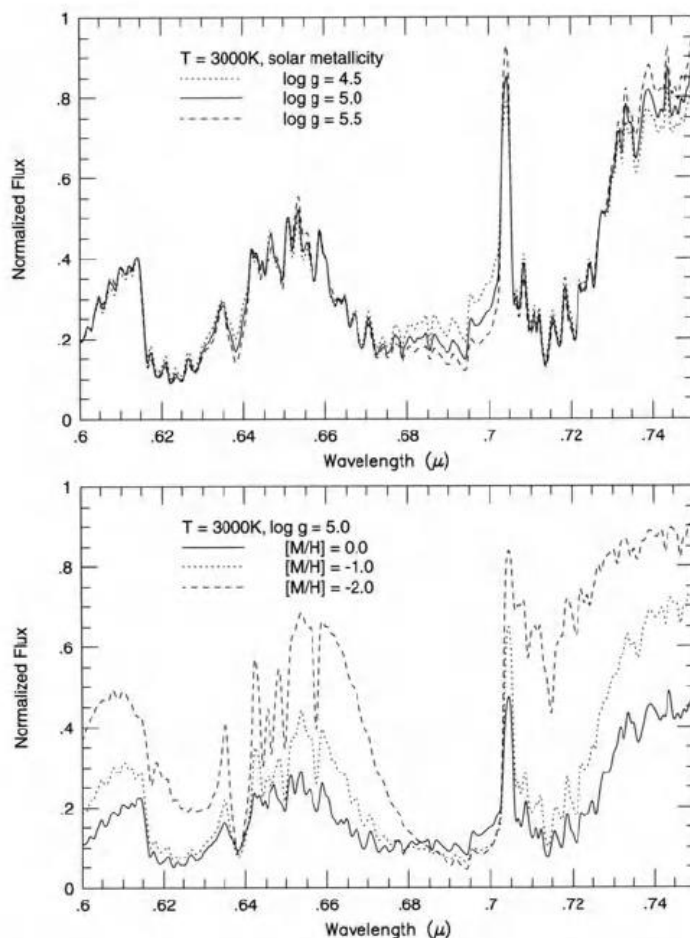


Figure 4.14. Higher-resolution spectra from the NextGen models of Figure 4.9, showing the detailed changes in the optical (red) CaH and TiO bands with varying gravity and metallicity. CaH becomes stronger with higher gravity, while TiO remains about the same strength. Alternatively, with lower metallicity CaH appears stronger, while TiO becomes weaker. The continuum is also noticeably bluer in the lower-metallicity models. (Model spectra courtesy of P. Hauschildt.)

U spekter **hnědý trpaslíků T** 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 .

Spektra Y trpaslíků se vyznačují čarami NH_3 a H_2O .

Atmosféry hnědých trpaslíků

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 i v nízkých optických hloubkách $\tau < 0,01$. Intenzita, mohutnost vodní absorpce závisí na detailech teplotní struktury a

interpretaci konvekce. Pro $T_{\text{ef}} < 3\,000\text{ K}$ 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 **H₂O**, **CO**, celkově asi $\approx 10^9$ čar.

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

U hvězd s nízkou hmotností chudých na kovy je tlak v atmosférách vyvoláván především absorpcí **H**, zatímco **H₂** je důležitá v infračervené oblasti, při vlnových délkách větších než $1\ \mu\text{m}$.

Také významným je van der Waalovo srážkové rozšíření atomárních čar, vytvářející tyto čáry mnohem silnějšími. Vzniká při dipólové interakci mezi ionizovaným atomem a atomem v základním stavu.

Při nízkých teplotách ($1\,500 - 1\,200$) K je **CO** vyčerpáno formováním methanu **CH₄**, což **charakterizuje přechod od L trpaslíků ke T trpaslíkům**.

Důležitou roli u **M**, **L** a **T** trpaslíků **hraje prach**. Složení prachových částic: Corundum **Al₂O₃**, Perovskite **CaTiO₃**, kondenzuje při $T < (2\,300 - 2\,000)$ K
Železo Fe, VO, kondenzuje při $T < (1\,900 - 1\,700)$ K
MgSiO₃, **MgSiO₄**.

Spektrum GL 229B + Titanu, CH₄.

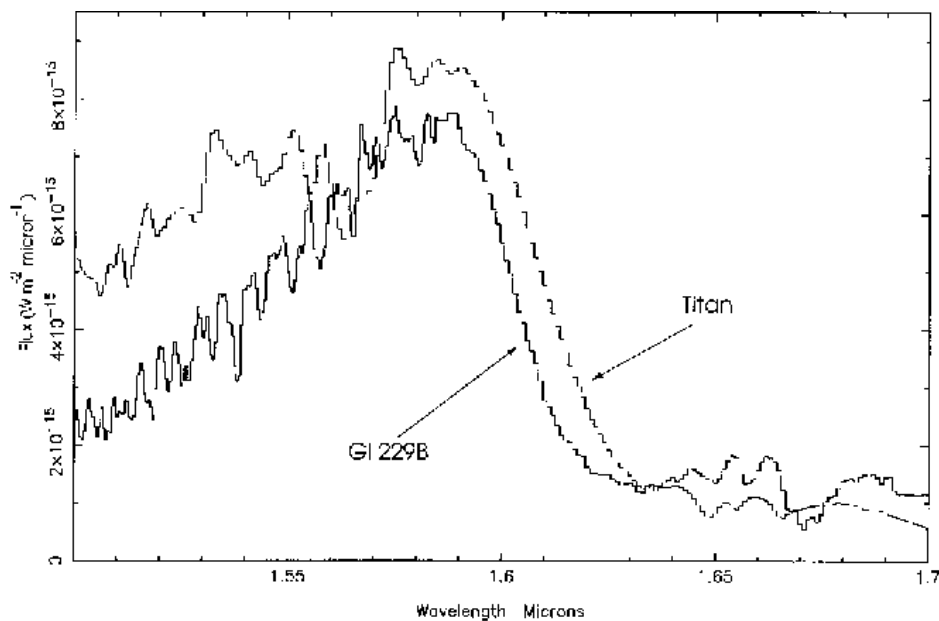


FIG. 3 — Spectra of GL 229B (heavy line) and Titan (scaled by a factor of

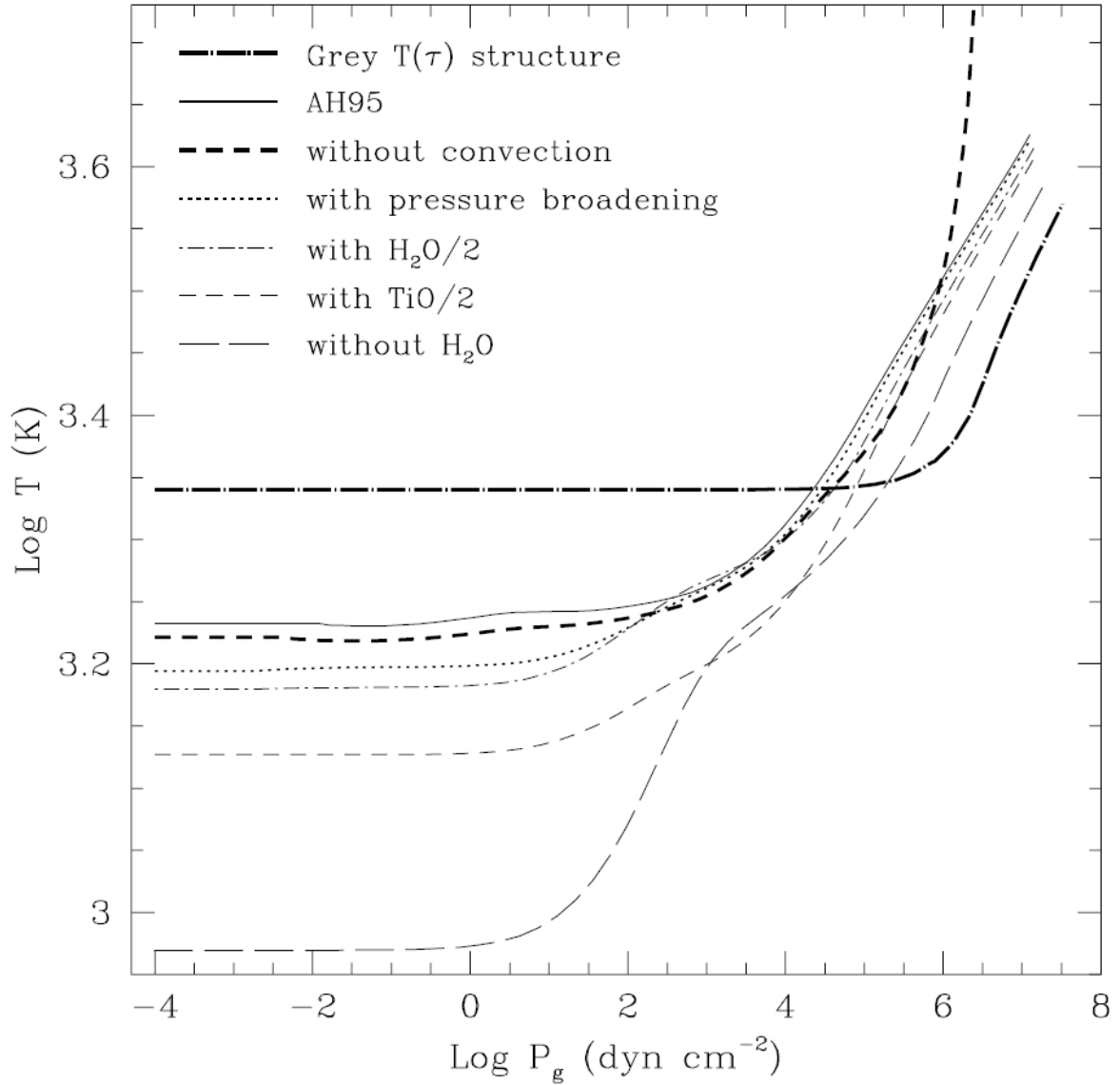


Figure 2 The influence of the molecular and atomic opacities and convection upon the atmospheric structure of a typical model atmosphere; here the $T_{\text{eff}} = 2800$ K, $\log g = 5.0$, and solar metallicity model of Allard & Hauschildt (1995b). A corresponding gray structure without convection (*bold dot-dashed*) is also shown for comparison. While the complete neglect of H_2O opacities causes a dramatic cooling (by CO) of the atmosphere (*long-dashed curve*), uncertainties by a factor of two in the H_2O opacity cross sections cause only negligible changes in the atmospheric structure (*thin dot-dashed* relative to *dotted curve*). A similar drop in the opacity cross section of TiO, however (*thin short-dashed* relative to *dotted curve*), causes a much more significant cooling of the atmosphere.

4.3. Vývoj charakteristik hnědých trpaslíků

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

Centrální teplota objektu závisí na hmotnosti, existují čtyři režimy

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

Základní hvězdnou charakteristikou i u hnědých trpaslíků je hmotnost, která je však obtížně určovatelná, s výjimkou dvojhvězd. Spektrální vlastnosti hnědých trpaslíků, jejich zářivých výkonů jako funkce hmotnosti a stáří lze předpověditelně propočítat.

Stavba hnědých trpaslíků: metalický vodík, helium, elektronová degenerace. Platí rovnice

$$\frac{dP}{dr} = -G \rho \frac{M}{r^2}, \quad \frac{dM}{dr} = 4 \pi r^2 \rho.$$
 Při nerelativistické degeneraci uvažujeme

polytropickou závislost $P = K \rho^{\gamma}$, $\gamma = 1 + \frac{1}{n}$, $n = 1,5$, $\gamma = \frac{5}{3}$. V případě

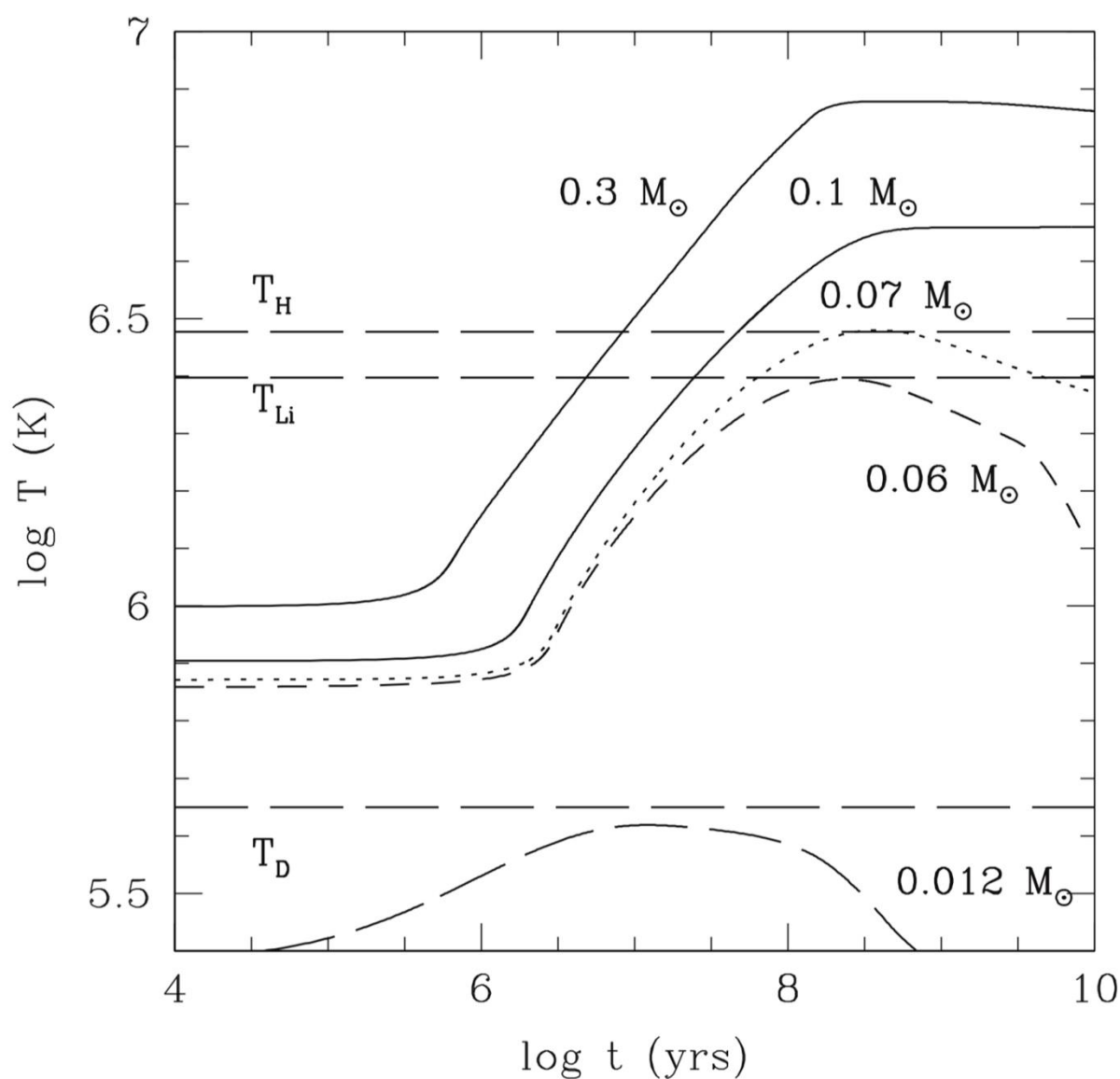
relativistické degenerace $n = 1$. Vnitřní stavba hnědých trpaslíků je jednoduchá, jsou plně konvektivní. Pouze u nejchladnějších trpaslíků nedosahuje konvekce až k povrchu. Na povrchu se nachází tenká fotosférická vrstva.

Zobrazen vývoj centrální teploty pro tři různé hmotnosti, zachyceny **teploty hoření T_{H}** pro vodík, **T_{Li}** pro lithium, **T_{D}** pro deutérium. Je proveden výpočet nezbytné minimální hmotnosti pro hoření vodíku u hvězd.

Disku Galaxie: $Y = 0,27$, $Z = 0,02 \rightarrow 0,072 M_{\text{S}}$

Halo Galaxie: $Y = 0,25$, $Z = 0,02 \rightarrow 0,083 M_{\text{S}}$

Při $Z = 0 \rightarrow 0,09 M_{\text{S}}$.



Vývoj hnědých trpaslíků můžeme sledovat prostřednictvím viriálové věty,

$\langle E_k \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_p \rangle$, předpokládáme pomalé smršťování, časově $< \tau_{KH}$, změna ΔR záporná.

Platí $E_p = -k \frac{GM^2}{R} \rightarrow \Delta E_p = k \frac{GM^2}{R^2} \Delta R$. Při konstantní hmotnosti $\Delta E_p \approx -\frac{\Delta R}{R^2} > 0$.

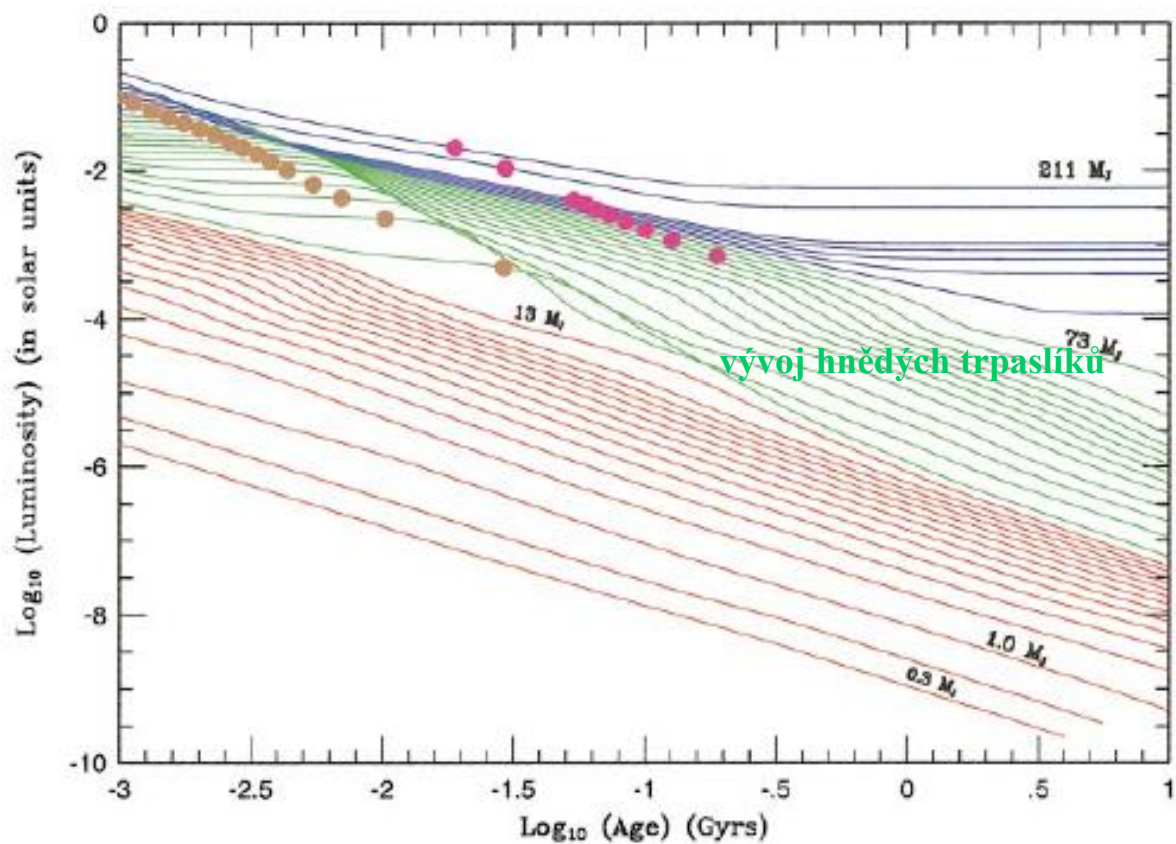
Hvězdy se smršťují a zahřívají.

Změna zářivého výkonu s časem, teoretické výpočty

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

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

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



Změna teplot s časem

1) Nejvyšší vrcholová hodnota centrální teploty je závislá na hmotnosti

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

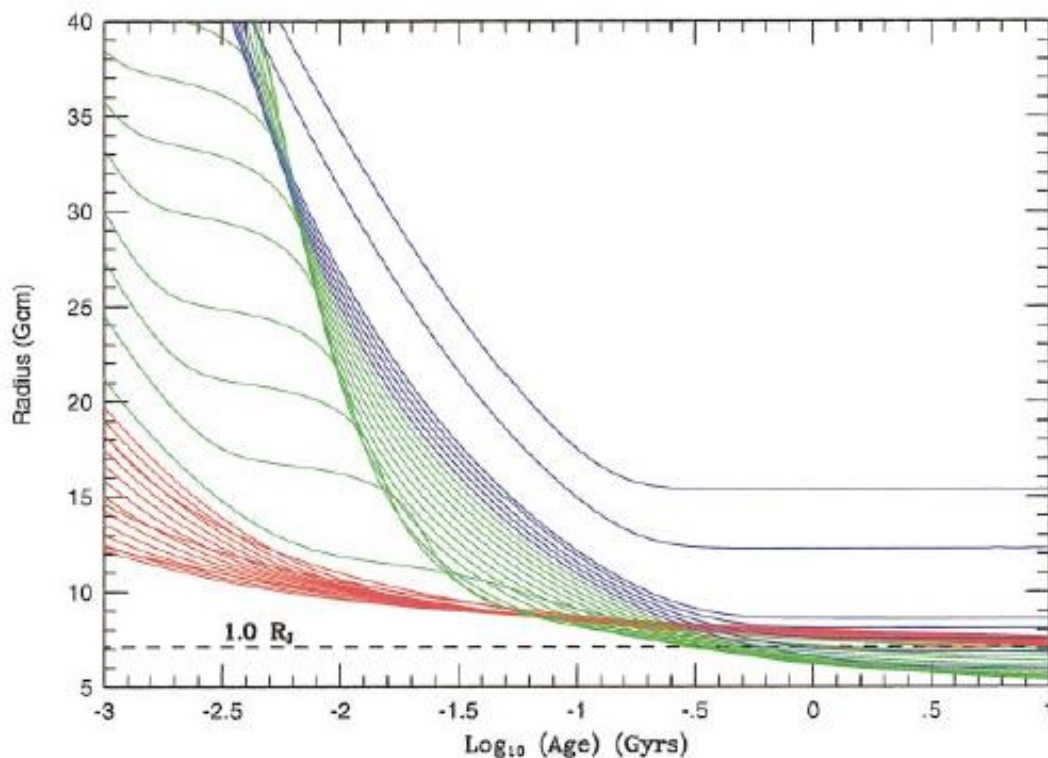
2) Změna efektivní povrchové teploty $T_{ef} \approx 1550K \left(\frac{10^9}{t}\right)^{0,32} \left(\frac{M}{0,05}\right)^{0,83} \left(\frac{K_R}{10^{-2}}\right)^{0,088}$

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

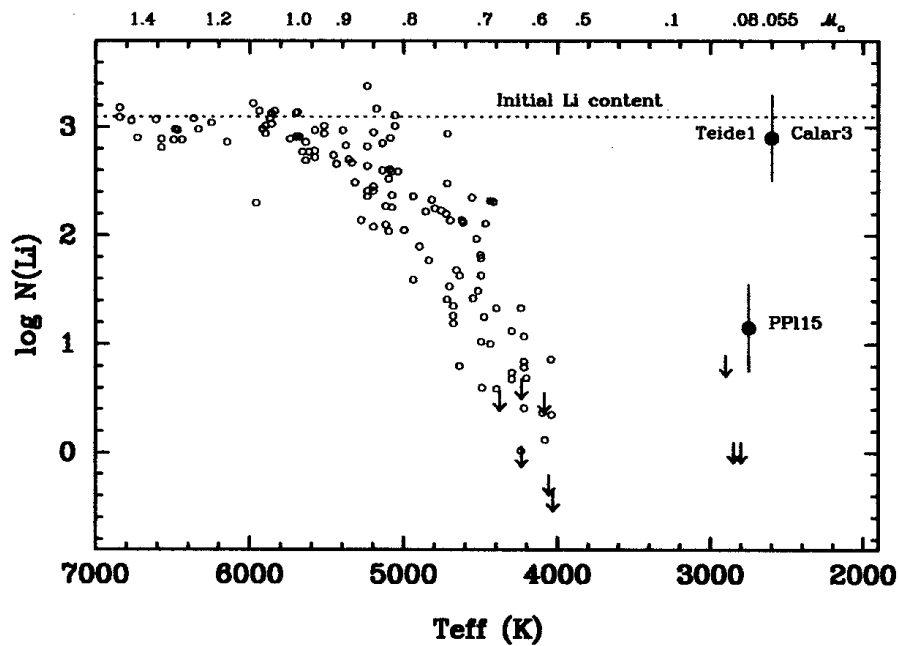
Poloměr hvězdy může aproximován rovnicí $R \approx 6,7 \cdot 10^4 km \left(\frac{10^5}{g}\right)^{0,18} \left(\frac{T_{ef}}{1000K}\right)^{0,11}$. Závisí

slabě na hmotnosti $R \sim M^{-\frac{1}{8}}$. Příkladně hnědý trpaslík (**zelená barva**) 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.



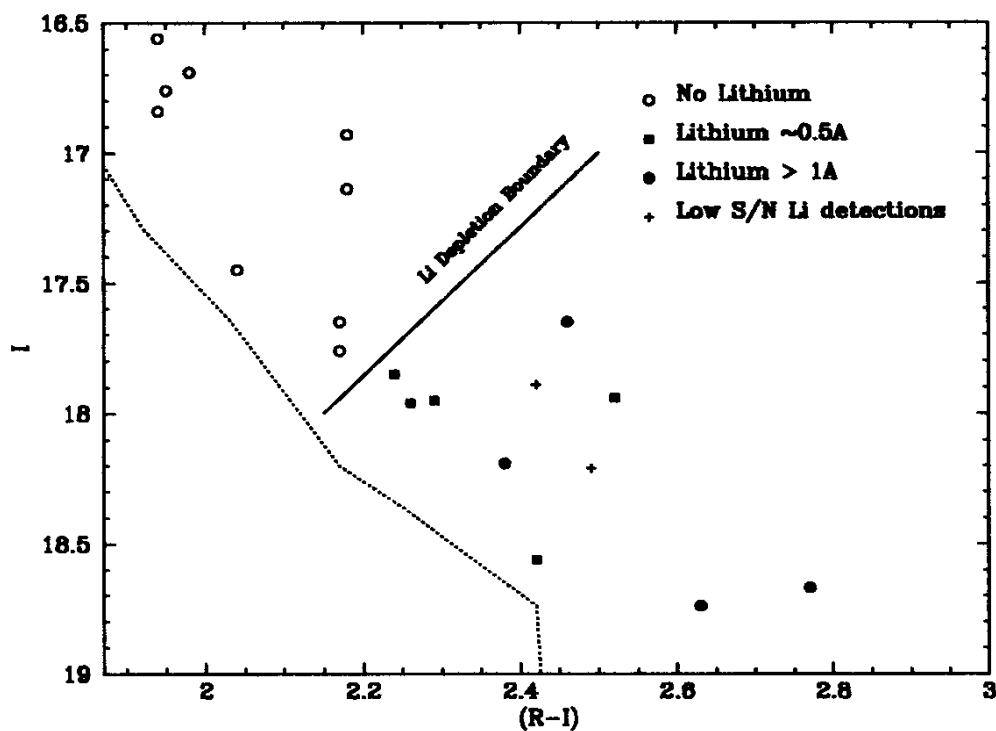
Následující obrázek zachycuje obsah lithia jako funkci T_{ef} pro hvězdy v **Plejádách**. Hvězdy spektrálních tříd G a K (6 000 - 5 000 K) mají obsah odpovídající kosmickému, u spektrální třídy M obsah klesá. Pod 3 000 K, u mladých hnědých trpaslíků, jako jsou PPL 15, Teide 1 a Calar 3, byl zjištěn obsah lithia zachycený v grafu. Tedy G a K trpaslíci obsahují

lithium, M trpaslíci nižších hmotností 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, 110 milionů roků. 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 hmotnosti a hnědí trpaslíci s „dostupnými“ spektry, s detekovanou čarou Li 670,8 nm při ekvivalentní šířce větší než 0,05 nm.



Hvězdy s menší hmotností jsou plně konvektivní, veškerá látka hvězdy projde jádrem, 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 absorpční spektrální čáry Li 670,8 nm ukazuje, že hmotnost hvězdy je menší než $0,06 M_{\odot}$. Vpravo od černé čáry je Li již vyhořelé.

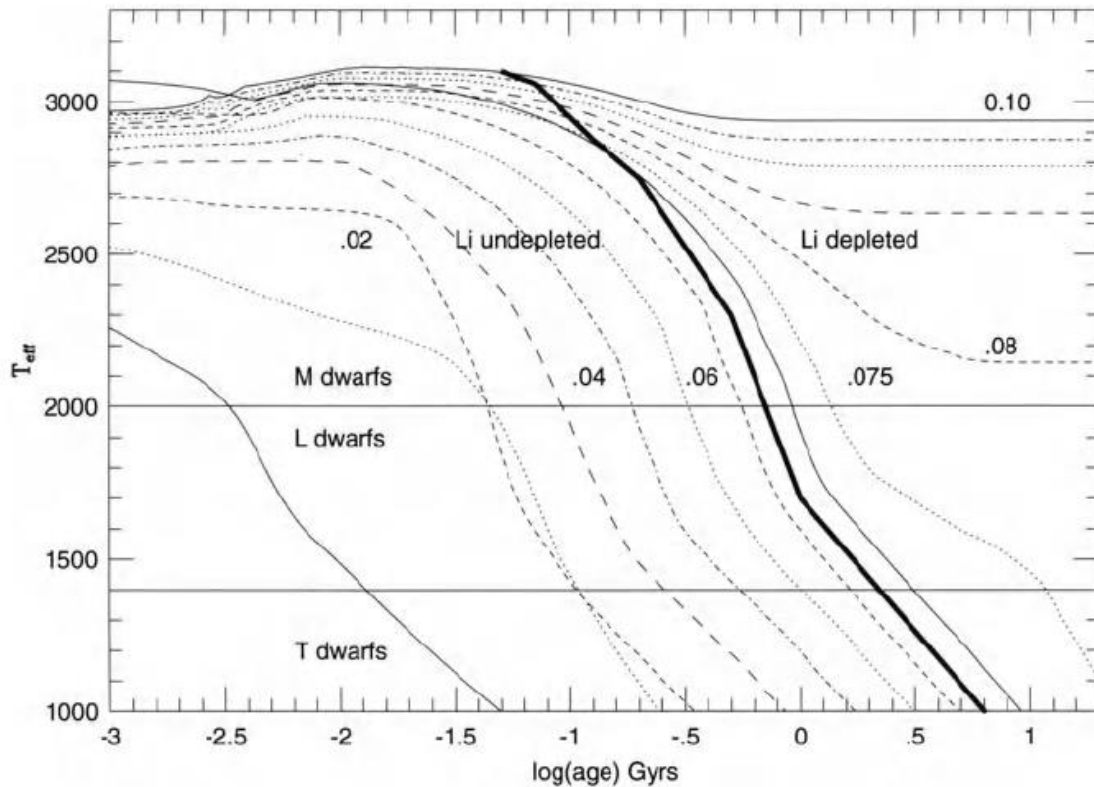


Figure 9.1. The lithium depletion line superimposed on evolutionary tracks for low-mass stars and brown dwarfs (labelled by mass in M_{\odot}) predicted using the Tucson models [B10]. Models to the right of the solid line have depleted lithium by over 90%. Brown dwarfs with masses below $\sim 0.065 M_{\odot}$ are predicted to retain lithium at the primordial abundance throughout their lifetime.

Prvotní lithium [Li]...3,1 ,[H]...12. Na $5 \cdot 10^8$ atomů vodíku připadá 1 atom lithia.

Modely atmosfér hnědých trpaslíků

Hlavními prvky u hnědých trpaslíků s obsahem kovů totožným se Sluncem jsou **vodík, helium, kyslík, uhlík a dusík**. Silné absorpční pásy a prach jsou podstatné pro tvar pozorovaného spektrálního rozdělení energie u hnědých trpaslíků. Popíšeme složení atmosfér a rozdělení teoretických modelů atmosfér, s uvedením zastoupení a vlivu atomů a molekul.

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. Molekula CO je dominantní u M trpaslíků, CH_4 v T trpaslicích a velkých planetách. Přejchod 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).

Dusík je dominantní formou výskytu v atmosférách hnědých trpaslíků, zastoupen v NH_3 při nízkých teplotách a N_2 při vyšších teplotách. Přejchod 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 .

Prachové modely uvažují přítomnost prach v atmosférách. Tyto modely reprodukují červenou až infračervenou část spektra L trpaslíků, fotony jsou absorbovány částicemi prachu a převyzařovány v dlouhovlnné oblasti spektra.

Kondensační modely se zabývají atmosférou, ve které se prach ukládá v nižších vrstvách. Tyto modely reprodukují modrou, červenou až infračervenou část spektra T trpaslíků. Prach je lokalizován v opticky tlusté oblasti a fotony nejsou převyzařovány.

Oba 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.

Planety kolem hnědých trpaslíků...

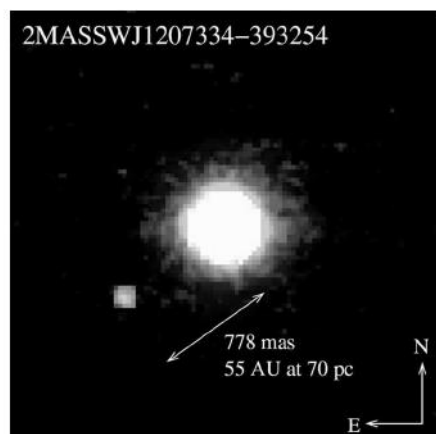


FIGURE 7 The first image obtained of an extrasolar planet. The planet is orbiting the brown dwarf 2MASSWJ1207334–393254. (Image courtesy of the European Southern Observatory.)

Družice TESS – Transiting Exoplanet Survey Satellite

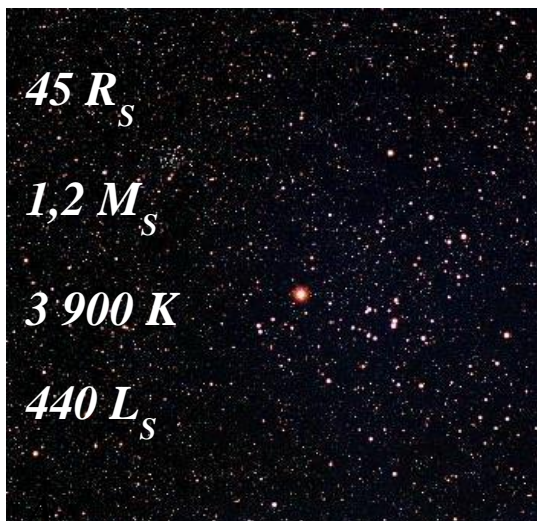
5 hnědých trpaslíků TOI 148, 587, 681, 745, 1213 v blízkosti maximální limitní hmotnosti vodíkového hoření $\cong (80 - 100) M_J$.

5. Červení obři

Tabulka nejznámějších červených obrů.

Hvězda	vizuální h.vel. [mag]	spektrální třída	vzdálenost [pc]
Schedar	2,24	K0 III	70
Aldebaran	0,87	K5 III	20
Pollux	1,16	K0 III	10
Kochab	2,07	K4 III var	39
Mirach	2,07	M0 III var	61
Menkar	2,54	M2 III	67
Capella	0,08	M1 III	13
Arktur	- 0,05	K 1,5 III	11 referenční hvězda

25 R_S , 1,1 M_S , 4 290 K, 170 L_S



Aldebaran

5.1. Proč se hvězdy stávají červenými obry

Na základě výpočtů Bodenheimera 1992 bylo stanoveno, že vývoj nejčastějšího případu červeného obra s hmotností do 2,5 M_S 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 opacity, která je rostoucí funkcí teploty.

Změna charakteru vývoje hvězd nastává u modelů pro hmotnostní rozsah (0,16 – 0,20) M_S . Po dosažení degenerace v jádru 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 jádru.

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.

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 n je efektivní index polytropy charakterizující fyzikální stavbu hvězdy, podle Schwarzschilda 1958. Při hrubém zjednodušení uvažujme, že index n je blízký konstantě v čase pro danou hvězdu, viz Renzini et al. 1992, A je univerzální plynová konstanta. 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.

Opacitu (neprůzračnost) vyjádříme z Kramersova zákona $\kappa = konst.\rho^\alpha T^\omega$ a $\rho \approx R^{-\gamma}$, kde $\gamma = 3$ pro hvězdu s homogenním rozložením hustoty, u reálných hvězd je hustota koncentrována ke středu, tedy $\gamma < 3$. Tedy opacita je zachycena jako rostoucí funkce teploty T , což platí v rozsahu námi zvažovaných fyzikálních podmínek. 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 $\frac{\Delta L}{L} = 4 \frac{\Delta T}{T} + 2 \frac{\Delta R}{R}$. Řešením dvou rovnic pro dvě neznámé získáme dvě rovnice

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\alpha}{\omega + 5} \frac{\Delta L}{L} \quad \text{a} \quad \frac{\Delta R}{R} = \frac{\omega + 1}{\gamma(\omega + 5)} \frac{\Delta L}{L}.$$

Tyto vztahy naznačují, že zářivý výkon narůstá, jestliže povrchová teplota a poloměr se zvětšují, fotosférická hustota poklesává. Která charakteristika při přechodu k červeným obrům, zvětšování $\frac{\Delta L}{L}$ se mění? Hvězda může měnit

poloměr nebo teplotu nebo obě veličiny. Je-li hvězdná fotosféra v blízkosti opacitní limity, kdy je opacita rostoucí funkcí teploty, potom $\omega \rightarrow \infty$. **V limitě platí, že při $\frac{\Delta T}{T} \rightarrow 0$ a**

$$\frac{\Delta R}{R} \rightarrow \gamma^{-1} \frac{\Delta L}{L}.$$

S nárůstem zářivého výkonu se zvětšuje poloměr, povrchová teplota však neroste. Tyto podmínky popisují výstup hvězdy vzhůru podél posloupnosti červených obrů.

Klíčová fáze vývoje červených obrů – změna stavební struktury

Předpokládejme, že kontrakce jádra hvězdy na konci hoření vodíku probíhá v časové škále kratší než Kelvinova-Helmholtzova časové škále $t_{KH} = \frac{GM^2}{RL}$ pro celou hvězdu, V případě časové škály menší než t_{KH} platí $\langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle = konst.$ a dále $2 \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle = 0$, zachovávají se $\langle E_k \rangle$ a $\langle E_p \rangle$ každá zvlášť, $|E_p| \cong konst.$, $M_j > M_{ob}$, $|E_p| \approx \frac{GM_j^2}{R_j} + \frac{GM_j M_{ob}}{R}$, rozdělení mezi jádrem a obálkou je trvalé, $\frac{dE_p}{dt} = -\frac{GM_j^2 dR_j}{R_j^2 dt} - \frac{GM_j M_{ob}}{R^2} \frac{dR}{dt} = 0$, obálka expanduje, jádro se smršťuje, platí $\frac{dR}{dR_j} = -\frac{M_j}{M_{ob}} \left(\frac{R}{R_j}\right)^2$. Jde o důsledek chemické nehomogenity různých oblastí hvězdy.

Úloha 10.2 Určete gravitační potenciální energii vnější konvektivní obálky červeného obra Arktura, u kterého je hmotnost jádra $M_j = 0,8 M_\odot$ a vnější obálky $M_{ob} = 0,3 M_\odot$, poloměr dosahuje $30 R_\odot$. Stanovte celkovou energii hvězdy.

Řešení: Gravitační potenciální energie je rovna $E_p = -GM_j M_{ob}/R = -3,0 \cdot 10^{39}$ J. Za předpokladu $\gamma = 5/3$ má viriálová věta tvar $2\langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle = 0$. Celková energie hvězdy – červeného obra je $\langle E_c \rangle = \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle = -1,5 \cdot 10^{39}$ J.

Úloha 10.3 Modelový červený obr má poloměr $20 R_\odot$. Kompaktní jádro o hmotnosti $M_j = 0,6 M_\odot$ je obklopeno rozsáhlou vnější konvektivní obálkou o hmotnosti $M_{ob} = 0,2 M_\odot$. Určete gravitační potenciální energii obálky! Aplikací viriálové věty, za předpokladu $\gamma = 5/3$ stanovte tepelnou energii E_k plynu. Za zjednodušujícího předpokladu, že obálka je složena z plně ionizovaného vodíku, určete velikost energie, která by se uvolnila při ochlazování a rekombinaci na neutrální vodík. Rekombinační energie je 13,6 eV.

Řešení: Gravitační potenciální energie je $E_p \cong -GM_j M_{ob}/R \cong -2,3 \cdot 10^{39}$ J. Při platnosti viriálové věty $\langle E_p \rangle + 2\langle E_k \rangle = 0$ obdržíme $E_k \cong 1,15 \cdot 10^{39}$ J. Celková rekombinační energie obálky je $E_{rek} = \frac{M_{ob}}{m_H} 2,18 \cdot 10^{-18} = 5,2 \cdot 10^{38}$ J.

5.2. Vývoj hvězd po odchodu z hlavní posloupnosti

Po odchodu z hlavní posloupnosti je vhodné provést **rozdělení hvězd podle hmotnosti**.

I. $M_{poč} < 0,075 M_S$

Jde o hnědé trpaslíky, u kterých v nitru neběží klasické termonukleární reakce, vyjma krátkého hoření deuteria na počátku. Spektrální typ M, L, T, Y. Končí jako vodíkové a heliové sféry, podporující degenerovaný elektronový plyn.

II. $0,075 M_S < M_{poč} < 0,4 M_S$

Hvězdy hlavní posloupnosti M trpaslíci. Přibližně 66% nově zformovaných hvězd spadá do tohoto intervalu.

III. $0,4 M_S < M_{poč} < 2,5 M_S$

Na hlavní posloupnosti jde o hvězdy M, K, G, F. U nich po odchodu z hlavní posloupnosti se rozvíjí degenerované heliové jádro, vývoj směřuje k relativně dlouhé etapě červeného obra. Později proběhne heliový záblesk. Asi 30% nově vzniklých hvězd spadá do tohoto intervalu hmotností.

IV. $2,5 M_S < M_{poč} < 8,0 M_S$

Jde o hvězdy A nebo B na hlavní posloupnosti. Pokračuje stabilní hoření vodíku v nedegenerovaném jádře, pozvolna také helia, bez heliového záblesku. Posléze co se přemístí na asymptotickou větev obrů, vznikne degenerované C/O jádro. Přibližně 3% nově vzniklých hvězd končí v tomto hmotnostním intervalu.

V. $8 M_S < M_{poč} < 10 M_S$

Tyto hvězdy na hlavní posloupnosti mají spektrální třídy B. Po ukončení vodíkového a heliového hoření začíná hoření uhlíku uhlíkovým zábleskem. Později formují kyslíko, neonově, magnesiové bílé trpaslíky. Zhruba 0,2% z počtu nově vzniklých hvězd končí takto.

VI. $10 M_S < M_{poč} < 15 M_S$

Na hlavní posloupnosti jde o hvězdy B nebo O. Probíhají v nich reakce hoření od vodíku do křemíku. Jejich železná jádra jsou příliš hmotné, aby podporovaly tlak degenerovaného elektronového plynu, končí jako neutronové hvězdy. Jde asi o 0,2 % nově formovaných hvězd spadajících do tohoto intervalu.

VII. $M_{poč} > 15 M_S$

Tyto hvězdy jsou spektrální třídy O na hlavní posloupnosti. Běží v nich široký rozsah reakcí od hoření vodíku po křemík. V poslední fázi vývoje jde o chaotický vývoj. Mohou skončit jako černé díry.

Přesné hodnoty hmotnosti závisí na počátečním chemickém složení.

Maximální možná hmotnost bílých trpaslíků je Chandrasekharova limita $M_{Ch} \approx 1,4 M_S$.

Maximální možná hmotnost neutronových hvězd je Tolmanova-Oppenheimerova-Volkoffova limita $M_{TOV} \approx 2,3 M_S$.

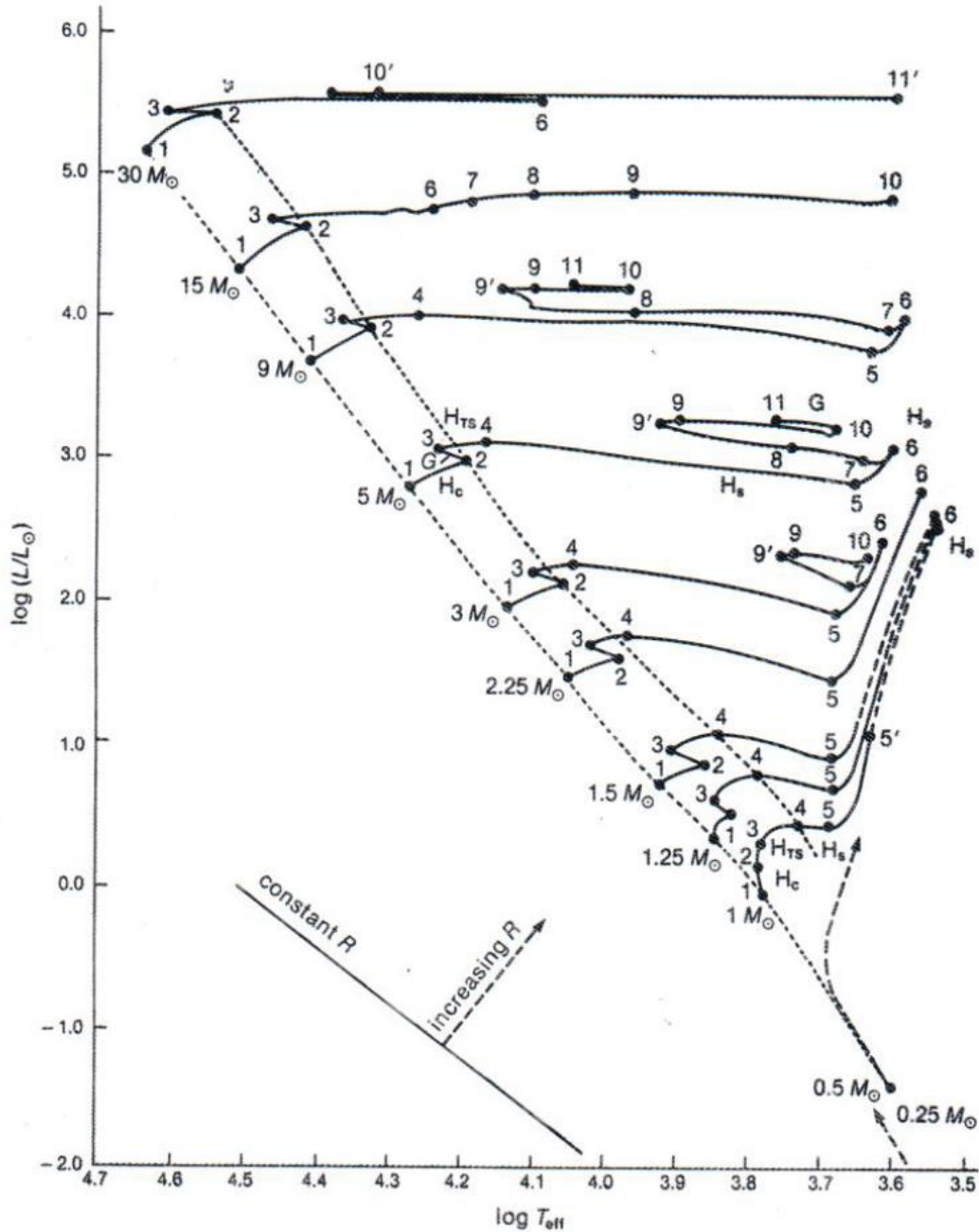
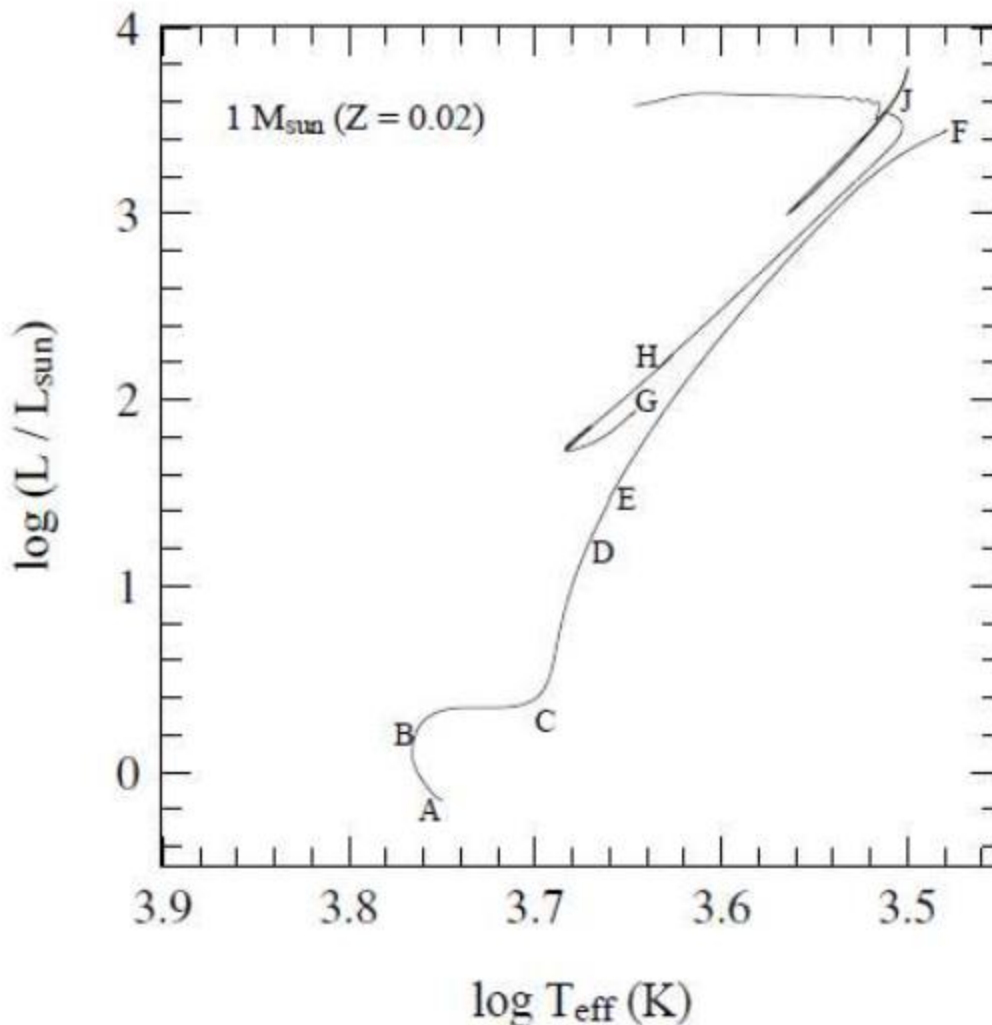


Figure 9.1. Evolutionary tracks for models of stars after the main sequence. Model mass is shown next to the initial point on zero age main sequence. Dotted lines indicate boundaries of the main sequence. Lines of constant radius and increasing radius as shown in lower left. Elapse times between points are shown in Table 9.1. The stages are labeled as: H_c , hydrogen core burning; H_{TS} , thick hydrogen shell burning; H_s , shell hydrogen burning; He , helium core burning; and G , gravitational energy release. The $15 M_\odot$ track does not reverse in the giant region, because the semiconvective region was treated as fully convective in this model.

Odchod hvězd z hlavní posloupnosti při 1 M_s podle Kippenhahna



A - B: Vývoj hvězdy na hlavní posloupnosti, probíhá hoření vodíku v jádře.

B: Vodík v jádře vyčerpán, začíná hoření v slupkovém vodíkovém zdroji. Platí poučka tzv. **zrcadlového efektu**, vnější vrstvy expandují, jádro se smršťuje, obraz hvězdy se přesouvá vpravo na H-R diagramu, hvězda se stává podobrem. Narůstá oblast ve hvězdě s konvekcí. Etapa trvá asi miliardu roků.

C: V tomto bodě zhruba $\frac{1}{2}$ hvězdy je již konvektivní, poloměr se zvětšil tak, že hvězda již dosahuje Hayashiho linie. Z hvězdy se stal **červený obr**, s **heliovým degenerovaným jádrem**.

C - D: Hoření vodíkové slupky přidává hmotu k degenerovanému jádru, které se smršťuje. Opět se uplatňuje zrcadlový efekt, tudíž obálka expanduje. Obraz hvězdy leží na Hayashiho linii, T_{ef} se téměř nemění. Výsledkem je expanze, nárůst zářivého výkonu hvězdy, obraz

stoupá vzhůru po větvi červených obrů. Jádru hvězdy se dále smršťuje, ve slupce se zvětšuje hustota, degenerované jádro je na svém vrcholu. Hoření slupkového zdroje se stává více efektivním. Hvězda na větvi červených obrů setrvává asi 0,5 miliardy roků. V blízkosti bodu **D** vnější vrstvy zasahují hluboko do hvězdy, $m = 0,25$. Produkty syntézy hoření vodíku z hlavní posloupnosti se mísí a jsou vynášeny k povrchu.

F – nestabilita hoření helia, **heliový záblesk** v tomto bodě, při hmotnosti jádra $\approx 0,45 M_{\odot}$

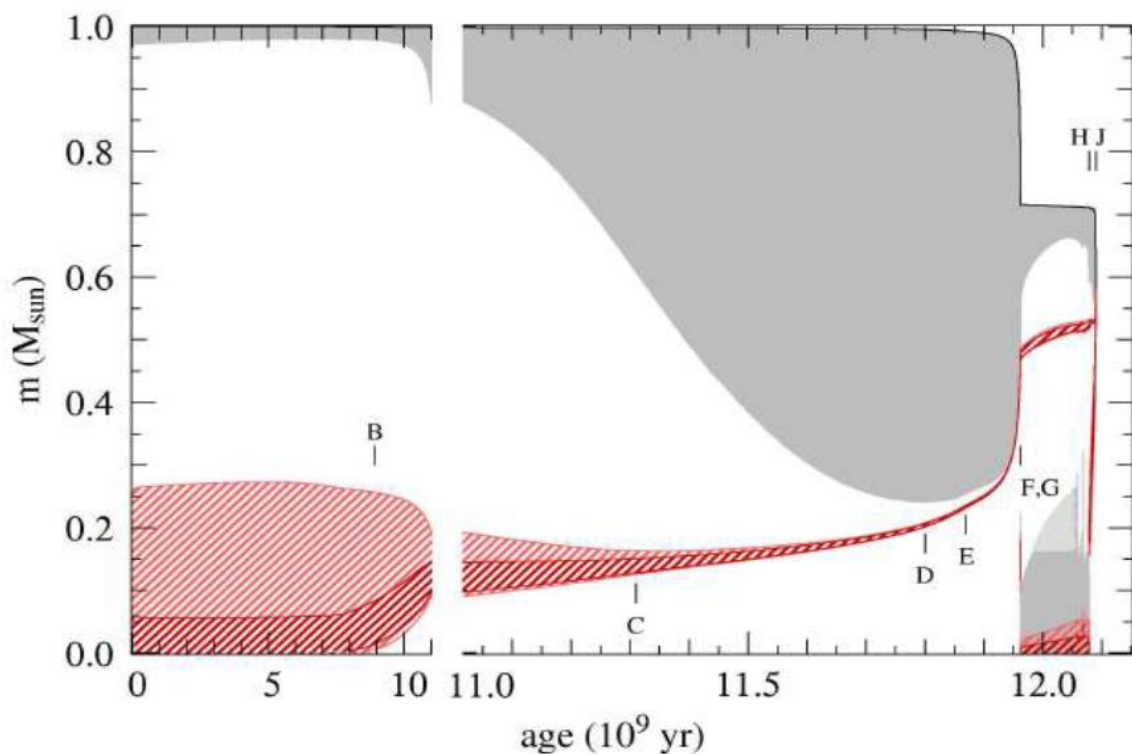
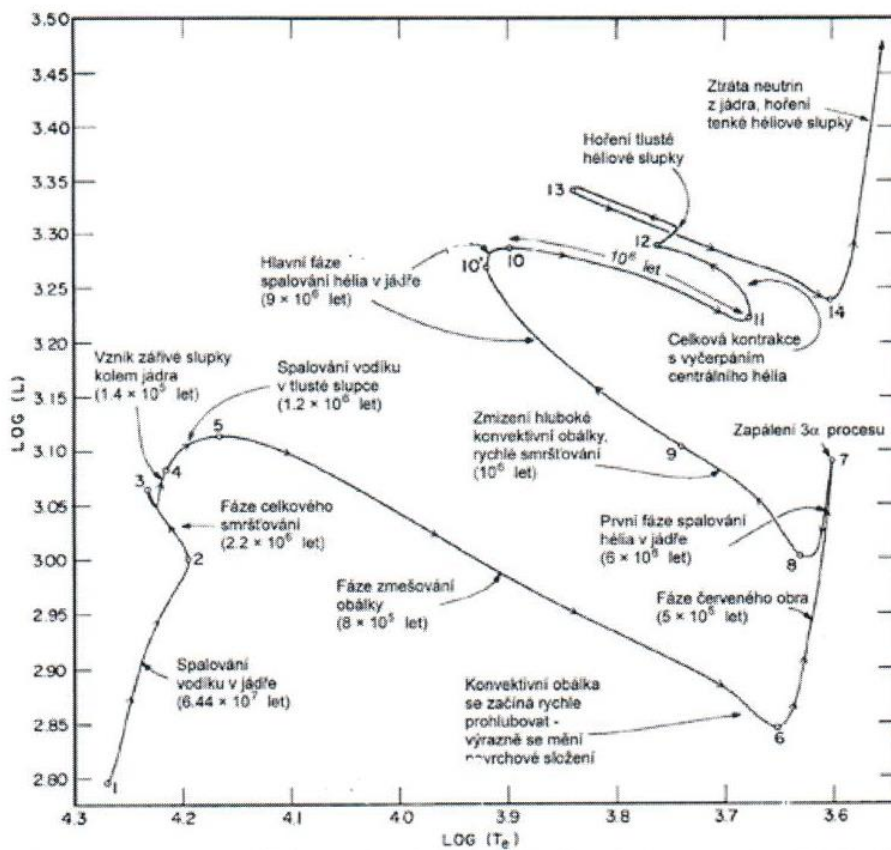
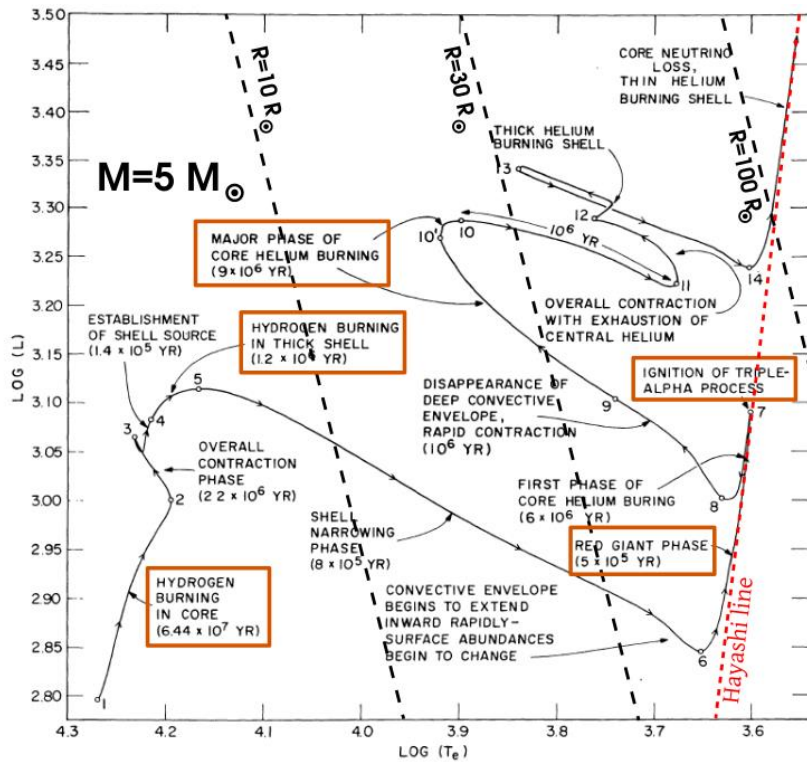


diagram hmotnost – stáří

Šrafované červené části zobrazují oblast hoření. **Tmavší červená oblast** zachycuje účinné hoření, zatímco **světlejší méně účinné**. Šedá oblast zobrazuje konvektivní část.

Odchod hvězd z hlavní posloupnosti při 5 M_{\odot} podle Ibena



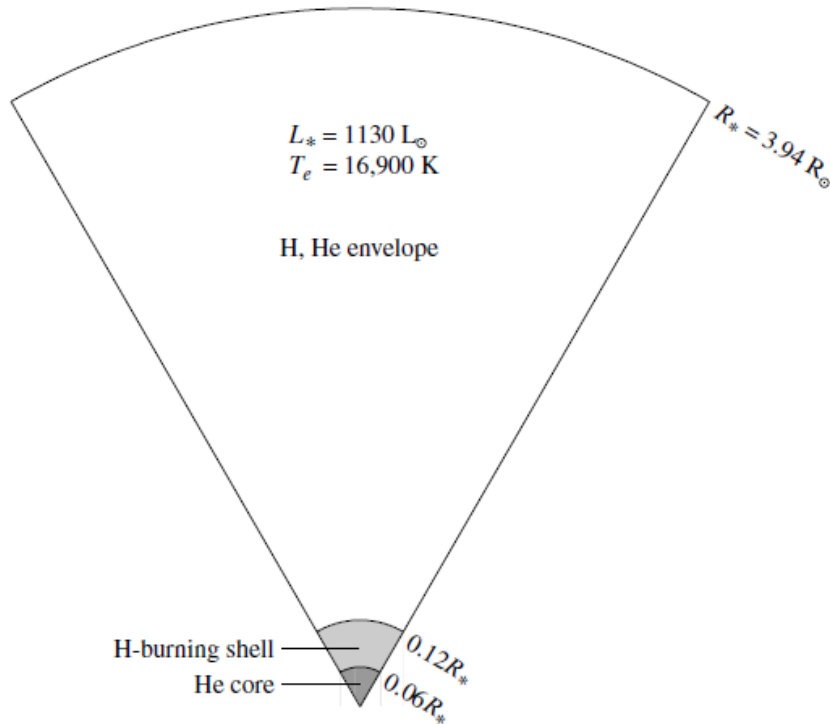


FIGURE 7 A $5 M_{\odot}$ star with a helium core and a hydrogen-burning shell shortly after shell ignition (point 3 in Fig. 1). (Data from Iben, *Ap. J.*, 143, 483, 1966.)

3 – 4: Konvektivní jádro mizí, kolem héliového jádra se vytváří vodíkový slupkový zdroj, v bodě 4 vyhořelé héliové jádro, obsahuje 7 % hmotnosti hvězdy, zářivý výkon jádra hvězdy $L_c \cong 0,6 L_S$, slupky $L_{sl} \cong 1,3 \cdot 10^3 L_S$, nastupuje stabilizace a rovnováha hvězdy.

4 – 5: Vodíková slupka zvětšuje tloušťku, obsahuje zhruba 5 % hmotnosti hvězdy, postupuje směrem k povrchu hvězdy, probíhá expanze hvězdy, $L_c \cong 0,6 L_S$, $L_{sl} \cong 950 L_S$, 36 % energie se spotřebovává na expanzi hvězdy → bod 5, hmotnost degenerovaného izotermického jádra tvoří maximálně 10 % hmotnosti hvězdy.

Maximální hmotnost izotermického jádra M_j vzhledem k celkové hmotnosti hvězdy M je

Schönbergova-Chandrasekharova mez -

$$\frac{M_j}{M_{hv}} \cong 0,38 \left(\frac{\mu_{ob}}{\mu_j} \right)^2 .$$

Izotermické jádro je převážně složeno z helia $Y \cong 0,98$, $Z \cong 0,02$,

$\mu_j \cong 1,3$. Obálka je především ionizovaný vodík $X \cong 0,71$, $Y = 0,27$, $Z \cong 0,02$, $\mu_{ob} \cong 0,6$.

Dosadíme $\frac{M_j}{M_{hv}} \cong 0,38 \left(\frac{0,6}{1,3} \right)^2 \cong 0,08$. Je-li v izotermickém jádru více než 8% celkové hmotnosti hvězdy, stane se nestabilní a začne se jádro smršťovat.

Při překročení nastane smršťování héliového jádra, $\mu_j \uparrow \rightarrow M_j \downarrow$, $\mu = \frac{2}{3X+0,5Y+1}$.

Úloha: Hvězda je formována při počátečním chemickém složení $X = 0,68$, $Y = 0,30$, $Z = 0,02$,

$\mu_{ob} \cong 0,63$. V jádru proběhla přeměna vodík \rightarrow helium. Následně $\mu_j \cong 1,34$, dosazeno $\frac{M_j}{M} \cong 0,08$.

Uplatňuje se tzv. **zrcadlový efekt** mezi jádrem a obalem, smršťování jádra \rightarrow expanze obálky, expanze jádra \rightarrow smršťování obálky. Jádro se smršťuje, zahřívá, obálka expanduje, poloměr $R \uparrow$.

5 – 6: Hertzsprungova mezera, hořící slupka se ztenčuje, expanze je spojená s ochlazováním obálky, zvětšování opacity, přesun k bodu 6, přenos energie konvekcí. Vzniká **červený obr**. V bodě 6 $T_c = 1,3 \cdot 10^8 K$, $\rho_c = 7,7 \cdot 10^6 kg \cdot m^{-3}$.

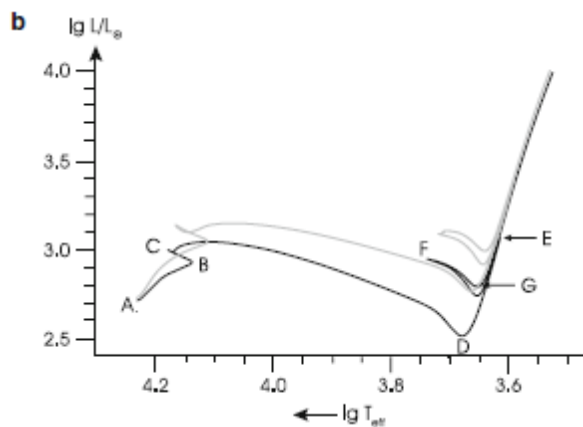
6 – 7: Fáze červeného obra. Červený obr, $T_j \cong 10^8 K$, $L \cong 8,8 \cdot 10^2 L_S$.

Narůstá teplota a hustota v **hořící vodíkové slupce** \rightarrow zvyšuje se produkce energie, roste zářivý výkon, poklesává opacita podpovrchových vrstev s $T \downarrow$, iont H^- , narůstá zářivý výkon, v bodě 7 poloměr $74 R_S$, konvektivní vrstva zasahuje do vrstev ovlivňovaných termonukleárními reakcemi \rightarrow změny chemického složení na povrchu, pokles obsahu Li a dalších prvků, růst obsahu prvků které vznikly při termonukleárních reakcích, např. 3_2He , konvektivní vrstva se přibližuje k vodíkové slupce – bod 7, roste obsah ${}^{14}_7N$ (vznikl z ${}^{12}_6C$), naopak klesá obsah ${}^{12}_6C \rightarrow$ změna poměru ${}^{12}_6C / {}^{13}_6C$ a poměru ${}^{14}_7N / {}^{12}_6C$ na povrchu hvězdy – spektroskopicky detekovatelné, narůstá centrální teplota \rightarrow přeměna dusík – kyslík.

Časová škála vývojových etap po odchodu z hlavní posloupnosti podle Ibena

Body	Doba trvání v rocích	Vývojová etapa
1 – 2	$6,4 \cdot 10^7$	hoření vodíku v jádru
2 – 3	$2,2 \cdot 10^6$	celkové smršťování hvězdy
3 – 4	$1,3 \cdot 10^6$	hoření vodíkové slupky
4 – 5	$0,8 \cdot 10^6$	rozšiřování konvektivní obálky
5 – 6	$0,5 \cdot 10^6$	vznikání červeného obra
6 – 7	$6,0 \cdot 10^6$	červený obr

Odchod hvězd z hlavní posloupnosti při $5 M_S$ podle Kippenhahna



Vodíkový slupkový zdroj je podobný jako u hvězd s nižší hmotností. Zásadní rozdílem je v tom, že jádro se nestane degenerovaným v této etapě vývoje.

A – B – C: Hvězda má na hlavní posloupnosti konvektivní jádro, přechod od hoření ve vodíkovém jádře k hoření ve slupce je rychlejší než u hvězdy $1 M_{\odot}$. Hvězda jako celek se rychleji smršťuje, výsledkem je krátký přesun doleva **B – C**. V bodě **C** začíná hořet vodíková slupka.

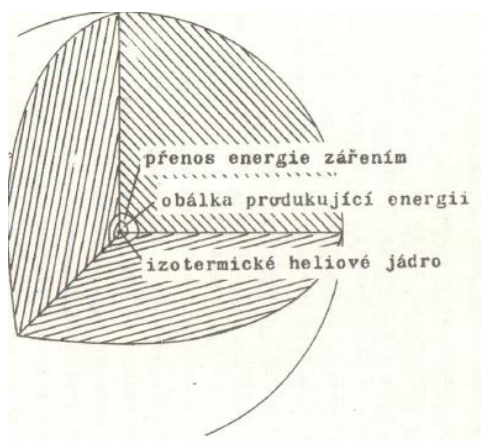
C – D: Hmotnost heliového jádra činí zhruba $0,4 M_{\odot}$. Je menší než Schönbergova-Chandrasekharova limita pro stabilní izotermické jádro. Znamená to, že jádro se nemůže zmenšovat, tak aby setrvalo v tepelné rovnováze. Jádro není husté, tudíž tlak a hustota ve slupce nejsou vysoké. Důsledkem je relativně větší podíl hvězdné hmoty ve vodíkové slupce (větší než $1 M_{\odot}$). Jde o **tzv. tlustou hořící slupku**. Při přesunu většího množství helia do jádra, se přibližuje Schönbergově-Chandrasekharově limitě hmotnosti a pomalu se smršťuje. Ve vrstvě vodíkové slupky narůstá hustota, při které je hoření více efektivní, takže menší část hmoty stačí produkovat energii pro zářivý výkon. Hmotnostní podíl slupky poklesává. Jde o **tenkou hořící slupku**. Proto podle zrcadlového efektu obálka expanduje a stává se více a více konvektivní. V bodě **D** je hvězdy plně konvektivní a dostává se na Hayashiho linii pro **červené obry**. V etapě **C – D** zářivý výkon poklesává. Vnější konvektivní zóna narůstá velmi hluboko do nitra hvězdy v relativně krátkém čase. Část produkované energie ve slupce je spotřebována pro expanzi obálky, z asi $5 R_{\odot}$ v **C** do $50 R_{\odot}$ v **D**, proto poklesává zářivý výkon.

D – E: Hmotnost heliového jádra přesahuje Schönbergovu-Chandrasekharovu limitu, jádro se smršťuje a přitahuje slupku. Kontrakce jádra probíhá v Kelvinově-Helmholtzově časové škále, trvá pouze asi milion roků. Vývoj z **D** do **E** je rychlý, přechod přes Hertzsprungovu mezeru. Mezi **F – E** vzniká **modrá smyčka**, jde o přesun k vyšším teplotám.

E: Konvekce dosahuje maximální hloubky při přibližování se k bodu E. Zasahuje do vrstev, kde se chemické složení měnilo při průběhu dřívějšího hoření vodíku v jádru. Produkty hoření jsou přinášeny k povrchu, jde o tzv. **první promíchávání**.

F: začíná hoření helia v nedegenerovaném jádře.

5.3. Stavba **červených obrů**



Modely větve červených obrů jsou získávány řešením rovnic stavby hvězd. Vycházejí z předpokladu jejich sférické symetrie, zanedbání magnetického pole, rotace, ztráty hmoty z povrchu. Vnější oblasti plně promíchávány, popis konvekci. Zásadně důležité je určení hranic konvektivních zón. **Schwarzschildovo kritérium stability** je používáno při předpokladu **chemicky homogenního složení**, nenastává změna μ s hloubkou, tedy platí

$\nabla \mu = 0$, $\nabla \mu = \left| \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln P} \right|$, $\left| \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right|_{rad} < \left| \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right|_{ad}$, $\nabla_{rad} < \nabla_{ad}$, tedy zářivý teplotní gradient < adiabatický teplotní gradient. Naopak tedy nestabilita - konvekce nastupuje při $\left| \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right|_{rad} > \left| \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right|_{ad}$, $\left| \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right|_{ad} \approx \kappa \frac{F}{T^4}$.

Jinak zapsáno $\nabla_{ad} \approx \nabla_{akt} < \nabla_{rad}$. Zavádíme index zachycující aktuální gradient ve hvězdné látce. U chladných hvězd existují konvektivní zóny $\left| \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right|_{ad} = 0.07$, tzv. γ efekt, vyvolaný částečně ionizovanými zónami. **Obecně platí, že hvězda vždy přijímá menší strmost teplotního gradientu.**

Jestliže konvektivní buňka adiabaticky stoupá v prostředí, které je v zářivé rovnováze a má gradient μ , potom je podmínka konvekce vyjádřena **Ledouxovým kritériem**. To je přesnější vymezení pro případ chemicky nehomogenního složení hvězdné látky v nitru

$$\left| \frac{d \ln T}{dr} \right|_{rad} > \left| \frac{d \ln T}{dr} \right|_{ad} + \left| \frac{d \ln \mu}{dr} \right| .$$

Ledouxovo kritérium je v chemicky homogenních vrstvách stejné jako Schwarzschildovo kritérium. Pro dané adiabatické a zářivé teplotní gradienty je chemicky stratifikovaná vrstva ve hvězdě stabilnější vůči konvekci než chemicky homogenní vrstva. Konvekce je velmi účinná v chemickém promíchávání. Chemická stratifikace se v konvektivní vrstvě zruší, dojde k zprůměrování μ .

Modely červených obrů odrážejí

1. Polohy hvězd na H-R diagramu, zářivý výkon, efektivní teplotu jako funkce chemického složení a stáří.
2. Vývojové časové škály (relativní počty hvězd různých zářivých výkonů podél fáze červeného obra. Zde existuje relativně malý rozsah T_{ef} , pozvolna klesající v čase, velký rozsah zářivých výkonů rostoucích v čase.
3. Fyzikální a chemickou strukturu, její vývoj v čase.

Síť modelů červených obrů zpracovali Charbonnel, Meynet 1996, později Siess 2006. V posledním období je zkoumána rotace jader červených obrů. Zachování momentu hybnosti vyžaduje, aby jádra těchto hvězd rotovala rychleji než jejich obálky. Informace o rozdělení momentu hybnosti nelze přímo pozorovat, zjišťují se seismologickým výzkumem.

5.4. Studium atmosféry červených obrů

Turbulence v atmosféře rozdělujeme na dva typy. **Mikroturbulence** je jev spojený s elementy plazmatu, jejichž rozměry jsou malé ve srovnání se střední vlnou dráhou fotonu. **Záření tak prochází přes pohybující se elementy v atmosféře**, jejich rozdělení podle rychlosti ovlivňuje profil čar stejným způsobem, jako rozdělení částic podle rychlosti.

Při **makroturbulenci fotony zůstávají uvnitř** pohybujícího se **elementu** až do opuštění povrchu hvězdy.

Různé části hvězdného disku mají rozdílné rychlosti, předpokládáme Gaussovské rozdělení rychlostí jako u termického rozložení rychlostí, platí vztah

$$v_0 = \sqrt{v_{\text{tep}}^2 + v_{\text{tur}}^2} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu} + v_{\text{tur}}^2}$$
. Izotropní gaussovská funkce, spojení dvou gaussovských funkcí vede k nové gaussovské funkci $v_0^2 = v_{\text{tep}}^2 + v_{\text{tur}}^2$. Připomínáme, že

v_0 je pozorovaná složka radiální rychlosti, určená z křivek růstu, teplotní rozšíření závisí na μ , turbulentní nikoliv. Typické hodnoty obrů K 0 4 400 K, $v_{tep} \cong 1 \text{ kms}^{-1}$, $v_{tur} \cong 1 - 2 \text{ kms}^{-1}$

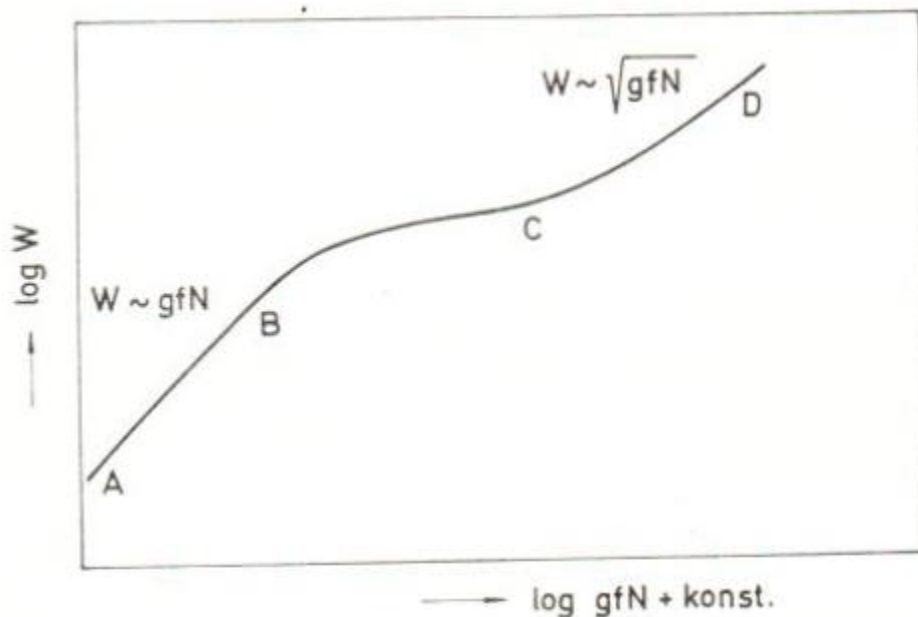
Úloha 7.17 Hvězdný obr spektrální třídy K má efektivní teplotu 4300 K. Zjištěná hodnota mikroturbulentní rychlosti je $v_{mt} = 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Stanovte šířku čáry Fe I o vlnové délce $\lambda = 553,93 \text{ nm}$.

Řešení: Pro rychlost tepelného pohybu platí $v_{nejpr} = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2} = 1,13 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Šířku čáry určíme ze vztahu $\Delta\lambda = \frac{2\lambda}{c} (v_{mt}^2 + v_{nejpr}^2)^{1/2} \cong 10^{-2} \text{ nm}$.

Úloha 7.18 Dokažte, že rovnici hydrostatické rovnováhy lze napsat ve tvaru používaném například u modelů hvězdných atmosfér $\frac{dP}{dr} = \frac{g}{\kappa}$.

Řešení: Vyjdeme ze vztahů $g = G\frac{M}{r^2}$ a $d\tau = -\kappa\rho dr$ a dosadíme do rovnice $\frac{dP}{dr} = -\rho g$.

Křivka růstu obecně, její předpoklady



úsek A – B: lineární část, opticky tenká čára, $W \sim gf, N$

úsek B – C: přechodová část, jádro nasycené, střed čáry opticky tlustý $W \sim \sqrt{\log N}$

úsek C – D: část útlumu záření, srážky formují křídla čáry $W \sim \sqrt{gfN}$

Zjednodušující předpoklad, mikroturbulence je izotropní, nezávisí na τ

jemnější pohled neizotropní mikroturbulence $v_{mikr} = v_{mikr}(\tau)$, vliv excitačního potenciálu $\chi - E_{exc} \uparrow$, počet absorbovaných atomů $\downarrow \rightarrow W \downarrow$, křivka růstu se posouvá vpravo,

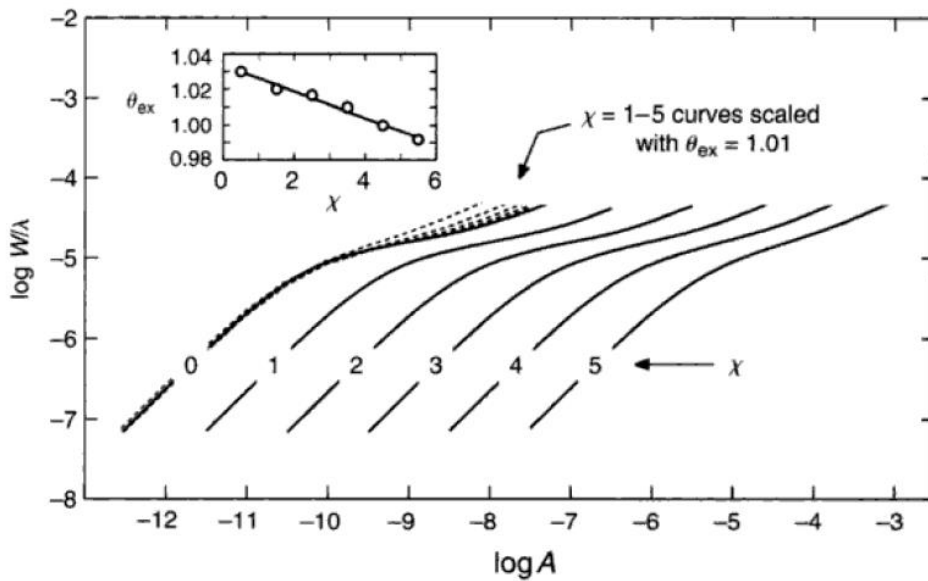


Fig. 16.1. Curves of growth shift to the right as the excitation potential is increased. These curves are computed for Fe I $\lambda 6253$ in a solar-temperature model with a surface gravity of 10^4 cm/s^2 . When the shifts are translated into

Zjištěné ekvivalentní šířky nasycených čar jsou větší než vyplývá z modelu zahrnujícího pouze tepelné rozšíření a rozšíření útlumem záření, u **červených obrů jde o mikroturbulenci**

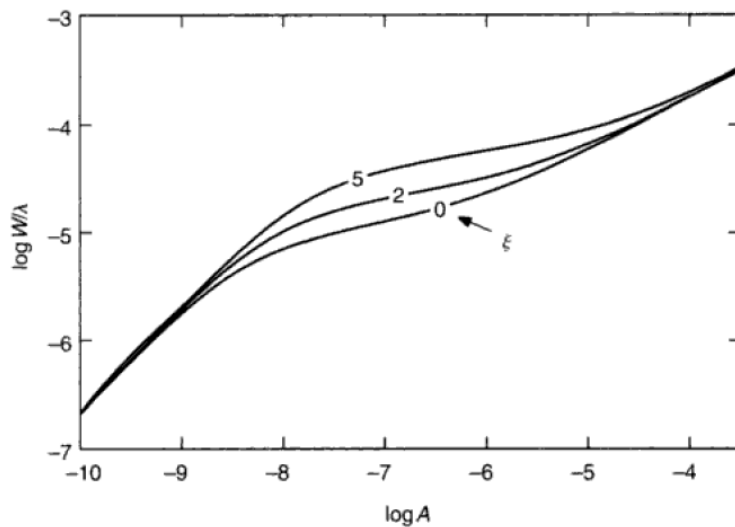


Fig. 16.5. The presence of microturbulence delays saturation by spreading the line absorption over a slightly wider spectral band. Values of velocity dispersion, ξ , for an assumed Gaussian velocity distribution for the microturbulence are in kilometers per second.

Další vlivy na výšku úseku nasycení jsou zeemanovské rozštěpení, efekty superjemné struktury, charakter rozdělení teploty v atmosféře, útlum v důsledku Starkova jevu, odklon od LTR, nepřesnost hodnot sil oscilátorů. Rovněž gravitační zrychlení ovlivňuje křivku růstu v oblasti útlumu, analýza čáry Na D₂ 589.0 nm

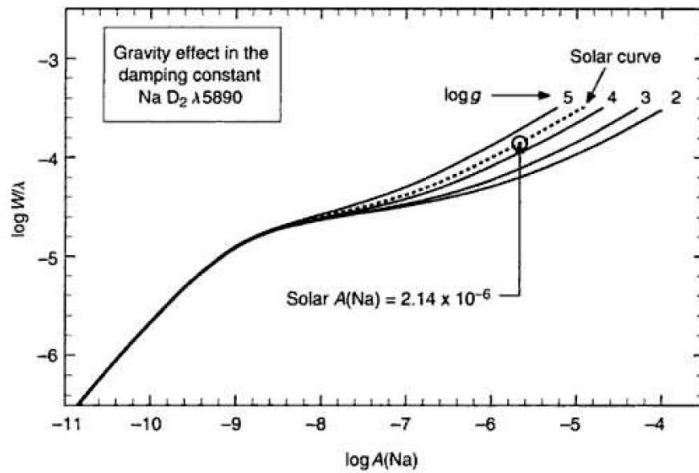


Fig. 16.4. The Na D₂ line grows differently for difference surface gravities because of the pressure dependence of its damping constant. The models have

Síly oscilátorů – křivky růstu

Teorie klasického dipólu, oscilátor v poli rovinné elektromagnetické vlny

$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$, oscilátor složený ze dvou hmotných bodů ve vzájemné vzdálenosti r ,

pohybová rovnice pro oscilátor $m_e \ddot{\vec{r}} = m_e \omega_0^2 \vec{r} - m_e \gamma \dot{\vec{r}} + e\vec{E}$

hmotnost x zrychlení = síla pružnosti – disipativní síla, tlumení oscilátoru při vyzařování + vnější síla

při vztahu pro absorpční koeficient $\kappa_\nu = \frac{2\kappa\nu}{c}$ obdržíme

$$\kappa_\nu = \frac{e^2}{m_e c} \frac{\frac{\gamma}{4\pi}}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2} N, \text{ kde } \nu \text{ je frekvence vynucená, } \nu_0 \text{ je vlastní frekvence}$$

oscilátorů, γ konstanta útlumu charakterizující průběh κ_ν v závislosti na frekvenci

$W \sim N$, celkovému absorpčnímu koeficientu $\overline{\kappa_\nu}$, absorpce v čáře jako celku

$$\overline{\kappa_\nu} = \int \kappa_\nu d\nu, \quad \overline{\kappa_\nu} = \frac{\pi e^2}{m c} f N, \text{ kde } \frac{\pi e^2}{m c} \text{ tzv. klasický poloměr elektronu}$$

f ... síla oscilátoru, počet elementárních oscilátorů, které se zúčastní absorpce

N ... počet absorbujících atomů, $N \sim g$, v tabulkách udávána hodnota gf

v astrofyzice se používá **závislost mezi W a počtem atomů N , tzv. křivka růstu**

Celková intenzita čáry (W) závisí na počtu atomů v jednotce hmotnosti daného prvku, které jsou schopné absorbovat záření dané frekvence. Tedy W a profil čáry jsou funkcí

a) celkového počtu atomů ve všech stavech ionizace a excitace určitého úprvku na jednotku hmotnosti

b) T a P_e ve vrstvě, v níž čáry vzniká (T a P_e určují podíl atomů v daném stavu ionizace a excitace)

c) atomárního absorpčního koeficientu α_ν

d) opacity atmosféry u dané vlnové délky (je-li vysoká, přispívá k pozorovanému záření jen málo vrstev a počet atomů vytvářejících absorpční čáru je menší než v atmosféře průhlednější).

Různé křivky růstu podle typu hvězd, obří, trpaslíci, podle vzniku čar – absorpční, rozptylové, podle modelu atmosféry, matematických aproximací základních vztahů.

Russell, Unsöld, Greenstein, Wrubel, Voigt, Aller.

Předpoklady:

1. Všechny čáry vznikají ve stejných vrstvách atmosféry, stejná teplota a elektronový tlak, **izotermická vrstva, termodynamická rovnováha**
2. Čáry vytvářeny určitým zvoleným mechanismem
3. Čáry se stejnou celkovou intenzitou (ekvivalentní šířkou) mají přesně stejnou konturu.
4. Konstanta útlumu volena podle zkoumané atmosféry
5. Volba modelu atmosféry podle teplotní stratifikace,

Metoda křivek růstu je statistickou metodou, velký počet $W \rightarrow$ redukce pozorovacích chyb, ztráta rozdílů mezi čarami. Dává předběžné výsledky fyzikálních a chemických vlastností atmosfér, obsahu prvků, poskytuje vstupní parametry pro zpřesnění modely atmosfér.

V praxi se vybere vhodná teoretická křivka růstu, závislost Planckovy funkce - lineární funkcí optické hloubky τ : $B_\tau = B_0 + B_1 \tau$, např. pro $B_0/B_1 = 2/3$, pro každou čáru se určí příslušná hodnota B_0/B_1 a hodnota $\log \eta_0$ se opraví o korekci $\Delta \log \eta_0$. Ta závisí na B_0/B_1 , $\log \frac{W}{\lambda \nu}$ a parametru útlumu. Platí $\log \eta_c = \log \eta_0 + \Delta \log \eta_0$.

EXACT CURVES OF GROWTH FOR THE FORMATION OF ABSORPTION
LINES ACCORDING TO THE MILNE-EDDINGTON MODEL
II. CENTER OF THE DISK

MARSHAL H. WRUBEL*

Yerkes Observatory

Received September 29, 1949

ABSTRACT

Curves of growth for absorption lines observed at the center of the disk have been computed to supplement the recently published curves for lines observed in the integrated flux. Six values of the damping from $\log a = -3.0$ to $\log a = -1.0$ and four values of $B^{(0)}/B^{(1)}$ from $\frac{1}{3}$ to $\frac{2}{3}$ have been considered. The computations are based upon Chandrasekhar's exact solution of the equation of transfer for the Milne-Eddington model and Hjerting's tabulation of the line-absorption coefficient.

GENERAL REMARKS

This paper is the second and concluding part of the computation of exact curves of growth for the Milne-Eddington model. The first part dealt with resonance absorption lines observed in the integrated flux.¹ The following curves are intended primarily for solar research, when observations may be made at the center of the stellar disk. The notation of Paper I is used throughout this paper, and most quantities defined there will not be redefined.

From S. Chandrasekhar's exact solution of the equation of transfer for the Milne-Eddington model² it follows that the ratio of the intensity at a point in the line to the continuous intensity is

$$r_\nu(\mu) = \frac{\lambda^{3/2}}{\mu + B^{(0)}/B^{(1)}} H(\mu) \left(\mu + \frac{B^{(0)}}{\lambda B^{(1)}} + \frac{1-\lambda}{2\lambda^{1/2}} \alpha_1 \right), \quad (1)$$

where μ is the cosine of the angle between the direction of observation and the normal. In this paper we are concerned with the center of the disk, where $\mu = 1$:

$$r_\nu(1) = \frac{\lambda^{3/2}}{1 + B^{(0)}/B^{(1)}} H(1) \left(1 + \frac{B^{(0)}}{\lambda B^{(1)}} + \frac{1-\lambda}{2\lambda^{1/2}} \alpha_1 \right). \quad (2)$$

Analogous to equation (9), Paper I, the quantity

$$\frac{W}{b} = \int_{-\infty}^{\infty} (1 - r_\nu) d\nu \quad (3)$$

is computed as a function of η_0 . Six values of the damping from $\log a = -3.0$ to $\log a = -1.0$ were considered for $B^{(0)}/B^{(1)}$ equal to $\frac{1}{3}$, $\frac{2}{3}$, $\frac{1}{9}$, and $\frac{2}{3}$. The last two values of $B^{(0)}/B^{(1)}$ differ from those in Paper I for reasons described in the section on interpolation below.

Pro chladné červené obry vhodné **Wrubelovy teoretické křivky růstu, udávající závislost mezi $\log \frac{Wc}{\lambda\nu}$ a $\log \eta_0$, η_0** je pro střed spektrální čáry. Platí **Milne – Eddingtonův model** atmosféry. Zjednodušující předpoklad že ve všech vrstvách atmosféry dochází ke spojitě absorpci (koef. k_ν) i čárové absorpci (koef. l_ν), platí $\eta_\nu = \frac{l_\nu}{k_\nu} = \text{konst.}$ ve všech optických hloubkách $\tau = \int_{-\infty}^l \kappa_\nu(h) dh$. Wrubel uvažoval čistý rozptyl (pravý), - neexistuje přerozdělování energie mezi čarami. Stejné množství energie vyzářené elementárním objemem v dané čáře je tímto objemem rovněž absorbováno. Chandrasekharovo řešení rovnice přenosu záření pro zbytkovou intenzitu $r_\lambda = \frac{L_\lambda}{\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \frac{B_0}{B_1}} \left(\alpha_2 + \frac{B_0}{B_1} \frac{\alpha_1}{L_\lambda} + \frac{1}{2} \frac{-L_\lambda}{\sqrt{L_\lambda}} \alpha_1^2 \right)$,

α_1, α_2 momenty Chandrasekharových funkcí $H(\mu)$, závislosti Planckovy funkce vyzařování černého tělesa, je jak jsme uvedli lineární funkcí optické hloubky τ : $B_\tau = B_0 + B_1 \tau$.

Pro případ čistého rozptylu platí $L_\lambda = \frac{1}{1 + \eta_\lambda}$.

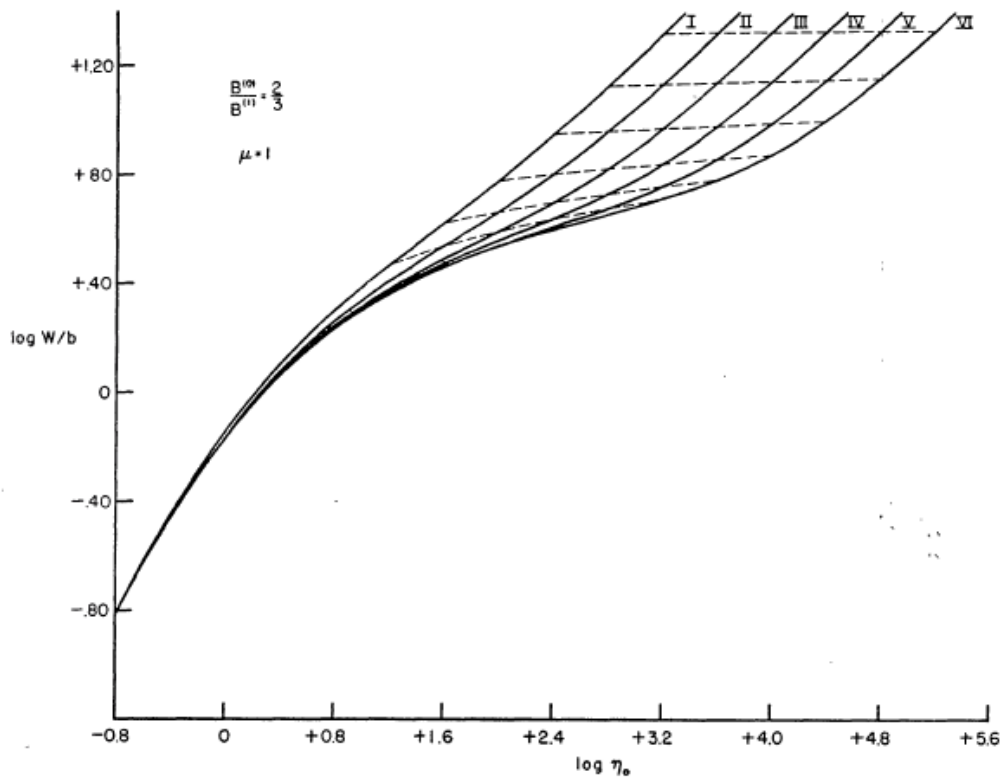
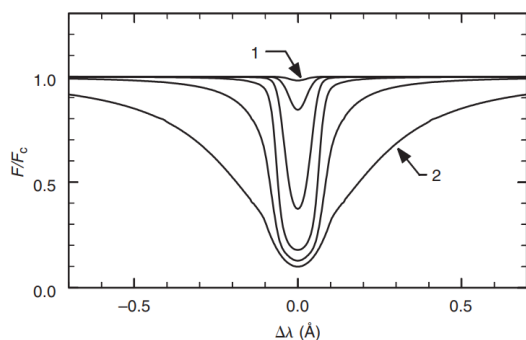
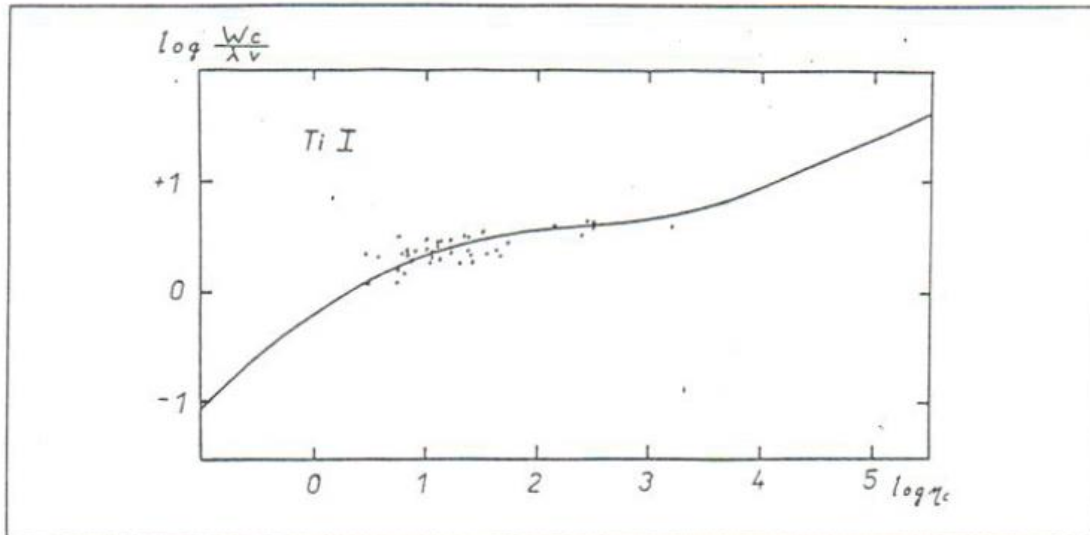


FIG. 2.—Theoretical curves of growth for $B^{(0)}/B^{(1)} = \frac{2}{3}$, $\mu = 1$: same notation as Fig. 1





na osu x vynášíme $\log \eta_0 = \log N_{r,s} + \log \alpha_0 - \log k_\lambda$,

$N_{r,s}$ počet atomů na 1 g hvězdné látky, r – stupeň ionizace, s – excitační hladina

α_0 - atomový absorpční koeficient ve středu čáry

k_λ - koeficient spojitě absorpce v oblasti zkoumané čáry

na osu y vynášíme $\log \frac{Wc}{\lambda v}$, kde v je nejpravděpodobnější rychlost atomů, $v = \sqrt{v_{tep}^2 + v_{tur}^2}$

$$\frac{B_0}{B_1} = \frac{2}{3}, \text{ útlumový parametr } \log a = -2.7, a = \frac{\gamma}{4\pi\Delta\nu_0}, \Delta\nu_0 = \nu_0 \frac{v}{c}, v = \sqrt{\frac{2kT}{m}},$$

$$\frac{B_0}{B_1} \sim \lambda, \text{ proto korekce } \log \eta_0. \Theta_{exc} = \frac{5040}{T_{exc}}.$$

Pro slabé čáry s dominancí Dopplerova rozšíření se šířka čáry mění lineárně se zastoupením prvku platí

$$\log \frac{W_\lambda}{\lambda} = \log \left(\frac{\pi e^2 N_i / N}{m_e c^2 U(T)} N_H \right) + \log A + \log(gf\lambda) - \frac{5040}{T} \chi - \log(\kappa_\nu).$$

Ekvivalentní šířka čáry = konst. pro danou hvězdu + zastoupení prvku + pravděpodobnost přechodu - efektivní teplota - absorpční koeficient

Pro určitou hvězdu křivky růstu, kde A je konst. se liší pouze posunem podél osy x jejich individuálních $\log gf\lambda$ nebo $\Theta\chi$ nebo $\log \kappa_\nu$, platí $\frac{5040}{T} = \log \frac{e}{kT} = \Theta$.

Základem metody je konstrukce experimentální křivky růstu, zjištění posuvů Δx , Δy

\rightarrow **určení - N , ν_{mikr} , srovnáním s teoretickou křivkou růstu, $\Delta x = \log \eta_c - \log \eta_{obs}$,**

$$\Delta y = \log \left(\frac{Wc}{\lambda v} \right) - \left[\log \left(\frac{W}{\lambda} \right) + 5 \right]$$

In last years, the study of red giants, i.e. the stars being found in advanced stage of their evolution, has become highly topical. Specially is investigated the chemical composition of those late type stars, K giants are probably on the asymptotic giant branch in the double shell burning stage or on the red horizontal branch. The spectroscopic analysis of spectrograms gives the necessary information for determination of chemical abundances and the microturbulence velocity by the Wrubel's curve of growth.

The usual theoretical Wrubel's curve of growth for the Milne - Eddington approximation [Wrubel 1949] is described by Aller 1963. The fixed parameters were $B_0/B_1 = 2/3$ and the damping parameter $\log a = -2.7$. We obtain from Boltzmann formula after performing correction, the dependence B_0/B_1 on the wavelength

$$\log \eta_c - [\log N_r - \Theta_{\chi_{r,s}}] = \log [g_{r,s} f \lambda_0 / 100] - \log k_\lambda + \Delta \log \eta_0 - \log u_r v - 11.824$$

We choose a preliminar value $v = 3$ km/s . By suitable shifts Δx , Δy in both coordinates we must find the best fit with the theoretical curve of growth of Wrubel:

$$\begin{aligned} \Delta x &= \log \eta_c - \log \eta_{obs} = \log N - \Theta_\chi, \\ \Delta y &= \log (Wc/\lambda v) - [\log(W/\lambda) + 5]. \end{aligned}$$

Plotting the known values $[\log N - \Theta_\chi]$ against χ we find from a straight line fit by the method of least squares the values of $\log N$ and $\Theta_{exc} = 5040/T_{exc}$ on PC.

We have determined the number of neutral atoms N_0 , we get from the Saha equation

Table 6: The table of atomic lines Iron Fe II

Multiplet Nr.	Wavelength [nm]	low E.P. [eV]	log gf	Width [mÅ]
40	643.268	2.89	-3.83	87
40	651.608	2.89	-3.55	144
42	492.393	2.89	-1.43	254
46	608.411	3.20	-3.99	65
48	541.409	3.22	-3.78	106
49	532.556	3.22	-3.38	126
74	624.756	3.89	-2.55	143
74	641.693	3.89	-2.86	92
74	645.639	3.89	-2.55	189

Table 7: The curve of growth for α Cas:the shifts of multiplets of Ti I

R M T	n	Δx	Δy	χ
5, 12	2	14.50	0.11	0.02
37, 38, 44	7	14.03	0.14	0.83
69, 71, 72, 74, 80	9	13.61	0.05	1.06
102, 103, 104, 110	5	13.52	0.07	1.44
154, 173	3	12.37	0.12	1.93
183, 185, 186, 187,				
206, 207	8	12.30	0.16	2.13
249, 251, 252	4	12.22	0.12	2.30
284, 287, 288	3	11.87	0.08	2.55

Table 8: The curve of growth for α Cas:the shifts of multiplets of Ti II

R M T	n	Δx	Δy	χ
20, 21, 32, 41	5	15.53	0.12	1.10
69, 70, 71	3	15.27	0.06	1.57
87, 91, 94	4	14.42	0.15	2.01

Table 9: The curve of growth for α Cas:the shifts of multiplets of Cr I

R M T	n	Δx	Δy	χ
96	4	12.97	0.07	2.93
119	3	12.72	0.12	3.01
188	3	12.25	0.13	3.32
203, 228	3	12.07	0.11	3.52
248, 257	2	12.00	0.14	3.85

Table 11: The curve of growth for α Cas:the shifts of multiplets of Fe I

R M T	n	Δx	Δy	χ
13, 14, 15, 16	6	17.23	0.09	0.95
62	3	16.10	0.07	2.19
114, 168, 169, 170	4	15.52	0.08	2.58
268, 342	2	14.60	0.10	2.81
383, 384	2	14.38	0.08	2.99
982	2	13.65	0.11	3.88
1018, 1087	3	13.50	0.09	4.17
1146, 1161, 1165	3	13.22	0.08	4.38
1180, 1183	2	12.96	0.09	4.55

Table 12: The curve of growth for α Cas:the shifts of multiplets of Fe II

R M T	n	Δx	Δy	χ
40, 42	3	15.68	0.11	2.89
46, 48, 49	3	15.70	0.09	3.21
74	3	14.59	0.17	3.89

Table 13: The chemical and physical parameters of α Cas

Element	n	Θ_{exc} [eV ⁻¹]	T_{exc} [K]	$\log N_0$	$\log N_1$
Ti I	41	1.183±0.040	4 260±140	14.90±0.17	
Ti II	12	1.160±0.140	4 340±620	16.85±0.18	16.72
Cr I	15	1.144±0.111	4 410±430	16.20±0.14	
Mn I	18	1.084±0.108	4 650±460	16.15±0.07	
Fe I	27	1.196±0.032	4 210±100	18.36±0.21	
Fe II	9	1.175±0.157	4 290±550	19.23±0.20	18.72

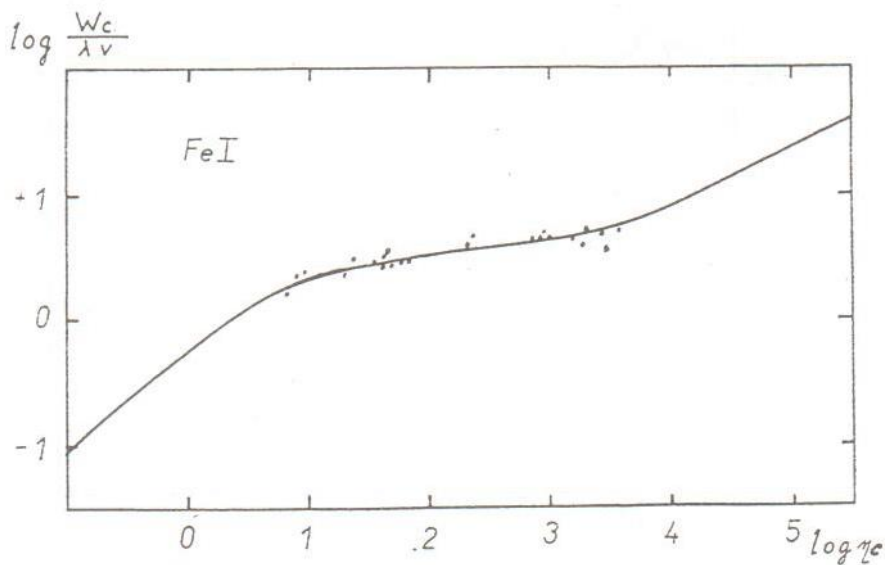


Table 14: The velocity parameters of α Cas

	v_{ter} [km/s]	Δy	v_{dop} [km/s]	v_{tur} [km/s]
Ti I	1.2	0.106	2.4	2.0
Ti II	1.2	0.115	2.3	2.0
Cr I	1.2	0.109	2.3	2.0
Mn I	1.2	0.114	2.3	2.0
Fe I	1.1	0.086	2.5	2.2
Fe II	1.1	0.123	2.3	2.0

Aplikace křivek růstu v současných studiích.

The K giant star Arcturus: the hybrid nature of its infrared spectrum ^{*}

T. Tsuji

Institute of Astronomy, School of Sciences, The University of Tokyo, Mitaka, Tokyo, 181-0015 Japan
e-mail: ttsuji@ioa.s.u-tokyo.ac.jp

Received ; accepted

ABSTRACT

Aims. We investigate the infrared spectrum of Arcturus to clarify the nature of the cool component of its atmosphere, referred to as the CO-mosphere, and its relationship to the warm molecular envelope or the MOLsphere in cooler M (super)giant stars.

Methods. We apply the standard methods of spectral analysis to the CO lines measured from the “Infrared Atlas of the Arcturus Spectrum” by Hinkle, Wallace, and Livingston.

Results. We found that the intermediate-strength lines (with $-4.75 < \log W/\nu \lesssim -4.4$: W is the equivalent width and ν the wavenumber) of CO fundamentals as well as overtones cannot be interpreted with the line-by-line analysis based on the classical line formation theory, while the weaker lines can and provide some information on the photosphere (e.g. $\log A_C = 7.97/\log A_H = 12.00$, $\xi_{\text{micro}} = 1.87 \text{ km s}^{-1}$, and $\xi_{\text{macro}} = 3.47 \text{ km s}^{-1}$). The nature of CO lines shows an abrupt change at $\log W/\nu \approx -4.75$ and the lines stronger than this limit indicate large excess absorption that cannot be photospheric in origin. This difficulty also appears as an unpredictable upturn (at $\log W/\nu \approx -4.75$) in the flat part of the curves-of-growth of CO lines. We confirm the same phenomenon in dozens of M giant stars, whose infrared spectra are known to have hybrid origins in the photosphere and extra-molecular constituent referred to as the MOLsphere. Thus the curve-of-growth analysis provides a simple means by which to recognize the hybrid nature of the infrared spectra. We note that the curves-of-growth of red supergiants and Mira variables found in the literature show similar peculiar patterns. The intermediate-strength lines of CO in Arcturus show only minor expansion ($\lesssim 0.6 \text{ km s}^{-1}$) relative to the weak lines and only small line-asymmetry, but the strong lines of the CO fundamentals exhibit higher turbulent velocity than the other CO lines.

Conclusions. The large excess absorption of the CO fundamental lines in Arcturus appears to be the same phenomenon as that found in the CO overtone lines of cooler M giant stars. Thus, molecular condensation referred to as the MOLsphere in cool luminous stars may also exist in Arcturus. The MOLsphere, however, is not necessarily a separate “sphere” but may be an aggregation of molecular clouds formed within the outer atmosphere. The formation of molecular clouds (referred to as MOLsphere in our modeling) in the outer atmosphere appears to be a basic feature of all the red giant stars from early K to late M types (and red supergiants).

Key words. Line: formation – stars: individual: Arcturus – stars: late-type – stars: atmospheres – stars: chromosphere – stars: mass-loss – Infrared: stars

Modely atmosfér červených obrů

Výpočet modelů atmosfér → **závislost teploty, tlaku plynů, elektronové koncentrace na optické hloubce**. Výsledkem je struktura atmosféry, nezbytná pro výpočet vystupujícího rozložení toku záření. Zkoumáno:

- a) jak je ovlivněna struktura modelu neurčitostmi, aproximacemi v použití fyzikálních teorií
- b) jaká je citlivost struktury modelu ke změnám vstupních parametrů.

Modely atmosfér hvězd pozdních spektrálních typů ($T_{\text{ef}} < 4\,000\text{ K}$) jsou specifické. V existujících metodikách modelů jsou využívána podstatná zjednodušení při interpretaci termodynamických vlastností prostředí, procesů turbulence, pokrývkového jevu, zpětného ohřevu, povrchové ochlazování, atd.

Pokrývkový jev (**blanketing effect**) je vyvolán čarami kovů i molekul, které blokují procházející záření. Absorbovaná energie musí být vyzařena, což se děje tím, že kontinuum vytváří zářící vrstvy s větší intenzitou, tedy o vyšší teplotě – vzniká zpětný ohřev (**back heating, back warming**).

Výpočty vyžadují výkonné počítače s velkou kapacitou paměti. Problémem je určení modelu atmosféry hvězdy daného spektrálního typu, s dostatečnou úplnou sítí modelů atmosfér hvězd, při výběru základních parametrů: efektivní teploty T_{ef} , gravitačního zrychlení $\log g$, obsahu kovů [Fe/H], v_{tur} , v_{mikro} . Vstupní parametry jsou na sobě závislé, proto je důležitá astrofyzikální teorie + vstupní parametry → optimální model.

Velmi důležité je chemické složení. V atmosférách červených obrů jsou důležitým zdrojem opacity 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, zdroje volných elektronů, což se odráží na struktuře modelu.

Model se zadaným T_{ef} , $\log g$ a chemickým složením, které ve většině případů je zadáno pouze jedním parametrem - obsahem kovů [Fe/H], 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 opacita látky podstatným způsobem závisí na obsahu kovů, zdrojů volných elektronů v atmosférách chladných hvězd. Nad fotosférou je opacita 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, $v_{\text{mikro}} = 2\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

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.

Vlivy na přenos záření

Rovnice přenosu záření - Chandrasekhar 1935, zahrnutí absorpce čar, čárového pokryvu. Mění nejenom vystupující spektrum, nýbrž i strukturu atmosféry. Konkrétně jde o kvantitativní zvládnutí problémů:

1. Fyziky čárové absorpce

Započtením absorpce čar může velmi podstatně změnit rozložení teploty s optickou hloubkou, ve srovnání s atmosférou bez absorpčních čar.

Atmosférické vrstvy vytvářející kontinuum ($\tau \leq 0,3$) ve srovnání s fotosférou bez čárové absorpce, se zahřejí tzv. **zpětným ohřevem – backwarmingem**, aby se neporušila zářivá rovnováha. Čáry červeného systému pásu CN jsou poměrně slabé, tudíž mají menší vliv na zpětný ohřev pro $[\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$. Pro model GBEN 1975: 4 000 K, $\log g = 2,25$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0,0$ ohřívají čáry CN fotosférické vrstva asi o 60 K. Významnější ohřev od CN nastává pro $[\text{Fe}/\text{H}] > 0,0$, pro typické obry v jádrech spirálních a obřích eliptických galaxií. Rovněž čáry TiO způsobují povrchové ohřívání.

Čáry vyvolávající zpětný ohřev nejsou identické s těmi, které způsobují **povrchové ochlazování – surface cooling**. V něm se uplatňují především vibračně rotační pásy pásy CO ($2,5 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$), podle GBEN je ochlazování od CO při $T_{\text{ef}} \approx 4\,000 - 4\,500$ K asi 200 K. Zmenšuje se s rostoucí teplotou, při 5 000 K \rightarrow 140 K, při 5 500 K \rightarrow 90 K. Povrchové ochlazování CO se podstatně zmenšuje s rostoucím g .

Zmenšování obsahu kovů v atmosférách vyvolává její efektivní ochlazování. Dále při $T_{\text{ef}} = \text{konst.}$ platí $[\text{Fe}/\text{H}] \downarrow \rightarrow \log g \uparrow$.

Pro optickou hloubku τ_R , počítanou pomocí rosselandovského středního koeficientu opacity κ_R byl pro $-1,0 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0,0$ zjištěn vztah $\Delta T(\tau_R) \approx f(\tau_R) \Delta [\text{Fe}/\text{H}]$. Tedy změna teploty ΔT vyvolaná změnou $\Delta [\text{Fe}/\text{H}]$. Škálový faktor $f(\tau_R)$ je vždy záporný blízko povrchu ($\tau_R \approx 10^{-3}$) a vždy kladný v oblasti kontinua ($\tau_R \approx 1$). Rozdíl ΔT povrchových teplot je asi -200 K při vzrůstu $[\text{Fe}/\text{H}]$ z $-1,0 \rightarrow 0,0$.

Rosselandovský střední koeficient opacity κ_R při předpokladu že střední intenzita je rovna zdrojové funkci $\bar{I}_\nu = S_\nu$ je vyjádřen

$$\frac{1}{\kappa_R} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}$$

Zkoumání základních souvislosti modelů atmosfér červených obrů prováděli např. Pavlenko, Jakovina 1994. Porovnávali mimo jiné modely atmosfér Slunce (5770/4.44) a K obra (4000/1.5) s využitím metody **výběrové opacity**. V práci dále studovali jak mnoho zjednodušující předpoklady výpočtu ovlivňují velikost odchylek při určování chemického složení.

Podstatným pro výpočet modelů atmosfér hvězd pozdních spektrálních typů bylo zahrnutí **pokrývkového efektu**, velkého počtu čar. Nejvíce je rozvinuta metoda výběrové opacity, Kurucz 1992. V případě uváděné práce Pavlenko, Jakovina 1994 je realizována metoda započtením absorpce v čarách atomů a iontů v programu výpočtu modelu atmosféry SAM71.

- údaje o atomárních čarách jsou vzaty z Kurucz, Petman 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 plného překrytí čar.

Pro atmosféry K obrů byl 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 $300 < \lambda < 20\,000$ 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 opacity na strukturu modelů atmosfér K obrů vyplývá, že jejím základním zdrojem v atmosférách je molekulární absorpce.

Metoda výběrové neprůzračnosti (**opacity sampling**) umožňuje propočítat modely atmosfér hvězd s dostatečnou přesností.

Odlišnosti v současných modelech atmosfér červených obrů jsou více citlivé k teplotním

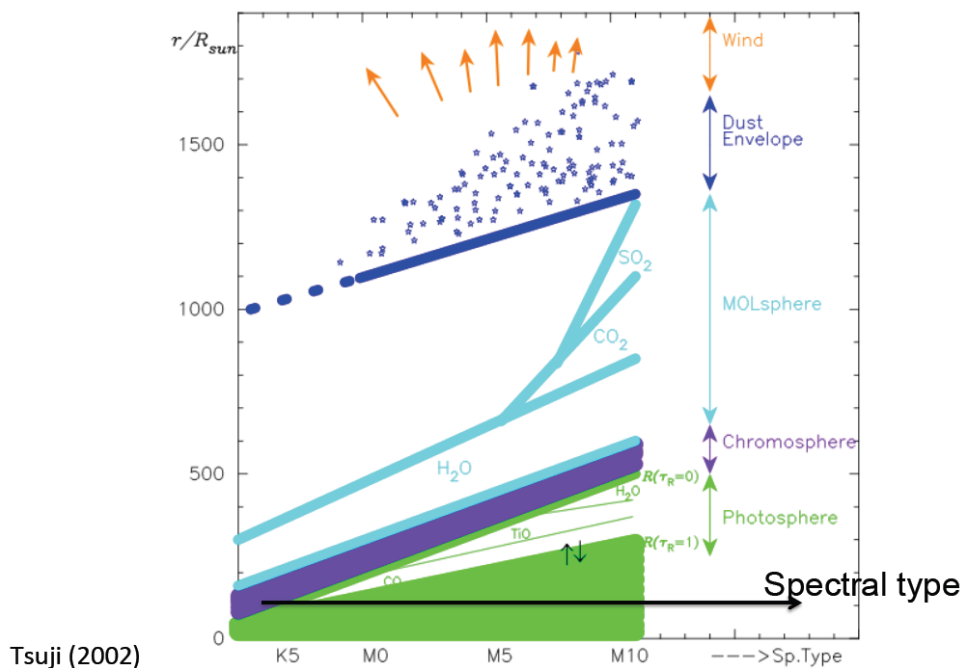
rozdílům u modelů v hlubších vrstvách atmosféry než v povrchových vrstvách.

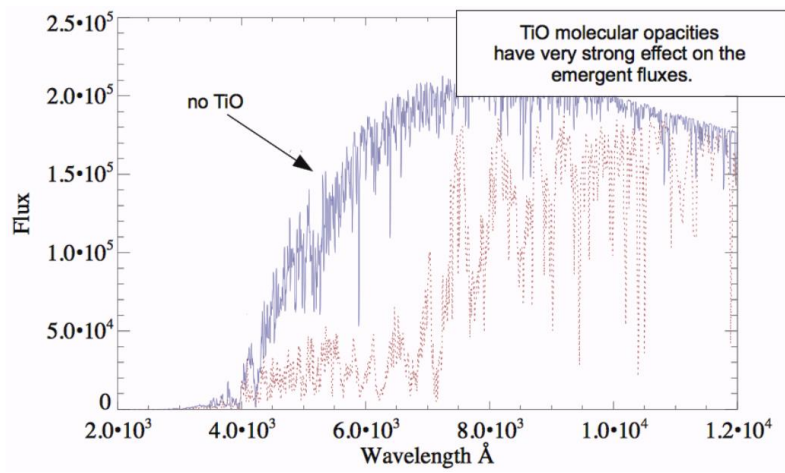
Propočty ukázaly, že při kvantitativní analýze hvězdných spekter je nezbytné řešit úlohu vzájemné závislosti. Odhady chemického složení atmosfér musí být v souladu se strukturou atmosféry. Jestliže struktura atmosféry neodpovídá získanému chemickému složení, výsledky analýzy mohou být zatíženy podstatnými 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 například určování chemického složení hvězdokup.

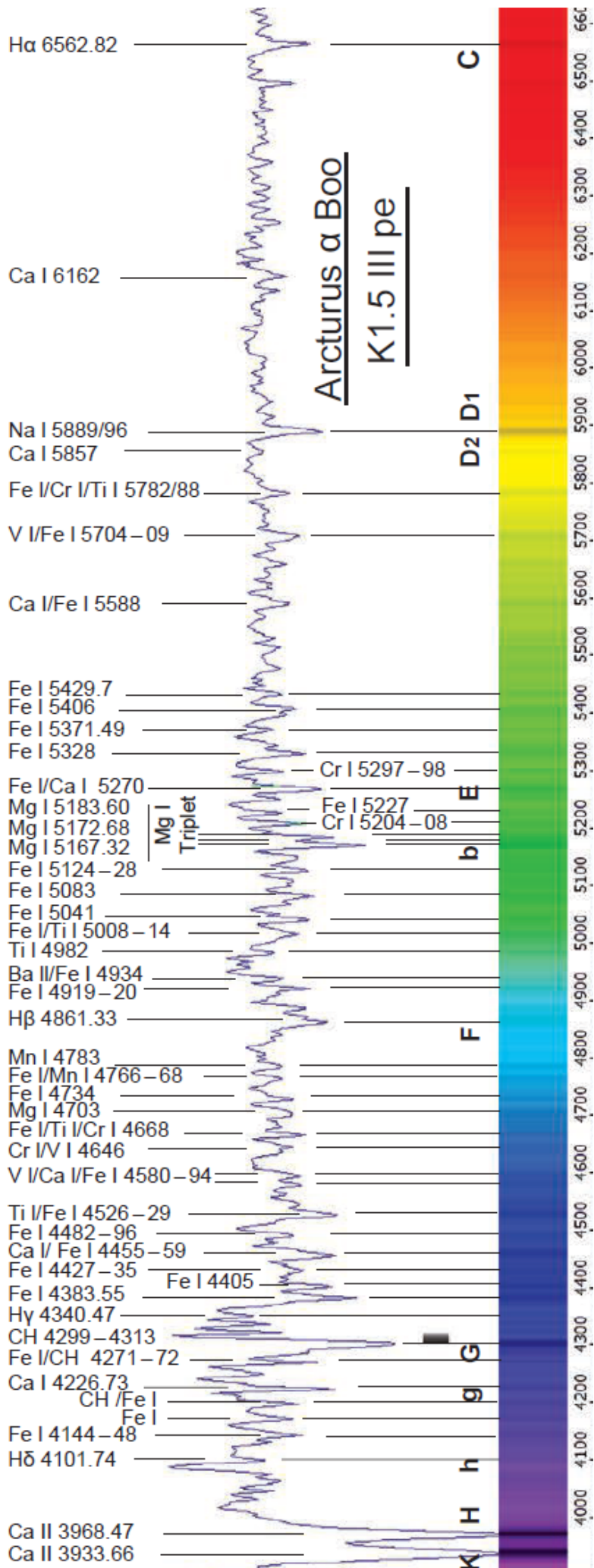
Byly vytvořena síť modelů atmosfér pro intervaly ($3\,750\text{ K} < T < 6\,000\text{ K}$), ($0.75 < \log g < 3.0$) a ($-3.0 < \text{Fe}/\text{H} < 0.0$). Výběrová absorpce je aproximována rozdělovací distributivní funkcí opacity, kde jsou započítány čáry prvků - kovů a molekulární čáry, včetně infračervených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

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

Stavba vnějších částí atmosfér červených obrů podle Tsuji 2002.







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 seznam čar, například pro atmosféru typického obra $T_{\text{ef}} \approx 3\,000\text{ K}$ obsahuje $1,9 \cdot 10^8$ molekulárních čar.

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

Nyní nejčastěji používaným modelem je **MARCS** model pro atmosféry hvězd pozdních typů, Gustafsson, Edvardsson, Eriksson, Jorgensen, Nordlund, Plez 2008.

Složitost problematiky modelů atmosfér

1. Molekulární absorpce
2. Asymetrie tvaru hvězd, horké skvrny na povrchu, úbytek hmoty
3. Sféra molekul, prachu, konvekce – přestřelování do fotosféry, odchylky od hydrostatické rovnováhy
4. Chromosféra
5. Odchylky od LTR → NLTE

A grid of MARCS model atmospheres for late-type stars

I. Methods and general properties

B. Gustafsson¹, B. Edvardsson¹, K. Eriksson¹, U. G. Jørgensen², Å. Nordlund², and B. Plez^{3,1}

¹ Department of Physics and Astronomy, Uppsala Astronomical Observatory, Box 515, 751 20 Uppsala, Sweden
e-mail: [Bengt.Gustafsson;bg]@astro.uu.se

² Niels Bohr Institute for Astronomy, Physics and Geophysics, Copenhagen University, Blegdamsvej 17, Copenhagen Ø, 2100, Denmark

³ GRAAL, Université de Montpellier II, 34095 Montpellier Cedex 05, France

Received 5 March 2008 / Accepted 30 April 2008

ABSTRACT

Context. In analyses of stellar spectra and colours, and for the analysis of integrated light from galaxies, a homogeneous grid of model atmospheres of late-type stars and corresponding flux spectra is needed.

Aims. We construct an extensive grid of spherically-symmetric models (supplemented with plane-parallel ones for the highest surface gravities), built on up-to-date atomic and molecular data, and make it available for public use.

Methods. The most recent version of the MARCS program is used.

Results. We present a grid of about 10^4 model atmospheres for stars with $2500 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 8000 \text{ K}$, $-1 \leq \log g = \log(GM/R^2) \leq 5$ (cgs) with various masses and radii, $-5 \leq [\text{Me}/\text{H}] \leq +1$, with $[\alpha/\text{Fe}] = 0.0$ and 0.4 and different choices of C and N abundances. This includes “CN-cycled” models with $C/N = 4.07$ (solar), 1.5 and 0.5 , C/O ranging from 0.09 to (normally) 5.0 to also represent stars of spectral types R, S and N, and with $1.0 \leq \xi_1 \leq 5 \text{ km s}^{-1}$. We also list thermodynamic quantities (T , P_g , P_o , ρ , partial pressures of molecules, etc.) and provide them on the World Wide Web, as well as calculated fluxes in approximately $108\,000$ wavelength points. Underlying assumptions in addition to 1D stratification (spherical or plane-parallel) include hydrostatic equilibrium, mixing-length convection and local thermodynamic equilibrium. We discuss a number of general properties of the models, in particular in relation to the effects of changing abundances, of blanketing, and of sphericity. We illustrate positive and negative feedbacks between sphericity and molecular blanketing. We compare the models with those of other available grids and find excellent agreement with plane-parallel models of Castelli & Kurucz (if convection is treated consistently) within the overlapping parameter range. Although there are considerable departures from the spherically-symmetric NextGen models, the agreement with more recent PHOENIX models is gratifying.

Conclusions. The models of the grid show considerable regularities, but some interesting departures from general patterns occur for the coolest models due to the molecular opacities. We have tested a number of approximate “rules of thumb” concerning effects of blanketing and sphericity and often found them to be astonishingly accurate. Some interesting new phenomena have been discovered and explored, such as the intricate coupling between blanketing and sphericity, and the strong effects of carbon enhancement on metal-poor models. We give further details of line absorption data for molecules, as well as details of models and comparisons with observations in subsequent papers.

Key words. stars: atmospheres – Sun: abundances – stars: fundamental parameters – stars: general – stars: late-type – stars: supergiants

MARCS – modely atmosfér pozdních spektrálních typů

sít' 10^4 modelů atmosfér

$$2\,500 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 8\,000 \text{ K}$$

$$- 1 \leq \log g \leq 5$$

$$- 5 \leq F/H \leq +1 \quad g = \frac{GM}{R^2}$$

Fyzikální předpoklady, rovnice

$$\frac{dP_c}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2}$$

$M_r = M$, zanedbatelná hustota v atmosféře

$$\frac{dP_c}{dr} = \frac{dP_g}{dr} + \frac{dP_{\text{urb}}}{dr} + \frac{dP_{\text{rad}}}{dr} = -\frac{1}{c} \int_0^{\infty} (k_{\lambda} + \sigma_{\lambda}) F_{\lambda} d\lambda$$

$P_g(r) = P_{\text{urb}}(r) = 0$ při $r \rightarrow \infty$

$$\frac{dP_g}{dr} \approx -\rho \frac{GM}{r^2} \left(\frac{1 - \frac{1}{4\pi c} \frac{\chi_F L}{M}}{1 + \beta \frac{\mu_{\text{rad}}}{RT} v_E^2} \right)$$

$P_{\text{urb}} = \beta \rho v_E^2$

$\beta \sim 1$ parametr

$$g_{\text{ef}} = g \left(\frac{1 - \frac{1}{4\pi c} \frac{\chi_F L}{M}}{1 + \beta \frac{\mu}{RT} v_E^2} \right)$$

$P_g = \frac{R \rho T}{M}$

χ_F střední vlnový tok a koeficientu na g

g_{ef} ... redukční efektivní gravitační rychlost

$g = g(r) = \frac{GM}{r^2}$

$$g_{\text{ef}} = g \left(\frac{1 - (L/L_{\text{Ed}})^2}{1 + 3 \ln(r_1/r_2)} \right)$$

$L_{\text{Ed}} = \frac{4\pi GMc}{\chi_F}$

mezioblační rychlost zvuku: $c_s = \sqrt{k P_g / \rho}$

$F(r) = F_{\text{rad}}(r) + F_{\text{conv}}(r) = \tau_{\text{SB}} T_{\text{ef}}^4(r)$

cejdlovitý model: $L = 4\pi r^2 F(r)$

T_{ef}, g při $r = R_1$, kde $\tau_{\text{ros}} = 1.0$

$T_{\text{ef}} = T_{\text{ef}}(R_1) = \left(\frac{L}{4\pi R_1^2} \right)^{1/4}$

$g = \frac{GM}{R_1^2}$

Sféricko-symetrické modely atmosfér

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 ϑ 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 je dána vztahem $4\pi \int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \int_0^\infty \kappa_\nu d\nu \int I_\nu d\omega$. 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 je $H_\nu = \int I_\nu \cos \vartheta d\omega$. Tedy $\int_0^\infty H_\nu d\nu = \frac{C}{r^2}$, C je

konst. určená zdroji energie hvězdy. Celkový 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 $\int_0^\infty H_\nu d\nu = konst.$

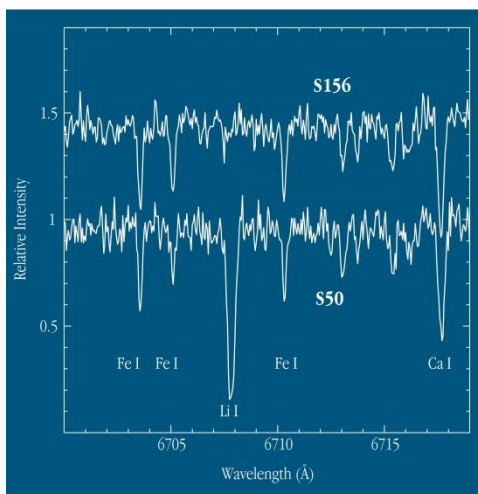
5.5. Spektra a atmosféry červených obrů, vybrané výsledky

Příkladně Hamdani et al. 2000 charakterizoval atmosféry na základě detailního studia sedmi **červených - oranžových** 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 $M_{bolIS} = 4,75$ 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 ($4\,500 \leq T_{ef} \leq 5\,500$) K platí $v_t = -0,86 \log g + 4,01$.

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** - $\log N(Li) = 5$, hvězda **S50**. Připomínáme průměrnou hodnotu kosmického obsahu lithia $\log N(Li) = 3,1$. Tedy hvězdy musí produkovat lithium ve svých nitrech. Výklad jevu vychází z práce Cameron, Fowler 1971: Některé atomy 3He ve vnějších obáčkách 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 $^7Li + p \rightarrow 2\ ^4He$ dostatečně pomalá, aby nebylo lithium opět zcela rozloženo.



Studium lithia manželé Spite F., Spite M. 1982, Spite plateau... $\log Li \approx 2,2$ K pro hvězdy kulových hvězdokup, spektrálního typu F.

Spektroskopické výsledky

Příkladem spektroskopického studia K respektive M obrů je práce Tsuji 2001, která se zabývá analýzou spektra získaného infračervenou družicí ISO na vlnové délce vodního pásu $\lambda = 6,3 \mu\text{m}$ 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 o 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 $\lambda = 1,4 \mu\text{m}$ a $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$, 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 $T_{\text{ef}} \approx 3\,250$ K pro M6 III.

1. α Cet M 1,5 IIIa (3869 ± 161) K
2. β Peg M 2,5 II – III (3890 ± 174) 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 $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. První pozorované spektrální čáry vody se objevují v modelech při teplotách $T_{\text{ef}} = 3\,300$ K, nejintenzivnější jsou při $T_{\text{ef}} = 3\,200$ 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.

Na povrchu jsou přítomna místa s velkými skvrnami, které mohou ovlivňovat rozdělení energie ve spektru, proměnnost, aktivitu atd. Je otázkou, zda takové efekty nastávají u normálních červených obrů.

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 proto fotosférické vrstvy stejné hustoty, hledáme závislost teploty na optické hloubce ve zvoleném případě.

Červený obr ι Draconis, Edasich:

K 2 III, $T_{\text{ef}} = 4\,545$ K, 1,8 M_{S} , 12,0 R_{S} , 55 L_{S} , $r = 31$ pc,

DISCOVERY OF A SUBSTELLAR COMPANION TO THE K2 III GIANT ι DRACONIS¹

SABINE FRINK, DAVID S. MITCHELL, AND ANDREAS QUIRRENBACH

Center for Astrophysics and Space Sciences, University of California, San Diego, 9500 Gilman Drive, La Jolla, CA 92093-0424;
sabine@ucsd.edu, dsm@physics.ucsd.edu, aquirrenbach@ucsd.edu

DEBRA A. FISCHER AND GEOFFREY W. MARCY

Department of Astronomy, University of California, Berkeley, 601 Campbell Hall, Berkeley, CA 94720-3411;
fisher@serpens.berkeley.edu, gmarcy@etoile.berkeley.edu

AND

R. PAUL BUTLER

Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington, 5241 Broad Branch Road NW, Washington, DC 20015-1305;
paul@dtm.ciw.edu

Received 2002 March 21; accepted 2002 May 8

ABSTRACT

We report precise radial velocity measurements of the K giant ι Dra (HD 137759, HR 5744, HIP 75458), carried out at Lick Observatory, which reveal the presence of a substellar companion orbiting the primary star. A Keplerian fit to the data yields an orbital period of about 536 days and an eccentricity of 0.70. Assuming a mass of $1.05 M_{\odot}$ for ι Dra, the mass function implies a minimum companion mass $m_2 \sin i$ of $8.9 M_{\text{J}}$, making it a planet candidate. The corresponding semimajor axis is 1.3 AU. The nondetection of the orbital motion by *Hipparcos* allows us to place an upper limit of $45 M_{\text{J}}$ on the companion mass, establishing the substellar nature of the object. We estimate that transits in this system could occur already for inclinations as low as 81.5° , as a result of the large diameter of the giant star. The companion to ι Dra is the first brown dwarf or planet found to orbit a giant rather than a main-sequence star.

Subject headings: astrometry — planetary systems — stars: individual (ι Draconis)

On-line material: color figures

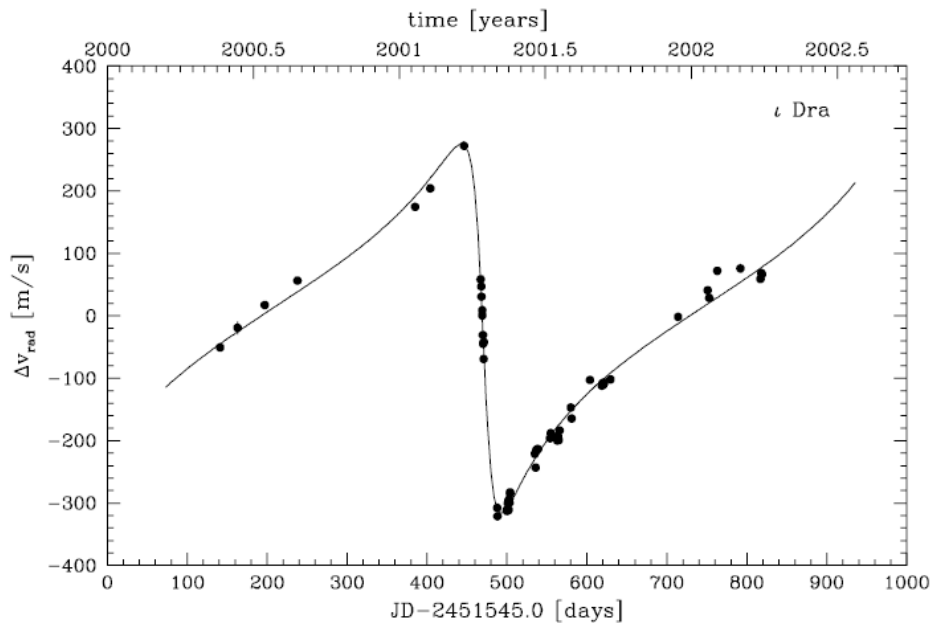
objev exoplanet 2002, b - 11,7 M_{J} , c - 17,0 M_{J}

diplomka Bulíčková – ι Draconis

TABLE 1
MEASURED RADIAL VELOCITIES FOR ι DRA

JD - JD ₂₀₀₀ ^a (days)	v_{rad} (m s ⁻¹)	$\sigma_{v_{\text{rad}}}$ (m s ⁻¹)	JD - JD ₂₀₀₀ ^a (days)	v_{rad} (m s ⁻¹)	$\sigma_{v_{\text{rad}}}$ (m s ⁻¹)
140.854	-50.7	4.1	535.757	-243.1	4.4
162.754	-19.2	10.1	536.766	-215.1	4.3
196.773	17.3	5.3	537.738	-213.4	4.0
237.678	56.5	4.6	538.721	-213.6	3.5
385.075	174.6	5.8	553.728	-196.3	4.0
404.082	204.2	6.3	554.707	-188.0	4.1
445.990	272.6	6.2	555.711	-192.4	4.0
466.948	58.6	4.9	561.718	-193.3	5.3
467.843	47.2	5.1	562.732	-199.5	4.3
468.010	30.8	4.6	563.702	-193.8	4.1
468.871	8.9	4.5	564.715	-199.1	3.9
468.996	0.4	5.7	565.700	-183.7	4.1
469.802	-30.8	4.6	579.706	-147.0	4.1
469.997	-44.9	5.0	580.708	-164.5	4.6
470.842	-69.1	4.5	603.727	-102.7	3.8
470.991	-41.9	4.4	618.638	-111.8	5.0
487.729	-307.6	4.3	619.632	-108.0	5.0
487.975	-321.1	4.8	620.624	-110.4	4.8
499.752	-310.7	5.0	621.624	-106.7	4.7
499.926	-312.8	4.4	629.608	-101.9	5.1
500.862	-300.5	4.4	714.107	-1.7	5.8
501.803	-295.9	4.4	751.022	40.9	5.4
501.926	-310.9	4.9	753.079	28.7	6.5
502.779	-293.6	4.3	763.017	72.1	5.9
502.910	-299.6	4.7	791.966	76.0	4.9
503.741	-282.9	4.5	816.971	59.1	5.5
503.939	-284.6	4.5	817.854	68.6	5.7
534.759	-221.0	4.8	818.931	66.6	5.5

^a JD₂₀₀₀ = 2,451,545.0.



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

Byly vypracovány 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 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.

První z modelů 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, předpokládající sférické částice poloměru a , obíhající na dráze kolem hvězdy se zářivým výkonem L a hmotností M . Podle Artymowicze 1988 podmínka rovnováhy sil gravitačních a sil vyvolaných tlakem záření dává

$$a_{\min} > \frac{3L}{16\pi GMc\rho}, \text{ kde } \rho \text{ vyjadřuje hustotu zrnka prachu, } \rho \rightarrow 10^3 \text{ kg.m}^{-3}. \text{ Pro hodnotu}$$

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

$$M_{zr} = 16\pi\rho \frac{L_{ir}}{L} d_{zr}^2 a_{\min} / 3. \text{ Přibližné hodnoty } a_{\min} \approx (20 - 50) \mu\text{m, } T_{zr} \approx (60 - 80) \text{ K, } d_{zr} \approx (100 - 250) \text{ au, } M_{zr} \approx (10^{23} - 10^{24}) \text{ kg.}$$

Úbytek hmoty podél větve červených obrů činí $\approx 0,2 M_{\odot}$.

Three-dimensional hydrodynamical CO⁵BOLD model atmospheres of red giant stars

VI. First chromosphere model of a late-type giant

Sven Wedemeyer¹, Artūnas Kučinskas², Jonas Klevas², and Hans-Günter Ludwig³

¹ Institute of Theoretical Astrophysics, University of Oslo, PO Box 1029 Blindern, 0315 Oslo, Norway
e-mail: sven.wedemeyer@astro.uio.no

² Institute of Theoretical Physics and Astronomy, Vilnius University, Saulėtekio al. 5, Vilnius 10221, Lithuania

³ ZAH, Landessternwarte Königstuhl, 69117 Heidelberg, Germany

Received 6 January 2017 / Accepted 30 May 2017

ABSTRACT

Aims. Although observational data unequivocally point to the presence of chromospheres in red giant stars, no attempts have been made so far to model them using 3D hydrodynamical model atmospheres. We therefore compute an exploratory 3D hydrodynamical model atmosphere for a cool red giant in order to study the dynamical and thermodynamic properties of its chromosphere, as well as the influence of the chromosphere on its observable properties.

Methods. Three-dimensional radiation hydrodynamics simulations are carried out with the CO⁵BOLD model atmosphere code for a star with the atmospheric parameters ($T_{\text{eff}} \approx 4010$ K, $\log g = 1.5$, $[M/H] = 0.0$), which are similar to those of the K-type giant star Aldebaran (α Tau). The computational domain extends from the upper convection zone into the chromosphere ($7.4 \geq \log \tau_{\text{Ross}} \geq -12.8$) and covers several granules in each horizontal direction. Using this model atmosphere, we compute the emergent continuum intensity maps at different wavelengths, spectral line profiles of Ca II K, the Ca II infrared triplet line at 854.2 nm, and H α , as well as the spectral energy distribution (SED) of the emergent radiative flux.

Results. The initial model quickly develops a dynamical chromosphere that is characterised by propagating and interacting shock waves. The peak temperatures in the chromospheric shock fronts reach values of up to 5000 K, although the shock fronts remain quite narrow. Similar to the Sun, the gas temperature distribution in the upper layers of red giant stars is composed of a cool component due to adiabatic cooling in the expanding post-shock regions and a hot component due to shock waves. For this red giant model, the hot component is a rather flat high-temperature tail, which nevertheless affects the resulting average temperatures significantly.

Conclusions. The simulations show that the atmospheres of red giant stars are dynamic and intermittent. Consequently, many observable properties cannot be reproduced with static 1D models, but require advanced 3D hydrodynamical modelling. Furthermore, including a chromosphere in the models might produce significant contributions to the emergent UV flux.

Key words. stars: late-type – stars: chromospheres – hydrodynamics – convection – shock waves – radiative transfer

Úloha 4.8 U hvězdy α Cas Schedar K0 III s efektivní povrchovou teplotou 4 500 K, nacházející se ve vzdálenosti 70 pc byla zjištěna hustota zářivého toku $F_{\text{bol}} = 1,65 \cdot 10^{-9} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Určete L , R , M_{bol} , m_{bol} , modul vzdálenosti a λ_{max} .

Řešení: Zářivý výkon určíme ze vztahu $L = 4\pi r^2 F_{\text{bol}} = 9,67 \cdot 10^{28} \text{ W} = 251 L_{\odot}$. Poloměr hvězdy stanovíme ze vztahu $R = \left(\frac{L}{4\pi\sigma T_{\text{ef}}^4} \right)^{1/2}$. Absolutní bolometrickou hvězdnou velikost stanovíme ze vztahu $\log L = 0,4(4,75 - M_{\text{bol}})$, odkud $M_{\text{bol}} = -1,24$ mag. Pozorovanou bolometrickou hvězdnou velikost získáme z upravené Pogsonovy rovnice $m_{\text{bol}} = M_{\text{bol}} + 5 \log r - 5 = 2,99$ mag. Modul vzdálenosti je $m_{\text{bol}} - M_{\text{bol}} = 4,23$ mag. Vlnová délka hodnoty maximální intenzity záření zjištěná z Wienova posunovacího zákona je $\lambda_{\text{max}} = 644$ nm.

6. Červení veleobři

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 a	613	5,7
VV Cephei	4,91	M 2 I aep	613	8,8

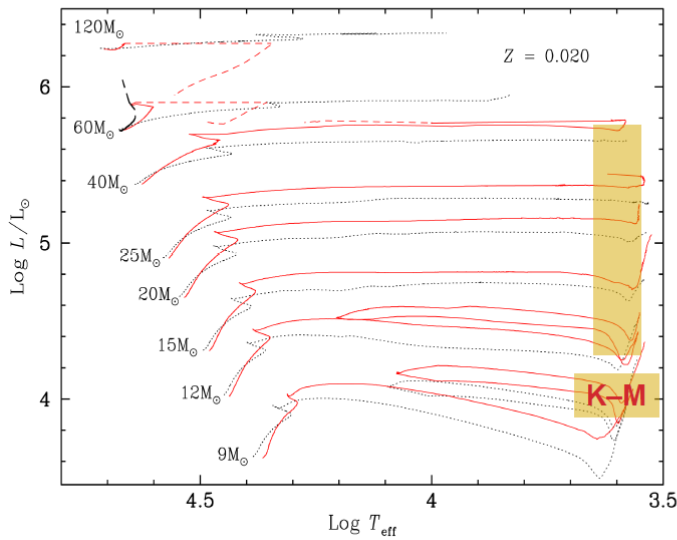
Jde o hvězdy spektrálních tříd K - M, s efektivní teplotou (4 500 - 3 500) K, poloměry (100 - 1 000) R_S , zářivých výkonů (10^4 - 10^5) L_S . Jejich počáteční hmotnosti byly nejméně **8 M_S** . Na hlavní posloupnosti strávily (10^6 - 10^7) roků, spalovaly CNO cyklus. Při hmotnostech větších než (30 - 40) M_S na hlavní posloupnosti se nestanou v dalším vývoji dostatečně chladnými. U červených veleobrů začíná hořet helium v jádře, čímž se odlišují od červených obrů.

K detailnímu určení spektrálního typu jsou používány např. TiO $\lambda = 712,0$ nm, CN $\lambda = 712,0$ nm a zejména Ca II triplet $\lambda = 849,8$ nm, 854,2 nm, 866,2 nm, M. Erdelyi-Mendes, B. Barbuy 1991.

Kippenhahn: „*Jakési zvětšovací sklo, které neúprosně odhaluje chyby výpočtů z dřívějších etap vývoje.*“

Příkladem je hvězda μ Cephei A M 2 Ia, s teplotou 3 300 K, poloměrem 2 400 R_S a zářivým výkonem $6 \cdot 10^5 L_S$, M_V (- 6 - 9) mag, (10 - 25) M_S , L (10^4 - 10^6) L_S stádium hoření helia, chladné rozsáhlé atmosféry \rightarrow velké škálové výšky. Stanovení poloměru problematické, asymetrie fotosféry, obtížně definovaný poloměr, neplatí předpoklad planparalelní atmosférické geometrie. Výpočet modelu atmosféry - **MARCS**, s interpretací molekulárních opacit \rightarrow TiO, největší poloměry, v blízkosti horizontálního vývoje na H-R diagramu, současný výzkum fyzikálních vlastností fotometrickými a spektroskopickými metodami v Galaxii a blízkých galaxiích – VMM, MMM, M 31, M 33. Znalost T_{ef} , L, Fe/H, polohy na H-R diagramu. **Červení veleobři** zásadně důležití pro **studium chemického složení Galaxie, cyklus hmoty v ní** a v celém vesmíru.

the largest stars in the Universe! $R > 500 R_{\text{Sun}}$



Meynet & Maeder (2000)

$T_{\text{eff}} : 3500 \dots 4500 \text{ K}$

$\log g : -0.5 \dots 0.5$

$[\text{Fe}/\text{H}]$: about solar

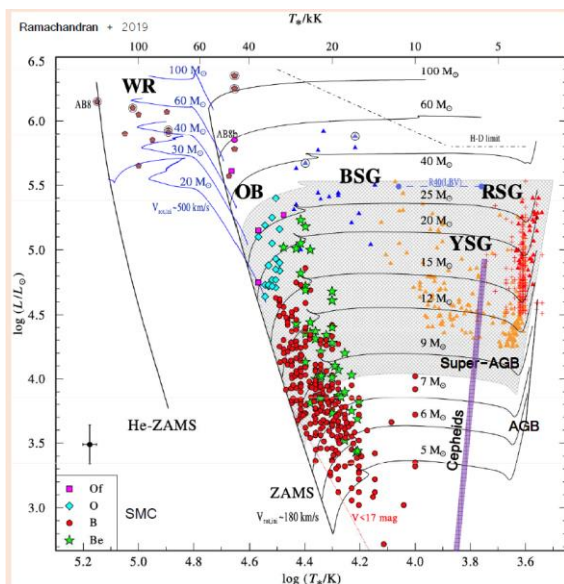


very low T_{eff} , $\log g$, and solar $[\text{Fe}/\text{H}] \rightarrow$

worst situation for spectral analysis

Pochopení problematiky červených veleobrů je limitováno komplexností jejich atmosfér, hvězdnými obálkami a souvislostmi v nich, tj. dynamikou atmosféry, chromosférické aktivity a úbytkem hmoty. Na základě studia dvaceti galaktických M veleobrů byla prováděna analýza rychlostní struktury atmosfér, byly potvrzeny atmosférické pohyby, pravděpodobně konvektivního původu s rychlostmi korelujícími s úbytkem hmoty. Konvekce hraje klíčovou roli v úbytku hmoty veleobrů. V práci E. Josselin, B. Plez, N. Maunon 2003 je prováděna předběžná analýza profilů H_{α} v souvislosti s chromosférickou aktivitou.

Obtížná rozlišitelnost mezi červenými veleobry $M \geq 10 M_{\text{S}}$ a hvězdami asymptotické větve obrů $M \leq 10 M_{\text{S}}$.



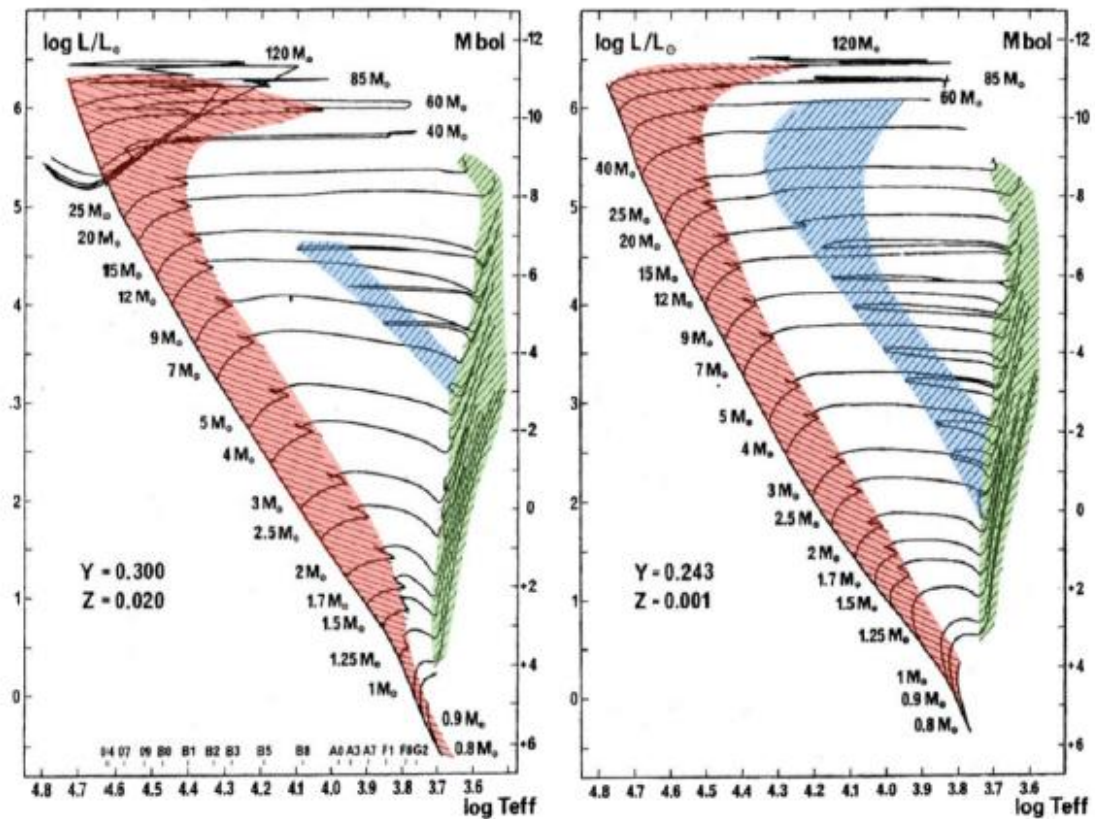


Figure 1.1: Evolutionary tracks of stars in HR diagram for metallicities $Z = 0.02$ (left panel) and $Z = 0.001$ (right panel). The colored regions indicate core H-fusion (red), core He-fusion (blue), and He or later core fusion phases (green). Adapted from Lamers & Levesque (2017) and Schaller et al. (1992).

Hoření vodíku v jádře – **červená**, hoření helia v jádře – **modrá**, helium a pozdější fáze hoření v jádře – **zelená**.

Červení veleobři (RSG) reprezentují klíčovou etapu vývoje hvězd s větší hmotností ($10 M_S \leq M_{poc} \leq 30 M_S$), v průběhu které ztrácejí podstatnou část své hmoty, Castor 1993.

Přesná znalost struktury a evoluce červených veleobrů je tak důležitá. U úbytku hmoty je překážkou obtížnost pozorování okolohvězdné obálky a odvození jejich parametrů - velikosti úbytku hmoty, expanzní rychlosti a geometrii obálek, podrobněji kapitola hvězdný vítr.

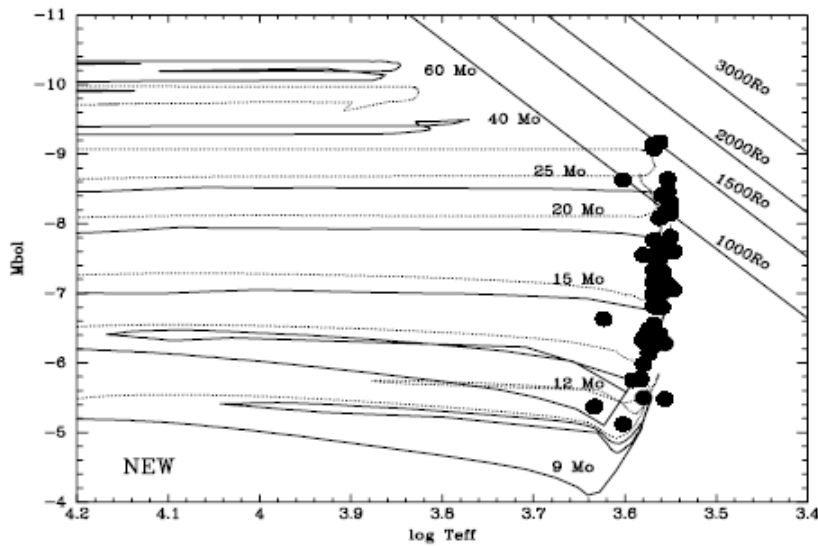
Prostřednictvím modelů hvězd byl zkoumán vývoj a pulsace červených veleobrů, s hmotnostmi (15, 20, 25) M_S a Z (0,0005 - 0,02). Výsledky propočítaných závislostí $P - L$ vycházející z modelů, byly porovnávány s observačními závislostmi červených veleobrů ve VMM, M 33 a Galaxii. Dobrý soulad s teorií 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 $\alpha = 1,0$, za použití Ledouxova kritéria k určování hranic konvektivních zón. Je předpokládáno, že hmota konvektivního jádra je kompletně promíchávána, teplotní gradient je adiabatický.

Hledán souhlas mezi polohou červeného veleobra na H-R diagramu a propočítanými vývojovými křivkami na něm. Obtížnost – hluboké molekulární pásy, charakterizující M veleobry jsou velmi citlivé k teplotě, atmosféry jsou rozsáhlé, existuje vyšší rychlost konvektivních vrstev. Výpočty modelů červených veleobrů v Galaxii, $Z = 0.02$.



V případě vnějších galaxií *polohy rozdílné*, pro M 31, $Z = 0.04$.

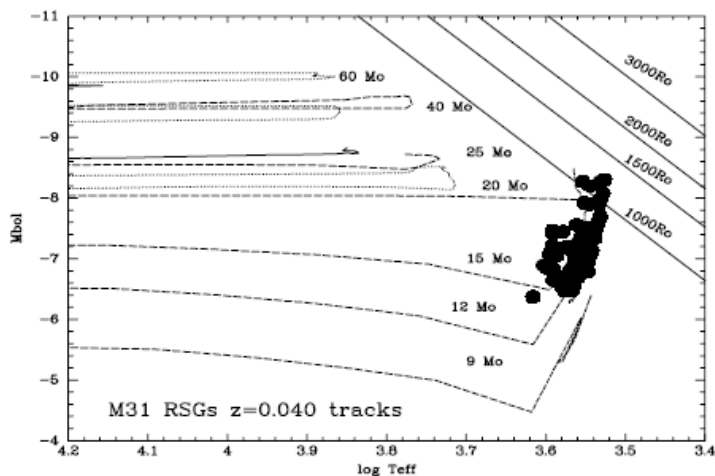


Fig. 2. Comparison of the placement of M31's RSGs with the $z=0.040$ tracks of Meynet & Maeder (2005).

Vliv metalicity na polohu na H-R diagramu

Předpovědi vývoje hvězd – **studium metalického jevu**, podrobná spektrofotometrie 36 objektů ve VMM a 37 v MMM. Porovnání s výzkumem v Galaxii. Pásky TiO $\lambda = 495,5$ nm, $\lambda = 516,7$ nm, $\lambda = 584,7$ nm, $\lambda = 615,8$ nm, $\lambda = 712,0$ nm předurčují spektrální typ M a K u červených veleobrů. Stávají se slabšími při nižší metalicitě.

T_{ef} 3 650 K M2 I Galaxie

T_{ef} **3 700 K** M1,5 I VMM

T_{ef} **3 800 K** K5 - M0 I MMM

VMM se vyznačuje nižší metalicitou, proto by M2 červení veleobrů měli být chladnější než v naší Galaxii. Méně Ti, tudíž i TiO, proto postačuje nižší teplota pro stejné ekvivalentní šířky.

Nová generace modelů atmosfér **MARCS** – upřesnění stanovení T_{ef} založené na bohatých páscech TiO, nová škála T_{ef} pro červené veleobrů. Sféricky symetrické, 10^5 bodů výběrové opacity.

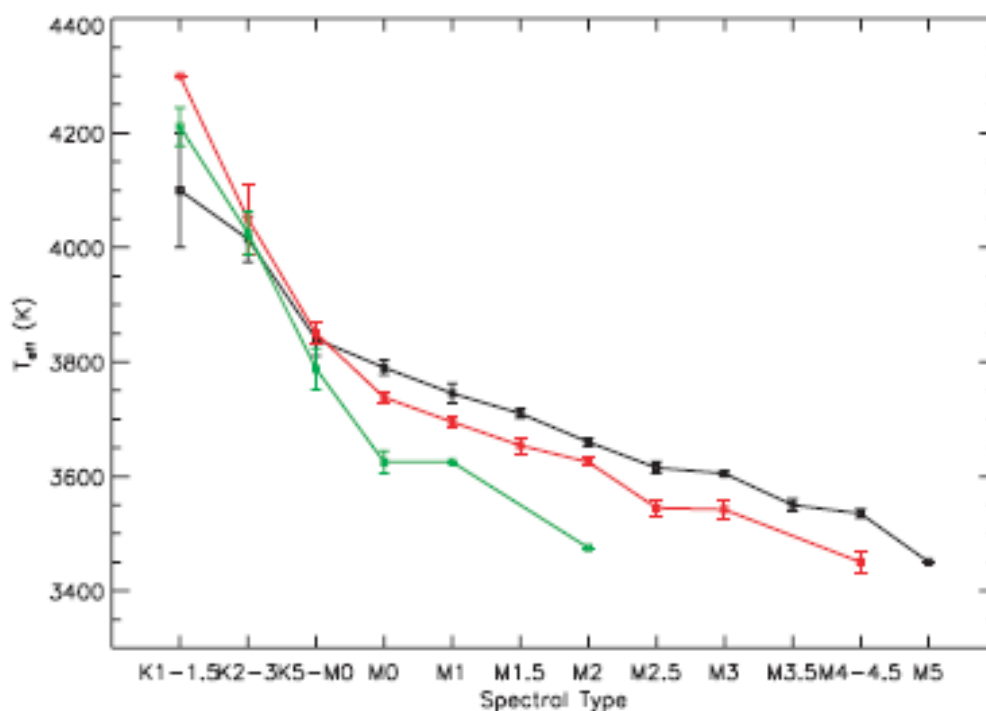


FIG. 9.— Effective temperature scales for Galactic (*black*), LMC (*red*), and SMC (*green*) RSGs. The error bars reflect the standard deviation of the means

Škála efektivních povrchových teplot pro Galaxii – **černá čára**, pro VMM – **červená čára**, MMM – **zelená čára**.

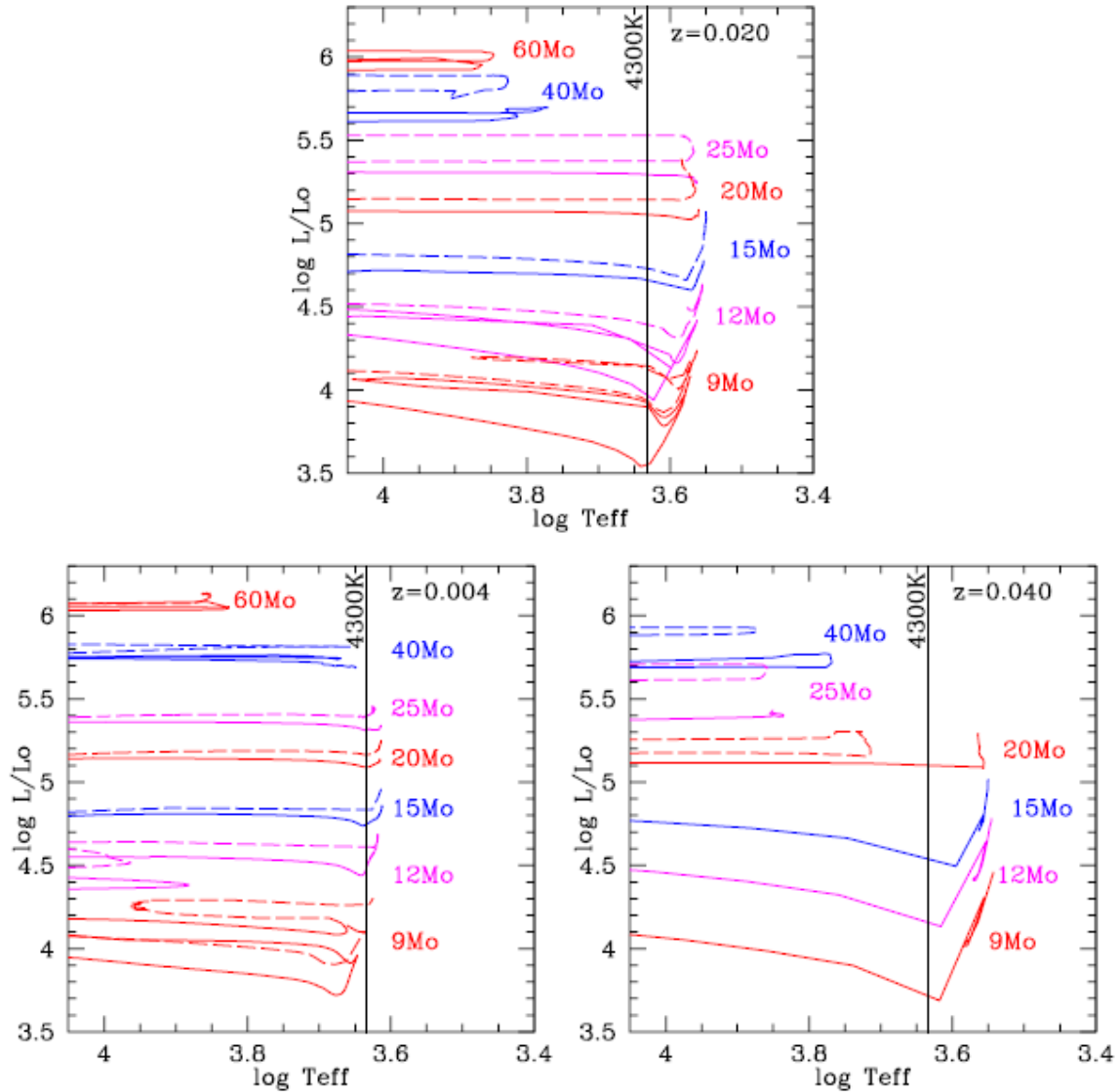


Figure 1. Effects of metallicity on the evolutionary tracks in the RSG region. The tracks for $z=0.020$ (solar) are from Meynet & Maeder (2003), for $z=0.004$ (SMC-like) are from Meynet & Maeder (2000), and for $z=0.040$ (M31-like) are from Meynet & Maeder (2005) and Meynet, Maeder, Schaller, et al. 1994). Solid curves denote the tracks with no initial rotation, while the dashed lines correspond to initial rotations of 300 km s^{-1} . The black vertical line marks a temperature of 4300 K, roughly that of a K0 I at both solar and SMC metallicity (Papers I, II).

Plná čára zachycuje vývojové křivky hvězd bez počáteční rotace, přerušovaná odpovídá křivkám hvězd s počáteční rotací 300 km s^{-1} , větší zářivé výkony. Svislá čára – povrchová teplota 4 300 K, K 0, obsah metallicity shodný se Sluncem.

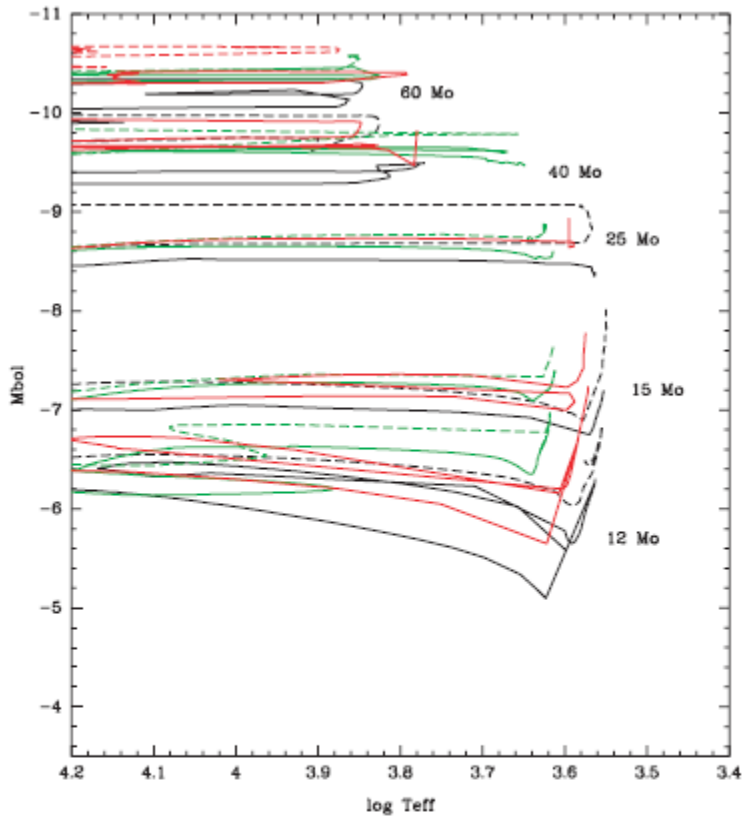


FIG. 10.— Comparison of evolutionary tracks at differing metallicities. We show the evolutionary tracks from Meynet & Maeder (2003, 2005) for the Milky Way (*black*, $z = 0.02$), Schaerer et al. (1993) for the LMC (*red*, $z = 0.008$), and Charbonnel et al. (1993) and Maeder & Meynet (2001) for the SMC (*green*, $z = 0.004$). Solid curves indicate no rotation, and dashed curves represent initial rotation velocities of 300 km s^{-1} .

Diagram zachycuje vývojové křivky hvězd s rozdílnou metalicitou, **černá** $Z = 0,02$ naše Galaxie, **červená** $Z = 0,008$ VMM, **zelená** $Z = 0,004$ MMM, souvislá čára hvězdy bez počáteční rotace, přerušovaná odpovídá křivkám hvězd s počáteční rotací 300 km s^{-1} .

Zkoumání vztahu mezi L_{max} červených veleobrů a metalicitou \rightarrow **nižší metalicita** \rightarrow **vyšší zářivý výkon**.

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, galaxiích**.

Na základě studia infračerveného záření u 15 RSG proměnných hvězd v VMM 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 ($\approx 10 \text{ km.s}^{-1}$). Určené hodnoty T_{ef} jsou systematicky nižší než předpokládají modely atmosfér.

Tempo úbytku hmoty je závislé na zářivém výkonu, produkce především v mladých galaxiích VMM, MMM, zde ještě nestačily vzniknout AGB hvězdy.

Výzkum prachu především v infračerveném oboru, okolohvězdná mračna, kondenzace zrn v průběhu vývoje hvězd. Přebytek toku záření v blízké ultrafialové oblasti, viz obr. .

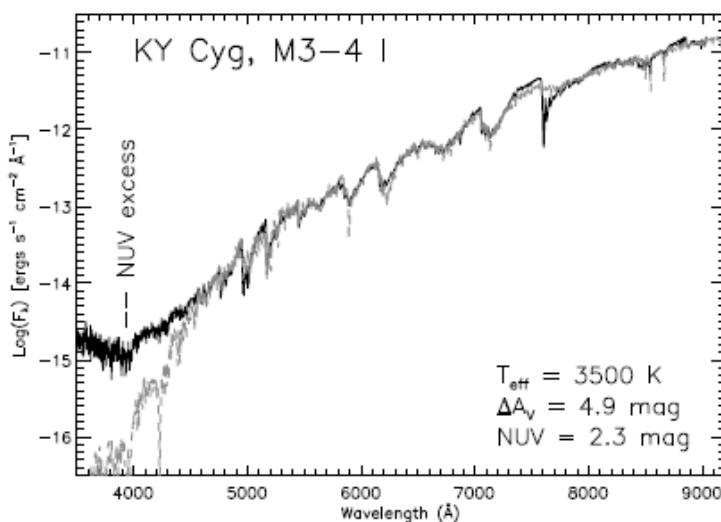


Figure 3: The effects of circumstellar dust in the NUV, adapted from Massey et al. (2005). The observed spectral energy distribution (SED) of KY Cyg (black) is compared to the best-fit synthetic SED from the MARCS stellar atmosphere models. The fit has been corrected for extinction by "reddening" the model, rather than dereddening the observed SED of the RSG. KY Cyg shows a considerable amount of excess flux in the NUV as compared to the reddened MARCS model. We can also see that there is a considerable amount of excess reddening present in the direction of KY Cyg, with a difference of 4.9 mag as compared to its host OB association, Cyg OB1.

Shrnutí řešených problémů:

Jak se mění rychlost úbytku hmoty s metalicitou?

Jaké různé mechanismy řídí úbytek hmoty červených veleobrů?

Co vyplývá ze zákona zčervenání při produkci prachu u červených veleobrů?

Červení veleobři (3 500 - 4 400) K, (8 - 40) M_S jako progenitoři supernov II.

Nutné detailní studium červených veleobrů na různých vlnových délkách, včetně UV a IR.

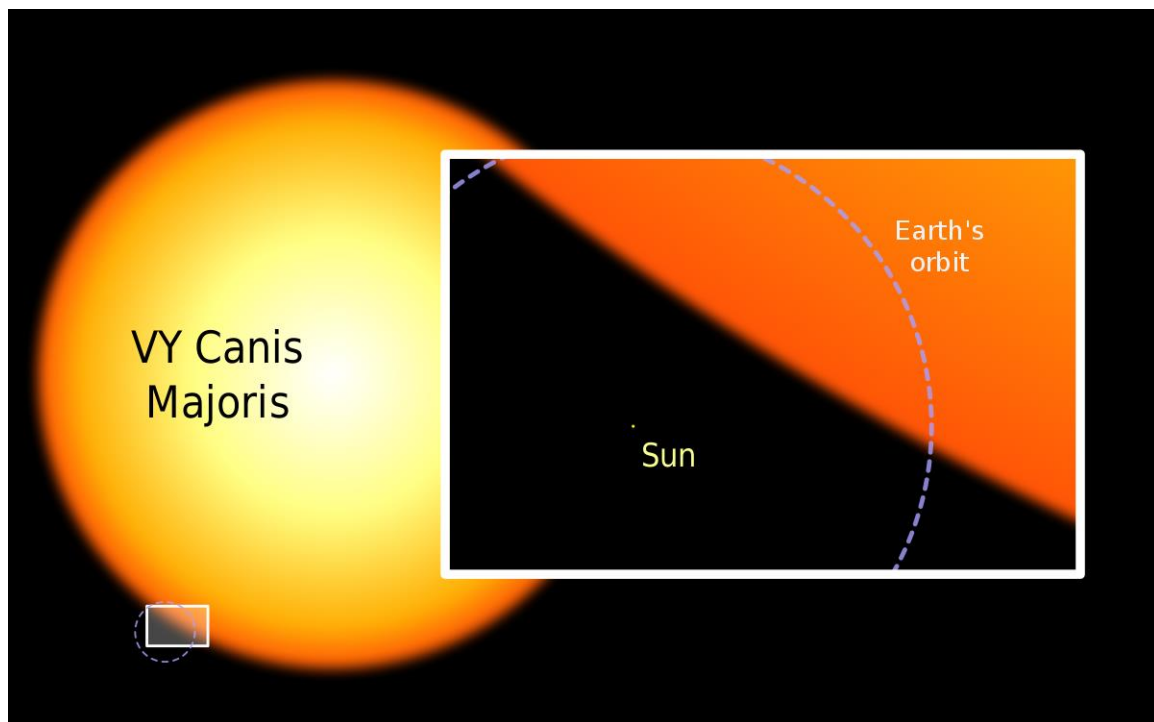
Zajímaví červení veleobři

prachem zahalené objekty, asymetrické mlhoviny, jasné zdroje IR záření, OH, SiO, H₂O maserové emise, zářivý výkon závislý na úbytku hmoty

VY Canis Majoris , VY CMa → Galaxie

spektrofotometrie, $T_{\text{ef}} = 3\,650 \pm 25 \text{ K}$, $M_3 - M_5 \text{ I}$, $M_{\text{bol}} = -7 \text{ mag}$, $R \approx 600 R_{\text{S}}$,
 $M \approx 17 \pm 8 M_{\text{S}}$,

velký zářivý výkon, $2,7 \cdot 10^5 L_{\text{S}}$, velká prachová reflexní mlhovina, tepelná emise prachu, její zářivý výkon 5krát větší než hvězdy samotné, značný úbytek hmoty, prochází podobným procesem jako Betelgeuse.



Betelgeuse (17 - 19) M_{\odot} , 3 600 K, M1 - M2, 764 R_{\odot} , v roce 2020 snížení jasnosti o 50 %, hvězda spaluje uhlík v jádře, odhazovala látku blokující část jejího záření, Jadlovský, D. a.j. 2023. Detailní analýza radiálních rychlostí, světelných křivek → vymezení period...

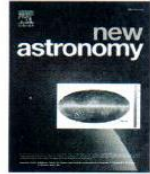
New Astronomy 99 (2023) 101962



Contents lists available at ScienceDirect

New Astronomy

journal homepage: www.elsevier.com/locate/newast



Analysis of photometric and spectroscopic variability of red supergiant Betelgeuse

Daniel Jadlovský*, Jiří Krtička, Ernst Paunzen, Vladimír Štefl

Department of Theoretical Physics and Astrophysics, Faculty of Science, Masaryk University, Kotlářská 2, Brno, 611 37, Czech Republic

ARTICLE INFO

Keywords:

Betelgeuse
Red supergiants
Radial velocity
Photometry
Spectroscopy
Stellar pulsations

ABSTRACT

Betelgeuse is a pulsating red supergiant whose brightness is semi periodically variable and in February 2020 reached a historical minimum, the Great Dimming. The aims of this study are to characterize Betelgeuse's variability based on available archival data and to study possible causes of light variability. Many spectra, from ultraviolet and optical regions, were evaluated for spectral analysis. The spectra were used primarily to determine radial velocities from different layers of atmosphere and their long-term evolution. Additionally, photometric data were analysed in different filters as well, to construct light curves and to determine periods of the variability. Spectroscopic and photometric variability are compared to each other and given into a context with the Great Dimming.

The two most dominant photometric periods are $P_1 = 2190 \pm 270$ d and $P_2 = 417 \pm 17$ d, while the dominant optical (photospheric) radial velocity periods are $P_{1,r} = 2510 \pm 440$ d and $P_{2,r} = 415 \pm 11$ d. During the same time, the radial velocity determined from ultraviolet spectra also shows variability and is distinctively different from the variability of photospheric velocity, undergoing longer periods of variability. We attribute these velocities to the velocities at the base of outflowing wind. We also report a maximum of stellar wind velocity during the Great Dimming, accompanied by the previously reported minimum of brightness and the maximum of photospheric radial velocity. After the Dimming, Betelgeuse's mode of variability has fundamentally changed and is now instead following a shorter period of ~ 200 d.

1. Introduction

Betelgeuse is a semi-regular variable star and is the brightest star in the near-infrared part of spectrum [E1], typically ranking as one of the 10 brightest stars overall. It is classified as a red supergiant of M1–M2 spectral type (Keenan and McNeil, 1989). However, despite many highest quality observations and research, several of the fundamental characteristics of Betelgeuse remain significantly uncertain.

The uncertainty lies primarily in the determination of the distance of Betelgeuse, and other physical properties tied to it. A reliable estimate of distance determined by Harper et al. (2008a) $887 \pm 203 R_{\odot}$ is based on multi-wavelength observations. The analysis by Joyce et al. (2020) that combines evolutionary, asteroseismic, and hydrodynamical simulations, gives a current mass of $16.5\text{--}19.0 M_{\odot}$ and initial mass of $18\text{--}21 M_{\odot}$.

Betelgeuse has average photospheric radial velocity $v_{\text{rad}} = 21.9 \text{ km s}^{-1}$ (Famaey et al., 2005). There have been issues with tracing Betelgeuse back to its birthplace, especially due to the uncertainty of the distance to the star (van Loon, 2012). Rotational velocity of Betelgeuse is higher than most other red supergiants typically have (van

Loon, 2012). The projected rotational velocity that was determined from HST ultraviolet data of Betelgeuse (Uitenbroek et al., 1998) is given as $v_{\text{rot}} \sin(i) \sim 5 \text{ km s}^{-1}$, while a more recent study by Kervella et al. (2018) gives $v_{\text{rot}} \sin(i) = 5.47 \pm 0.25 \text{ km s}^{-1}$.

Betelgeuse's brightness changes on at least two different timescales (Joyce et al., 2020) that were observed since 1837 by sir John Herschel (Lloyd, 2020). Based on some of the most precise determinations of the periodicity by Kiss et al. (2006) and Chatys et al. (2019), the shorter period is $P_{\text{short}} \sim 388 \pm 30$ days, and the longer period is $P_{\text{long}} \sim 5.6 \pm 1.1$ years (~ 2050 days). Both vary in the exact length, and also the amplitude of photometric variability shows significant variability. While there is no clear consensus, it is mostly assumed that the shorter period is driven by atmospheric pulsations in either the fundamental or low-overtone modes, and also by oscillations due to invocation of convective cells (Kiss et al., 2006). Joyce et al. (2020) concluded that the mode of atmospheric pulsations is the fundamental mode. The longer period is most often attributed to either flow timescales of giant convection cells (Stothers, 2010) or to magnetic

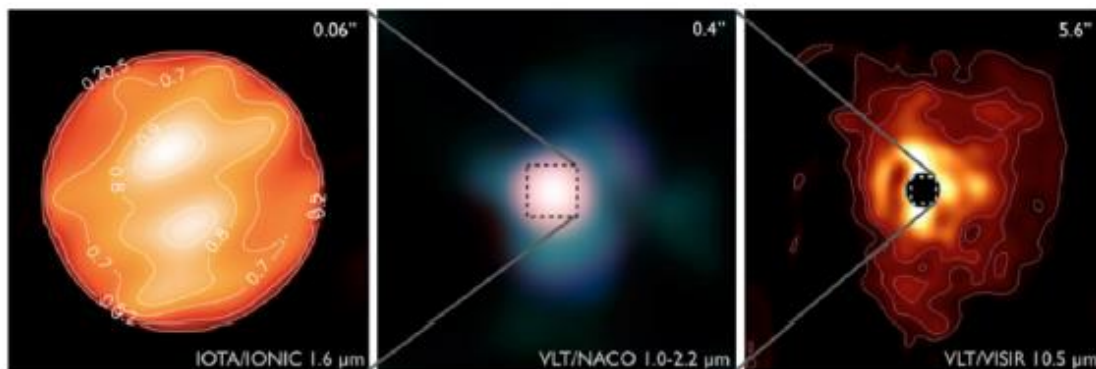
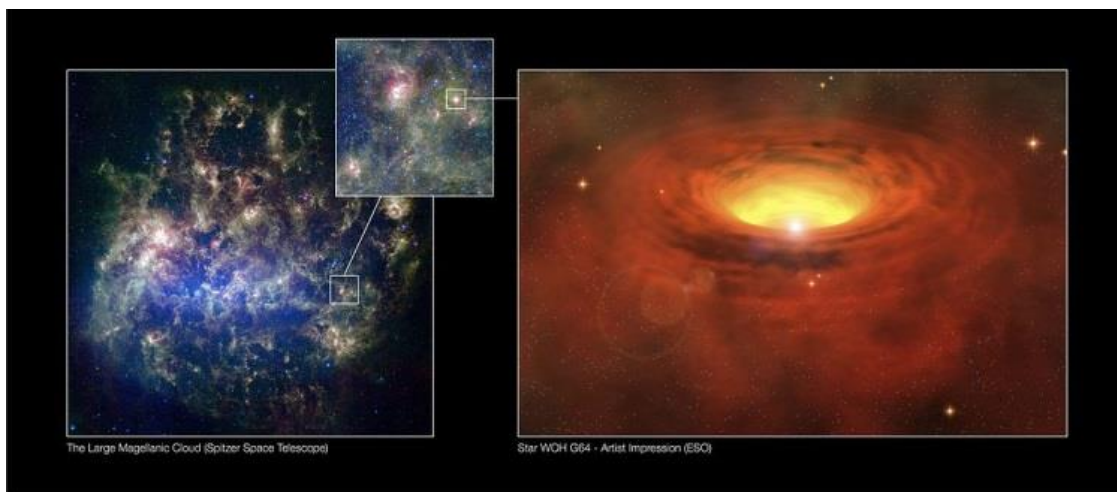


Figure 1.5: *Left panel:* Interferometric image of the photosphere of Betelgeuse obtained by Haubois et al. (2009). *Middle panel:* Emission from a compact molecular envelope obtained by Kervella et al. (2009). *Right panel:* Thermal emission of dust obtained by Kervella et al. (2011). Adapted from Nazé et al. (2015).

WOH G 64 → VMM

hvězda s tlustým opaskem, činícím (1/10 – 1/3) počáteční hmotnosti,

$T_{\text{ef}} = 3\,400 \pm 25\text{ K}$, $M_{\text{bol}} = -9,4\text{ mag}$, $R \approx 1\,500\text{ R}_{\text{S}}$



A Thick Belt around a Massive Star in another Galaxy

ESO Press Photo 15/08 (27 May 2008)

This image is copyright © ESO. It is released in connection with an ESO press release and may be used by the press on the condition that the source is clearly indicated in the caption.



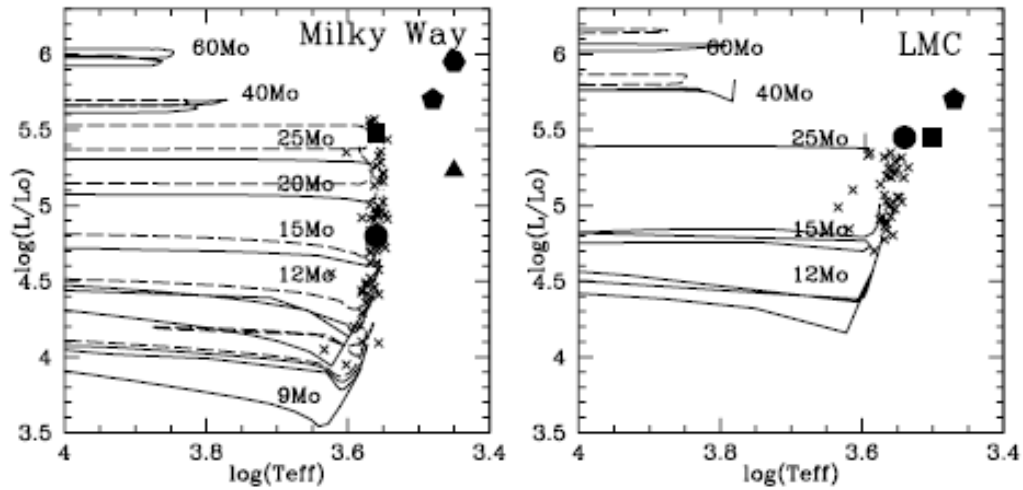


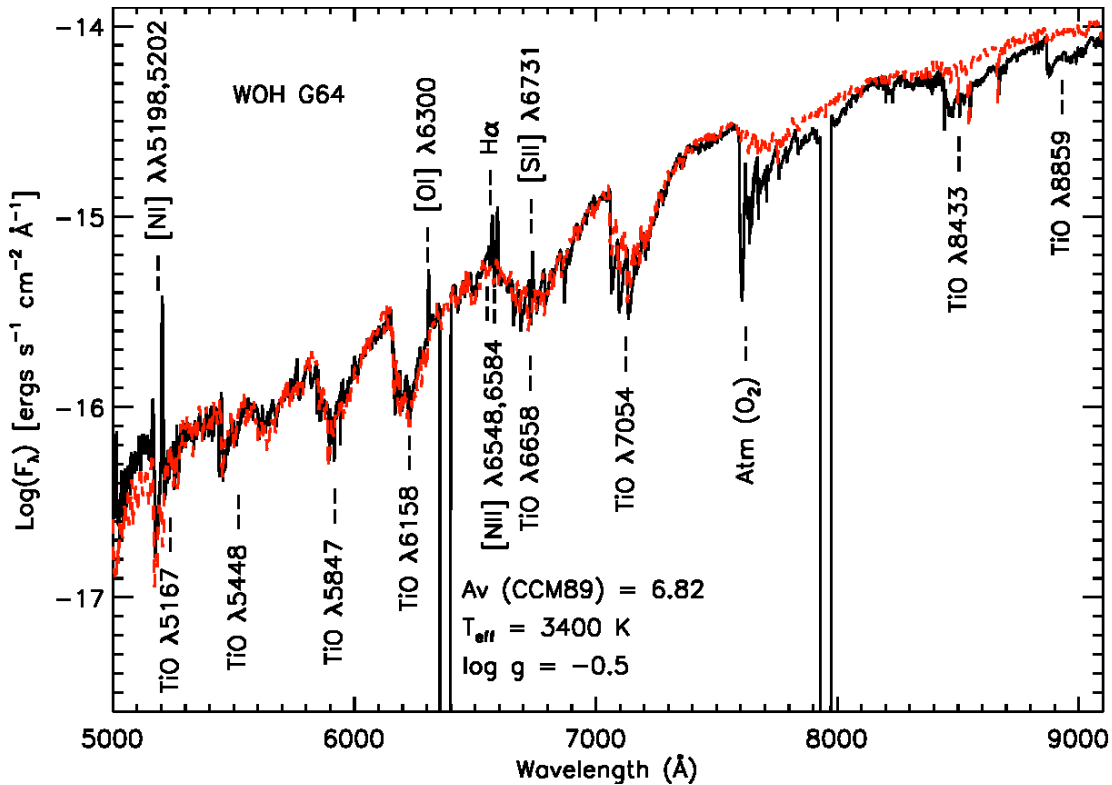
Figure 4: Placing VY CMa and WOH G64 on the H-R diagram, adapted from Massey et al. (2006b) and Levesque et al. (2009a). Figure 4a (left): Position of VY CMa on the Milky Way H-R diagram as determined by several recent studies: Le Sidaner & Le Bertre (1996; hexagon), Smith et al. (2001; pentagon), Monnier et al. (1999; triangle), Massey et al. (2006b; circle), and Choi et al. (2008; square). For comparison, the sample of Galactic RSGs from Levesque et al. (2005) are shown as crosses. The evolutionary tracks are taken from Meynet & Maeder (2003). Figure 4b (right): Position of WOH G64 on the LMC H-R diagram as determined by recent studies: van Loon et al. (2005; pentagon), Ohnaka et al. (2008; square), and Levesque et al. (2009a; circle). For comparison, the sample LMC RSGs from Levesque et al. (2006) are shown as crosses. The evolutionary tracks are taken from Meynet & Maeder (2005) and include both non-rotating tracks (solid lines), and tracks that assume an initial rotation velocity of 300 km s^{-1} (dashed lines).

Umístění na HR diagramech od různých autorů **VY CMa** v Galaxii. šestiúhelník, pětiúhelník, trojúhelník, kruh, čtverec. **WOH G64** ve VMM pětiúhelník, kruh, čtverec.

Různá stadia nukleosyntézy v jádrech veleobrů různé hmotnosti [\[29\]](#)

Stadium	Délka stadia v rocích		
	15 M_{\odot}	20 M_{\odot}	25 M_{\odot}
Hoření vodíku	$1,1 \cdot 10^7$	$7,5 \cdot 10^6$	$5,9 \cdot 10^6$
Hoření helia	$1,4 \cdot 10^6$	$9,3 \cdot 10^5$	$6,8 \cdot 10^5$
Hoření uhlíku	2600	1400	970
Hoření neonu	2,0	1,5	0,77
Hoření kyslíku	2,5	0,79	0,33
Hoření křemíku	0,29	0,031	0,023

překvapivě [zakázané] emisní čáry ve spektru, [O I] $\lambda = 630,0$ nm [N II] $\lambda = 654,9$ nm, [S II] $\lambda = 673,1$ nm



RSG HV 11423 → MMM

T_{eff} ≈ (3 500 – 4 300) K, M 4 I, L ≈ (2 – 3,5) 10⁵ L_s, proměnná hvězda

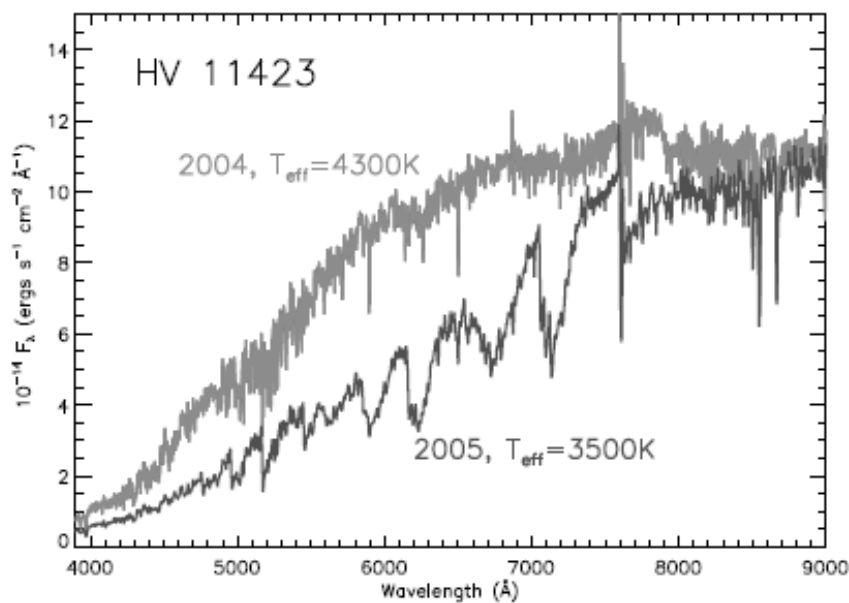


Figure 5: The changing spectrum of HV 11423, adapted from Massey et al. 2007b. The 2004 spectrum of HV 11423 (light gray) is shown to have a cool T_{eff} of only 4300 K and a spectral type of K0-1 I. By comparison the 2005 spectrum (dark gray) has a much cooler T_{eff} of 3500 K, corresponding to a spectral type of M4 I, and shows a drastically different spectrum, with strong TiO band. No adjustments in flux have been made for these observations, showing that HV 11423 was significantly brighter in 2004. The strong feature at 7600Å is the telluric A band.

Výzkum chromosfér – **Antares, Betelgeuse**, ALMA – 0,7 mm, VLA – 10 cm, Přebytek infračerveného záření 70 μm \rightarrow okolohvězdný disk prachu.

ALMA and VLA reveal the lukewarm chromospheres of the nearby red supergiants Antares and Betelgeuse

E. O’Gorman¹, G. M. Harper², K. Ohnaka³, A. Feeney-Johansson¹, K. Wilkneit-Braun⁴, A. Brown², E. F. Guinan⁵, J. Lim⁶, A. M. S. Richards⁷, N. Ryde⁸, and W. H. T. Vlemmings⁹

¹ Dublin Institute for Advanced Studies, 31 Fitzwilliam Place, Dublin 2, Ireland

e-mail: ogorman@cp.dias.ie

² Center for Astrophysics and Space Astronomy, University of Colorado, 389 UCB, Boulder, CO 80309, USA

³ Instituto de Astronomía, Universidad Católica del Norte, Avenida Angamos 0610, Antofagasta, Chile

⁴ Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Gojenbergsweg 112, 21029 Hamburg, Germany

⁵ Department of Astrophysics and Planetary Science, Villanova University, Villanova, PA 19085, USA

⁶ Department of Physics, The University of Hong Kong, Pokfulam Road, Hong Kong

⁷ Jodrell Bank Centre for Astrophysics, Department of Physics and Astronomy, University of Manchester, Manchester M13 9PL, UK

⁸ Lund University, Lund, Sweden

⁹ Department of Space, Earth and Environment, Chalmers University of Technology, Onsala Space Observatory, 439 92 Onsala, Sweden

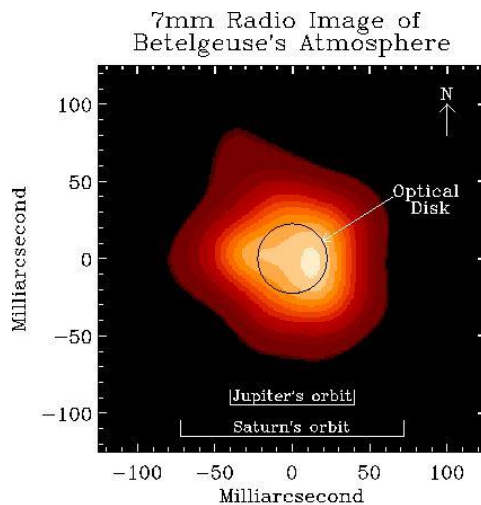
Received 17 February 2020 / Accepted 5 May 2020

ABSTRACT

We first present spatially resolved ALMA and VLA continuum observations of the early-M red supergiant Antares to search for the presence of a chromosphere at radio wavelengths. We resolve the free-free emission of the Antares atmosphere at 11 unique wavelengths between 0.7 mm (ALMA band 8) and 10 cm (VLA S band). The projected angular diameter is found to continually increase with increasing wavelength, from a low of 50.7 mas at 0.7 mm up to a diameter of 431 mas at 10 cm, which corresponds to 1.35 and 11.6 times the photospheric angular diameter, respectively. All four ALMA measurements show that the shape of the atmosphere is elongated, with a flattening of 15% at a similar position angle. The disk-averaged gas temperature of the atmosphere initially rises from a value of 2700 K at $1.35 R_*$ (i.e., $0.35 R_*$ above the photosphere) to a peak value of 3800 K at $\sim 2.5 R_*$, after which it then more gradually decreases to 1650 K at $11.6 R_*$. The rise in gas temperature between $1.35 R_*$ and $\sim 2.5 R_*$ is evidence for a chromospheric temperature rise above the photosphere of a red supergiant. We detect a clear change in the spectral index across the sampled wavelength range, with the flux density $S_\nu \propto \nu^{1.42}$ between 0.7 mm and 1.4 cm, which we associate with chromosphere-dominated emission, while the flux density $S_\nu \propto \nu^{0.8}$ between 4.3 cm and 10 cm, which we associate with wind-dominated emission. We show that the Antares MOLsphere is transparent at our observed wavelengths, and the lukewarm chromosphere that we detect is therefore real and not just an average of the cool MOLsphere and hot ultraviolet emitting gas. We then perform nonlocal thermal equilibrium modeling of the far-ultraviolet radiation field of another early-M red supergiant, Betelgeuse, and find that an additional hot (i.e., >7000 K) chromospheric photoionization component with a much smaller filling factor must also exist throughout the chromospheres of these stars.

Key words. stars: atmospheres – stars: chromospheres – stars: imaging – stars: massive – radio continuum: stars – submillimeter: stars

fotosféra – kružnice, asymetrie – vliv konvektivních sil na atmosféru



Courtesy of J. Lim, C Carilli, S. M. White, A. J. Beasley, & R. G. Marson

7. Hvězdy asymptotické větve obrů

7.1. Hoření při heliovém záblesku při degenerovaném jádru hvězdy, $M \leq 2,5 M_{\odot}$

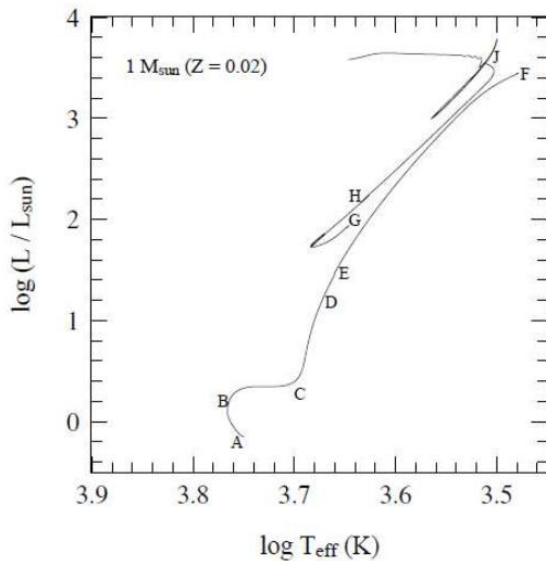
Jakmile hmotnost degenerovaného heliového jádra dosáhne hodnoty $\approx 0,45 M_{\odot}$, jádro se začne smršťovat až dosáhne teploty hoření helia $T_c \approx 10^8$ K, které má explozivní charakter, proto nastane **heliový záblesk – helium flash**, bod **F** vývojové křivky. Důvody jsou následující: Po zapálení helia produkce energie vede k nárůstu teploty, což není doprovázeno zvýšením tlaku, protože v degenerovaném jádře není závislý na teplotě. Ta narůstá, ale jádro neexpanduje, protože hustota se nemění, produkce energie ε se zvyšuje drasticky ($\varepsilon \sim T^{40}$). Vzniká efektivnější hoření, vedoucí k ještě vyšším teplotám atd. Degenerované jádro tak hoří explozivně. Zářivý výkon po velmi krátkou dobu je vysoký, řádově $10^{10} L_{\odot}$.

Proces popíšeme kvantitativně. Při dosažení teploty 10^8 K v jádře dojde k zapálení heliových reakcí. Je-li jádro elektronově degenerované je zapálení $3 \frac{4}{2}He \rightarrow \frac{12}{6}C$ reakcí prudké, hovoříme o **heliovém záblesku** v časové škále několika minut až hodin.

Vysvětlení jevu vychází z toho, že při splnění podmínky $n_e \geq \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$, kdy je aktuální hustota v jádru hvězdy vyšší než kritická, jsou elektrony v heliovém jádru degenerovány. Například při typické teplotě v této etapě vývoje $\approx 10^8$ K je kritická hustota dána 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 $\varepsilon \approx \rho^2 T^{40}$. Příkladně při zvýšení teploty o 10 % naroste hodnota ε 45krát. Po zapálení heliových reakcí roste uvolňování energie, současně narůstá teplota, nikoliv však jak jsme uvedli tlak, čemuž brání degenerace jádra, které nemůže expandovat a ochlazovat se. Reakce $3 \frac{4}{2}He \rightarrow \frac{12}{6}C$ probíhají vyšším tempem. Zářivý výkon hvězdy se může výrazně zvětšit během několika minut, u heliového jádra zářivý výkon vzroste až na $\approx 10^{10} L_{\odot}$.

Při nárůstu teploty nad 10^8 K se degenerace zvýší. Limita mezi degenerovaným a ideálním plynem je určována vztahem $T_c \sim \rho_c^{\frac{2}{3}}$. Při teplotě $3 \cdot 10^8$ K je hustota degenerovaného heliového jádra přibližně $10^9 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Exploze zvýší teplotu jádra, nyní se již zvětší jeho objem, poloměr přibližně 3krát. Začne narůstat tlak při zvyšování teploty jádra, hustota poklesne a degenerace se zastaví. Řádový **pokles hustoty odstraní degeneraci**, hvězdná látka v jádru hvězdy se přemění na ideální plyn.

Hvězda se stane normální hvězdou, pro kterou platí rovnice hydrostatické rovnováhy. Jádru je nedegenerované, hoří v něm helium. Hvězda přechází na **horizontální větev** H-R diagramu, bod **G** na Kippenhahnově diagramu vývojové křivky pro $1 M_{\odot}$.



V jádře se od tohoto okamžiku začne spalovat helium na uhlík a kyslík, současně 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 - HGB**, stane se žlutým respektive až modrým obrem. Poloměr hvězdy odpovídá několikanásobku poloměru hvězdy na hlavní posloupnosti při odpovídající hmotnosti, zářivý výkon zůstává stejný respektive mírně naroste.

7.2. Horizontální větev obrů

Na horizontální větev obrů se hvězdy dostávají po heliovém záblesku, který ukončí jejich pobyt v oblasti červených obrů, přechod trvá velmi krátce, asi 10^4 let. Tím je stanovena hranice hmotnosti hvězd horizontální větve, spadají na ni hvězdy s počátečními hmotnostmi mezi $(0,5 - 2,3) M_{\odot}$. Hvězdy přechází do rovnovážného stavu na horizontální větvi. U hvězd s hmotnostmi menšími než $0,5 M_{\odot}$ nedojde k hoření helia, hvězdy s hmotnostmi většími než $(2,5-3) M_{\odot}$ zahájí hoření helia bez záblesku, nedostanou se na horizontální větev.

Všechny hvězdy na horizontální větvi mají velmi podobnou hmotnost jádra po heliovém záblesku. To znamená, že mají obdobné zářivé výkony na Hertzsprungově-Russellově

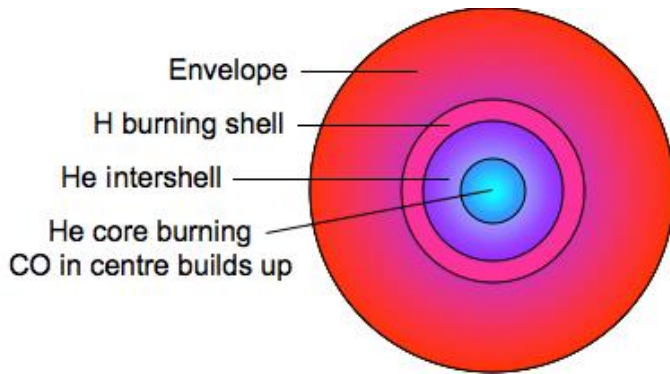
diagramu. Velikost a efektivní povrchová teplota hvězd závisí na hmotnosti vodíkové obálky, která zůstává kolem heliového jádra. Hvězdy s většími vodíkovými obálkami jsou chladnější. To vytváří rozložení hvězd podél horizontální větve při konstantním zářivém výkonu. Efekt kolísání teploty je mnohem větší při nižší metalicitě, takže hvězdy starých hvězdokup mají obvykle výraznější horizontální větve.

Hvězdy horizontální větve mají téměř stejné zářivé výkony, jejich absolutní hvězdné velikosti jsou obvykle (0,3-0,9) mag, ale mají široký rozsah povrchových teplot (4 000 - 35 000) K. Proto v Hertzsprungově-Russellově diagramu se takové hvězdy usazují téměř vodorovně, tudíž horizontální větev. V oblasti vyšších povrchových teplot však začíná zářivý výkon hvězd s rostoucí teplotou klesat, oblast na diagramu přestává být horizontální. Tedy na modrém konci větev poklesává, horké hvězdy mají nižší zářivé výkony.

Doba pobytu na horizontální větvi, mezi body **G - H** pro $1 M_{\odot}$ činí ≈ 100 milionů roků. Zářivý výkon $L \approx 10^2 L_{\odot}$. Oproti červeným obrům mají hvězdy horizontální větve menší poloměry a vyšší povrchové teploty. Nejčastější typické hodnoty povrchových teplot jsou (8 000 - 11 000) K, $\log g$ (3.0 - 4.0).

Horizontální větve byla objevena r. 1927 Paulem ten Bruggencatem (1901-1961), německým astronomem, pozdějším ředitelem hvězdárny Göttingenu. Jádro hvězdy je konvektivní, heliové hoření je citlivé k teplotě, při reakci $3 {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C}$ postupně poklesává obsah helia a narůstá uhlíku, následují reakce vedoucí k vzniku kyslíku, ${}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{16}_8\text{O} + \gamma$. Hmotnost jádra $\approx 0,5 M_{\odot}$, hmotnost vodíkové slupky poklesává s teplotou, jak se slupka přesouvá směrem k povrchu do oblastí s nižší teplotou a hustotou. Postupně narůstá velikost heliového jádra. Tloušťka konvektivní vrstvy závisí na hmotnosti obálky a době hoření helia v jádru. Uvolňovaná energie se spotřebovává na další přestavbu stavební struktury hvězdy, zejména atmosféry. Poloměr hvězdy odpovídá několikanásobku poloměru hvězdy hlavní posloupnosti při odpovídající hmotnosti.

Ve vnější obálce se přenáší energie zářením. Stavební struktura hvězdy horizontální větve obrů je následující. V hořícím heliovém jádru se hromadí uhlík, kyslík. Nad ním se nachází heliová mezivrstva. Je obklopena hořící vodíkovou vrstvou. Nad ní se nachází obálka.



U hvězdy na horizontální větvi, výkon uvolňovaný spalováním vodíku ve slupkovém zdroji klesá, ale výkon spalování helia v jádře roste. Zatímco většina energie se uvolňuje spalováním vodíku, povrchová teplota hvězdy s časem roste. Pozvolna zvětšují zářivý výkon obdobně jako hvězdy na hlavní posloupnosti. Po vyčerpání helia v jádře dojde k zapálení heliové slupky. Jakmile začne převládat spalování helia povrchová teplota začne klesat, následuje přesun na asymptotickou větev obrů.

Hvězdy mimo horizontální větev obrů

Pro hvězdy s velikostí mezi přibližně $(2,3 - 8) M_{\odot}$ platí, že se nedostanou na horizontální větev, vyznačují se nedegenerovanými heliovými jádry. Ta dosahují Schönbergovy-Chandrasekharovy limitní hmotnosti, při které již nejsou v hydrostatické ani tepelné rovnováze. Smršťují a zahřívají, což vyvolá hoření helia dříve, než se jádro stane degenerovaným. Tyto hvězdy se během hoření helia v jádře také zahřívají, ale mají jinou hmotnost jádra, a tudíž i jiný zářivý výkon než hvězdy horizontální větve. Jejich teplota se během hoření helia v jádře mění a před přechodem do asymptotické větve obrů provádějí modrou smyčku. Hvězdy hmotnější než $\approx 8 M_{\odot}$ také plynule zapalují helium v jádře a pokračují ve spalování těžších prvků – jde o červené veleobry.

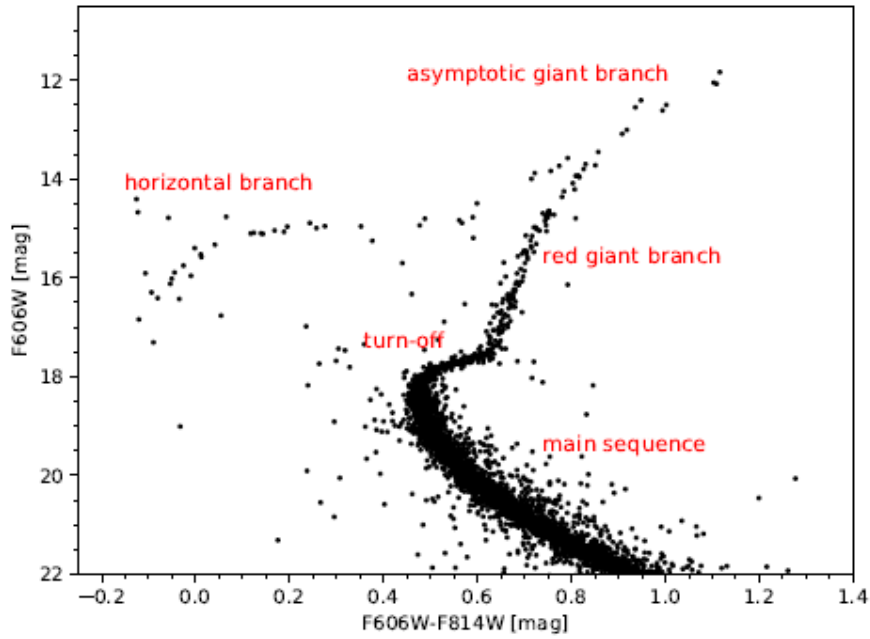
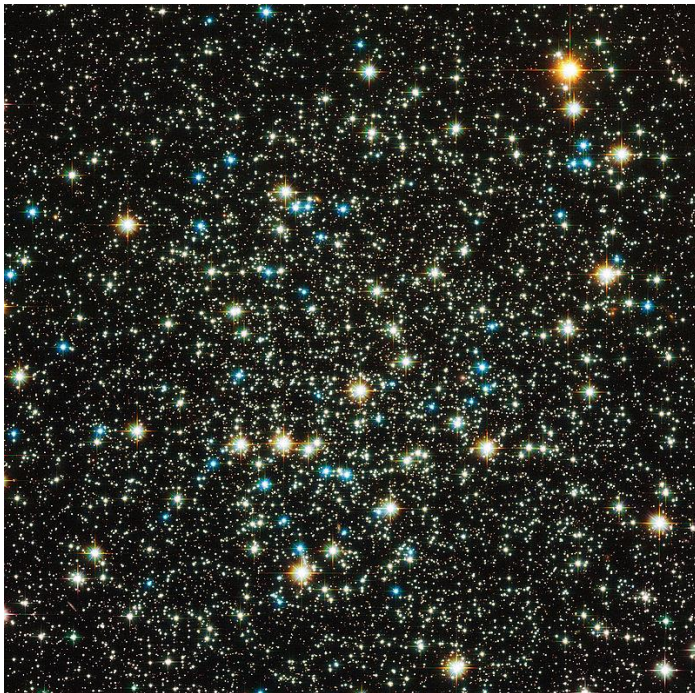


Figure 1.1: Color-magnitude diagram of M 5 using HST-data from the Advanced Camera for Surveys (ACS) Survey of Galactic Globular Clusters (Sarajedini et al. 2007) database ¹

Namodralé objekty jsou hvězdy horizontální větve obrů.



Z pozorování vyplynulo, že na kovy chudé hvězdokupy se vyznačují delší modrou horizontální větví, zatímco na kovy bohatší hvězdokupy mají horizontální větev kratší, Sandage 1952.

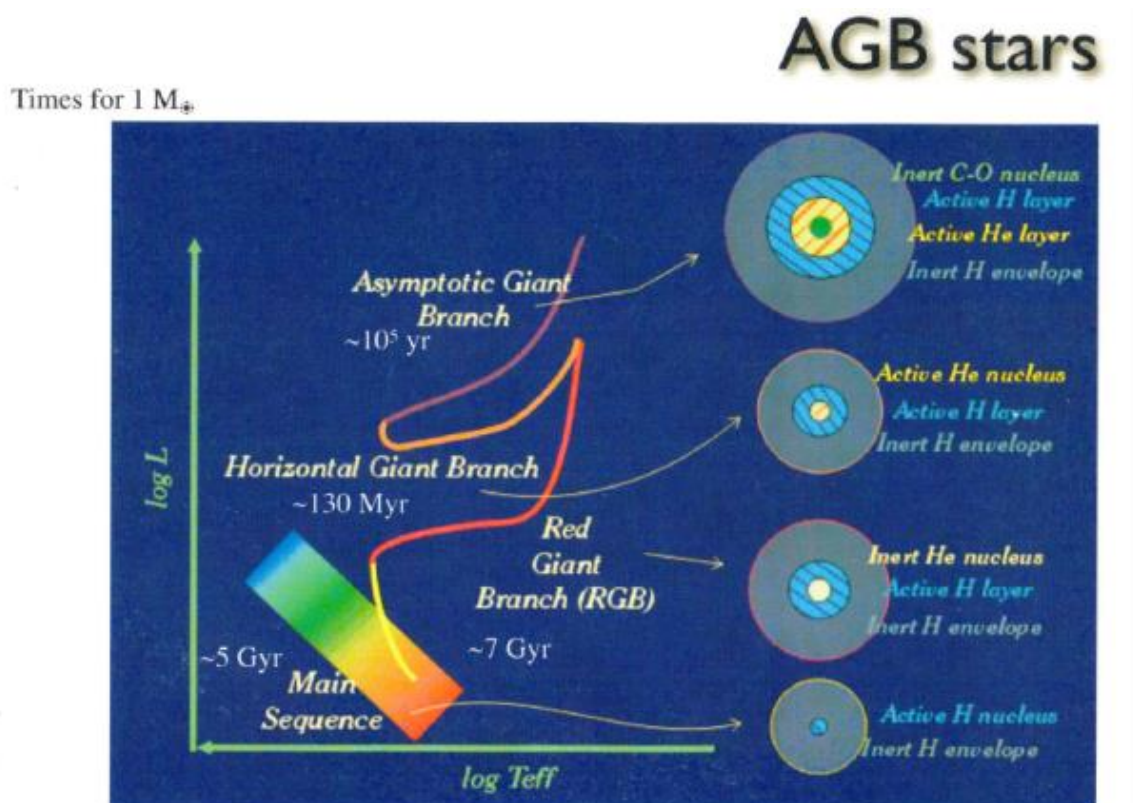
7.3. Asymptotická větev obrů

Přechod hvězd na asymptotickou větev obrů

U hvězdy na horizontální větvi, výkon uvolňovaný spalováním vodíku ve slupkovém zdroji klesá, ale výkon spalování helia v jádře roste. Povrchová teplota hvězdy s časem roste. Pozvolna se zvětšuje zářivý výkon obdobně jako hvězdy na hlavní posloupnosti. Po vyčerpání helia v jádře dojde k zapálení heliové slupky. Jakmile začne převládat spalování helia povrchová teplota začne klesat, následuje přesun na asymptotickou větev obrů.

Po krátké době se v jádru hvězdy při nárůstu hustoty vytvoří opět elektronově degenerované jádro, nyní však z prvků dalšího termonukleárního hoření - z uhlíku, dusíku, kyslíku a neonu. Elektronová degenerace proběhne u všech hvězd, jejichž počáteční hmotnost byla $M \leq (8 - 11) M_{\odot}$.

Nukleosyntéza helia na uhlík a kyslík se přesune do slupky kolem jádra. Vrstva hořícího vodíku se zahřeje, zářivý výkon hvězdy L se opět zvýší, přibližně o čtyři řády vzhledem ke



stadiu na hlavní posloupnosti. Vnější vrstvy se nafouknou, povrchová teplota poklesne, hvězda se stává podruhé červeným obrem (v obecném slova smyslu), hvězdou **asymptotické**

větve obrů AGB. Pro časovou představu o dobách trvání jednotlivých etap uvádíme následující tabulku.

Časová škála vývoje hvězd o hmotnosti 1 M_{\odot} a 5 M_{\odot} podle Vassiliadis a Wooda 1993

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

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_{\odot}]	První degenerované jádro, jeho složení	Kategorie
≤ 2	He	nízká
2 – 8	C, O	střední
8 – 11	O, Ne, Mg	vysoká
≥ 11	žádné	vysoká

Vývoj hvězd 1 M_{\odot} a 5 M_{\odot} po odchodu z hlavní posloupnosti.

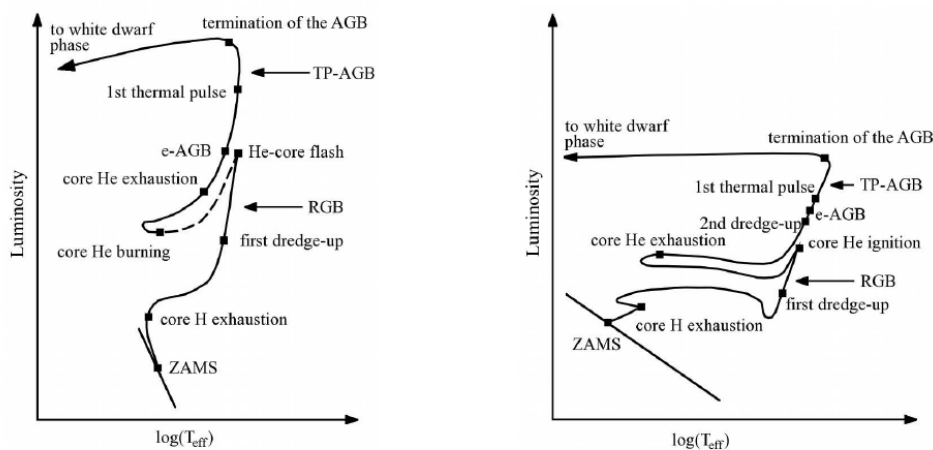


Figure 1.1: The evolution of a star in the HR diagram from the zero age main sequence (ZAMS) to the termination of the AGB for a 1 M_{\odot} star (left) and a 5 M_{\odot} star (right). The main stages of evolution mentioned in the text are marked.

Pro další výklad termojaderného hoření ve hvězdách asymptotické větve obrů platí tabulka.

Tabulka termonukleárního hoření a elektronové degenerace

termojaderné hoření	hmotnost na HP nezbytná k hoření M_{\odot}	zápalná teplota K	přibližná hustota $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	kritická hustota elek. degenerace $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
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 Si \rightarrow Ni \rightarrow Fe	8,0	$(1-3) \cdot 10^9$	10^{10}	$\approx 10^{12}$

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

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

Základní vlastnosti hvězd asymptotické větve obrů můžeme shrnout:

1. Nukleární reakce probíhají ve dvou slupkách, **tepelně nestabilní konfiguracích**, vedou ke vzniku termálních pulsů.
2. **Zářivý výkon** je jednoznačně **určen hmotností jádra**, nezávisí na celkové hmotnosti hvězdy.
3. Rozvíjí se **intenzivní hvězdný vítr** jako výsledek velkého tlaku záření v obálce, hvězda tak ztrácí podstatnou část své hmoty.

Přenos energie z centrálních částí hvězd je realizován mohutnými konvektivními proudy, které v určitých fázích vývoje zasahují až k samotnému jádru, v němž probíhají

termonukleární reakce. Produkty hoření jsou vzestupnými proudy vynášeny do povrchových vrstev hvězdy, kde vzniká pozorované spektrum, můžeme se tak rychle seznámit se změnami chemického složení.

Bod **H** vývojové křivky pro hvězdu s **5 Ms**, která se skládá

degenerovaného C/O jádra

He hořící slupky: He → C → O

He – bohaté mezivrstvy

H hořící slupky: H → He

konvektivní obálka – bohatá na H

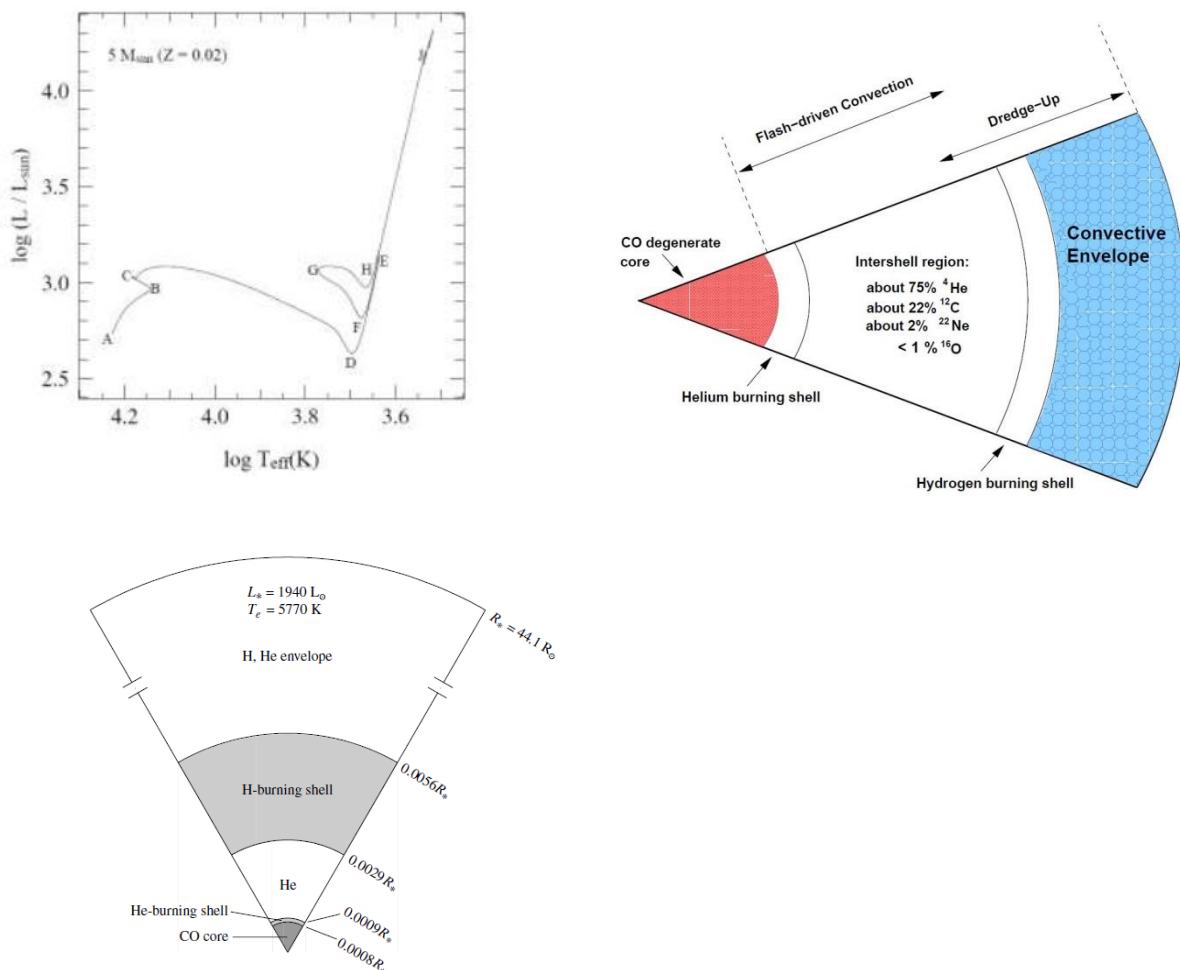


FIGURE 8 A $5 M_{\odot}$ star on the early asymptotic giant branch with a carbon–oxygen core and hydrogen- and helium-burning shells. Note that relative to the surface radius, the scale of the shells and core has been increased by a factor of 100 for clarity. (Data from Iben, *Ap. J.*, 143, 483, 1966.)

Jádro hvězdy, včetně hořící heliové vrstvy, je velmi malé, obsahuje pouze $2 \cdot 10^{-7}$ objemu hvězdy, ale tvoří 1/5 její hmotnosti. **Podrobnější rozdělení hmotnosti při celkové 4,3 Ms v bodě H:**

CO jádro 0,4 Ms, hořící heliová slupka 0,1 Ms, mezivrstva He 0,5 Ms, hořící vodíková slupka 0,05 Ms, **obálka H + He 3,25 Ms**.

Asymptotická větev obrů je velmi úchvatnou vývojovou etapou, ve hvězdách probíhá několik zajímavých procesů.

1. Jádru C/O je degenerované. Pro hvězdy s hořící heliovou slupkou kolem jádra je zářivý výkon určen hmotností jádra (platí pro červené obry i hvězdy horizontální větve obrů). Hvězda s jádrem o hmotnosti $0,6 M_{\odot}$ se vyznačuje zářivým výkonem $5 \cdot 10^3 L_{\odot}$, nezáleží na tom, zda její vodíková obálka je $0,4 M_{\odot}$ nebo $4,0 M_{\odot}$.
2. Dvě hořící slupky se střídají v produkci zářivého výkonu s periodou asi 10^3 roků, se změnami spouštěnými prostřednictvím slupkových záblesků. Jde o tzv. **tepelné pulsy**.
3. Velmi hluboká konvekce může přinášet produkty heliového hoření (např. C) k povrchu. Jde o tzv. druhé a třetí promíchávání. Mění složení na povrchu **C/O od < 1 do > 1** , což má zásadní vliv na prach kolem těchto hvězd. Dokonce i prvky s-procesu jsou při tepelných pulsech přenášeny k povrchu. Hvězdy asymptotické větve obrů reprezentují konečnou fázi aktivního vývoje více než poloviny hvězd, jsou zdrojem prachových částic, jež jsou nezbytné při tvorbě hvězd v hustých molekulárních mračnách.
4. Úbytek hmotnosti hvězd prostřednictvím větru vyvolaného pulsacemi a tlakem záření na prach je značný. Při výstupu po asymptotické větvi obrů činí řádově průměrně od **$10^{-7} M_{\odot}/rok$** na začátku do **$10^{-4} M_{\odot}/rok$** na vrcholu větve, Wood 1997.

Pro tyto hvězdy jsou typické nízké efektivní teploty, velký zářivý výkon nad $3\,000 L_{\odot}$, poloměr řádově až několik set poloměrů Slunce.

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 $1 M_{\odot}$ setrvává na asymptotické větvi obrů $2 \cdot 10^5$ roků, hvězda s hmotností $2 M_{\odot}$ setrvává na asymptotické větvi $8 \cdot 10^5$ roků Groenewegen et al. 1995.

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

Zastoupení kyslíku a uhlíku v jádru je obtížně zkoumatelné. Poměr obou prvků je odhadován na C/O od 0,1 až do 1, Olofsson 1999.

Typická povrchová efektivní teplota dosahuje přibližně $2\,500$ K. Vodíkový obal hvězdy přechází v rozsáhlou, desítky au velmi řídkou, chladnou (desítky kelvinů) a komplikovanou okolohvězdnou obálku, tvořenou unikajícím plynem a prachem.

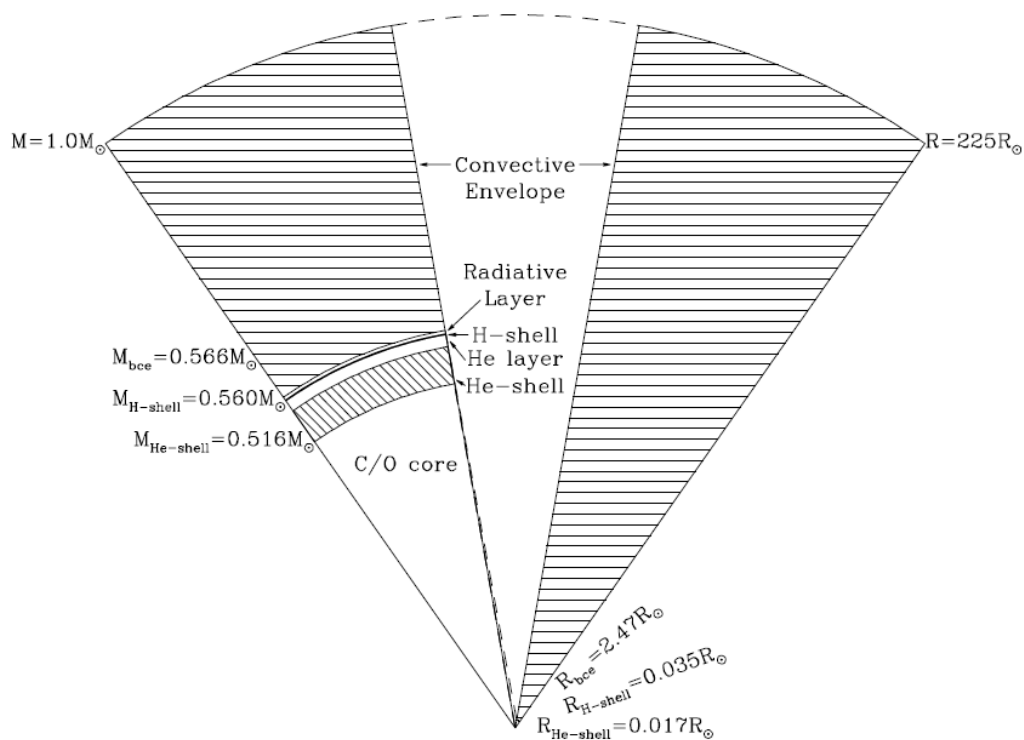


Figure 1.2: Schematic view of the structure of a $1 M_{\odot}$ star at the onset of the thermally pulsing AGB. *Left:* regions plotted against mass fraction; *right:* regions plotted against radius. (from Lattanzio & Wood 2003).

Hvězda v průběhu svého vývoje prochází 2krát stadiem červených obrů. Vzniká otázka, jak odlišit první průchod větví červených obrů od druhého průchodu asymptotickou větví, které vede k fázi tepelných pulsů. Lattanzio navrhl termíny *první a druhá větev obrů*. Teoretické vývojové modely stejně jako pozorování hvězd v kulových hvězdokupách ukázaly, že hvězdy při prvním průchodu větví obrů mají zářivé výkony $\leq 2\,000 L_{\odot}$. Ze vztahů teoretického stádia Paczynského vyplývá, že hvězda ve fázi tepelných pulsů při klidném spalování vodíku ve slupkovém zdroji by měla mít větší zářivé výkony, platí podle Paczynského

$$\frac{L}{L_{\odot}} \approx 5.9 \times 10^4 \left(\frac{M_c}{M_{\odot}} - 0.52 \right)$$

, kde L je v $[L_{\odot}]$.

některé hodnoty:

M_c/M_{\odot}	L/L_{\odot}
0.537	10^3
0.689	10^4
1.000	$3 \cdot 10^4$



Bohdan Paczynski (1940-2007) *Acta Astronomica...*

Ze vztahu vyplývá:

a) při znalosti zářivého výkonu známe hmotnost jádra, nikoliv obálky respektive celkovou hmotnost hvězdy.

b) pro daný zářivý výkon známe tempo, s kterým se hoření uskutečňuje. Hoření dodává hmotnost jádru, známe tak jeho růst a přírůstek zářivého výkonu.

Úloha: Uvažujme hvězdu o hmotnosti $3 M_S$ asymptotické větve obrů s efektivní povrchovou teplotou $3\,500\text{ K}$ a poloměrem $2 \cdot 10^{11}\text{ m}$. Určete hmotnost jádra M_c této hvězdy. Jaká je maximální možná hmotnost M_c ?

Řešení: $M_c = 0,7$, $M_{c\max} = 1,4 M_S$.

Doba mezi dvěma po sobě jdoucími heliovými záblesky ve fázi tepelných pulsů AGB je podle

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

Tak lze vypočítat tempo, s kterým hvězdy stoupají po větvi asymptotické větve obrů. Růst jádra je doprovázen úbytkem hmoty obálky, nakonec se hvězda při výstupu po větvi zastaví.

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 $1,4 M_S$.

Jak jsme již uvedli, energie se ve hvězdě na asymptotické větvi obrů uvolňuje dvěma procesy. Syntézou vodíku na helium ve vodíkové slupce a rovněž přeměnou helia na uhlík a kyslík ve slupkách kolem degenerovaného uhlíkokyslíkového jádra.

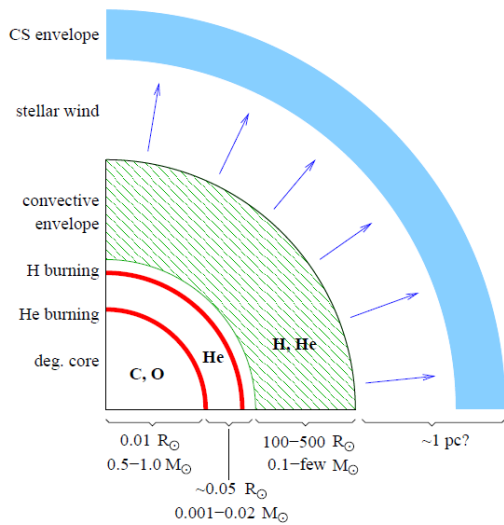
Na počátku pobytu hvězd na asymptotické větvi obrů, tzv. **E – AGB** převládá uvolňování energie spalováním helia. U hvězd s počáteční hmotností $M \geq 4 M_S$ zasahuje konvektivní vrstva až do oblasti hoření vodíku. Dochází k tzv. **druhému promíchávání** a vynášení produktů nukleosyntézy z CNO cyklu do atmosfér hvězd. K druhému promíchávání vůbec nedochází u hvězd s menší hmotností.

Následuje ve vývoji etapa **TP – AGB**, etapa **tepelných pulsů na asymptotické větvi obrů**.

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** 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.

Později však převýší aktivita vodíkové vrstvy, spalování helia se stává nestabilní, vznikají 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.

Stavební struktura hvězdy ve fázi tepelných pulsů:



Po znovu zahájení hoření vodíkového slupkového zdroje se heliový slupkový zdroj ležící níže stává geometricky tenkým. Hoření v tenké slupce je tepelně nestabilní, dává vzniknout tepelným pulsům v heliové slupce. Podrobný termodynamický výklad popisuje, že při zvýšení tempa produkce energie $\varepsilon \sim \rho^2 T^{40}$, v hořícím heliovém slupkovém zdroji, vznikne kladná tepelná porucha, dodatečný teplotní gradient ji přesunuje od středu slupky k okraji. Dochází k tepelné nestabilitě, vstupní přírůstek energie je větší než její úbytek. Dodatečná tepelná energie přidáním tepla při konstantním tlaku vyvolá nárůst teploty. Ten je udržován, jestliže slupka je tenká. Tlak ve slupce je určován gravitačním zrychlením jádra působícího na hmotnost vrstev nad slupkou. Jakákoliv expanze tenké slupky, vyvolaná tepelnou poruchou, bude vyvolávat pouze nepatrné změny v poloměru vrstev nad hořící heliovou slupkou. Tlak ve slupce se v podstatě nebude měnit. Výše uvedené platí pro **ideální plyn**.

Zavedme tenkou slupku o geometrické tloušťce s umístěnou ve vzdálenosti r od středu hvězdy pozdních stadií asymptotické větve obrů. Relativní nárůst tloušťky vrstvy $\frac{ds}{s} > 0$ odpovídá obdobné hodnotě relativního poklesu hustoty $\frac{d\rho}{\rho} < 0$. Při $\frac{s}{r} \ll 1$ existuje pouze velmi malý relativní nárůst $\frac{dr}{r}$. Vrstvy nad hořící slupkou jsou vyzdvihovány nepatrně, jejich váha zůstává přibližně konstantní, platnost rovnice hydrostatické rovnováhy vyžaduje $\frac{dP}{P} \approx 0$. Ve skutečnosti podle homologického vztahu $\frac{dP}{P} = -4 \frac{dr}{r}$ nalezneme závislost mezi dP a $d\rho$ takto: $\frac{dP}{P} = 4 \frac{s}{r} \frac{d\rho}{\rho}$. Uvažujme stavovou rovnici $\frac{d\rho}{\rho} = \alpha \frac{dP}{P} - \delta \frac{dT}{T}$, kde α a δ jsou kladné konstanty. Vidíme, že expanze $\frac{d\rho}{\rho} < 0$ vede k nárůstu teploty $\frac{dT}{T} > 0$ protože $\frac{dP}{P} \rightarrow 0$ při

$\frac{s}{r} \rightarrow 0$, proto $\frac{d\rho}{\rho} = -\delta \frac{dT}{T}$. Nedochozí tak k expanzi tenkého slupkového zdroje, ale k uvolňování energie zahříváním.

Když hmotnost mezivrstvy přesáhne kritickou hodnotu, je zapálené helium v nestabilním režimu, což vyvolá vznik **heliového slupkového záblesku**. Hodnoty $L_{\text{He}} \approx 10^8 L_S$ jsou dosaženy v průběhu roku. Vysoký tok zářivé energie řídí konvekci v celé mezivrstvě. Expanze a následné ochlazování oblasti mezivrstvy může vést k hlubšímu proniknutí do vnější konvektivní obálky. V některých případech konvekce může proniknout za hranici vodíkové slupky, materiál z mezivrstvy tak promíchává vnější obálku, jde o tzv. **třetí promíchávání**.

Stavba hvězdy v průběhu tepelného pulsu. Je ukázán vývoj v čase vnitřní struktury hvězdy $2 M_S$, $Z = 0,015$, $Y = 0,275$ v průběhu desátého tepelného pulsu. Je zachycena poloha hořící vodíkové slupky, heliové hořící slupky. Šrafovaná oblast znázorňuje rozvoj konvektivní oblasti v průběhu tepelného pulsu.

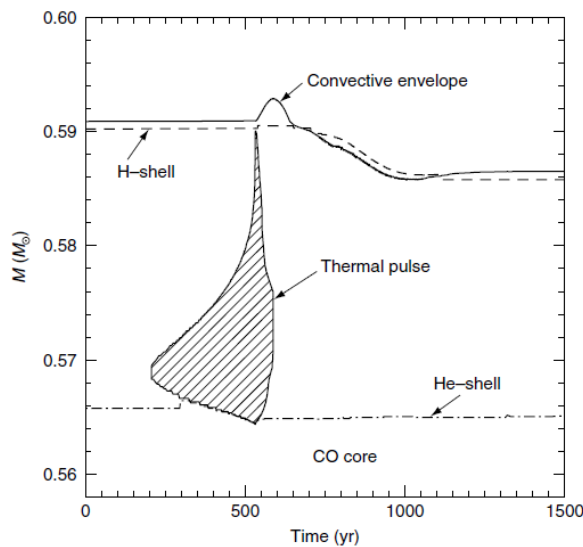
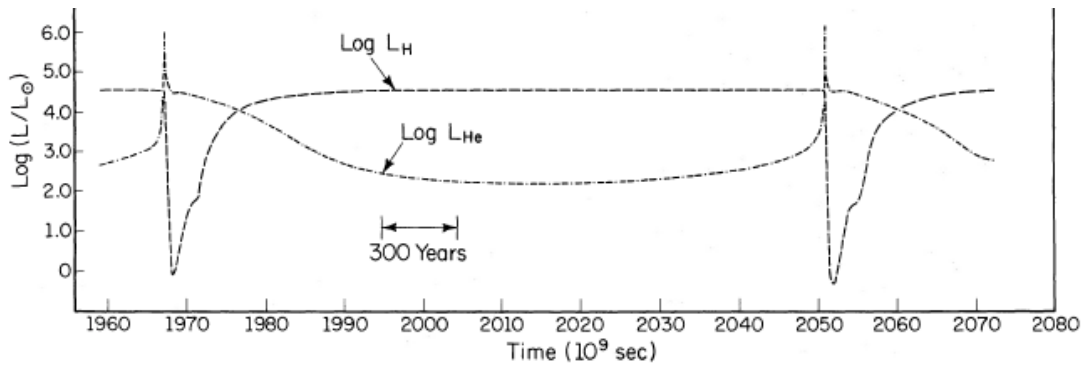


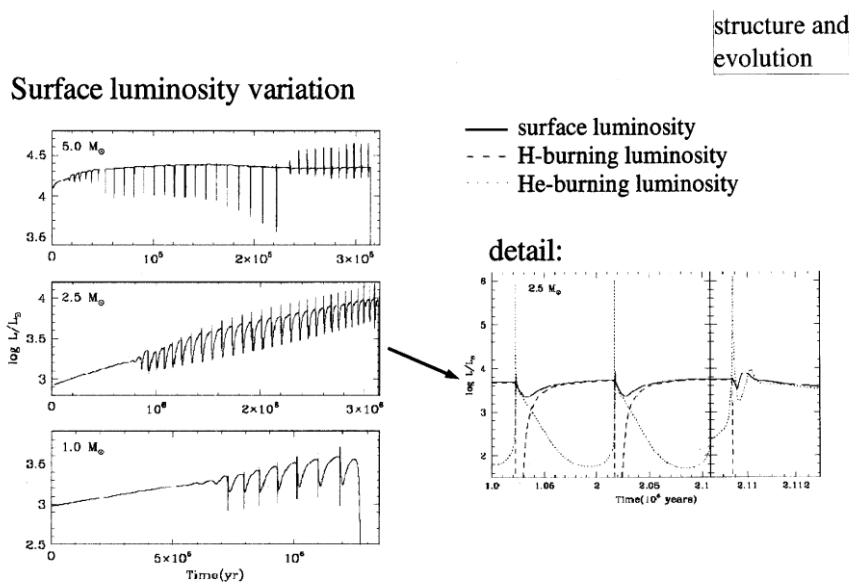
Figure 7.2 Evolution with time of part of the internal structure of a $2 M_{\odot}$ star with $Z = 0.015$ and $Y = 0.275$, during the tenth thermal pulse; the locations of the H-burning shell, the He-burning shell and the base of the convective envelope are shown. The origin of the time coordinate has been arbitrarily shifted. The dashed zone shows the development of the convective region during the thermal pulse. Notice the occurrence of the *third dredge up* about 200 yr after the onset of the thermal pulse (courtesy of O. Straniero)



Střídání hoření v heliovém a vodíkovém slupkovém zdroji v průběhu teplených pulsů, zářivé výkony činí $L(H) = 3 \cdot 10^4 L_S$, $L(He) = 1 \cdot 10^2 L_S$.

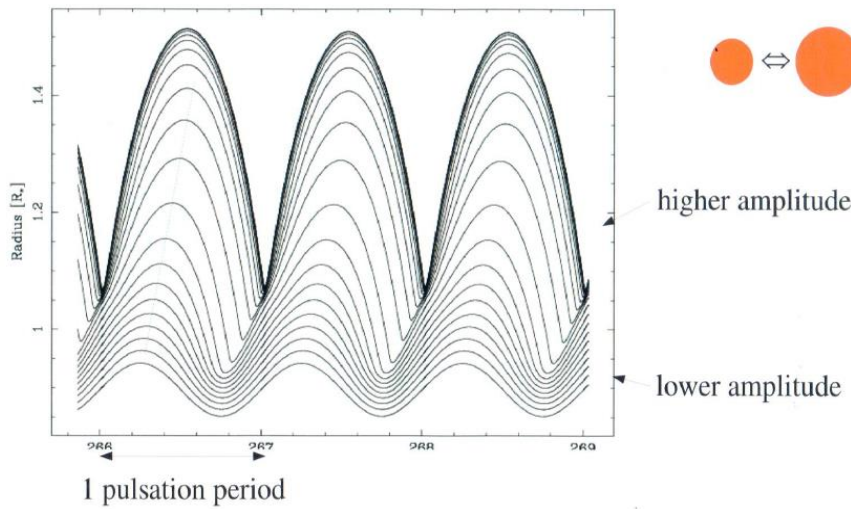
V průběhu tohoto **třetího promíchávání** se znovu vynáší produkty termonukleárního hoření do atmosfér hvězd, může zde dojít ke změnám v poměru zastoupení uhlíku a kyslíku **C/O** z pouhých **desetin na celé jednotky**, tudíž k vytvoření uhlíkové hvězdy **C/O > 1**.

Změna zářivého výkonu na povrchu AGB hvězd při tepelných pulsech.



Působí síly tlaku a gravitace, vrstvy se pohybují nahoru a dolů. Tlak záření je proměnný v důsledku proměnné opacity. Proto je výstup vzhůru k vyšší amplitudě asymetrický s poklesem amplitudy. Hmotnost slupek narůstá a klesá. Pulsací vlna vede k rázové vlně. Přední část vlny je v méně hustém plynu, zadní část v hustším. Čím je plyn hustší, tím je šíření vln rychlejší. Proto zadní část vlny dohání přední. To vede k rázové vlně, v níž P , T , ρ se prudce mění. Narůstá její amplituda při postupu k povrchu. Hustota plynu rychle klesá, stejné množství energie je předáváno menšímu počtu částic. Energie uniká prostřednictvím

záření, zejména v opticky tekých vrstvách. V průběhu cyklu průchodu rázových vln atmosférou se vytvoří nová vrstva prachu.

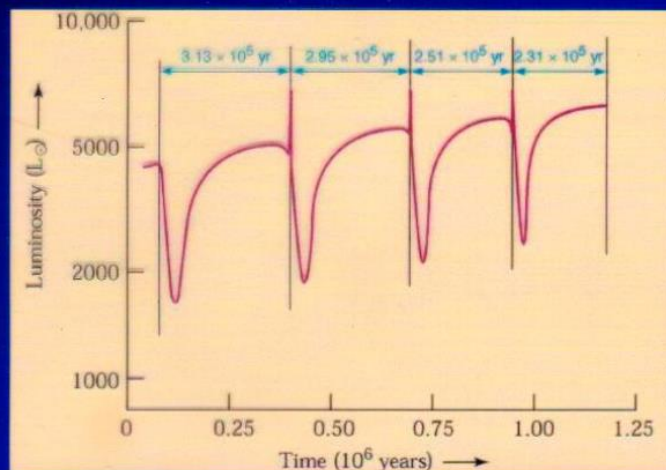


Zkracování periody tepelných pulsů, nárůst zářivého výkonu.

Asymptotic giant branch: thermal pulsation

Period of thermal pulses: 10^4 – 10^5 yr

Limited number of thermal pulses (10–20) until stellar envelope expelled as planetary nebula



doh

Horní vrstvy tepelně pulsujících hvězd asymptotické větve obrů, jsou v důsledku konvektivních proudů v neustálém pohybu, vytvářejí silný hvězdný vítr, se značnou ztrátou hmotnosti. K odhadu unikající hmotnosti se používá **Reimersův** vztah 1975

$\frac{dM}{dt} \cong -4 \cdot 10^{-13} \frac{L}{gR}$, kde L, g, R dosazujeme v patričných jednotkách Slunce, úbytek

hmotnosti je v $M_S \text{ rok}^{-1}$. Přesněji platí $\frac{dM}{dt} \cong -\eta 4 \cdot 10^{-13} \frac{L}{gR}$, kde η (0,35 – 3). Při

úniku látky hvězdním větrem do nekonečna se zvětší potenciální energie na niž je vynaložena

energie zářivého toku L, platí $L \sim \frac{dE_{pot}}{dt} \sim \frac{d}{dt} \left(G \frac{M^2}{R} \right) \sim \frac{M}{R} \frac{dM}{dt}$

Úloha: Pro úbytek hmotnosti hvězd v pozdních stadiích vývoje platí $\frac{dM}{dt} \sim \frac{L}{gR}$ respektive

$\frac{dM}{dt} \sim \frac{LR}{M}$. Odhadněte úbytek hmotnosti hvězdy asymptotické větve obrů o hmotnosti 1 M_S ,

zářivém výkonu $7 \cdot 10^3 L_S$ a povrchové teplotě 3 000 K, $\eta = 2$.

Řešení: Ze Stefanova – Boltzmannova zákona stanovíme poloměr $310 R_S$, $g = 10^{-5} g_S$.

Dosazením obdržíme $\frac{dM}{dt} \cong 10^{-7} M_S \cdot \text{rok}^{-1}$.

Dnes jsou používány i další aproximativní vztahy pro úbytek hmoty chladných hvězd, viz

závěrečná kapitola. Pro rychlost hvězdného větru platí tzv. β zákon, $v(r) \cong v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r} \right)^\beta$,

u chladných hvězd β leží (2,5 – 3,5), $R_* = r_0$, $v_\infty = (10 - 20) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, připomínáme Slunce

$v_\infty \approx 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$... Odtok má vysokou hustotu plynu, vítr vzniká v hustém prostředí, obtížně

vysvětlitelným hydrostatickým modelem atmosféry, protože hustota prachotvorných oblastí je

příliš nízká.

V průběhu vývoje na asymptotické větvi chladných obrů úbytek hmotnosti roste. Vítr je

urychlován prachem respektive pulsacemi, které ve vnějších řidších vrstvách přecházejí

v rázové vlny, které z nich vypuzují hmotu. Hvězdy v této fázi 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

$10^{-4} M_S \text{ rok}^{-1}$. 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 v etapě post AGB dojde ke změnám celkové

jasnosti objektů. Dojde k odhalení jádra, k přerušení přísunu termionukleárního paliva.

Z hvězdy zůstává odhalené horké elektronově degenerované uhlíkokyslíkové jádro s $T \geq 3 \cdot$

10^5 K , budoucí bílý trpaslík s hmotností (0,6 - 1,4) M_S a jeho expandující vnější obal, který

vytvoří tzv. planetární mlhovinu.

Shrnutí promíchávání

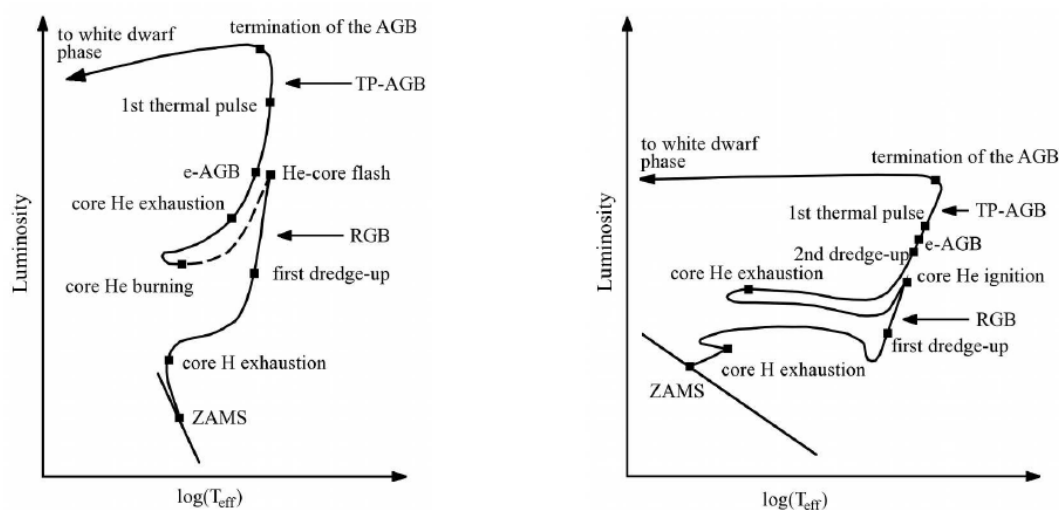


Figure 1.1: The evolution of a star in the HR diagram from the zero age main sequence (ZAMS) to the termination of the AGB for a $1 M_{\odot}$ star (left) and a $5 M_{\odot}$ star (right). The main stages of evolution mentioned in the text are marked.

Nárůst zářivého výkonu hvězdy je doprovázen celkovou expanzí, vnější vrstvy chladnou. Hvězda postupuje vzhůru po **větvi červených obrů**. Hustota toku energie z oblastí termonukleárního hoření je mimořádně vysoká, jediným možným způsobem transportu k povrchu je konvekce, jejíž spodní část zasahuje do oblasti nukleárního hoření. Dochází tak k promíchávání, přesněji k tzv. **první promíchávání**, při kterém mohutné konvektivní proudy přinášejí do oblasti termonukleárního hoření čerstvé palivo. Realizuje se v okamžiku, kdy konvektivní obálka se zvětšuje směrem do nitra hvězdy, která je poprvé červeným obrem. Jde o etapu před zapálením 3α reakce. Výpočty změn chemického složení v této fázi vývoje prováděli Clayton 1983, Sweigart et al. 1990, Lattanzio 2014. Byla zkoumána změna obsahu helia $\rightarrow \Delta Y$ na povrchu, stejně jako poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ atd. Povrchový obsah ^{12}C a tudíž i izotopický poměr $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ poklesává, stejně jako Li a Be. Konvektivní obálka přenáší produkty CNO cyklu k povrchu, hlavně ^4He , ^{13}C , ^{14}N . U červených obrů asymptotické větve můžeme pozorovat v jejich atmosférách výsledky produktů termonukleárních reakcí, předcházející vývoj hvězd byl přímému pozorování nedostupný.

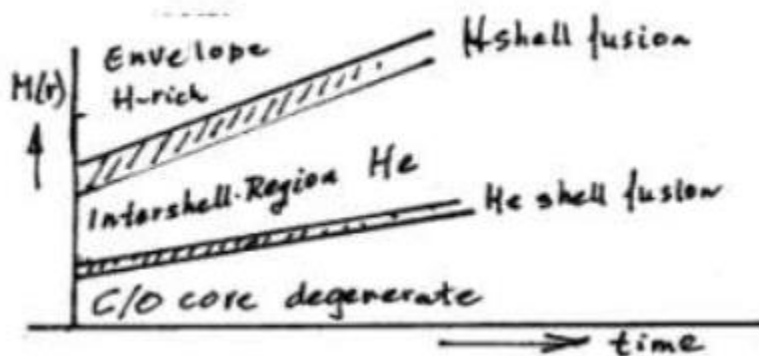
Na počátku pobytu hvězd na asymptotické větvi obrů, tzv. **E – AGB** probíhá expanze a nárůst konvektivní obálky. U hvězd s hmotností $M \geq 4 M_{\odot}$ zasahuje konvektivní vrstva až do oblasti slupkového hoření vodíku. Dochází k tzv. **druhé promíchávání**, vynášení produktů nukleosyntézy z CNO cyklu do atmosfér hvězd. U hvězd s menší hmotností však k druhému

promíchávání nedochází vůbec. Základna konvektivní obálky se přesune směrem do nitra, formuje mezivrstvu a přináší materiál CNO cyklu. Konvekce zvyšuje ${}^4\text{He}$ a ${}^{14}\text{N}$ na povrchu, zatímco obsah ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$ a ${}^{16}\text{O}$ poklesává.

Druhé promíchávání nastává při vzniku elektronové degenerace jádra CO po vyhoření helia ve hvězdách s větší hmotností než je kritická, která závisí na hmotnosti jádra M_c a chemickém složení. Obsah vodíku je určován z klasického vztahu $X = 1 - Y - Z$.

Uvolňovaná energie při heliových reakcích je úměrná čtverci hustoty a třicáté mocnině teploty $\varepsilon \approx \rho^2 T^{40}$, 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** a trvá ($10^2 - 10^5$ roků). Zářivý výkon jádra v té době vzroste až na ($10^7 - 10^8$) L_\odot , vodíkový obal expanduje a ochlazuje se. Hovoříme o pozdních stádiích vývoje na asymptotické větvi obrů. **Třetí promíchávání** přenáší vzhůru ${}^4\text{He}$ a ${}^{12}\text{C}$ z heliové slupky nahoru do vodíkové obálky.

Třetí promíchávání je spojeno s hlubokou konvekcí, periodicky zasahující do oblastí mezi se slupkovými zdroji vodíku a helia. Při modelu se dvěma slupkami, heliovou a vodíkovou jsou nezbytné teploty pro hoření vodíku $3 \cdot 10^7$ K, pro hoření helia $2 \cdot 10^8$ K.



Charakteristický proces v nitrech hvězd asymptotické větve obrů je **pomalé zachycování neutronů**, produkty s **procesu** nepozorujeme přímo, přesněji při promíchávání jsou vynášeny k povrchu, tudíž i spektroskopicky detekovatelní, ale interpretace je obtížná, neboť probíhá i dodatečné hoření i promíchávání v konvektivní vodíkové obálce. Pro velmi hmotné hvězdy asymptotické větve obrů poměr C/O se mění od < 1 do > 1 . Jde o tzv. **C hvězdy**.

Zdroji pomalých neutronů jsou reakce

${}^{13}_6\text{C} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{16}_8\text{O} + {}^1_0\text{n}$, ${}^{22}_{10}\text{Ne} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{25}_{12}\text{Mg} + {}^1_0\text{n}$. Dostatek neutronů + podmínky pro s proces \rightarrow zachycení neutronů nastane dříve než proběhne **β rozpad** ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$).

Vzhledem k nízké teplotě elektronově degenerovaného jádra zde žádné termonukleární reakce neprobíhají a u hvězd s počáteční hmotností $(0,8 - 8) M_{\odot}$, 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 $M \leq 0,8 M_{\odot}$ nedokončí spalování vodíku v konečně dlouhé době, u hvězd $M \leq 0,5 M_{\odot}$ 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 $M \geq (6 - 8) M_{\odot}$ 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 dosáhnout poloměru 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 rozdílné od Planckova zákona záření. V atmosféře probíhá interakce mezi zářením a látkou:

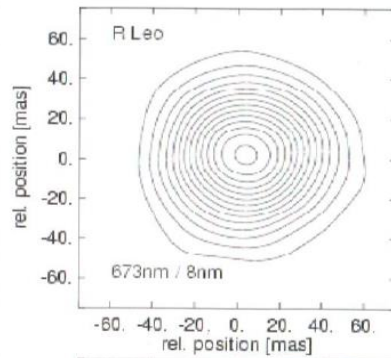
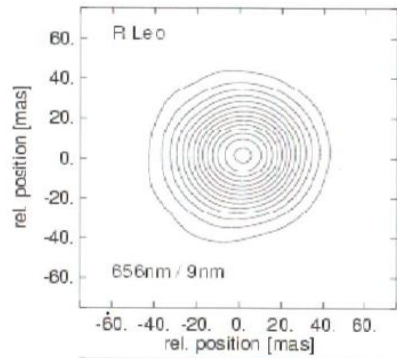
- absorpce (v povrchových vrstvách H_2^- , hlavním příspěvkem je H^- , v hlubších vrstvách H a Rayleighův rozptyl H a H_2 , vše kontinuu),
- čárová absorpce,
- absorpce prachem.

Atmosféry hvězd AGB jsou značně rozsáhlé, pro typický model $2 M_{\odot}$, 3 000 K, je poloměr řádově 200 R_{\odot} . tedy dosahují v měřítku Sluneční soustavy mezi poloměry drah Venuše a Země. Poloměry hvězd jsou závislé na vlnové délce, viz např. studie Hofmann et al. 2001 hvězdy *R Leo* dlouhoperiodická proměnná, $P = 312$ dnů, mirida s poloměrem $(320 - 350) R_{\odot}$ a efektivní teplotou $T_{\text{ef}} = (2\,930 - 3\,080)$ K, například velikost úhlového poloměru leží v intervalu $(48.7 - 75.6)$ mas.

Observed Radius depends on wavelength!

60.6 mas

Moderate
TiO

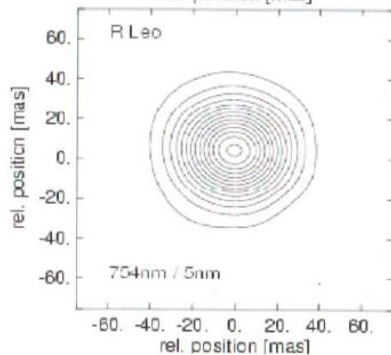
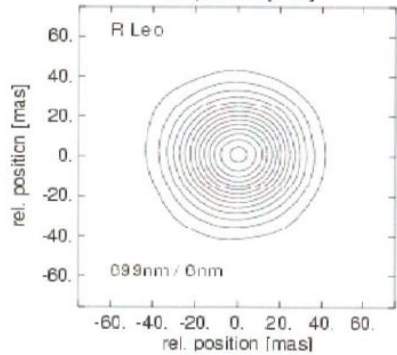


75.6 mas

Strong TiO

52.2 mas

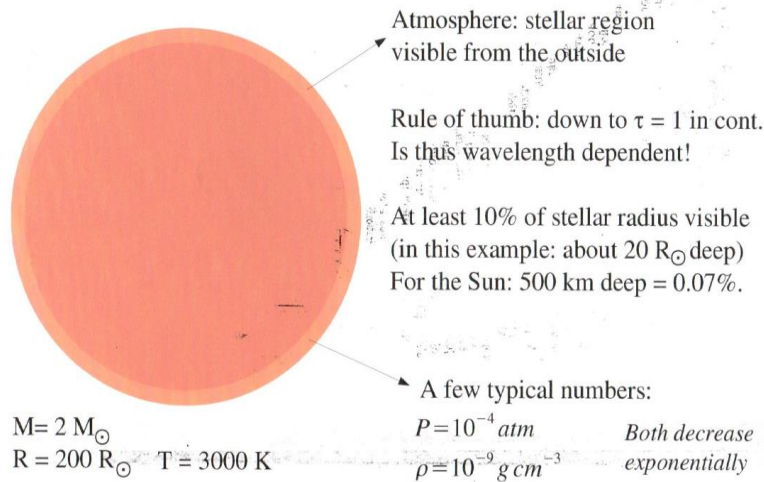
Moderate
TiO



48.7 mas

Weak TiO

Atmosphere Characteristics

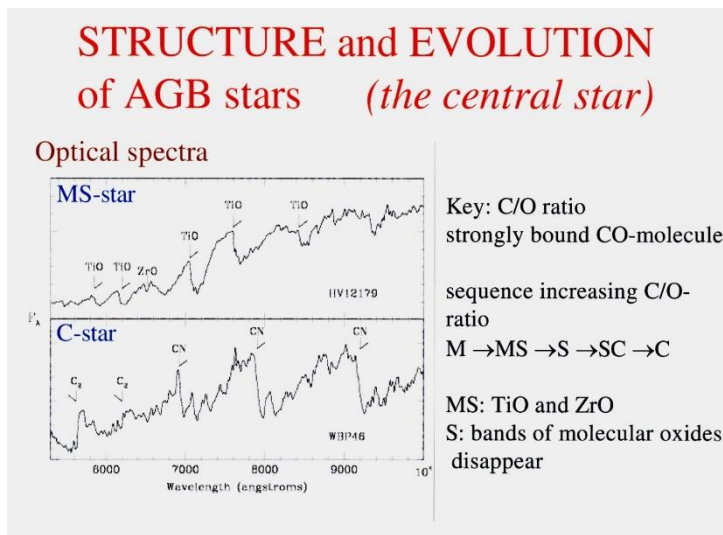


Atmosféry jsou vzhledem k podmínkám z vnějšku pozorovatelné. V prvním přiblížení do $\tau = 1$ v kontinuu v závislosti na vlnové délce. Alespoň do hloubky 10 % hvězdného poloměru lze pozorovat, při poloměru $200 R_s$ do hloubky $20 R_s$! Připomínáme, že u Slunce to je přibližně 500 km, tudíž 0,07 %.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

K astrofyzikálním důkazům existence vrstev ve spodní chromosféře patří emisní čáry Mg II, Ca II, mnoho čar Fe II a C II. Spektra asymptotické větve obrů jsou různá v závislosti na pulsační fázi. Chromosféra je u těchto hvězd velmi rozsáhlá.

Klasifikace hvězd asymptotické větve obrů podle spektrálních typů

1. **Typ M** (obsah na povrchu $O > C$), vyznačuje se intenzivními absorpčními pásy TiO v červené oblasti spektra.



2. **Typ S** ($C/O \rightarrow 1$), místo pásů TiO pozorujeme pásy ZrO.

3. **Typ C** ($C > O$), v kterém místo oxidů kovů pozorujeme hlavně molekuly obsahující uhlík - C_2 , CN, CH, CS.

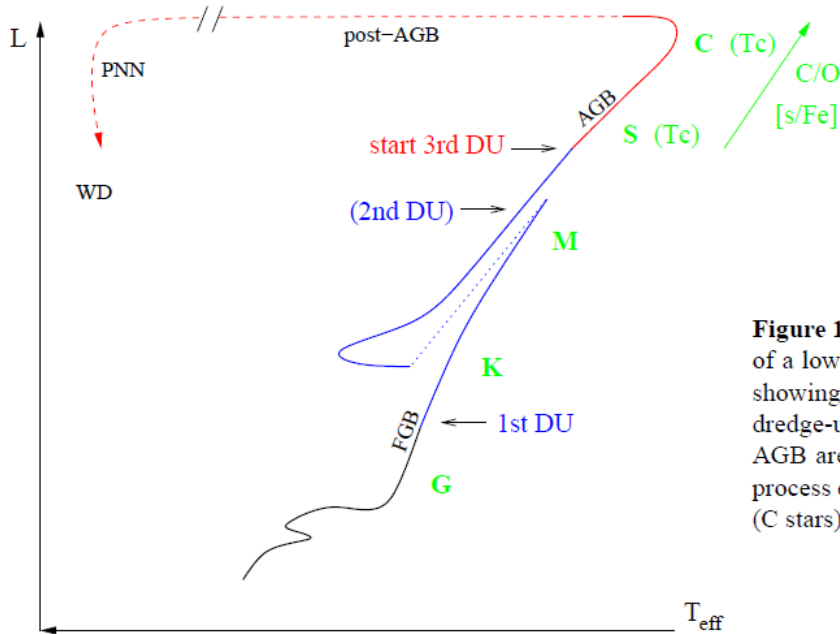
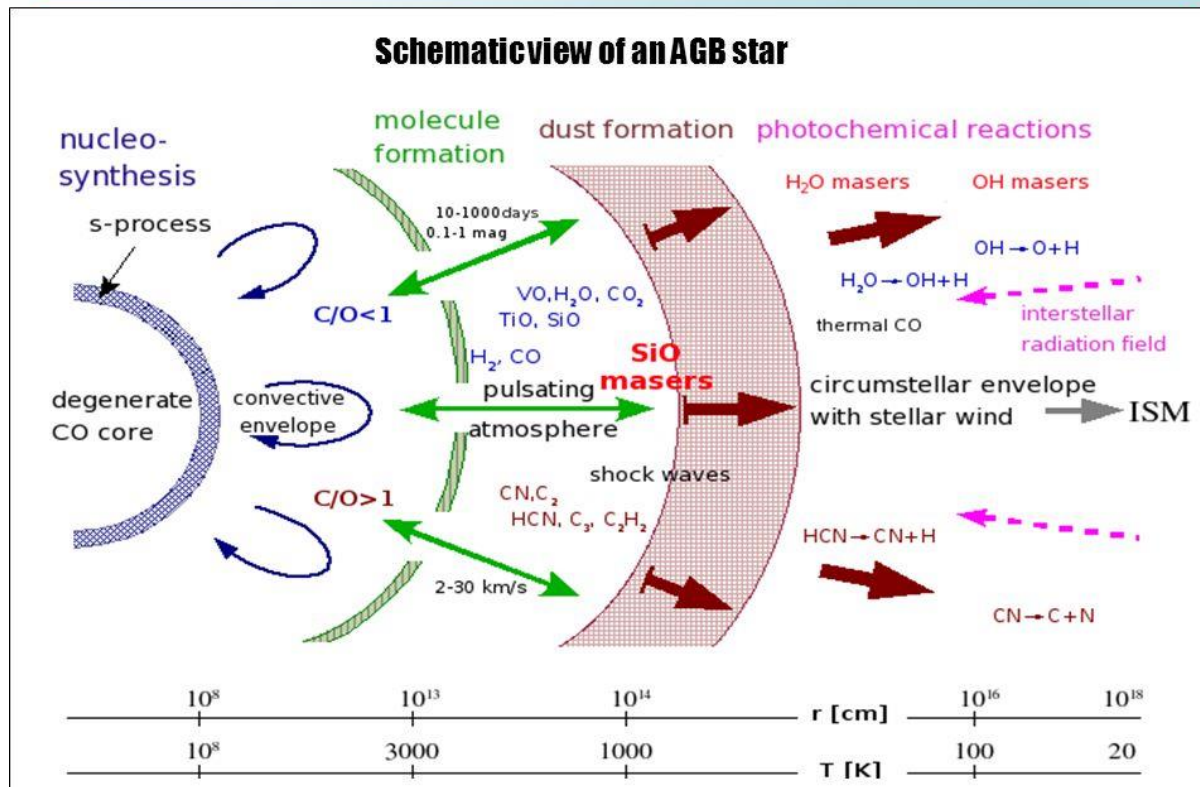
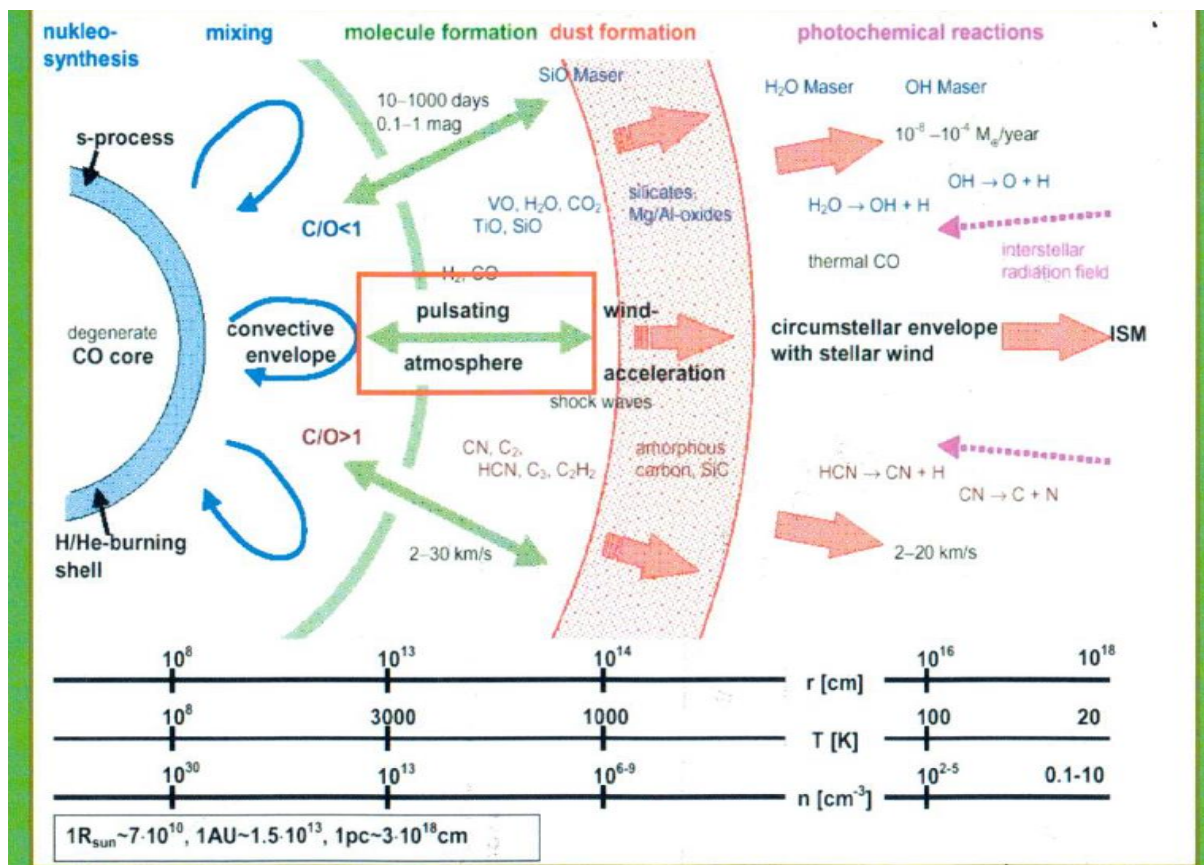


Figure 11.5. Schematic evolution track of a low-mass star in the H-R diagram, showing the occurrence of the various dredge-up episodes. Stars on the upper AGB are observed to be enriched in s-process elements (S stars) and in carbon (C stars).

Circumstellar Envelopes

eSMA workshop
Leiden, 1-2 Feb
Evolved Stars





Historie AGB.

- 1965: Schwarzschild & Härm popsali teorii tepelných pulsací.
- 1978: Iben & Truran prezentovali první významnější AGB syntetický model, užili výsledků s-procesu nukleosyntézy $56_{\text{Fe}} + n \rightarrow 57_{\text{Fe}} + \gamma$. Izotop 57_{Fe} je stabilní, proto reakce $57_{\text{Fe}} + n \rightarrow 58_{\text{Fe}} + \gamma$. Rovněž izotop 58_{Fe} je stabilní, tudíž $58_{\text{Fe}} + n \rightarrow 59_{\text{Fe}} + \gamma$. Izotop 59_{Fe} je nestabilní, proběhne beta rozpad s poločasem 64 dne, $59_{\text{Fe}} \rightarrow 59_{\text{Co}} + e^- + \bar{\nu}_e \dots$
- 1981: Renzini & Voli zavedli strukturu a základní složky modelů hvězd v pozdních etapách vývoje.
- 1993: Groenewegen & de Jong vytvořili syntetické modely zahrnující efekty rozdílné metalicity, časové variace tepelných pulsů.
- 2013: Decin, Nowotny podrobné studium jednotlivých oblastí okolohvězdných obálek.
- Poslední období 2000–2020: Marigo et al. propracovali problematiku třetího promíchávání. Následuje výklad vnějších prachových oblastí, zeslabení hvězdného větru.

Částice jsou odnášeny hvězdným větrem, v průběhu t_n se zrna prachu přesunou o R_s , hustota poklesne zhruba o dvojnásobek (expanzní faktor). Tím se stává obtížným další nárůst zrněk,

kteřá se nyní pohybují po rovnějších a delšíh drahách při nižšíh hustotách. Celkově se tak zvětšuje čas nárůstu zrn $t_n \approx 10^7$ s - rok. Shrnuto **růst zrn prachu** se zastaví v důsledku **zředení prostředí**, nikoliv v důsledku vyčerpání možností růstu.

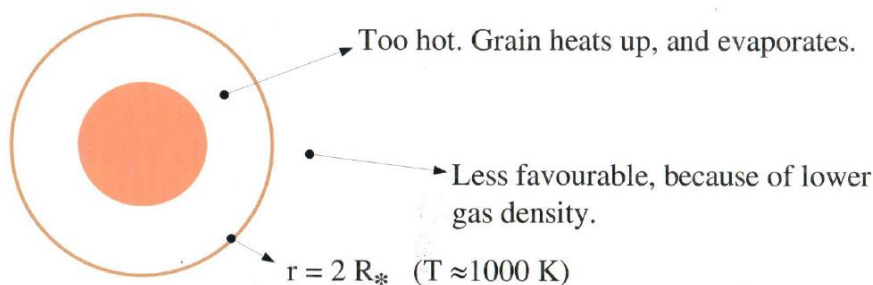
Pochopitelně prach má vliv na opacitu, která v plynu poklesává, protože při růstu zrněk prachu se „pročištuje“ prostor. Prachová opacita narůstá, je dominující, zvyšuje se absorpční koeficient prachu. Vzniká zóna tvorby prachových zrn.

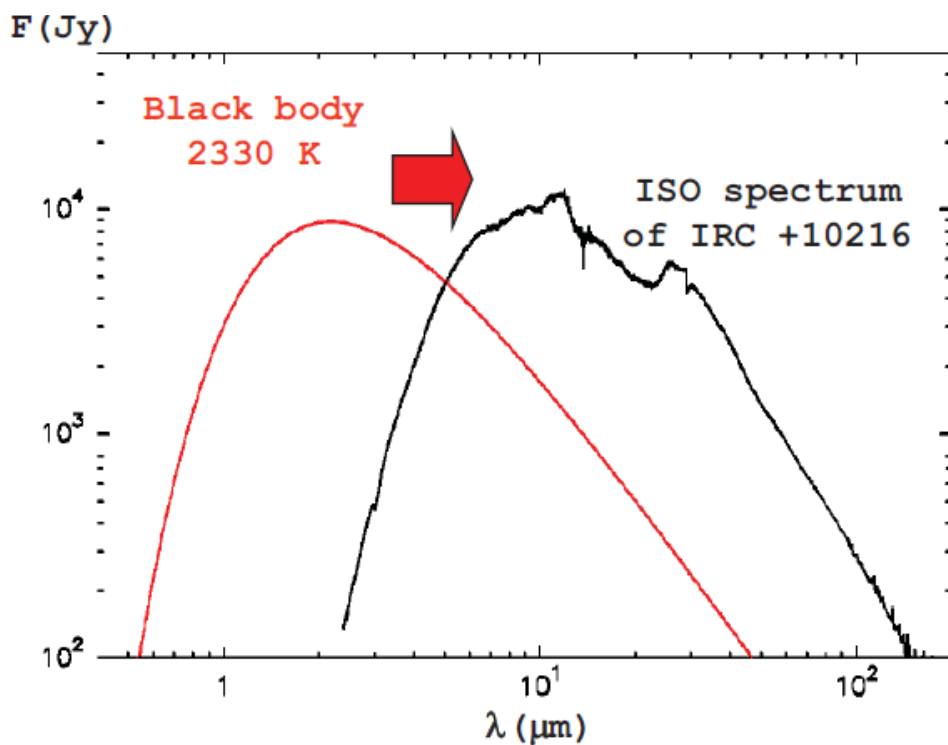
Důležitou vlastností opacity prachových zrn u hvězd asymptotické větve obrů je, že velikost zrněk \ll vlnová délka světla, tvar křivky opacity $\chi(\lambda)$ je nezávislý na velikosti zrn (10 - 100) nm! Uhlíková zrna o velikosti 10 nm obsahují $\approx 10^8$ atomů. Tudíž unikající hvězdný vítr má vyšší 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 pohybující se vrstvy vně. V ní teplota podporuje růst zrn prachu, nastavuje účinný růst prachových zrn. Je-li zrn prachu příliš málo, vrstva padá zpět. Při dostatečném počtu zrn prachu narůstá opacita a tlak záření, prach je poháněn, vleče se sebou plyn, vrstvy unikají vně.

Optimální oblasti vzniku prachu je $r = 2 R_h$, $T \approx 1\,000$ K, zrna jsou akcelerována a táhnou plyn kolem. V menší vzdálenosti je teplota příliš vysoká, zrna se zahřívají a vypařují. Větší vzdálenosti jsou méně příznivé pro příliš nízkou hustotu plynu.

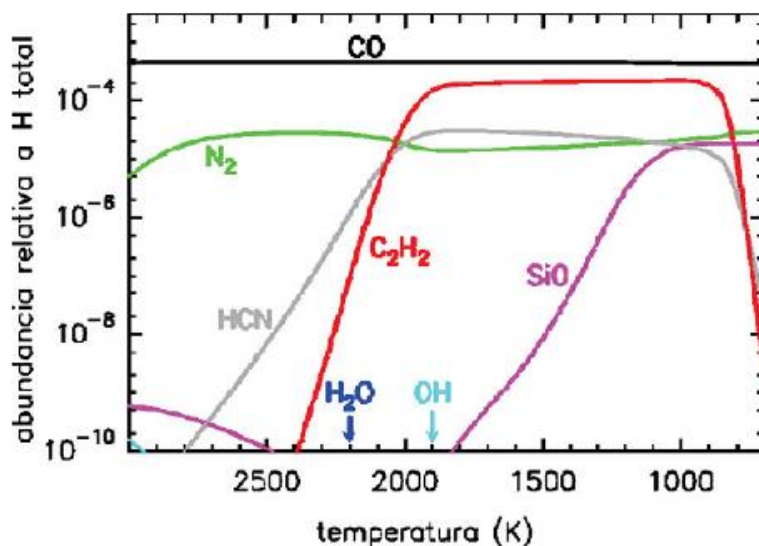
Dust forming region

- Typical grain size: 10 – 100 nm
- Growth timescale: $t_{\text{growth}} \approx 10^7$ s (almost a year)
- Carbon grain of 10 nm contains about 10^8 atoms
- Where does dust start to form?

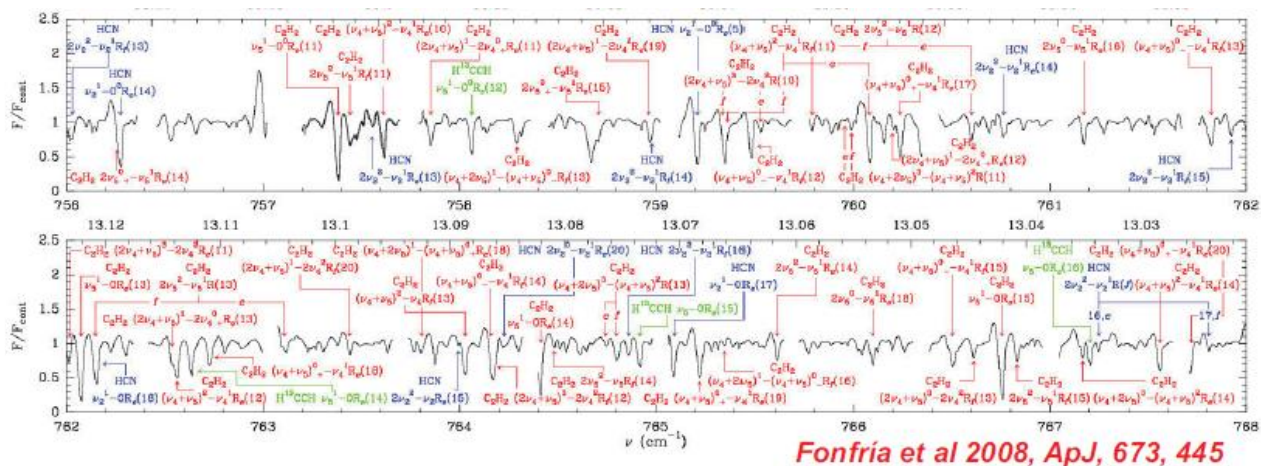




Porovnání spektra absolutně černého tělesa a uhlíkové hvězdy IRC +10216 o teplotě 2 300 K, pozorovatelný zřetelný posun do infračervené dlouhovlnné oblasti. Hvězda je velmi jasným objektem na obloze v λ - (5-10) μm , 50% známých molekul ve vesmíru je v její okolohvězdné obálce. Obrázek zachycuje vybrané molekuly v atmosféře hvězdy v závislosti na teplotě.



Rozsáhlé prachové a molekulární obálky kolem hvězd jsou hlavními zdroji pro recyklaci mezihvězdné látky. Hlavní zdroj absorpce světla vzdálených objektů.

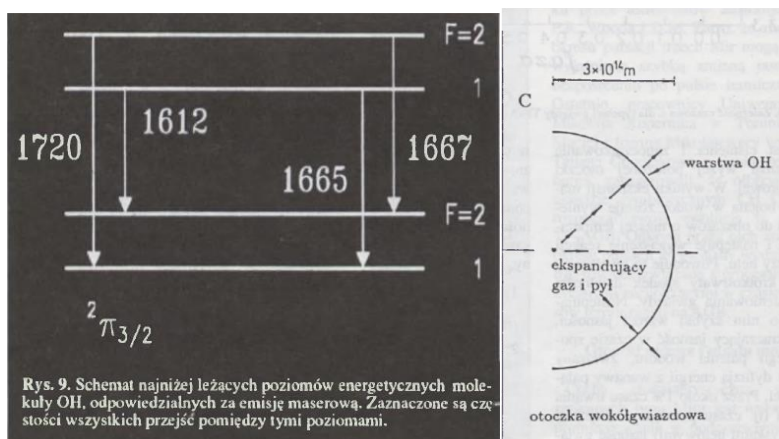


Lze shrnout, že existuje propracované **kvalitativní pochopení vývoje hvězd asymptotické větve obrů**. V kvantitativních modelech existuje řada nejasností, například konvektivní přenos energie v modelu na vrcholu větve u hvězd s $M \geq 5 M_{\odot}$ na základně konvektivní obálky při $T \geq 3 \cdot 10^7$ K, hoření na horkém dnu v mezidobí mezi pulsy a pulsačních modelech, velké nejistoty jsou v propracování problematiky promíchávání na hranicích konvekce, problematika ^{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. Při spektroskopickém výzkumu je obtížné stanovení kontinua vzhledem k obrovskému počtu čar, například jeden bod určité vlnové délky intenzivního záznamu je vytvářen až sto čarami.

Hvězdy OH/IR

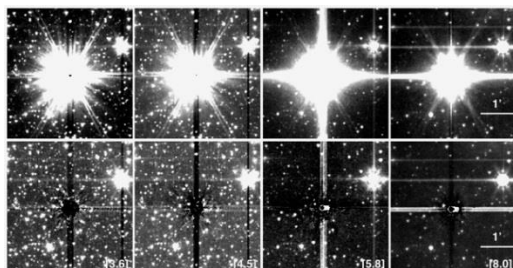
Jejich charakteristickým rysem je maserová emise na rádiových vlnách, na vlnové délce 18,6 cm, tedy 1 612 MHz od molekul OH. Maserová emise je generována v tenké vrstvě. Po prvé byla emise OH pozorována roku 1968. Později pro některé infračervené zdroje charakterizující maserovou emisí OH bylo provedeno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



Na obr. jsou ukázány čtyři nejnižší energetické hladiny molekuly OH. V normálních fyzikálních podmínkách jsou největší pravděpodobnosti přechodu u emisních čar 1665 MHz, 1667 MHz, tudíž jsou nejsilnější. Ve vrstvách kolem hvězd asymptotické větve obrů **je inverzní obsazení hladin, je realizován přechod 1612 MHz.**

Hvězdy jsou obklopeny prachovými obálkami do vzdálenosti $(1,5 - 4) R_h$, plyn je většinou molekulární vodík H_2 . Sloučeniny molekul a prach jsou závislé na poměru C/O. Na vrcholu asymptotické větve obrů, maximum vyzařování na $\lambda = 10 \mu\text{m}$, opticky tlusté obálky. Určování úbytku hmoty hvězd z molekulárních čar a prachových emisí.

Hvězda **CZ Ser** objekt OH/IR



An infrared study of galactic OH/IR stars^{*,**,*}

I. An optical/near-IR atlas of the Arecibo sample

F. M. Jiménez-Esteban^{1,2}, L. Agudo-Mérida¹, D. Engels², and P. García-Lario³

¹ VILSPA Satellite Tracking Station, Apartado de Correos 50727, 28080 Madrid, Spain

² Hamburger Sternwarte, Gojenbergsweg 112, 21029 Hamburg, Germany
e-mail: Francisco.Jimenez-Esteban@hs.uni-hamburg.de

³ ISO Data Centre, Science Operations and Data Systems Division, Research and Scientific Support Department of ESA, Villafraanca del Castillo, Apartado de Correos 50727, 28080 Madrid, Spain

Received 22 July 2004 / Accepted 11 October 2004

Abstract. In this paper we present optical and near-infrared finding charts, accurate astrometry ($\approx 1''$) and single-epoch near-infrared photometry for 371 IRAS sources, 96% of those included in the so-called "Arecibo sample of OH/IR stars" (Eder et al. 1988, ApJS, 66, 183; Lewis et al. 1990a, ApJ, 362, 634; Chengalur et al. 1993, ApJS, 89, 189). The main photometric properties of the stars in the sample are presented and discussed as well as the problems found during the process of identification of the optical/near-infrared counterparts. In addition, we also identify suitable reference stars in each field to be used for differential photometry purposes in the future.

We find that 39% of the sources (144 in number) have no optical counterpart, 8 of them being invisible even at near infrared wavelengths. The relative distribution of sources with and without optical counterpart in the IRAS two-colour diagram and their characteristic near infrared colours are interpreted as the consequence of the increasing thickness of their circumstellar shells. Among the objects not detected at near infrared wavelengths four non-variable sources are proposed to be heavily obscured post-AGB stars which have just very recently left the AGB. Eight additional objects with unusually bright and/or blue near-infrared colours are identified as candidate post-AGB stars and/or proto-planetary nebulae.

Key words. stars: OH/IR – stars: AGB and post-AGB – stars: circumstellar matter – stars: variables: general – stars: evolution – infrared: stars

8. Uhlíkové hvězdy

Historie

r. 1868 Angelo Secchi (1818 – 1878), zavedl čtyři základní typy spekter

IV. typ načervenalé hvězdy, s širokými pásy, podmíněné absorpcí sloučenin uhlíku C₂, CN
Secchi: „*Hvězdy, které nepatří k třem zavedeným typů, jsou velmi vzácné. Domnívám se, že budou patřit do rodiny červených hvězd a proměnných hvězd.*“

Původ slunečních skvrn: „*Erupce procházejí fotosférou a strhávají do nižších vrstev páry kovů, které se ochlazují a padají do fotosféry. Vytvářejí prohlubně, jenž méně září a pohlcují světlo.*“

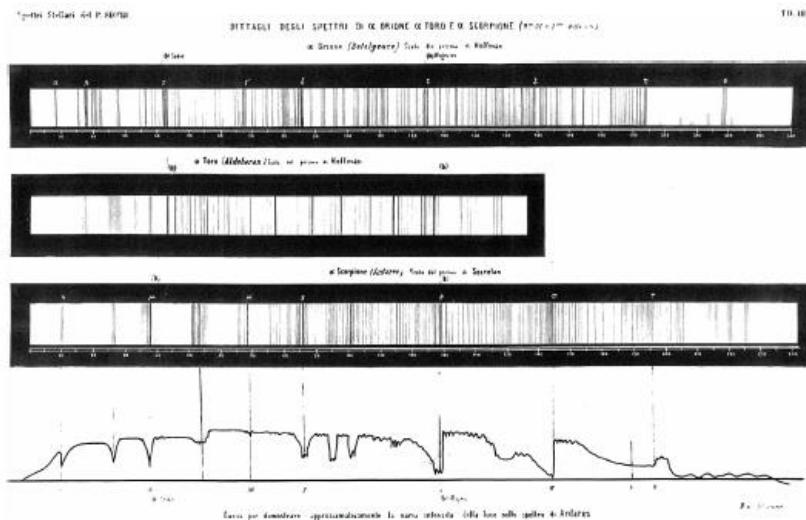


Figure 4.7. Secchi's drawings of the spectra of Betelgeuse, Aldebaran and Antares, 1867.

r. 1890 Thomas Henry Espin (1858 - 1934) vytvořil katalog 766 červených hvězd, z nich 240 byly uhlíkové, zavedl pojem uhlíkové hvězdy

r. 1896 Edward Charles Pickering (1846 -1919) zkoumal jejich spektra

r. 1929 izotop ¹³C objeven v laboratoři, Arthur Scott King, Raymond Thayer Birge

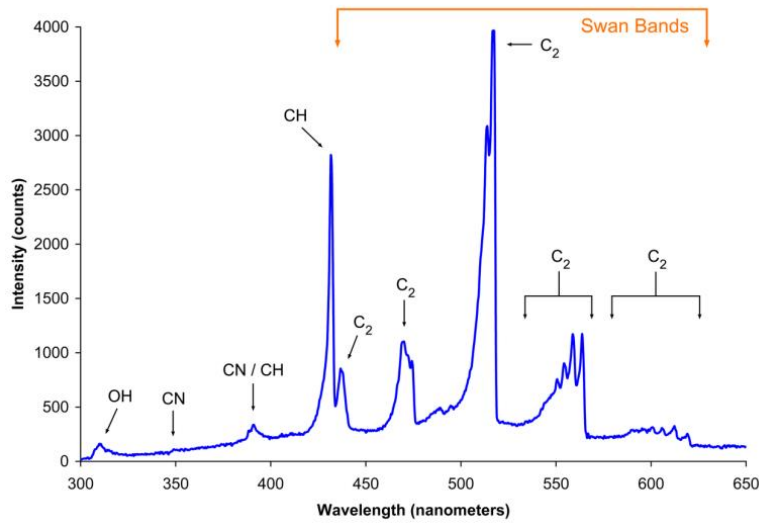
r. 1929 Roscoe Frank Sandford (1883 - 1958) identifikoval Swanův pás ¹²C/¹³C ve hvězdách, zavedl klasifikaci R, N hvězd, R hvězdy ¹²C/¹³C < 10, N hvězdy ¹²C/¹³C ≈ (20-80)

r. 1856 William Swan (1818 – 1894) objevil v laboratoři molekulární pás C₂

r. 1948 John Gardner Phillips podrobně popsal Swanův pás u hvězd

r. 1981 Icko Iben: „*Záhada uhlíkových hvězd: proč se jimi stávají hvězdy s nízkou hmotností, kam se poděly ty s vysokou hmotností?*“

r. 1993 Philip Childs Keenan (1908 - 2000) revidoval Morganovu-Keenenovu spektrální klasifikaci



R. F. Sanford 1929:

CARBON ISOTOPES IN CLASS N STARS

Three absorption bands with their heads near λ 4740 have been known in stellar spectra of class N for many years. Table I gives the measured wave-lengths of the heads of these three bands and their mean values. They are on the international system and have been corrected for radial velocity.

TABLE I

Hale λ 4737.5	λ 4745.3	λ 4752.8
Shane 4737.8	4745.2	4752.8
Sanford 4737.6	4745.2	4752.4
Mean (Observed)	4737.6	4745.2	4752.7
Computed 4736.9 (Assumed)	4744.5	4751.0
Furnace 4736.9	4744.5
Isotopes (C^{12} - C^{12})	C^{12} - C^{13}	C^{12} - C^{14}

The correspondence between the first band at λ 4737.6 and one of the so-called Swan bands of carbon was recognized long ago, but until recently the other bands have not been observed in the laboratory and have remained unidentified.

A short time ago Dr. King found in the spectra of the electric furnace a band apparently connected with the Swan band which seems to correspond to the second stellar band. This furnace band has now been explained by King and Birge as arising from a carbon molecule made up of C^{12} and C^{13} whose atoms have weights of 12 and 13, respectively.

Normální uhlíkové hvězdy představují problém ze spektroskopického pohledu. Poskytují velmi zahuštěná spektra v důsledku nízkých povrchových efektivních teplot s velkým počtem atomárních absorpčních čar a silných molekulárních pásů. Navíc většina uhlíkových hvězd asymptotické větve obrů jsou proměnnými, jejich spektra jsou obvykle dotčena

velkoměřítkovými pohyby v atmosféře (hvězdné pulsace, rázové vlny...), které vedou ke vzniku silných asymetrických čar, jejich rozšíření a Dopplerovými posuvy. To vše značně ztěžuje chemickou analýzu a vyžaduje užití dynamických modelů atmosfér.

Analýza spekter je tak značně komplikovaná. Některé údaje ze spektrální analýzy však lze získat. Například poměr $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ v uhlíkových hvězdách lze zjistit a jeho hodnota v rozmezí (4 – 100) ukazuje, že jejich evoluce je různorodá.

Studium uhlíku poskytuje kvantitativní informace o jeho zastoupení v atomární podobě respektive v molekulárních strukturách. Zastoupení uhlíku v molekulární podobě je řešeno na základě teorie disociační rovnováhy. Jeho obsah v atmosféře tvoří kritérium pro zařazení hvězd do skupin.

Uhlíkové hvězdy patří k **asymptotické větve obrů**, jde o hvězdy s $\text{C/O} > 1$. Jsou vhodnou laboratoří pro testování teorií hvězdného vývoje a nukleosyntézy. Existuje několik základních typů uhlíkových hvězd. Jsou klasifikovány především spektroskopicky v závislosti na intenzitě molekulárních pásů (CN, C_2 , CH) a podle jejich efektivní teploty.

Je známo více různých **klasifikací uhlíkových hvězd**, uveďme poslední **Keenanovu 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 C_2 , CN nebo poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, případně čar lithia.

C – R hvězdy, tedy rané uhlíkové hvězdy, se vyznačují menšími zářivými výkony, 2 000 L_S , $4 < ^{12}\text{C}/^{13}\text{C} < 10$, odpovídají K obrům, hvězdám s efektivní povrchovou teplotou v intervalu (4 000 – 5 000) K. **C – N hvězdy** jsou chladnější (3 000 K) s vysokými zářivými výkony (2 000 – 20 000) L_S , $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \approx (20 – 90)$, odpovídají M hvězdám.

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

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

Uhlíkové **C – H hvězdy** jsou nejvíce studované vykazují velmi mohutné CN a C_2 pásy a nahuštěná spektra. Poměr $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ zahrnuje oba intervaly u výše uvedených hvězd, nejčastěji se pohybuje v rozmezí (**8 – 25**), blížíci se rovnovážnému ($\approx 3 – 4$) dosahovanému při CNO

cyklu. Spektroskopicky jsou velmi podobné pozdním chladným **C - R** typům. Různé typy uhlíkových hvězd 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.

Další členění uhlíkových hvězd lze provést podle nárůstu obsahu uhlíku v obálce podél spektrální posloupnosti $M \rightarrow MS \rightarrow S \rightarrow SC \rightarrow C$. U hvězd **M** $C/O < 1$, $\approx 0,5$, podle Iben & Renzini 1983, Smith & Lambert 1990. Uhlíkové hvězdy **typu SC** jsou hvězdy s poměrem $C/O \rightarrow 1$. **Hvězdy C** $C/O > 1$. Posloupnost je přirozeným výsledkem nepřetržitého promíchávání uhlíku v obálkách hvězd skrze třetí promíchávání po každém termálním pulsu.

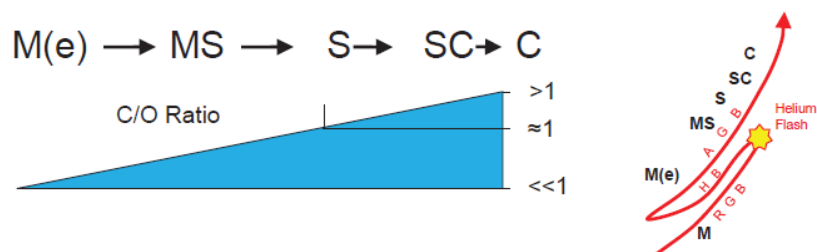


Figure 12.1 During the ascent onto the AGB the abundance of free oxygen in the stellar atmosphere becomes progressively reduced by chemical combination with carbon and other “metals.” This process is described by the increasing C/O ratio.

Termojaderné reakce nelze přímo detekovat, o jejich existenci a průběhu se můžeme přesvědčit z obohacování atmosfér produkty termojaderného hoření v nitrech. Příkladně zastoupení izotopu ^{13}C v atmosférách lze spektroskopicky odvodit z molekulárního spektra C_2 , CN respektive CO , viz obr. dále.

Nuklid uhlíku se v přírodě vyskytuje ve dvou stabilních modifikacích, s hmotovým číslem 12 a 13, tedy ^{12}C respektive ^{13}C . Za dobu existence Sluneční soustavy se ustálila rovnováha mezi oběma izotopy v poměru v $98,99 : 1,11$, tudíž $\approx 89,2 : 1$. 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 až mimo Sluneční soustavu 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 byl tento izotop detailně studován. Práci spojených s určováním poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ u uhlíkových hvězd byl vypracován značný počet, je v nich shromážděn materiál k další observační i teoretické interpretaci výsledků, například Lambert 1976, Lambert - Sneden 1977, Fujita 1980, Nagasava 1980.

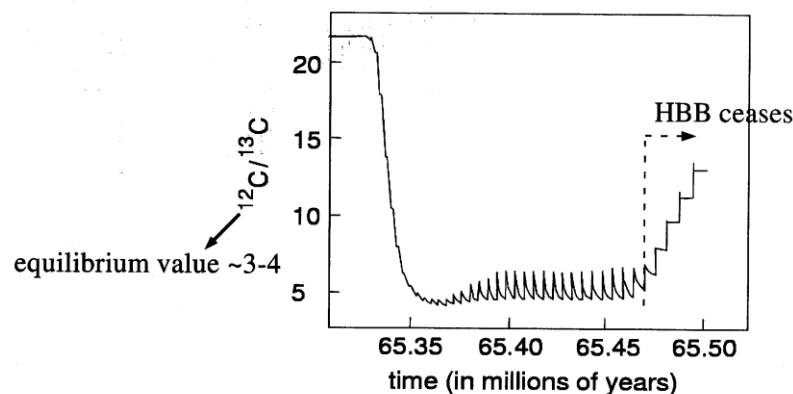
Nízké hodnoty izotopického poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ nelze u uhlíkových hvězd vysvětlit jinak než obohacením atmosfér zplodinami termojaderného hoření v centrálních oblastech hvězd. Model hvězdy předpokládá termojaderné hoření helia v jádru, z něhož se uhlíkové nuklidy dostávají konvektivními procesy do vnějších částí hvězdy. V průběhu transportu musí projít slupkou kolem konvektivního jádra, kde ještě probíhá **přeměna vodíku na helium**. Je-li tato **slupka tenká, nebo má nižší teplotu (pp řetězec)** nedojde k vážnější interakci procházejících uhlíkových nuklidů se slupkou a dospějí do atmosférických vrstev při zachování izotopického poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ **blízkému 100**. Je-li však slupka dostatečně tlustá a s vyšší teplotou, bude v ní hlavním 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 **Fowlera, Hoyla, Burbidge, Burbidge 1957** je tento stav charakterizován poměrem $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 4.6$.

AGB nucleosynthesis

Hot Bottom Burning: carbon

CNO-cycle comes to equilibrium in a few years

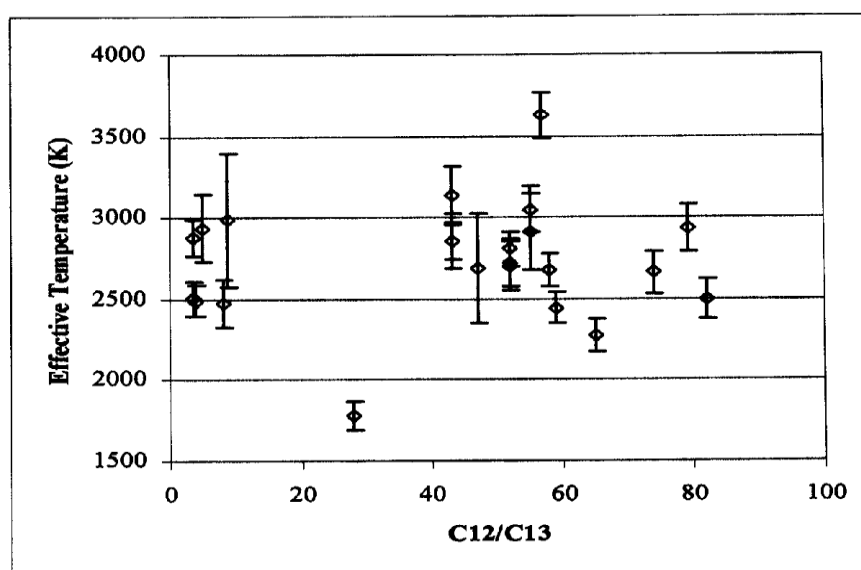
after few TP, envelope reaches CNO equilibrium values by HBB
but... competition with third dredge-up



Po čase 65,47 milionů roků přestává horké hoření na dnech zón - HBB.

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

jádrem až ke komplikovaným modelům s několika termojadernými zdroji. Thompson 1977 ukázal, že složení uhlíkových hvězd nemůže být svázáno jen s CNO cyklem, proto vznikla představa hoření helia ve slupkovém zdroji. Při vhodné frekvenci heliových vzplanutí v prvním slupkovém zdroji, je možné i vzplanutí v uhlíko-dusíkovém jádru. Takto lze dosáhnout požadovaného pozorovaného rovnovážného stavu v poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Ukázalo se, 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 Truran 1977 studoval více procesů termojaderné syntézy CNO, jejichž výsledkem je vznik izotopu uhlíku ^{13}C .



Žádná zjevná indikace vyčerpání ^{13}C neovlivňuje efektivní teplotu. Jaký je význam mezery $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ při nízkých teplotách?

V současnosti jde o výpočet syntetických spekter příslušných molekul v hvězdných atmosférách červených obrů, určování poměru $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. K výpočtu jsou používány všechny rotační čáry studovaného vibračního pásu, společně s ostatními parametry atmosféry (teplotou, tlakem, obsahem molekul).

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.

Typickým **spektroskopickým** poznávacím **znakem** uhlíkových hvězd je tzv. **Swanův pás**, systém vibračních pásů **C₂ v modré oblasti** ($\lambda = 473,7 \text{ nm}$, $\lambda = 516,5 \text{ nm}$, $\lambda = 563,6 \text{ nm}$), který je pozorovatelný i ve spektrech s malou disperzí. Na obr. vibrační kvantová čísla v' , v'' , charakterizující přechody mezi energetickými hladinami a jim odpovídající vlnové délky.

Tabulka 3.5
Vlnové délky Swanových pásů C₂ [nm]

v' v''	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

Pás C₂ o $\lambda = 473,7 \text{ nm}$ pozorujeme u komet.

Dalším možným identifikačním znakem jsou pásy CN ($\lambda = 421,6 \text{ nm}$). Výsledky výpočtů syntetických spekter byly konfrontovány 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 SiC₂ a O₃. V současnosti se také rozvíjí výzkum daleké infračervené a mikrovlnné oblasti spektra. Tato pozorování jsou prováděna mimo zemskou atmosféru vzhledem k absorpcím H₂O a CO₂. Molekuly se nacházejí ve stavu **disociační rovnováhy**:

$$\frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{g_A g_B}{g_{AB}} \left(\frac{2\pi M}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{8\pi^2 J} (kT)^{\frac{1}{2}} h^2 \left(1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} \right) e^{-\frac{U}{kT}}$$

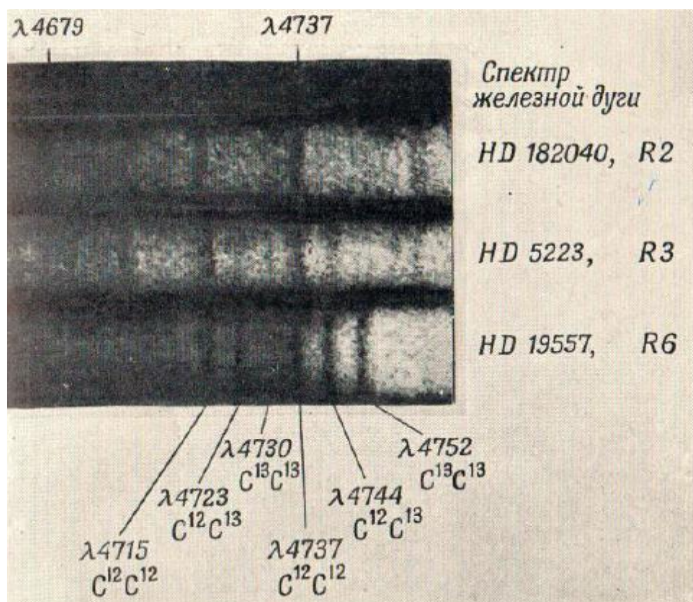
kde g_A , g_B jsou statistické váhy základních stavů atomů A, B a molekuly AB, M je redukovaná hmotnost $M = \frac{M_A M_B}{M_A + M_B}$, $J = Mr^2$ je moment setrvačnosti molekuly, ν_0 je základní frekvence kmitů molekuly, U je disociační potenciál v eV.

V optické části spektra jde o klasické studium Swanova molekulárního spektra uhlíku. Pro výzkum izotopických pásů se nejlépe hodí pásy C₂ (1,0) a C₂ (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.

HD 19557 – uhlíková hvězda v Cassiopei.



Abia a Isern 1997 považovali vysoký poměr $^{12}C/^{13}C$ a nadbytek lithia u uhlíkových hvězd za důkaz „velkého promíchávání“. Stanovili obsah lithia u 44 uhlíkových hvězd. Vyslovili hypotézu, že hvězdy bohaté na lithium mají nízký poměr $^{12}C/^{13}C < 15$. **Hvězdy asymptotické větve obrů jsou výraznými přispěvateli k obsahu lithia v Galaxii. Je v nich vytvářeno mechanismem (Cameron, Fowler) na horkých dnech konvektivních obálek - HBB při teplotách $\approx 4 \cdot 10^7$ K.**

Interval hmotností uhlíkových hvězd je $\approx (1,5 - 4) M_{\odot}$. Většina má hmotnost $(1,5 - 2,5) M_{\odot}$, řidčeji se vyskytuje interval $(3 - 4) M_{\odot}$. Při třetím promíchávání dochází ke změně poměru zastoupení uhlíku a kyslíku C/O, 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 $3,5 M_{\odot}$, se do podobné situace dostane až za asi $8,5 \cdot 10^5$ roků, po osmi tepelných pulsech.

Ze srovnání teoretických modelů s pozorovacími údaji vychází, že nejnižší počáteční hmotnost uhlíkové hvězdy je zhruba 1,5 M_{\odot} . Do tohoto stavu se dostane s posledním tepelným pulsem (přibližně 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 – Groenewegen et al. 1995.

TM, TS, TC udává dobu, po kterou je hvězda klasifikována jako M, S, C hvězda asymptotické větve obrů. 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_{\odot}	206	0	0		3
1,5 M_{\odot}	356	0	52	6	6
2,0 M_{\odot}	352	91	310	7	10
3,0 M_{\odot}	437	185	1001	9	21
4,0 M_{\odot}	55	83	537	11	48
5,0 M_{\odot}	391	161	0	9	129

V průběhu 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, Jorgensena 1993.

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, pulsacích hvězdy a dalších jevech ovlivňujících její celkovou jasnost. Spektrální analýza poskytuje údaje o fyzikálních a chemických podmínkách v atmosférách hvězd.

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

Rostoucí hustota okolohvězdných obálek způsobuje, že většina uhlíkových hvězd přestává být sledovatelná 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, nyní jsou **vytvářeny účelové katalogy, pro uhlíkové hvězdy v kulových hvězdokupách Galaxie, v VMM....**

Zásluhou 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 $T_{\text{ef}} < 3\ 500\ \text{K}$ vytvářet jednoduché molekuly, především šestici CO, CN, C₂,C₃, HCN a C₂H₂. Přestože je počet těchto molekul v objemové jednotce o několik řádů menší než H₂, 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 H₂*. Ve spektru však *dominuje TiO*, Jorgensen et al. 1992.

U uhlíkových hvězd lze ve spektrech spolehlivě určovat větší počet molekul, např. C₂, CN, CH, NH, C₃, CO, SiC₂.

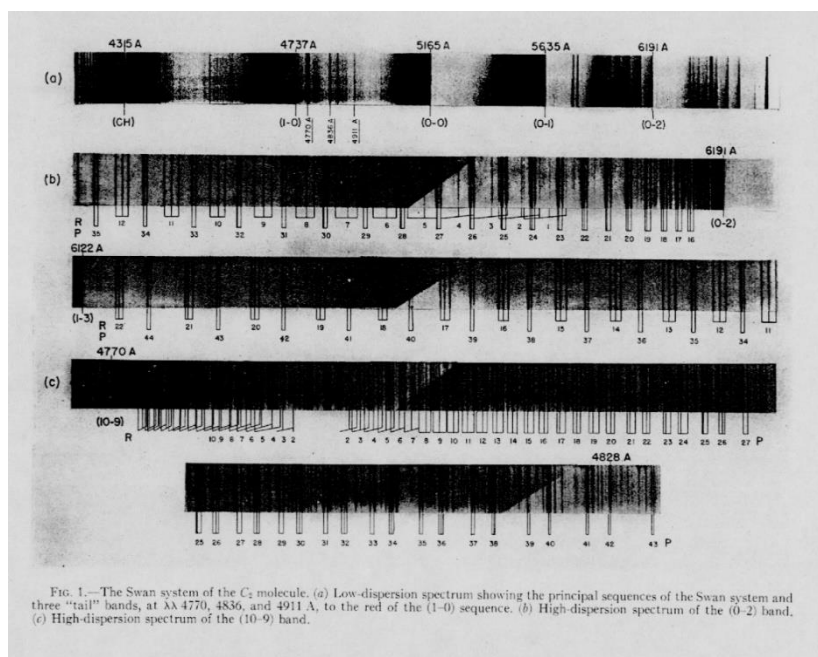
System absorpcí molekuly C₂

Molekula C_2 vytváří ve spektru několik základních systémů absorpcí: **Swanův** ve viditelné oblasti spektra, **Philipsův** v blízké infračervené oblasti a **Balikův-Ramseyův** 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

Tabulka 3.5
Vlnové délky Swanových pásů C_2 [nm]

v' v''	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

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 byl popsán Phillipsem 1948. Spektroskopickému studiu těchto pásů je věnována řada prací (Spite, Spite 1979). Obrázek z Phillipsova článku 1948.



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

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

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

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

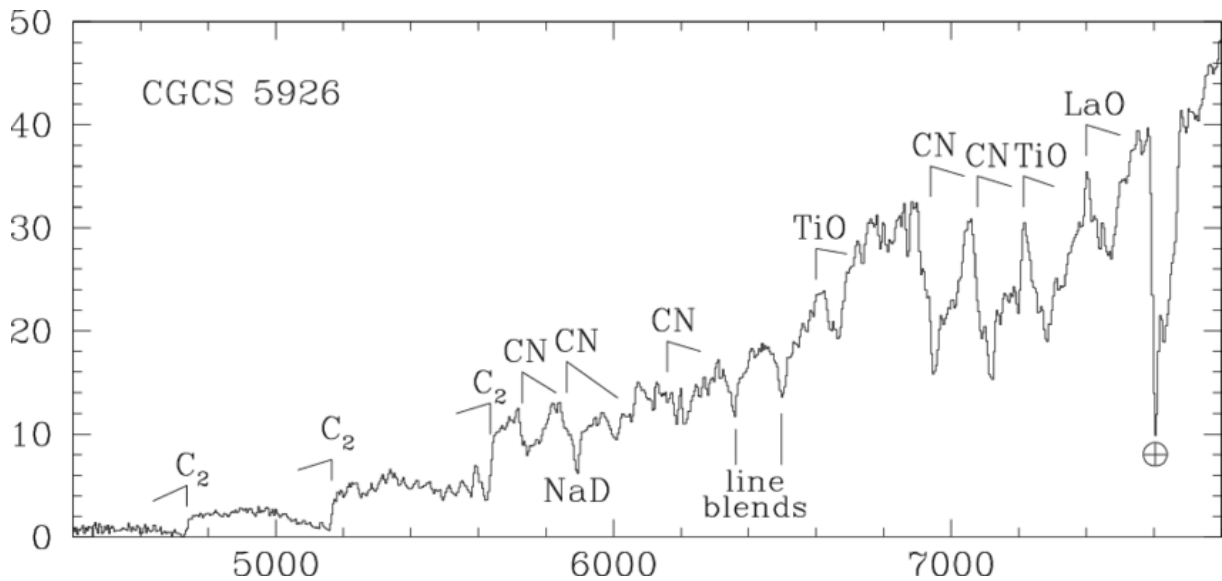
R_c představuje největší centrální hloubku čáry pro $\tau \rightarrow \infty$. Minnaertova aproximace vyjadřuje ve skutečnosti interpolační vztah mezi dvěma extrémními případy, nejprve $\tau \ll 1$ a $R_\lambda = \tau_\lambda$ a po druhé $\tau \gg 1$ a $R_\lambda = R_c$. Oprávněnost použití vztahu pro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

Phillipsův systém v blízké infračervené oblasti je popsán v již zmiňované práci jeho nálezců. 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 studovatelný (F. P. Swing r.1941 $\lambda = 388,3$ nm).

Druhý červený molekulární systém příslušející molekule CN se rozprostírá od 700 nm až $\lambda = 1,5$ μm .



Ukázka spektra uhlíkové hvězdy CGCS 5926.

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

Následně byly také studovány uhlíkové hvězdy ve vnějších galaxiích. Matura et al 2002 publikoval analýzu spekter šesti uhlíkových hvězd z Velkého Magellanova mračna pořízené na dalekohledu VLT. Ve srovnání s galaktickými uhlíkovými hvězdami mají větší poměr C/O ($> 1,2$), což vysvětlujeme tím, že ve VMM je větší poměr u $(\text{C}_2\text{H}_2) / (\text{HCN})$ než u hvězd v okolí Slunce.

Wachter et al 2002 odvodil vylepšený popis prachem řízeného hvězdného větru pro chladné uhlíkové hvězdy na konci AGB etapy 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_{\odot} a L_{\odot} , T teplota je v kelvinech.

Do budoucna další směry výzkumu leží v detekci izotopických poměrů, které jsou klíčem k pochopení vzájemného působení promíchávání a hoření ve hvězdách. Observační data využívají (Gaia, CoRoT, Kepler, TESS). Pochopení hvězdné fyziky, zabývající se studiem gradientu chemického složení, teplotní stratifikace v nitru, diferenciální rotací nitra hvězd atd...

Studium molekul v pozemských laboratořích, G. Herzberg 1971 Nobelova cena za chemii, spektrální studia molekulárních struktur, mimo jiné CH_2 , C_3 ve spektrech komet. Nyní porovnávána spektra laboratorních uhlíkových struktur a kosmických...

Příklady zajímavých uhlíkových hvězd:

Y CVn – Y Canum Venaticorum

C7 I, $T_{\text{ef}} = 2\,760\text{ K}$, $1,6 M_{\text{S}}$, $350 R_{\text{S}}$, $6\,200 L_{\text{S}}$, $r = 230\text{ pc}$,

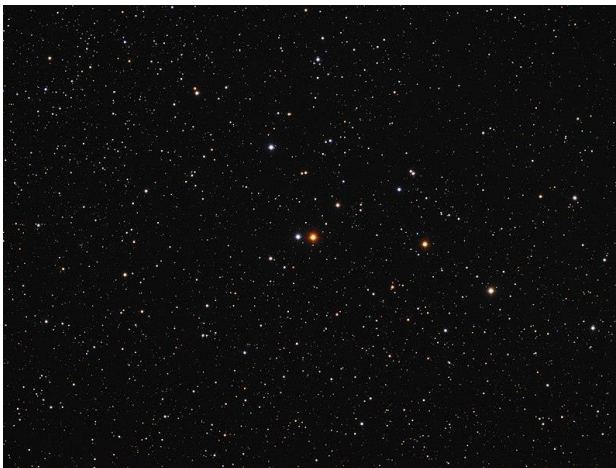
polopravidelná proměnná, periody (186 a 194) dne, (4,8 – 6,3) mag, pozoroval i Angelo Secchi, Gráf zkoumal uhlíkové miridy, spektra C. Barnabaum...



WZ Cas - WZ Cassiopeiae

CN7 III, $T_{\text{ef}} = 3\,000\text{ K}$, $1,6 M_{\text{S}}$, $600 R_{\text{S}}$, $12\,400 L_{\text{S}}$, $r = 490\text{ pc}$,

dvojhvězda, polopravidlená proměnná, periody (186 a 366) dne, (6,3 – 8,8) mag, radiální pulsace



R Lep - R Leporis

C7 III, $T_{\text{ef}} = 2\,300\text{ K}$, (2,5 – 5) M_{S} , $400 R_{\text{S}}$, $5\,150 L_{\text{S}}$, $r = 418\text{ pc}$,

proměnná uhlíková hvězda, perioda 432,47 dne, (5,5 – 11,7) mag



U Camelopardalis

C – N5, $T_{\text{ef}} = 3000 \text{ K}$, $8\,500 L_{\text{S}}$, $r = 530 \text{ pc}$,

odfukovaný řídký plyn ve svrchní atmosféře $v \approx 23 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$



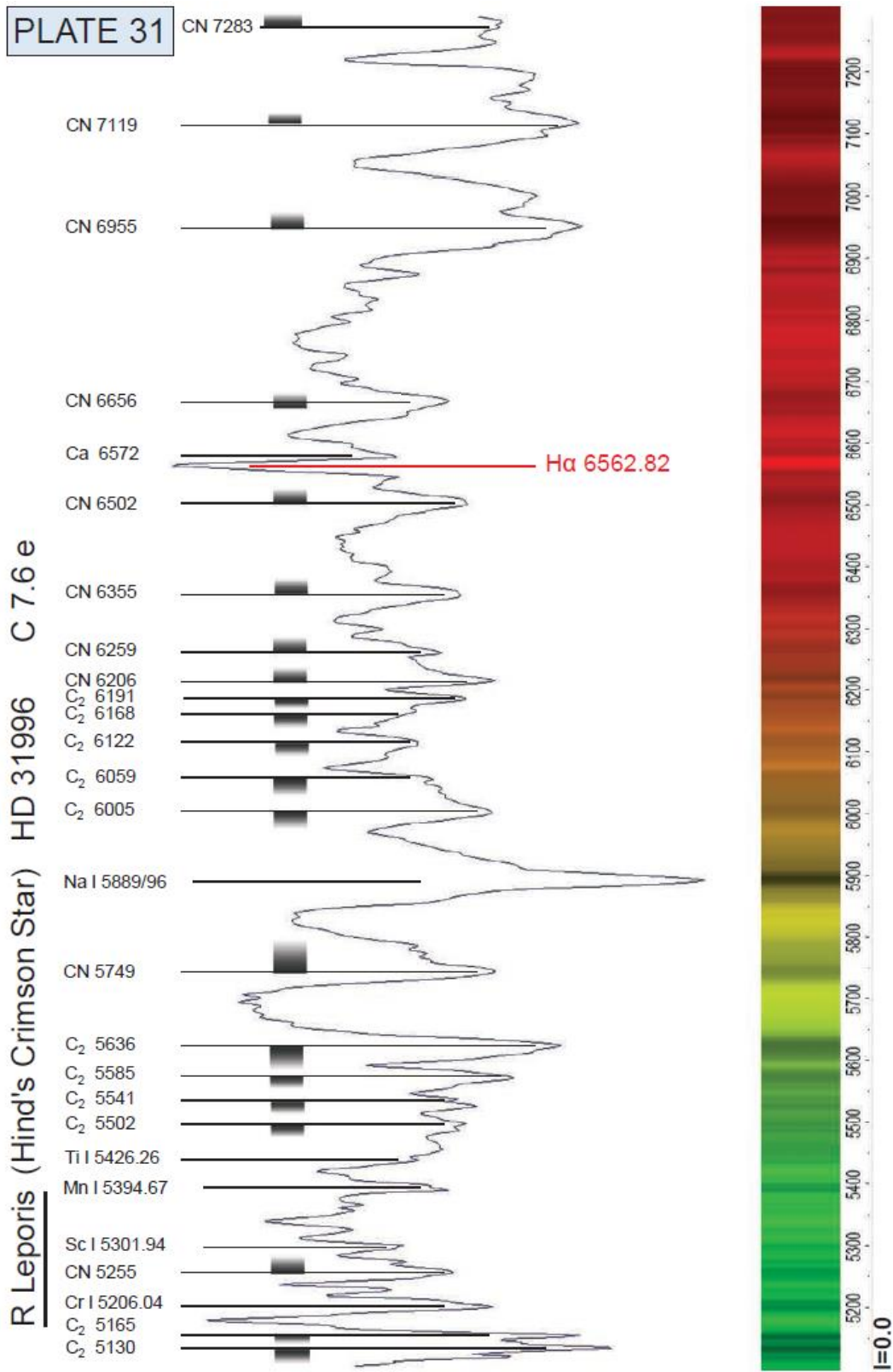


Plate 31 Carbon Star with H α Emission Line

Swanűv pás – C₂, 516.5 nm, 563.6 nm. 612.2 nm,
 CN – 574.9 nm, 625.9 nm, 635.5 nm, 695.5 nm

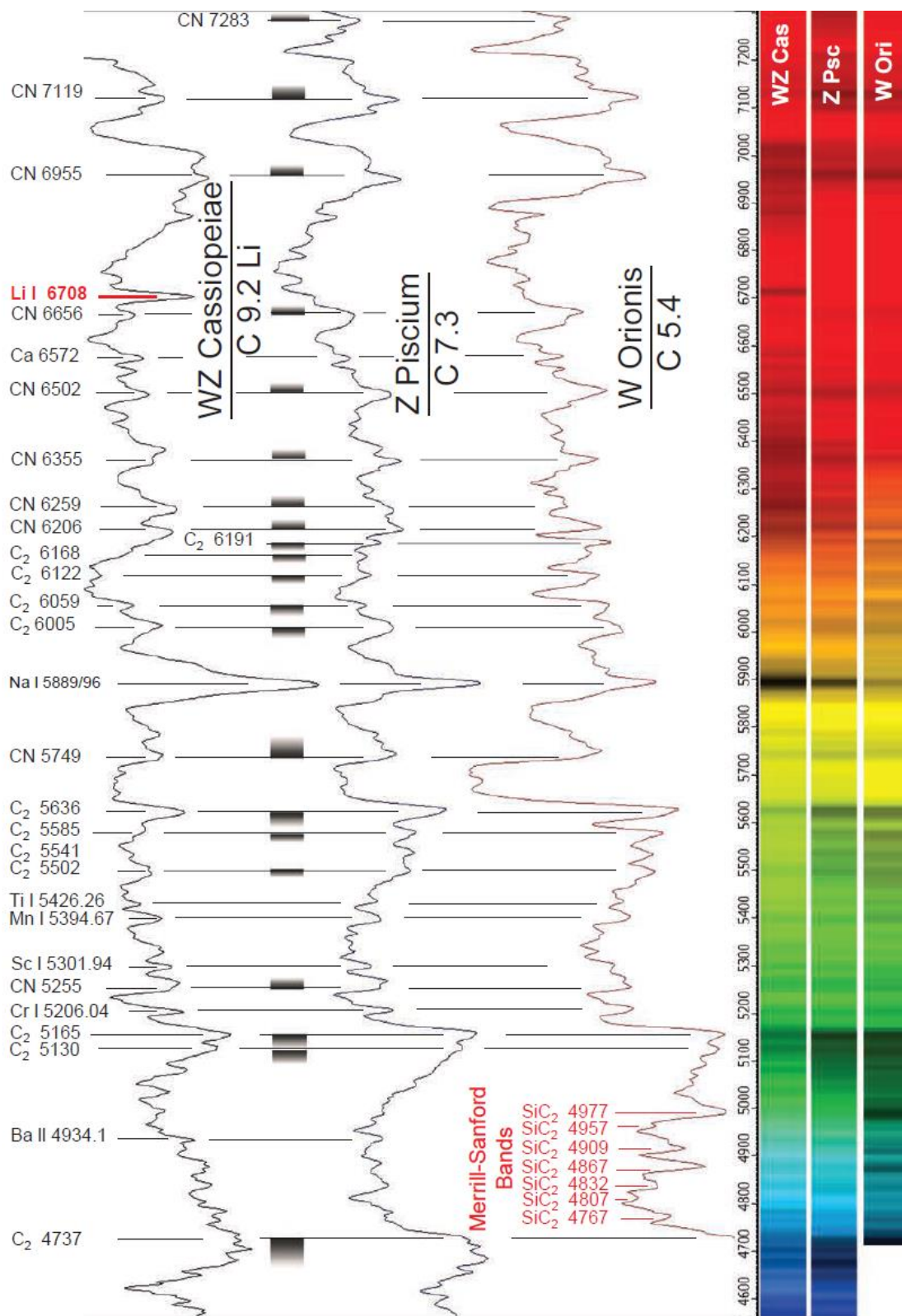
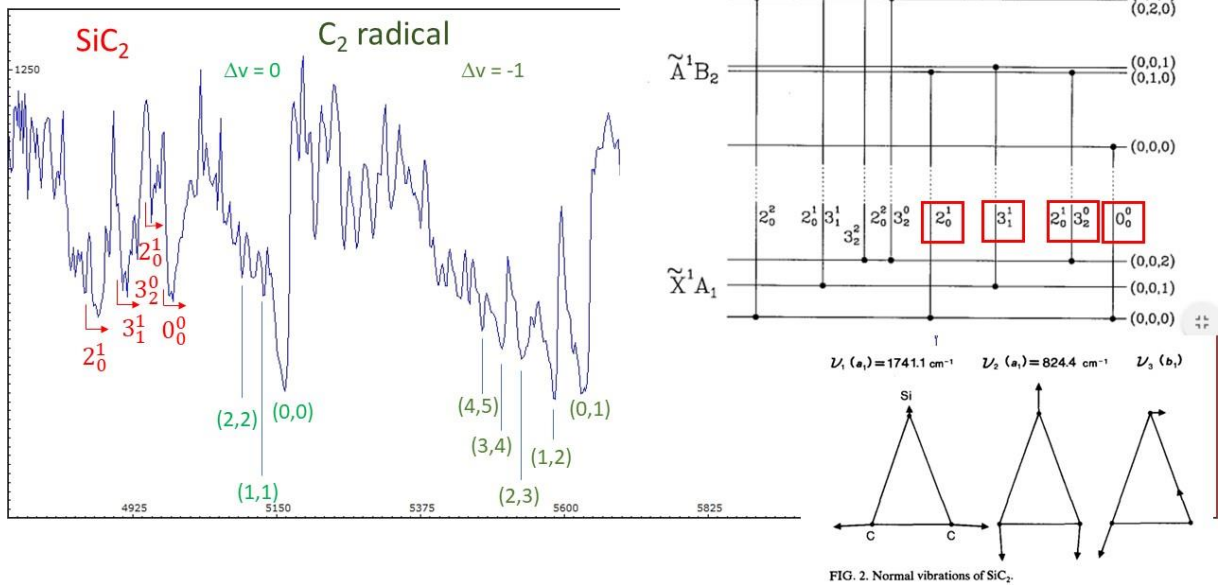


Plate 29 Comparison of Differently Classified Carbon Stars

Merrillův-Sanfordův absorpční pás SiC₂.

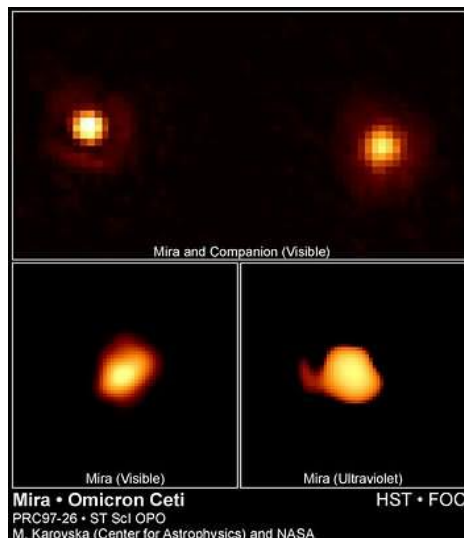
Assignments of SiC₂ absorption bands



9. Miridy, proměnné hvězdy

Úvod

Hvězda o Ceti (Mira), viz obr. je první vědecky popsanou proměnnou hvězdou, která nebyla novou či supernovou. Její proměnnost v moderní době začal sledovat v roce 1596 David Fabricius (1564-1617). Perioda 332 dnů byla stanovena asi v polovině 17. století,



Ismaël Boulliau určil 333 dnů. Mira – nadherná...

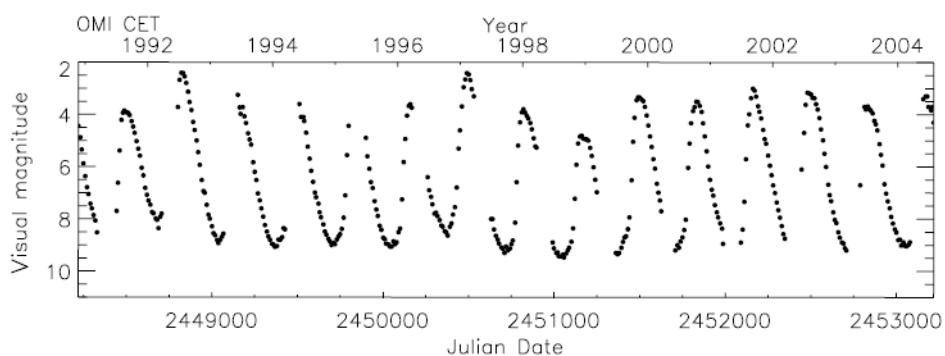
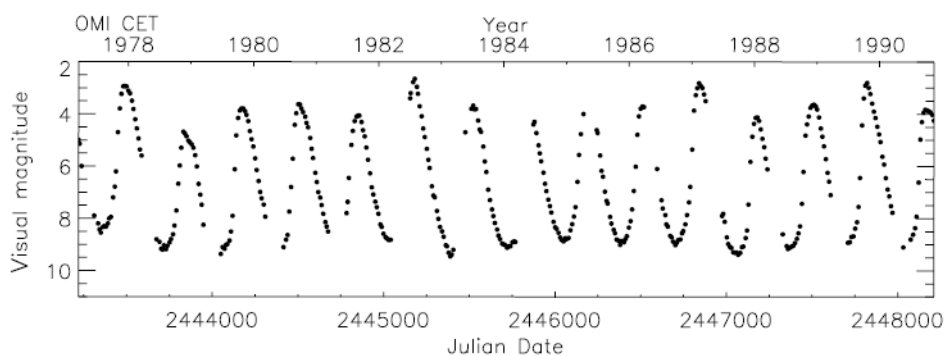
Charakteristiky hvězdy:

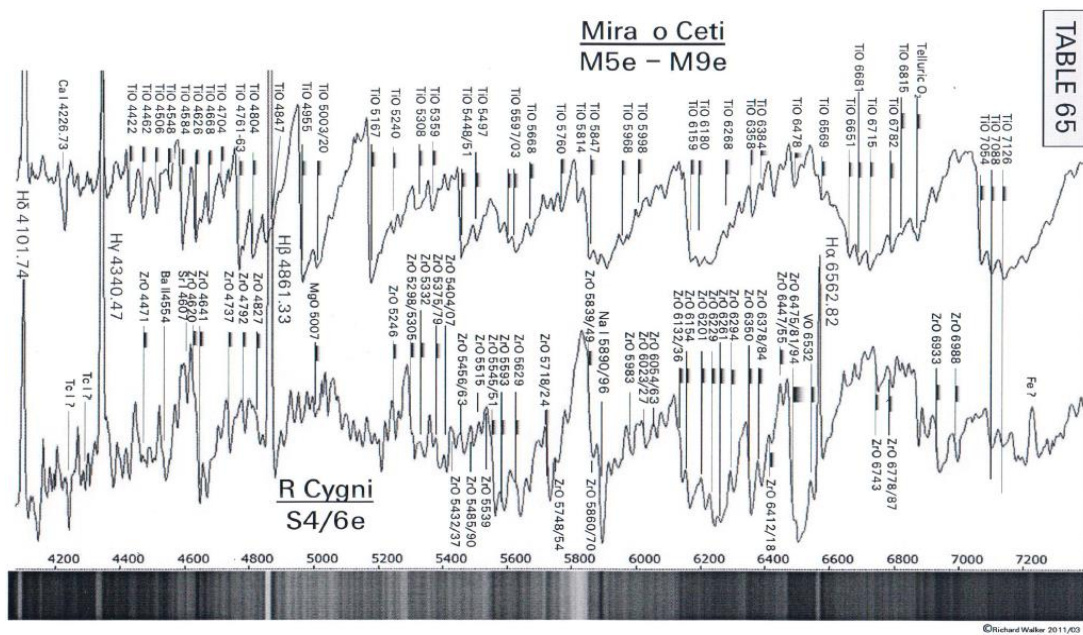
$T_{\text{ef}} \approx (2\,900 - 3\,200)$ K, $R \approx (330 - 400)$ R_{S} , $L \approx (8\,400 - 9\,400)$ L_{S} , $M \approx 1,2$ M_{S} ,
 $V \approx (2,0 - 10,1)$ mag, $r \approx 130$ pc. Výsledkem proměnnosti hvězdy je značná proměnnost charakteristik.



Spodní snímek o Ceti v ultrafialové oblasti zobrazuje ohon materiálu z hvězdného větru dlouhý 4 pc, je důsledkem velké rychlosti hvězdy 130 km.s^{-1} . V optické oblasti nepozorovatelný. Ze snímku z HST je zřejmý nesférický tvar o Ceti, proto nutné rozpracování modelů 3D.

Světelné křivky o Ceti, mírně asymetrické, rychlejší vzestup, pomalejší pokles.



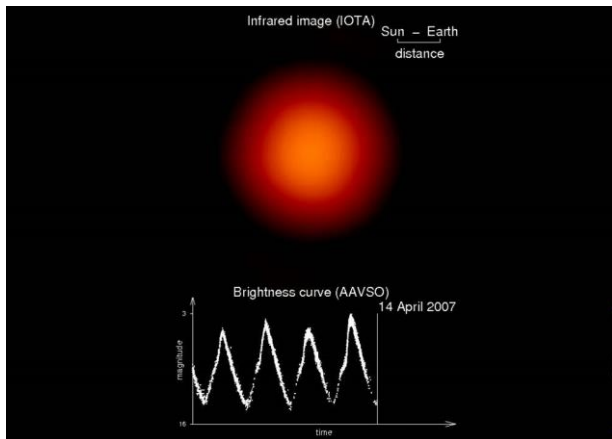


Spektrum o Ceti v optické oblasti ($\lambda = 410 - 720$) nm, dominují čáry TiO.

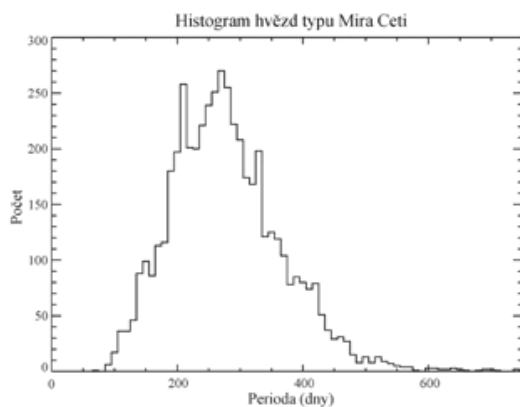
Hvězdy typu Mira Ceti respektive miridy patří k dlouhoperiodickým proměnných, jde o chladné obry na asymptotické větvi obrů. Vytváří heterogenní skupinu chladných hvězd, s povrchovými teplotami $\approx (2\,500 - 3\,500)$ K, se spektrálními typy Me, Re, Ne, Se. U většiny mirid je maximum energie vyzařováno v infračervené oblasti mezi $(1,0 - 3,0)$ μm . Podle Ostlie 1982 hmotnosti mirid činí $(0,8 - 3,0)$ M_{\odot} , vyznačují se poloměry $(150 - 350)$ R_{\odot} , zářivými výkony $(2\,000 - 10\,000)$ L_{\odot} . V katalogu GCVS je zahrnuto přes 6 000 mirid, Feast 2001, v současnosti uvádíme $\approx 30\,000$ mirid.

Miridy leží na H-R diagramu vpravo od pásu nestability klasických cefeid, vyznačují se rozsáhlými konvektivními obálkami. Kvantitativní nejistoty v jejich charakteristikách neumožňují podat jednoznačný komplexní pohled zejména na podstatu jejich pulsačních vlastností.

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**. Příkladně mirida χ Cygni – obr., se ve vizuálním oboru mění v rozsahu 14 mag, zatím co v bolometrickém oboru činí změna pouze 3 mag.



Na obrázku níže je histogram mirid podle rozložení periody, nejpočetnější je skupina s periodou (200 – 350) dnů.



Pro **klasifikaci mirid** používáme stejné rozdělení jako u uhlíkových hvězd, tedy **podle obsahu chemických prvků**:

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

M typ bohaté na kyslík ($C/O < 1$), 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**.

Typické parametry mirid

Hmotnost (0,8 - 3) M_S

Perioda (200 - 500) dnů širší (80 - 1 100) dnů

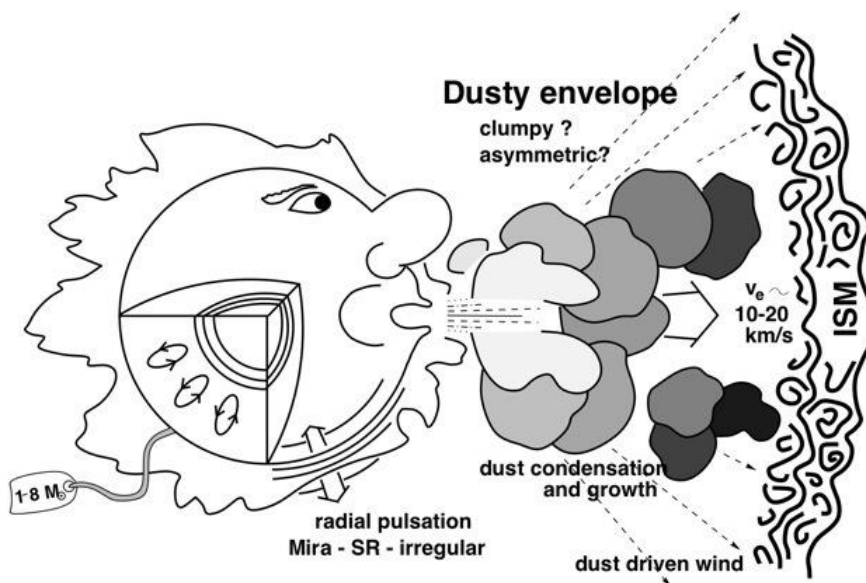
Poloměr (150 - 350) R_S

Efektivní teplota (3 000 ± 500) K

Rázová amplituda	(25 - 30) km.s ⁻¹
Rychlost větru	15 km.s ⁻¹
Úbytek hmotnosti	(2.10 ⁻⁴ - 10 ⁻⁷) M _S .rok ⁻¹ ... širší (2.10 ⁻⁴ - 10 ⁻⁸) M _S .rok ⁻¹

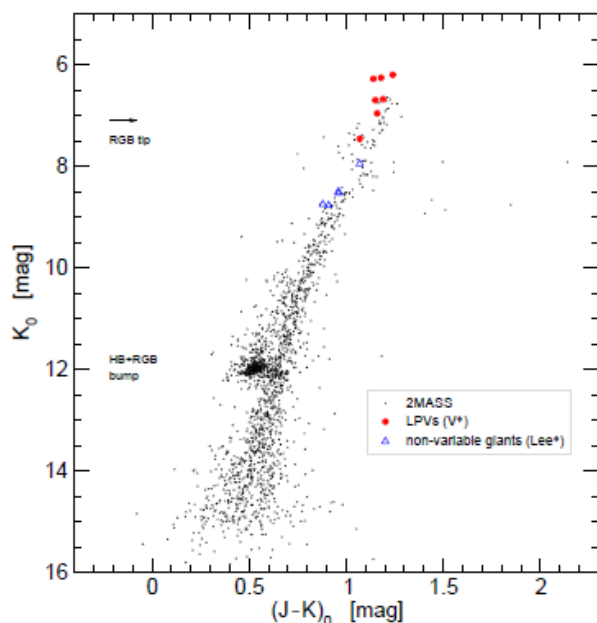
Tabulky vybraných mirid s periodou, vzdáleností a poloměrem.

Hvězda	perioda [dny]	Hipparcos		závislost 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 mirid

Vývojový stupeň M typu kyslíkových mirid je nejzřetelněji diagnostikován u krátkoperiodických mirid, s periodou do ≈ 200 dnů, které jsou členy kulových hvězdokup. Tyto hvězdy s menší hmotností ukončí svůj pobyt na hlavní posloupnosti, přesunou se na větev červených obrů, z jejího vrcholu následně přejdou na horizontální větev a poté mezi obry na asymptotickou větev obrů. Následující obr. ukazuje barevný diagram známých mirid z kulových hvězdokup a dále hvězdy z větve červených obrů a asymptotické větve obrů z kulové hvězdokupy 47 Tuc, kde je známo pouze několik mirid.



Miridy jsou zřetelně **nejjasnější a nejchladnější ze všech hvězd** v barevném diagramu. Jejich zářivé výkony jsou nad maximem hvězd větve červených obrů jakož i nad hvězdami asymptotické větve obrů - Feast 2001, Lebzelter 2014.

Výskyt krátkoperiodických mirid v kulových hvězdokupách (příklad mirid 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} . Astrofyzikálních údajů o miridách v kulových hvězdokupách je málo, ale i z neúplných informací vyplývá, že při existenci v hvězdokupě více než jedné miridy si jsou jejich periody blízké.

U mirid v kulových hvězdokupách pozorujeme rovněž závislost mezi periodami a obsahem kovů, **periody jsou delší pro hvězdy s vyšším obsahem kovů**. Krátkoperiodické miridy z kulových hvězdokup patří ke starší populaci. Miridy s delší periodou patří k populacím mladším, bohatším na kovy.

Podle výkladu vývoje hvězd v blízkosti vrcholu křivky asymptotické větve obrů začnou u nich probíhat tepelné pulsy, během kterých hoří helium a vodík v zónách obklopující neaktivní jádra hvězd. Ty se nacházejí ve stádiu tepelných pulsů, s charakteristickými vlastnostmi v průběhu jasných fází každého tepelného cyklu. Následuje etapa post asymptotické větve obrů spojená v závěru s odvržením atmosfér do mezihvězdného prostoru, z objektů se stávají planetární mlhoviny. U mirid nastávají periodická heliová vzplanutí slupkových zdrojů, které vedou ke vzniku tepelných pulsů. V období mezi jednotlivými heliovými pulsy je zářivý výkon hvězd určován vzplanutím vodíkových slupkových zdrojů.

Zřejmě se hvězda může stát miridou i několikrát. Mezitím bude pravděpodobně polopřavidelnou proměnnou hvězdou s malou amplitudou změn jasnosti, v níž tepelné pulsy jsou iniciovány každých 10^5 roků.

Miridy ve Velkém Magellanově mračnu, které jsou od nás všechny zhruba stejně vzdáleny, se vyznačují zřetelnou lineární závislostí mezi bolometrickou nebo hvězdnou velikostí v infračerveném oboru a $\log P$ pro periody ≈ 100 dnů a ≈ 400 dnů. Zářivý výkon mirid s periodou $P = 200$ dnů je $\approx 4\,000 L_S$, při periodě $P = 400$ dnů zhruba $9\,000 L_S$. Absolutní hvězdnou velikost i vzdálenost mirid můžeme získat ze známého úhlového i lineárního průměru hvězdy.

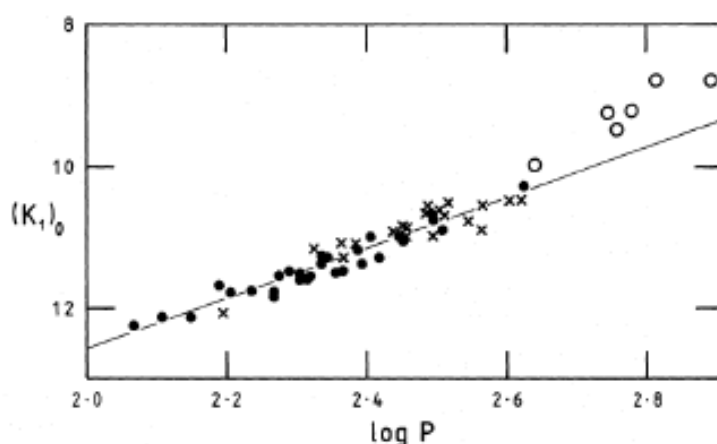


Figure 2.5: A K - $\log P$ -diagram for detected Mira variables in the LMC taken from Feast et al. (1989). Filled circles denote O-rich Miras with periods < 420 d, open circles O-rich Miras with periods > 420 d and crosses C-rich Miras.

K filtr – $2,2 \mu\text{m}$.

Table 2.1: A comparison of distance moduli $(m - M)_0$ of some stellar systems carried out with different methods.

Systems	Methods				References
	Cepheid-PLR	RR Lyr stars	RGB-tip	Mira-PLR	
LMC	18.50 ± 0.07	18.53 ± 0.06	18.59 ± 0.09	18.48 ± 0.10	1, 2, 3, 4
Bulge	14.51 ± 0.12	14.48 ± 0.17	14.62 ± 0.55	14.58 ± 0.02	5, 5, 6, 7
Cen A	27.67 ± 0.12	—	27.72 ± 0.04	27.69 ± 0.11	8, 9, 10

Výzkum mirid z Velkého Magellanova mračna, výdutě naší Galaxie a galaxie Centaurus A umožnil srovnání jejich modulů vzdáleností, viz obr. .

Tuto skutečnost spolu se známým lineárním průměrem a periodou lze použít k hledání mechanismu, ve kterém mirida pulsuje. Teoretické výpočty vycházejí z předpovědi **rázové vlny dostatečně silné k excitaci**, což potvrzuje pozorovaná emise, předpokládají **menší teplejší hvězdu, která by měla pulsovat v základním módu**.

Bohaté emisní spektrum s relativně vysokým stupněm excitace vykazují také symbiotické hvězdy, které jsou složkami dvojhvězd. V nich dochází při přetoku hmoty od složky – miridy na disk obklopující kompaktnější složku dvojhvězdy, nejbližším takovým systémem je zřejmě mirida R Aqr (P = 387 dnů).

Existuje i poměrně početná skupina **proměnných červených veleobrů**, kteří **obdobně jako miridy** mají pravidelné změny jasnosti a jsou tak i klasifikováni. Jejich perioda je delší než 400 dnů, vyznačují se **menší amplitudou světelných změn než miridy**. **Absolutní hvězdné velikosti jsou o dvě magnitudy větší než hvězdné velikosti mirid**. Jejich podrobný výzkum dosud chybí. Byly nalezeny v naší Galaxii, v Magellanových mračnecích jakož i v galaxii M 33.

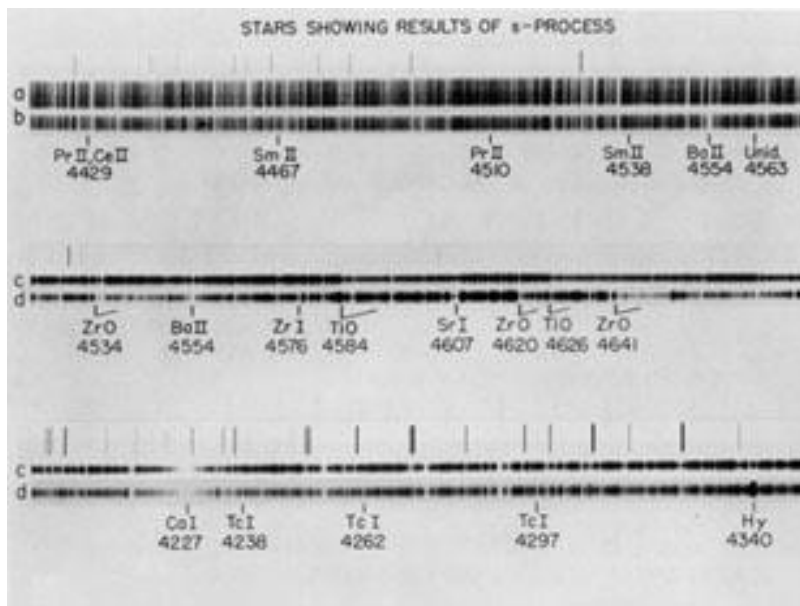
Miridy jsou důležité jako „**indikátory**“ **vzdáleností** (v Galaxii jakož i v blízkých vnějších galaxiích). Například jsou zastoupeny ve velkém počtu v centrální výdutí naší Galaxie a zkoumání těchto hvězd v optickém, infračerveném a rádiovém oboru přispívá k pochopení složení, kinematiky a struktury výdutě. Pokud se podaří prokázat, že **periody mirid jsou závislé na hvězdných populacích** ke kterým patří, budou použitelnými ukazateli galaktické evoluce.

9.2. Spektra a atmosféry mirid

Pomocí spektroskopie byly v **S miridách** zjištěny počátkem 50. let minulého století absorpční čáry nestabilního technecia ^{99}Tc , viz obr. V normálních hvězdách asymptotické větve obrů technecium nemůže existovat. V S miridách v oblasti $\lambda = (418 - 430) \text{ nm}$ jeho čáry pozorujeme, např. $\lambda = 429,7 \text{ nm}$. Izotop ^{99}Tc vytvářený **termonukleárním s-procesem**, charakteristickým pro tyto hvězdy, má poločas rozpadu pouze $2 \cdot 10^5$ roků, což je doba mnohem kratší než doba setrvání hvězd na asymptotické větvi obrů. Reakce vzniku ^{99}Tc :

$${}_{42}^{98}\text{Mo} + {}_0^1n \rightarrow {}_{42}^{99}\text{Mo}, {}_{42}^{99}\text{Mo} \rightarrow {}_{43}^{99}\text{Tc} + e^- + \bar{\nu}_e$$

Přítomnost ^{99}Tc v atmosférách je důkazem, že produkty vznikající v jádře jsou promícháváním vynášeny až do atmosfér hvězd. Přítomnost čar ^{99}Tc je **ukazatelem stavu vývoje hvězd**. Spektrální čáry ^{99}Tc byly posléze nalezeny i u mnoha kyslíkových a uhlíkových mirid.



V infračervené oblasti spekter mirid pozorujeme čáry molekulárních absorpčních pásů CO. Změny radiálních rychlostí u čar CO s relativně vysokým stupněm excitace, které se formují hluboko v atmosféře hvězd ukazují, že jednou během cyklu pulsace je generována rázová vlna, která prochází atmosférou hvězdy směrem k povrchu. **Pulsace radiální, v základním módu**, tedy v rámci celé hvězdy ve stejném směru k povrchu. **Nejčastěji uzel ve středu, kmitna na povrchu**. Pulsace jsou způsobeny zvukovými vlnami rezonujícími v nitru hvězd, Larour et al. 2009. Závisí na stavební struktuře hvězd.

Ve spektrech dlouhoperiodických proměnných rovněž pozorujeme **emisní čáry Balmerovy série**, jejichž **intenzita se mění s periodou pulsací**. Předpokládáme jejich **excitaci rázovou vlnou v hvězdné atmosféře**, Feast 2001, Richter 2003.

Mnohé z prozkoumaných mirid také vykazují v určitých fázích cyklu emisní čáry neutrálních a ionizovaných kovů Fe I, Fe II, Mg I, Si I, In I, rovněž i **zakázaných čar [Fe II]** → spektrální třídy např. M3e, M6e atd.

Konkrétní výsledky zmíníme podle článku Tuthill, Haniff 1999, v němž byla analyzována atmosféra pěti **dlouhoperiodicky proměnných hvězd** (o Cet, R Leo, W Hya, χ Cyg a R Cas) v optickém a infračerveném oboru pomocí Herschelova dalekohledu (4,2 m). V jejich zobrazení byly zjištěny **odchyly od kruhové symetrie**. Dále byla potvrzena přítomnost jasných oblastí, které přispívají (5 - 20) % k celkovému toku záření, což pozorujeme i u dalších M hvězd - veleobrů pozdních spektrálních tříd.

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...

K vysvětlení odchylek od sférického tvaru atmosfér bylo navrženo několik možností, například **rotace hvězdy, interakce s průvodcem případně existence různých skvrn**. Soudobá interpretace vychází z hypotézy 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 vychází z **hypotézy spojené s rázovou vlnou** způsobenou pulsací hvězdné obálky. Tato hypotéza je v dobré shodě s modelem mirid, kde spektra v optické oblasti prokazují **formování pulsací způsobených rázovou vlnou v jejich atmosféře**. Není však zcela jasné, zda tento mechanismus může generovat kompaktní stálější struktury, jejichž existenci ukázala data z pozorování.

Hvězdné atmosféry mirid

Většina hvězd z horní pravé části H-R diagramu pulsuje. Jde o velkoměřítkové cyklické pohyby jejich obalů, velmi často v jednoduchém radiálním základním módu.

Rozbor této problematiky vychází ze základních rovnic stavby hvězd, např. rovnice hydrostatické rovnováhy, která však v atmosférách pulsujících hvězd není splňována beze zbytku. **Akustické a hydrodynamické vlastnosti atmosfér** jsou studovány v souvislosti s **oscilacemi**. Připomínáme, že v statické atmosféře je tlaková síla způsobená gradientem hustoty v rovnováze s gravitační silou. **Pulsace a odchylky od hydrostatické rovnováhy** vedou k rozšíření hvězdných atmosfér, typicky od $(0,4 \rightarrow 0,6) M_{\odot}$. Změny atmosférických struktur jsou obvyklé, avšak netriviální, Bowen 1988, Cuntz 1989. Ovlivňují rovněž formování spektrálních čar, usnadňují vznik prachu a ztráty hmoty. Rozšiřování samotných hvězd činí nepoužitelnou planparalelní aproximaci již při zvýšení poloměru o 5 % - Schmid-Burgk, Scholz 1975. K řešení rovnice přenosu záření je používána sféricko-symetrická aproximace.

Rozvoj rozšiřování atmosféry je podporován radiálními pulsacemi. Model je pro jasného obra nebo veleobra, $T_{\text{ef}} \approx 5\,500\text{ K}$, pulsační perioda (75 dnů) a amplitudy $(0,5 - 2)\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ byl aplikován na hvězdy $\gamma\text{ Cyg}$ a $\alpha\text{ Per}$.

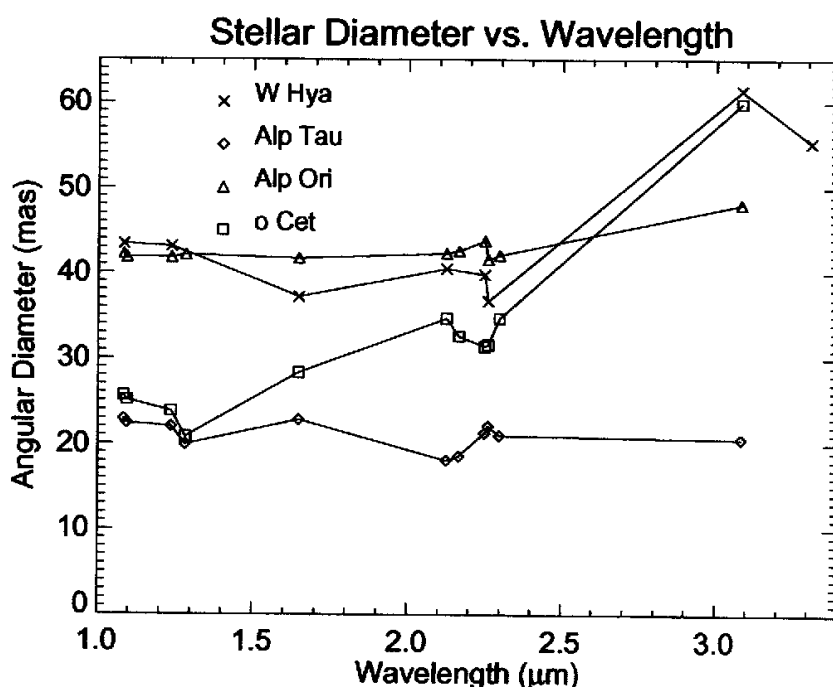
Atmosféry mirid jsou velmi rozsáhlé. Důkazem je měření jejich průměrů ve vizuální a infračervené oblasti **při zákrytech Měsícem či interferometrických měřeních.**

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 podrobně popsal Weinerem 2002 (3 teleskopy, průměr 1,65 m, přesunovatelné až 70 m, infračervená oblast, Mount Wilson)

Existují velké **rozdíly v úhlových velikostech v závislosti na vlnové délce.** Například pro miridy na $\lambda = 710\text{ nm}$, kde existují silné spektrální čáry TiO, je úhlová velikost větší než na jiných vlnových délkách v optickém oboru. Ve střední infračervené oblasti je velikost větší o 60% než v blízké infračervené oblasti.

Obr. zachycuje závislost hvězdného úhlového průměru na vlnové délce v blízké infračervené oblasti ($1 - 3\ \mu\text{m}$) pro čtyři hvězdy W Hya, $\alpha\text{ Tau}$, $\alpha\text{ Ori}$, o Ceti. V případě posledně uvedené je interval (21 - 60) mas !

44



Jde o měření průměru vybraných hvězd ve vlnovém rozsahu ($1,0 - 3,0\ \mu\text{m}$). Pozorovaná velikost $\alpha\text{ Ori}$ narostla z 42 mas na 48 mas, zatímco u o Ceti je v intervalu (21 - 60) mas, což je pravděpodobně způsobeno přítomností silných pásů TiO a H₂O.

Pozorované úhlové průměry a při znalosti vzdálenosti hvězdy tedy **lineární průměry** jsou **důležitými charakteristikami hvězd**, podstatnými pro určování jejich vnitřní stavby. Velikost lineárního poloměru ovlivňuje povrchové gravitační zrychlení a průměrnou hustotu hvězdy při známé hmotnosti. Empirické vztahy mezi úhlovou velikostí, absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí a spektrální třídou byly analyzovány van Bellem 1999. V případě mirid přesná hodnota lineárního průměru umožňuje předurčit mód pulsace hvězdy.

Další charakteristikou, přímo odvozenou pomocí úhlového průměru je efektivní teplota, při známé hustotě zářivého toku. Úpravou ze Stefanova – Boltzmannova zákona

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4 \text{ a dosazením obdržíme } \frac{L}{4\pi r^2} = F_{bol} = \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sigma T_{ef}^4 = \Theta^2 \sigma T_{ef}^4, \text{ kde}$$

r je vzdálenost hvězdy a Θ úhlový poloměr hvězdy získaný zpravidla interferometricky. Připomínáme, že **hustota zářivého toku z hvězd nezávisí na modelu atmosféry**, je důležitou **měřenou veličinou**. V tabulce jsou shrnuty výsledky měření hustot zářivého toku, hvězdných průměrů a efektivních povrchových teplot α Ori, α Her, α Cet, R Leo.

Hvězda	Hustota zářivého toku [W.m ⁻²]	Průměr 2 Θ [mas]	Efektivní teplota [K]
α Ori	1,08 . 10 ⁻⁷	53	3270
α Her	4,09 . 10 ⁻⁸	39	2990
α Cet (min)	2,13 . 10 ⁻⁹	36	1490
α Cet (max)	2,67 . 10 ⁻⁸	48	2430
R Leo	2,47 . 10 ⁻⁸	63	1490

Miridy se vyznačují poloměry stovek poloměrů Slunce, při hmotnostech srovnatelných s hmotností Slunce. Tudíž jejich povrchové gravitační zrychlení je o několik řádů menší než u Slunce ($g_S = G \frac{M_S}{R_S^2} = 2,7 \cdot 10^2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$), 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

$$\frac{kT}{m_H g} = 4,7 \cdot 10^{10} \text{ m}, \text{ tedy } 0,093 \text{ poloměru hvězdy. Síla tlaku záření v atmosféře působí proti}$$

gravitační síle a společně s rázovými vlnami odtlačuje látku směrem od hvězdy.

Z pozorovacích databází IRASu a z pozemních teleskopů zaměřujících se na studium mirid v blízké infračervené oblasti spektra se zároveň podařilo zjistit vztah mezi hmotností okolohvězdného materiálu vyvrženého hvězdným větrem a pulzačními parametry daného objektu, tedy periodě a amplitudě změn jejich jasnosti (Whitelock, et. al., 1987):

$$\log \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right) = 2,17 \log P + 1,32 \Delta M_{bol} - 12,3 \quad (4)$$

kde m – hmotnost okolohvězdného materiálu, M_{\odot} - hmotnost Slunce, P – perioda pulzací a ΔM_{bol} – celková změna jasnosti (amplituda)

Miridy se vyznačují nízkými povrchovými efektivními teplotami, zvolme hodnotu 2 500 K. Při této teplotě její nárůst o 1 % - 25 K vede k zvýšení intenzity spojitého záření absolutně černého tělesa o

8,24 % na $\lambda = 700$ nm,

5,79 % na $\lambda = 1$ μm ,

2,83 % při $\lambda = 2,2$ μm ,

1,28% při $\lambda = 11,15$ μm .

V optické a blízké infračervené oblasti spektra je vyzařovaná intenzita mnohem více citlivá ke změnám teploty než na vlnové délce $\lambda = 11$ μm .

Na povrchu hvězd byly zjištěny teplotní nehomogenity, neboť 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. Je to formování molekul 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**, výpočty modelů atmosfér těchto objektů se zahrnutím uvedených jevů, upřesnily představy o struktuře mračen kolem těchto hvězd, Bowen 1988, Bessel et al. 1996, Ferguson et al. 2001.

Optické vlastnosti prachu částečně závisí na chemickém složení a rozdělení velikostí zrn. 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 mirid.

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

podmínka 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 uvažoval křemíkové prachové kondensáty s teplotou 1 000 K pro charakteristické hustoty 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.

Modely dokazují existenci pulsace vyvolané šířením rázových vln směrem k povrchu, které procházejí atmosférou. Expanze spojená s rozšiřováním ochlazuje plyn, dochází ke kondenzaci prachu. Dynamické modely Hofner et al 1998 předpokládají vznik prachového útvaru o poloměru asi $2 R_*$.

Bowen 1988 předpokládá, že na $11 \mu\text{m}$ 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.

Vytvořený model α Cen 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 absolutně černé těleso o teplotě 2 500 K.

Celková optická tloušťka je konstantní, 65 % záření na $11 \mu\text{m}$ 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**.

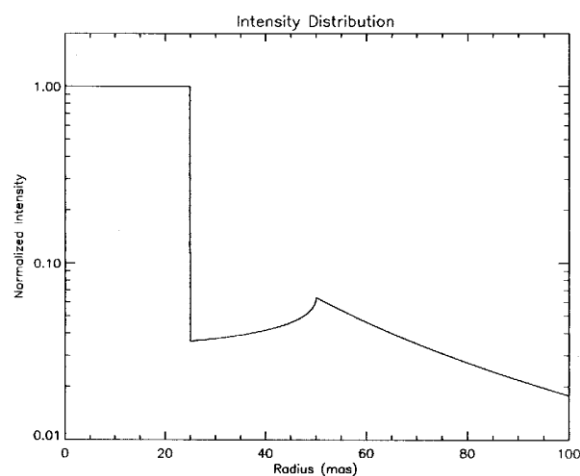


Figure 3.2: Intensity Distribution of a Star with Dust Shell Forming at $2R_*$.

Nízká teplota mirid je výsledkem relativně chladné okolohvězdné látky. V těchto oblastech s relativně vyšší hustotou a nízkou teplotou mohou existovat jednoduché oxidy. Kolem kyslíkových mirid například CO, TiO, SiO, respektive i H₂O. Jejich spektrální čáry s velkými absorpčními koeficienty mohou ovlivňovat spektrální rozdělení vycházejícího záření a tudíž i podstatně měnit pozorovanou velikost hvězdy. Molekuly **H₂O a TiO** přerozdělují zářivý tok. 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 mirid 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.

Rozšíření těchto polyatomických molekul v miridách a velké opacity jejich spektrálních čar umožňují vyložit mnoho pozorovaných změn v měřených průměrech v závislosti na vlnových délkách.

U **M typu kyslíkových mirid**, s efektivními teplotami T_{ef} (2 000 – 3 000) K, van Belle et al. 1997, Wallerstein & Knapp 1998, byly zjištěny 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. 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.

Richter 2003 se zabýval modelováním a diagnostikou **Fe II** respektive **[Fe II]** emisních čar vznikajících v atmosférách mirid M typu, zejména zkoumal otázky:

- zda jsou 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 čar,
- kde v atmosféře čáry vznikají,
- které termodynamické parametry řídí vznik čar.

Emisní čáry Fe II respektive **[Fe II]** M-typu proměnných mirid jsou studovány přes 60 roků. Jejich analýza poskytuje cenné údaje o **hydrodynamických a termodynamických podmínkách** v těchto pulsujících hvězdách. **Vysokodisperzní spektra** společně s **NLTE modely** atmosfér 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 $\approx 3 R_S$ vzniku prachu.

Z modelování přenosu záření v čarách NLTE a z předběžné studie modelu stacionárního větru s uměle vloženým vrcholem vysoké teploty vyplývá, že **hvězdný vítr je podstatný pro formování emisních čar Fe II respektive [Fe II]**. Rázové vlny jsou mechanismem k získání vrcholů vysokých teplot v atmosféře a jsou tak **příčinou vzniku emisních čar**.

Vznik prachových částic a emisní čáry Fe II respektive [Fe II] spolu souvisí, rázová vlna indukuje vznik prachu v spodních atmosférických vrstvách, lze ji analyzovat pomocí těchto emisních čar. V průběhu etapy množství prachových částic narůstá.

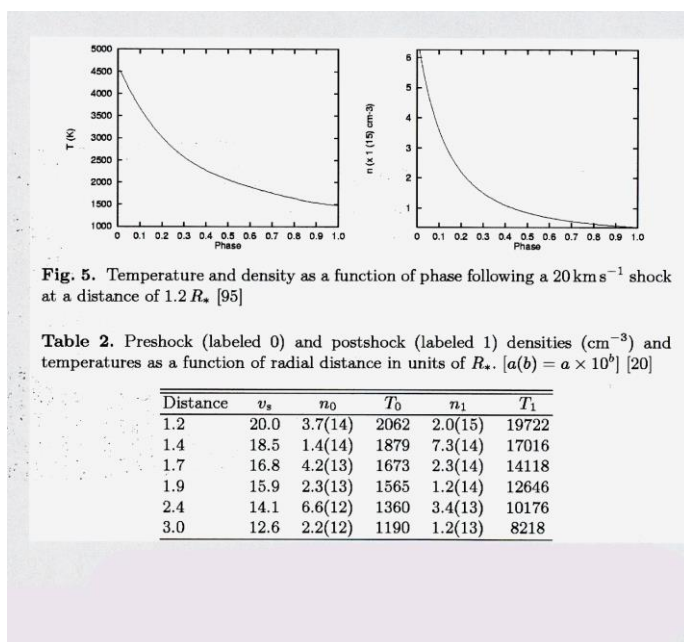
Z analýzy celého procesu vyplývá, že existuje pouze jedna oblast hvězdných fotosfér (1,2 – 1,8) R_S vzniku dovolených a zakázaných čar Fe II. Rozhodujícím podmiňujícím faktorem vrcholu toků je hustota iontů Fe II, emisní čáry mohou pocházet pouze z oblastí zvýšených hustot – viz níže. Fyzikální podmínky:

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

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

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

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



Teplota a hustota jako funkce fáze následující po průchodu rázové vlny $v = 20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ve vzdálenosti $1,2 R_*$. Sloupce 0, 1 označují parametry jako funkce radiální vzdálenosti od hvězdy v jednotkách R_*

Poznámka: Čáry **Fe II**, [**Fe II**] jsou pozorovány u řady astrofyzikálních objektů. Například jsou dominantní v různých plynných mlhovinách, jako 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).

9.3. Pulsace mirid

V průběhu cyklu pulsu rázová vlna postupuje směrem vně k atmosféře hvězdy, vyvolává ionizaci H vrstvy a následně nárůst teploty o několik set stupňů K. Procházející záření z nitra je z velké části modifikováno absorpcí ve vnější rozměrné a opticky málo průhledné atmosféře. Vzhledem k nízké teplotě je málo průzračná, dochází k **disociaci molekul TiO** a prudkému poklesu opacity. Jsou pozorovány změny spektra, **čáry TiO se střídavě objevují a mizí**. V maximu jasnosti čáry TiO mizí, objevují se emisní čáry vodíku a ionizovaného vápníku, neodpovídající pozdnímu spektrálnímu typu mirid. Pulsace hvězd v nitru nemají na změny jasnosti hvězd zásadnější vliv.

Změna atmosféry způsobená TiO

Reid, Goldstone 2002 analyzovali infračervené a optické světelné křivky miridy χ **Cygni**: 2,1 Ms, (350 - 480) R_S, (6 000 - 9 000) L_S, r = 169 pc. Nejde o úplně typickou miridu, hmotnost je poměrně vysoká, perioda pulsací 408 dní je větší než průměrná, nejčastěji udávaný poloměr 440 R_S rovněž. Hmotnost hvězdy (gravitační zrychlení) je ve shodě s modelem pulsací v základním módu. V průběhu cyklu dochází k velkým změnám v rozložení energie. Ve vizuálním oboru se mění rozsah o 11 mag, bolometricky pouze 3,3 mag. Objev proměnnosti Gottfried Kirch r. 1686.

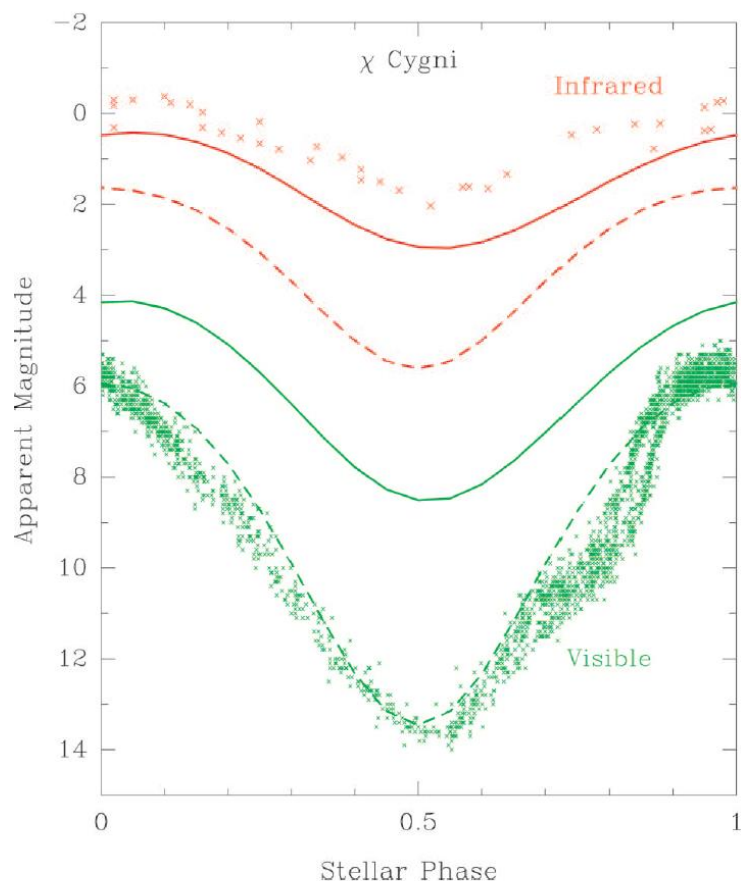


FIG. 1.—Observed infrared (red crosses), and visible (green crosses) light curves for the Mira variable χ Cygni. (See text for references.) Solid lines are for a blackbody model in which the temperature and radius of the star vary as determined by Pettit & Nicholson (1933). Dashed lines are for a blackbody with a very large change in temperature: from 2000 K at maximum to 1240 K at minimum light. Note that blackbody models cannot simultaneously fit the visible and infrared light curves.

Pozorovaná infračervená (červené křížky) a vizuální (zelené křížky) světelná křivka. Plná čára pro model černého tělesa, v kterém teplota a poloměr hvězd se mění. Přerušované čáry jsou pro černé těleso se změnou teploty 2 000 K v maximu \rightarrow 1 240 K v minimu.

Teoretický model

Zvolena teoretická modelová hvězda: výpočty podle černého tělesa, pro teplotu 2 200 K, $R_h = 2$ au, při $r = 100$ pc, $m_V = +4,5$ mag, změna poloměru $\pm 20\%$ (2,4 – 1,6) au, $\Delta m_V = \pm 0,4$ mag.

Teplota poklesává $\sim r^{-\frac{1}{2}}$, hvězda s $T_{\text{ef}} = 1\,900$ K při $r = 1,8 R_h$ má teplotu 1 400 K. Výklad velkých amplitud spočívá v objasnění pozorovaných změn, zvýšení absorpce TiO při poklesu teploty 1 900 K \rightarrow 1 400 K.

Kyslíkové miridy M typu se vyznačují intenzivními metalickými absorpční čáry oxidů, TiO, Merrill 1940, v rozsáhlých fotosférách probíhá reakce $\text{TiO} + \text{O} \Leftrightarrow \text{TiO}$ při teplotách (2 000 – 1 600) K a hustotách (10^{-7} - 10^{-11}) $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Zavádíme optickou hloubku a molekulární absorpci $\tau = \int n_m \alpha dl$, n_m ...molekulová hustota, α ... absorpční účinný průřez. Charakteristické hodnoty $l \approx 10^{13}$ cm, $\alpha \approx 10^{-17}$ cm^2 zprůměrovaný přes optickou oblast, při slunečním chemickém složení, $\rho \approx 10^{-13}$ $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Vazebná energie TiO je 6,9 eV, pouze 1 % kyslíku vhodné pro vazbu s titanem \rightarrow TiO, většina navázána na jiné molekuly, např. CO. Přenos záření přes atmosféru počítán numericky, příspěvek intenzity – zmenšení absorpcí podél dráhy paprsku.

Změny vizuálního vzhledu mezi maximem a minimem zachyceny schematicky na obr. Hvězda zbarvena červeně, je menší a teplejší v maximu, kde je rozsáhlá atmosféra zobrazena žlutou barvou, je částečně propustná v optické oblasti, povrch hvězdy je zachycen šipkami. **V minimu teplota hvězdy poklesla**, oxidy kovů, např. TiO (**barva zelená**) jsou rozprostřeny v celé atmosféře. Zlomek Ti v TiO, $f(\text{TiO})$ jako funkce poloměru r je vyobrazena modrou barvou.

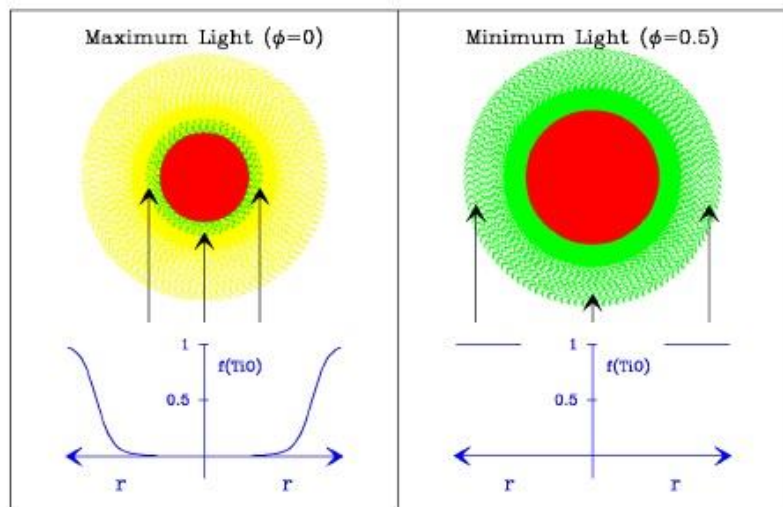
levý obrázek – hvězda

v maximu, ($\Phi = 0$), v rozsáhlé atmosféře kovy (Ti) jsou převážně v atomární podobě, při $T \approx 2\,000$ K pouze malá část Ti v molekulární podobě

pravý obrázek – hvězda

v minimu ($\Phi = 0,5$), při nižší teplotě se TiO

vyskytuje v rozsáhlé atmosféře hojně.



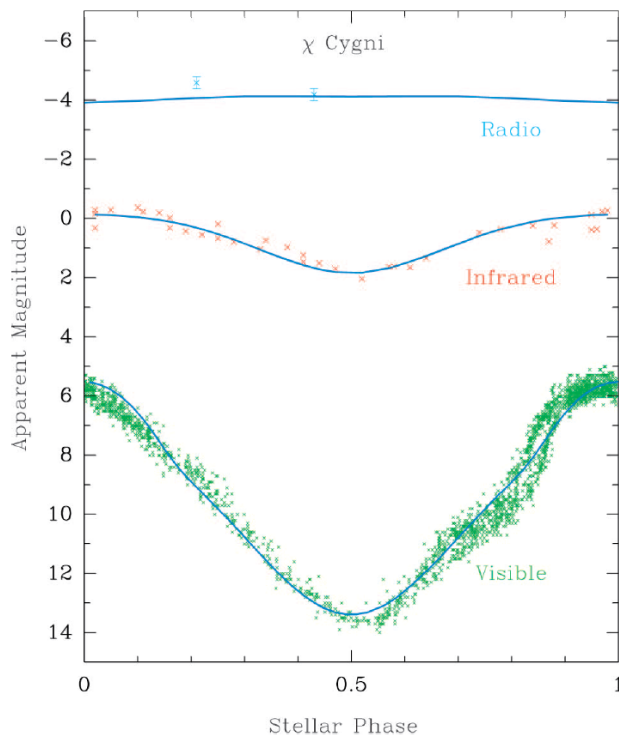
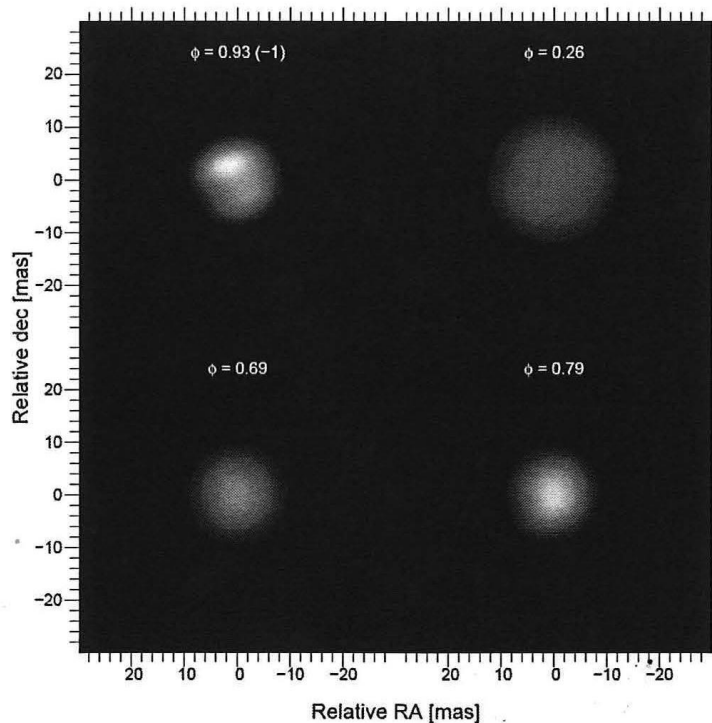


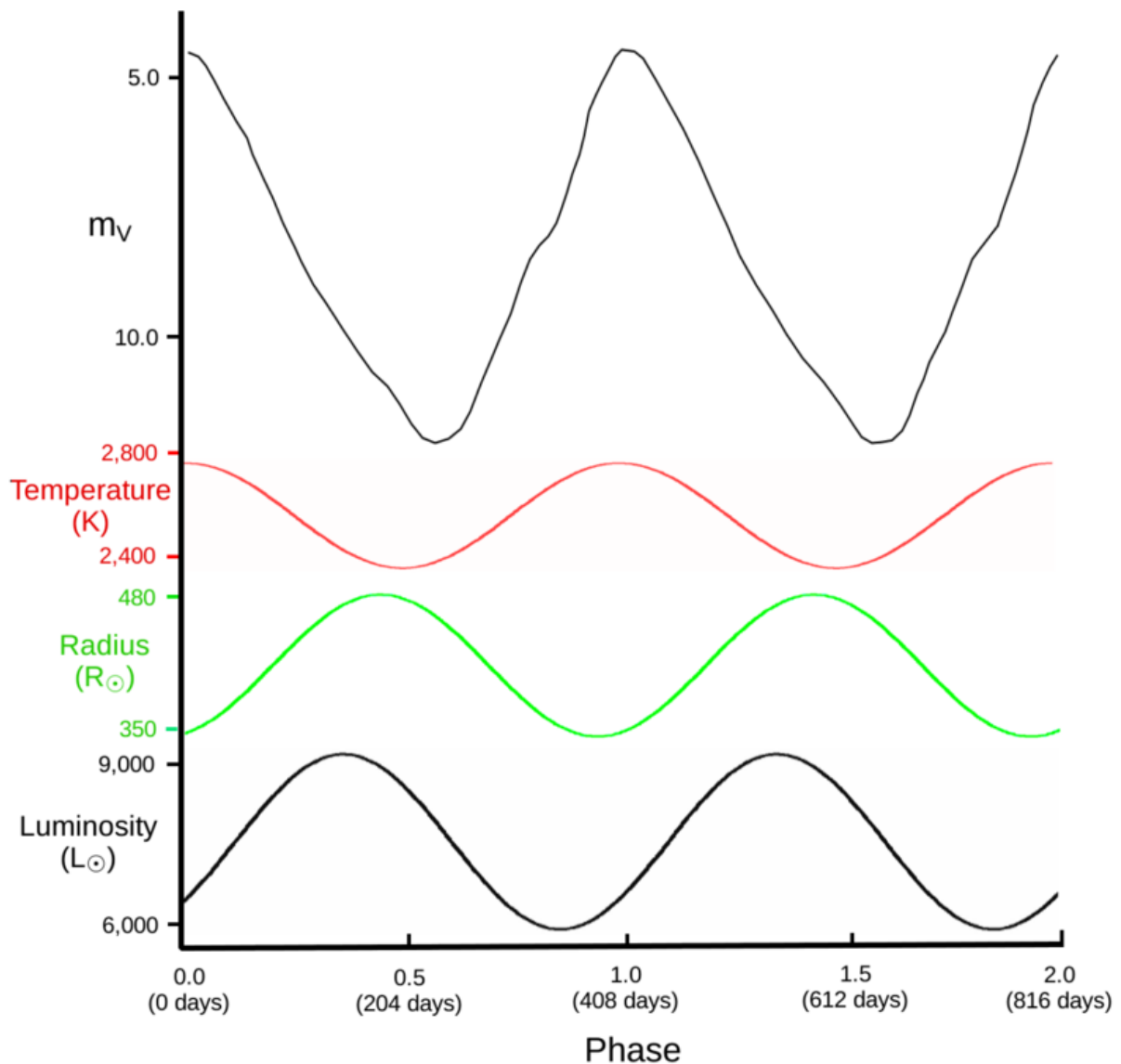
FIG. 4.—Observed radio (cyan), infrared (red), and visible (green) light curves for the Mira variable χ Cygni. (See text for references.) Solid blue lines are from a simple model of an oxygen-rich Mira variable with an extended atmosphere. Near stellar phase of 0.5, molecular absorption, mostly by TiO, enlarges the apparent visible size of the star to nearly $2R_*$. The low atmospheric temperatures (≈ 1400 K) at this radius result in an ≈ 8 mag decrease in visible light compared to maximum light. The infrared data are insensitive to molecular absorption and respond mostly to the central pulsating star. The radio emission is sensitive to the free electron density, and high radio opacity, owing to H^- free-free interactions, occurs near $\approx 2R_*$ throughout the stellar cycle.

Pozorované křivky v rádiové, infračervené a optické oblasti spektra χ Cygni.



Snímky χ Cyg ve čtyřech různých fázích. Změny průměru o 40 % mezi fázemi 0,93 a 0,26 jsou na snímku patrné. Je také patrné okrajové ztemnění a horké buňky ve fotosféře, které jsou kontrastnější, když má hvězda menší průměr.

χ Cygni pulsations



Největší vizuální jasnost, silně ovlivněna absorpcí v molekulové oblasti, **je při nejvyšší teplotě**, nejvyšší zářivý výkon odpovídá **přibližně největšímu poloměru**. Změna poloměru je výraznější než teploty. Teplota je v antikorelaci s průměrem.

K popisu pulsací používáme **pulsační konstantu** $Q = P \left(\frac{M}{R^3} \right)^{\frac{1}{2}}$ respektive ve tvaru

$$Q = P \left(\frac{M}{M_S} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{L}{L_S} \right)^{-\frac{3}{4}} \left(\frac{T_{ef}}{T_{efS}} \right)^3 .$$

Vzhledem k tomu, že poloměr R určujeme přímo (nejčastěji

interferometricky) můžeme vztah upravit na tvar $Q = 5,13 \cdot 10^{-12} P M^{\frac{1}{2}} T_{ef}^3 L^{-\frac{3}{4}}$, kde P, Q je **ve dnech**, M, L v patřičných jednotkách Slunce.

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

$$Q = P \left(\frac{M}{M_S} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R}{R_S} \right)^{-\frac{3}{2}} = P \left(\frac{M}{M_S} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{L}{L_S} \right)^{-\frac{3}{4}} \left(\frac{T_{ef}}{T_{efS}} \right)^3 .$$

Vemury a Stothers 1978 odvodili vztah

$$\text{pro periodu radiální pulsace nerotující hvězdy ve dnech } P = 0,025 \left(\frac{R}{R_S} \right)^{\frac{7}{4}} \left(\frac{M}{M_S} \right)^{-\frac{3}{4}} .$$

Teoretický vztah pro periodu pulsace lze zapsat také takto $P = Q \left(\frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_S} \right)^{-\frac{1}{2}}$, pozvolna se měnící v rozsahu hmotností, zářivých výkonů a efektivních teplot.

Úloha: K určení hodnoty pulsační konstanty Q 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. Po dosazení stanovená Q hodnota = 0,057 dne.

Při základním módu lze užívat parametrizace podle Wooda 1990:

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

9.4. Úbytek hmoty u mirid

Problematika detekce a modelování úbytku hmoty u chladných hvězd v pozdních stádiích vývoje byla v přehledu zpracována - Lafon&Berruyer 1991. U mirid je úbytek odhadován na $(10^{-4} - 10^{-7}) M_S$ za rok. Za hlavní mechanismus je považován tlak záření ve vnějších vrstvách atmosféry. Stanovením kvantitativního úbytku hmoty u mirid respektive pulsujících OH/IR hvězd v Galaxii a VMM se zabývali Bove 1988, Vassiliadis&Wood 1993, Blocker 1995. Pro

periody $P \leq 500$ dnů byl odvozen vztah $\log \frac{dM}{dt} = -11,4 + 0,0123P$, kde úbytek hmotnosti

je M_{\odot} za rok. Při $P \geq 500$ 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} . Hvězdný vítr řízený tlakem záření, rychlost expanse v_{ex} . Expansní rychlost hvězdného větru v km.s^{-1} lze vyjádřit pomocí periody pulsace vztahem $v_{ex} = -13,5 + 0,056P$ s dodatkem, že v_{ex} leží v mezích $(3,0 - 15,0) \text{ km.s}^{-1}$, což je horní limita typických mezních rychlostí detekovaných při úbytcích hmoty u OH/IR hvězd.

Pro vyjádření rychlosti hvězdného větru používáme vztah $v(r) \cong v_{\infty} \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^{\beta}$, u chladných hvězd β leží $(2,5 - 3,5)$. $R_{*} = r_0$ poloměr hvězdy, v_{∞} konečná limitní hodnota rychlosti hvězdného větru ve velké vzdálenosti od hvězdy, $\lim_{r \rightarrow \infty} v_r = v_{\infty}$ v km.s^{-1} .

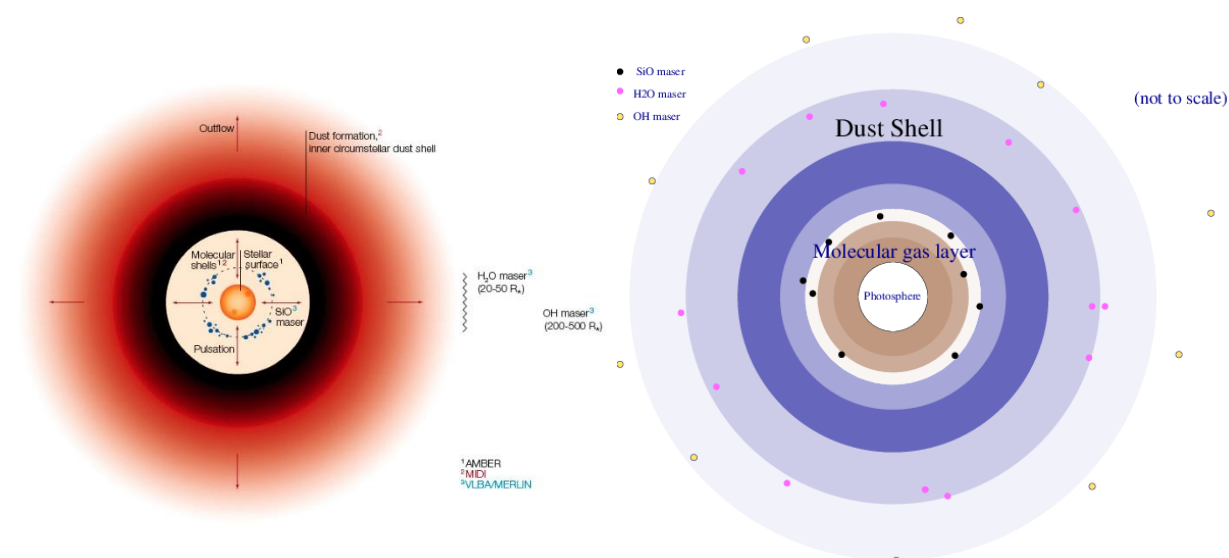
Pulsační perioda je odvozena ze závislosti perioda – hmotnost - poloměr v práci Vassiliadis&Wood 1993 za předpokladu, že proměnné miridy pulsují v základním módu $\log P = -2,07 + 1,94 \log R - 0,9 \log M$, kde P je vyjádřeno ve dnech, R a M v jednotkách Slunce. Výše uvedené vztahy byly úspěšně aplikovány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

Z obecných teoretických souvislostí a z pozorovacích údajů u mirid respektive OH/IR hvězd platí, že **čím je delší perioda pulsace, tím je větší úbytek hmoty**. Narůstá, až dosáhne $10^{-4} M_{\odot}.\text{rok}^{-1}$.

Důležitým důvodem, proč je třeba znát strukturu vnějších částí atmosféry, je její vztah k procesům, jimiž miridy ztrácejí svou hmotu. Jde o klíčovou záležitost v chápání tohoto stadia hvězdné evoluce a objasnění, jak jsou formována prachová zrna v prostředí kolem hvězd. V současnosti nemáme jasné jednoznačné 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 $(10^{-7} - 10^{-4}) M_{\odot}$ za rok. Pro miridy vyzařující převážně v infračerveném oboru může hodnota úbytku hmoty přesahovat $10^{-4} M_{\odot}$ za rok - Feast 2001. Pozorování dokazují, že $\frac{dM}{dt}$ závisí na vlastnostech pulsace hvězdy, na velikosti periody a na amplitudě změn jasnosti. Pulsace 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...C60, obr.**

Zajímavé jsou OH/IR miridy, objevené při hledání maserů. Jde o miridy s vyšší hmotností, až $\approx 4 M_{\odot}$. 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 $10 \mu\text{m}$ dále. Jejich infračervené záření pochází od prachové obálky zahřáté hvězdou a kolísá s periodicitou světelných změn centrální hvězdy. Interferometrické studie mirid v infračervené oblasti $11 \mu\text{m}$ 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 $450 R_{\odot}$ ($\approx 3 \cdot 10^{11} \text{ m}$),



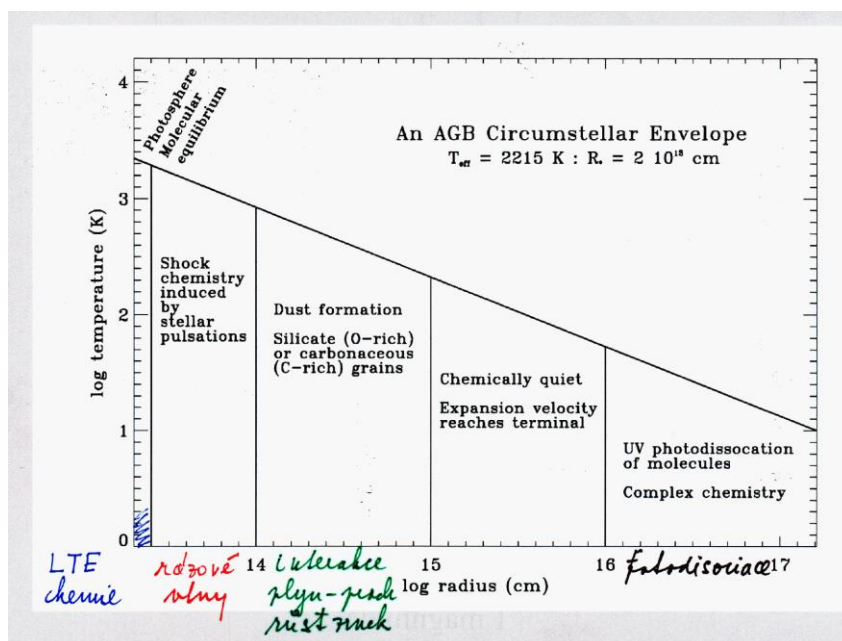
vnitřní poloměr její prachové obálky a poloměr prstence SiO maseru je řádově 10^{12} m , H_2O masery jsou řádově 10^{13} m od středu hvězdy a OH masery ještě o řád vzdálenější, viz obr. ... V průběhu cyklu dochází k velkým změnám v rozložení energie.

OH masery byly zjištěny u velkého množství mirid. Většinou se projevují **emisními čarami se dvěma vrcholy**, které mají svůj **původ v přední a zadní části sférické slupky**, jež se rozpíná rychlostí $\approx (10 - 20) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Emise OH je stimulována infračerveným zářením od horkého prachu a mění se 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. Emise OH se rozvíjejí za předpokladu dostatečného úbytku hmoty, který saturuje maser.

Knapp a Morris 1985 shrnuli ve své práci ztrátu hmoty pro 50 hvězd z pozorování molekulárního pásu CO. Le Bertre et al. 1997 zjistili, že mirid ztrácející hmotu jsou snadno odhalitelné v blízkém infračerveném oboru (1-5 μm). Shrnuli výsledky pozorování IRTS (japonská družice pro detekci infračerveného záření) a stanovili tempo ztráty hmoty. Na základy 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 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 m^3 a teploty plynu v rozsahu od ($5 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^4$) K. Analýza zahrnovala různé fyzikální procesy, rotační a rotačně-vibrační přechody u molekul, přechody mezi energetickými hladinami v atomech, 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 zásadní změně charakteru rázové vlny dochází při hustotách ($10^{12} - 10^{14}$) částic v m^3 , kdy se mění z izotermální na adiabatickou s poklesem hustoty. Počítačový program **Cloudy**, zahrnuje prach v přenosu záření, počítá fotoinizace, fotodisociace...



Infračervená, rádiová a interferometrická pozorování postupně vedou k porozumění atmosférám mirid, jejich těsnému okolí, k odhalení vazeb mezi vlastnostmi mirid a jejich pulsacemi. Popsaným výše cílem bylo odhalení mechanismu ztráty hmoty a formování zrn. Základními metodami byl výzkum rotačních čar CO v rádiové oblasti a studium emise kontinua v infračervené oblasti, Le Bertre 2001, 2003.

Brand et al 2020 zkoumali vodní maser v okolohvězdné obálce dvou hvězd R Crt a RT Vir.

Table 1. Basic information on the observed semi-regular variables.

Name	α (J2000) h m s	δ ° ′ ″	D^a pc	V_* km s^{-1}	V_{exp} km s^{-1}	$V_{\text{H}_2\text{O}}$ km s^{-1}	Monitoring Period	Notes ^b
R Crt	11:00:33.9	-18:19:29	236±12	11.3	11.7	1.6–21.8	1990-2011	1,2,4
RT Vir	13:02:37.9	+05:11:09	226±7	17.3	9	7.4–27.0	1987-2011	1,2,3,4

Water vapour masers in long-period variable stars

II. The semi-regular variables R Crt and RT Vir

J. Brand¹, D. Engels², and A. Winnberg³

¹ INAF - Istituto di Radioastronomia & Italian ALMA Regional Centre, Via P. Gobetti 101, I-40129 Bologna, Italy

² Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Gojenbergsweg 112, D-21029 Hamburg, Germany

³ Onsala Himmelsobservatorium, Observatorievägen, S-43992 Onsala, Sweden

Received date; accepted date

ABSTRACT

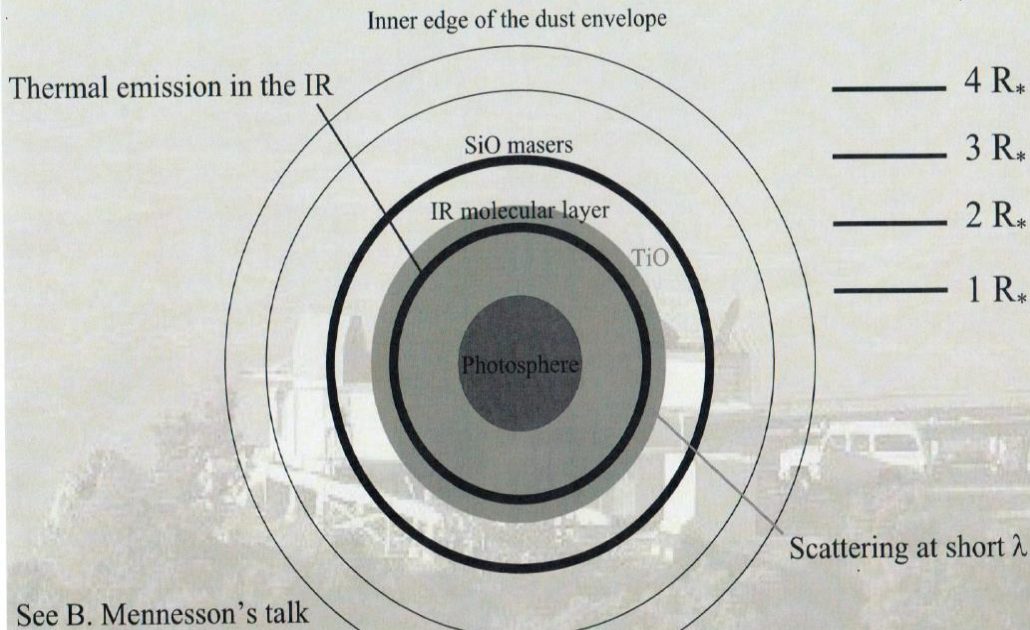
CONTEXT. Water masers emitting at a radiofrequency of 22 GHz are often found in the circumstellar envelopes of evolved stars. We monitored the H₂O maser emission of a larger sample of evolved stars of different types to study the maser properties as a function of stellar type.

AIMS. We wish to understand the origin and evolution of the H₂O masers in circumstellar envelopes. In this paper, we take a closer look at R Crt and RT Vir, two nearby (< 350 pc) semi-regular variable stars. The findings complement our monitoring results for RX Boo and SV Png, two other semi-regular variable stars that we have discussed in a previous paper.

Method. Within the framework of the Medicina/Effelsberg H₂O maser monitoring programme, we observed the maser emission of R Crt and RT Vir for more than two decades with single-dish telescopes. To get insights into the distribution of maser spots in the circumstellar envelopes at different times, to get an idea of their longevity, and, where possible, to be able to link the phenomena seen in our observations to maser locations within the envelopes, we collected interferometric data for these stars, taken within the same period, from the literature.

Results. The H₂O masers in R Crt and RT Vir exhibit brightness variations on a variety of timescales. We confirm short-time variations of individual features on timescales of months to up to 1.5 years, as seen by previous monitoring programmes. Also decade-long variations of the general brightness level, independent from individual features, were seen in both stars. These long-term variations are attributed to brightness variations occurring independently from each other in selected velocity ranges and they are independent of the optical light curve of the stars. Expected drifts in velocity of individual features are usually masked by the blending of other features with similar velocities. However, in RT Vir, we found the exceptional case of a single feature with a constant velocity over 7.5 years (< 0.08 $\text{km s}^{-1} \text{yr}^{-1}$).

A possible sketch for Mira stars

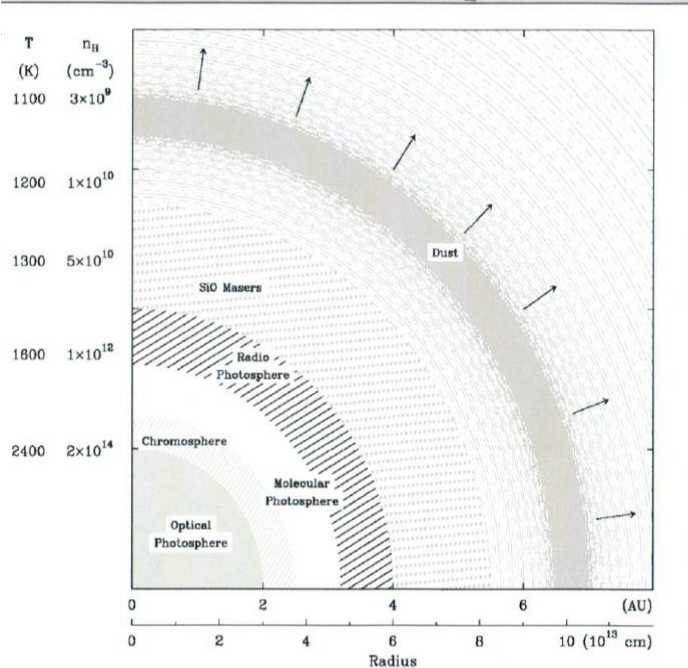


2006 MSW

G. Perrin -- Diameters, rotation, pulsation

July 25, 2006 29

The atmosphere of Mira stars



• Issue: to define and to measure a diameter

Reid & Menten (1997)

2006 MSW

G. Perrin -- Diameters, rotation, pulsation

July 25, 2006 23

problematika definování a měření průměru...

Studium úbytku hmoty Guandalini 2009 u S a C AGB hvězd s Li a bez Li..

Mass loss and luminosities of S and C AGB stars with and without Li

Roald Guandalini¹, Sara Palmerini^{1,2}, Maurizio Busso^{1,2}, Enrico Maiorca^{1,2}, and Stefan Uttenthaler³

¹Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Perugia,
via Pascoli, 06123, Perugia, Italy
email: guandalini@fisica.unipg.it

²I.N.F.N. sezione di Perugia

³Instituut voor Sterrenkunde, K. U. Leuven,
Celestijnenlaan 200D, 3000 Leuven, Belgium

Abstract. We present the preliminary results of an analysis performed on two samples of thermally pulsing Asymptotic Giant Branch stars from our Galaxy, the first made of carbon-rich sources and the second of S-type stars. We have estimated their absolute luminosities and updated rates of the stellar winds through methods based on their infrared spectrophotometry and on updated estimates of their variability and distance.

We then focus on those sources in our database showing Li in their spectra looking for correlations between the Li abundance and the other physical parameters, in the aim of establishing observational criteria for understanding the conditions for the occurrence of the deep mixing phenomena to which the production of Li is currently attributed.

Keywords. Stars: evolution, AGB, post-AGB – infrared: stars

Úbytek hmoty obálky mirid je způsoben:

V slupkové zdroji termonukleárními reakcemi hoření vodíku $\frac{dM_{ob}}{dt} = - \frac{dM}{dt}_H$.

Vnější úbytek hmoty hvězdným větrem $\frac{dM_{ob}}{dt} = - \frac{dM}{dt}_{vitr}$.

Celkově: $\frac{dM_{ob}}{dt} = - \frac{dM}{dt}_H - \frac{dM}{dt}_{vitr}$.

Úbytek hmoty hvězdným větrem je mnohem významnější při redukce hmotnosti obálky než

nárůst jádra. Platí $\frac{dM_{ob}}{dt} \cong - \frac{dM}{dt}_{vitr} \rightarrow \Delta M_{ob} \cong \int \frac{dM}{dt}_{vitr} dt$.

Při zjednodušení používáme Reimersův vztah pro úbytek hmoty hvězdným větrem

$$\frac{dM}{dt}_{vitr} \approx - 4 \cdot 10^{-13} \eta_R \frac{L}{M} M_S rok^{-1}, \text{ volba } \eta_R = 2 .$$

Úloha 9.1 Předpokládejme modelovou miridu o průměrné absolutní bolometrické hvězdné velikosti $M_{bol} = -5$ mag s efektivní povrchovou teplotou $T_{ef} = 2300$ K. Efektivní povrchová teplota Slunce je 5780 K. Určete poloměr miridy.

Řešení: Nejprve určíme zářivý výkon $\log \frac{L}{L_\odot} = \frac{4,75+5}{2,5} = 3,9$, dále platí $\frac{R}{R_\odot} = \left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_{ef}}{T_{ef\odot}}\right)^{-2} \cong 560$.

Úloha 9.2 Dlouhoperiodicky proměnná hvězda – mirida o Ceti se v maximu jasnosti vyznačuje hvězdnou velikostí 2,5 mag, zatímco v minimu jasnosti je její hvězdná velikost 9,2 mag. Kolikrát je jasnější v maximu než v minimu?

Řešení: Dosadíme do Pogsonovy rovnice $\frac{\phi_1}{\phi_2} = 2,512^{(m_2-m_1)} \cong 480$.

10. Cefeidy

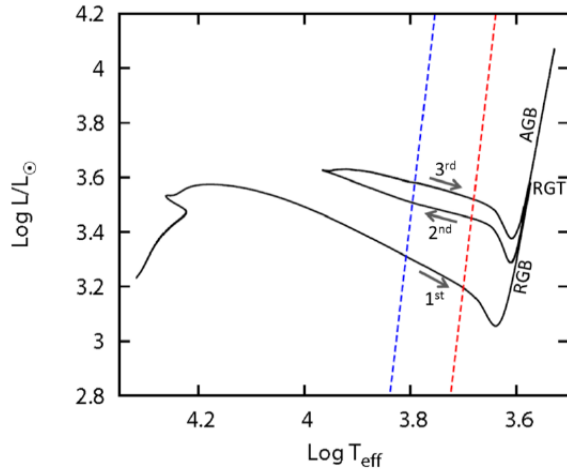
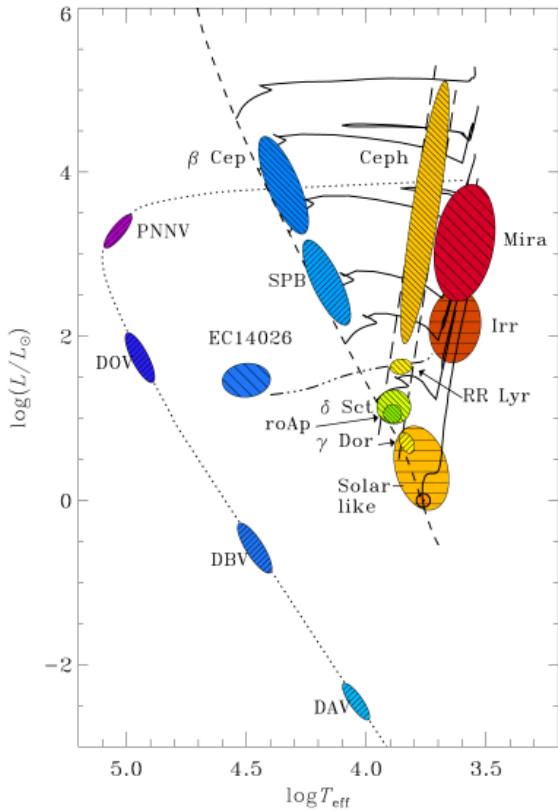


Figure 3 – The evolutionary track of a $7 M_{\odot}$ (initial mass) star, computed using the code of Yoon & Langer (2005). The dashed, colored lines show the blue and red edges of the instability strip, based on the study of Bono et al. (2000b). Labels mark the 1st, 2nd and 3rd crossings of the instability strip, as well as the direction of the star along the evolutionary path, as well as the red giant branch (RGB), red giant tip (RGT) and the asymptotic giant branch (AGB).

Poloha cefeid na H-R diagramu je dána hmotností a zářivým výkonem. Podél pásu nestability vzhůru roste absolutní jasnost, hmotnost, poloměr, klesá střední hustota a povrchová teplota, $P \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}}$, typická perioda (1 - 50) dnů, narůstá vzhůru podél pásu nestability. Ten zahrnuje **malý rozsah teplot, velký rozsah zářivých výkonů.** Při konstantní teplotě, vyšší zářivé výkony implikují větší poloměry a periody.

Známe více než 1000 označených cefeid.

První objevená cefeida - η Aql, 10. září 1784 Edwardem Pigottem (1753-1825).

hvězda - žlutý velebobr , průměrná hodnoty: $T_{\text{ef}} = 6\,000\text{ K}$, F5 Iab, $5,7 M_{\odot}$, $66 R_{\odot}$, $2\,630 L_{\odot}$, $r = 424\text{ pc}$, $P = 7,177\text{ dne}$, (3,5 – 4,3) mag

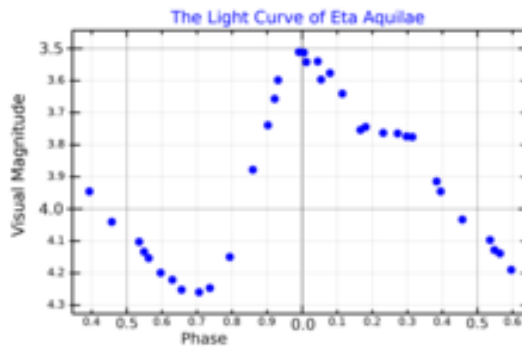
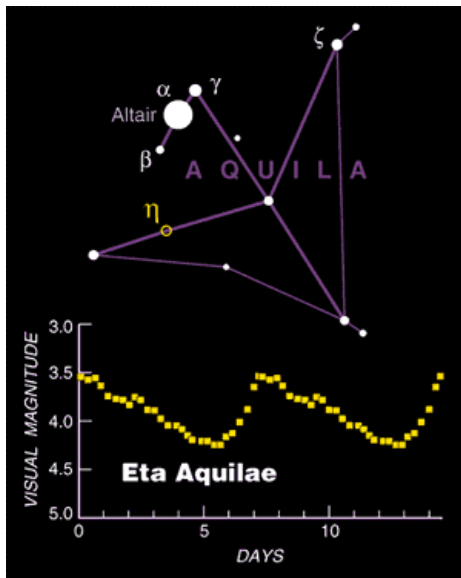


Table 5 – Relevant Stellar Properties of η Aql

Spectral Type	F7Ib – G2Ib ¹
T_{eff} (K)	5300 – 6400 ²
Mass (pulsational) (M_{\odot})	4.1 ± 0.4^3
Mass (evolutionary) (M_{\odot})	5.7 ± 0.6^3
Mean Luminosity (L_{\odot})	~ 2500
Mean Radius (R_{\odot})	~ 49
Distance (pc)	424^{+330}_{-130}



δ Cephei, hvězda - žlutý velebobr : $T_{\text{ef}} = (5\,500 - 6\,800)$ K, F5 Ib, $5,7 M_{\odot}$, $45 R_{\odot}$, $2\,000 L_{\odot}$, $r = 244\text{ pc}$, $P = 5,366\text{ dne}$, (3,5 – 4,4) mag

Table 4 – Relevant Stellar Properties of δ Cep

Spectral Type	F5Ib – G1Ib ¹
T_{eff} (K)	5500 – 6600 ¹
Mass (pulsational) (M_{\odot})	4.5 ± 0.3^2
Mass (evolutionary) (M_{\odot})	5.7 ± 0.5^2
Mean Luminosity (L_{\odot})	$\sim 2000^3$
Mean Radius (R_{\odot})	44.5^3
Distance (pc)	273 ± 11^4

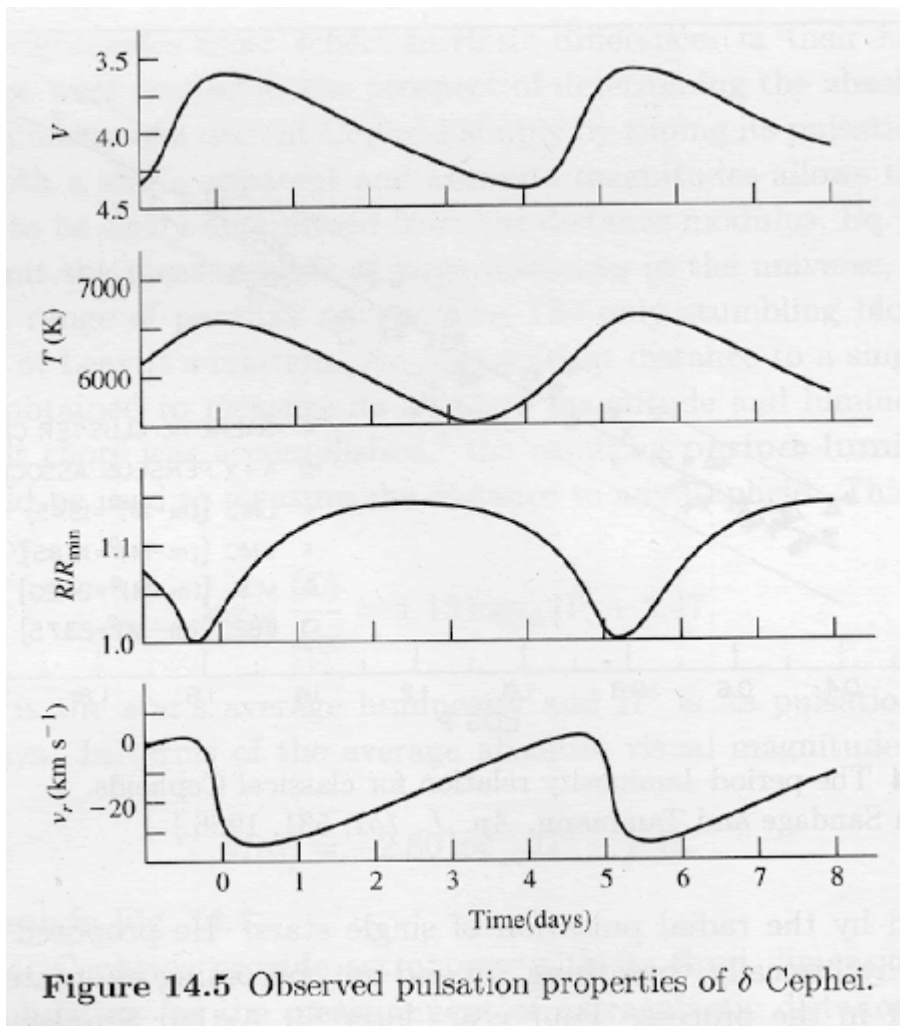
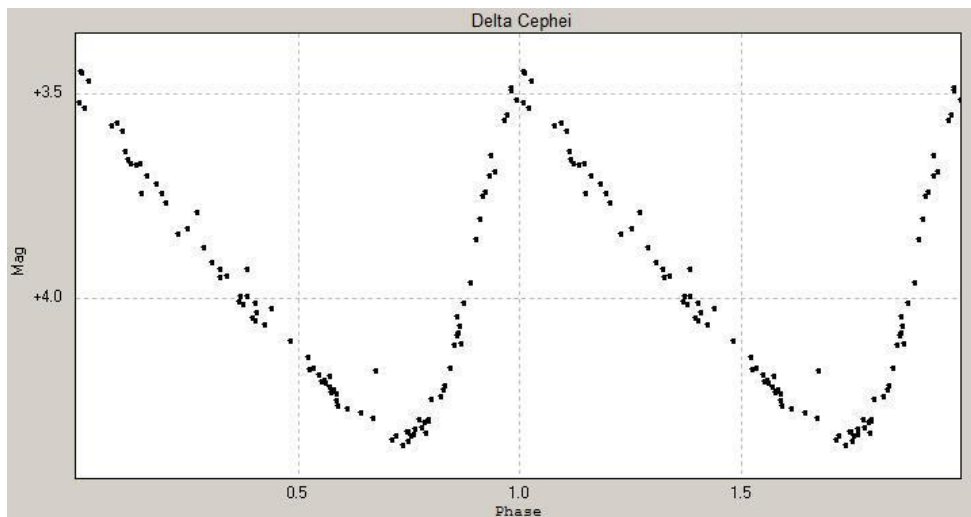


Figure 14.5 Observed pulsation properties of δ Cephei.

Jasnost koreluje s povrchovou teplotou,



Světelná křivka δ Cephei. Světelné křivky cefeid jsou pravidelné, s jasnými maximy a minimy. Existuje však rozdílnost světlených křivek v naší Galaxii a ve Velkém Magellanově mračnu.

Obě výše zmiňované cefeidy jsou zkoumány i v současnosti.

Accepted for publication in the *Astronomical Journal*

Diameters of δ Cephei and η Aquilae Measured with the Navy Prototype Optical Interferometer

J. T. Armstrong¹, Tyler E. Nordgren², M. E. Germain², Arsen R. Hajian³, R. B. Hindsley^{1,4},
C. A. Hummel³, D. Mozurkewich¹,

and

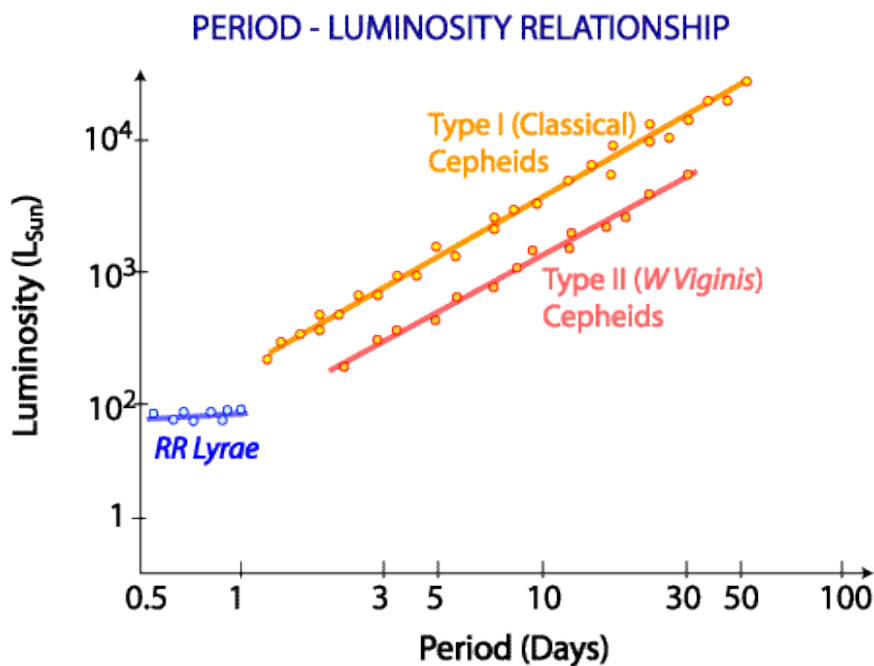
R. N. Thessin⁴

ABSTRACT

We have measured the diameters of the Cepheid variables δ Cephei (18 nights) and η Aquilae (11 nights) with the Navy Prototype Optical Interferometer. The primary results of these observations are the mean angular diameters (θ_{LD}) of these Cepheids: 1.520 ± 0.014 milliseconds of arc (mas) for δ Cep and 1.69 ± 0.04 mas for η Aql. We also report limb-darkened diameters for the check stars in this program: for β Lac, $\theta_{LD} = 1.909 \pm 0.011$ mas, and for 12 Aql, $\theta_{LD} = 2.418 \pm 0.010$ mas. When combined with radius estimates from period-radius relations in the literature, the Cepheid angular diameters suggest distances slightly smaller than, but still consistent with, the Hipparcos distances. Pulsations are weakly detected at a level of $\sim 1.5\sigma$ to 2σ for both Cepheids.

Subject headings: stars: individual (δ Cep, η Aql, β Lac, 12 Aql) — Cepheids — techniques: interferometric

Význam cefeid – určování vzdáleností ve vesmíru



Type I mladé hvězdy - populace I, **Type II** staré hvězdy - populace II, mají rozdílný obsah těžších prvků.

Klasické cefeidy populace I jsou mladé hvězdy, ploché složky Galaxie, stáří (50 – 300) milionů roků, např. v otevřených hvězdokupách. Jde o veleobry s větší hmotností, (3 – 18) M_{\odot} , $L \approx 3 \cdot (10^2 - 10^4) L_{\odot}$, největší amplitudy světelných změn periody (5 – 10) dnů. Patří k nim η Aql, δ Cephei, **Polárka** se změnou $\pm 0,06$ mag.

Cefeidy populace II jsou starými hvězdami ≈ 10 miliard roků, ve sférické složce Galaxie, např. v kulových hvězdokupách. Hmotnost (0,5 – 0,8) M_{\odot} , periody (12 – 28) dnů, jiná závislost periody – zářivý výkon. Příkladem je cefeida RV Tauri.

Existují i anomální cefeidy...

Závislost periody – zářivý výkon

Přibližně lze vztah **periody – zářivý výkon** odvodit následovně: $P \sqrt{\rho} = Q$, platí $L \sim R^2$, $P \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}}$, $P \sim \sqrt{\frac{R^3}{M}}$, $P \sim M^{-\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{4}}$. Při počátečním poloměru (10 – 150) R_{\odot} je změna poloměru 10%. Pulsace umožňují diagnostiku vlastností nitra hvězd. S pulsací se mění spektrální třída, v maximu **F** zářivého výkonu, v minimu spíše **G**, **K**. Zjednodušení - hvězdy mají stejnou hmotnost.

Aplikací Stefanova-Boltzmanova zákona $L = 4 \pi R^2 \sigma T_{ef}^4$ obdržíme pro změnu periody vyjádření $\frac{d \log P}{dt} = \frac{3}{4} \frac{d \log L}{dt} - 3 \frac{d \log T_{ef}}{dt}$.

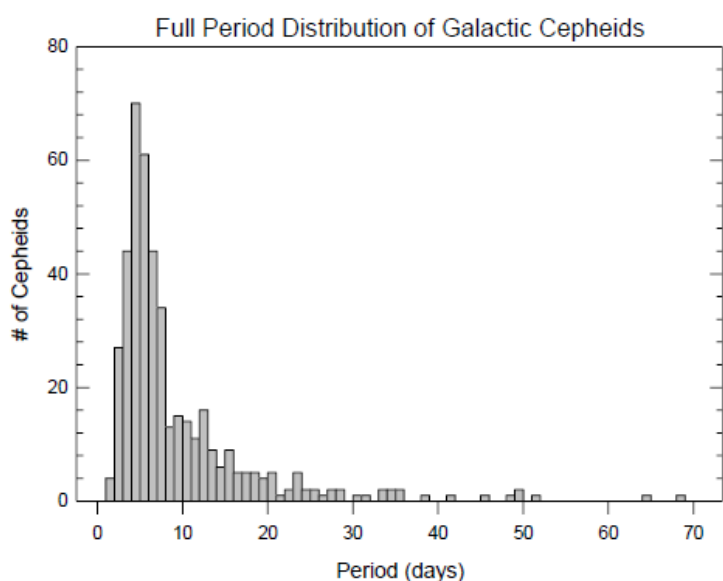
Hipparcos: $M_V = -2,81 \log P - (1,43 \pm 0,1)$ pro klasické cefeidy.

Sandage and Tammann (2006) give the current best PL relations for Cepheids in the Milky Way (see also Fouqué *et al.* 2007):

$$M_B = -(2.692 \pm 0.093) \log P - (0.575 \pm 0.107),$$

$$M_V = -(3.087 \pm 0.085) \log P - (0.914 \pm 0.098),$$

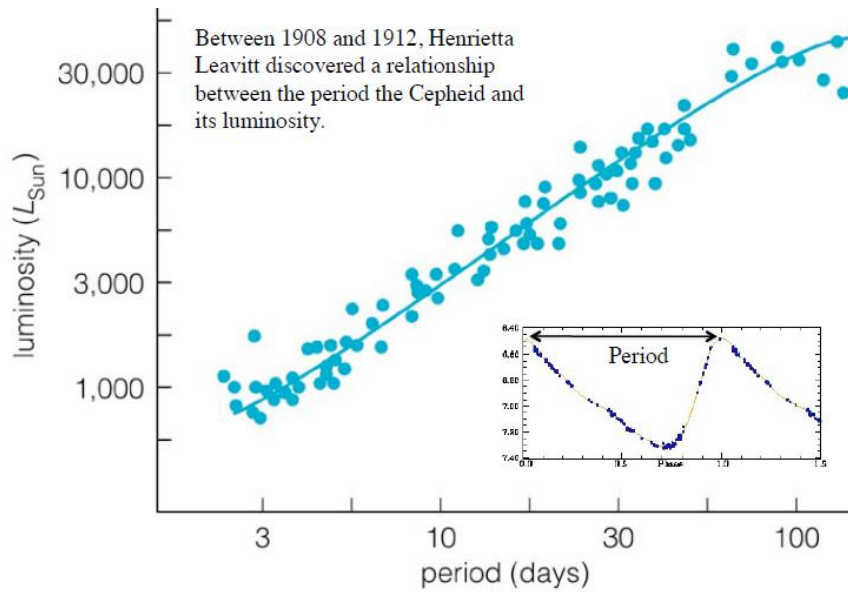
$$M_I = -(3.348 \pm 0.083) \log P - (1.429 \pm 0.097),$$



Rozdělení cefeid podle periody ukazuje obr. 4. V tab. 2 pak vidíme, že s rostoucí periodou se zvětšuje i amplituda světelných změn.

Perioda	obor V	obor B	obor U
2 až 3 d	0,5 mag	1,0 mag	1,7 mag
40 až 50 d	1,2 mag	1,7 mag	4,1 mag

Tab. 2 — Amplitudy světelných změn cefeid v závislosti na jejich periodě.



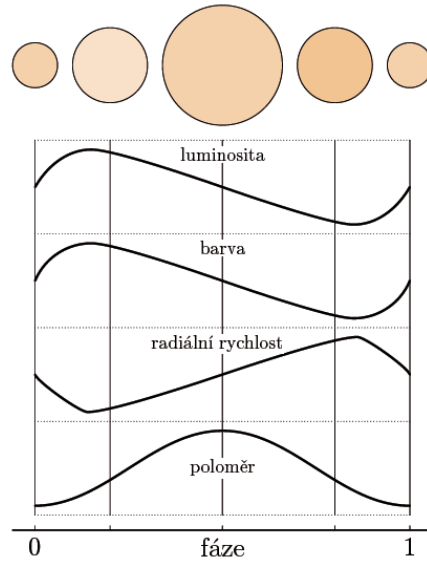
This meant that Cepheids are a powerful standard candle

ANNALS OF HARVARD COLLEGE OBSERVATORY. VOL. LX. No. IV.

1777 VARIABLES IN THE MAGELLANIC CLOUDS.

BY HENRIETTA S. LEAVITT.

In the spring of 1904, a comparison of two photographs of the Small Magellanic Cloud, taken with the 24-inch Bruce Telescope, led to the discovery of a number of faint variable stars. As the region appeared to be interesting, other plates were examined, and although the quality of most of these was below the usual high standard of excellence of the later plates, 57 new variables were found, and announced in Circular 79. In order to furnish material for determining their periods, a series of sixteen plates, having exposures of from two to four hours, was taken with the Bruce Telescope the following autumn. When they arrived at Cambridge, in January, 1905, a comparison of one of them with an early plate led immediately to the discovery of an extraordinary number of new variable stars. It was found,



Obrázek 17.17: Schema pulsací cefeidy a odpovídajících změn luminosity, barvy, radiální rychlosti a poloměru.

Vznik pulsací bude podrobně rozebírán dále. Nejprve provedeme zjednodušené odvození vztah mezi periodou pulsace P a průměrnou hustotou $\bar{\rho}$. Po expanzní fázi padají vnější vrstvy směrem do nitra hvězdy, uvažujme volný pád jako speciální případ pohybu podle III.

Keplerova zákona $\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{GM}$. Necht' $a = R$ je poloměr hvězdy, M její hmotnost. Tedy platí

$$\frac{P^2}{R^3} = \frac{4\pi^2}{GM}, \text{ tudíž } P^2 \approx \frac{R^3}{M}, M \approx \bar{\rho}R^3. \text{ Platí } P^2 \approx \frac{R^3}{\bar{\rho}R^3} \approx \frac{1}{\bar{\rho}} \Rightarrow P\bar{\rho}^{\frac{1}{2}} = \text{konst.}$$

pulsačních period dvou cefeid obdržíme $\frac{P_A}{P_B} = \left(\frac{\bar{\rho}_B}{\bar{\rho}_A}\right)^{\frac{1}{2}}$.

Radiální pulsace sférických hvězd

Vyložíme na základě úvah o termodynamické stabilitě. Během kmitání se element hmoty v pulsující hvězdě periodicky mění a **po jednom úplném cyklu se vrací do původního stavu**. Podle první termodynamické věty platí $dQ = \delta U + \delta W$. Vnitřní energie U je funkcí stavových veličin, proto bude její celková změna při cyklickém procesu nulová. Práce W vykonaná při jednom cyklického procesu bude integrálem změn pohlceného tepla $W = \oint dQ$. K pulsacím bude docházet, jestliže celková práce na úkor pohlceného tepla je

kladná $W > 0$. Protože entropie má úplný diferenciál, platí $\oint dS = \oint \frac{dQ}{T} = 0$, 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

$$W = \oint dQ(t) = \oint \frac{\delta T(t) dQ(t)}{T_0} > 0. \text{ Protože } T_0 \text{ je kladné číslo, musí k pohlcování tepla } dQ > 0$$

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.**

Pulsace můžeme v prvním přiblížení modelovat jako akustické hustotní kmity s vlnovou délkou rovnou průměru hvězdy. Tlaková vlna se šíří rychlostí zvuku a perioda radiální pulsace je dána vztahem $P = \frac{2R}{v_z}$, 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 $v_z^2 = \gamma_{ad} \frac{P_{il}}{\rho}$, kde γ_{ad} pro adiabatický děj označuje poměr specifických tepel při konstantním tlaku a objemu. Připomínáme, že hvězdy jsou prostorovými rezonátory. Ve skutečnosti není rychlost zvuku v rámci rezonátoru konstantní, klesá se vzdáleností od středu hvězdy.

Uvažujeme-li hvězdu jako plynou kouli, směs iontového a elektronového plynu, pro tepelnou energii dE_t připadající na elementární objem dV platí $dE_t = \rho U dV = \frac{3}{2} P_{il} dV$, kde P_{il} označuje celkový tlak směsi plynu. Celkovou tepelnou energii dostaneme integrací přes celý objem hvězdy, tedy $E_t = \frac{3}{2} \int P_{il} dV$. Z jednoduchého tvaru viriálové věty vyplývá, že mezi tepelnou (kinetickou) energií E_t a potenciální energií E_p v soustavě, která se nalézá v hydrostatické rovnováze, platí vztah $\langle E_p \rangle = \langle -2E_t \rangle$.

Za předpokladu, že hvězda osciluje kolem rovnovážného stavu odpovídajícímu hydrostatické rovnováze při polytropním modelu, lze střední rychlost zvuku v_z odhadnout

pomocí viriálové věty $-E_p = 3 \int P_{il} dV = 3 \int \frac{P_{il}}{\rho} dM = 3 \int \frac{v_z^2}{\gamma} dM \approx \frac{3M}{\gamma} v_z^2$, kde pro potenciální

energii při sférickém rozložení hmotnosti platí $E_p = -w \frac{GM^2}{R}$. Faktor w nabývá hodnoty $\frac{3}{5}$

pro homogenní rozložení hmotnosti, hodnoty $\frac{3}{2}$ pro hvězdy hlavní posloupnosti. Hodnota w

roste se stoupající koncentrací hmotnosti směrem ke středu. Úpravou rovnic obdržíme

$v_z^2 = -\frac{\gamma w E_p}{3M} = \frac{\gamma w}{3} \frac{GM}{R}$. Dosazením obdržíme pro pulsační periodu výraz

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

$P\bar{\rho}^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{9}{\pi G \gamma w} \right)^{\frac{1}{2}}$, který ze složitějších termodynamických úvah odvodil A. S. Eddington

(1882-1944). Shrnuto $P \cong (G\bar{\rho})^{-\frac{1}{2}}$. To odpovídá astrofyzikálním údajům, dlouhoperiodické proměnné – miridy s nízkou hustotou pulsují s periodami několika stovek dnů, zatím co cefeidy s větší hustotou desítky dnů, bílí trpaslíci s největší hustotou několik hodin a méně.

κ mechanismus

Plně ionizované části hvězdy jsou stabilní, k pulsacím zde nemůže docházet. Nejčastějším mechanismem vyvolávajícím pulsační nestabilitu je **mechanismus opacitní**, který je funkční pouze v **oblastech měnící se ionizace** některého dostatečně zastoupeného prvku, iontu, u hvězd **vodíku, helia** a dalších prvků. Důležitá je **poloha vrstvy vyvolávající pulsaci**. V nitru hvězd dochází disipací k utlumení kmitů, zatímco je-li vrstva příliš blízko povrchu, je tepelná kapacita malá na to, aby vyvolala celkové oscilace.

Cefeidy i miridy zpravidla pulsují v základním módu, v centru hvězd leží uzel stojatého vlnění a na povrchu kmitna. Pulsace hvězd vedou ke vzniku rázové vlny, která při průchodu vnějšími vrstvami mění jejich opacitu.

Při termodynamickém výkladu pulsace vycházíme z teorie rázových vln. Prochází-li rázová vlna plazmatem, zahřívá ho 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 ve 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 pulsacemi vrstev v nitru hvězd.

Základní termodynamické úvahy o pulsacích hvězd pocházejí od **A. S. Eddingtona r.1917/18**, podrobnějších rozpracování podali dále **R. Kippenhahn (1926-2020)** a **N. H. Baker (1931-2005) r. 1962**. **J. P. Cox (1926-1984) r. 1962**, **S. A. Ževakin (1916-2001) r. 1963**.

Předpokládejme, že při teplotách řádově $\approx (2 - 10)^4$ K platí pro opacitu Kramersův vztah $\kappa \approx \rho T^{-\frac{7}{2}}$, vhodná aproximace pro volně-vázané a volně-volné přechody. Jak se bude měnit opacita určité vrstvy uvnitř pulsující hvězdy při jejím smršťování respektive expanzi? Předpokládejme, že pulsace (stlačování respektive expanze) proběhnou relativně rychle, bude se při nich zachovávat tepelná energie, jedná se o adiabatické pulsace. Budeme hledat vyjádření pro změnu hustoty a teploty sledované vrstvy. 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 $T \approx \rho^{\gamma-1}$, pro adiabatické děje platí $\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\frac{5}{3}}$.

Upravíme vyjádření pro změnu koeficientu opacity v závislosti na hustotě a teplotě při stlačování a expanzi vrstev plynu $\frac{\kappa_1}{\kappa_2} \approx \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{7}{2}} \approx \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{\frac{9-7\gamma}{2}}$.

Ze vztahu vyplývá je-li **index adiabaty plynu $\gamma > 9/7$** , potom při stlačování plynu se **opacita zmenšuje**. Při stlačování plynu se zvětšuje teplota, ale také ionizace, **plyn se stává průzračnějším**.

Jestliže však $\gamma < 9/7$, potom **při stlačování se opacita plynu zvyšuje**. Teplota se příliš nemění, nárůst hustoty zvětšuje opacitu. Podmínka nerovnice $\gamma < 9/7$, tzv. **záklopkový mechanismus**, se jeví jako nesplnitelná, u obyčejného jednoatomového plynu např. na povrchu Slunce je $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 5/3$. Pripusťme však, že v nitrech hvězd existuje vrstva, ve které $\gamma < 9/7$. Pripomínáme, že v celé hvězdě se opacita při stlačování zmenšuje, zatímco v uvažované vrstvě se zvětšuje. Výsledkem je, že vrstva zadržuje energii, která přichází z centrálních částí hvězdy a absorbuje ji. Ve svých důsledcích se vrstva zahřívá, což

následně vyvolává její rozšiřování. Na vnější výše ležící vrstvy tak působí větší silou. Vrstva s $\gamma < 9/7$ pracuje jako „základka“, v okamžiku stlačování, smršťování zadržuje tepelnou energii, pouze její část energie je využita na podporu pulsací. Výše uvedený mechanismus radiálních pulsací byl později doplněn a vyložen o **konkretizaci** významu **ionizovaných vrstev helia**.

Aby se pulsace ve hvězdách netlumily, musí v nich existovat **ionizační vrstvy plynu** s $\gamma < 9/7$. Ty se nacházejí v nevelkých hloubkách pod povrchem hvězd, kde existují přechody od slabě ionizovaného plynu na povrchu k plně ionizovanému v nitru. Největší význam z nich má při teplotách $4 \cdot 10^4$ K tzv. **druhá zóna ionizace helia (He II \leftrightarrow He III)**. Postačuje (15 – 30) % obsahu helia a ionizační zóna slouží jako základka udržující její pulsaci. Vedle

nezbytné podmínky základkového mechanismu $\gamma < 9/7$, $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ musí být splněna i další podmínka pro stav plynu v ionizačních vrstvách (zónách). Jde o určitou **hodnotu gravitačního zrychlení v podpovrchových vrstvách**, kde dochází k pulsacím.

Záleží na tom, **kde se ionizační vrstva** ve hvězdě **nachází**. V případě chladných hvězd je příliš hluboko v nitru, dochází tam k utlumení kmitů disipací. U horkých hvězd je příliš blízko povrchu, tepelná kapacita vrstvy je malá, aby došlo k celkovým pulsacím. Pouze v **určitém rozmezí teplot a g** vznikne oblast pulsační nestability.

Obr. pouze schematický, přibližný. Ve skutečnosti rozdělení složitější, pro H I, He I je teplota slupky $\approx (1 - 1,5) \cdot 10^4$ K, He II $\approx 4 \cdot 10^4$ K. U první probíhají cyklické ionizace dle $H \leftrightarrow H^+ + e^-$, $He \leftrightarrow He^+ + e^-$, u druhé $He^+ \leftrightarrow He^{++} + e^-$.

H-He ionization zone: thickness $\sim 10^4$ K

He⁺ zone: thickness $\sim 2 \times 10^4$ K: largest heat capacity

Stable pulsation possible when H, He, He⁺ zones lie at such a depth that

- Envelope not so massive that pulsation is damped
- Zone has sufficient heat capacity

These conditions are fulfilled in classical instability strip

Computed properties of Cepheids agree well (e.g. Iben 1991 ApJS, 76)

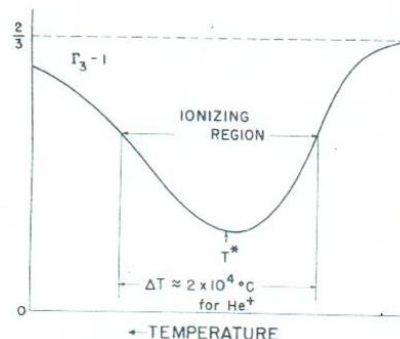
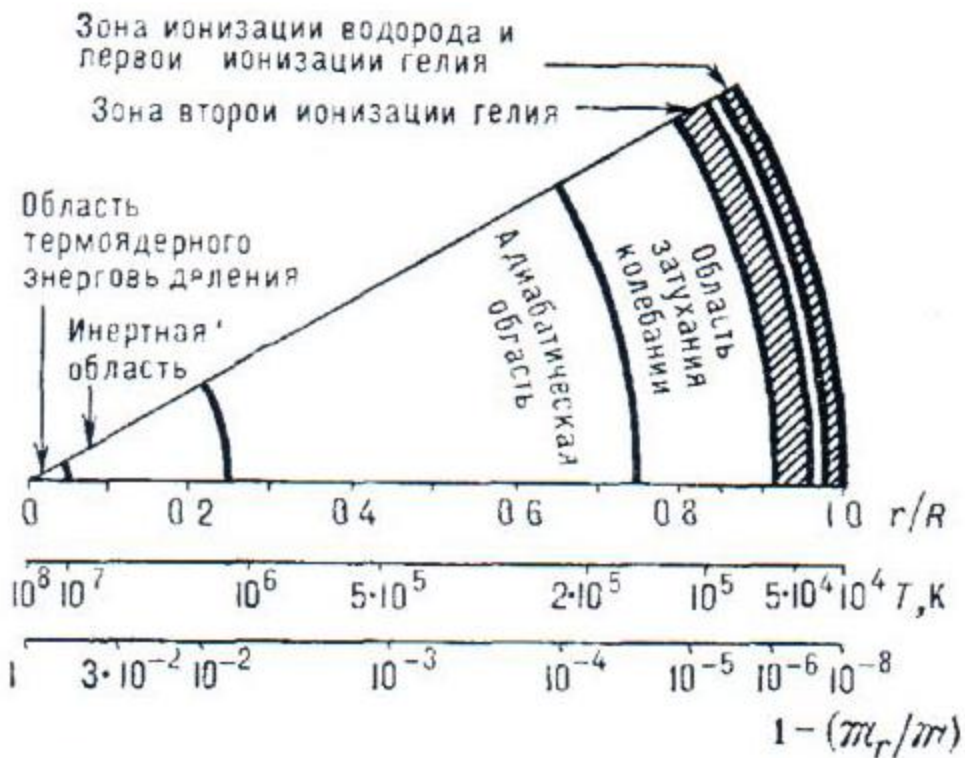
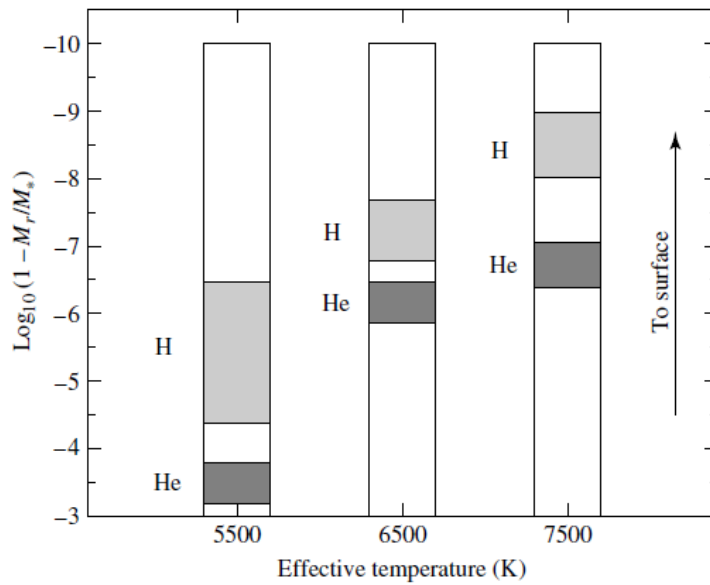


Fig. 27.4 $\Gamma_3 - 1$ vs. temperature (schematic) in the region of He⁺ ionization in the equilibrium model of a stellar envelope.



Lze dokázat, že $\gamma \rightarrow 1$, jestliže se při stlačování plynu bude teplota zvětšovat velmi málo, protože platí $T \approx \rho^{\gamma-1}$, což je splňováno ve vrstvách měnící se ionizace. Při jejich stlačování se teplota zvyšuje nepatrně, 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 tepelné energie, zbývající podporuje nárůst stupně ionizace. U stlačování

neionizovaného plynu není navýšení teploty obvykle tak velké, aby částice plynu získaly schopnost k ionizaci druhých atomů.

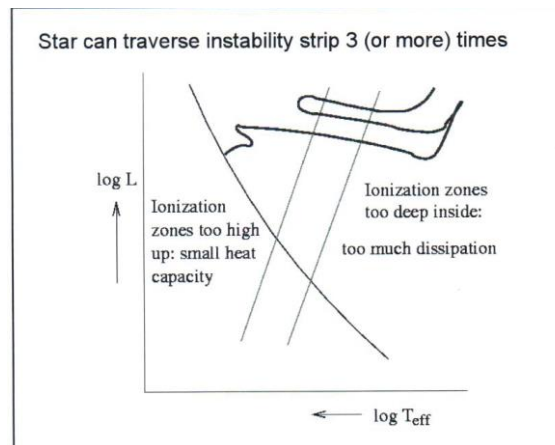
Při malém zvětšení teploty nárůst hustoty při stlačování za podmínky $\gamma < 9/7$ má za následek odpovídající zvýšení Kramersovy opacity. Obdobně v průběhu expanze nepoklesne teplota příliš výrazně, neboť ionty nyní rekombinují s elektrony a uvolňují energii. Opět podle

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, záklopkový mechanismus.

Stručně shrnuto u cefeid **pod povrchem** se nachází **slupka, vrstva He II s vysokou opacitou**. Procházející záření se v ní zeslabí, cefeida je v minimu jasnosti. Pod touto vrstvou se nahromadí energie, která se posléze prudce uvolní, tím se vrstva ionizuje, zprůhlední, přejde ze stavu He II \rightarrow He III. Tlak záření působící na povrchové vrstvy cefeidu rozepne, hvězda zvětší svůj poloměr a jasnost. Absorbované množství energie nestačí tuto slupku dostatečně zahřát, stupeň ionizace poklesne a celý děj se znovu opakuje. Střídavé ohřívání a ochlazování této slupky mezi He II a He III se navenek projeví periodickými změnami objemu slupky, tedy pulsacemi. Stabilní pulsace jsou možné za podmínky, že slupka není tak hmotná, aby utlumila pulsace. Musí však mít relativně dostatečnou tepelnou kapacitu. Jestliže jsou ionizační zóny příliš blízko povrchu, mají malou tepelnou kapacitu. Naopak jsou-li nadměru hluboko v nitru, mají příliš velkou disipaci.

Přejdeme k určení amplitudy kmitů. Ve hvězdě, mimo ionizační vrstvy jsou pulsace, spojeny s **přeměnou pohybové energie na tepelnou**, hovoříme o tzv. **kladné disipaci** energie. V **ionizačních vrstvách** je situace obrácená, **energie** toku záření **se přeměňuje na pohybovou**. 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 **cefeidu - populace II** s následujícími charakteristikami: **0,4 Ms , 4,9 Rs , 390 Ls**. 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 uvolňují 7,2 % energie z celkové vygenerované za jednu periodu. 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.

V pulsujících hvězdách, mimo vnější oblasti, probíhají pulsace téměř adiabaticky. Jejich analýza dává dobré představy o mechanických vlastnostech hvězdy, o přesných hodnotách period či rozdělení amplitud podél poloměru. Základní termodynamické úvahy o adiabatických radiálních pulsacích hvězd pocházejí od J. P. Cox. Adiabatické pulsace nezpůsobují velké změny poloměru respektive zářivého výkonu.

Stručně pojednáme o jejich teorii. Budeme zanedbávat tepelné výměny, uvažujme pouze adiabatické změny, zajímá nás mechanická struktura hvězdy. Předpokládáme

$$r(M_r, t) = r_0(M_r) + \delta r(M_r, t)$$

$$\rho(M_r, t) = \rho_0(M_r) + \delta \rho(M_r, t)$$

$$P(M_r, t) = P_0(M_r) + \delta P(M_r, t) .$$

Malé amplitudy oscilací - poruchy rovnice hydrostatické rovnováhy umožňují provést linearizaci rovnic mechanické struktury hvězdy. Vyvolávají vznik radiálních pulsací.

Zapišeme rovnici kontinuity $\frac{\partial M_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho$

a Newtonův pohybový zákon $\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -G \frac{M_r}{r^2} - 4\pi r^2 \frac{\partial P_r}{\partial M_r}$.

Platí adiabatický vztah mezi P a ρ , $\Gamma_1 = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_{ad} \rightarrow \frac{\delta P}{P_0} = \Gamma_1 \frac{\delta \rho}{\rho_0}$.

Předpokládáme exponenciální časovou závislost $\frac{\delta r(r_0, t)}{r_0} = \frac{\delta r(r_0)}{r_0} e^{i\sigma t} = \eta(r_0) e^{i\sigma t}$, kde

$\sigma = \frac{2\pi}{T}$ úhlová frekvence pulsací. Z výše uvedených rovnic obdržíme lineární adiabatickou

vlnovou rovnici – LAWE $L(\eta) = -\frac{1}{\rho r^4} \frac{\partial}{\partial r} \left(\Gamma_1 r^4 P_r \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) - \frac{1}{\rho r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} [(3\Gamma_1 - 4)P_r] \right\} \eta = \sigma^2 \eta$, tedy

$$L(\eta) = \sigma^2 \eta .$$

Vlastní hodnoty σ^2 odpovídají pulsačním frekvencím, předpokládejme Γ_1 , $\eta = \text{konst.}$ Ve

hvězdě homologické pohyby \rightarrow vedou k rovnici $-\frac{1}{\rho r}(3\Gamma_1 - 4)\frac{\partial P_r}{\partial r}\eta = \sigma^2\eta$. Dále

předpokládejme $\rho = \text{konst.}$, obdržíme
$$T = \frac{2\pi}{\sigma} = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{G\rho\left(\Gamma_1 - \frac{4}{3}\right)}}.$$

Diskuse vztahu:

1. $\Gamma_1 < \frac{4}{3}$, $\sigma_0^2 < 0$, poruchy narůstají exponenciálně, hvězda je nestabilní.

2. $\Gamma_1 > \frac{4}{3}$, jsou možné stabilní pulsace $\sigma_0^2 \approx (3\Gamma_1 - 4)\frac{4\pi G}{3}\bar{\rho} \Rightarrow T = \frac{2\pi}{\sigma_0} \approx \frac{3}{\sqrt{(3\Gamma_1 - 4)G\bar{\rho}}}$.

Frekvence adiabatických radiálních módů $P \approx 4 \left(\frac{GM}{R^3}\right)^{-\frac{1}{2}}$.

Úloha 9.4 Odvoďte prostřednictvím rozměrové analýzy vztah pro základní periodu radiálních pulsačních proměnných hvězd.

Řešení: Lze předpokládat závislost periody $P \sim G, \rho, R$. Platí $P \sim G^x \rho^y R^z$, rozměr jednotlivých parametrů je $[P] = \text{s}$, $[G] = \text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, $[\rho] = \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $[R] = \text{m}$. Porovnáním rozměrů levé a pravé části vztahu obdržíme $\text{s} = \text{m}^{3x} \cdot \text{kg}^{-x} \cdot \text{s}^{-2x} \cdot \text{kg}^y \cdot \text{m}^{-3y} \cdot \text{m}^z$. K platnosti rozměrové rovnice musí být splněny algebraické rovnice

$$\begin{aligned} [\text{s}] \quad & 1 = -2x, \\ [\text{m}] \quad & 0 = 3x - 3y + z, \\ [\text{kg}] \quad & 0 = -x + y. \end{aligned}$$

Jejich řešením dostaneme $x = -\frac{1}{2}$, $y = -\frac{1}{2}$, $z = 0$. Po úpravě a dosazení získáme závislost pro základní periodu radiálních pulsačních hvězd $P \sim (G\rho)^{-\frac{1}{2}}$. Perioda nezávisí na poloměru R hvězdy.

Úloha 9.6 Necht' pro základní periodu radiálních pulsačních platí vztah $P \cong (G\rho)^{-\frac{1}{2}}$. Předpokládejme bílého trpaslíka o hmotnosti $0,6 M_\odot$ a poloměru $1,3 \cdot 10^{-2} R_\odot$, hvězdu typu δ Cephei o hmotnosti $7 M_\odot$ a poloměru $80 R_\odot$, miridu o hmotnosti $1,1 M_\odot$ a poloměru $370 R_\odot$. Stanovte průměrné hustoty hvězd a jejich základní periody.

Řešení: Z uvedených charakteristik spočítáme průměrnou hustotu a dosadíme do uvedeného vztahu $P \cong (G\rho)^{-\frac{1}{2}}$. Obdržíme u bílého trpaslíka $\rho = 4 \cdot 10^8 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $P = 6,2 \text{ s}$, u hvězdy typu δ Cephei $\rho = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $P = 10,3 \text{ dne}$ a u miridy $\rho = 3,1 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $P = 254,6 \text{ dne}$.

Úloha 9.8 Necht' jasnost zvolené modelové cefeidy se mění o 2 mag. Je-li její efektivní povrchová teplota 6 000 K v maximu a 5 000 K v minimu, jak se mění poloměr?

Řešení: Platí aplikace Stefanova-Boltzmannova zákona $L_{\max} = 4\pi R_{\min}^2 \sigma T_{\text{ef}\max}^4$ a $L_{\min} = 4\pi R_{\max}^2 \sigma T_{\text{ef}\min}^4$, dále $\Delta m = -2,5 \log \frac{L_{\min}}{L_{\max}} = -5 \log \frac{R_{\min}}{R_{\max}} - 10 \log \frac{T_{\min}}{T_{\max}}$. Dostáváme $\log \frac{R_{\min}}{R_{\max}} = -0,2 \Delta m - 2 \log \frac{T_{\min}}{T_{\max}}$, po dosazení $\log \frac{R_{\min}}{R_{\max}} = -0,24 \Rightarrow R_{\min} = 0,57 R_{\max}$.

Úloha 9.13 Určování vzdálenosti a poloměru cefeid Baadeovou-Wesselinkovou metodou vychází ze srovnání naměřených změn úhlového poloměru při expanzi fotosféry (měření posuvu v optickém spektru absorpčních čar, umožňující určit změna poloměru fotosférických vrstev, kde dochází k formování čar) cefeidy proměřením radiální rychlosti. Stanovte vzdálenost hvězdy η Aql, jestliže z pozorování bylo určeno $\Delta R = 7,6 R_{\odot}$ a $\Delta \theta = 0,2$ mas.

Řešení: Pro vzdálenost r platí vztah $r = \frac{9,305 \Delta R}{\Delta \theta}$, kde r je v pc, změna poloměru R v R_{\odot} a změna úhlového poloměru θ v mas. Dosazením obdržíme $r = 354$ pc.

Úloha 9.14 U hvězdy δ Cep byla zjištěna změna úhlového poloměru $\Delta \theta = 0,075$ mas a vzdálenost $r = 285$ pc. Stanovte hodnotu změny poloměru ΔR .

Řešení: Pro vzdálenost r platí vztah $r = \frac{9,305 \Delta R}{\Delta \theta}$, odtud $\Delta R = \frac{\Delta \theta r}{9,305}$, dosazením obdržíme $\Delta R = 2,3 R_{\odot}$, což odpovídá stanovenému poměru $\frac{R_{\max}}{R_{\min}} = 1,119$.

W. Baade (1893-1960) r. 1926, A. J. Wesselink (1909-1995) r. 1946.

Klasická Baadeova-Wesselinkova metoda se opírala o fotometrická měření ve V a K filtrech - pásech v minimu a maximu světelných křivek. Porovnáním jasností při změně úhlového průměru $\Delta \theta$ obdržíme vztah pro povrchovou jasnost

$$SB_{mag} = 2,656 + 1,483 (V - K) + 0,044 (V - K)^2, \text{ pro } \Delta \theta_{mas} = 10^{0,2(SB-V)}. \text{ Víme o}$$

kolik se pohybovala vrstva ΔR a jak se změnila v čase úhlová velikost $\Delta \theta$. Kombinací obou obdržíme pro vzdálenost vztah $d_{pc} = 9,305 \frac{\Delta R (R_{\odot})}{\Delta \theta (mas)}$. Tedy vícebarevnou fotometrií určujeme změny vyzařovací schopnosti jednotkové plochy povrchu hvězdy. Jasnost hvězdy (v hvězdných velikostech) ve dvou časových okamžicích budou určovat poměr poloměrů v těchto časech.

Zdokonalení metody, změnu úhlové velikosti místo fotometrického měření vztahu pro povrchové jasnosti použijeme interferometrická měření, jedná se o tzv. geometrickou Baadeovu - Wesselinkovu metodu.

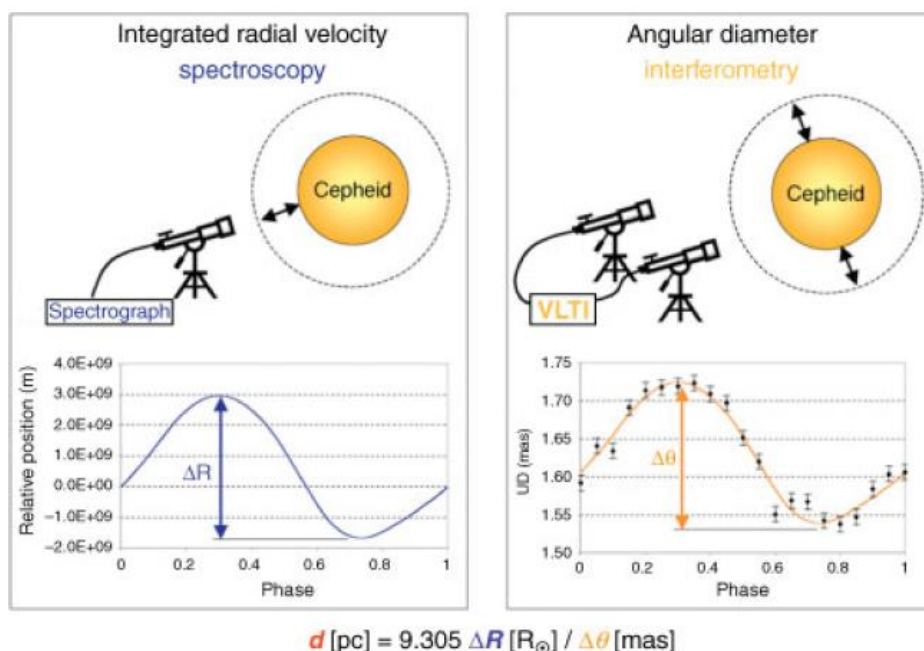


Figure 3.12 The two observation techniques used for the interferometric version of the Baade–Wesselink method are high-resolution spectroscopy (left) and interferometry (right). The former provides the radial velocity curve over the star’s pulsation cycle. When integrated, this, in turn, provides the linear radius variation of the star (in metres). The interferometric observations document variation of the star’s angular radius. The ratio of these two quantities gives the distance. (Reprinted from ESO Images (online), Image eso0432a, Observation Techniques of the Baade–Wesselink Method, Copyright 2004, with permission of ESO.)

Princip moderní interpretace Baade-Wesselinkovy přesné metody určování vzdáleností vychází z variace radiálních rychlostí hvězd dokumentující rozšiřování fotosféry, později interferometrickým zdokonalením. Shrnutí jde o metodu opírající se o fotometrii a spektroskopii.

Princip moderní interpretace Baade-Wesselinkovy přesné metody určování vzdáleností s přesností $\approx 3\%$. Pozorujeme hvězdu ve dvou různých časech, lišících se o Δt , hvězda má při pulsaci dva různé poloměry a dvě efektivní povrchové teploty. Zářivý tok $\Phi \approx \frac{4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4}{4\pi d^2} \sim \frac{R^2 T_{ef}^4}{d^2}$. Zářivé bolometrické toky stanovíme pomocí bolometru, teploty získáme z analýzy spekter. Změříme radiální rychlost pulsace v v čase t , druhý poloměr získáme připočtením k první hodnotě $v \cdot \Delta t$. Vypočteme zářivý výkon L a vzdálenost r .

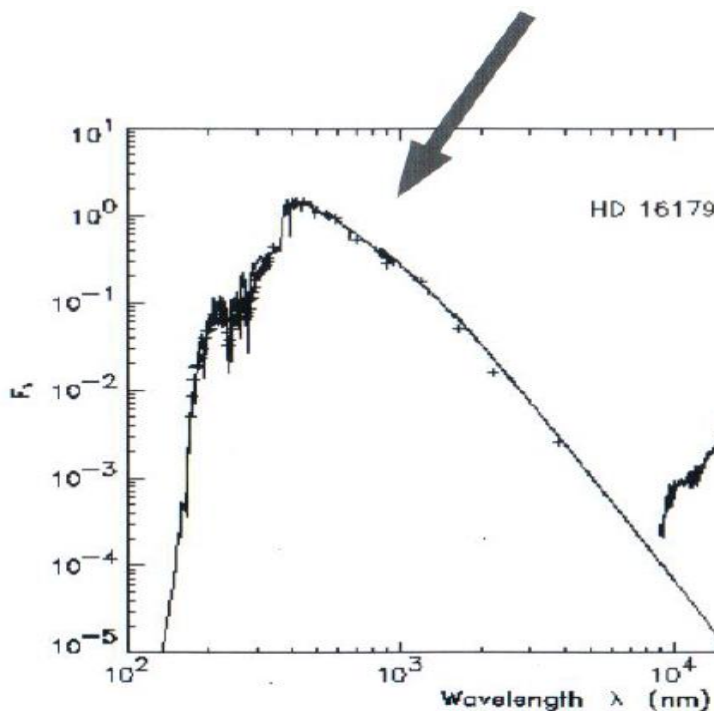
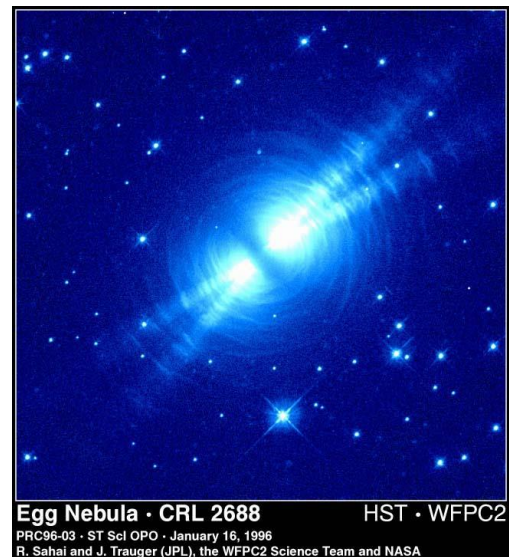
Fotosféra aproximována jako sféricky symetrická slupka. Integrál rychlosti udává fyzikální změnu poloměru $\Delta R = R(t) - R(t_0) = \int_{t_0}^t v(t) dt$. Jestliže z observací určíme změnu úhlového průměru $\Delta \theta$ můžeme vypočítat vzdálenost $d = \frac{2\Delta R}{\Delta \theta}$.

Nepřesnost fotometrických a interferometrických měření. Gaia – 300 cefeid, vzdálenost stanovena s chybou $\approx 3\%$.

11. Hvězdy post asymptotické větve obrů

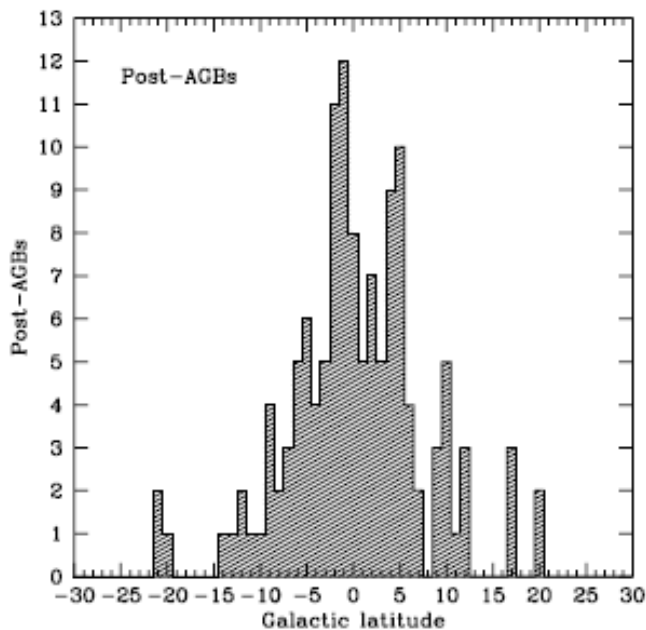
Úvod

Hvězdy post asymptotické větve obrů - P AGB, viz obr. Zahrnují centrální hvězdu, okolohvězdné prostředí, v nichž probíhají pulsace. Je důležitá jejich správná identifikacem, odlišení od Herbig Ae/Be hvězd respektive post červenými veleobry na modré smyčce. V důsledku tepelných emisí z chladného prostředí poskytují spektrální rozložení energie charakterizované typickým dvojitým vrcholem.



Tato etapa vývoje je spojená se závěrečným odvržení vnějších vrstev a následným vznikem planetárních mlhovin není dostatečně detailně probádána, přestože se jedná o klíčovou fázi

hvězdného vývoje, změnu stavby hvězd, problematiku vývojové souvislosti mezi hvězdami asymptotické větve obrů a planetárních mlhovin. Nejen v halo Galaxie, ale také v Magellanových mračnecích či v galaxiích Místní soustavy. Jsou hledáni kandidáti, hvězdy s hmotností (1-8) M_{\odot} s výrazným úbytkem hmoty, velkými zářivými výkony, byly navrženo na ≈ 300 objektů. Jde o opticky jasné starší hvězdy, s obsahem kovů $[Fe/H] \approx (-0,3 \text{ až } -4)$. Rozložení objektů v Galaxii podle galaktické šířky zachyceno na obr..



Z pozorování na infračervených* a milimetrových vlnách byl zjištěn **úbytek hmoty hvězdy mnohem větší** než při termojaderném hoření. Je odpovědný za ukončení etapy hvězdy na asymptotické větvi obrů, etapy pulsací. Ty se zastaví, když hmotnost obálky poklesne pod kritickou hodnotu. Úbytek stále pokračuje, až do vzdálení se vodíkové obálky od jádra hvězdy.

Měření v infračervené oblasti* **družice Spitzer**, Lyman Spitzer 1914 – 1997, odborník na mezihvězdné prostředí, návrh dalekohledu mimo atmosféru Země r. 1946, otec HST!

Připomínáme **specifické chápání pojmu atmosféra** u hvězd post asymptotické větve obrů, rozdílné od hvězd hlavní posloupnosti s klasickou představou. Jak daleko zasahuje hvězdný vítr, okolohvězdná obálka, abychom mohli používat pojem atmosféra?

Hvězdy post asymptotické větve obrů, spektrálních tříd **K** → **A** s povrchovými teplotami (3 000 – 30 000) K, třídy svítivosti I. – III. jsou závěrečnou etapou vývoje hvězd s nízkou a střední hmotností. Nastávají u nich podstatné změny stavební struktury a vlastností hvězd včetně jejich **vnějších částí a okolohvězdných obálek**. Při vývoji hvězdy vystoupaly po asymptotické větvi obrů, zářivý výkon narostl $\approx (10^3 - 10^4)$ krát více než u hvězd hlavní

posloupnosti s hořením vodíku v jádře. Při tepelných pulzech došlo ke změnám zářivého výkonu, současně proběhly výrazné změny chemického složení obálek daných třetím promícháváním. V rozsáhlých atmosférách produkovaných pulsacemi indukovanými rázovými vlnami vzniká **hustý hvězdný vítr**, řízený prachovými částicemi (zrny) na které působí tlak záření. Hvězdy post asymptotické větve obrů jsou rozhodující fází vývoje hmoty vyvrhované do mezihvězdného prostředí. Ve zmiňované etapě hvězdy ztrací $\approx (40 - 80) \%$ hmoty. Pro hvězdy $1 M_{\odot}$ trvá etapa P AGB $\approx 100\,000$ roků, pro hmotnější hvězdy řádově 10^3 roků. Tyto hvězdy jsou předmětem zvýšeného zájmu v období posledních 20 roků.

Hvězdy opouští asymptotickou větev obrů, jestliže hmotnost vodíkové vnější obálky poklesne na přibližně $(10^{-2} - 10^{-3}) M_{\odot}$, v závislosti na hmotnosti jádra. V této situaci hvězdy již nemohou udržovat plně rozvinuté konvektivní obálky. Ty se začnou pomalu smršťovat a v jejich částech se změni přenos konvekci na přenos zářením, což nastane nejprve v hlubších vrstvách, kde je koeficient opacity nejmenší.

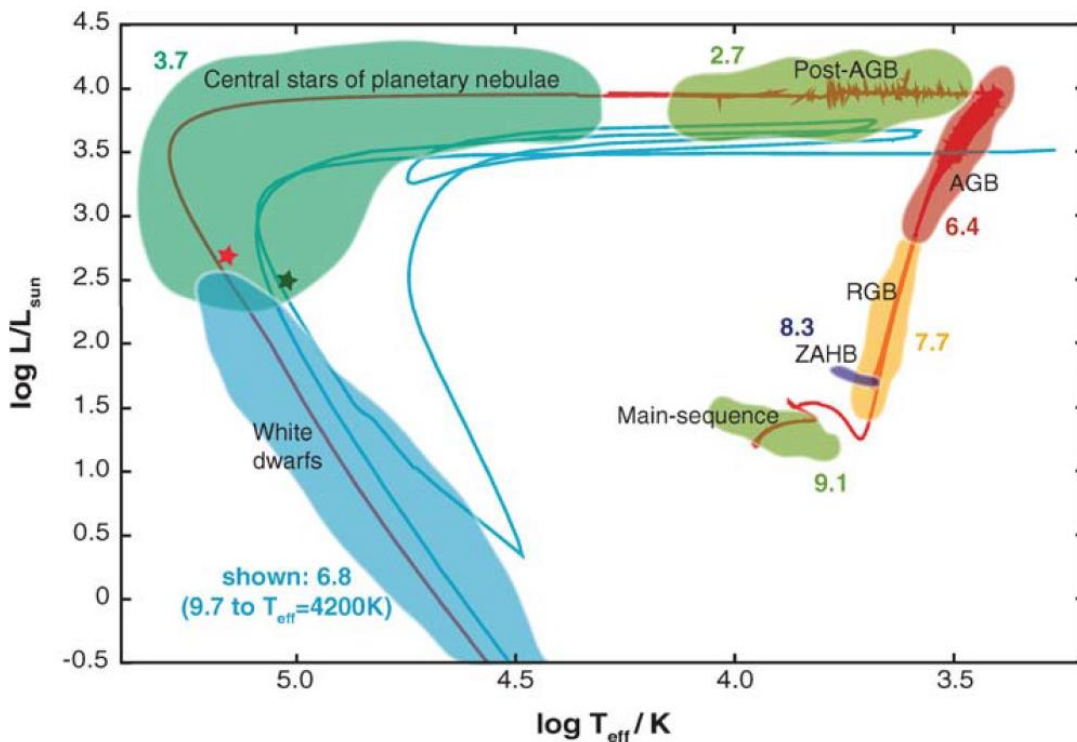
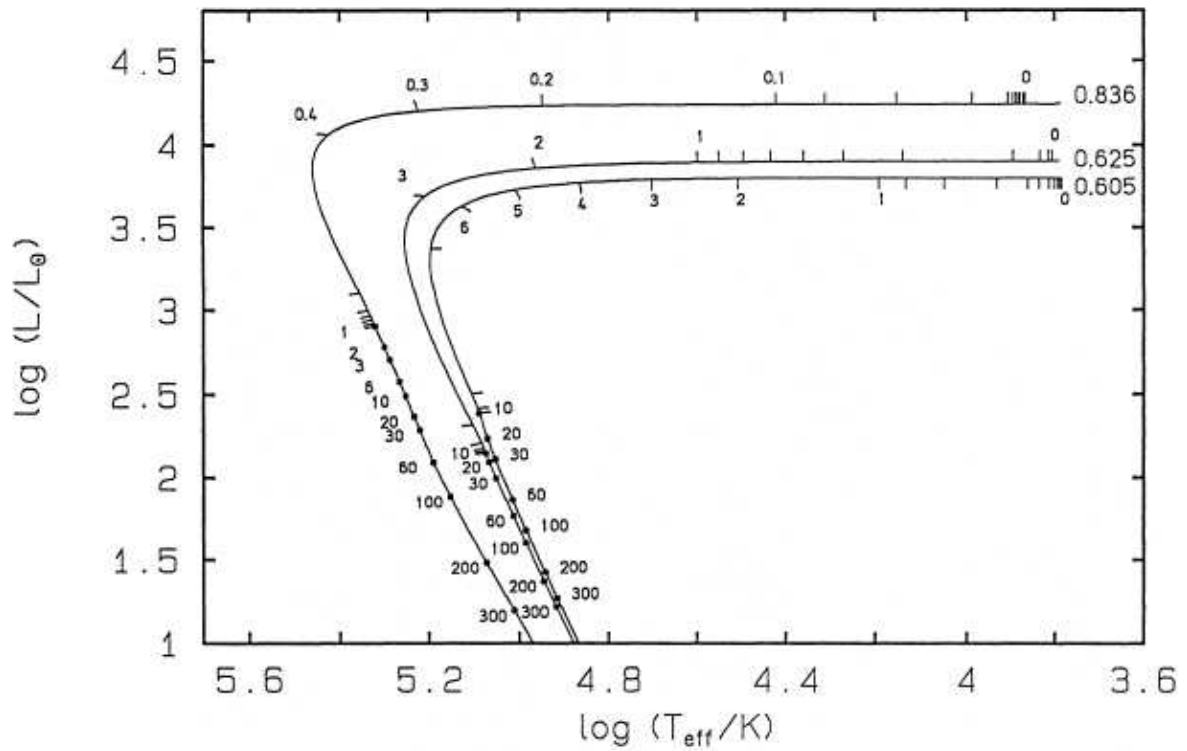


Figure 1 Hertzsprung-Russell diagram of a complete $2 M_{\odot}$ evolution track for solar metallicity from the main sequence to the white dwarf evolution phase. In the cooler section of

Obr. podle Herwiga 2005. **Supervítr** nastupuje ve vrcholné etapě AGB. **Rychlý vítr** v závěru etapy P AGB. Při nejvyšších povrchových teplotách dochází k **uhasínání hoření ve vodíkové slupce**. Přejchod etapou post asymptotické větve obrů je relativně rychlý, $(10^3 - 10^5)$

roků v závislosti na hmotnosti, povrchové teploty hvězd leží v rozmezí 3 000 → 30 000 K (log 4,5).

Modelový vývoj P AGB hvězdy, na posloupnosti nulového stáří na HP 3 M_{\odot} , při přesunu jádro 0,605 M_{\odot} a 0,625 M_{\odot} . Obdobně vývoj pro na HP 5 M_{\odot} a jádro 0,836 M_{\odot} . Vývojová křivka cejchována v jednotkách 10^3 roků.



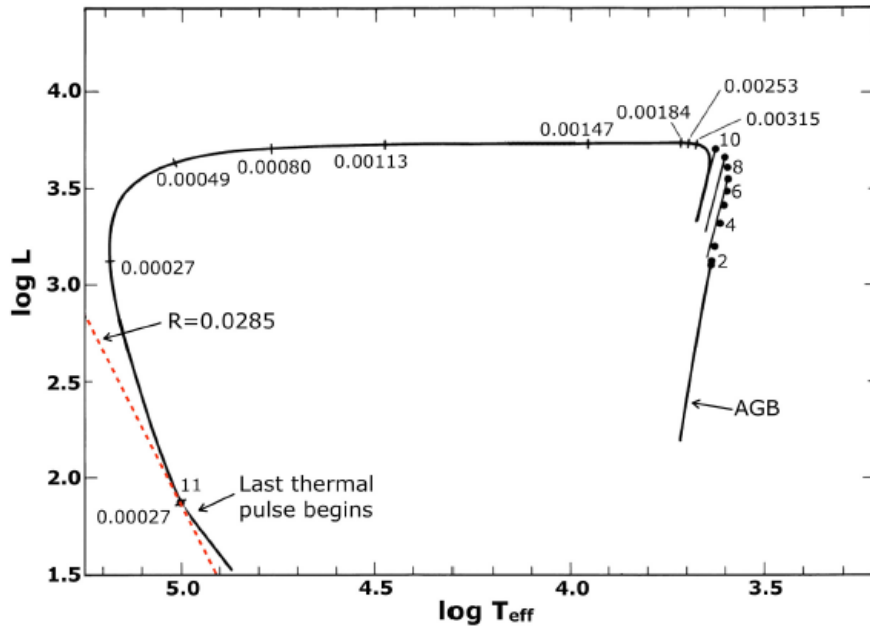


Figure 19.1. Post-AGB evolutionary track of a star with $M_i = 3M_\odot$ that has a core mass of $M_c = 0.60$ and an envelope mass of $M_{\text{env}} = 0.003M_\odot$ when it leaves the AGB. The numbers along the track indicate the decreasing envelope mass in M_\odot . Note the 10 thermal pulses at the tip of the AGB. A red dashed line of constant radius $R = 0.0285R_\odot$ is indicated in the lower left. (Reproduced from Iben 1982.)

Vývoj post asymptotické větve obrů hvězdy s počáteční hmotností $3 M_\odot$, hmotností jádra $0,6 M_\odot$, $M_{\text{obal}} = 0,003 M_\odot$ podle Ibena 1982 na obr výše. Čísla v závorkách označují úbytek hmotnosti obálky. Po deseti termálních pulsech je hvězda na vrcholu asymptotické větve obrů. Od okamžiku $T_{\text{ef}} = 30\,000\text{ K}$ je již považována za centrální hvězdu planetární mlhoviny. Odklon od AGB trvá přibližně $5\,000$ roků.

Polohu hvězd v průběhu horizontálního přesunu na H-R diagramu udává T_{ef} , R , závisící na hmotnosti obálky, až do dosažení $M_{\text{obal}} \approx 10^{-2} M_\odot$ pro velké zářivé výkony, respektive $\approx 10^{-3} M_\odot$ pro nižší zářivé výkony. Postupně dochází k rozšiřování obálky konvekcí, ztrácí se tak hmotnost. Hvězdy se pohybují doleva na H-R diagramu. Při $T_{\text{ef}} = 30\,000\text{ K}$ poloměr poklesává z $2\,000 R_\odot$ na $3 R_\odot$. V závěrečné fázi přesunu z centrální hvězdy, jejíž teplota narůstá, odchází čarami hnaný hvězdný vítr, jehož konečná hodnota rychlosti činí $(1\,000 - 4\,000)\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

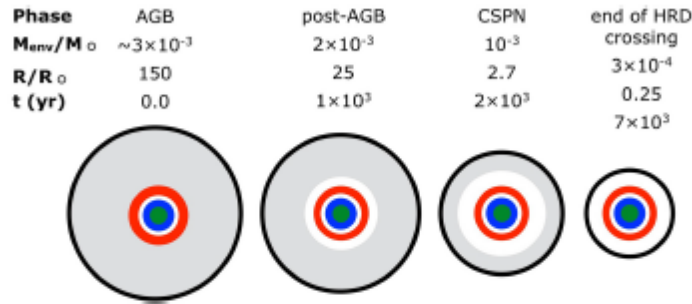
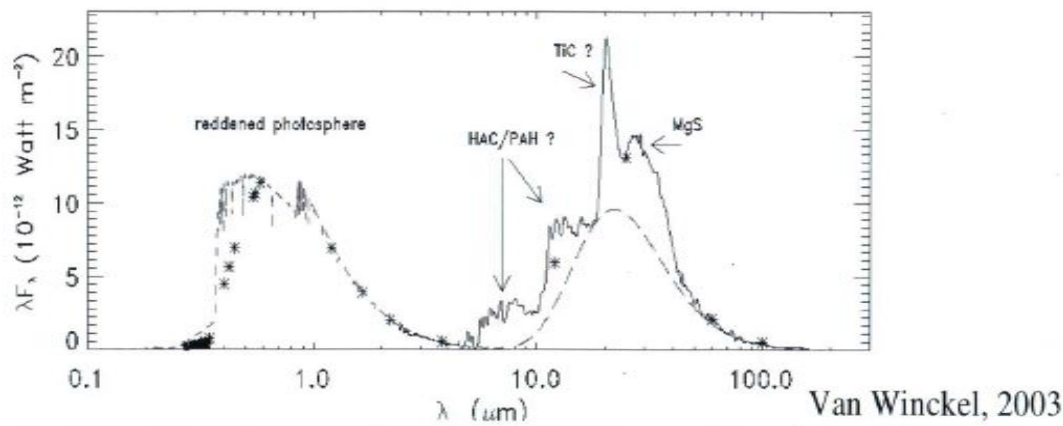


Figure 19.2. Schematic picture of the internal structure of a star of $M_i = 3M_{\odot}$ during the crossing of HRD. The H- and He-fusion shells are shown in red and blue, respectively, and the CO core is green. White zones are in radiative equilibrium. The gray area indicates the convective envelope, which decreases in mass and size. The envelope mass, the stellar radius, and the time since the star left the AGB are indicated. (Data are from Böcker 1995.)

Centrální hvězda má po odchodu z asymptotické větve obrů velký zářivý výkon, narůstá její povrchová teplota, na časové škále závisující na hmotnosti, kratší než několik stovek roků, vnější vrstvy expandují, okolohvězdná obálka pomalu chladne, odhaluje se centrální hvězda, kterou je tak možné studovat, spektrum viz obr. Postupně vzniká planetární mlhovina.



Shrnuto problematika studia post asymptotické větve obrů poskytuje zajímavou vazbu mezi fyzikálními a chemickými procesy při nízkých teplotách (reakce prachu) a vysokými energiemi generovanými rázovými vlnami → UV zářením.

Které objekty mohou být klasifikovány jako hvězdy post asymptotické větve obrů? Centrální hvězda není zpravidla přímo pozorovatelná, dostupné jsou pouze informace o okolohvězdné obálce, proto je záležitost identifikace objektů komplikovaná. Polohy hvězd na H - R diagramu můžeme lokalizovat na základě výpočtů jejich vývoje mezi spektrálními třídami **K, G, F** → **A** při vymezení tříd **svítivosti I. – III.**

Vzhledem k tomu, že vývojová etapa post asymptotické větve obrů je krátká, pozorovaný počet objektů je malý, v katalozích $\approx 250 - 300$. Výzkum velkých zářivých výkonů a povrchových teplot prováděl Oudmaijer, Waters a.j. 1994 na základě studia 18 hvězd.

Spektrálních rozdělí energie v klasických post asymptotických hvězdách, bohatých na C a O studovali Clube & Gledhill 2004, respektive Hoogzaad et al. 2002, viz obr. První vrchol odpovídá záření hvězdy, druhý vyzařování prachu.

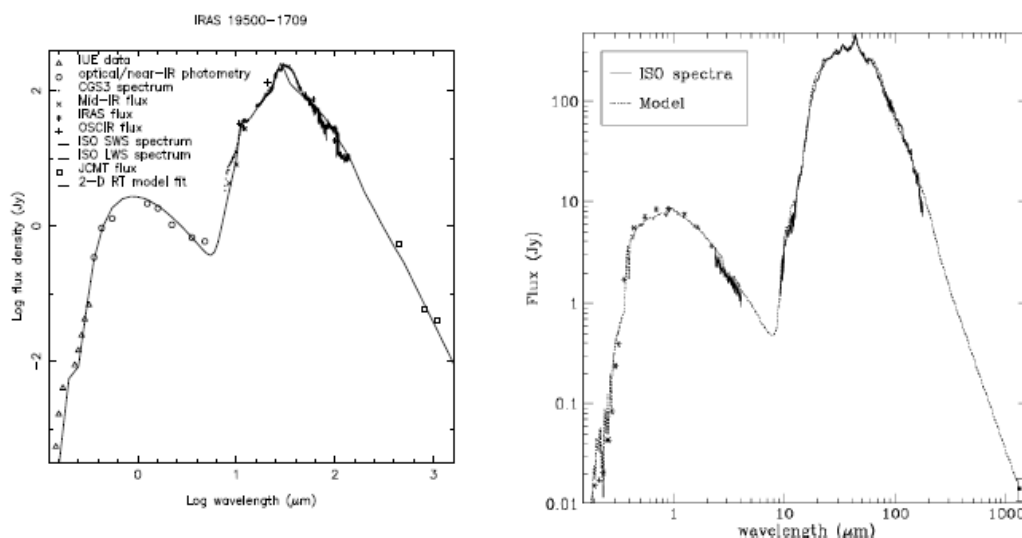


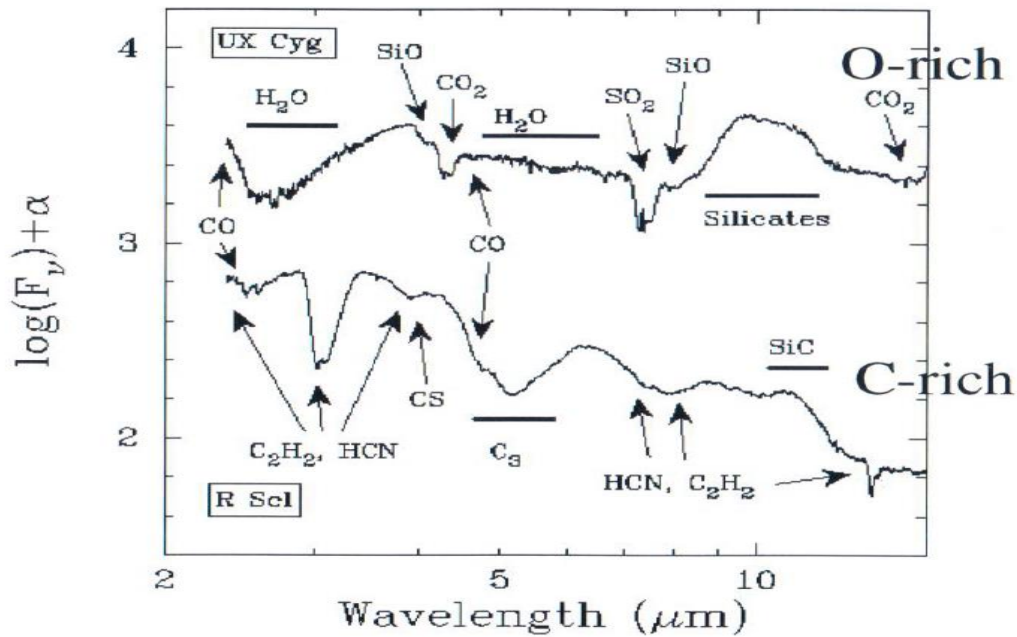
Figure 2. Spectral energy distribution of *classical* post-AGB stars: the C-rich IRAS 19500–1709 (Clube & Gledhill 2004; left); and the O-rich HD 161796 (from Hoogzaad et al. 2002; right).

Studium atmosfér, spektrálního vývoje post asymptotické větve obrů zahrnuje již observační údaje fotometrických filtrů. **Program Cloudy** obsahuje již i vliv křemíkových a uhlíkových zrn. Centrální hvězda je studována jako zářič absolutně černého tělesa.

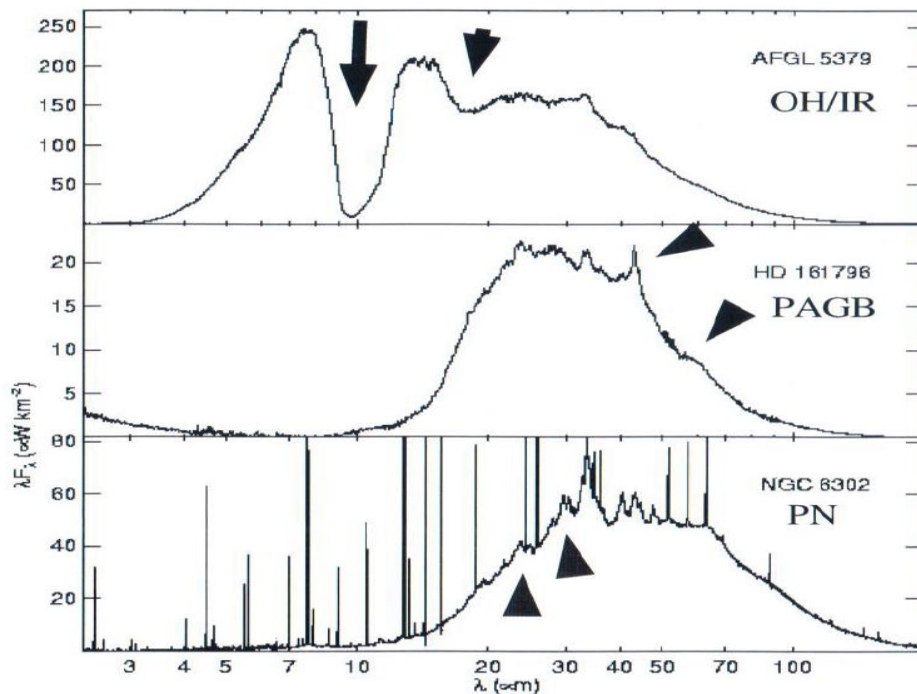
U hvězd zjišťujeme typické vodíkové čáry v blízké **infračervené oblasti, Paschenovu sérii**, $\lambda > 820 \text{ nm}$, $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right)$. Sekundárním klasifikačním kritériem je chemické složení atmosféry, které se podstatně liší od slunečního.

Hvězdy post asymptotické větve obrů hledáme pomocí infračerveného spektrálního rozdělení energie, které je charakterizováno tepelnými emisemi chladného prachu, s typickými teplotami řádově stovky kelvinů. Prach vznikl ve fázi asymptotické větve obrů, neměl čas podstatněji zchladnout.

Projevují se tepelné emise prachu, který lze klasifikovat podle původu na bohatý na **kyslík** respektive **uhlík**. Spektrum hvězd viz obr....

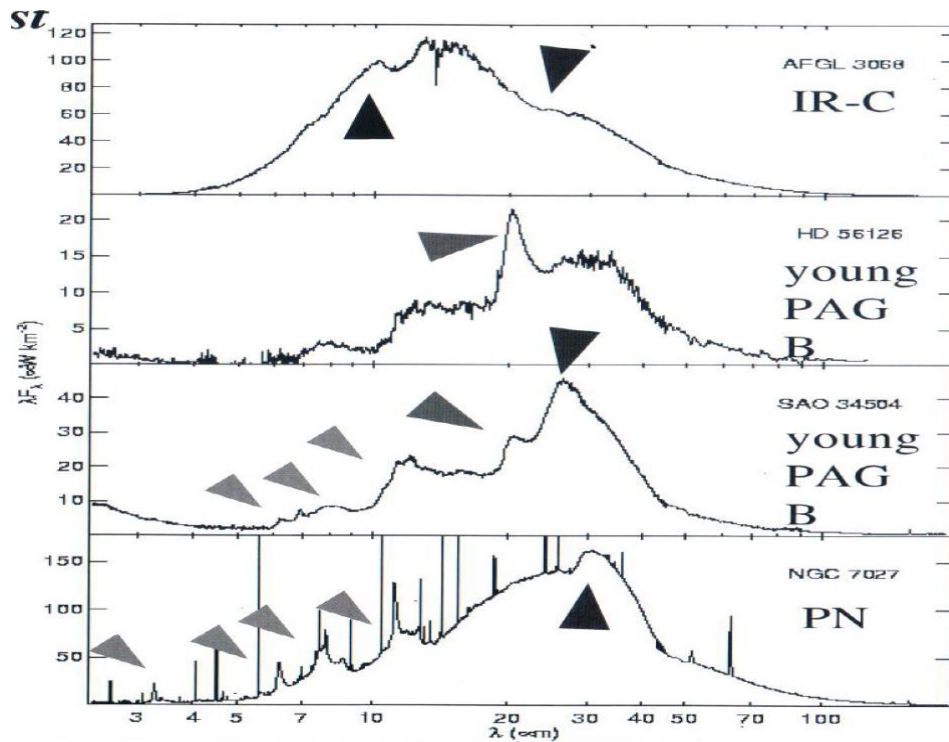


U prachu bohatého na **kyslík** dochází k vyzařování amorfních silikátů na $9,7 \mu\text{m}$ a $18,5 \mu\text{m}$ – AFGL 5379, u krystalických silikátů $23,5 \mu\text{m}$, $27,5 \mu\text{m}$ a $33,5 \mu\text{m}$ – NGC 8302 převažují amorfní struktury, výjimečně krystalické. Vedle toho u několika P AGB hvězd pozorujeme vodní pásy na $43 \mu\text{m}$ a $60 \mu\text{m}$ - HD 181796 viz obr.



U prachu bohatého na **uhlík** dochází k vyzařování amorfního uhlíku SiC na $11,2 \mu\text{m}$, silný pás na $26 \mu\text{m}$ MgS. Dále polycyklické aromatické uhlovodíky (uhlík, vodík), emise na $3,3$

μm , $6,2 \mu\text{m}$, $7,7 \mu\text{m}$, $8,6 \mu\text{m}$ a $11,3 \mu\text{m}$. Rovněž se vyskytuje TiC $20,3 \mu\text{m}$. Viz obr.



Hvězdy post asymptotické větve obrů hledáme pomocí infračerveného spektrálního rozdělení energie, které je charakterizováno tepelnými emisemi chladného prachu, s typickými teplotami (100 – 200) K. Prach vznikl ve fázi asymptotické větve obrů, neměl čas podstatněji zchladnout.

Následuje přehled chemického složení šesti kandidátů – hvězd post asymptotické větve obrů, Molina et al. 2020.

Chemical composition of post-AGB star candidates

R. E. Molina^{1,*} | C. B. Pereira² | A. Arellano Ferro³

¹Laboratorio de Investigación en Física Aplicada y Computacional, Universidad Nacional Experimental del Táchira, San Cristóbal, Venezuela

² Observatório Nacional/MCTI, Rio de Janeiro, Brazil

³Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, Mexico

*Correspondence

R. E. Molina, Laboratorio de Investigación en Física Aplicada y Computacional, Universidad Nacional Experimental del Táchira, San Cristóbal, Venezuela.
Email: rmolina@unet.edu.ve

We present a high-resolution detailed abundance analysis for a sample of six post-Asymptotic Giant Branch (AGB) candidate stars, five of them had not been studied spectroscopically in the optical region. All the analyzed objects are Infrared Astronomical Satellite (IRAS) sources identified as possible post-AGB on the two-color IRAS diagram. We find three objects with clear signs of evolved stars; IRAS 05338 – 3051 shows abundances similar to the RV Tauri V453 Oph; the lower-luminosity stars IRAS 18025 – 3906 are O-rich without s-process enrichment and IRAS 18386 – 1253 shows a moderate selective depletion of refractory elements generally seen in post-AGB stars (PAGBs), which show midinfrared excess; they may evolve post-Red Giant Branch (RGB) objects, in which case these would be the first Galactic counterparts of post-RGB objects observed in the Large and Small Magellanic Clouds (Kamath et al. 2014, 2015). On the other hand, IRAS 02528 + 4350 seems to be a moderately metal-poor young object and IRAS 20259 + 4206 also seems to be a young object showing carbon deficiency; however, an analysis with better spectra might be in order to clarify its evolutionary state. Finally, our abundance calculations for the binary PAGB IRAS 17279 – 1119 are found in good agreement with those of De Smedt et al. (2016).

KEYWORD

stars: abundances – stars: post-AGB stars

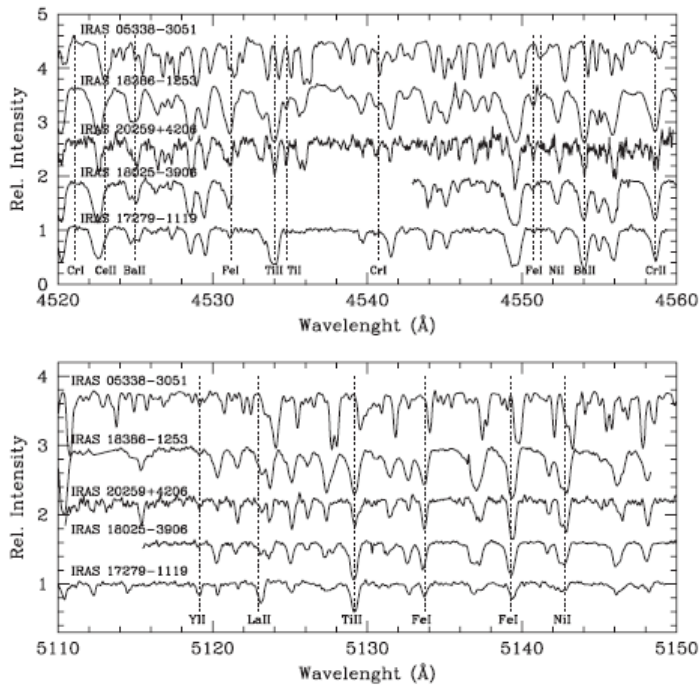


FIGURE 2 Representative spectra of the sample stars IRAS 05338 – 3051, IRAS 17279 – 1119, IRAS 18025 – 3906, IRAS 18386 – 1253, and IRAS 20259 + 4206 of two different regions. The location of lines of certain important elements has been indicated by dashed lines. The stars are arranged in the increasing order of the effective temperature (top to bottom)

TABLE 2 Adopted atmospheric parameters for all stars

No. IRAS	T_{eff} (K)	$\log g$	ξ_r (km s $^{-1}$)	[Fe/H]	V_r (hel) (km s $^{-1}$)	V_r (lsr) (km s $^{-1}$)	Date
02,528 + 4,350	7,900	2.40	2.00	-0.90	-0.9	-2.4	October 20, 2016
05,338 - 3,051	4,250	1.50	2.50	-1.32	5.2	-14.7	February 10, 2017
17,279 - 1,119	7,250	1.25	4.40	-0.59	61.6	76.4	April 26, 2016
18,025 - 3,906	6,250	0.25	4.00	-0.50	-120.2	-113.0	September 30, 1998
18,386 - 1,253	5,600	0.00	4.30	-0.18	83.2	97.6	July 29, 2009
20,259 + 4,206	6,100	2.20	2.36	-0.17	-15.6	1.4	June 24, 2014

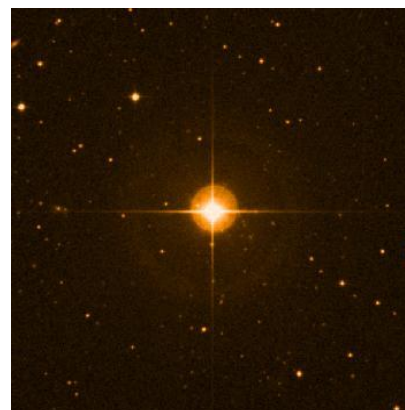
Jiné studium u hvězdy **HD 56 216** s výrazným úbytkem hmoty umožnilo na základě chemické složení atmosfér zkoumat podrobněji vývojové etapy post asymptotické větve obrů, zejména **přechod pásu nestability**, byla objevena nepravidelná proměnnost (0,1 – 0,3) mag. Hvězda: $T_{\text{ef}} \approx 2\,600$ K, $v \approx 10$ km.s $^{-1}$, $\frac{dM}{dt} \approx 10^{-3} M_S \text{ rok}^{-1}$, ve spektru zjištěna přítomnost TiC na $\lambda = 21 \mu\text{m}$.

Charakteristiky hvězd post asymptotické větve obrů, rozdělení

Samotné hvězdy ustávají s pulsacemi, jestliže hmotnost hvězdné obálky klesne pod kritickou hodnotu, následuje etapa vývoje post AGB. Na ní hovoříme přesněji o pozdních a velmi pozdních termálních pulsech. Při posledním rychle shoří veškerý vodík, Bloeker 1995.

Existují dvě třídy objektů, na základě jejich chemického složení a existence okolohvězdné obálky - CSE.

1. Hvězdy **RV Tau**: hvězdy spektrálních tříd G, K, pulsační periody $\approx (30 - 150)$ dní, rychlost hvězdného větru ≈ 10 km.s $^{-1}$, nižší obsah kovů než u červených obrů z okolí těchto hvězd v kulových hvězdokupách, tedy nejen oproti Slunci. Příkladem hvězda **R Scuti**: 0,6 M_S , 84 R_S , T_{ef} (4 000 – 4 500) K, $L \approx (5\,000 - 9\,400) L_S$, žlutý veleobr.
2. Hvězdy **R CrB** R Coronae Borealis v Magellanových mračnech, hvězdy nízkých a středních hmotností s extrémně nízkým obsahem vodíku. Jde o hvězdy v konečných stadiích vývoje asymptotické větve obrů respektive spíše v post asymptotické větvi obrů, procházející pásem nestability k modré oblasti. **Hvězda R CrB**: (0,8 – 0,9) M_S , 85 R_S , T_{ef} 6 750 K, 10 000 L_S , obr. .



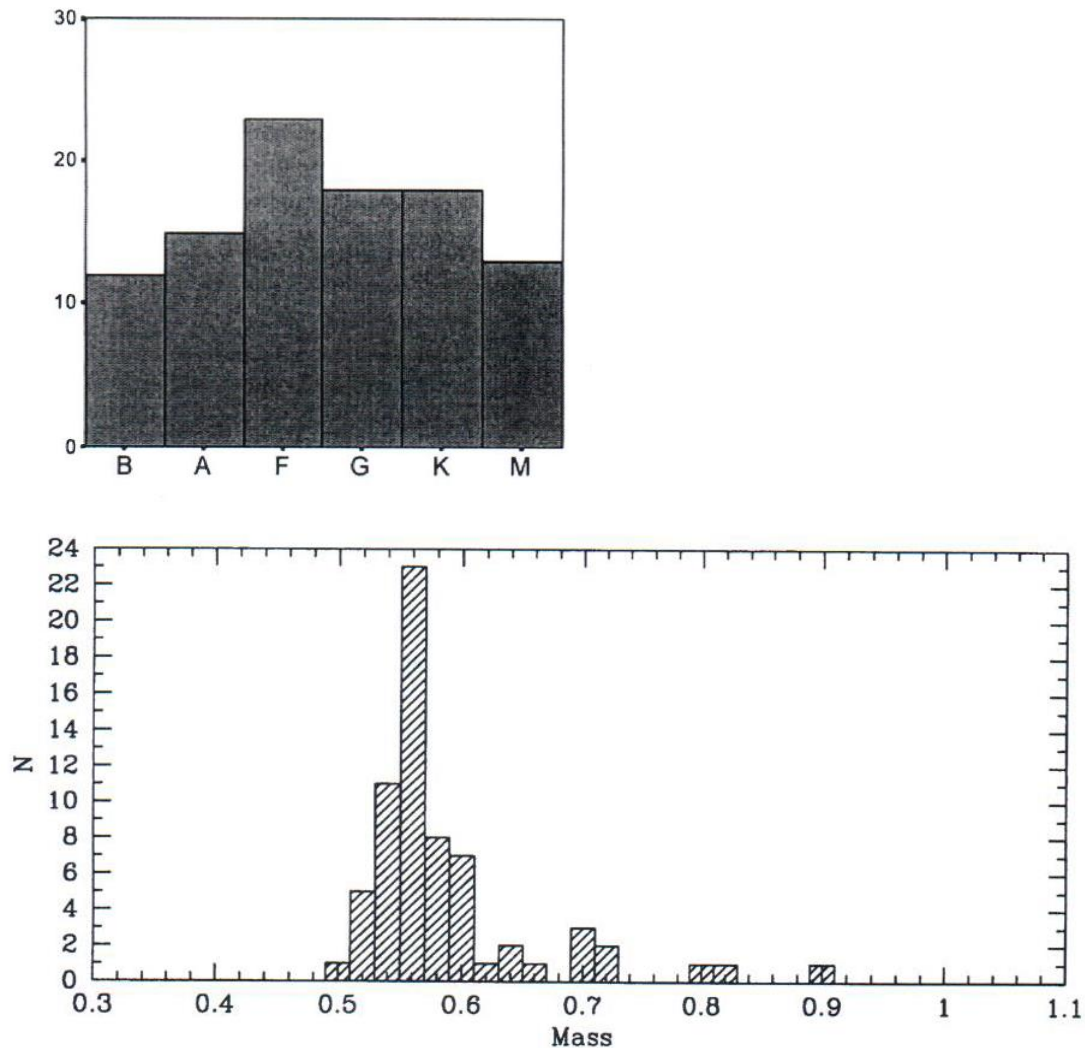
Při teplotách 5 000 K, 6 000 K, 7 000 K je četnost výskytu 7 : 2 : 1 ve Velkém Magellanově mračnu. Hvězdy se vyšší teplotou se vyznačují většími zářivými výkony než hvězdy chladnější. Odhad pro Galaxii, možná existence až 3 200 hvězd typu RCrB.

Hvězdy post asymptotické větve obrů jsou veleobří vyskytující se rovněž i ve vysokých galaktických šířkách. Většina z nich má nízkou hmotnost, ve spojitém spektru infračervený exces. Družice IRAS v infračerveném oboru (12 – 100) μm našla 220 objektů spektrálních tříd M - B. Přehled zachycen v různých katalozích, např. toruňský.

Name	T_{eff} [K]	log g	Source
LS IV -4 01	11000.	2.00	2
PG 1704+222	17600.	2.78	18
LS 4039	22000.	3.40	21
UY Ara	5500.	0.30	4
V453 Oph	5800.	0.75	26
IRAS 17279-1119	7400.	0.50	15
IRAS 17436+5003	7250.	1.30	22
89 Her	6550.	0.65	23
IRAS 18062+2410	22000.	3.00	24
IRAS 18095+2704	6700.	1.00	25
LS 4825	22000.	2.90	21
AC Her ^a	5900.	1.12	26
R Sct	4500.	0.00	4
AD Aql	6300.	1.25	26
HD 177566	30000.	3.80	27
EP Lyr ^a	6100.	1.40	9
LB 3116	16000.	2.70	32
DY Aql	4250.	0.60	11
IRAS 19500-1709	8000.	1.00	8
IRAS 19590-1249	23750.	2.70	2
IRAS 20004+2955	5000.	1.00	28
R Sge ^a	5100.	-0.25	9
AFGL 2688	6500.	0.00	29
V360 Cyg ^a	5375.	0.37	26
PHL 1580	24000.	3.60	30
BPS CS 29493-046	20000.	3.00	1
PHL 174	18000.	2.70	30
IRAS 22223+4327	6500.	1.00	5
IRAS 22272+5435	5600.	0.50	31
DS Aqr ^a	6500.	1.50	26, 4
IRAS 23304+6147	6750.	0.50	8

Hvězdy P AGB jsou charakterizovány např. **efektivní povrchovou teplotou T_{ef}** a **log g**. Prvně uvedená **T_{ef}** teplota je určována z ionizační rovnováhy, ze Sahovy rovnice, např. pro FeI/FeII, Si II/Si III, Mg II/Mg III. Z profilů čar Balmerovy série (z křídel čar) je stanovována

hodnota $\log g$. Objekty lze klasifikovat v histogramech podle spektrální třídy, hmotnosti, viz obr.



Některé hvězdy post asymptotické větve obrů byly nalezeny v kulových hvězdokupách. Studium 17 těchto objektů v M 31 upřesnilo modul vzdálenosti.

Hvězdy post asymptotické větve obrů vzhledem k jejich velkým zářivým výkonům jsou používány jako **standardní svíčky**, včetně **extragalaktických**, $M_{bol} = -7,5 \text{ mag}$. Byly nalezeny jak v kulových hvězdokupách naší Galaxie, tak ve VMM respektive v M 31.

New models for the evolution of post-asymptotic giant branch stars and central stars of planetary nebulae[★]

Marcelo Miguel Miller Bertolami^{1,2,★}

¹ Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 8574 Garching, Germany
e-mail: marcelo@mpa-garching.mpg.de

² Instituto de Astrofísica de La Plata, UNLP-CONICET, Paseo del Bosque s/n, 1900 La Plata, Argentina

Received 21 May 2015 / Accepted 13 December 2015

ABSTRACT

Context. The post-asymptotic giant branch (AGB) phase is arguably one of the least understood phases of the evolution of low- and intermediate- mass stars. The two grids of models presently available are based on outdated micro- and macrophysics and do not agree with each other. Studies of the central stars of planetary nebulae (CSPNe) and post-AGB stars in different stellar populations point to significant discrepancies with the theoretical predictions of post-AGB models.

Aims. We study the timescales of post-AGB and CSPNe in the context of our present understanding of the micro- and macrophysics of stars. We want to assess whether new post-AGB models, based on the latter improvements in TP-AGB modeling, can help us to understand the discrepancies between observation and theory and within theory itself. In addition, we aim to understand the impact of the previous AGB evolution for post-AGB phases.

Methods. We computed a grid of post-AGB full evolutionary sequences that include all previous evolutionary stages from the zero age main sequence to the white dwarf phase. We computed models for initial masses between 0.8 and 4 M_{\odot} and for a wide range of initial metallicities ($Z_0 = 0.02, 0.01, 0.001, 0.0001$). This allowed us to provide post-AGB timescales and properties for H-burning post-AGB objects with masses in the relevant range for the formation of planetary nebulae ($\sim 0.5\text{--}0.8 M_{\odot}$). We included an updated treatment of the constitutive microphysics and included an updated description of the mixing processes and winds that play a key role during the thermal pulses (TP) on the AGB phase.

Výsledkem studia v článku je sít modelů vývojových posloupností hvězd post asymptotické větve obrů při hmotnostech (0,8 - 4,0) M_{\odot} , chemickém složení $Z = 0,02, 0,01, 0,001\dots$ Jde o komplexně pojatý výzkum vývoje hvězd v uvedené etapě.

Dvojhvězdy post asymptotické větve obrů

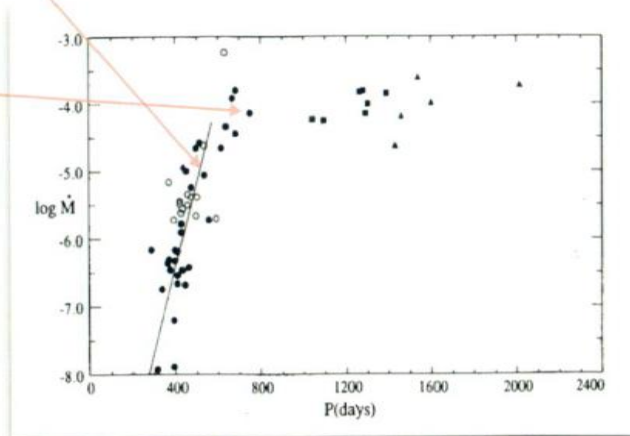
U pozdních hvězd asymptotické větve obrů pozorujeme tzv. „supervítr“ $\approx 10^{-4}$ M_{\odot} /rok, velmi hustý vítr zejména podél rovníkových oblastí hvězd. K jeho vzniku přispívá významně podvojnost soustav. Některé hvězdy, např. HD 44 179, HR 4049 projevují anomality v chemickém složení, $[\text{Fe}/\text{H}] = -4.8$, mají extrémní nedostatek Fe, Mg, Si při normálním složení C, N, O. Prvky byly spotřebovány na vznik prachových částic s vysokými kondenzačními teplotami.

1) stellar wind, described by the empirical law due to Deiter & Reimers

$$\dot{M} \approx 10^{-13} \frac{L}{L_{\text{sun}}} \frac{R}{R_{\text{sun}}} \frac{M_{\text{sun}}}{M} \frac{M_{\text{sun}}}{\text{yr}}$$

2) Super wind

$$\dot{M} \approx 10^{-4} \frac{M_{\text{sun}}}{\text{yr}}$$



V následujícím článku byl zkoumán prach kolem centrální hvězdy spektrální třídy F, G, studován keplerovský disk a výtok hmoty z centrální složky.

Keplerian disks and outflows in post-AGB stars: AC Herculis, 89 Herculis, IRAS 19125+0343, and R Scuti ★ ★★

I. Gallardo Cava^{1,4}, M. Gómez-Garrido^{1,2}, V. Bujarrabal¹, A. Castro-Carrizo³, J. Alcolea⁴, and H. Van Winckel⁵

¹ Observatorio Astronómico Nacional (OAN-IGN), Apartado 112, 28803, Alcatá de Henares, Madrid, Spain
e-mail: i.gallardocava@oan.es

² Centro de Desarrollos Tecnológicos, Observatorio de Yebes (IGN), 19141, Yebes, Guadalajara, Spain

³ Institut de Radioastronomie Millimétrique, 300 rue de la Piscine, 38406, Saint-Martin-d'Hères, France

⁴ Observatorio Astronómico Nacional (OAN-IGN), Alfonso XII 3, 28014, Madrid, Spain

⁵ Instituut voor Sterrenkunde, KU Leuven, Celestijnenlaan 200B, 3001, Leuven, Belgium

Received 5 October 2020 / Accepted 4 March 2021

ABSTRACT

Context. There is a class of binary post-AGB stars with a remarkable near-infrared excess that are surrounded by Keplerian or quasi-Keplerian disks and extended outflows composed of gas escaping from the disk. The Keplerian dynamics had been well identified in four cases, namely the Red Rectangle, AC Her, IW Car, and IRAS 08544–4431. In these objects, the mass of the outflow represents ~ 10% of the nebular mass, the disk being the dominant component of the nebula.

Aims. We aim to study the presence of rotating disks in sources of the same class in which the outflow seems to be the dominant component.

U dvojhvězd v etapě post asymptotické větve obrů je potvrzen u spektrálního rozložení energie charakteristický přebytek v infračervené oblasti spektra. Indikuje přítomnost prachu. Je předpoklad, že je vytvářen vnitřním okrajem stabilního prachového disku obklopujícího dvojhvězdnou soustavu. V současnosti je určeno více než 30 drah dvojhvězd post asymptotické větve obrů. Na ukázkou uvádíme křivku radiálních rychlostí dvojhvězdy IRAS 19125+ 0343.

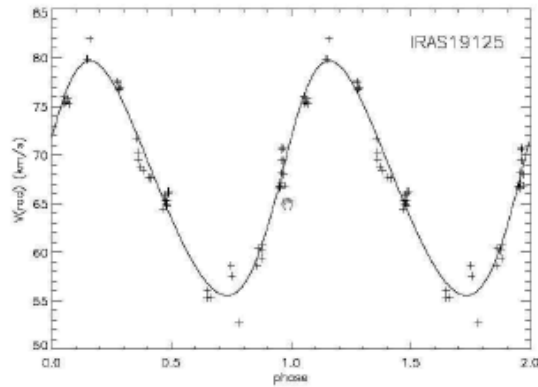


Figure 2.5: Radial velocity curve of post-AGB binary star IRAS 19125 + 0343 from Van Winckel (2004). The line is the binary orbit fit for: period of 508 days; eccentricity of 0.12 and $A \times \sin i = 0.56$ AU.

Vývoj hvězd na post asymptotické větvi obrů

Základní obraz vývojových křivek post asymptotického vývoje hvězd spojený s úbytkem hmoty je komplikovaný, podrobnější mechanismus je teprve studován. První teoretické přístupy analyzoval Iben 1984. Vycházel z návaznosti na aproximace Reimersova vztahu (pro úbytek hmoty u červených obrů) po dosažení určité teploty centrální hvězdy $\approx 5\,000$ K. V současnosti jsou v problematice hvězdného větru s velkou hmotností zkoumány mechanismus odpovědný za supervítr, prostorová geometrie a složení obálek hvězd. Ucelený komplexní pohled neexistuje, známe pouze spíše dílčí výsledky.

Například následující článek, analýza chemického složení pro hvězdy (15 300 - 30 900) K, $\log g$ (2,04 - 3,83).

A&A 543, A11 (2012)
 DOI: 10.1051/0004-6361/201117591
 © ESO 2012

**Astronomy
&
Astrophysics**

Chemical abundances of hot post-AGB stars[★]

D. R. C. Mello¹, S. Daflon¹, C. B. Pereira¹, and I. Hubeny²

¹ Observatório Nacional/MCT, Rua Gen. José Cristiano 77, CEP20921400, São Cristóvão, Rio de Janeiro, Brazil
 e-mail: [mello;daflon;c1aud1o]@on.br

² Steward Observatory and Department of Astronomy, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA
 e-mail: hubeny@as.arizona.edu

Received 28 June 2011 / Accepted 27 March 2012

ABSTRACT

Context. Hot post-AGB stars are luminous objects of low- and intermediate mass ($0.8\text{--}8 M_{\odot}$) in the final stage of evolution, moving between the asymptotic giant branch (AGB) stars and planetary nebulae. The absorption lines observed in their spectra are typical of early-type stars and their abundance pattern may be associated with the occurrence of one or more mixing processes during the previous AGB phase.

Aims. To better constrain their observed chemical pattern and evolutionary status, we determined chemical abundances for a sample of hot post-AGB stars selected according to spectroscopic criteria.

Methods. The observational data are high-resolution spectra obtained with the FEROS spectrograph. The stellar parameters and chemical composition were obtained from fully consistent non-LTE synthesis.

Results. The general abundance pattern reveals relevant nitrogen enrichment, slight depletion in carbon and sulfur and mild excess in helium for most of the objects. One notable exception is LSE 148, with $Z = 0.001$, which is likely to be a metal-poor object at high galactic latitude. The atmospheric parameters and chemical abundances obtained are discussed in the context of evolutionary models. Mixing processes like the second/third dredged-up and “hot bottom-burning” are invoked to explain the obtained results.

Key words. stars: abundances – stars: AGB and post-AGB – stars: atmospheres – stars: evolution – stars: fundamental parameters – stars: early-type

obálky. Tempo úbytku hmotnosti pro $0,565 M_S$ zachyceno přerušovanou čarou, $0,605 M_S$ plnou čarou, $0,696 M_S$ čárkovanou čarou, viz van Hoof, Oudmaijer, Waters 1997.

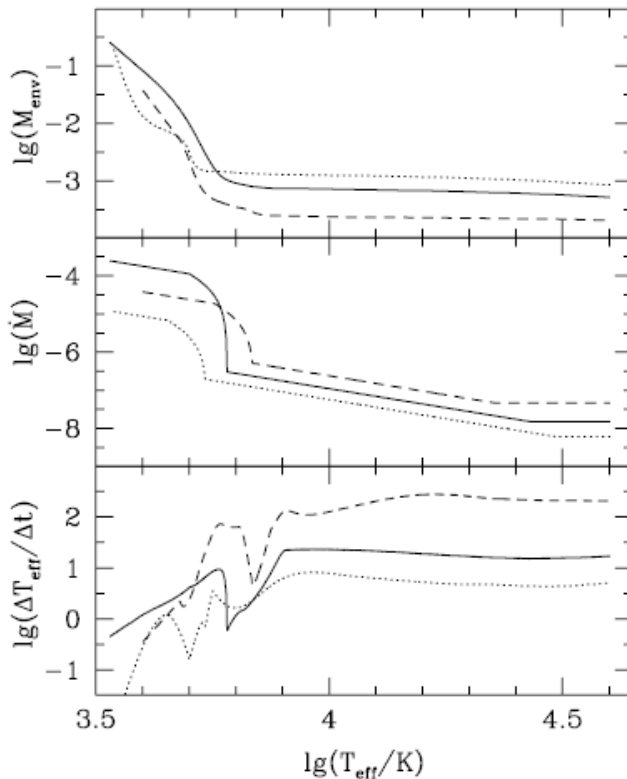


Figure 4.1 — The $M_{\text{env}}-T_{\text{eff}}$ relations, mass loss rates and resulting evolutionary rates for the $0.565 M_{\odot}$ (dotted line), $0.605 M_{\odot}$ (solid line) and $0.696 M_{\odot}$ (dashed line) tracks. The envelope mass is given in solar masses, the mass loss rate in solar masses per year and the evolutionary rate in kelvin per year. Note that the $0.605 M_{\odot}$ track has a larger AGB mass loss rate. For this particular track, the B2 mass loss rate was used.

Studium hvězd post asymptotické větve obrů zahrnuje formování obálky, změnu rychlosti úbytku hmoty, chemického složení obálky a centrální hvězdy, vývoje post asymptotické větve obrů → planetární mlhovina.

Zaměření výzkumu v současnosti:

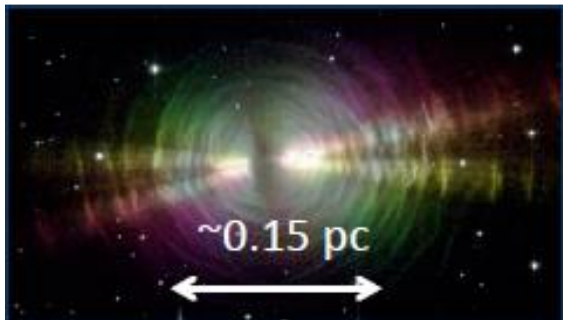
1. Zjištění obsahu chemických prvků u hvězd post asymptotické větve obrů, speciálně zda je normální obsah helia či zda jsou na helium bohaté.
2. Spektroskopické určování množství prvků z **s procesu**, Sr, Y, Ba, Hf...
3. Tvorba modelů hvězd s expandující obálkou.

Name	Luminosity (L_{\odot})	Mass-loss rate ($M_{\odot} \text{ year}^{-1}$)	V_{wind} (km s^{-1})
S Pav	4859	8.0×10^{-8}	14
T Mic	4654	8.0×10^{-8}	14
U Del	4092	1.5×10^{-7}	17
RW Sco	7714	2.1×10^{-7}	19
V PsA	4092	3.0×10^{-7}	20
SV Aqr	4000	3.0×10^{-7}	16
R Hya	7375	4.0×10^{-7}	22
U Her	8026	5.9×10^{-7}	20
π^1 Gru	4683	7.7×10^{-7}	65
R Aql	4937	1.1×10^{-6}	16
W Aql	9742	3.0×10^{-6}	25
GY Aql	9637	4.1×10^{-6}	18
IRC -10529	14421	4.5×10^{-6}	20
IRC +10011	13914	1.9×10^{-5}	23

Decin 2020.

Post AGB \rightarrow bipolární protoplanetární mlhovina CRL 2688, $r = 920 \text{ pc}$, egg – vajíčko.

Pozorovatelné výtrysky hmoty ve tvaru X, hustý prachový ohon. Centrální hvězda F5. Silné mikrovlnné vyzařování CO, HCN.



The velocity of the interaction region between the slow AGB wind and the fast CSPN wind can be derived from the conservation of momentum of the two interacting winds (Lamers & Cassinelli 1999)

$$V_{\text{PN}}(t) \simeq V_{\text{AGB}} \left\{ 1 + \sqrt{\frac{\dot{M}_{\text{CS}} V_{\text{CS}}}{\dot{M}_{\text{AGB}} V_{\text{AGB}}}} \right\}. \quad (19.1)$$

Úloha: Použijme střední hodnoty $\dot{M}_{CS} \approx 10^{-7} \frac{M_S}{rok}$, $\dot{M}_{AGB} \approx 10^{-4} \frac{M_S}{rok}$, $v_{CS} \approx 2\,000 \frac{km}{s}$, $v_{AGB} \approx 20 \frac{km}{s}$. Dosazením obdržíme $v_{PN} \approx 26 \frac{km}{s}$.

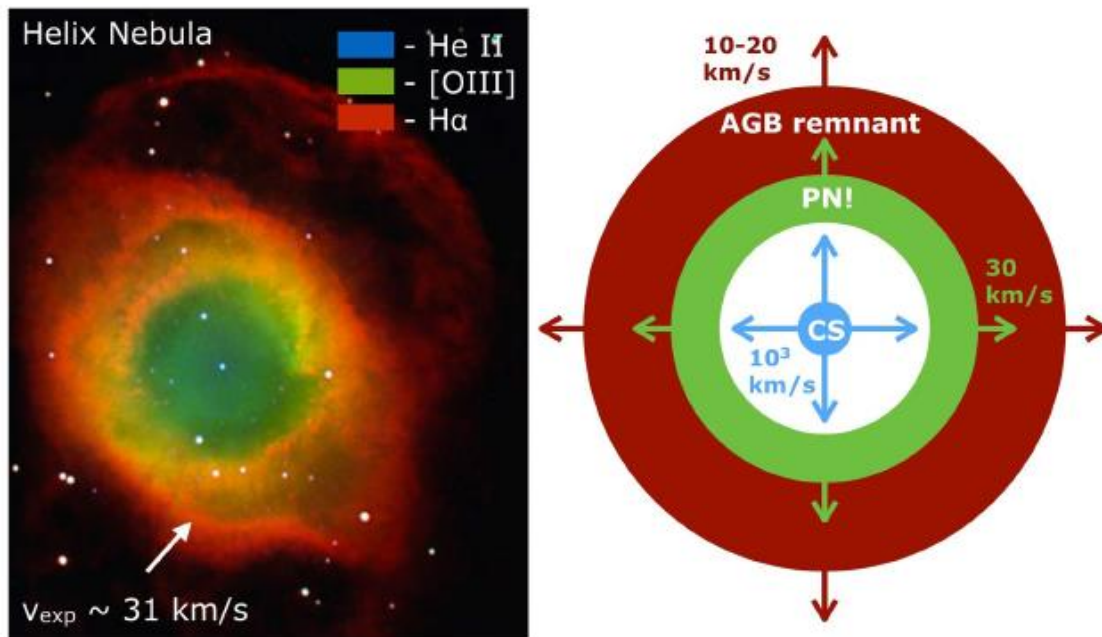


Figure 19.3. Left: *Hubble Space Telescope* image of the Helix nebula, NGC 7293, observed in different emission lines. Right: interacting wind model of planetary nebulae. (Courtesy of NASA;¹ model reproduced from Lamers & Cassinelli, 1999 © Cambridge University Press. Reprinted with permission.)

Adopting $\dot{M}_{CSPN} \approx 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $\dot{M}_{AGB} \approx 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $V_{CS} = 3000 \text{ km s}^{-1}$, and $V_{AGB} = 20 \text{ km s}^{-1}$, we find that $V_{PN} \approx 30 \text{ km s}^{-1}$ and the mass of the PN at $t \sim 10^4 \text{ yr}$ is $\sim 0.1 M_{\odot}$, in reasonable agreement with the characteristic values of PNe.

12. Hvězdný vítr chladných hvězd

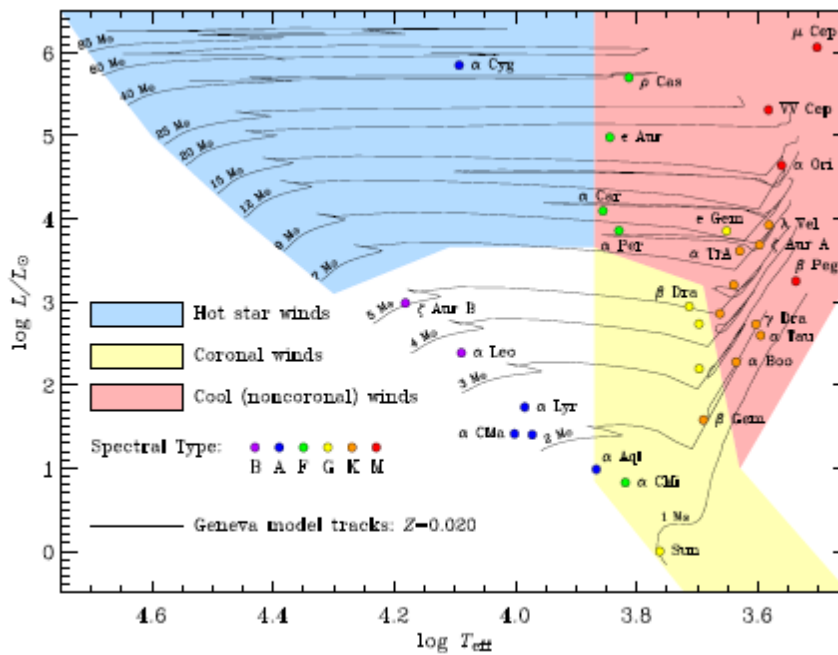


Figure 1. Stellar Winds in the Hertzsprung-Russell Diagram.

Základní vlastnosti hvězdného větru u chladných hvězd

tlaková škálová výška $\frac{H}{R} = \frac{2a^2}{v_u^2}$, a ... izotermická rychlost zvuku $a = \sqrt{\frac{P}{\rho}}$,

v_u ... úniková rychlost, $v_u = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$

předpokládejme u chladných hvězd izotermický proces,

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

$M \approx (1 - 8) M_\odot$, $R \approx (100 - 400) R_\odot \Rightarrow v_u \approx (40 - 60) \text{ km.s}^{-1}$

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

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

hybnost $v \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + g_x$, g_x dodatečný člen reprezentující záření.

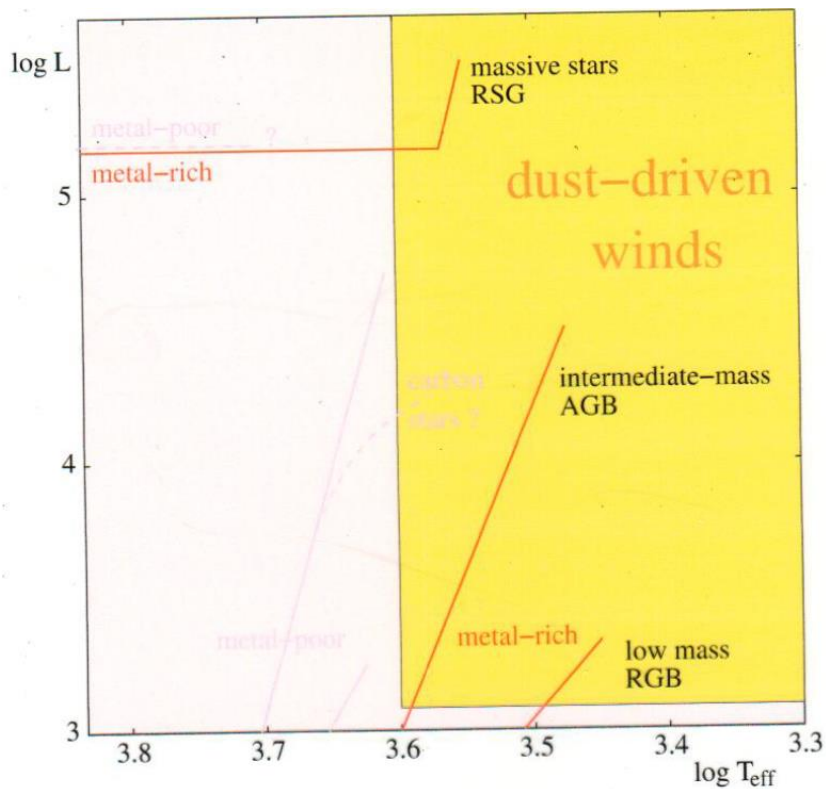
Standardní parametrizace hvězdného větru

Tzv. β zákon v obecné podobě $v(r) \cong v_0 + (v_\infty - v_0) \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^\beta$, obvykle používáme zjednodušený vztah $v(r) \cong v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^\beta$, u chladných hvězd β leží (2,5 – 3,5). $R_* = r_0$ poloměr hvězdy, v_∞ konečná limitní hodnota rychlosti hvězdného větru ve velké vzdálenosti od hvězdy, $\lim_{r \rightarrow \infty} v_r = v_\infty$ v km.s⁻¹, $v_\infty \approx (10 - 15)$ km.s⁻¹, $v_u \approx 50$ km.s⁻¹, úbytek (10⁻⁴ – 10⁻⁸) M_S.rok⁻¹, celkový úbytek ve fázi asymptotické větve obrů až \approx několik M_S podle výchozí hmotnosti hvězdy.

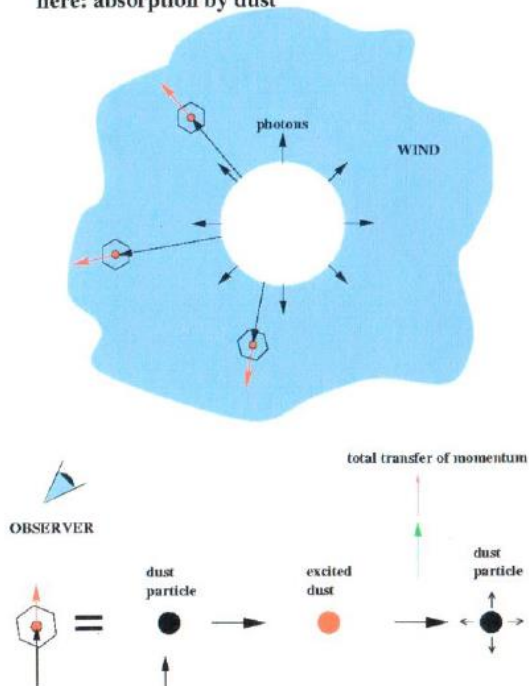
Mechanismem vzniku hvězdného větru nemůže být tlaku plynu, neboť teplota je příliš nízká. V prostředí chladném a hustém pro kondenzaci působí tlak záření na zrna prachu.

	The sun	Red supergiants	Blue supergiants
mass [M _☉]	1	1 ... 3	10...100
luminosity [L _☉]	1	10 ⁴	10 ⁵ ...10 ⁶
stellar radius [R _☉]	1	400	10...200
effective temperature [K]	5570	2500	10 ⁴ ...5·10 ⁴
wind temperature [K]	10 ⁶	1000	8000...40000
mass loss rate [M _☉ /yr]	10 ⁻¹⁴	10 ⁻⁶ ... 10 ⁻⁴	10 ⁻⁶ ... few 10 ⁻⁵
terminal velocity [km/s]	500	30	200...3000
life time [yr]	10 ¹⁰	10 ⁵	10 ⁷
total mass loss [M _☉]	10 ⁻⁴	≥ 0.5	90% of total mass

V detailnějším pohledu lze předpokládat, že mechanismy vzniku větrů mohou být rozdílné pro rané a pozdní typy hvězd asymptotické větve obrů, pro nízké respektive vysoké hmotnosti, odlišné chemické složení, v průběhu a mezi jednotlivými tepelnými pulsy.



The principle of radiation driven winds
here: absorption by dust



Na prachovou částici dopadá foton, je absorbován, nastává excitace elektronů, přebytek energie je přerozdělován na vnitřní energii a vyzáření tepla.

Ve vnějších částech atmosfér chladných obrů velkých zářivých výkonů se projevuje intenzivní pole záření hvězdných fotosfér. Absorpce fotonů prachovými částicemi vyvolává vznik hvězdného větru. Prachové částice mohou absorbovat záření z celého rozsahu vlnových délek, proto také říkáme, že **vítr u chladných hvězd je poháněný kontinuem**. Úbytek hmotnosti dosahuje řádově $(10^{-7} - 10^{-4}) M_{\odot} \text{rok}^{-1}$, s rychlostmi větru v rozmezí $(10 - 30) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Tyto hodnoty jsou srovnatelné s únikovými rychlostmi ve vzdálenostech několika hvězdných poloměrů od povrchu.

Větretem poháněný prach se stává podstatným u hvězd ve velmi malé oblasti H-R diagramu vpravo nahoře, obsahující chladné červené veleobry s velkými zářivými výkony a hvězdy asymptotické větve obrů, zejména pulsujících M obrů. Efektivní povrchové teploty takových hvězd jsou v rozsahu $(2\ 000 - 3\ 000) \text{ K}$, se zářivými výkony $L \geq 10^4 L_{\odot}$. 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 fyzikálním požadavkem pro **vítr hnáný prachem**.

Hvězdný vítr urychlovaný prachem

Existence hvězdného větru vyžaduje zdroj hybnosti, vnější síly působící proti gravitační přitažlivé síle.

Ve **standardním modelu prachu** předpokládáme sférické mračno částic plynu a prachu, které je formováno úbytkem hmoty z hvězd expanzní rychlostí, která je ve větších vzdálenostech od hvězd konstantní. Dynamika je dána radiálním rychlostním profilem, popis je získáván řešením pohybových rovnic. Celkový scénář vychází z tzv. stabilní okolohvězdná akcelerace zářením. Vlastnosti **standardního prachu** v okolohvězdném mračnu: teplota prachu je určována rovnováhou mezi absorpcí dopadajícího záření a následnou reemisí na delších vlnových délkách. Necht' dopadající energie je rozdělována mezi zrna, neuvažujeme jiné procesy, např. zahřívání zrn chemickými reakcemi atd.

Při zjednodušení, že hvězda vyzařuje jako absolutně černé těleso s poloměrem R_* a teplotou

$$T_*, \text{ je teplota prachového zrna } T_d(r) = T_* \left(\frac{R_*}{2r} \right)^{\frac{1}{2}} .$$

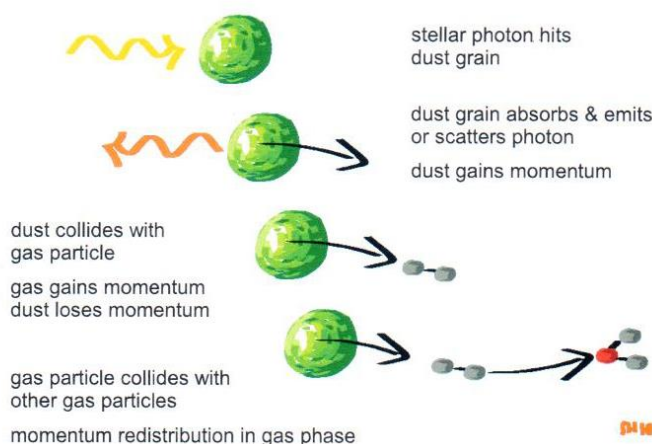
Pro opticky tenkou okolohvězdnou obálku kolem hvězdy $R_* = 3 \cdot 10^{11} \text{ m}$, $T_* = 2700 \text{ K}$ existuje radiální rozdělení teploty zrn $T_d(r) = 500 \left(\frac{10^{15}}{r} \right) \text{ K}$.

Okolohvězdná obálka se stává opticky tlustou, jestliže záření hvězdy přechází k dlouhovlnné oblasti, dochází k chladnutí prachové obálky. Platí pro vzdálenost od hvězdy vztah $r_{d,\lambda} \approx 4 \cdot 10^{13} \left(\frac{\lambda}{10} \right)^{2,5} \text{ m}$, $\lambda [\mu\text{m}]$.

Příkladně pro $\lambda_1 = 10 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1 \text{ mm}$ obdržíme $r_{d,\lambda_1} \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ m}$, $r_{d,\lambda_2} \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ m}$.

Interpretace $r_{d,\lambda}$ - neinterpretujeme jako poloměr, z kterého k nám přichází většina toku záření na vlnové délce λ . **Emise prachu** na různých vlnových délkách přicházejí z **odlišných oblastí okolo hvězdné obálky**. Jsou detektorem **historie úbytku hmotnosti hvězdy**.

Klasický popis



Hybnost fotonů záření hvězd je **předávána** především **zrnům prachu** případně **částicím plynu**. Rovnice rychlosti pohybu hvězdného větru za předpokladu brzdící síly v závislosti

r^{-2} , má řešení $v_g(r) = v_\infty \sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{v_0}{v_\infty} \right)^2 \right] \left(\frac{r}{r_0} \right)}$, kde $v_\infty = \sqrt{\frac{2GM(\Gamma-1)}{r_0}}$ je asymptotická

hodnota ve vzdálenosti r (konečná hodnota), v_∞ je rychlost větru ve velké vzdálenosti od hvězdy, r_0 poloměr, na kterém se akcelerace začíná (přibližně poloměr prachové kondenzace), v_0 rychlost plynu (zhruba rychlost zvuku) v r_0 , Γ je **poměr zrychlení zářivého a gravitačního**. Příkladně $0,9 v_\infty$ je dosaženo při $r \approx 5 r_0$, $\frac{v_0}{v_\infty} \ll 1$.

Pro popis astrofyzikálních podmínek zavádíme vztah $\Gamma = \frac{\kappa_d L_*}{4 \pi c G M_*}$, kde Γ vyjadřuje poměr zrychlení zářivého a gravitačního, κ_d je střední opacita, viz rozbor dále.

Prachová zrna se pohybují rychleji než částice plynu. Aproximativní vyjádření pro posuvnou (driftovou) rychlost je $v_{dr} = \sqrt{v_\infty Q_{p,F} \frac{L}{cM}}$, kde $Q_{p,F}$ je účinnost tlaku záření na zrna zprůměrnovaná přes celé spektrum. Driftová rychlost je při $\frac{dM}{dt} = 10^{-7} M_\odot / rok$, $v_\infty = 10 \text{ km.s}^{-1}$, $v_{dr} \approx 20 \text{ km.s}^{-1}$.

Konečná rychlost hvězdného větru u obrů asymptotické větve je nízká, typické koncové rychlosti jsou $(10 - 30) \text{ km.s}^{-1}$, úbytek hmotnosti je vysoký $(10^{-7} - 10^{-4}) M_\odot / rok$, odtud vyplývá relativně vysoká hustota hvězdného větru. Úbytek je založen na dvou procesech. Nárůstu škálové výšky v důsledku pohybu plynu do určité vzdálenosti od fotosféry. Vznik obálky v oblasti, kde je podstatný druhý mechanismus, tlak záření na nově zformovaná prachová zrna. Úbytek látky hnané tlakem záření na prachová zrna dán vztahem $\gamma = \frac{v_\infty \frac{dM}{dt}}{\frac{L}{c}}$.

U opticky tenkého prostředí, kde je vítr hnán tlakem záření na prachová zrna $\gamma < 1$, což platí pro většinu pozorovaných hvězd.

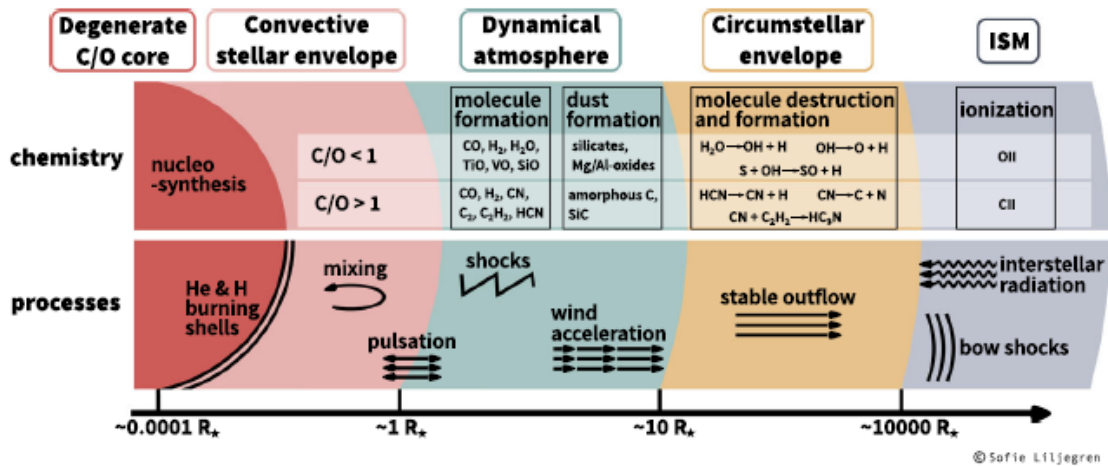
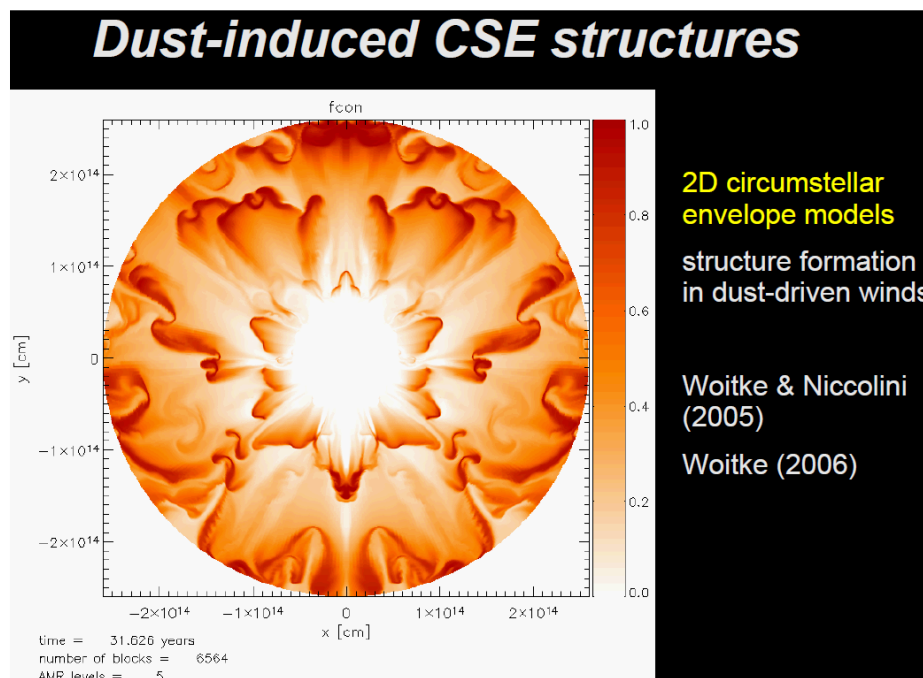
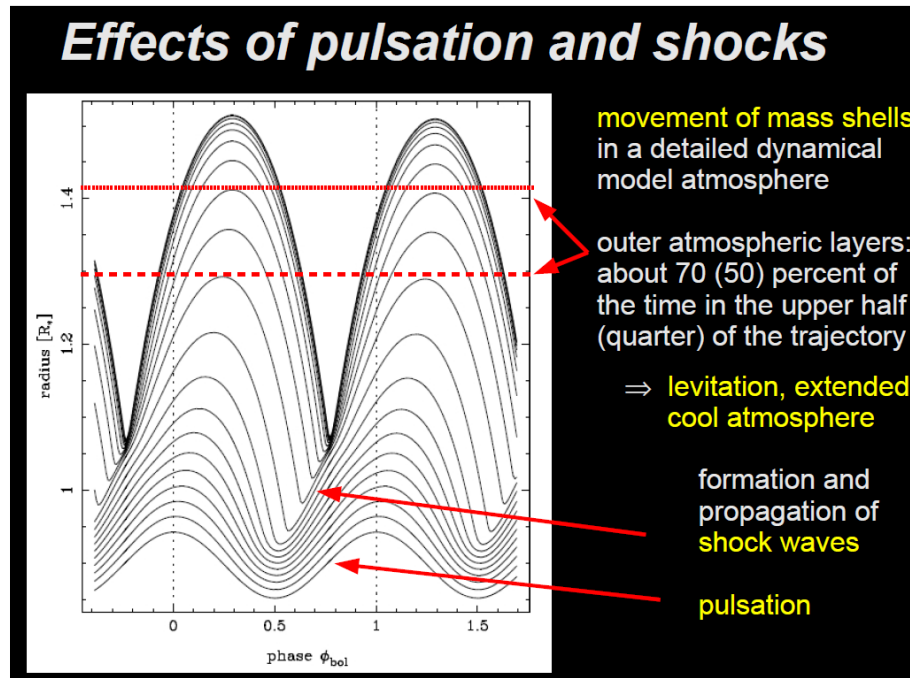


Fig. 1 A schematic figure of an AGB star and its circumstellar environment, including regions and processes of relevance to this review. The stellar radius (R_*) of a typical AGB star is of the order 1 AU (above 100 solar radii). By courtesy of S. Liljegren

Viz S. Höfner, H. Olofsson 2018.

Dynamika prachem řízeného větru

Uvažujme dynamiku zrn v prostředí, startující v okamžiku akcelerace rázovou vlnou, hlavními působícími silami jsou gravitační síla a síla tlaku záření na nově formovaná zrna. Rozsáhlé atmosféry jsou podporovány pulsacemi. Částice levitují, vznášejí se, viz Hófnér 2009.



Síla vyvolaná gradientem tlaku v atmosféře mezi rázovými vlnami je malá ve srovnání s výše uvedenými, můžeme ji proto zanedbávat. Z toho vyplývá, že zrychlení působící na zrno

v radiálním směru je hlavně řízeno relativními hodnotami gravitačního a zářivého zrychlení, což lze zachytit pohybovou rovnicí

$$\frac{dv_r}{dt} = -a_{grav} + a_{rad} = -a_{grav} (1 - \Gamma) = -g_* \left(\frac{R_*}{r}\right)^2 (1 - \Gamma)$$

$$a_{rad} = \frac{\kappa_d L}{4\pi R^2 c} \quad a_{grav} = \frac{GM}{R^2} \quad \Gamma = \frac{a_{rad}}{a_{grav}} \quad \Gamma = \frac{\kappa_d L_*}{4\pi c G M_*}$$

v_r ... radiální rychlost

r ... vzdálenost od středu hvězdy

κ_d ... střední opacita prachu

g_* , R_* , L_* , M_* ... parametry hvězdy


Γ ... poměr zářivého a gravitačního zrychlení, v prvním přiblížení konstantní, nezávislý na r . V podrobnějším pohledu však v důsledku závislosti na κ_d na vzdálenosti mírně závisí.


Model rozlišuje dva režimy:

- a) oblast horkého prachu a volného plynu, κ_d nízké $\rightarrow \Gamma < 1$, dominuje gravitace
- b) chladné oblasti, vzdálenější od hvězdy, převažuje vliv prachové opacity, $\Gamma > 1$, rozhodující je zářivé zrychlení.

radiative / gravitational acceleration:

$$\Gamma = \frac{\kappa_H L_*}{4\pi c G M_*}$$

> 1 

< 1 

critical value = 1 \Rightarrow critical flux mean opacity:

$$\kappa_{crit} = 4\pi c G M_* / L_*$$

při $\Gamma = 1$ platí $\kappa_d = \frac{4\pi c G M_*}{L_*} \approx 2,6 \left(\frac{M_*}{M_S}\right) \left(\frac{5\,000 L_S}{L_*}\right) [cm^2 g^{-1}]$, což

dává dobrý řádový odhad pro střední hodnotu opacity.

Řízení hvězdného větru – narůstající, kumulativní proces pohybu po balistické trajektorii, zapříčiněné rázovými vlnami.

U zrn pohybujících se od hvězdy je rychlost, jak jsme uvedli, určována Γ poměrem zářivého a gravitačního zrychlení,

$$\Gamma = 0 \text{ pro } r < R_c$$

$$\Gamma = \text{konst. při } r > R_c$$

jestliže $\Gamma > 1$, zrna budou **urychlována** od hvězdy,

jestliže $\Gamma = 1$, budou obě zrychlení v rovnováze, zrna se pohybují **konstantní rychlostí**,

jestliže $0 < \Gamma < 1$, závěrečným stavem bude pohyb závislý na rychlosti v kondenzační zóně.

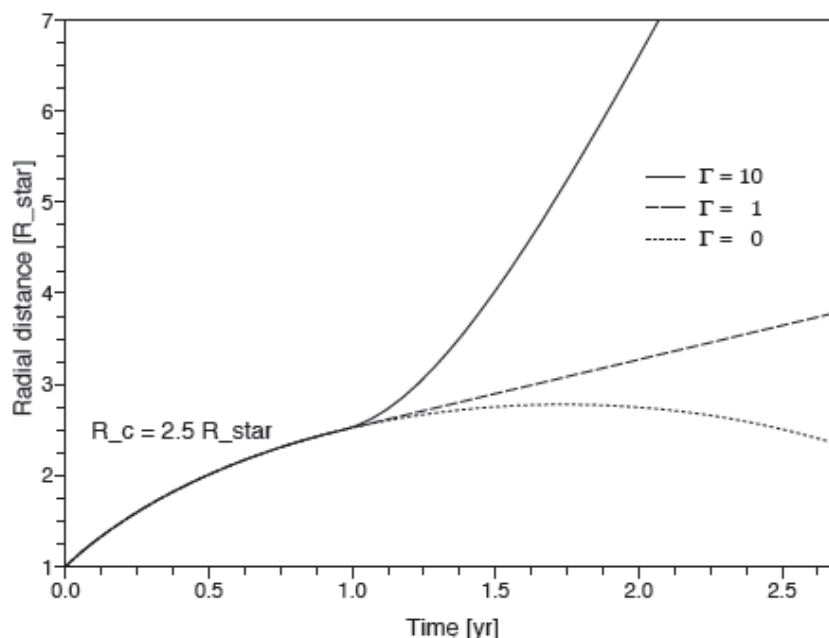


Figure 2.1. A simple analytical model for the dynamics of the atmosphere, showing the location of a fluid element as a function of time, based on Eq. (2.1), starting after it has been accelerated by a shock wave. The acceleration of the fluid element is determined by a distance-dependent parameter Γ (ratio of radiative acceleration to gravitational acceleration) that is zero until the fluid element reaches distances where dust can condense (in this example at $2.5R_{\odot}$) and set to a constant value beyond that point. Adopted from Höfner (2009).

Následné upřesnění vztahu
$$\Gamma = \frac{\kappa L_{*}}{4 \pi c G M_{*}} \frac{v_g}{r_{gd} v_d}.$$

v_g ... rychlost plynu

v_d ... rychlost prachu

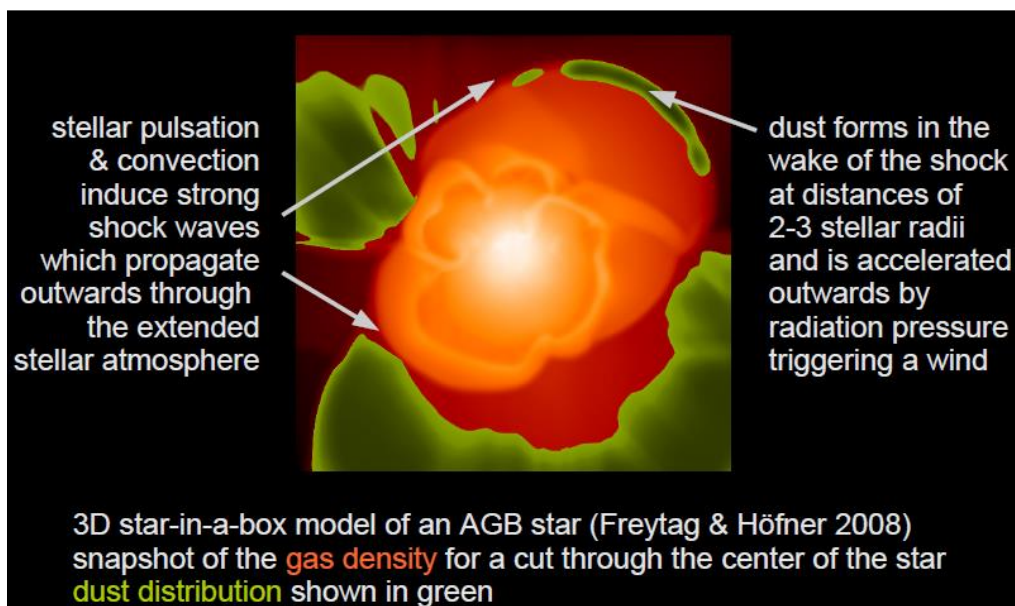
r_{gd} ... poměr tempa úbytku $\frac{dM}{dt}$ plynu a prachu.

Vznik prachu a akcelerace větru

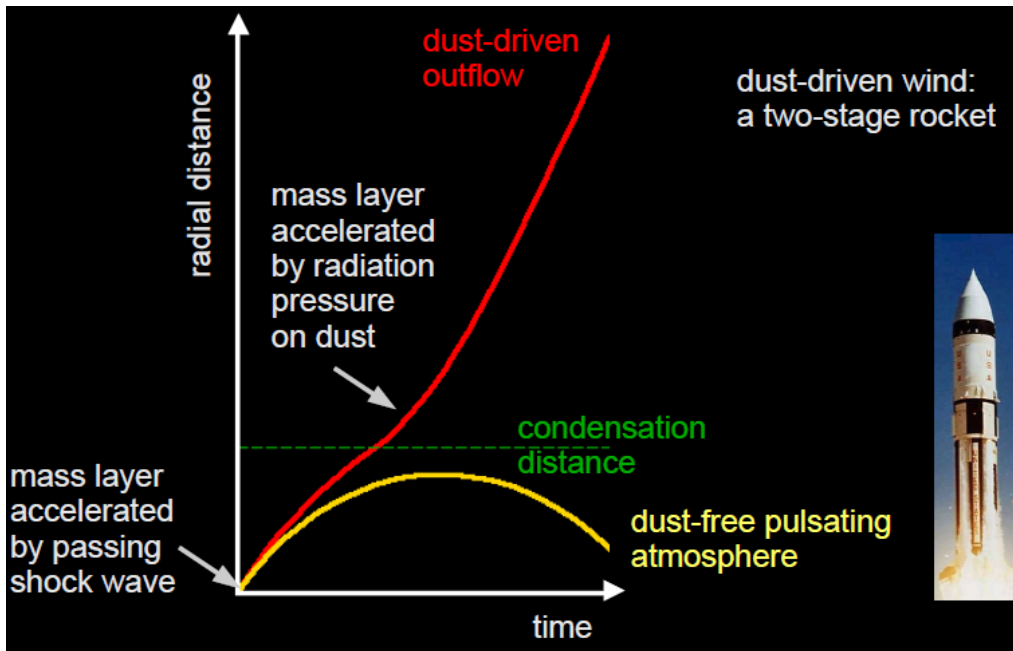
Teplota zrn je určována převážně interakcí s polem záření, zavádíme tzv. **kondenzační vzdálenost** R_c , což je vzdálenost od hvězdy, kde teplota rovnovážného záření zrn je rovna **kondenzační teplotě** T_c materiálu, **nejbližší vzdálenost, ve které mohou zrna existovat**. Uvažujme Planckovo pole záření, geometricky zředěované s narůstající vzdáleností od hvězdy

$$\frac{R_c}{R_*} = \frac{1}{2} \left(\frac{T_c}{T_*} \right)^{-\frac{4+p}{2}}, \text{ pro koeficient opacity platí } \kappa_d \sim \lambda^{-p}, \text{ kde } T_c, p \text{ závisí na}$$

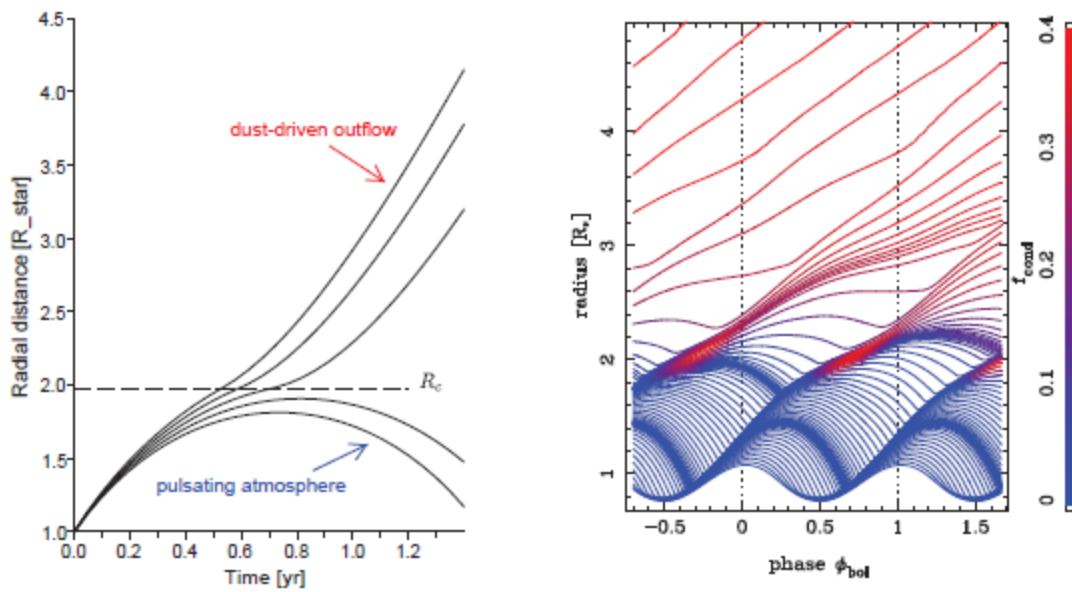
materiálu zrn, uhlíková zrna $T_c \approx 1\,500\text{ K}$, $p \approx 1$, při $T_* \approx 3\,000\text{ K}$, $R_c \approx (2 - 3) R_*$



Vylepšený pulsačně prachový vítr scénář (PEDDRO). První obrázek zachycuje centrální řez celkovým 3D zářivě-hydrodynamickým model AGB hvězdy Freytag & Höfner 2008, zachycující efekty **konvekce a pulsace hustoty plynu (oranžově)** a **rozložení prachu (zeleně)** v rozsáhlé atmosféře hvězdy, šířka obrázku $4 R_*$.



Schematický diagram ukazující trajektorie elementu zrna v atmosféře a větrem zrychlující oblasti.



Na obrázku zachycení hydrodynamického modelu, stupeň kondenzace zachycen barevně. Podle Hófnér 2009, Nowotny 2010.

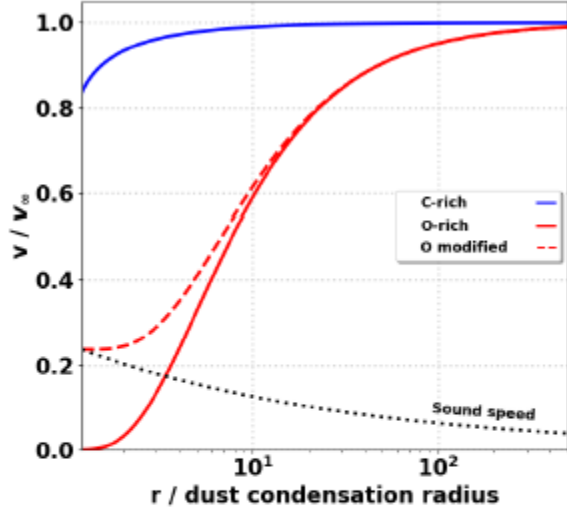


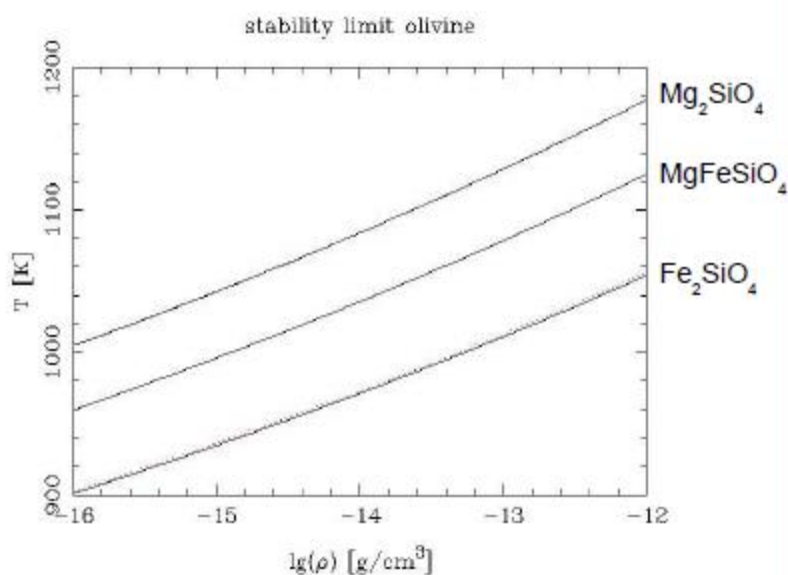
Fig. 1: Velocity profiles for a C-rich AGB star (solid blue line, $\beta = 0.1$) and for an O-rich AGB star (solid red line, $\beta = 5$), from 1.2 to 500 dust condensation radii. The red dashed line represents the modified β -law such as the wind is launched at a velocity slightly above the sound speed at the inner edge of the simulation space ($\beta' \sim 6.7$). The sound speed profile is the dotted black line and we assumed a fiducial terminal wind speed 4 times higher than the sound speed at the dust condensation radius.

Podle Mellah 2020, pro dvojhvězdy, případ pomalu urychlovaného výtoku hmoty kyslíkově bohaté hvězdy, parametrizace beta zákona.

Table 2.1. Properties of a few selected dust species in small particle limit for full condensation of the limiting element, assuming stellar parameters $M = 1M_{\odot}$, $L = 5000L_{\odot}$, $T_{\star} = 2800K$, resulting in $\kappa_{\text{crit}} = 2.6 \text{ cm}^2/\text{g}$. For amorphous carbon we set $C/O=1.25$. The condensation distance R_c is estimated using Eq. (2.20). The dust species in parenthesis have uncertain or interpolated optical data in the near-IR. For references see *Paper I*.

Material	lim. element	ϵ_{lim}/s	$R_c [R_{\star}]$	$\langle \kappa \rangle^{\text{max}} [\text{cm}^2/\text{g}]$	Γ
Fe	Fe	$3.24 \cdot 10^{-5}$	11.5	1.5	0.6
(Al ₂ O ₃)	Al	$1.48 \cdot 10^{-6}$	3.6	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
TiO ₂	Ti	$9.77 \cdot 10^{-8}$	3.4	$6 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
(SiO ₂)	Si	$3.55 \cdot 10^{-5}$	3.9	$6 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
MgSiO ₃	Si	$3.55 \cdot 10^{-5}$	2.6	$5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
Mg ₂ SiO ₄	Mg	$1.90 \cdot 10^{-5}$	2.1	$3 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$
MgFeSiO ₄	Fe	$3.24 \cdot 10^{-5}$	9.5	2.9	1.1
amC	C	$1.85 \cdot 10^{-4}$	1.8	6.9	2.6

Pro atmosféry obrů asymptotické větve obrů, spektrální třídy M, růst a rozklad zrněk Mg_2SiO_4 , reakce $2Mg + SiO + 3H_2O \rightarrow Mg_2SiO_4 + 3H_2$ olivíny, $C/O < 1$



Minimální zářivý výkon pro prachem řízený vítr

Předpokládejme sférický tvar prachových zrn se středním poloměrem a , střední hustotou ρ_d . V případě částic z ledu $\rho_d \approx 1 \text{ g.cm}^{-3}$ a pro silikátové $\rho_d \approx 4 \text{ g.cm}^{-3}$. Pro zjednodušení předpokládejme střední hodnotu $\rho_d \approx 2 \text{ g.cm}^{-3}$. Tak 1 gram obsahuje $n_d = \frac{10^{-2}}{\left(\frac{4}{3}\right)} \pi a^3 \rho_d$ prachových zrn s celkovým účinným průřezem $n_d \pi a^2$. Celkový koeficient opacity 1 g prachu je $\kappa_d = n_d \pi a^2 \kappa \cong \frac{3 \cdot 10^{-2} \kappa}{4 a \rho_d} \cong 10 \text{ cm}^2 \text{ gram}^{-1}$, kde $\kappa_d \approx 10^{-2}$ je koeficient opacity, střední poloměr zrna $a \approx 0,05 \mu\text{m}$. Vítr bude řízen prachem, jestliže **tlaková síla záření bude převyšovat gravitační sílu**

$\frac{L \kappa_d}{4 \pi r^2 c} > \frac{GM}{r^2} \rightarrow L > \frac{4 \pi G c M}{\kappa_d} \rightarrow \frac{L}{L_S} \geq 10^3 \frac{M}{M_S}$. Platí pro červené obry, hvězdy asymptotické větve obrů a červené veleobry.

Teplota prachu

Okolohvězdné mračno existuje pouze kolem chladných hvězd, **prach se rozpadá** při teplotách převyšujících (1 000 – 1 500) K, v závislosti na jeho složení. **Teplota prachu** závisí na **rovnováze** mezi **energií záření**, které prachová zrna **absorbují** a jejich **ochlazováním**

zářením. Energie absorbovaná za sekundu sférického zrna o poloměru a ve vzdálenosti r od hvězdy se zářivým výkonem L je

$$e_{in} = \pi a^2 \kappa_{dabs} \frac{L}{\pi R^2} W \left(\frac{r}{R} \right) \approx \pi a^2 \kappa_{dabs} \frac{L}{\pi R^2} \approx \pi a^2 \kappa_{dabs} \sigma T_{ef}^4 \frac{R^2}{r^2},$$

kde $W(r/R) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - (R/r)^2} \right\}$ je geometrický **zřed'ovací faktor** vyjadřující okolnost, že intenzita záření nepoklesává tak rychle jako $(R/r)^2$ v malé vzdálenosti, jestliže hvězda není bodovým zdrojem ($W \approx (R/2r)^2$) při $r > 2R$. $\kappa_{dabs} \approx 10^{-2}$ je koeficient absorpce zrn s poloměrem $a \approx 0,05 \mu m$. Energie vyzářená zrnem o teplotě T_d za sekundu je $e_{vne} = 4 \pi a^2 \kappa_{dem} \sigma T_d^4$, kde $\kappa_{dem} \approx \kappa_{dabs}$, κ_{dem} je emisní koeficient. Rovnice pro teplotu prachu ve vzdálenosti r od hvězdy je $T_d^4 = T_{ef}^4 \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - (R/r)^2} \right\}$, pro šedý prach je κ_d nezávislé na vlnové délce. Vezměme do úvahy závislost $\kappa_d \sim \lambda^{-p}$ s $p \approx 1$ obdržíme

$$T_d \left(\frac{r}{R} \right) = T_{ef} \left[W \left(\frac{r}{R} \right) \right]^{\frac{1}{4+p}} \approx T_{ef} (2r/R)^{\frac{-2}{4+p}}.$$

Prach sublimuje, jestliže má vyšší než kondenzační teplotu T_{kond} , která činí přibližně (1 000 – 1 500) K podle typu prachu a různé efektivní teploty. To znamená, že prach se

formuje pouze když $W \left(\frac{r}{R} \right) < (T_{kond}/T_{ef})^{4+p}$ nebo $\frac{r}{R} > \frac{1}{2} \left(\frac{T_{ef}}{T_{kon}} \right)^{\frac{4+p}{2}}$ jestliže $r > 2R$.

Tabulka kondenzačních poloměrů prachu u chladných hvězd:

Table 15.2 The Condensation Radius of Dust in Cool Star Winds.

Dust type T_{cond}	Silicate 1100 K	Amorphous Carbon 1500 K	Graphite 1500 K
T_{eff}	r_c/R	r_c/R	r_c/R
3000 K	2.42	3.42	4.03
2500 K	1.86	2.12	2.34
2000 K	1.37	1.24	1.29

Note. Data for carbon-rich dust are from Lamers & Cassinelli (1999) and data for silicates are from Bladh & Hoefner (2012).

Při teplotě 1 000 K, ve vzdálenosti (2-3) R_* , hustotě $10^{-14} g.cm^{-3}$ je odhad pro čas růstu zrn $\sim 10^7$ sekund, tedy srovnatelný s pulsační periodou.

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

Kritéria pro hnací mechanismus větru

Chemie prachu v okolohvězdném prostředí hvězd asymptotické větve obrů je velmi komplexní, existuje větší počet druhů prachu, které je potřebné zvažovat s ohledem na dynamiku atmosfér a větry z těchto hvězd.

Právě různé druhy prachu jsou pozorovány v okolohvězdné obálce, zjišťovány v oblasti středního infračerveného záření. Prachové částice ovlivňují dynamickou strukturu atmosféry. Dynamika je převážně ovlivňována optickými vlastnostmi zrn v blízké infračervené oblasti a tokem záření hvězd asymptotické větve obrů.

Je zkoumáno, jak materiál zrn ovlivňuje dynamiku struktury atmosfér chladných hvězd.

- a) Vzdálenost od hvězdy, ve které jsou zrna tepelně stabilní, určenou kondenzační teplotou T_c a v blízkém infračerveném oboru změnou absorpčního koeficientu.
- b) Koeficient opacity (absorpce nebo rozptyl) zrn ve vlnové oblasti, ve které je emitována většina záření hvězd
- c) Složení materiálu zrn.

Úprava Reimersova vztahu

Schröder&Cuntz 2005, semiempirický vztah

$$\frac{dM}{dt} = \eta \frac{L_* R_*}{M_*} \left(\frac{T_{ef}}{4000 K} \right)^{3,5} \left(1 + \frac{g_S}{4300 g_*} \right), \eta = 8 \cdot 10^{-14} M_S \text{ rok}^{-1}$$

A New Version of Reimers' law of Mass Loss Based on a Physical Approach

K.-P. Schröder

Astronomy Centre, University of Sussex, Brighton, BN1 9QH, England;

`kps@central.susx.ac.uk`

and

M. Cuntz

Department of Physics, University of Texas at Arlington, Box 19059,

Arlington, TX 76019, USA;

`cuntz@uta.edu`

A critical test of empirical mass loss formulas applied to individual giants and supergiants

K.-P. Schröder^{1,2} and M. Cuntz^{3,4}

¹ Departamento de Astronomía, A. P. 144, Universidad de Guanajuato, 36000 Guanajuato, GTO, Mexico
e-mail: kps@astro.ugto.mx

² Zentrum für Astronomie und Astrophysik, Technische Universität Berlin, Hardenbergstr. 36, 10623 Berlin, Germany

³ Department of Physics, Science Hall, University of Texas at Arlington, Arlington, TX 76019-0059, USA
e-mail: cuntz@uta.edu

⁴ Institut für Theoretische Astrophysik, Universität Heidelberg, Albert Überle Str. 2, 69120 Heidelberg, Germany

Received 24 October 2006 / Accepted 10 January 2007

ABSTRACT

To test our new, improved Reimers-type mass-loss relation, given by Schröder & Cuntz in 2005 (ApJ, 630, L73), we take a look at the best studied galactic giants and supergiants – particularly those with spatially resolved circumstellar shells and winds, obtained directly or by means of a companion acting as a probing light source. Together with well-known physical parameters, the selected stars provide the most powerful and critical observational venues for assessing the validity of parameterized mass-loss relations for cool winds not driven by molecules or dust. In this study, star by star, we compare our previously published relation with the original Reimers relation (1975, Mem. Roy. Soc. Liège 6. Ser. 8, 369), the Lamers relation (1981, ApJ, 245, 593), and the two relations by de Jager and his group (1988, A&AS, 72, 259; 1990, A&A, 231, 134). The input data, especially the stellar masses, have been constrained using detailed stellar evolution models. We find that only the relationship by Schröder & Cuntz agrees, within the error bars, with the observed mass-loss rates for all giants and supergiants.

Key words. methods: statistical – stars: general – stars: late-type – stars: mass-loss – stars: winds, outflows

Na základě studia hvězd α Boo , 32 Cyg, δ Sge, α Sco, α^1 Her, α Ori

Table 7. Adopted physical parameters for the various stars.

Object	d [pc]	$\log L_*/L_\odot$	T_{eff} [K]	R_* [R_\odot]	M [M_\odot]	$\log g_*$
α Boo	$11.3 \pm 2\%$	2.23 ± 0.02	$4290 \pm 1\%$	$23 \pm 6\%$	$1.10 \pm 6\%$	1.76 ± 0.05
32 Cyg	$360 \pm 5\%$	3.82 ± 0.08	$3840 \pm 3\%$	$184 \pm 6\%$	$7.45 \pm 4\%$	0.78 ± 0.06
δ Sge	$150 \pm 10\%$	3.40 ± 0.10	$3600 \pm 8\%$	$129 \pm 10\%$	$3.35 \pm 10\%$	0.74 ± 0.10
α Sco	$180 \pm 15\%$	4.76 ± 0.12	$3400 \pm 6\%$	$703 \pm 15\%$	$12 \pm 20\%$	-0.18 ± 0.11
α^1 Her	$120 \pm 15\%$	3.92 ± 0.15	$2800 \pm 10\%$	$387 \pm 20\%$	$2.15 \pm 10\%$	-0.41 ± 0.19
α Ori [A]	$131 \pm 20\%$	4.73 ± 0.15	$3340 \pm 6\%$	$695 \pm 20\%$	$10 \pm 20\%$	-0.25 ± 0.23
α Ori [B]	$131 \pm 20\%$	4.81 ± 0.15	$3650 \pm 10\%$	$637 \pm 20\%$	$10 \pm 20\%$	-0.17 ± 0.14

Table 8. Observed versus predicted mass-loss rates in $\log(M_\odot \text{ yr}^{-1})$.

Reference	α Boo	32 Cyg	δ Sge	α Sco	α^1 Her	α Ori [A]	α Ori [B]
R75	-9.14 ± 0.03	-7.49 ± 0.07	-7.71 ± 0.14	-6.18 ± 0.13	-6.52 ± 0.14	-6.13 ± 0.14	-6.09 ± 0.17
L81	-8.83 ± 0.03	-6.85 ± 0.10	-7.19 ± 0.20	-5.37 ± 0.16	-5.97 ± 0.20	-5.33 ± 0.19	-5.24 ± 0.21
dJNH88	...	-7.15 ± 0.11	-7.53 ± 0.33	-6.05 ± 0.11	-6.27 ± 0.36	-6.09 ± 0.19	-5.95 ± 0.17
NdJ90	-9.73 ± 0.03	-6.62 ± 0.10	-7.40 ± 0.20	-4.78 ± 0.18	-6.30 ± 0.21	-4.84 ± 0.21	-4.76 ± 0.23
SC05	-9.38 ± 0.03	-7.63 ± 0.10	-7.94 ± 0.20	-5.81 ± 0.25	-6.23 ± 0.29	-5.71 ± 0.29	-5.60 ± 0.34
Observed	-9.60 ± 0.3	-7.82 ± 0.2	-7.85 ± 0.3	-5.82 ± 0.3	-6.50 ± 0.3	-5.51 ± 0.2	-5.51 ± 0.2

Notes: The estimated uncertainties of the observed and predicted values are given in dex. For R75, $\eta_R = 2 \times 10^{-13}$ is used (see Schröder & Cuntz 2005).

Metody určování úbytku hmoty jsou jak ze spektroskopického pozorování, tak i teoretických výpočtů ze scénáře větru řízeného prachem. Prvně uvedené zkoumají jednotlivé spektrální čáry, např. rotační emisní čáry CO i prachové emisní spojitě spektrum.

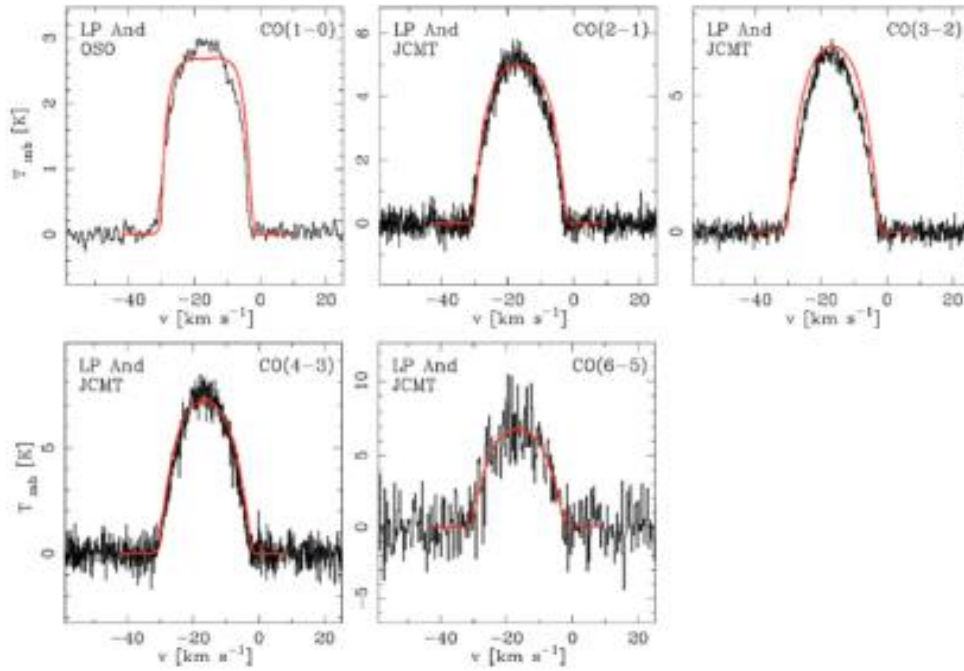


Fig. 3 Examples of observed circumstellar CO rotational lines (histogram) and the associated lines based on radiative transfer modelling (red solid line) of the carbon star LP And. The mass-loss rate is estimated to be $7 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$. Image reproduced with permission from Ramstedt et al. (2008), copyright by ESO

Za předpokladu zářivé rovnováhy mezi zachycenými fotony a izotropickou emisí zahřátých

zrn platí $\tau \sim \frac{\psi \frac{dM}{dt}}{v_{exp} \sqrt{L}}$ podle Ivezić & Elitzer 1995, ψ ... poměr prach/plyn, závisící na

obsahu kovů. Přibližně platí $\psi \sim Z$, škálovací vztah $\frac{dM}{dt} \sim Z^{-0,5} L^{0,75}$ podle van Loon 2006.

Různé vztahy pro úbytek hmoty hvězd v $M_{\odot} \cdot \text{rok}^{-1}$ pro červené obry

Modifikovaný Reimers $8,5 \cdot 10^{-10} \left(\frac{L}{gR}\right)^{1,4}$

Mullan $2,4 \cdot 10^{-11} \left(\frac{g}{R^2}\right)^{-0,9}$

Goldberg $1,2 \cdot 10^{-15} R^{3,2}$

Junge-Stencel $6,3 \cdot 10^{-8} g^{-1,6}$

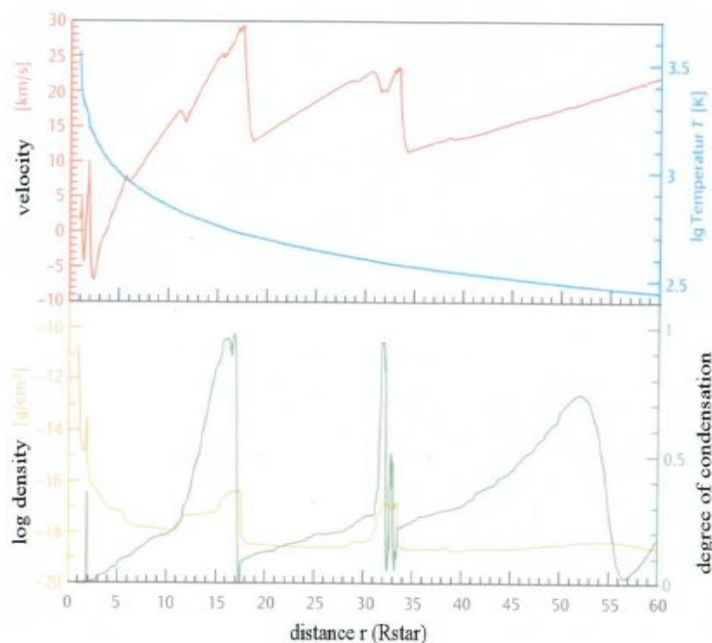
VanBerg $3,4 \cdot 10^{-12} L^{1,1} g^{-0,9}$

Hvězdný vítr urychlovaný zvukovými vlnami

Konvektivní vrstvy chladných hvězd **generují akustické vlny** ve 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 akcelarovat hvězdný vítr. Rozhodující pro **hvězdný vítr** urychlovaný zvukovými vlnami je **zářivý výkon**.

Řešení rovnic izotermických vln urychlovaných větrem mají kritický bod, přes který je nutné, aby rychlost větru přes něj rostla. Tato počáteční rychlost současně s hustotou určuje úbytek hmotnosti větrů akcelarováných zvukovými vlnami.

Vyjádření pozorovaného úbytku hmoty a rychlosti větru u hvězd asymptotické větve obrů vyžaduje doladění vnitřních parametrů, které tyto modely upravují na reálnější. Existence **korelace mezi rychlostí úbytku hmotnosti a pulsační periodou** hvězd asymptotické větve obrů naznačuje, že pulsace je u těchto objektů mnohem důležitější než urychlování větrů akustickými vlnami.



- star (“surface”) pulsates,
- sound waves are created,
- steepen into shocks;
- matter is compressed,
- dust is formed
- and accelerated by radiation pressure

dust shells are blown away,
following the pulsational cycle

Podle Sandina & Hófnér 2003 **hvězdný vítr** u hvězd **asymptotické větve obrů** je tří složkový: **plyn, prach a pole záření**. Prach je ve tvaru sférických zrn prachu, zejména **uhlíkových, křemíkových**. Nejdůležitějším procesem formujícím vítr je přenos momentu hybnosti z pole záření na prach. Observační metody se nyní mohou opírat o kombinování dat z různých vlnových délek (např. ALMA) pocházejících z odlišných oblastí atmosfér,

studujících nehomogenity v hustotě a teplotě prachových složek, okolohvězdná obálka má svoji strukturu - spirály, jety atd...

Problémy k řešení podstaty urychlovaného hvězdného větru u chladných obrů:

Jaká je podstata urychlování větru u hvězd spektrální třídy K?

Kde končí chromosféra a začíná hvězdný vítr?

Jaké jsou konečné rychlosti větrů?

Jaká je úroveň proměnnosti a nehomogenity větru?

Jsou parametry hvězd dostatečně přesně určeny?

Existují důkazy přítomnosti magnetických polí?

Jakou roli mohou hrát dvojhvězdy pro hvězdný vítr?

Literatura:

- [1] Carroll, B.W., Ostlie, D. A.: An Introduction to Modern Astrophysics. Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Reading, Massachusetts, 1996.
- [2] Harmanec, P., Brož, M.: Stavba a vývoj hvězd. MFF UK, Praha 2011.
- [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.
- [5] Pinsonneault, M., Ryden, B.: Stellar Structure and Evolution. Cambridge University Press, Cambridge 2023.