

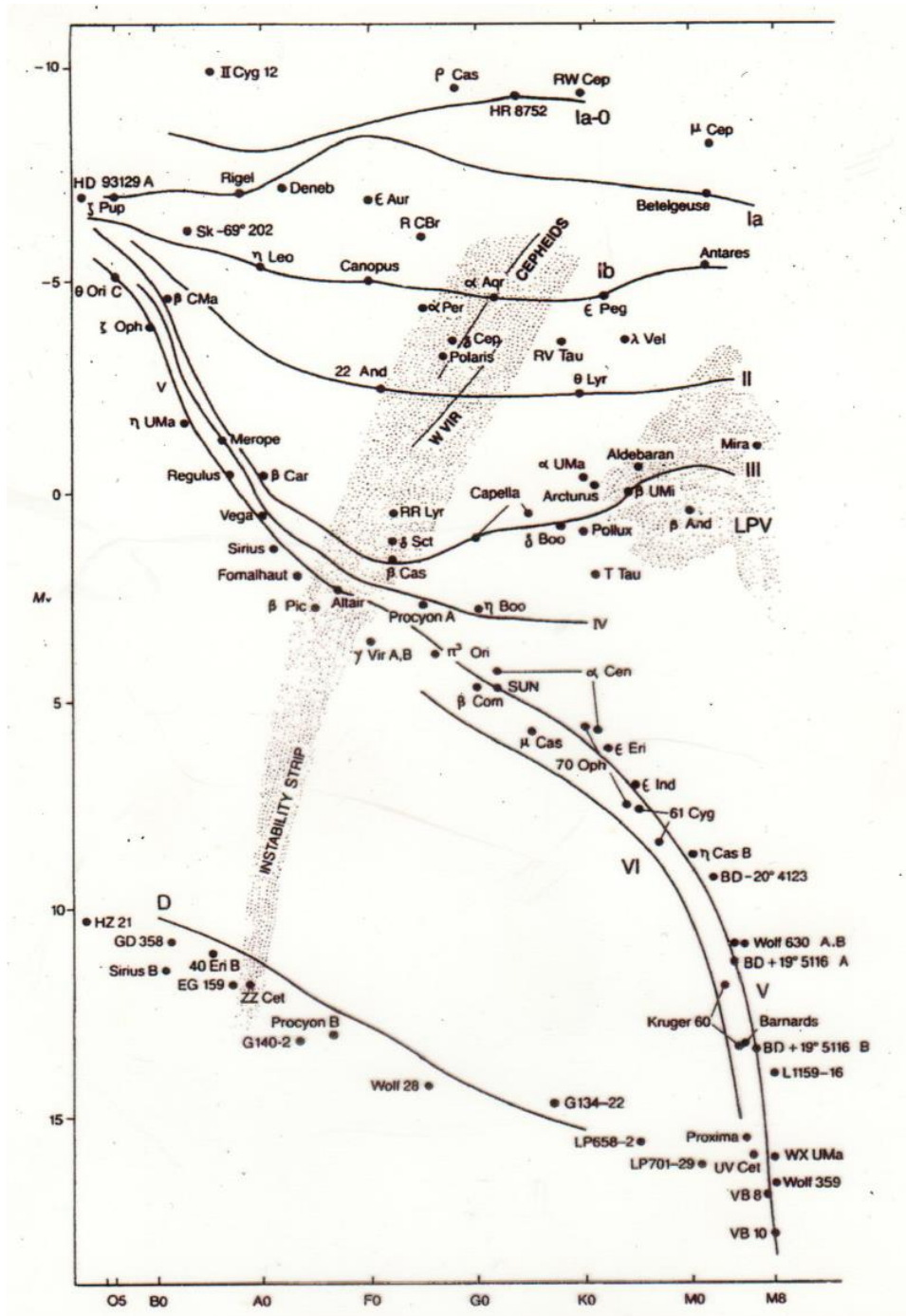
# Fyzika chladných hvězd

Brno 2021

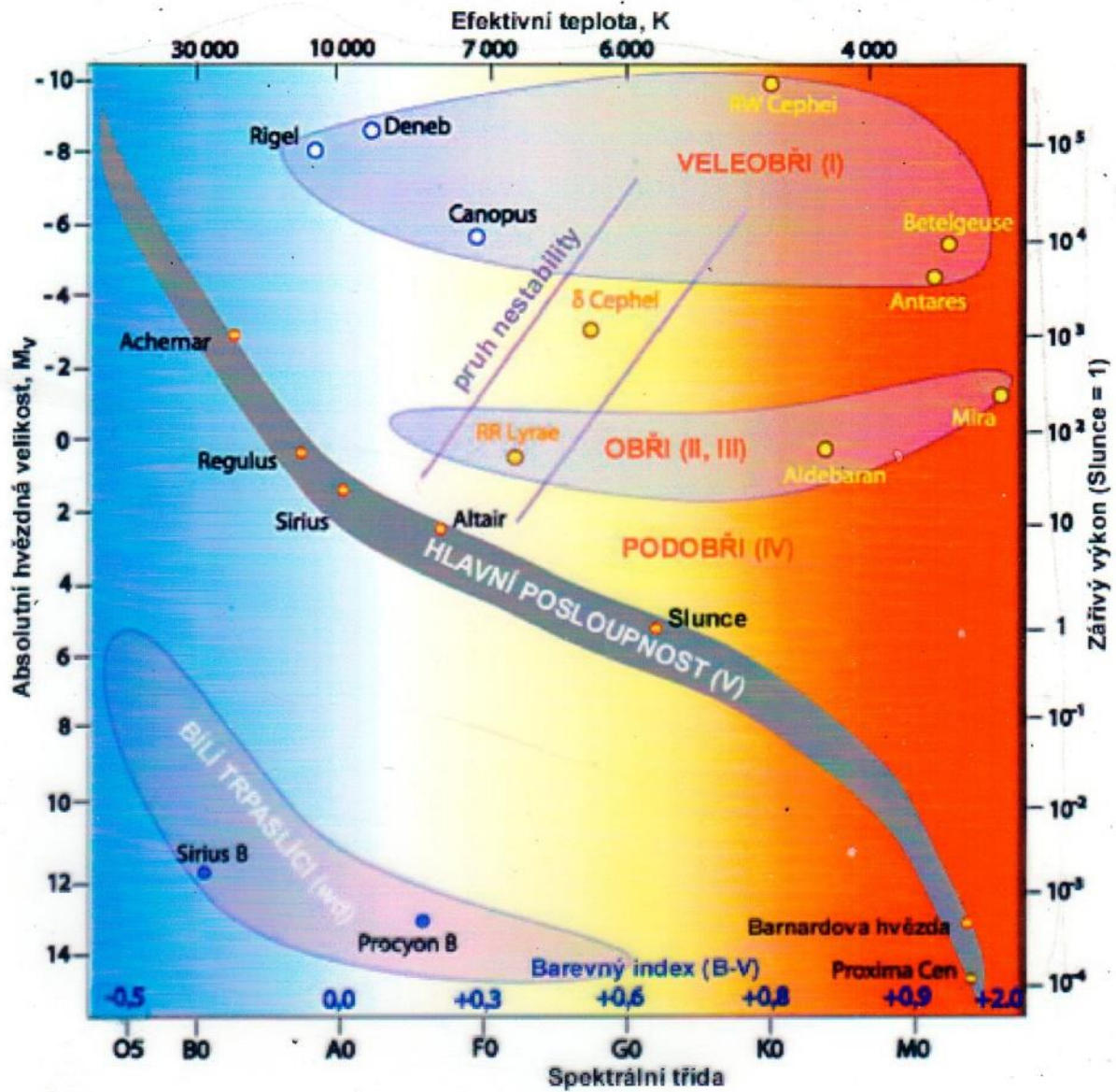
Vladimír Štefl

1.	Úvod .....	2
1.1.	Hvězdy spektrální třídy K.....	5
1.2.	Hvězdy spektrální třídy M.....	9
2.	Hvězdy do příchodu na hlavní posloupnost.....	11
2.1.	FU Ori 1937.....	16
2.2.	Hvězdy T Tauri.....	19
3.	Červení trpaslíci.....	30
3.1.	Stavba červených trpaslíků.....	30
3.2.	Spektra a atmosféry červených trpaslíků.....	34
3.3.	Vývoj červených trpaslíků.....	41
4.	Hnědí trpaslíci.....	49
4.1.	Hvězdy nebo planety.....	49
4.2.	Spektra a atmosféry hnědých trpaslíků.....	62
4.3.	Vývoj charakteristik hnědých trpaslíků s časem.....	67
5.	Červení obři .....	75
5.1.	Proč se hvězdy stávají červenými obry.....	75
5.2.	Vývoj hvězd po odchodu z hlavní posloupnosti.....	78
5.3.	Stavba červených obrů.....	86
5.4.	Studium atmosfér červených obrů.....	87
5.5.	Spektra a atmosféry červených obrů, vybrané výsledky .....	107
6.	Červení veleobři.....	112

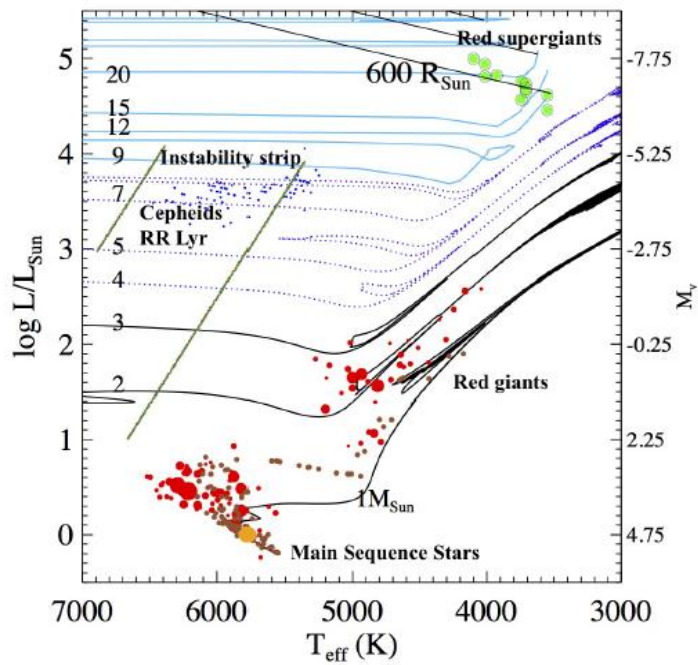
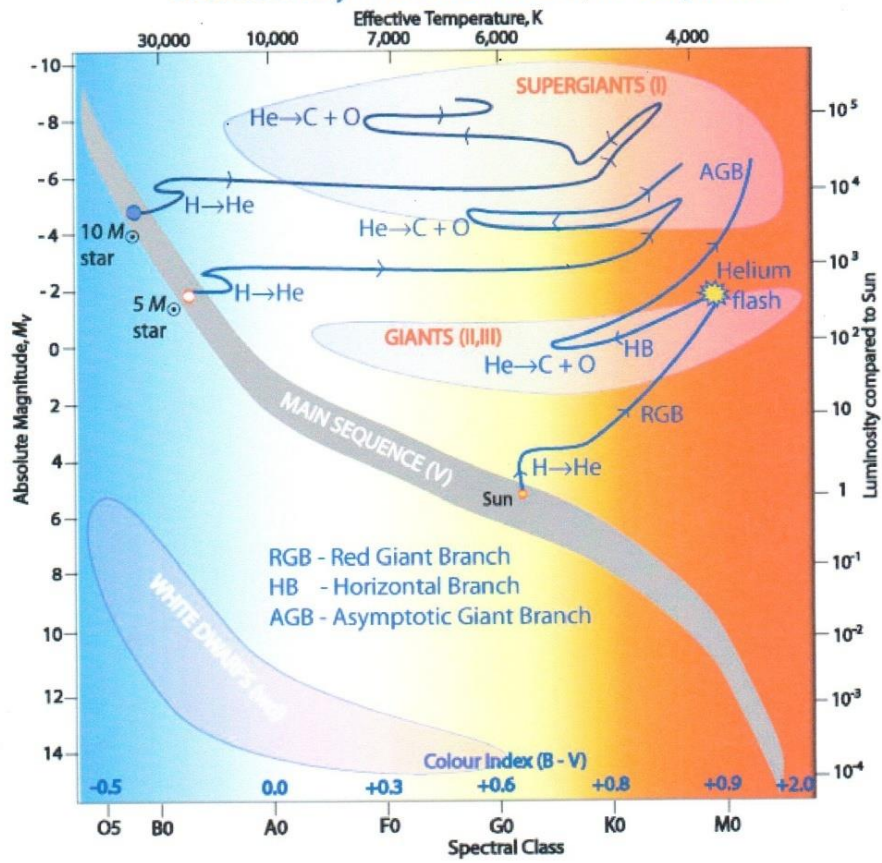
# 1. Úvod



# 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  $\alpha$  CMa A A1 V a B DA,  $\alpha$  Cen A G2 V a  $\alpha$  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 ( $\alpha$ Cen A)	1,35	- 0,01	4,34	G 2 V
( $\alpha$ 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 ( $\alpha$ CMa A)	2,64	- 1,44	1,45	A 1 V
Sírius B ( $\alpha$ CMa B)	2,64	8,3	11,2	DA
Gl 729	2,97	10,37	13,00	M 4,5 Ve
$\epsilon$ 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
$\alpha$ CMi	3,50	0,40	2,68	F5 IV - V
61 Cyg B	3,50	6,05	8,33	K 7 Ve

### 1.1. Hvězdy spektrální třídy K

K početné skupině hvězd spektrální třídy K patří výrazné hvězdy na obloze K obří, například Aldebaran  $\alpha$  Tau K5 III , Arcturus  $\alpha$  Boo K1 III, Dubhe  $\alpha$  UMa K0 III, Kochab  $\beta$  Umi K4 III, známá dvojhvězda 61 Cygni K5 V a K 7 V, u které Bessel 1838 poprvé určil roční paralaxu, tudíž vzdálenost. Výše uvedené objekty lze pozorovat jako oranžové až načervenalé.

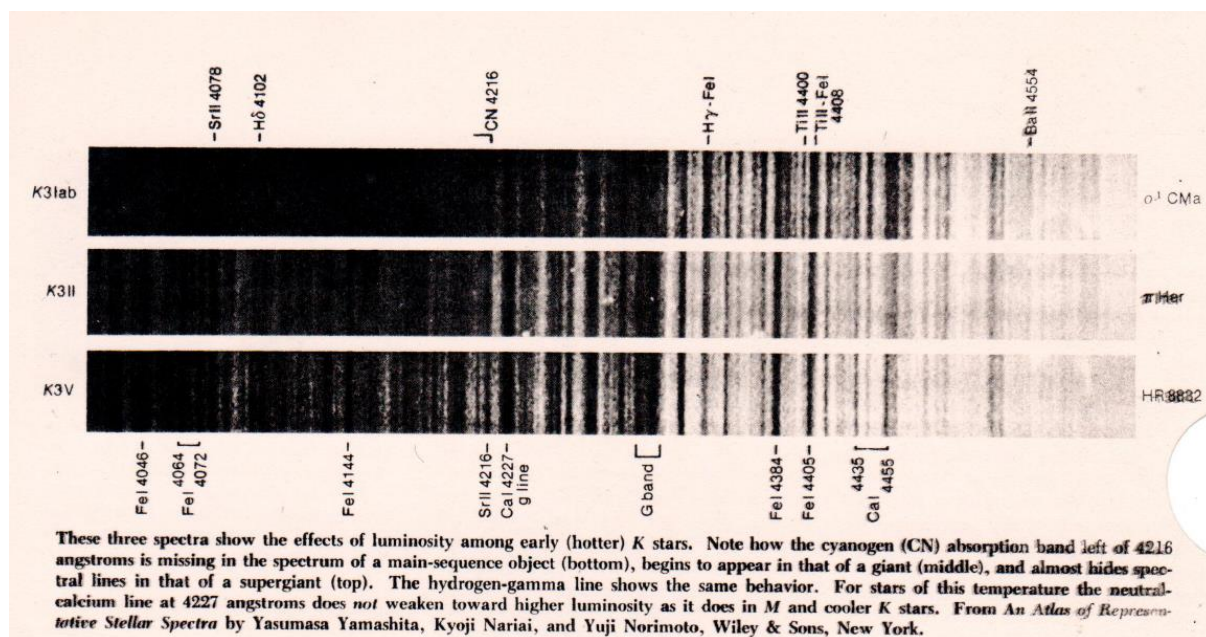
Hvězdy jsou zajímavé ze spektroskopického hlediska, v jejich čárových spektrech pozorujeme molekulární čáry, u K obrů jsou dominantní zejména CN a CO. Zářivý výkon hvězd určujeme různými způsoby, nejpoužívanějším indikátorem je pás CN 421,6 nm.

Zatímco, ve **spektech 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 spektech hvězd hlavní posloupnosti.

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

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



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

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

# 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

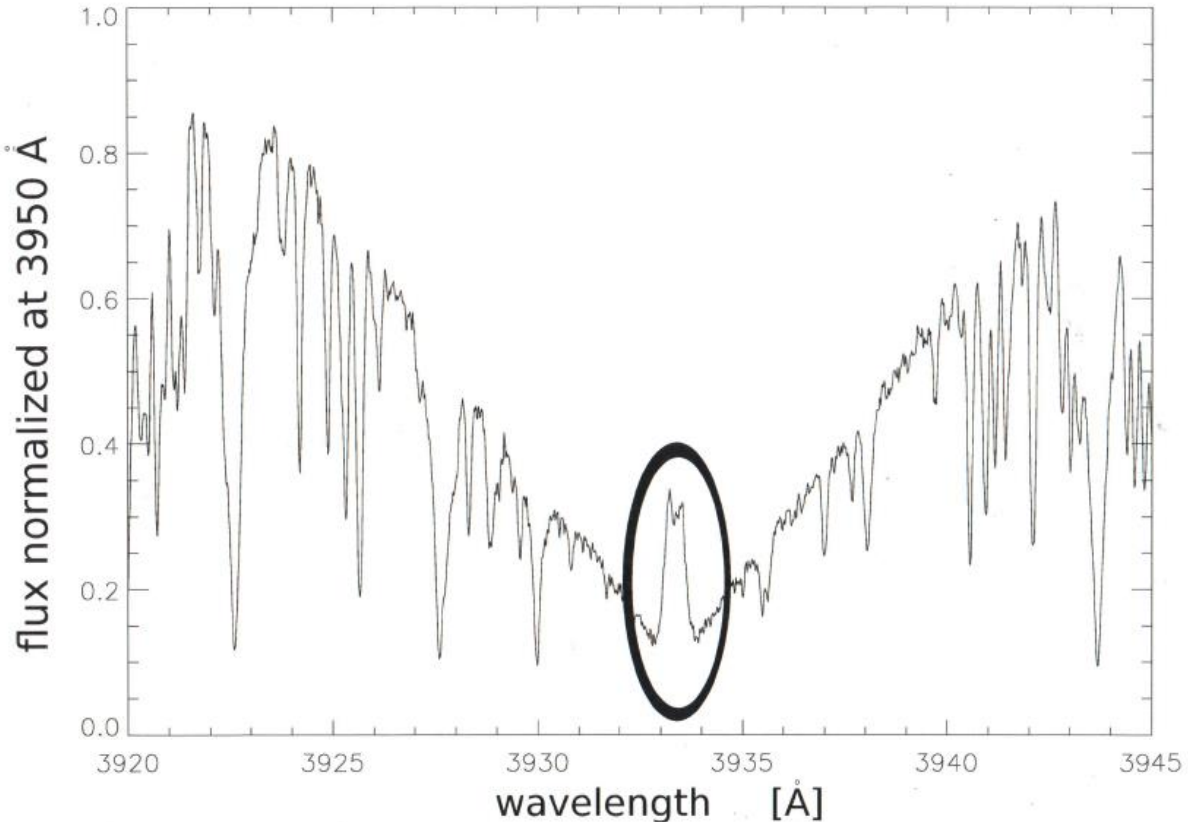
## ABSTRACT

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.

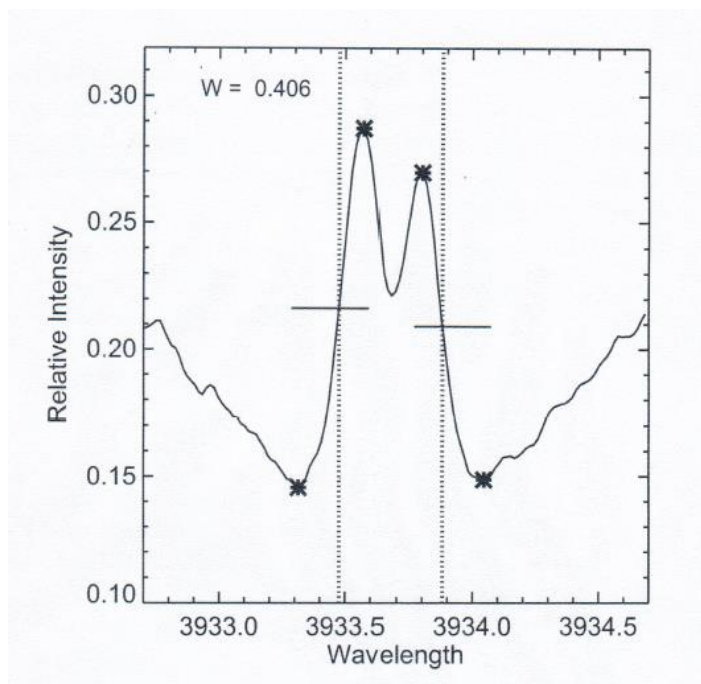
When the logarithms of the emission-line widths (corrected for instrumental width) are plotted against the Yerkes absolute spectroscopic magnitudes, the points define a straight line which extends over a 15-mag. range of  $M$ , and which indicates that the line width varies as the one-sixth power of 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  $\zeta$  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  $\pm 0.5$  mag.

It is found that, for displacements within  $\pm 6$  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,<sup>1</sup> LAURA MACHADO-PELAEZ,<sup>2</sup> AND GUILLERMO GONZALEZ<sup>3</sup>

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



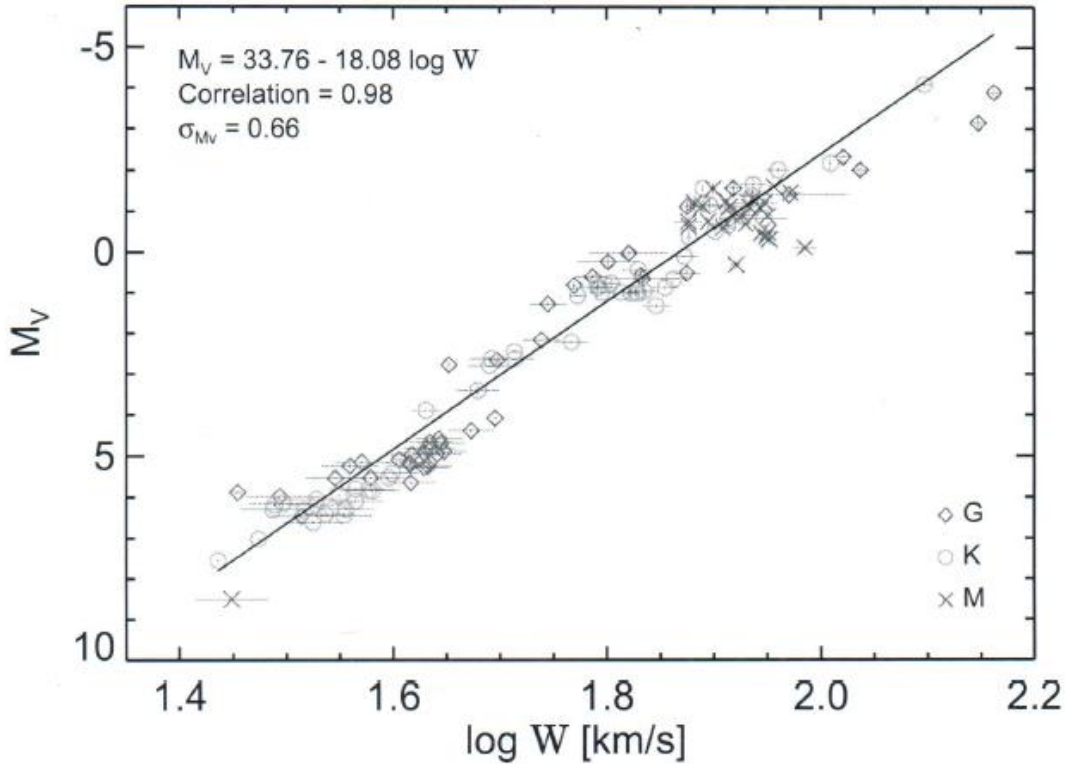


Fig. 2.— The Wilson-Bappu relation of our samples,  $M_V$  vs.  $\log W$ . The 125 stars with parallax errors less than 10% were used for fitting. The blue diamond, green circle, and orange cross symbols indicate G, K, and M type stars, respectively. The red error bars represent the errors of the measurements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

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

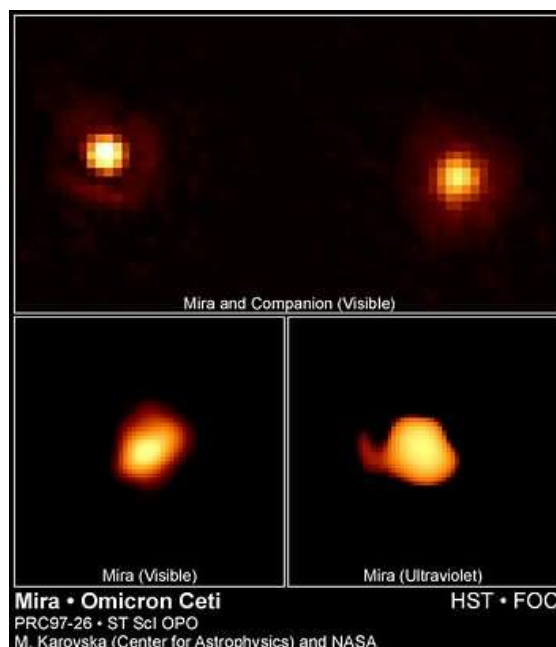
as shown in Fig. 2.  $M_V$  and  $\log W$  show a very tight correlation, with a Pearson's correlation coefficient of 0.98, and the standard deviation is 0.66.

## 2. Hvězdy spektrální třídy M

Nejjasnější z chladných červených hvězd se vyznačují  $5 \cdot 10^{10}$ krát větším zářivým výkonem než hvězdy těže 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  $\mu$  Cephei M2 Ia, s absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí 10 mag.

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

Spektra chladných hvězd jsou komplexní, tedy obsahují velký počet molekulárních i atomárních čar. Například spektra Betelgeuse M2 Iab a známé dlouhoperiodické proměnné



Omicron Ceti – Mira M 7 IIIe, jejíž poloměr je srovnatelný s poloměrem dráhy Marsu, obsahují tisíce absorpčních čar. Mira je dlouhoperiodickou proměnnou s periodou  $\approx 332$  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 popsání pozorování ze srpna 1596 provedl David Fabricius (1564-1617), určení periody 1667 Ismael Boulliau (1605-1694). 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 – obří spektrální třídy M jsou miridy, např.  $\beta$  And M0 III je normálním červeným obrem, bez změn vnitřní struktury hvězdy nezbytných pro vznik pulzací.

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

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

Vývojovou etapou obrů respektive veleobrů hvězdy procházejí relativně rychle, zhruba (10 – 100) milionů roků, následně se mění na 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 500 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 pokroku při výpočtech teoretických modelů gravitačně kolabujících mračen, díky možnostem pozorování vedle optické především v infračervené a 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 izotermické sféře  $E_p = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$ ,  $E_k = \frac{3}{2} NkT$ . 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  $M_{mr} > M_J$ .

Viriálová věta  $\frac{1}{2} \langle \frac{d^2I}{dt^2} \rangle = 2 \langle E_k \rangle + \langle E_p \rangle$ , **R. Clausius r. 1870**. Druhou derivací 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 1953** uvedli 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, jehož doba je dána poměrem vyzařené energie během kolapsu,  $\tau_{KH} = \frac{\alpha}{2} G \frac{M^2}{LR} \approx 2,6 \cdot 10^7 \frac{M^2}{LR}$ , kde hmotnost, zářivý výkon a poloměr jsou vyjádřeny v jednotkách hmotnosti, zářivého výkonu a poloměru Slunce.

Etapa před příchod hvězd na hlavní posloupnost je vývojovým stadiem, ve kterém se rychlé smršťování jádra již zastavilo, hlavní část energie se uvolňuje v jádře. Centrální teplota je však ještě nedostatečná pro rozvinutí termonukleárních reakcí. Podle prací Hayashiho 1961 předpokládáme, že přenos energie v tomto stadiu protohvězdy se uskutečňuje konvekcí. Obraz hvězdy před příchodem na hlavní posloupnost se přesouvá na H – R diagramu podél

Hayashiho hranice, přičemž platí vztah  $T_{ef} \approx M^{\frac{7}{31}} L^{\frac{1}{62}}$ , kde  $T_{ef}$  je teplota smršťující se



protohvězdy. Závisí slabě na hmotnosti a téměř nezávisí na zářivém výkonu, je přibližně rovna 2 000 K. Při tom vzniká jádro nacházející se ve stavu zářivé rovnováhy. V konečném důsledku smršťování objektu narůstá centrální teplota, až je dostatečná pro zapálení termionukleárních reakcí. Předpokládáme, že protohvězdy nacházející se ve stadiu konvektivního smršťování pozorujeme jako **hvězdy T Tauri**.

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

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

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

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

Strukturu hvězdné atmosféry určují povrchové gravitační zrychlení a efektivní teplota. Při kontrakci předpokládáme, že efektivní teplota bude přibližně konstantní, proto v rovnici

$$\frac{dT_{ef}}{dR} \rightarrow 0, \text{ hvězda se pohybuje vertikálně dolů na H-R diagramu, zářivý výkon } L \sim R^2. \text{ Pro}$$

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

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

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

$$\text{Hayayshiho vývojových stop. Úpravou vztahů obdržíme } \frac{d \ln T_{ef}}{d \ln M} = \frac{1}{6}, \text{ tedy existuje velmi}$$

slabá závislost efektivní povrchové teploty na hmotnosti.

Při sestupu dolů po Hayashiho vývojové stopě teplota nitra homologických hvězd narůstá.

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

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

přenos energie zářením, v tzv. Henyeyho vývojové stopě  $\frac{dL}{dt} = -\frac{a}{2} \frac{GM^2}{R^2} \left[ -\frac{2}{R} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{d^2 R}{dt^2} \right]$ ,

kde  $a$  vyjadřuje stupeň koncentrace ke středu v modelu. Odtud úpravami obdržíme

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

k levé části H-R diagramu.

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

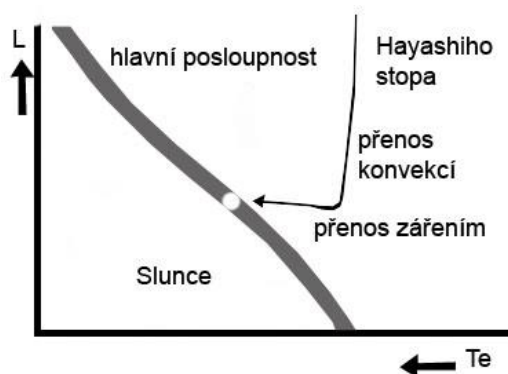
Při  $A \sim 100$  jsou velmi strmé k závislosti  $L = f(T_{ef})$ , při  $B$  záporném směřují při vyšších hmotnostech k vyšším teplotám.

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

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

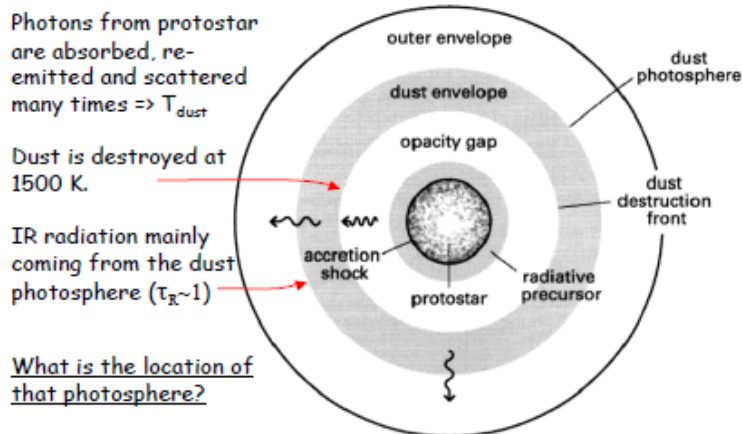
„klasickou“ hydrostatickou rovnováhu.



Hayashiho stopa prahvězdy v HR-diagramu.

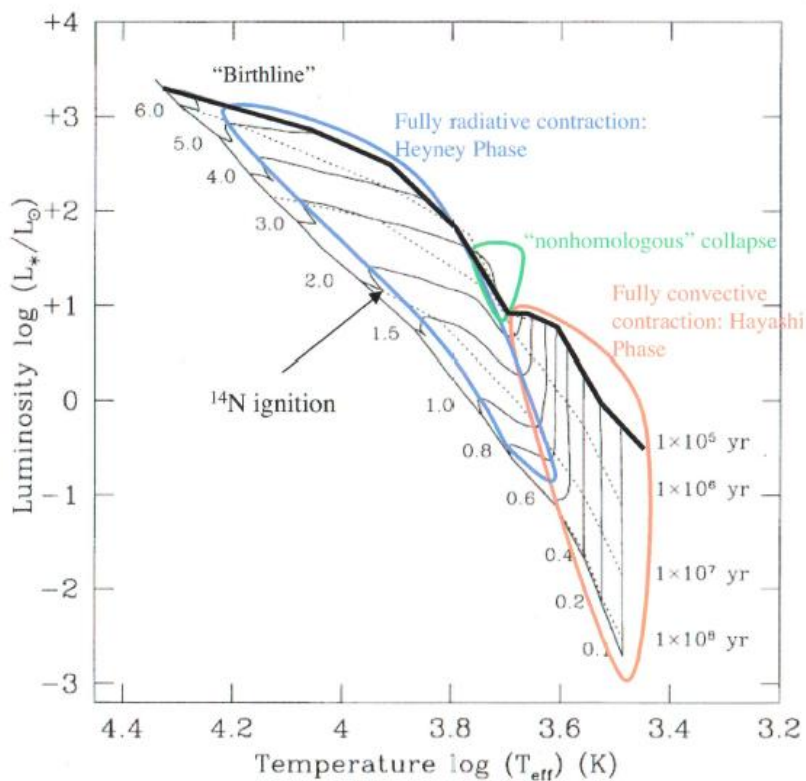
Protohvězdy jsou obklopeny opticky tlustými prachovými obálkami, tudíž nejsou pozorovatelné přímo. Odvozované hodnoty poloměrů a zářivého výkonu jsou spíše teoretické. Infračervené záření pochází hlavně z prachové obálky – fotosféry. Fotony vycházející z protohvězdy jsou pohlcovány a převyzařovány a rozptylovány mnohokrát, tento proces určuje teplotu.

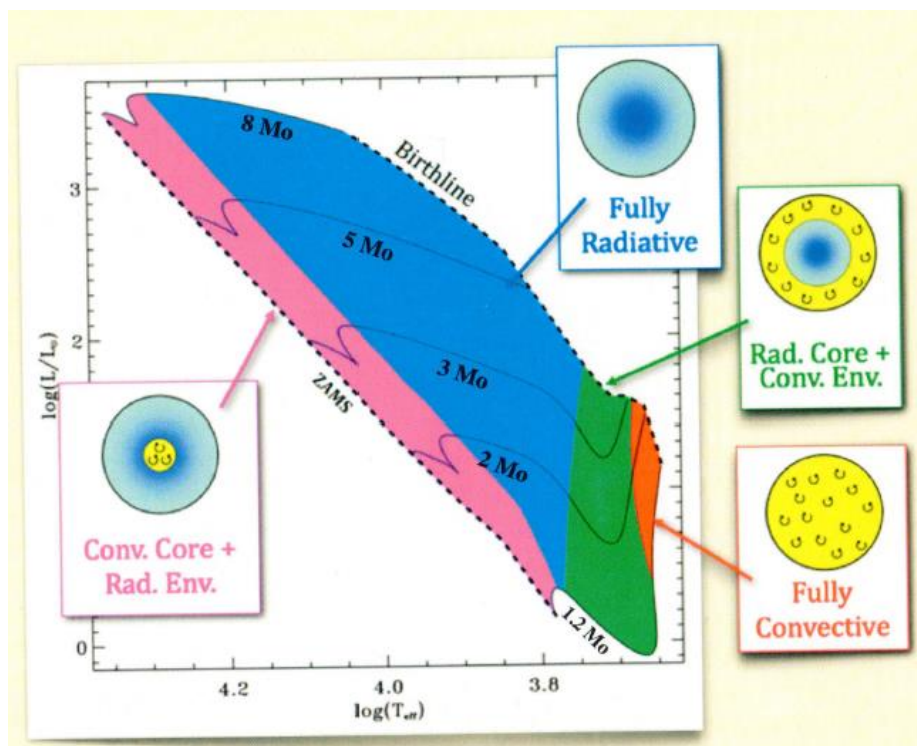
## The optically thick envelope



Fotony vycházející z protohvězdy jsou pohlcovány, reemitovány a rozptýleny mnohokrát, uvedené procesy určuje teplotu. Infračervené záření vychází hlavně z prachu ve fotosféře,  $\tau_R \approx 1$ . Protohvězda je obklopena opticky hustší obálkou, je přímo nepozorovatelná. Odvozené hodnoty poloměru, zářivého výkonu jsou teoretické, přibližné.

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





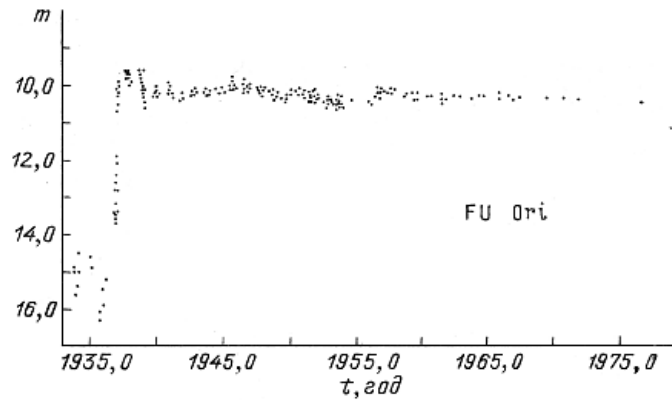
Rádiové emise radikálu OH umožňují sledovat okolí hvězd T Tauri. V zárodečném prachoplynném mračnu existují malé (1 - 10) au hustější oblasti, s počtem částic  $\geq 10^{12} \text{ m}^{-3}$  a teplotou  $\approx 40 \text{ K}$ , v kterých je udržováno inverzní obsazení hladin infračerveným zářením centrální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

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

## 2.1. FU Ori 1937

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





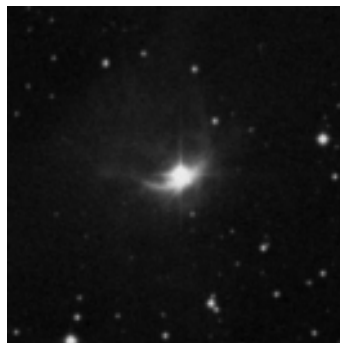
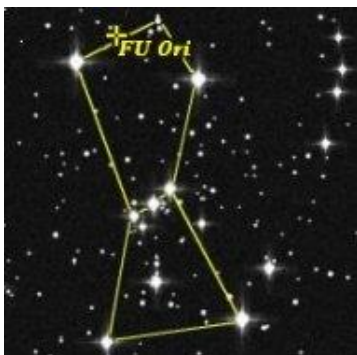
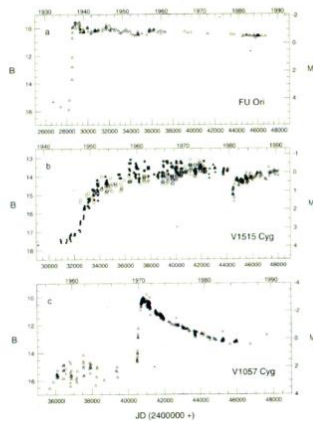
obálkou, z níž čerpá hmotu. Posléze tlak záření obal odfoukne a hvězda zvýší povrchovou teplotu, rozzáří se v optickém oboru, předtím je silným zdrojem infračerveného záření. Poloměr hvězdy je přibližně (20 – 25)  $R_S$ .

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

### FU Orionis stars

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

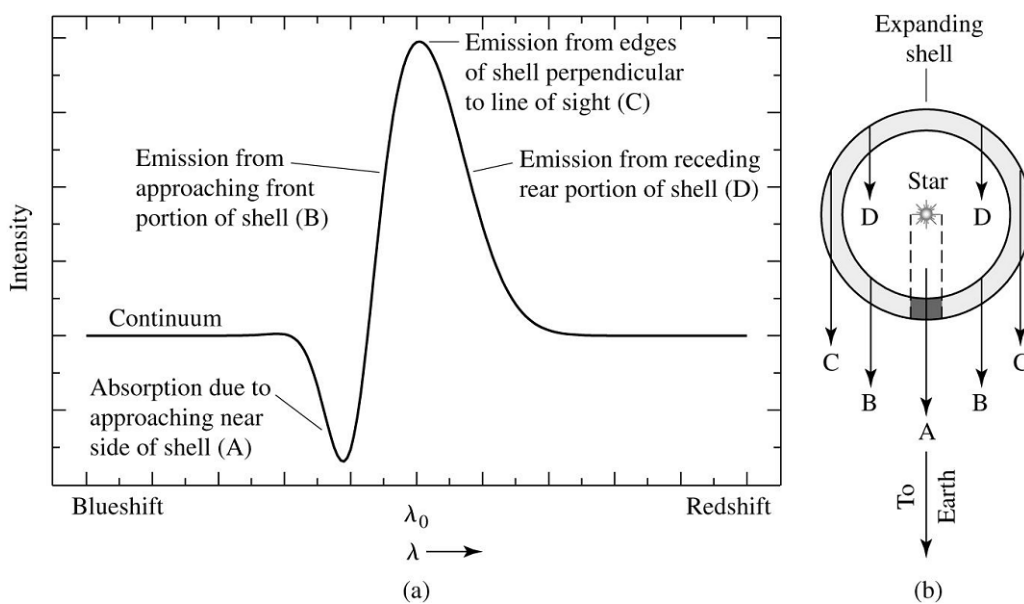
=> episodes of increased mass accretion ( $dM/dt \sim 10^{-4} M_{\odot}/yr$ ), possibly related to dynamical instabilities



Objekty tohoto typu nazýváme **fuory**, jde o řídce se vyskytující nestacionární hvězdy, nacházející se v raném stadia vývoje. 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  $H_\alpha$  pozorujeme typický P Cygni profil ve spektrech hvězd, který indikuje přítomnost expandující obálky plynu o nízké hustotě kolem hvězdy (vyskytují se rovněž „zakázané čáry“). Hvězdy dále charakterizuje jejich poměrná 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

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  $H_{\alpha}$ . Pomocí spektrografu s objektivním hranolem objevil několik desítek obdobných hvězd.

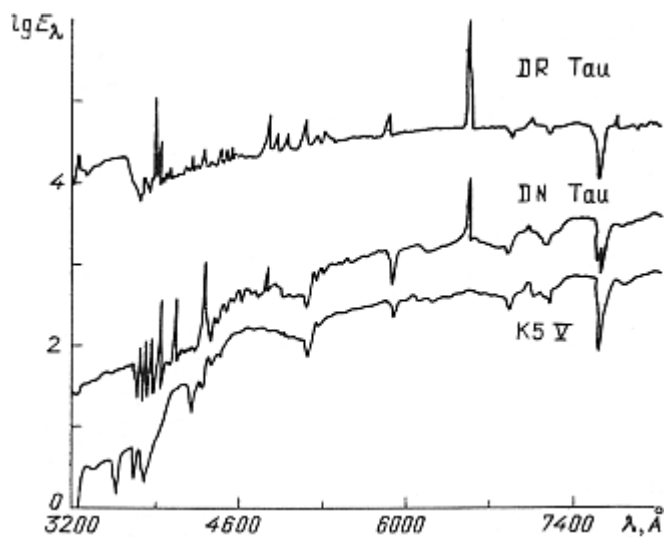


Napravo od hvězdy T Tauri leží mlhovina, odrážející záření, její jasnost se mění s jasností hvězdy.

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

1. spektrální třída G, K, M.
2. přítomnost ve spektru emisních čar Balmerovy série vodíku, nejintenzivnější je čára  $H_{\alpha}$  a vápníku Ca II, K 393,4 nm a H 396,8 nm,
3. zakázané emisní čáry S II 406,8 nm, 407,6 nm, silná absorpční čára Li 670,7 nm,
4. existence intenzivních emisních čar neutrálního železa Fe I 406,3 nm a Fe I 413,2 nm je specifickou zvláštností daného typu hvězd.

Skupina T Tauri hvězd v Plejádách, viz obr. .



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

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

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

V současné době je známo přes tisíc hvězd typu T Tauri, jde o hvězdy ve stadiu před příchodem na hlavní posloupnost. V druhém vydání katalogu z roku 1972, bylo 66 % hvězd



spektrální třídy K, zhruba 30 % spektrální třídy M ( $T_{\text{ef}} \approx 3\,500\text{ K}$ ) 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 ], jsou mírně menší než u hvězd hlavní posloupnosti. Rotační rychlosti jsou velké. Typické spektrální třídy hvězd jsou od G do M.

V dalších letech následoval podrobný spektroskopický průzkum těchto hvězd, který přinesl nové kvalitativní ale i kvantitativní údaje. Především byla zjištěna velmi intenzivní absorpční rezonanční čára Li I 670,8 nm, která dosvědčuje vysoký obsah tohoto prvku, který rychle vyhoří ve hvězdách po příchodu na hlavní posloupnost po zapálení 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  $2,5 \cdot 10^6\text{ K}$ .

Přesněji při teplotě zhruba  $\approx 10^6\text{ K}$  deuteria vzniklého 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 jádře 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  ${}^8_4\text{Be} \rightarrow 2\,{}^4_2\text{He} + \text{energie} \dots 18\text{ MeV}$

Na základě studia vysoce disperzní spektroskopie byla provedena jemnější klasifikace hvězd T Tauri. Při **ekvivalentní šířce EW čáry  $H_{\alpha}$**  větší než 1 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 nm.

U některých hvězd typu T Tauri, např. RU Lup, XZ Tauri, ekvivalentní šířka  $H_{\alpha}$  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  $H_{\alpha}$  může hvězda vyzařovat až několik procent svého celkového zářivého výkonu!

U jednotlivých hvězd tok záření v čáře  $H_{\alpha}$  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.

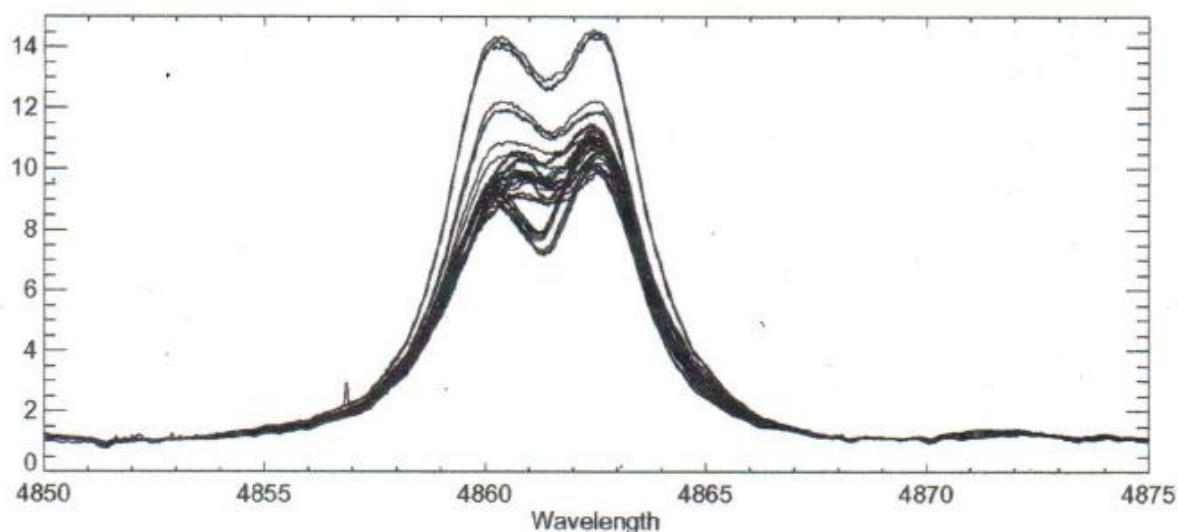


Figure 2.1: Illustration of the strong variability of the H $\beta$  emission line in the spectrum of the very active TTS RU Lup. The figure consists of 35 observations during 4 nights in April 2002.

Ilustrativním příkladem je výrazná proměnnost emisní čáry H $\beta$  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 se mění od hvězdy k hvězdě. Přibližně u 10 % hvězd intenzita nadbytečného záření v kontinuu je tak velká, 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 mladých nových hvězd T Tauri skutečností, že nad fotosférou se nacházejí vrstvy s vyšší teplotou, odkud pochází přebytečné záření v krátkovlnném rozsahu spojitého spektra.

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

plně objasněna problematika přenosu energie do chromosfér, jsou zřejmě jejich příčinou konvektivní zóny.

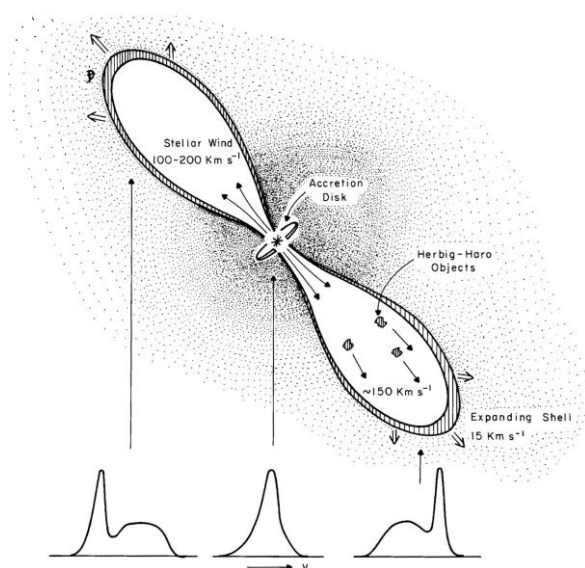
Vzhledem ke značné proměnnosti profilů vodíkových čar s časem se astrofyzikové snažili vytvářet modely tzv. typické průměrné hvězdy T Tauri.

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  $M \approx 1 M_S$ . Teoretické výpočty Cuchiho odhadovaly značné úbytky hmotností hvězd, což však nebylo pozorováními potvrzeno.

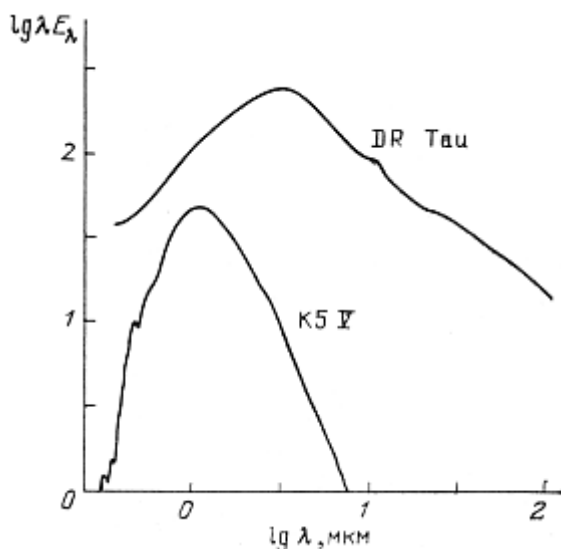
V ultrafialových spektrech hvězd T Tauri byly objeveny čáry iontů s vysokým stupněm ionizace, například Si III, Si IV, CIII, C IV, A V, pro jejichž existenci je nezbytná teplota  $10^5 \text{ K}$ . Podobné čáry pozorujeme ve spektru horních vrstev chromosféry Slunce. Hypotéza mohutných chromosfér hvězd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

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

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



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



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

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 přeplňuje látkou a stává se tlustou. Disk silně zastíňuje centrální hvězdu, proto pozorujeme nikoliv záření samotné hvězdy jako spíše souhrnné záření různých vrstev disku zahřátých na odlišné teploty.

Hvězdný vítr mladých hvězd se sráží se zbytky původního protohvězdného mračka, předává svůj impuls chladné látce v okolí hvězdy. Mladé hvězdy jsou zdroji intenzivního hvězdného větru, který do okolí hvězd přináší  $10^{-8} M_S \text{ rok}^{-1}$  plynu. Předpokládáme-li, že hvězda v tomto stadiu setrvává  $3 \cdot 10^6$  roků, zbavuje se hvězda značné části své látky, především její disk.

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  $v = \left( \frac{GM}{r} \right)^{\frac{1}{2}}$ . Přitom se úhlová rychlost mění se vzdáleností  $w \approx \frac{v}{r} \approx r^{-\frac{3}{2}}$ , tudíž

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

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

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 - přehled***

mladé objekty, stáří 0,5 – 30 milionů roků, hmotnosti  $(0,08 - 3) M_S$ , větší hmotnost tzv. Harbigovy hvězdy, 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  $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $10^{-8} M_S \text{ rok}^{-1}$ , nikoliv ve statických chromosférách

### ***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  $H_\alpha \geq 1 \text{ nm}$ , 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 v řadě případů jsou nadějně určovány rádiovou interferometrií, hmotnosti disků nepřevyšují několik setin  $M_S$ , 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, otočka (1-12 dnů) hvězd jsou původci silných magnetických polí. Ve fotosférách hvězd nalézáme obrovské hvězdné skvrny, měnící 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	$T_{\text{ef}}$ [K]	$L$ [ $L_{\text{S}}$ ]	$R$ [ $R_{\text{S}}$ ]	$M$ [ $M_{\text{S}}$ ]	stáří $10^6$
T Tauri	Taurus	G6	$(5\,700 \pm 140)\text{ K}$	$7,8 \pm 0,8$	$2,9 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,3$	$7,3 \pm 1,2$
SU Aur	Taurus	G1	$(5\,945 \pm 142)\text{ K}$	$7,8 \pm 1,0$	$2,6 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,2$	$8,7 \pm 0,7$
P2441	Ori	OB 1c	$(6\,115 \pm 167)\text{ K}$	$11,5 \pm 2,1$	$3,0 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,3$	$7,2 \pm 0,6$
GW Ori	$\lambda$ Ori	G0	$(6\,030 \pm 170)\text{ K}$	$22,3 \pm 3,4$	$4,3 \pm 0,6$	$2,5 \pm 0,3$	$3,3 \pm 1,2$
GX Ori	$\lambda$ Ori	G9	$(5\,410 \pm 275)\text{ K}$	$3,2 \pm 0,8$	$2,0 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,3$	$9,6 \pm 3,0$

Důležitou problematikou je studium hoření lithia ve fázi příchodu hvězdy na hlavní posloupnost. Proto byla prováděna analýza obsahu lithia u 53 hvězd T Tauri, především u



čarově slabý - WTTS. Ve zkoumaném souboru šlo o hvězdy spektrálních tříd K0 – M3, přibližně odpovídající hmotnostem mezi  $(1,2 - 0,2) M_S$ . Závěry výzkumu jsou následující.

1. U hvězd se zářivými výkony  $L > 0,9 L_S$  je obsah lithia prakticky stejný. Střední hodnota  $\log A(\text{Li}) = 3,1$  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

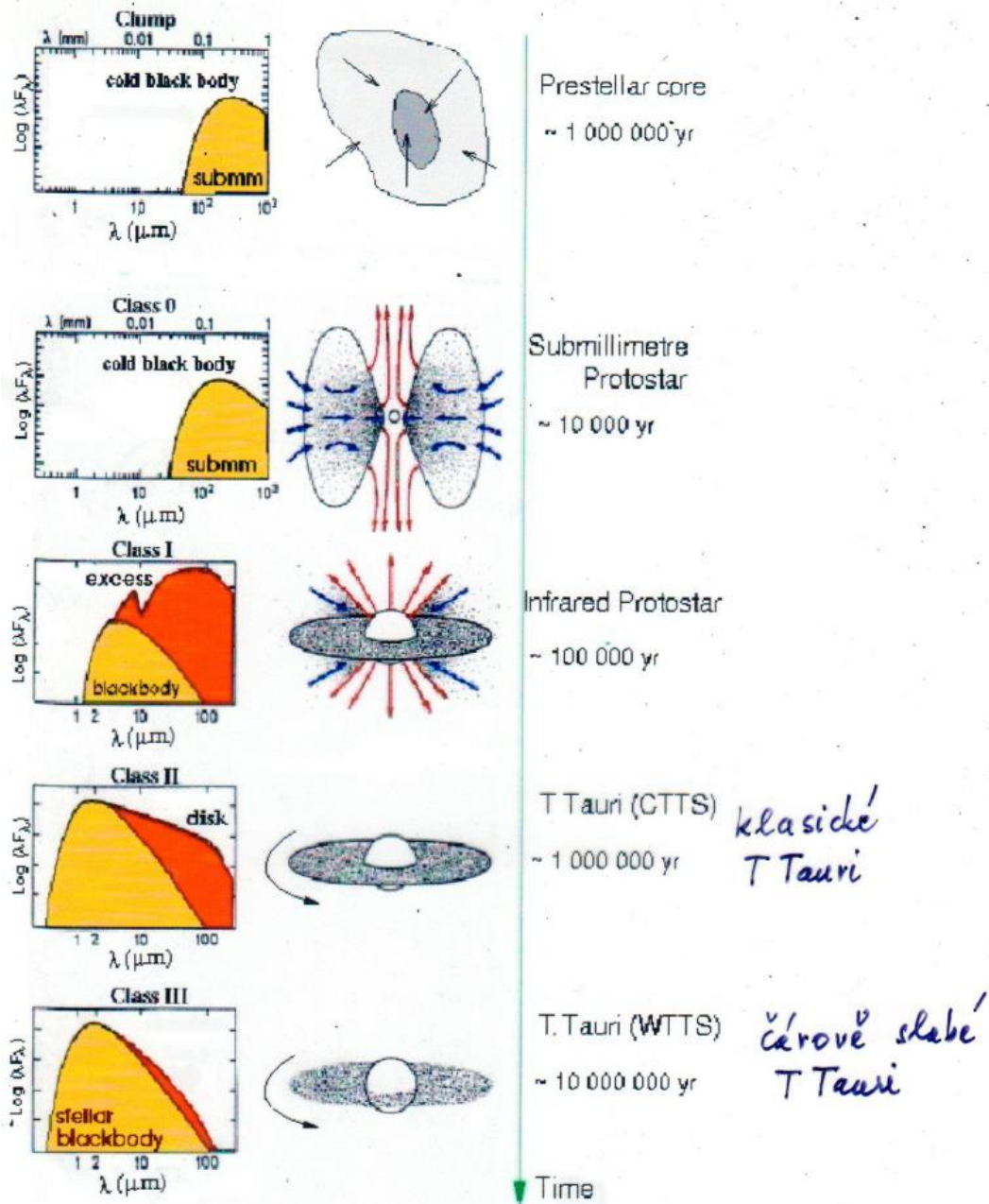
$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\kappa\rho}{c} \frac{L}{4\pi r^2}. \text{ Dále platí rovnice hydrostatické rovnováhy } \frac{dP}{dr} = -G \frac{M\rho}{r^2}. \text{ Úpravou}$$

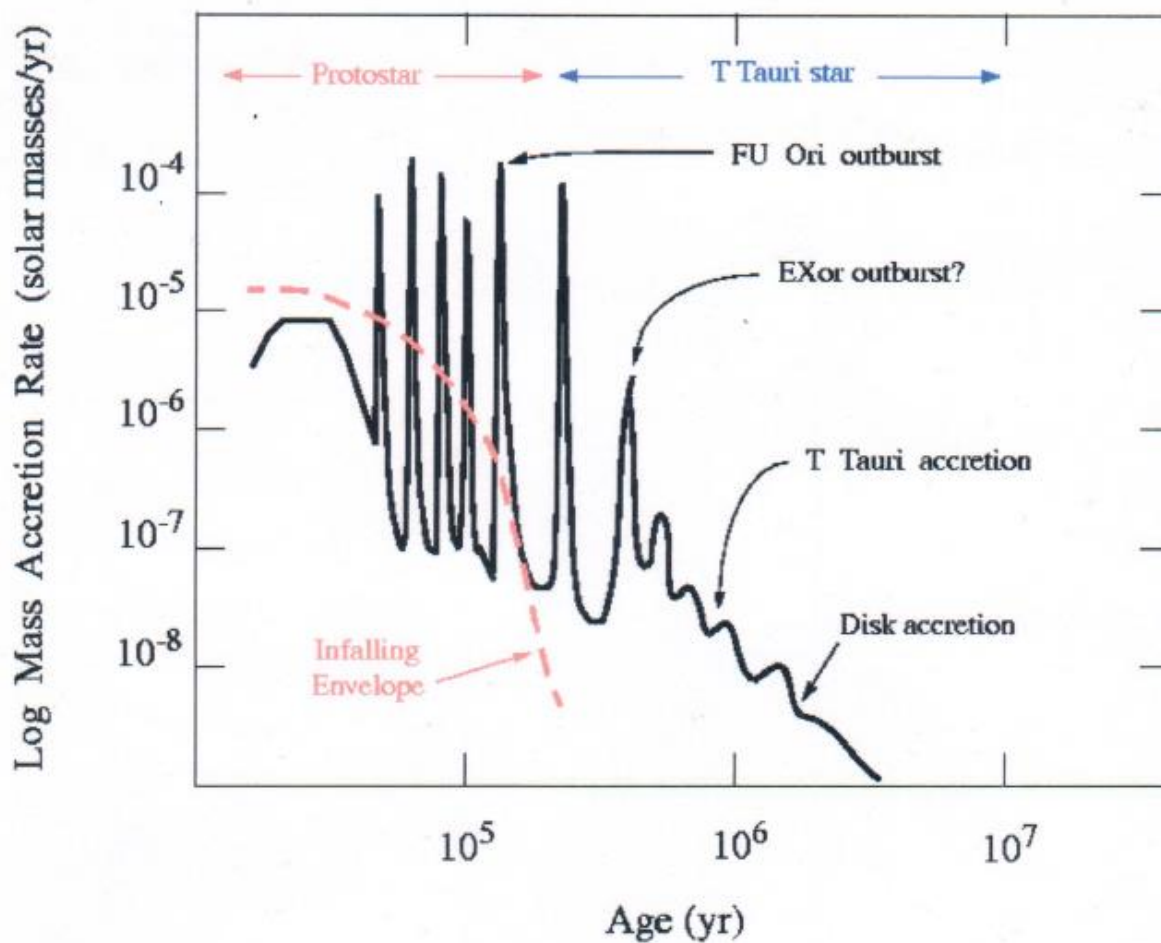
obdržíme výraz pro Edingtonův maximální zářivý výkon  $L_{Ed} = \frac{4\pi Gc}{\kappa} M$ . Hvězda ještě

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

Tvořené fyzikálně související hvězdami, vzniklými 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. Také k nim patří chladnější hvězdy spektrální třídy K, například dvojhvězda 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 [ $M_S$ ]
$\eta$ 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  $\rho_c \approx 10^5 \text{ kg.m}^{-3}$ . Údaje vycházejí 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 <sup>1</sup>	V-I <sup>2</sup> Kelvin	Temperature <sup>3</sup> ( $R/R_{\odot}$ )	Radius <sup>4</sup> ( $M/M_{\odot}$ )	Mass <sup>5</sup> ( $10^{-2} L/L_{\odot}$ )	Luminosity <sup>6</sup> $\text{g cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	Log gravity <sup>7</sup>	Prototype
M0	1.92	3,800	0.62	0.60	7.2	4.65	Gl 278C <sup>8</sup>
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 <sup>9</sup>

**Pozor, posun označení na druhém řádku.** Index  $V - I$  převzat z 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 ...protonové číslo, A...nukleonové číslo,  $m_u$  ...atomová hmotnostní konstanta,

$A_0$  ...Bohrův poloměr  $\frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

Plně ionizovaná vodíko-heliová plazma je charakterizována plazmovým parametrem

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

$A$  atomová hmotnost,  $\rho$  hustoty látky. Kvantový parametr spojení

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

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

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

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

Hydrostatic equilibrium:

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

Mass conservation:

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

Energy generation:

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

Energy transport:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16\sigma} \frac{\bar{\kappa} \rho}{r^2} \frac{L_r}{4\pi r^2} \text{ rovnice přenosu energie zářením, } \bar{\kappa} \text{ malý pokles teploty}$$

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:

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

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} \text{ rovnice přenosu energie konvekcí, rychlý pokles teploty}$$

Equations of state

Pressure:

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

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

Opacity:

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

Energy generation:

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

Boundary conditions:

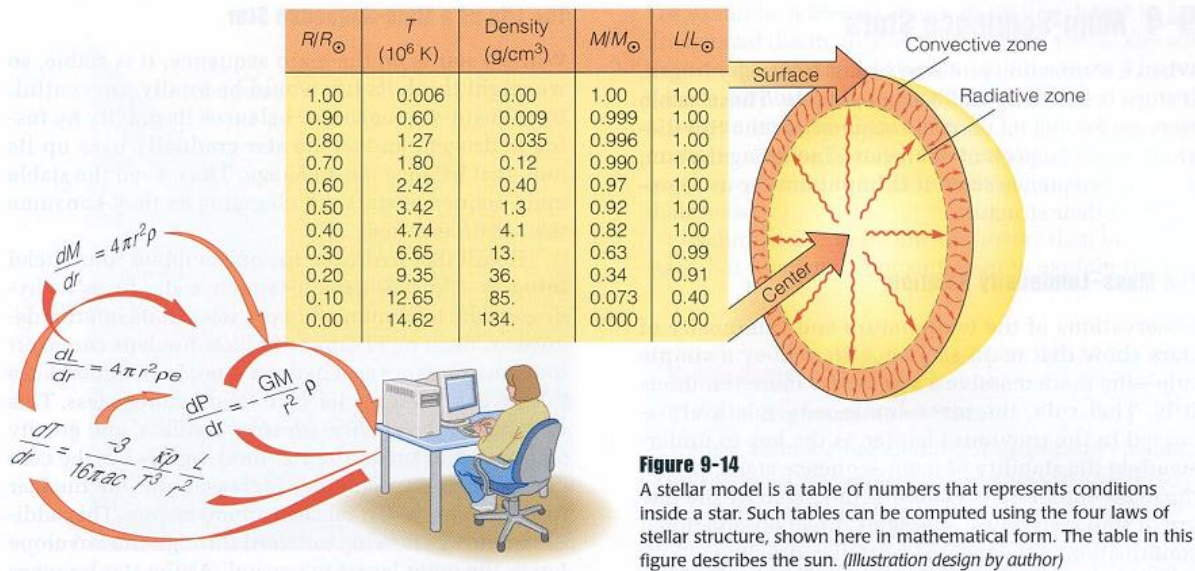
$$\left. \begin{array}{l} M_r \rightarrow 0 \\ L_r \rightarrow 0 \end{array} \right\} \text{ as } r \rightarrow 0$$

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

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



- I. Conservation of Mass
- II. Conservation of Energy
- III. Hydrostatic Equilibrium
- IV. Energy Transport



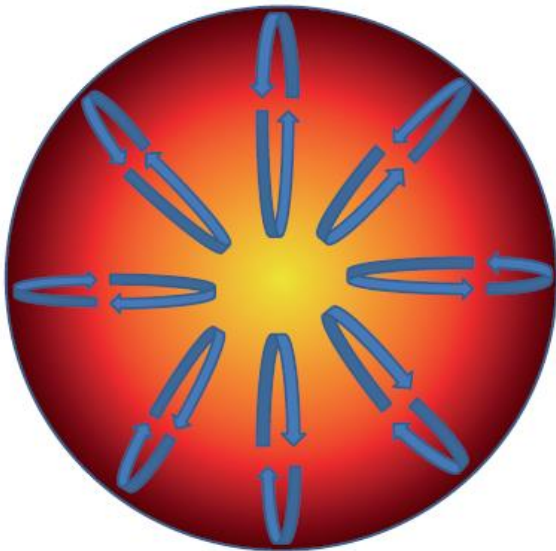
Model hvězdy s hmotností  $0,6 M_{\odot}$  v počátečním stádiu hlavní posloupnosti podle M. Schwarzschilda. Chemické složení na povrchu  $X = 0,73$ ,  $Y = 0,25$ ,

$$\frac{M_r}{M_{\odot}} = 0,603, \quad \frac{L_r}{L_{\odot}} = 0,565, \quad \frac{R_r}{R_{\odot}} = 0,644$$

$\frac{r}{R}$	$\frac{M_r}{M_{\odot}}$	$\frac{L_r}{L_{\odot}}$	$\log P$	$\log T$	$\log \rho$
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  $0,6 M_{\odot}$ ,  $0,6 R_{\odot}$ ,  $M_0$ . 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  $\rho_c$  je zhruba 20krát větší než průměrná hustota. Více než 90 % celkové hmotnosti je v jádře. 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:

7.25, 7.26 Astroúlohy

### 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 je astrofyzikálně zajímavý z mnoha důvodů. Ověření teorie hvězdného vývoje a stavby hvězd, odhalení souvislostí a rozdílů mezi trpaslíky a podmnožinou mladých hnědých trpaslíků,

fyzikálního stavu plazmatu v jejich atmosférách při nízkých teplotách stejně jako chemických a fyzikálních procesů vzniku prachu, jsou pouze některé z této zajímavé problematiky.

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 řídí tok energie v optickém oboru. Rotačně-vibrační pásy  $\text{H}_2\text{O}$  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 větší hmotností není vhodná. Vysoká hustota atmosfér trpaslíků umožňuje přítomnost absorpce vyvolané srážkovou indukcí, je zvláště komplikovaná.

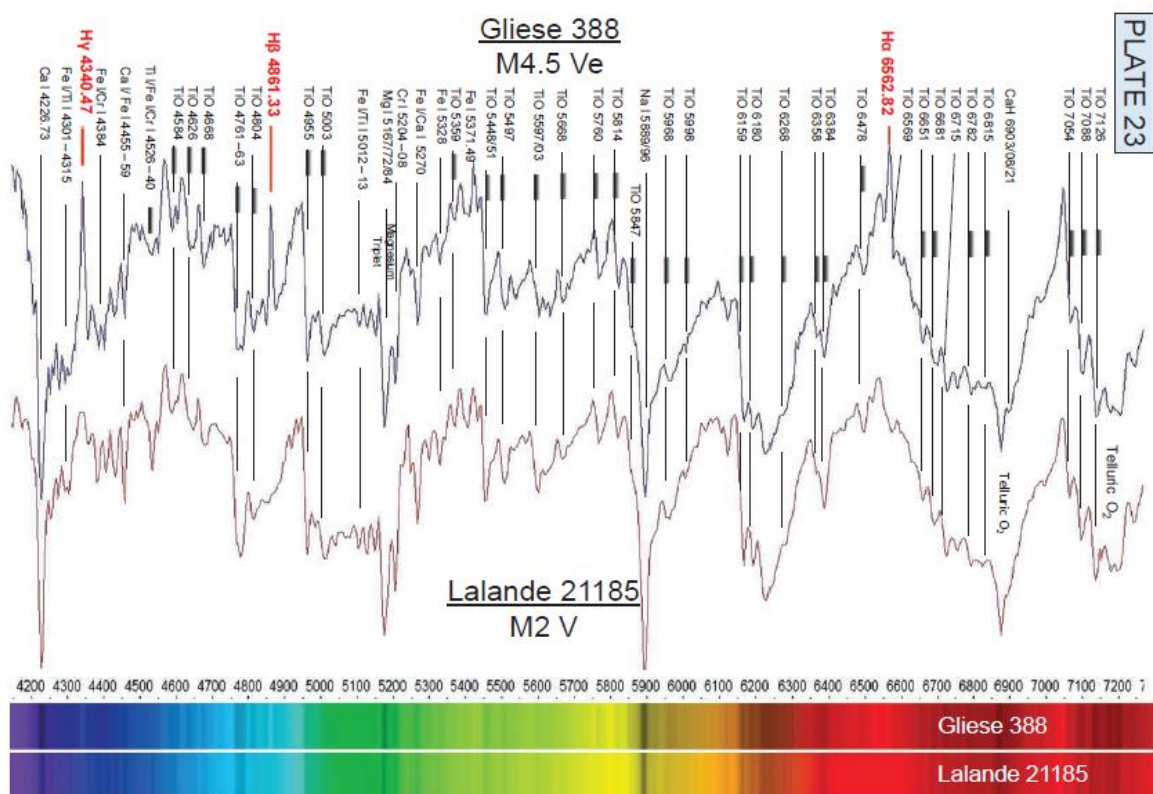


Plate 23 Red Dwarfs and Flare Stars

Gliese 388 AD Leonis,  $r = 4.9\text{ pc}$ ,  $0.40\text{ M}_\odot$

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

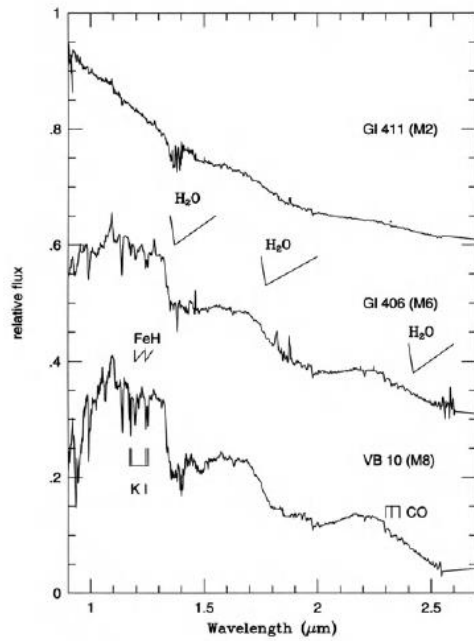
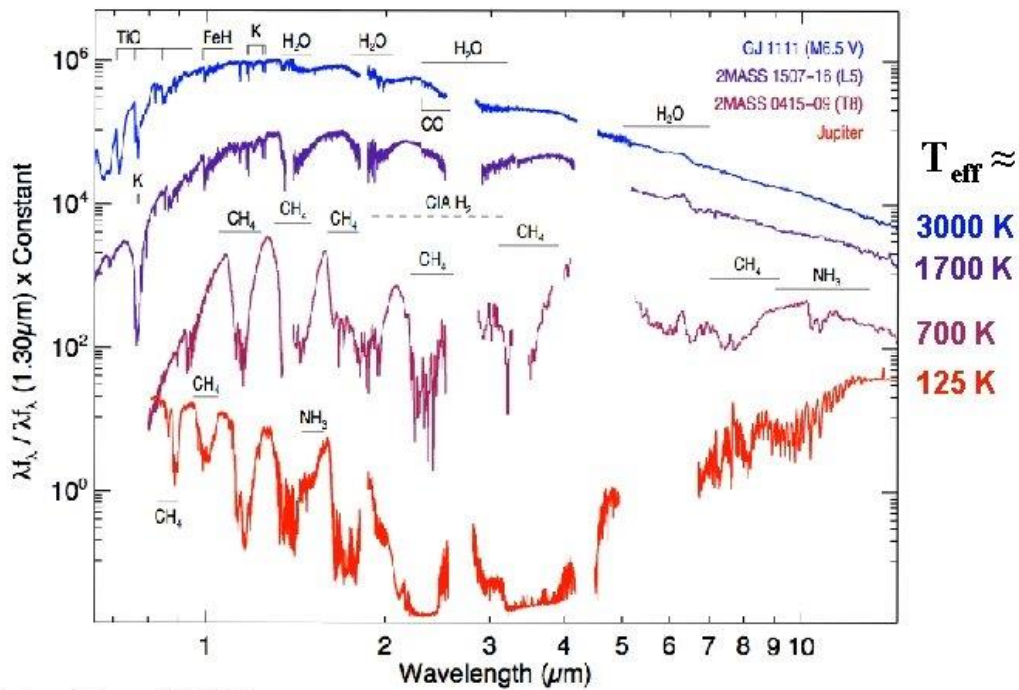
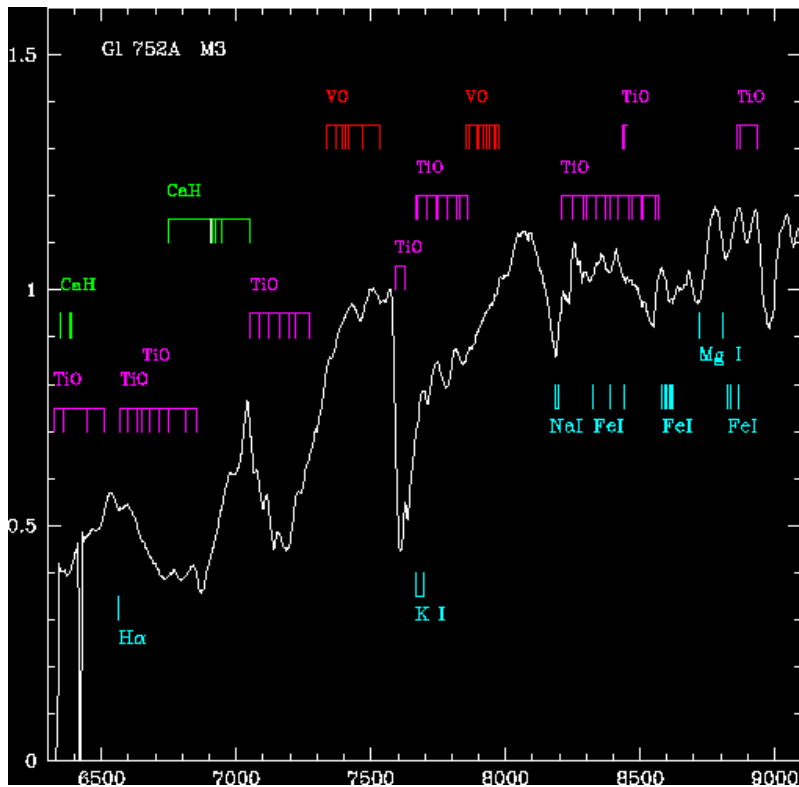
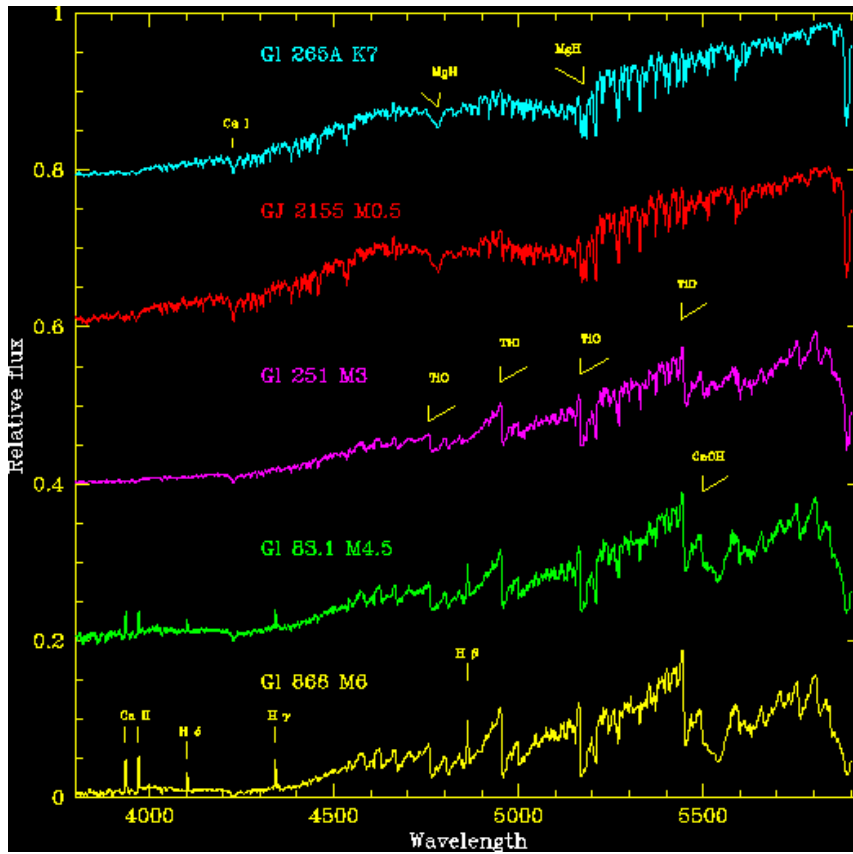


Figure 2.6. Near-infrared spectra of three late-type dwarfs: Gl 411 (M2), Gl 406 (M6) and VB 10 (M8). The most prominent features are the steam bands due to H<sub>2</sub>O in the atmospheres of these cool stars, but CO and FeH bandheads as well as various atomic lines are also present. (Spectra courtesy of H. R. A. Jones.)



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





Podívejme se blížeji na problematiku spektroskopie podle Pavlenko and Jones 2002. Tradiční je například určování izotopického poměru  $^{12}\text{C} / ^{13}\text{C}$ . Jeho stanovení u M trpaslíků potenciálně dává 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)  $\mu\text{m}$  umožňuje diagnostiku efektivní teploty a metalicity M trpaslíků. Model 2 8000/5,0,  $\log A (C) = -3.28$  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 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 srážkami Lorentzův profil, jádra čar teplotně tzv. Dopplerův profil.*

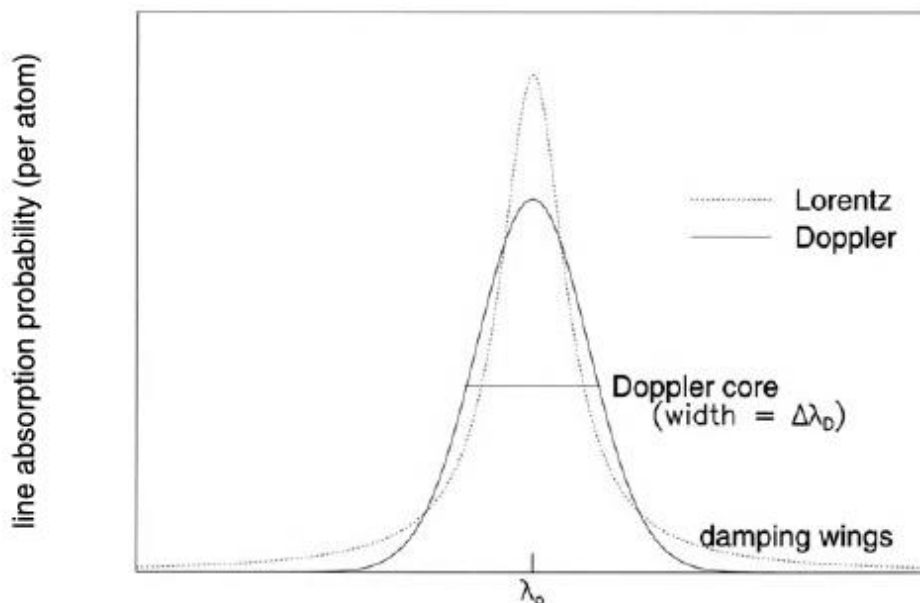


Figure 4.2. The line absorption profiles due to random thermal motions (Doppler) and finite energy width (Lorentz). Pressure broadening also has a Lorentz profile. The resulting Voigt profile is not a simple sum of the component profiles, although the properties of the Doppler core and damping wings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



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  $H_2O$  jsou nejčastěji se vyskytujícími molekulami obsahujícími kyslík.

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

Teplota centrálních částí červených trpaslíků M je relativně nízká,  $T < 10^6\text{ K}$ , 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 Hubbleova času. Situace se stává odlišnou u hvězd  $M > 0,8 M_{\odot}$ , kde již mohou začít probíhat reakce CNO cyklu, takže můžeme pozorovat změnu izotopického zastoupení C, 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  $T_{\text{ef}}$  M trpaslíků se vyznačují vnitřní chybou  $\pm 150\text{ K}$ . Možné a pravděpodobné zdůvodnění spočívá v tom, že v atmosférách červených trpaslíků spektrální třídy 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 trochu 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, aplikace na modely atmosfér M trpaslíků není optimální.

Zjednodušené přiblížení složitého jevu promíchávání lze podat následovně:

- a. předpokládáme, že prostředí (atmosféra) se stává nestabilním v  $r = r_0$ , když objemový element stoupne o charakteristickou vzdálenost **L (délka promíchávání)** na  $r = r_0 + L$
- b. přebytečná energie objemového elementu se uvolní do okolního prostředí

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  $L$  v typickém rozsahu atmosfér slunečního typu, tedy  $L/H_p = (1,2 - 2,2)$  Brett 1995. Vedle toho ze srovnání modelů pozdních typů M trpaslíků vyplývá, že konvektivní zóna jak jsme již uvedli, postupně narůstá s klesající hmotností, se zmenšujícím se zářivý 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 1995. Jinak řečeno tyto hvězdy nejsou vhodnými laboratořemi ke studiu konvekce.

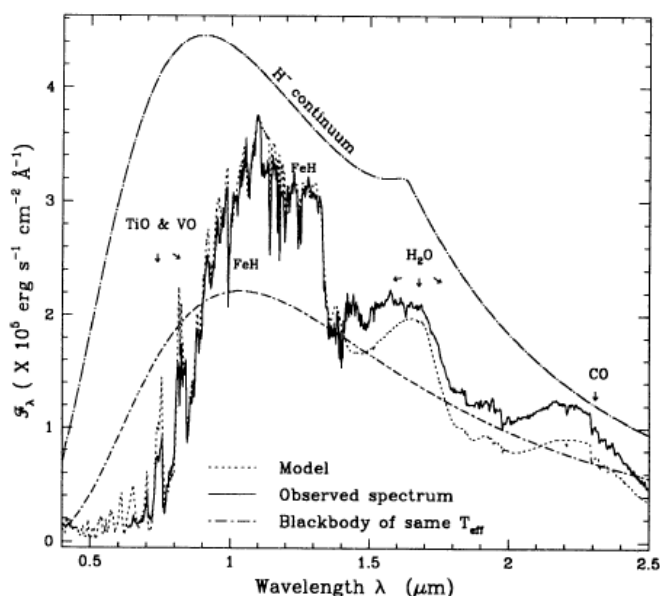


FIG. 2.—Our best fit to the spectrum of VB 10, based on the TiO and CO band strengths. (The derived atmospheric parameters are  $T_{\text{eff}} = 2800$  K,  $\log g = 5.0$ , assuming solar metallicity.) The observed spectrum is from Kirkpatrick et al. (1993) (0.6–0.9  $\mu\text{m}$ ) and Jones (private communication) (0.9–2.5  $\mu\text{m}$ ). Also shown are the corresponding  $\text{H}^-$  continuum, obtained by neglecting molecular opacities only in the radiative transfer, and a Planck distribution of same  $T_{\text{eff}}$ . Notice how the blackbody curve still underestimates the K-band flux (near 2.2  $\mu\text{m}$ ) even though it is depressed by the  $\text{H}_2\text{O}$  opacities.

### 3.3. Vývoj červených trpaslíků

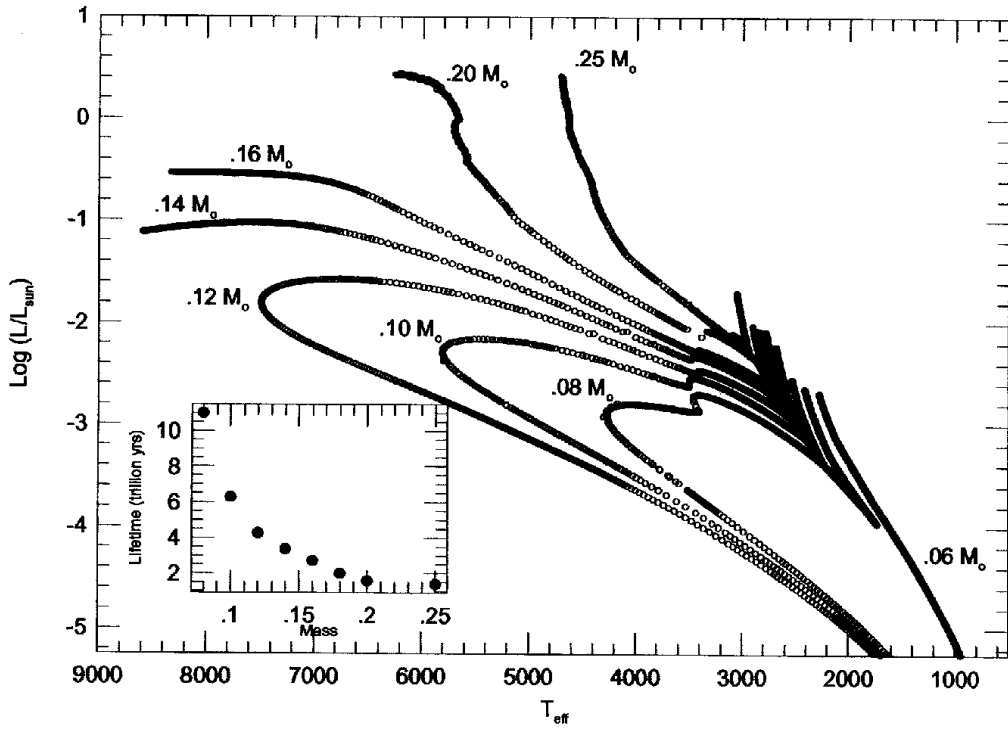
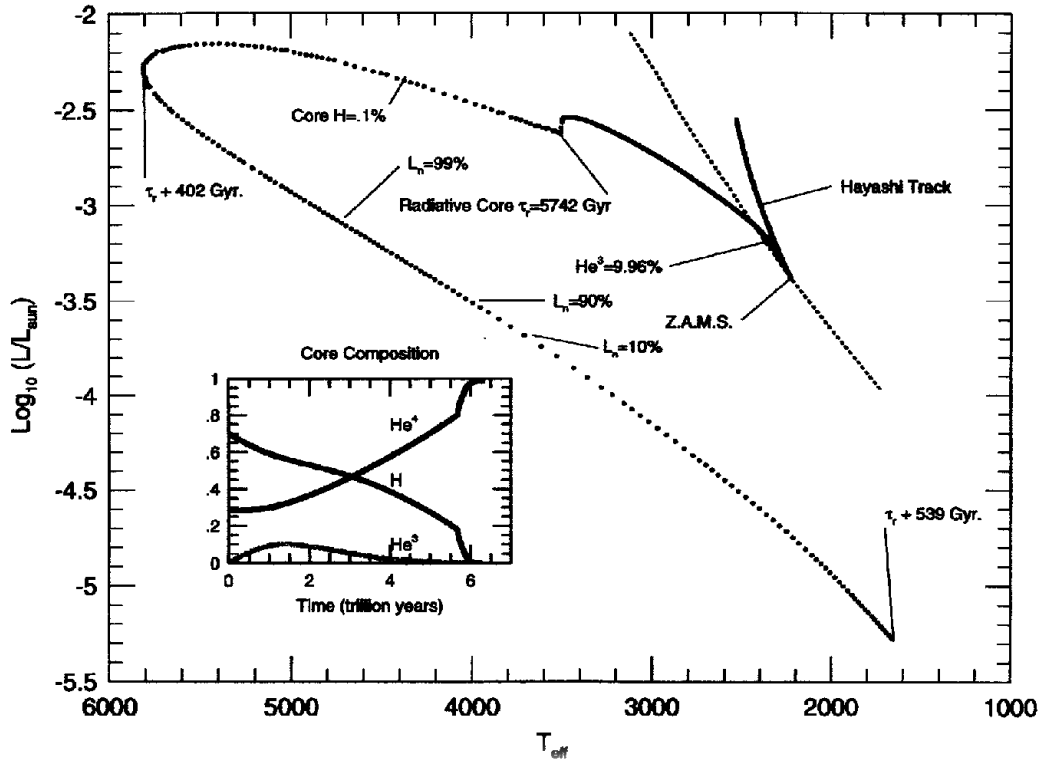
Červení trpaslíci patří k nejrozšířenějším hvězdám v Galaxii a zřejmě i ve vesmíru. Výrazně převládají například v okolí Slunce, Henry et al. 1994, jde především o trpaslíky spektrální třídy M, z padesáti nejbližších hvězd je Slunce hvězdou s čtvrtým největším poloměrem. Jinak řečeno proces vzniku hvězd 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  $\tau_H \approx 10^{13}$  roků je pro minimální hmotnost hvězdy hlavní posloupnosti. Z výpočtů Bodenheimera 1997 vyplývá, že při hmotnostech  $M < 0,25 M_S$  je hvězda plně konvektivní v podstatné části svého vývoje. Udržování konvekce vylučuje vznik a rozvoj velkých gradientů, umožňuje zcela nárůst Y helia v jejím obsahu.

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

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

THE END OF THE MAIN SEQUENCE



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

Účinný průřez termonukleárních reakcí a tempo produkování energie jsou počítány podle Bahcalla 1989. Při centrální teplotě menší než  $T \approx 8 \cdot 10^6$  K pp řetězec nedosahuje rovnováhy v reálné časové škále, reakční rychlost (tempo) reakce  ${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + e^+ + \nu_e$  a reakce  ${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2{}^1_1\text{H}$  jsou rozdílné. Výsledkem je, že v teplotním intervalu  $(3-5) \cdot 10^6$  K narůstá množství  ${}^3_2\text{He}$ . Až při teplotách vyšších než  $T \approx 8 \cdot 10^6$  K lze předpokládat, že pp řetězec bude v rovnováze.

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

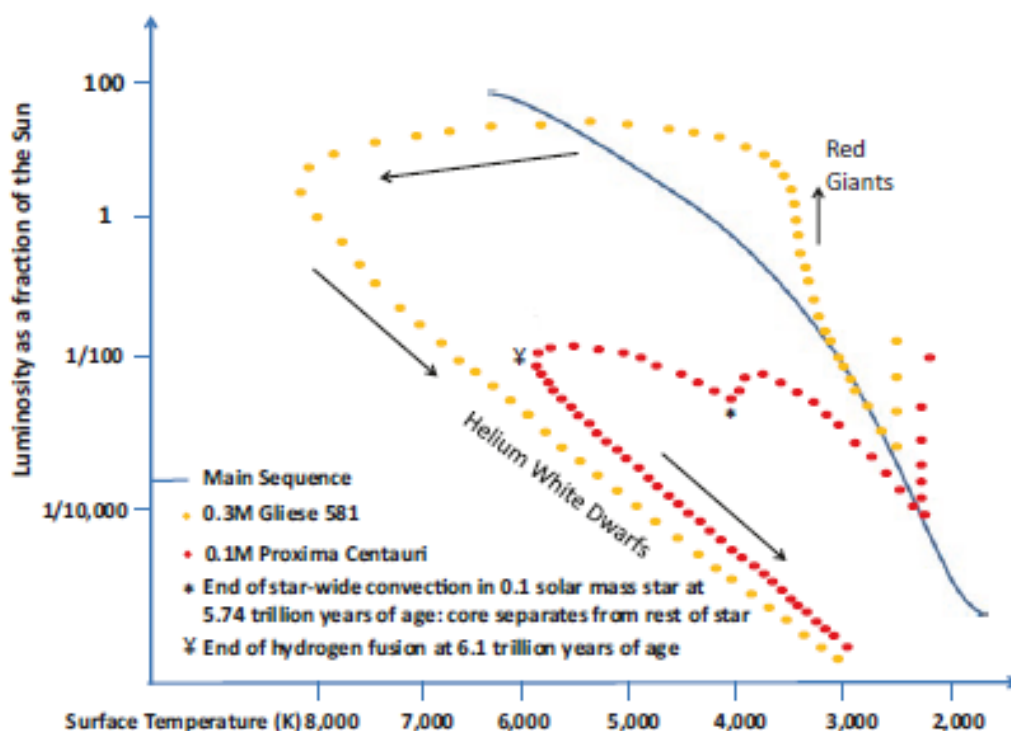
Velmi zajímavá je vývojová stopa u hvězdy s hmotností  $0,16 M_{\odot}$ , kdy koncem jejího vývoje je její zářivý výkon téměř konstantní, dosahuje asi  $1/3 L_{\odot}$ .

Na obrázku jsou zachyceny Hayashiho vývojové stopy na H-R diagramu, při přechodu na posloupnost nulového stáří (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 v ZAMS povrchovou teplotu  $2\,228$  K,  $\log \frac{L}{L_{\odot}} = -3,38$ .

Za první miliardu roku po dosažení hlavní posloupnosti podíl obsahu  ${}^3_2\text{He}$  stále roste, viz obr. Protože při hmotnosti  $0,1 M_{\odot}$  je hvězda zcela konvektivní, je izotop  ${}^3_2\text{He}$  promícháván v celé struktuře hvězdy, která se tak vyznačuje homogenním chemickým složením. Průměrná hodnota střední hmotnosti připadající na jednu částici  $\mu$  stoupá, současně se zvyšuje zářivý výkon hvězdy. Po  $1,38 \cdot 10^{12}$  rocích dosáhne obsah izotopu  ${}^3_2\text{He}$  svého maxima, 9,95 %.





**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:*  $M_{\text{bol}} = BC + M_V = 11,1$  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  $R = \left(\frac{L}{4\pi\sigma T_{\text{ef}}^4}\right)^{1/2} = 1,2 \cdot 10^8$  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.

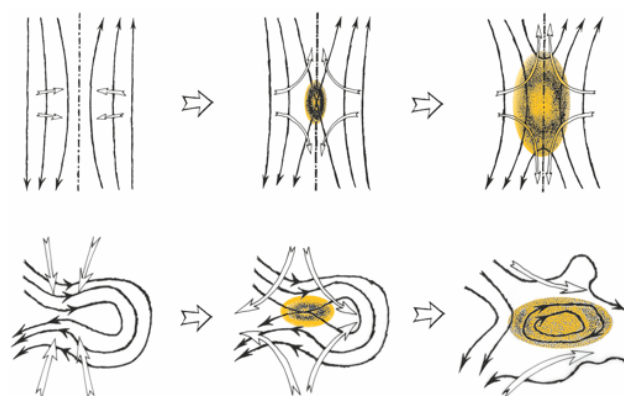
**Úloha 4.20** Hvězda 18 Sco (HD 146 233) je svými charakteristikami velmi podobná našemu Slunci. Její zářivý výkon je o 5 % větší než sluneční, zatímco efektivní teplota je o 90 K nižší než sluneční. Určete poloměr hvězdy.

*Řešení:* Při  $L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{26}$  W a teplotě Slunce  $T_{\odot} = 5\,777$  K stanovíme zářivý výkon a teplotu hvězdy 18 Sco takto  $L_{\text{Sco}} = 4,05 \cdot 10^{26}$  W a teplota  $T_{\text{Sco}} = 5\,687$  K. Poloměr hvězdy určíme ze vztahu  $R = \left(\frac{L_{\text{Sco}}}{4\pi\sigma T_{\text{ef, Sco}}^4}\right)^{1/2} = 7,4 \cdot 10^8$  m.

## *Eruptivní trpaslíci – flare stars*

Jde o objekty těsně před příchodem na hlavní posloupnost, většinou jde o červené trpaslíky, se značnými změnami jasnosti během desítek sekund respektive několika minut. Jde o trpasličí hvězdy, hmotnost  $\cong 0,1 M_S$ ,  $T_{ef} \cong (2\,500 - 3\,000)K$ , spektrum  $dM3e - dM6e$ , s emisními čarami  $H I$ ,  $Ca II$ , poloměr (5 – 10) krát menší než  $R_S \rightarrow$  malé zářivé výkony,  $10^{23} W$ , vyzařují v infračerveném oboru, energie uvolňovaná při erupcích v optickém oboru dosahuje  $10^{26} - 10^{27} J$

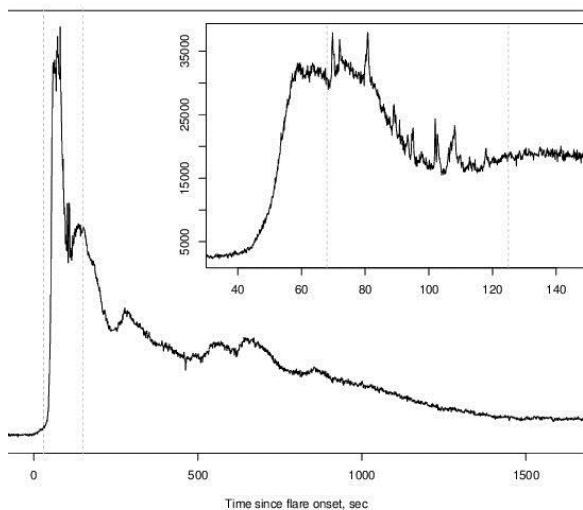
Celková energie erupcí u hvězd UV Ceti je o (1-2) řády větší než u erupcí na Slunci. U obou hvězd jevy probíhají ve vnějších zředěných vrstvách atmosféry, průzračné pro záření téměř všech vlnových délek. Obdobně jako sluneční erupce jsou vyvolané magnetickými rekonekcemi, jdou napříč spektrem, od rtg.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



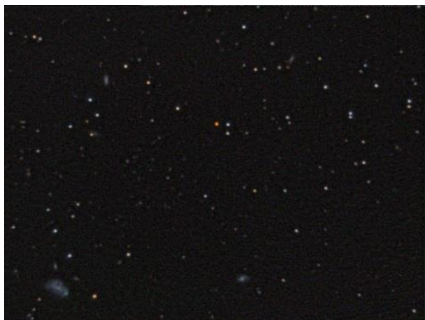
K přepojení magnetických siločar dochází v oblastech, kde mají blízké siločáry opačný směr. Proudová vrstva se vyznačuje nulovým magnetickým polem a nenulovou hustotou elektrického proudu. Silně se zahřeje a může z ní uniknout plazmoid se zamrzlým magnetickým polem, podrobněji Aldebaran – Kulhánek.

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.  $\log \frac{L_{er}}{L_{bol}}$ ,  $\log \frac{L_x}{L_{bol}}$ .

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,  $r = 2,4 \text{ pc}$ , 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  $2,2 \text{ kG}$ . Při erupcích vyzařování rtg. a gama záření. Připomínáme u Slunce celkové magnetické pole  $1 \text{ G}$ , aktivní sluneční skvrny  $3 \text{ kG}$ .



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

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

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

Ekvivalentní šířky emisních čar v  $\text{\AA}$   $H_\alpha$   $H_\beta$   $H_\gamma$   $H_\delta$   $CaII K$

*CU CnC dM5e* 7,0 12,5 7,3 4,3 24,5

*FL Vir dM5,5e* 8,9 10,1 16,9 12,1 48,1

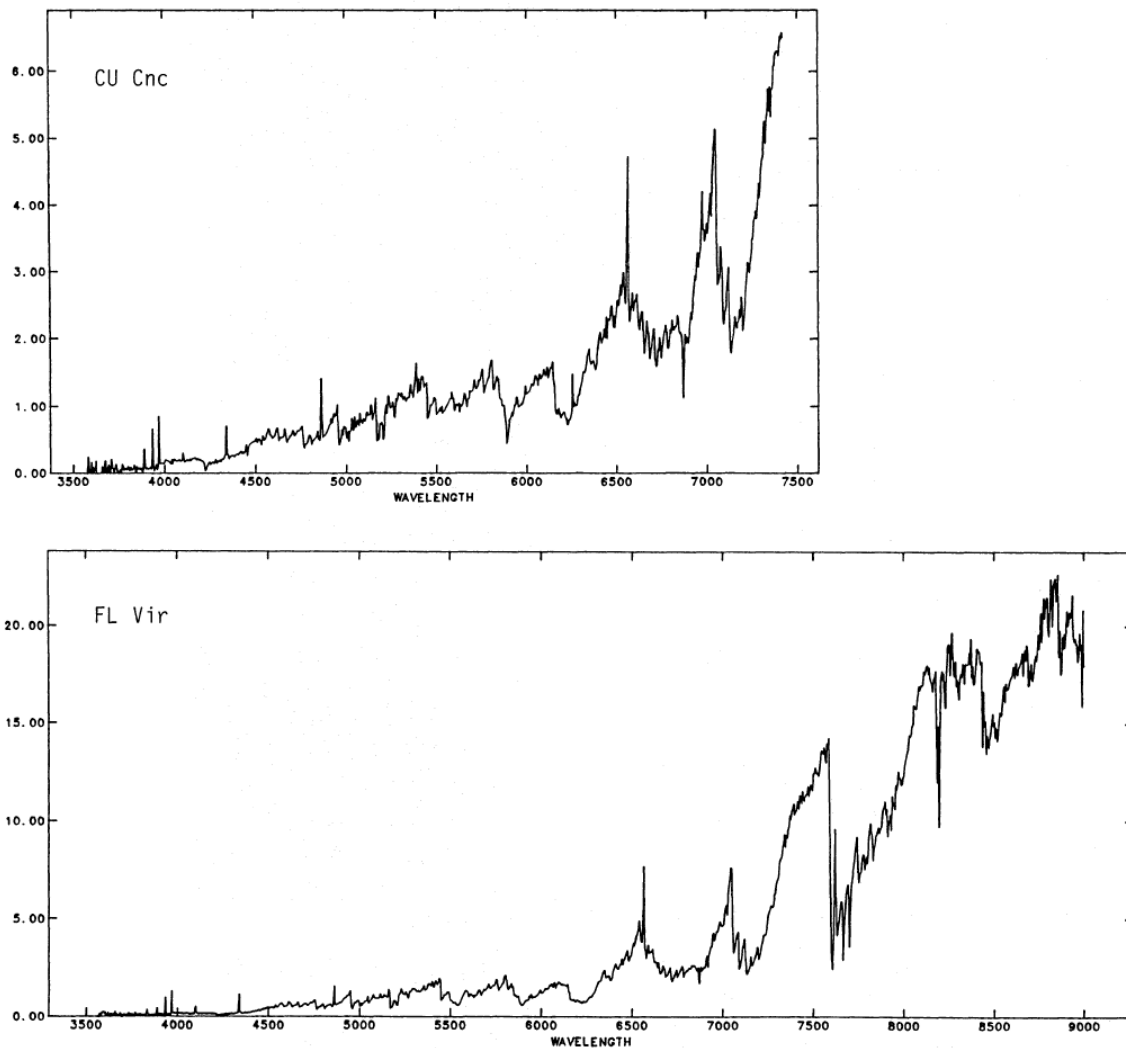


Fig. 5. Composite spectra of QY Aur (binary), CU Cnc, and FL Vir (binary). The vertical flux scale is arbitrarily set equal to unity at 5500  $\text{\AA}$

Extrasolární soustavy kolem M trpaslíků, případná obyvatelnost

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

Gl 581 b,  $15,9 M_Z$ ,  $a = 0,04 \text{ au}$ ,

Gl 581 c,  $5,3 M_Z$ ,  $a = 0,073 \text{ au}$ ,

Gl 581 d,  $7,0 M_Z$ ,  $a = 0,22 \text{ au}$  ...zatím nepotvrzena

Generalised radiative parameters for dM stars (with Sun for comparison)

Spectral type	G2	M0	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	M8
Radius/solar radius	1.00	0.62	0.58	0.53	0.45	0.39	0.33	0.26	0.18	0.12
Blackbody Teffo (degrees Kelvin)	5860	3850	3720	3580	3470	3370	3240	3050	2940	2640
Ie orbital radius (A.U.)	1.00	0.26	0.23	0.19	0.15	0.12	0.10	0.07	0.04	0.02
Ia orbital radius (stellar radii)	214	56	48	41	33	27	21	14	9	5

## 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  $\approx 2\,000$  K. Jill Tarter navrhla roku 1975 pro takové objekty nevhodný a nevýstižný název hnědí trpaslíci.



# THE STRUCTURE OF STARS OF VERY LOW MASS

SHIV S. KUMAR\*

NASA Goddard Space Flight Center, Institute for Space Studies, New York 27, N.Y.

*Received October 20, 1962; revised November 27, 1962*

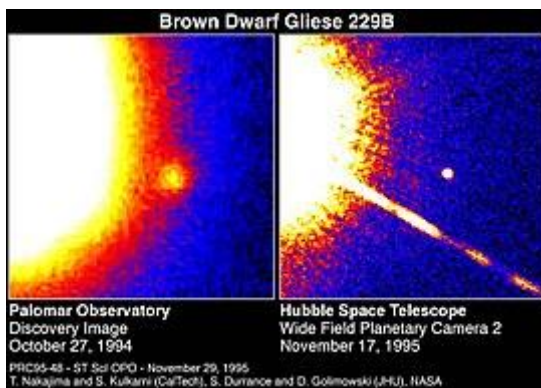
## ABSTRACT

Completely convective models have been constructed for stars of masses 0.09, 0.08, 0.07, 0.06, 0.05, and 0.04 (solar units), taking into account the non-relativistic degeneracy of the stellar material. It is shown that there is a lower limit to the mass of a main-sequence star. The stars with mass less than this limit become completely degenerate stars or "black" dwarfs as a consequence of gravitational contraction, and, therefore, they never go through the normal stellar evolution.

## I. INTRODUCTION

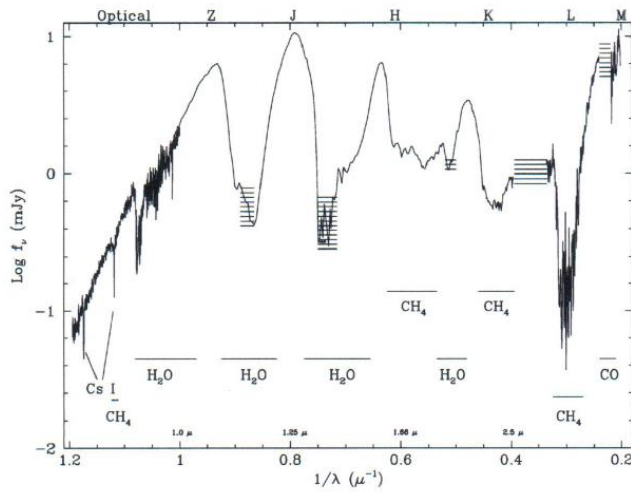
Very little observational or theoretical information is available concerning the structure of stars of very low mass. In this paper an attempt will be made to study the internal structure of stars of mass  $M < 0.1 M_{\odot}$  by using theoretical models. In particular, we shall be concerned with the effects of degeneracy on the structure of stars having masses between  $0.09M_{\odot}$  and  $0.04M_{\odot}$ .

In order to evaluate physical quantities such as the central temperature and the central density, we have to make use of certain models for the stars under study. We are primarily concerned with low-mass stars when they are contracting and nuclear reactions involving the destruction of  $H^2$ ,  $Li^6$ ,  $Li^7$ ,  $Be^9$ ,  $B^{10}$ , and  $B^{11}$  are taking place. Under these circumstances, we can assume that the models are completely convective, as has recently been shown by Hayashi (1962). Therefore, we study the structure of stars of low mass by assuming that they can be represented by spheres of polytropic index 1.5. Limber (1958) has used such models in studying the structure of main-sequence stars of spectral type M. Although we are concerned with the contracting stars and not the main-sequence stars, the structure equations given by Limber are applicable to our stars. Therefore, we shall not derive them here. For the derivations of these equations, Limber's paper or a paper by the author (Kumar 1962) should be consulted.



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

# The discovery of brown dwarfs



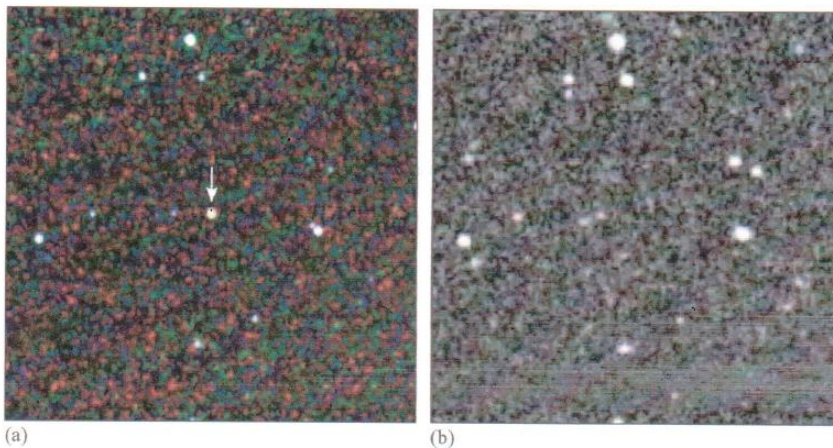
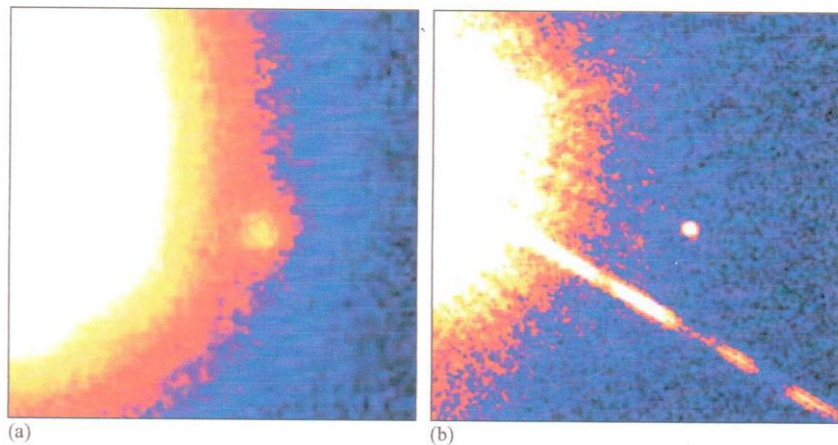
1963 theoretical prediction of existence of Brown Dwarfs by Kumar (1963)

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 (1,4 - 3)  $\mu m$ , v okolí 2  $\mu m$ , v letech 1997 - 2001, 300 milionů objektů.

**DENIS** The Deep Near Infrared Survey, pozorování v optické a infračervené oblasti, 0,82  $\mu m$ , 1,25  $\mu m$ , 2,15  $\mu m$  v letech 1996-2001, jižní obloha.

**SLOAN** Digital Sky Survey multispektrální výzkum, spektrální a fotometrický, v letech 1998-2001, U, G, R, I, Z - 355,1 , 486,6 , 616,5, 748,1 , 893,1 nm.

**WISE** Wide Field Infrared Survey Explorer, pozorování v infračerveném oboru na kosmickém dalekohledu, 3,4  $\mu m$ , 4,6  $\mu m$  – **hnědí trpaslíci**, 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 Oppenheimera et al. 2000 planeta **je objekt, ve kterém za celou jeho historii neprobíhaly termonukleární reakce žádného typu**. Jestliže na nějaké etapě vývoje uvolněná energie při termonukleární syntéze byla srovnatelná s energií vyzařovanou objektem, pak hovoříme o hvězdě.

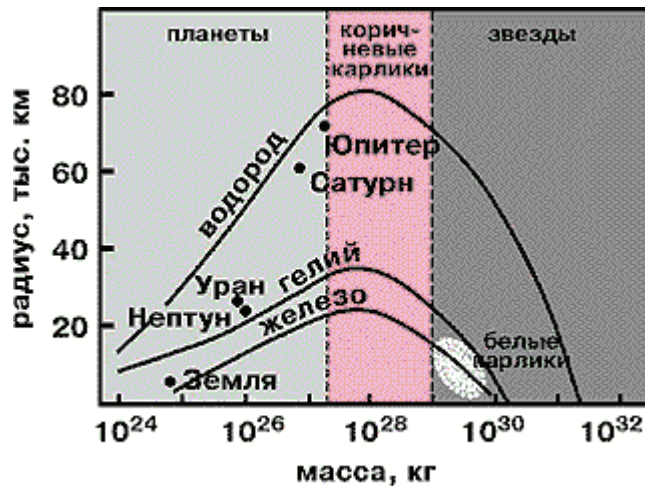
V tabulce jsou shrnuty rozlišovací charakteristiky při předpokládané obsahu kovů jako u Slunce.

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

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

Graf má tři oblasti: planety – hnědí trpaslíci – hvězdy

Posloupnost rozložení hmotností těles ve vesmíru je spojitá, tudíž musí existovat objekty, které svou hmotností tvoří přechodové stadium mezi planetami a hvězdami. Až do svého objevu roku 1995 byli hnědí trpaslíci jen hypotetickými objekty, dnes předpokládáme, že jich



je stejně jako hvězd. Například v otevřené hvězdokupě Plejády, kterou tvoří hvězdy staré jen několik milionů roků, existuje velké množství hnědých trpaslíků.

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

Gravitační smršťování protohvězd o malé hmotnosti se zastaví dříve, než centrální teplota dosáhne hodnot, nezbytných pro zapálení syntézy  $H \rightarrow He$ . Při hmotnosti hvězdy menší než  $0,075 M_{\odot}$  (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.

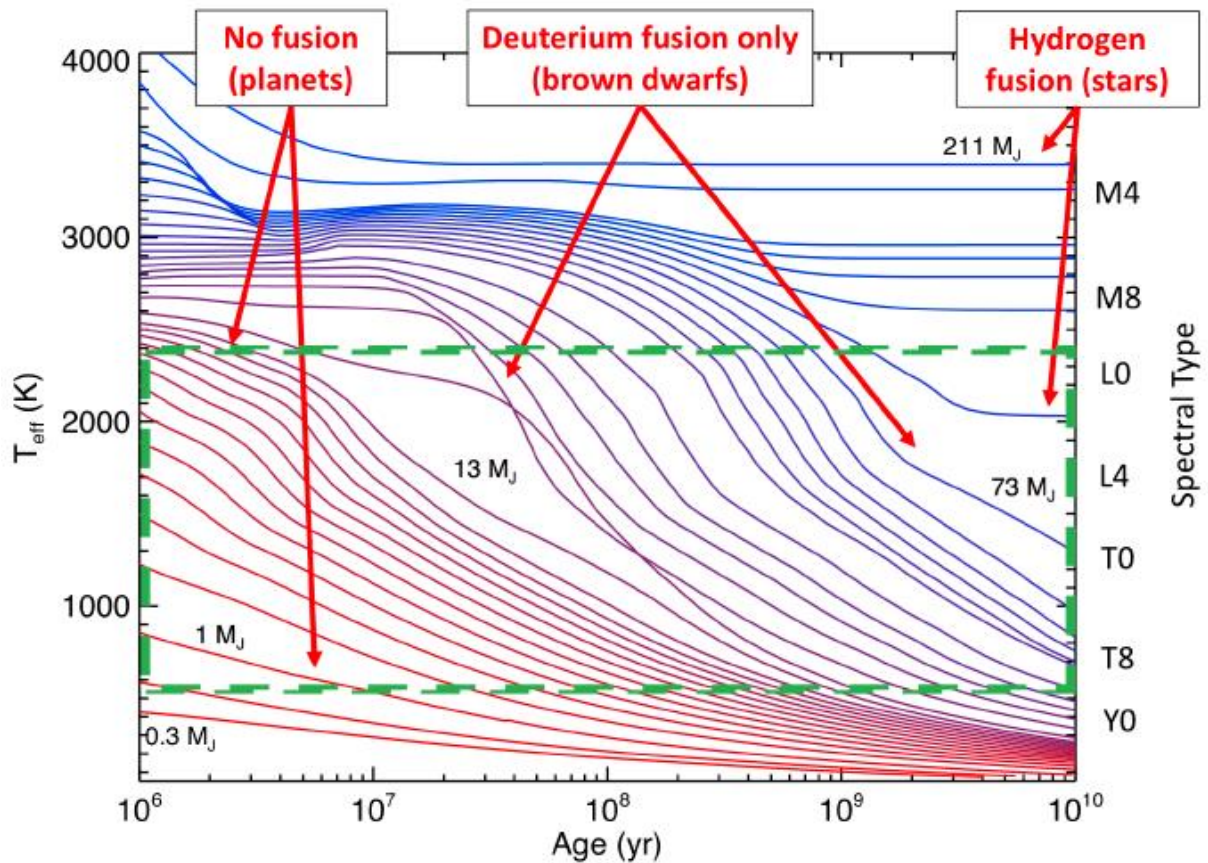
Hnědí trpaslíci jsou plně konvektivními objekty, s výjimkou vnější zářivé vrstvy.

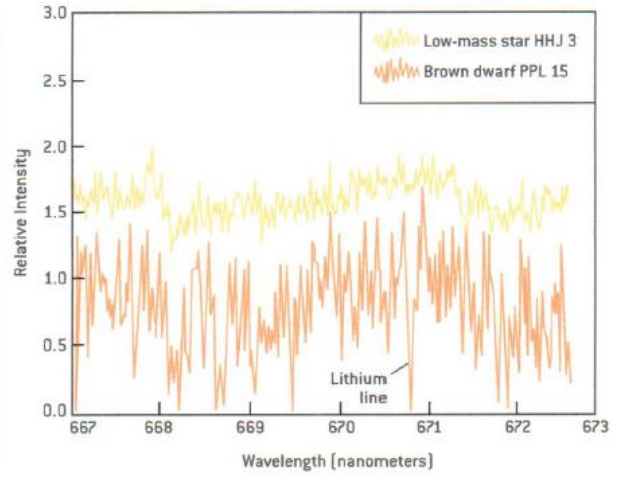
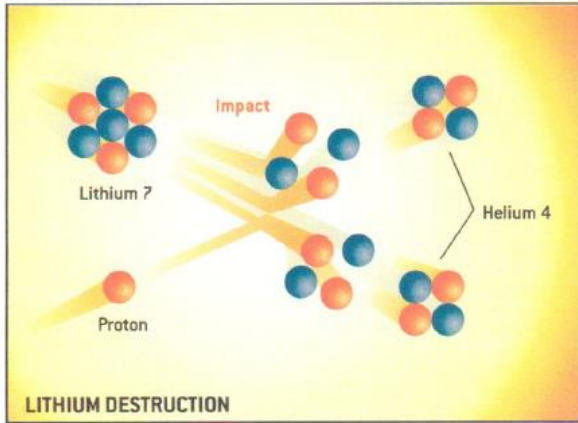
Ve výše uvedené tabulce jsou spočteny teoretické modely pro látku se sluneční metalicitou. Podotýkáme, že obsah lithia u hnědých trpaslíků s vyšší hmotností závisí na stáří, jeho obsah postupně ve hvězdách klesá.

První objevy hnědých trpaslíků se datují na léta 1995-96. Základní metodu hledání byl tzv. lithiový test, existence lithiové absorpční čáry 670,8 nm ve spektrech těchto objektů. Lithium ve hvězdách nejpozději za sto miliónů roků vyhoří, neboť se slučuje s jádrem vodíku při teplotách vyšších než  $2,5 \cdot 10^6$  K podle reakce  ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow 2 {}^4_2\text{He}$ .

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

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



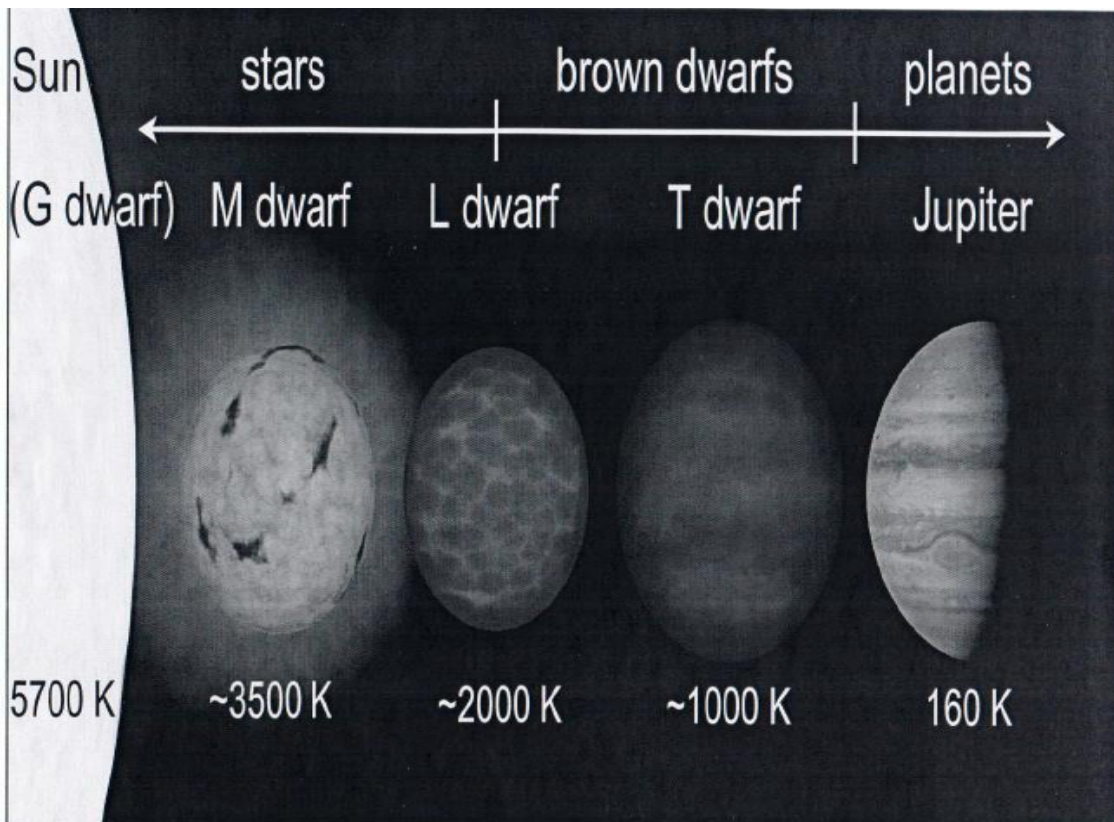


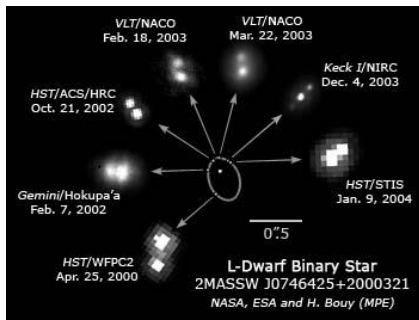
**M trpaslíci**  $3\,800 > T_{\text{ef}} > 2\,200\text{ K}$

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

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

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

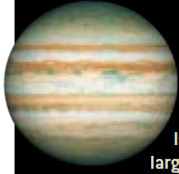




**Úloha 8.5** Fyzická dvojhvězda 2MASSWJ0746425+2000321, se skládá z červeného a hnědého trpaslíka. Z pozorování byla zjištěna oběžná doba  $T = 10$  roků, úhlová velikost velké poloosy  $a'' = 0,20''$  a roční paralaxa  $\pi'' = 0,08''$ . Určete součet hmotností obou složek!

*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.





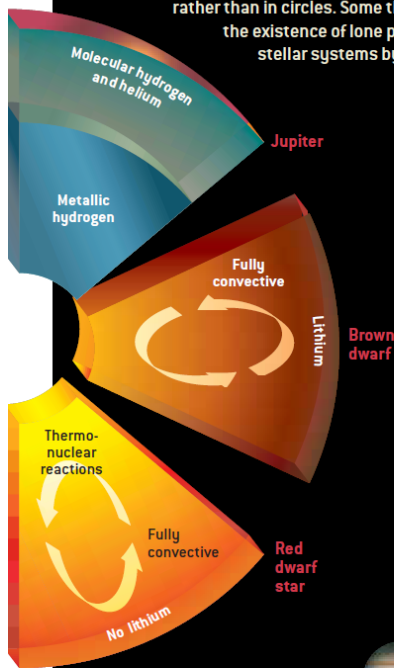
# Planets versus Brown Dwarfs

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.

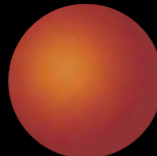
These expectations have been shattered by the discovery of the first extrasolar giant planets. Most of these bodies have been found in close orbits, and most travel in eccentric ovals rather than in circles. Some theorists have even predicted the existence of lone planets, thrown out of their stellar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

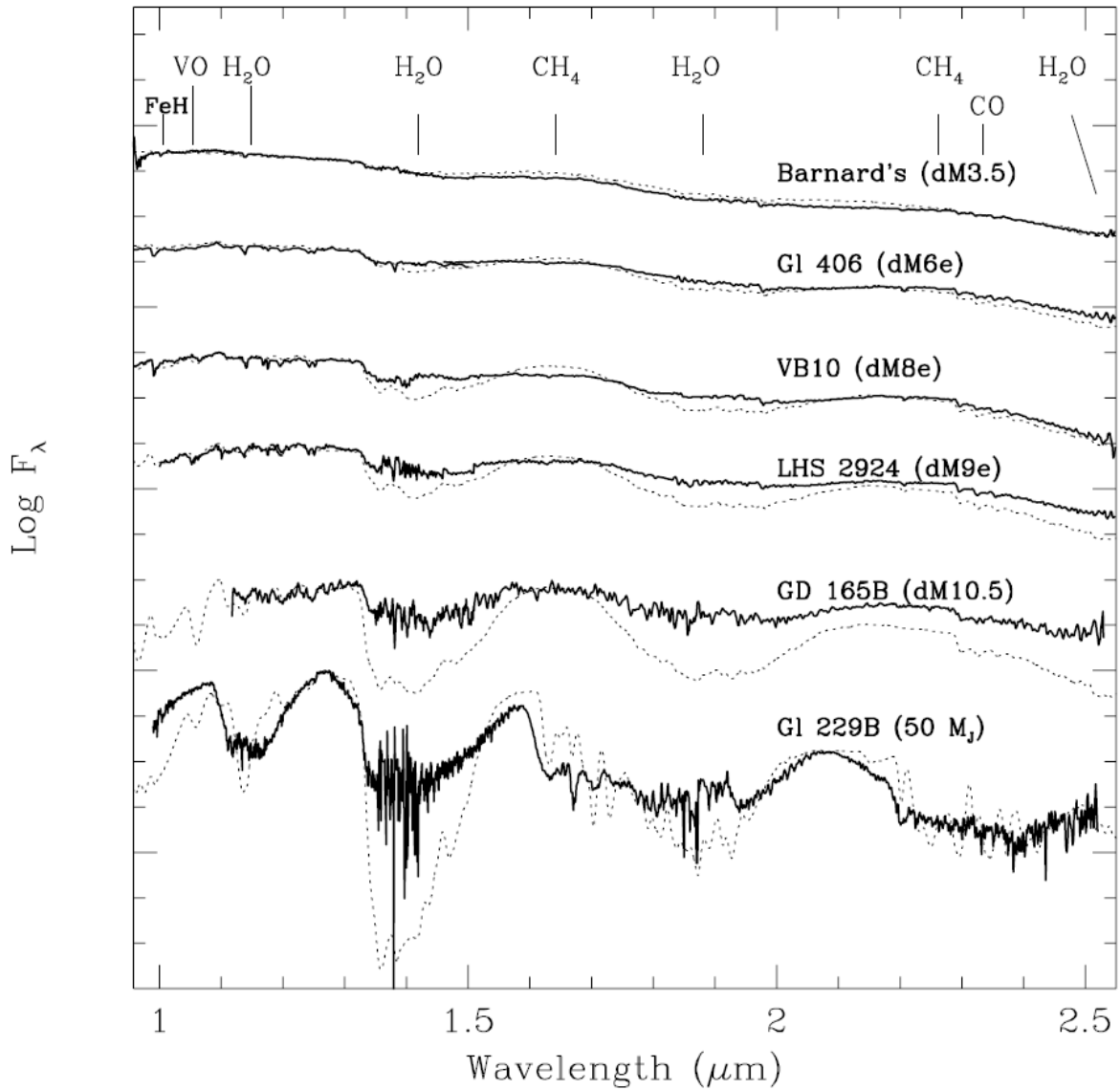
An alternative approach is gaining adherents: to distinguish between planets and brown dwarfs based on whether the object has ever managed to produce any nuclear fusion reactions. In this view, the dividing line is set at about 13 Jupiter-masses. Above that mass, deuterium fusion occurs in the object. 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  $\approx 3\,000\text{ K}$  ve spektrech dominují mohutné pásy TiO a VO, které postupně s klesající teplotou slábnou.

Časově byla nejprve zavedena **spektrální třída L** pro hvězdy s povrchovou teplotou (2 000 – 1 500) K. Pro čárové spektrum je charakteristický silný absorpční pás CrH, 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 na  $\approx 2\,000\text{ K}$ . 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  $r = 33,4\text{ pc}$ .



Ještě chladnější jsou hvězdy se **spektrální třídou T**, jejichž efektivní povrchová teplota je  $\approx (1\,500 - 1\,000)\text{ K}$  případně i méně. Příkladem T trpaslíků je prvně objevený hnědý trpaslík **GI 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  $(950 - 1050)\text{ K}$ , spektrum **T 6.5**. Obíhá kolem červeného trpaslíka **GI 229A** spektrální třídy M1 Ve po dráze o poloměru 40 au s oběžnou dobou zhruba 200 roků. Spektrum hvězdy model a pozorované spektrum.

Konkrétní výpočty dvojitého hnědého trpaslíka  $\epsilon$  Indi Ba - b **T** - získání fyzikálních

parametrů:  $T = 1\,270\text{ K}$ ,  $\log \frac{L}{L_S} = -4,67$ , tedy  $2 \cdot 10^{-5} L_S$ ,  $R = 0,097 R_S$ ,  $M = (40 - 60) M_J$ .

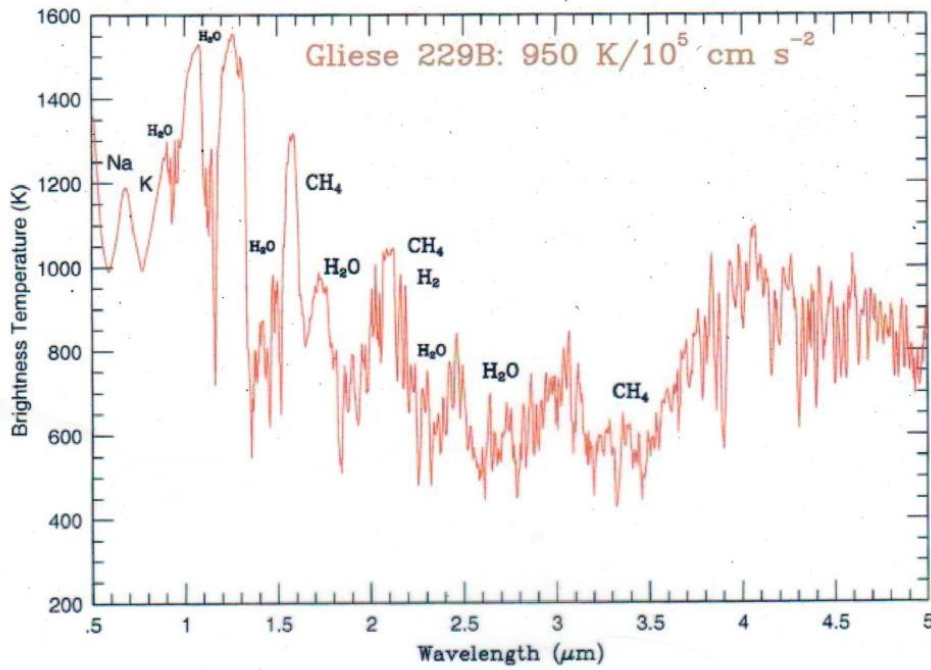


FIG. 28. The “brightness” temperature (in K) vs wavelength (in microns) from 0.5 to 5.0  $\mu\text{m}$  for a representative model of Gliese 229B’s spectrum. This is the temperature in the atmosphere at which the zenith optical depth at the given wavelength is 2/3. Shown are the wavelength positions 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  $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{CH}_4$  absorption bands and the Na and K resonance features in the optical [Color].

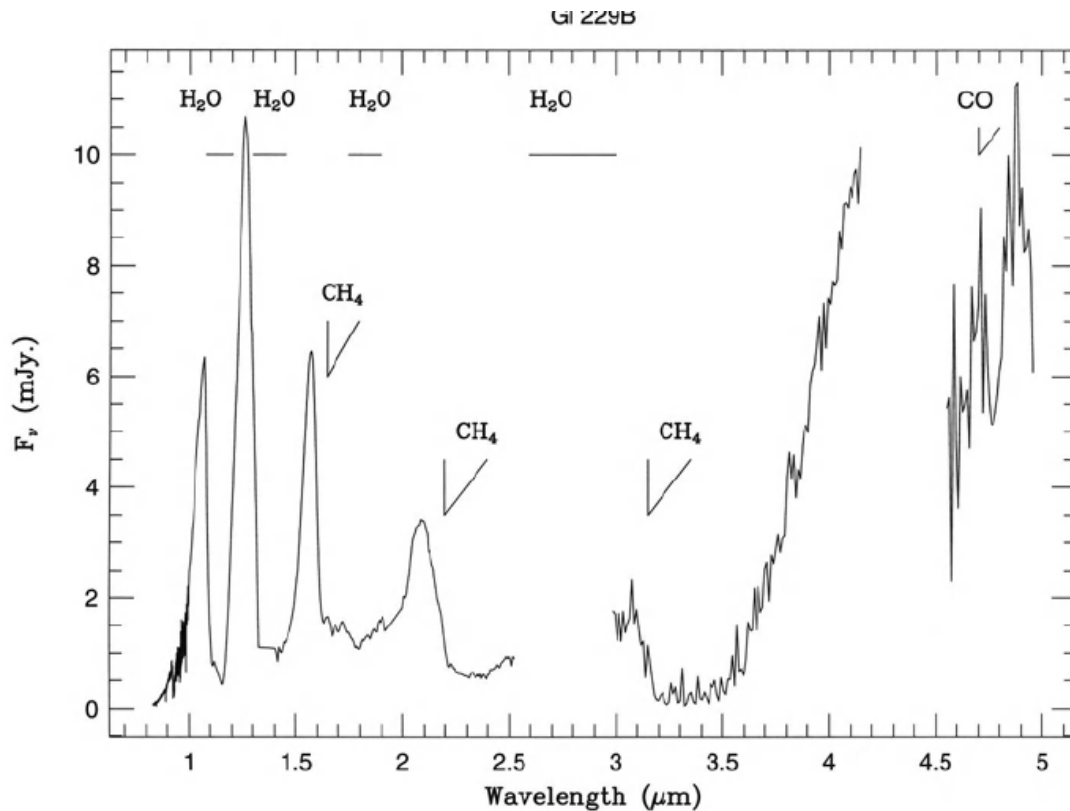
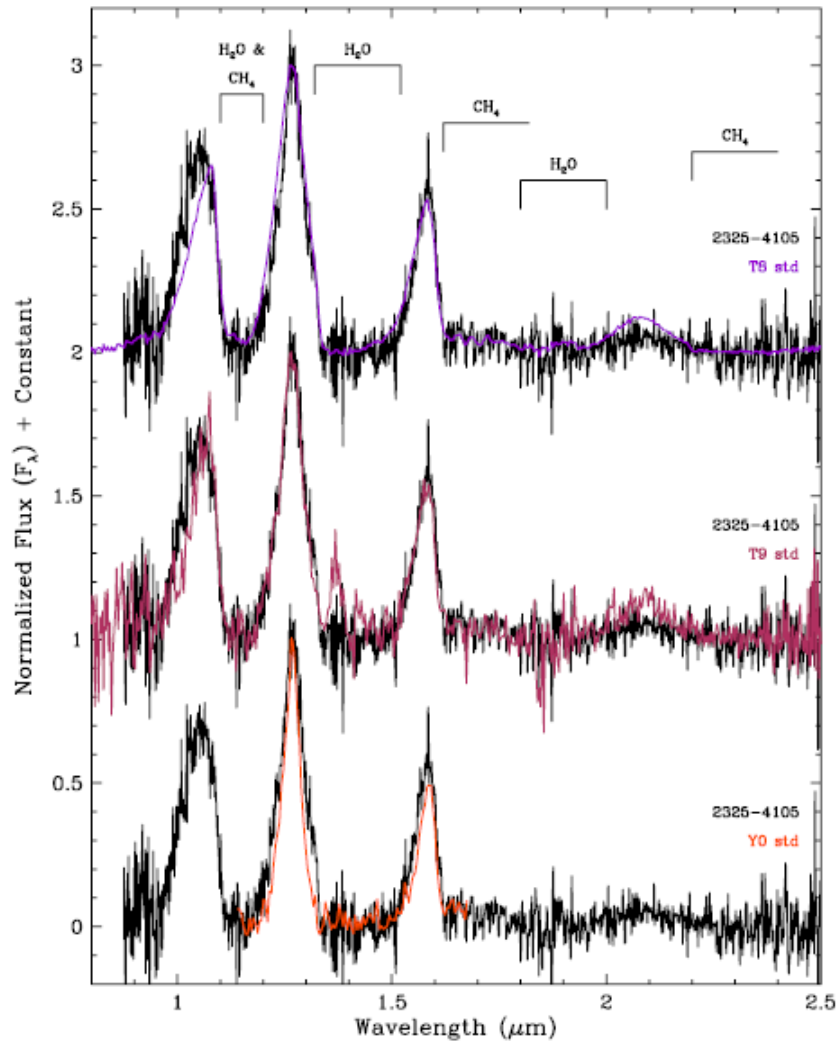
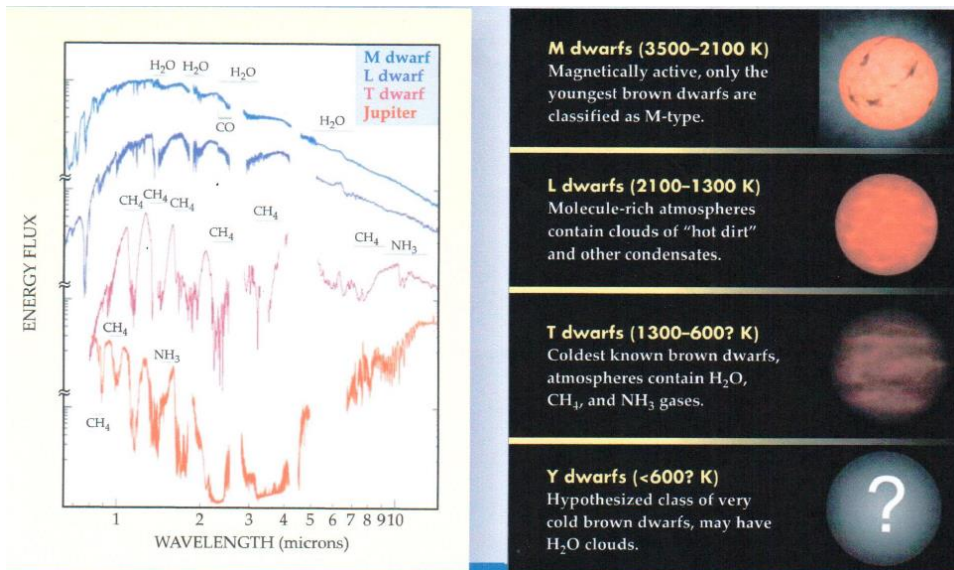


Figure 9.6. The spectral energy distribution of Gl 229B from 0.8 to 5  $\mu\text{m}$ . The terrestrial atmosphere is opaque due to  $\text{H}_2\text{O}$  absorption between 2.52 and 3  $\mu\text{m}$ , and 4.15 and 4.5  $\mu\text{m}$ . (Data from [O3], courtesy of B. Oppenheimer.)



**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  $\mu\text{m}$  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  $\text{H}_2\text{O}$  a  $\text{CH}_4$ .



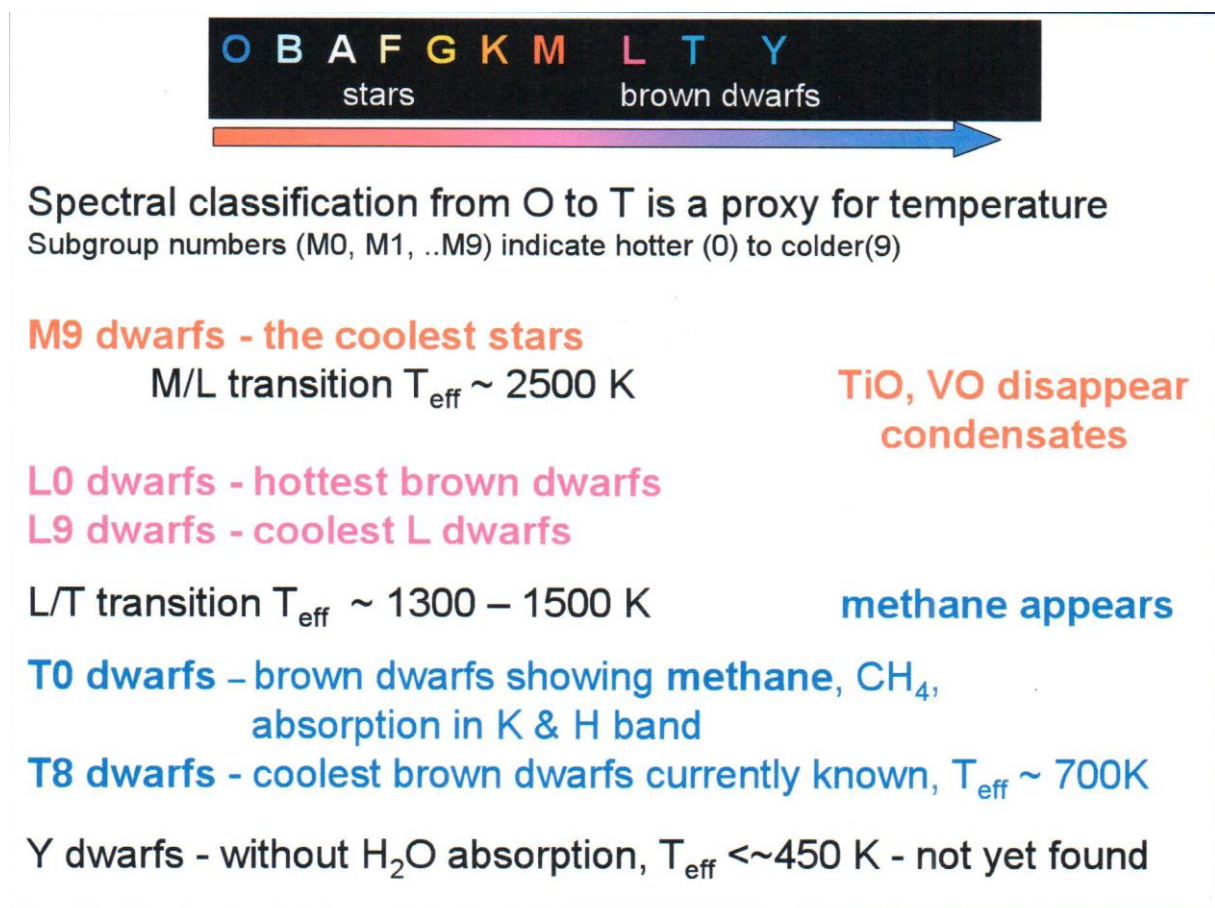
Nejnižší teplotu mají hnědí trpaslíci **spektrální třídy Y**  $\approx 500$  K. Představitelem je hnědý trpaslík WISE 1541-2250 spektrální třídy **Y0**. Ve spektrech objektů  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , rozložení energie ve střední infračervené oblasti,

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

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

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

Přehled spektrálních tříd:



Druhou možností testů spekter těchto objektů je metanový test, viz obrázek. Při teplotách nad  $2500$  K jsou molekuly metanu zcela disociovány. Hvězda, v jejímž spektru jsou pozorovány výrazné **absorpční molekulové pásy metanu  $\text{CH}_4$**  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  $H_\alpha$  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  $H_2O$ , CO (2,3  $\mu\text{m}$ ) FeH (1,2  $\mu\text{m}$ ).

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

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

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.

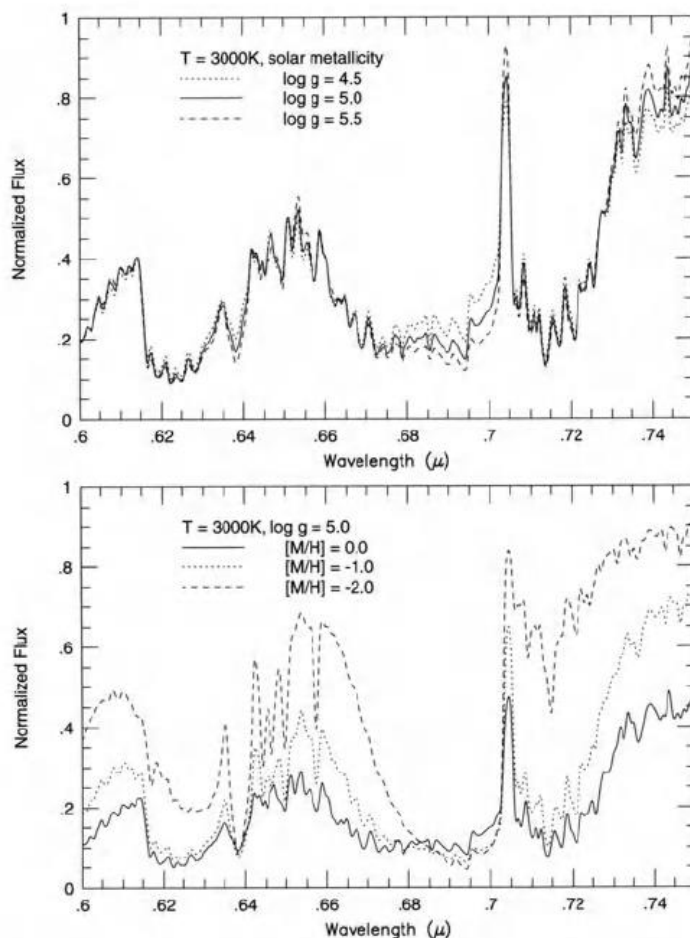


Figure 4.14. Higher-resolution spectra from the NextGen models of Figure 4.9, showing the detailed changes in the optical (red) CaH and TiO bands with varying gravity and metallicity. CaH becomes stronger with higher gravity, while TiO remains about the same strength. Alternatively, with lower metallicity 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 **hnědých trpaslíků T** jsou výrazné čáry  $\text{H}_2\text{O}$  v blízké infračervené oblasti spektra, například (1,11 – 1,6)  $\mu\text{m}$ , (1,35 – 1,45)  $\mu\text{m}$ , (1,77 – 2,03)  $\mu\text{m}$ , dále pásy methanu (1,30 – 1,50)  $\mu\text{m}$ , (1,60 – 1,80)  $\mu\text{m}$  a (2,20 – 2,50)  $\mu\text{m}$ .

**Spektra Y trpaslíků** se vyznačují čarami  $\text{NH}_3$  a  $\text{H}_2\text{O}$ .

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



a interpretaci konvekce. Pro  $T_{\text{ef}} < 3\,000\text{ K}$  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 H<sub>2</sub>O, CO, celkově asi  $\approx 10^9$  čar.

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

U hvězd s nízkou hmotností chudých na kovy je tlak v atmosférách vyvoláván především absorpcí H<sup>-</sup>, zatímco H<sub>2</sub> je důležitá v infračervené oblasti, při vlnových délkách větších než 1  $\mu\text{m}$ .

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

Při nízkých teplotách (1 500 – 1 200) K je **CO vyčerpáno formováním methanu CH<sub>3</sub>, což charakterizuje přechod od L trpaslíků k T trpaslíkům.**

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

Corundum Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Perovskite CaTiO<sub>3</sub>, kondenzuje při  $T < (2\,300 - 2\,000)\text{ K}$

Železo Fe

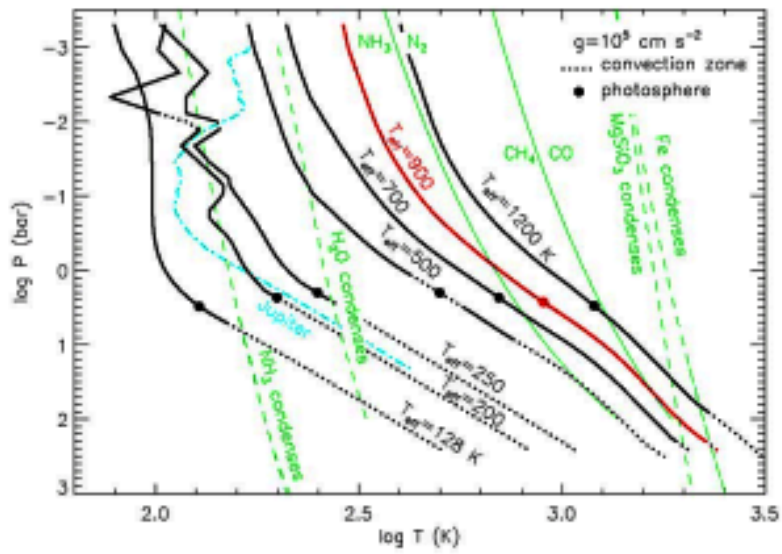
VO, kondenzuje při  $T < (1900 - 1700)\text{ K}$

MgSiO<sub>3</sub>, MgSiO<sub>4</sub>.

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

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





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

Spektrum GL 229B + Titanu,  $\text{CH}_4$ .

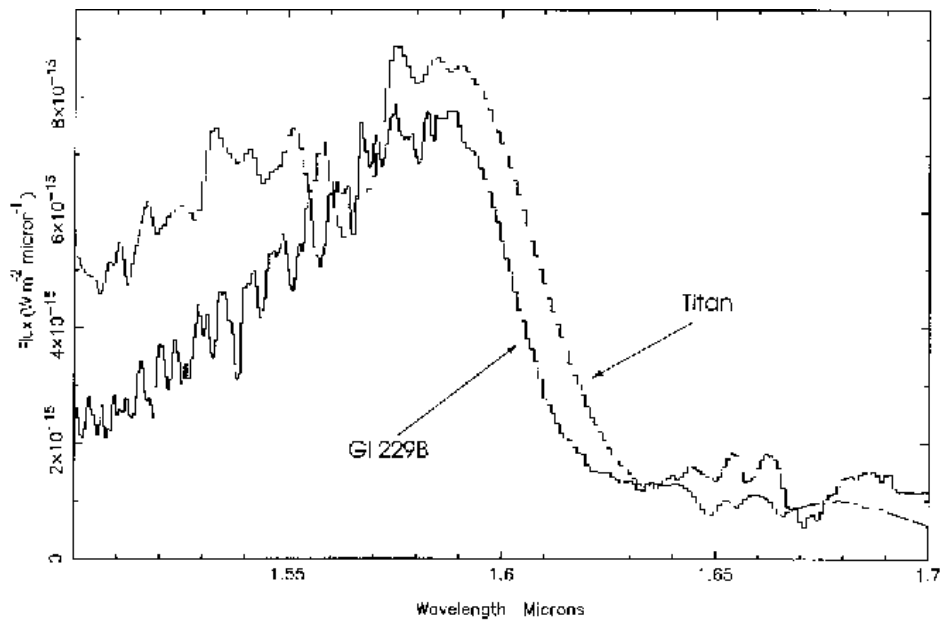
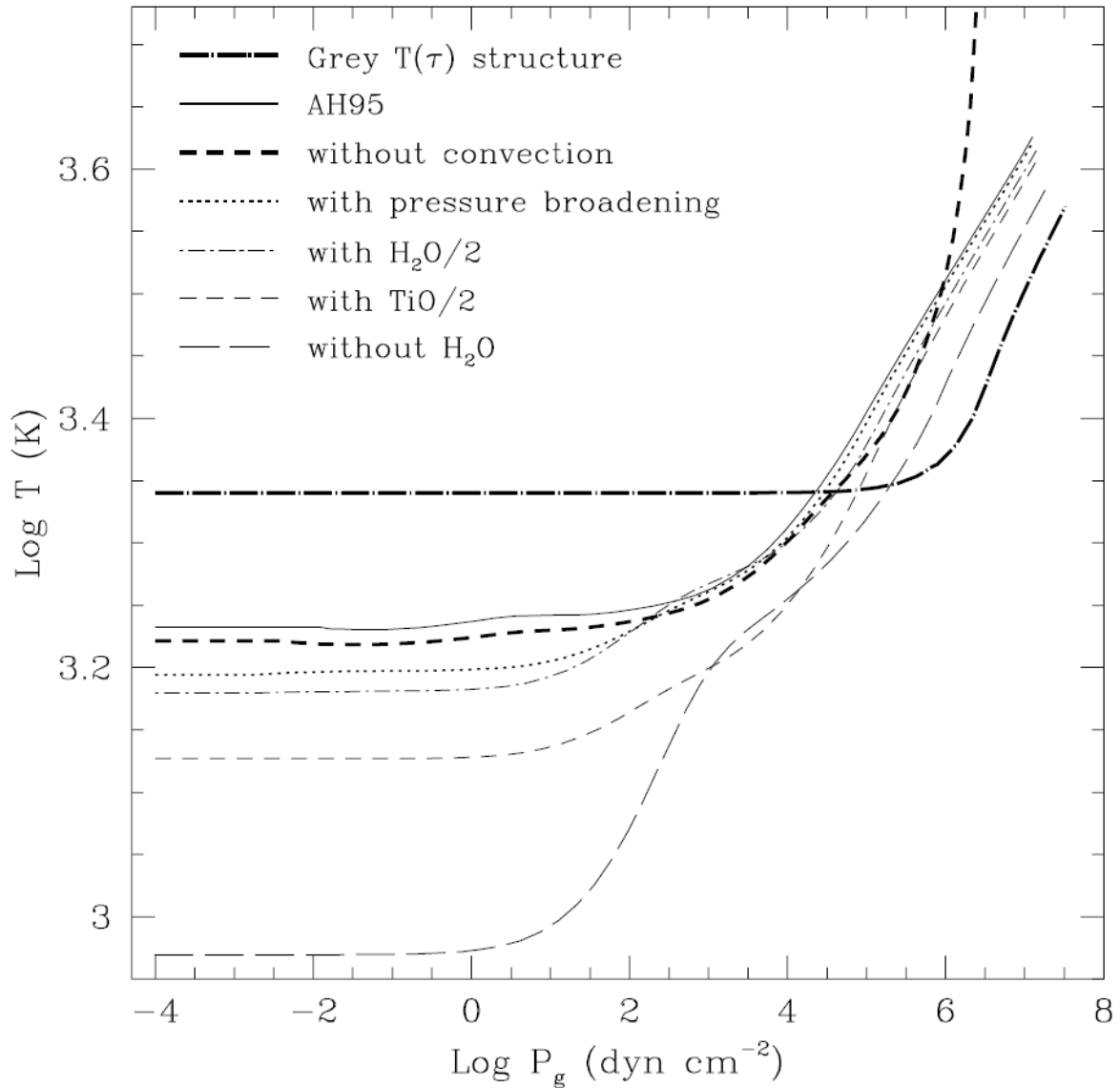


FIG. 3 — Spectra of GL 229B (heavy line) and Titan (scaled by a factor of



*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<sub>2</sub>O opacities causes a dramatic cooling (by CO) of the atmosphere (*long-dashed curve*), uncertainties by a factor of two in the H<sub>2</sub>O 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 s časem

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  $T_{\text{ef}}$ , [K],  $g$  [ $\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$ ],  $R$  [ $10^4$  km],  $L$  [ $L_{\text{S}}$ ].

Centrální teplota objektu závisí na hmotnosti, existují čtyři režimy

1.  $M \geq 0,075 M_{\text{S}}$ ,  $T_{\text{c}}$  je dostatečně vysoká, aby probíhala syntéza vodíku
2.  $M \leq 0,075 M_{\text{S}}$ ,  $T_{\text{c}}$  je příliš nízká, aby probíhala syntéza vodíku na helium, objekt je hnědým trpaslíkem, hoří v něm lithium.
3.  $M \leq 0,06 M_{\text{S}}$ ,  $T_{\text{c}}$  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

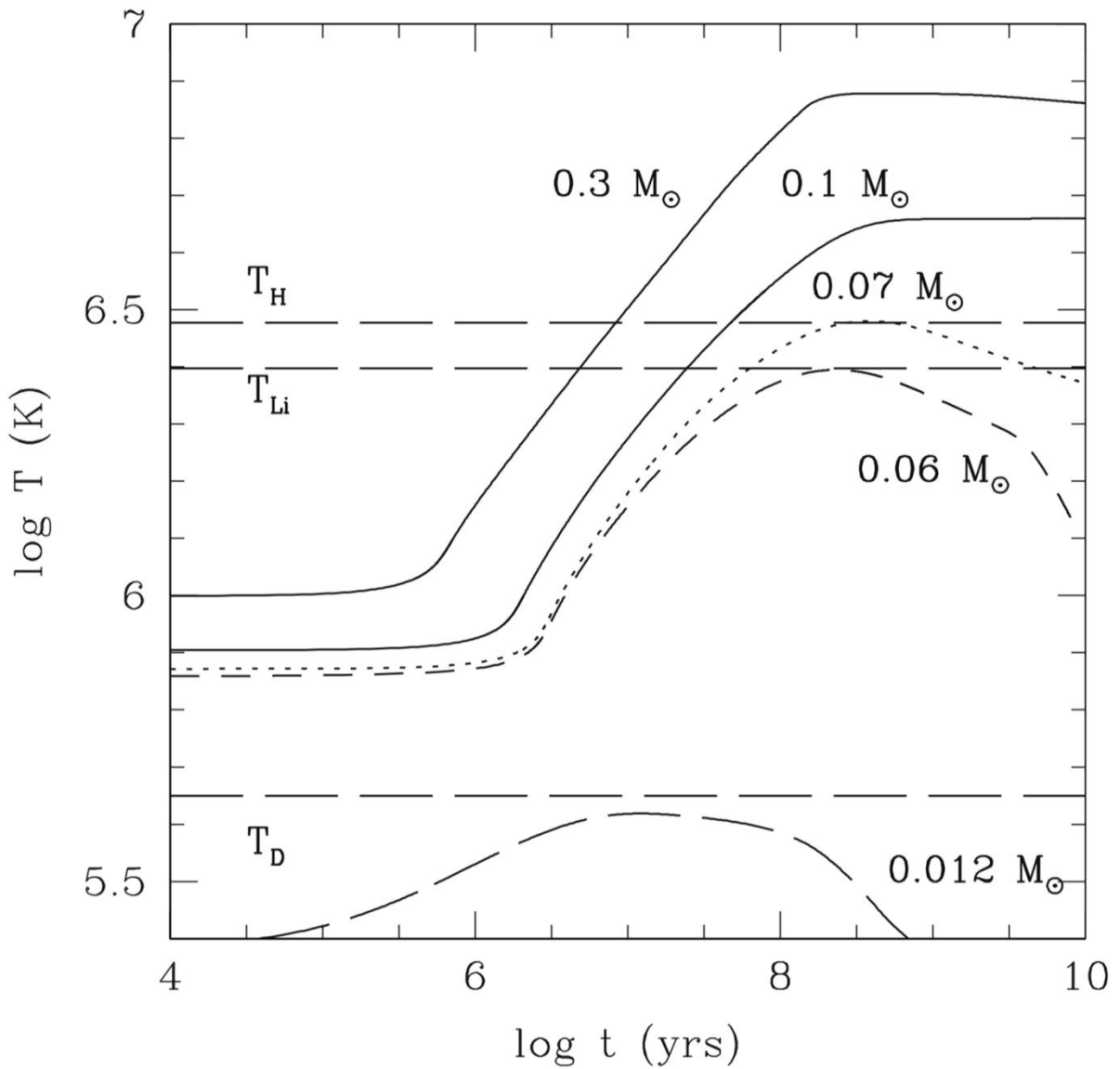
relativistické degenerace  $n = 1$ . Vnitřní stavba hnědých trpaslíků je jednoduchá, jsou plně konvektivní. Pouze u nejchladnějších trpaslíků nedosahuje konvekce až k povrchu. Na povrchu se nachází tenká fotosférická vrstva.

Zobrazen vývoj centrální teploty pro tři různé hmotnosti, zachyceny teploty hoření  $T_{\text{H}}$  pro vodík,  $T_{\text{Li}}$  pro lithium,  $T_{\text{D}}$  pro deutérium. 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  $Z = 0 \rightarrow 0,09 M_{\text{S}}$ .



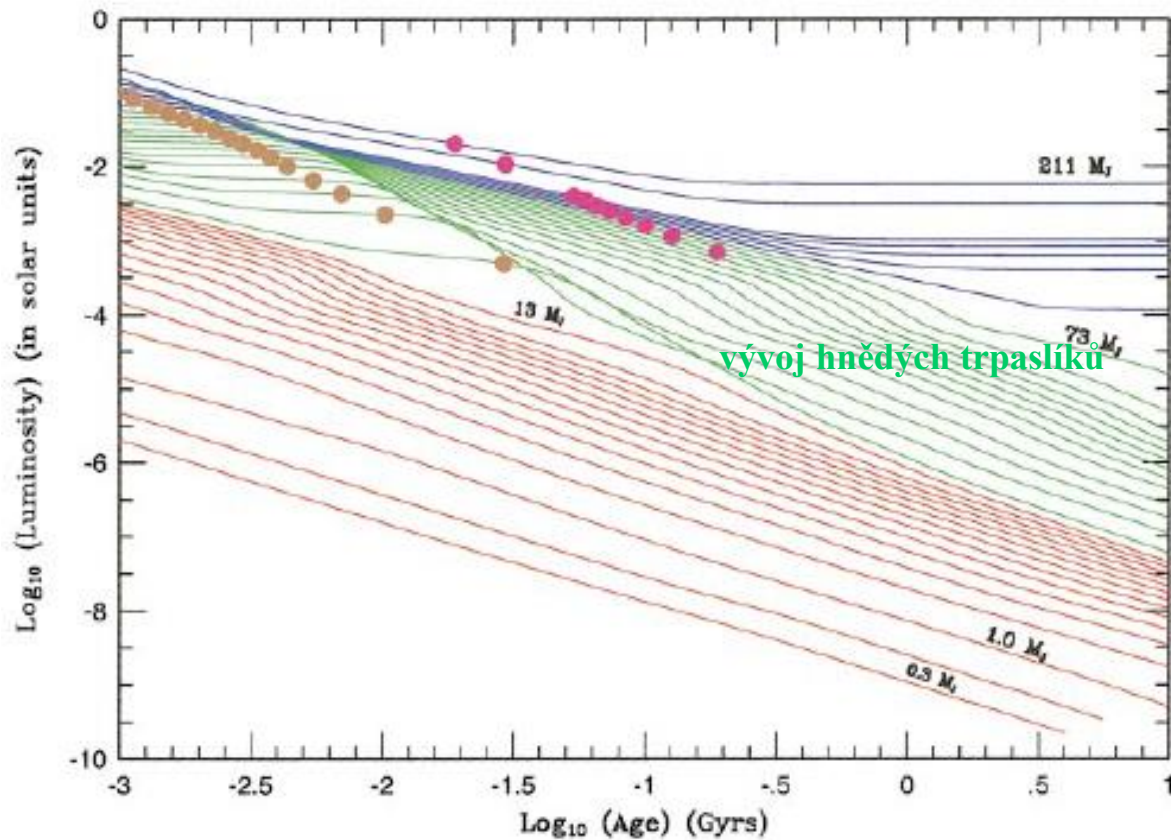
Vývoj hnědých trpaslíků můžeme sledovat prostřednictvím viriálové věty,  
 $\langle E_k \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_p \rangle$ , předpokládáme pomalé smršťování, změna  $\Delta R$  záporná.  
 Platí  $E_p = -k \frac{GM^2}{R} \rightarrow \Delta E_p = k \frac{GM^2}{R^2} \Delta R$ . Při konstantní hmotnosti  $\Delta E_p \approx -\frac{\Delta R}{R^2} > 0$ .  
 Hvězdy se smršťují, zahřívají se.

Změna zářivého výkonu s časem, teoretické výpočty

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

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

kde čas  $t$  je v rocích,  $M$  v  $M_S$  a  $\kappa_R$  je průměrná atmosférická rosselandovská opacita [ $\text{cm}^2 \text{gm}^{-1}$ ].



### Změna teplot s časem

1) Vrchol hodnoty centrální teploty je závislý na hmotnosti

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

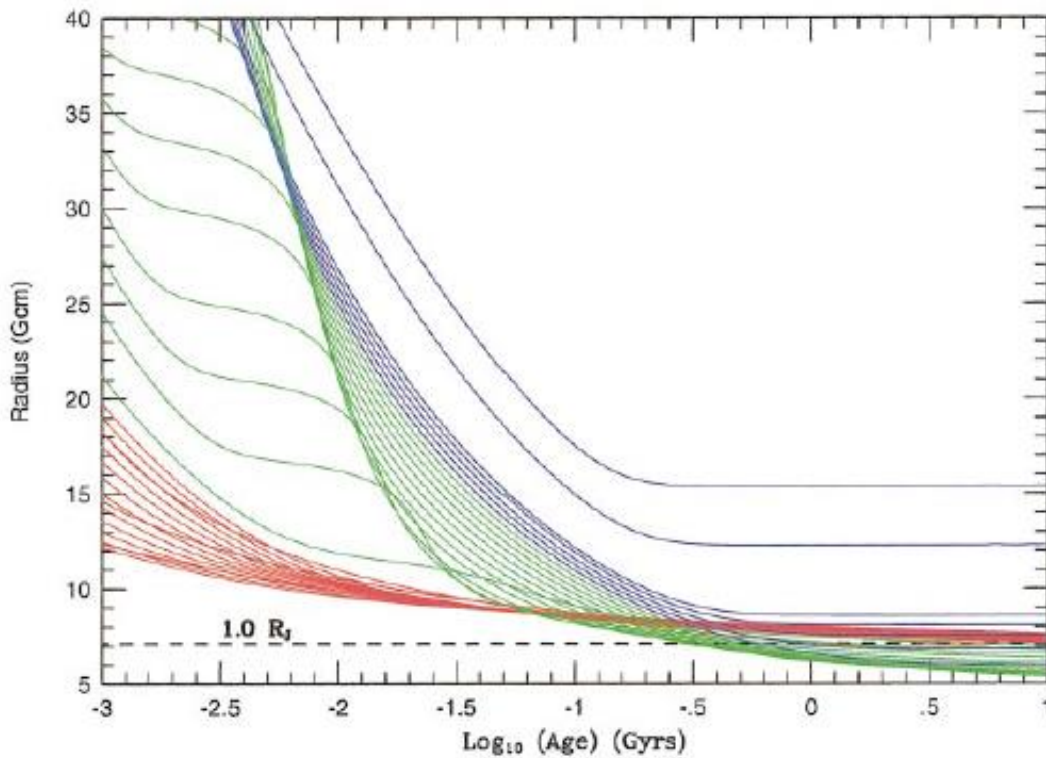
2) Změna efektivní povrchové teploty  $T_{ef} \approx 1550 K \left( \frac{10^9}{t} \right)^{0,32} \left( \frac{M}{0,05} \right)^{0,83} \left( \frac{\kappa_R}{10^{-2}} \right)^{0,088}$

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

### Změna poloměru s časem

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

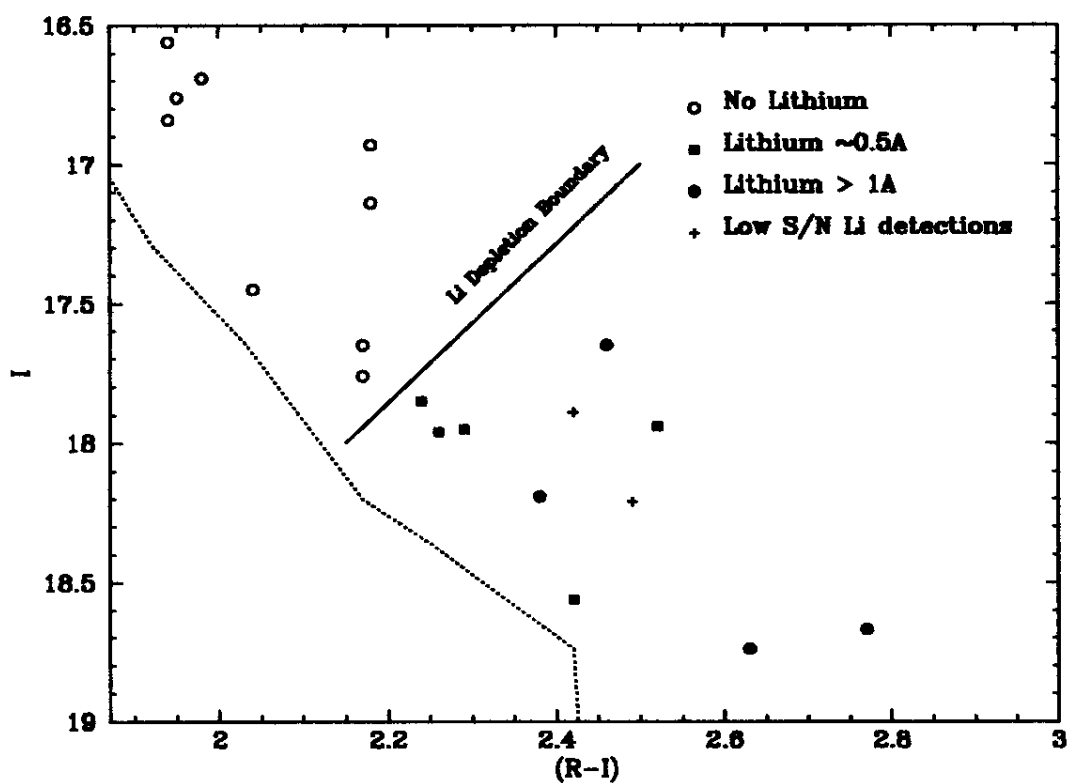
závisí slabě na hmotnosti  $R \sim M^{-\frac{1}{8}}$ . Příkladně hnědý trpaslík s hmotností  $0,030 M_{\odot}$  má poloměr  $4,3 R_J$  a  $1,0 R_J$  v časech  $10^6$  a  $10^9$  roků.



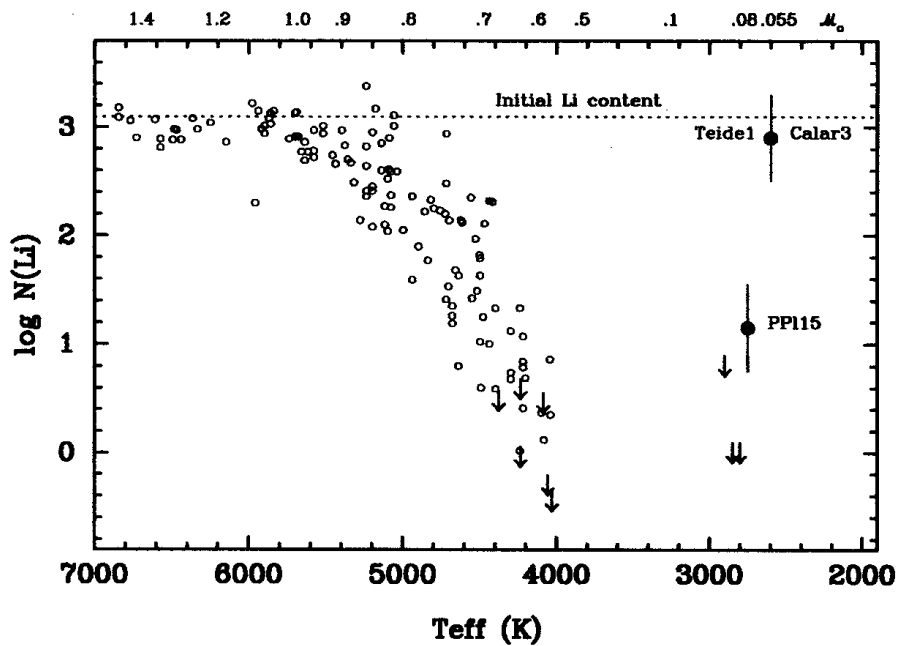
Následující obrázek zachycuje obsah lithia jako funkci  $T_{ef}$  pro hvězdy v **Plejádách**. Hvězdy spektrálních tříd G a K mají obsah odpovídající vesmírnému, u spektrální třídy M obsah klesá. Pod 3 000 K, u mladých hnědých trpaslíků, jako jsou PPL 15, Teide 1 a Calar 3, byl zjištěn obsah lithia zachycený 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. 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  $0,06 M_{\odot}$ .

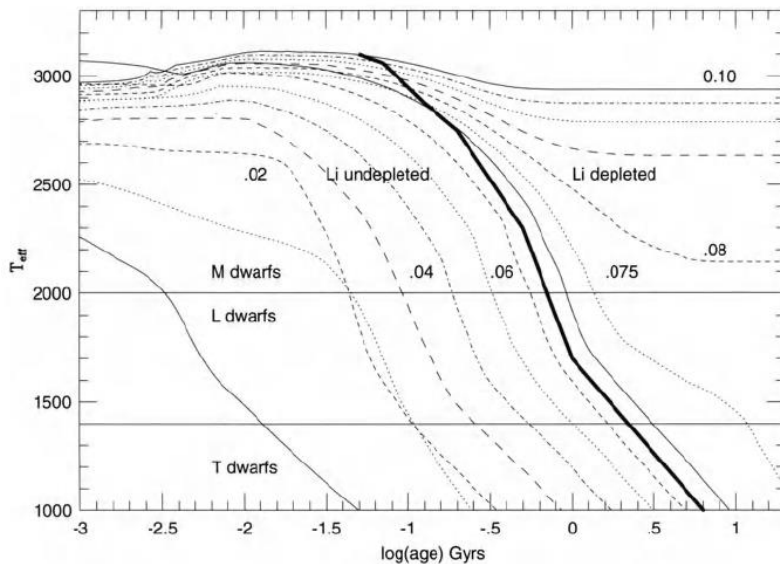


Figure 9.1. The lithium depletion line superimposed on evolutionary tracks for low-mass stars and brown dwarfs (labelled by mass in  $M_{\odot}$ ) predicted using the Tucson models [B10]. Models to the right of the solid line have depleted lithium by over 90%. Brown dwarfs with masses below  $\sim 0.065 M_{\odot}$  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, spektrální útvary a prach jsou podstatné pro tvar pozorovaného spektrálního rozdělení energie u hnědých trpaslíků. Popišme stručně složení atmosfér a dosud dostupné teoretické modely atmosfér. Uveďme zastoupení a vliv jednotlivých 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. Přechod  $CO$  na  $CH_4$  je řízen rovnicí  $CH_4 + H_2O \leftrightarrow CO + 3 H_2$  přibližně kolem teploty 1 100 K (Fegley & Lodders 1996).

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

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

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

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

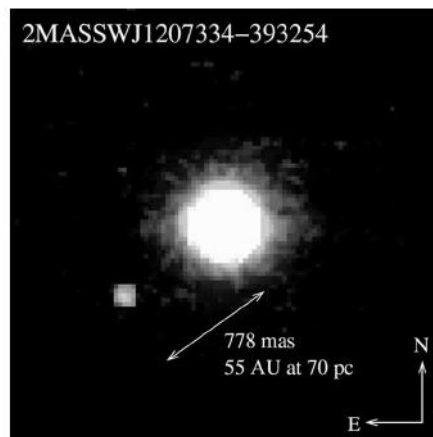
Dva principiální atmosférické modely mohou reprodukovat rozdělení spektrální energie L a T trpaslíků v rozsahu (0,6 – 5,0)  $\mu m$ .

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

Kondenzační modely se zabývají atmosférou, ve které se prach ukládá v nižších vrstvách. Tyto modely reprodukuje 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. 2000). 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
<b>Arktur</b>	<b>- 0,05</b>	<b>K 1,5 III</b>	<b>11 referenční hvězda</b>

**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 bylo stanoveno, že vývoj červeného obra s nízkou hmotností vyžaduje splnění podmínek:

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

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

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  $T$ ,  $\kappa$ ,  $\rho$  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 konst. 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 vyjádříme z Kramerova 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 obdržíme dvě rovnice  $\frac{\Delta T}{T} = \frac{\alpha}{\omega + 5} \frac{\Delta L}{L}$  a  $\frac{\Delta R}{R} = \frac{\omega + 1}{\gamma(\omega + 5)} \frac{\Delta L}{L}$ . Tyto vztahy naznačují, že zářivý výkon narůstá, jestliže povrchová teplota a poloměr se zvětšují, fotosférická hustota poklesává. Odpověď na problém přechodu k červeným obrům je obsažena v těchto dvou rovnicích, jde o zvětšování  $\frac{\Delta L}{L}$ . Hvězda může změnit poloměr nebo teplotu nebo obě veličiny. Je-li hvězdná fotosféra v blízkosti opacitní limity, kdy je opacita rostoucí funkcí teploty, potom  $\omega \rightarrow \infty$ . **Dále v této limitě platí, že při  $\frac{\Delta T}{T} \rightarrow 0$  a  $\frac{\Delta R}{R} \rightarrow \gamma^{-1} \frac{\Delta L}{L}$ . 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 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. $0,8 < M < 2,0 M_S$**

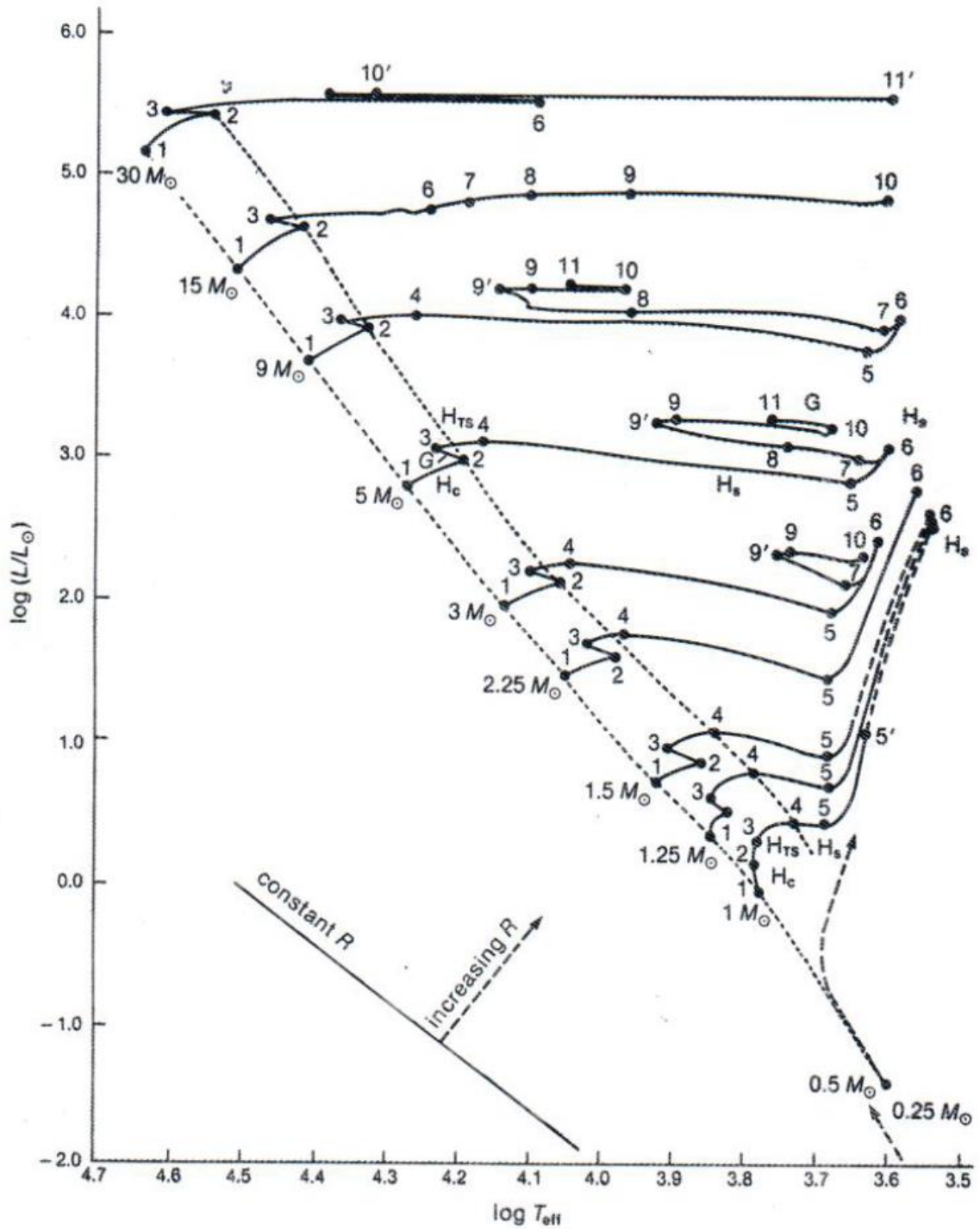
U hvězd po odchodu z hlavní posloupnosti se rozvíjí degenerované heliové jádro, vývoj směřuje k relativně dlouhé etapě červeného obra. Později proběhne heliový záblesk.

### **II. $2,0 < M < 8,0 M_S$**

Při střední hmotnosti probíhá stabilní hoření helia v nedegenerovaném jádru. Po jeho shoření vznikne degenerované C/O jádro.

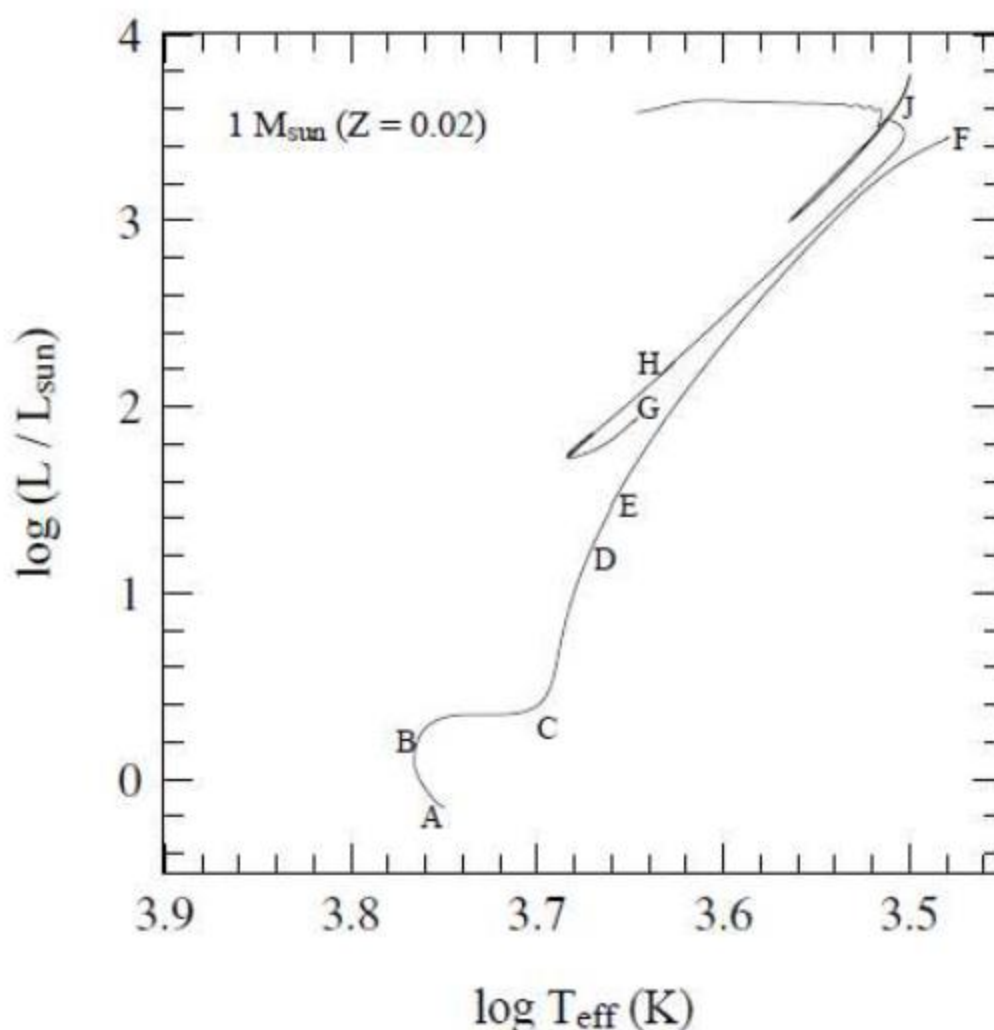
### **III. $M > 8,0 M_S$**

Ve hvězdách hoří uhlík v nedegenerovaném jádru. Postupně hoří další těžké prvky až po železo.



**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;  $H_e$ , 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 $1 M_{\odot}$ podle Kippenhahna



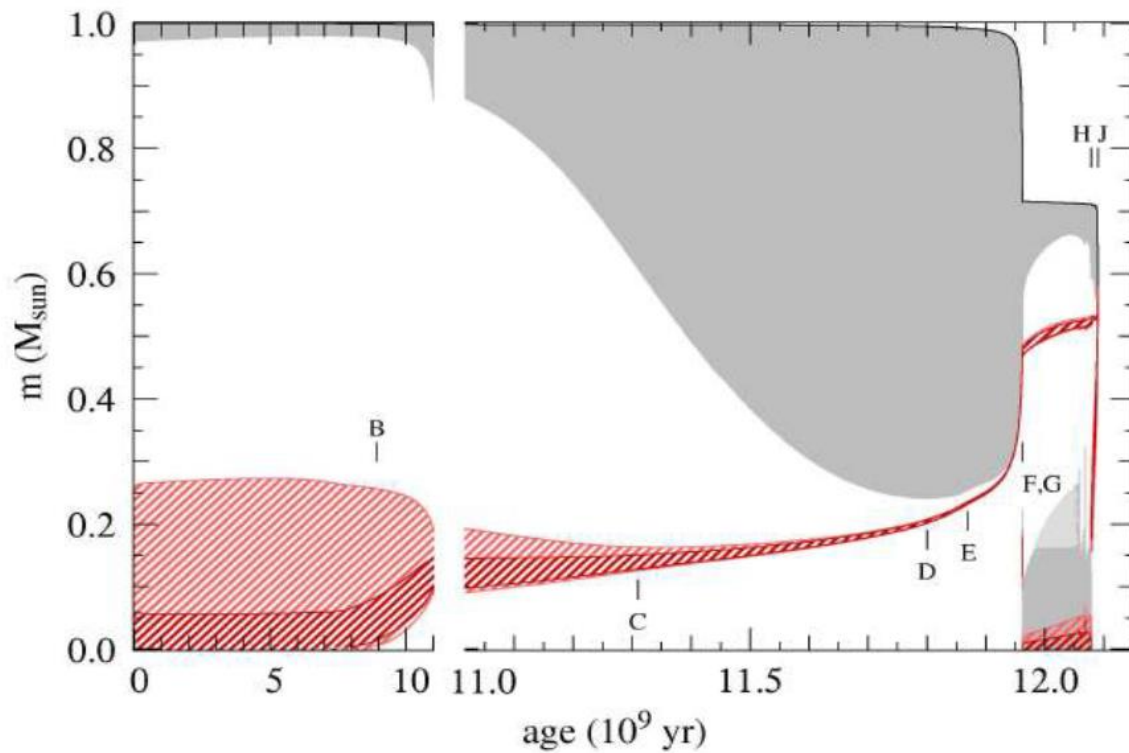
**A - B:** Vývoj hvězdy na hlavní posloupnosti, probíhá hoření vodíku v jádře

**B:** Vodík v jádře vyčerpán, začíná hoření v slupkovém vodíkovém zdroji. Platí poučka **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 2 miliardy 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,  $T_{\text{ef}}$  se téměř nemění. Výsledkem je expanze, nárůst zářivého výkonu hvězdy, obraz stoupá vzhůru po větvi červených obrů. Jádro hvězdy se dále smršťuje, ve slupce se zvětšuje

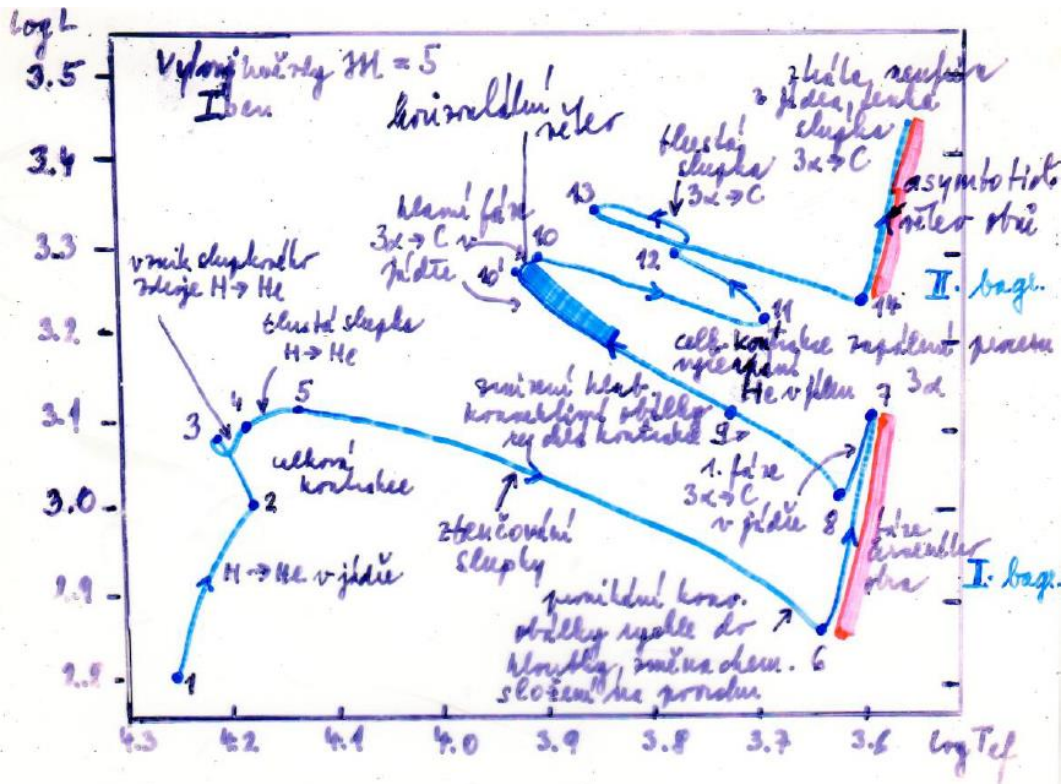
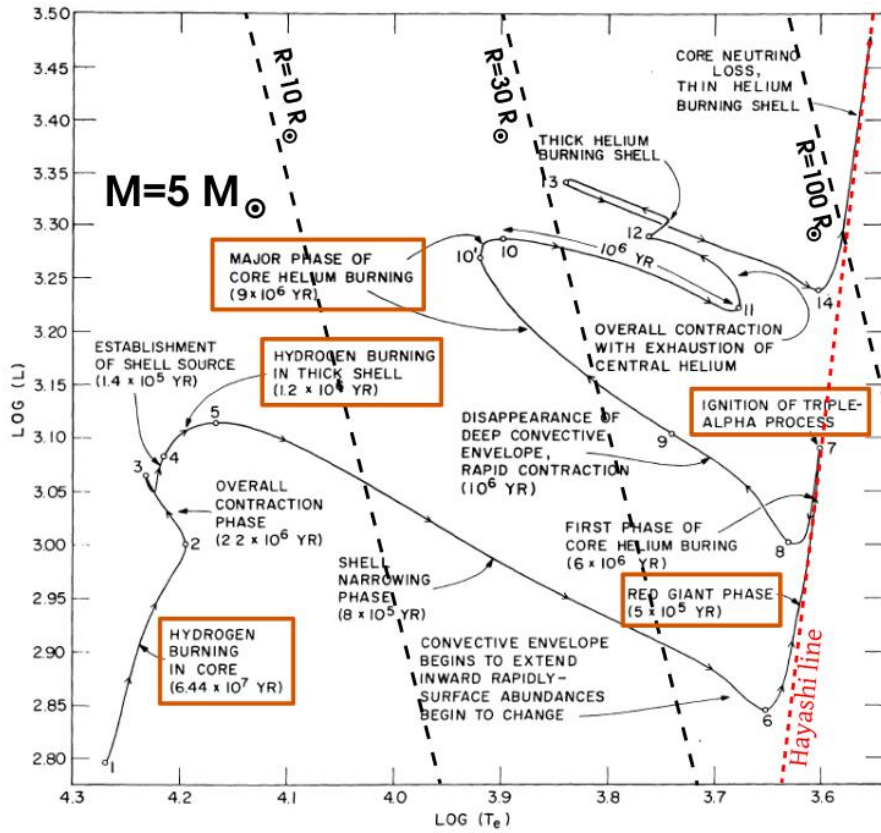
hustota, degenerované jádro je na svém vrcholu. Hoření slupkového zdroje se stává více efektivním. Hvězda na větvi červených obrů setrvává asi 0,5 miliardy roků. V blízkosti bodu **D** vnější vrstvy zasahují hluboko do hvězdy,  $m = 0,25$ . Produkty syntézy hoření vodíku z hlavní posloupnosti se mísí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



### ***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





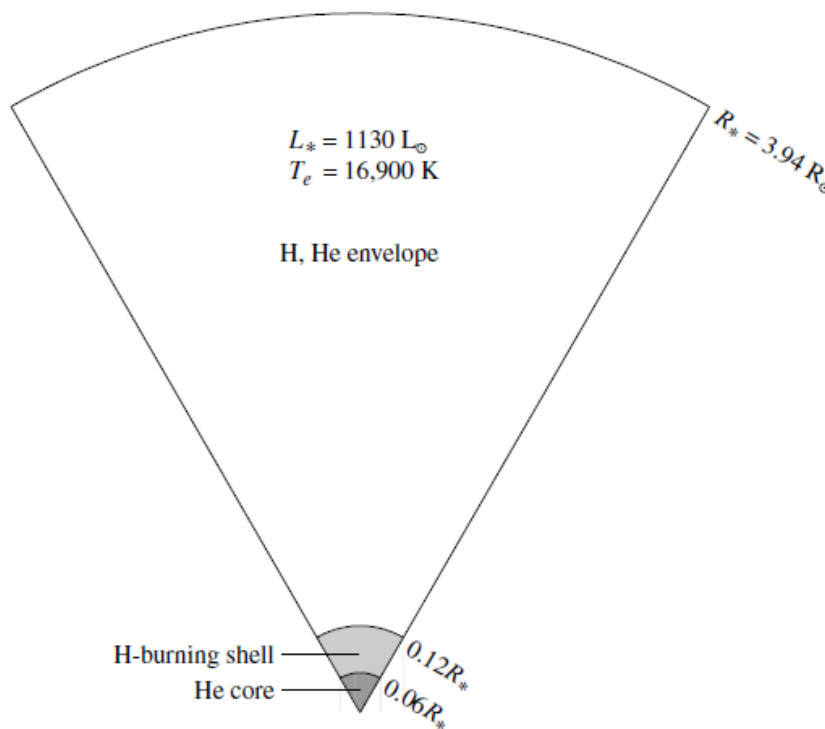
## Odchod hvězd z hlavní posloupnosti při $5 M_S$ podle Ibena

Jednotlivé etapy vývoj po odchodu z hlavní posloupnosti

**1 – 2:** Hvězda  $X = 0,71$ ,  $Y = 0,27$ ,  $Z = 0,02$  na HP, CNO cyklus v konvektivní jádře, jehož hmotnost se zmenšuje 22%  $\rightarrow$  8 % hmotnosti hvězdy, zvětšuje se teplota, hustota, roste produkce energie  $\rightarrow$  narůstá zářivý výkon, poloměr,  $2,4 \rightarrow 4,3 R_S$ , povrchová teplota mírně poklesává

**2 – 3:** Od bodu 2 probíhá celková kontrakce hvězdy, povrchová teplota mírně narůstá, konvektivní jádro se zmenšuje, v bodě 3 hvězda opouští HP,  $3,9 R_S$ ,  $T_j = 3,6 \cdot 10^7$  K,  $L = 1,3 \cdot 10^3 L_S$ .

### 3: model hvězdy



**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 héliové jádra se vytváří vodíkový slupkový zdroj, v bodě 4 vyhořelé heliové 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  $\rightarrow$  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

$$\frac{M_j}{M} \cong 0,37 \left( \frac{\mu_{ob}}{\mu_j} \right)^2.$$

Při překročení nastane smršťování heliového 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 jádře proběhla přeměna vodík  $\rightarrow$  helium. Následně  $\mu_j \cong 1,34$ , dosazeno  $\frac{M_j}{M} \cong 0,08$ .

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

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

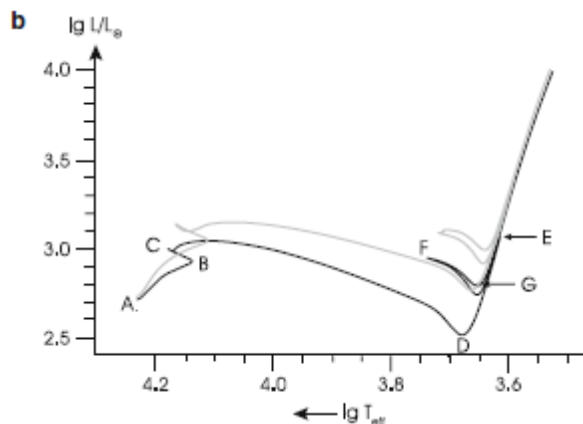
**6 – 7: Fáze červeného obra**. Červený obr,  $T_j \cong 10^8 K, L \cong 8,8 \cdot 10^2 L_S$ .

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 Ibeny

Body	Doba trvání v rocích	Vývojová etapa
1 – 2	$6,4 \cdot 10^7$	hoření vodíku v jádře
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 $5 M_{\odot}$ podle Kippenhahna



Vodíkový slupkový zdroj je podobný jako u hvězd s nižší hmotností. Rozdílem je, 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.

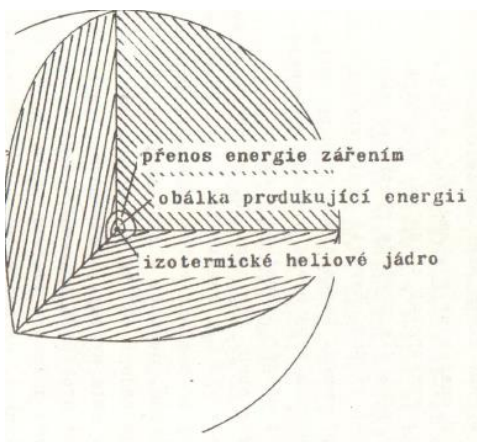
**C – D:** Hmotnost heliového jádra činí zhruba  $0,4 M_{\odot}$ . Je menší než Schönbergova-Chandrasekharova limita pro stabilní izotermické jádro. Znamená to, že jádro se nemůže zmenšovat, tak aby setrvalo v tepelné rovnováze. Jádro není husté, tudíž tlak a hustota ve slupce nejsou vysoké. Důsledkem 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 jádro přibližuje Schönbergově-Chandrasekharově limitě 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 hvězda 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.

**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 jádře. 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 získáme řešením rovnic stavby hvězd. Vycházejí z předpokladu sférické symetrie, zanedbání magnetického pole, rotace, ztráty hmoty z povrchu, zvažování konvekce, její oblasti plně promíchávány. Určování hranic konvektivních zón – Schwarzsildovo kritérium v případě předpokladu **chemicky**

**homogenního složení**, nenastává změna  $\mu$  s hloubkou. Platí  $\nabla \mu = 0$  ,  $\nabla \mu = \left| \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln P} \right|$  ,

$$\left| \frac{d \ln T}{d \ln P} \right|_{rad} < \left| \frac{d \ln T}{d \ln P} \right|_{ad} , \nabla_{rad} < \nabla_{ad} .$$

Přesnější vymezení i pro případ chemicky nehomogenního složení dává **Ledouxovo**

**kritérium**  $\nabla_{rad} < \nabla_{ad} + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu} , \nabla \mu = \left| \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln P} \right| \neq 0 , \varphi = \left( \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} \right) ,$

$$\delta = - \left( \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right) .$$

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  $T_{\text{ef}}$ , pozvolna klesající v čase, velký rozsah zářivých výkonů rostoucích v čase.
3. Fyzikální a chemickou strukturu, její vývoj v čase.

#### 5.4. Studium atmosfér červených obrů

Turbulence v atmosféře rozdělujeme na dva typy. **Mikroturbulence** je jev spojený s elementy plazmatu, jejichž rozměry jsou malé ve srovnání se střední volnou 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

$$v_0 = \sqrt{v_{\text{tep}}^2 + v_{\text{tur}}^2} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu} + v_{\text{tur}}^2}$$

$v_0$  je pozorovaná složka radiální rychlosti, určovaná z křivek růstu, teplotní rozšíření závisí na  $\mu$ , turbulentní nikoliv

$$G K 0 \quad 4 \ 400 \text{ K}, \quad v_{\text{tep}} \cong 1 \text{ km s}^{-1}, \quad v_{\text{tur}} \cong 1 - 2 \text{ km s}^{-1}$$

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

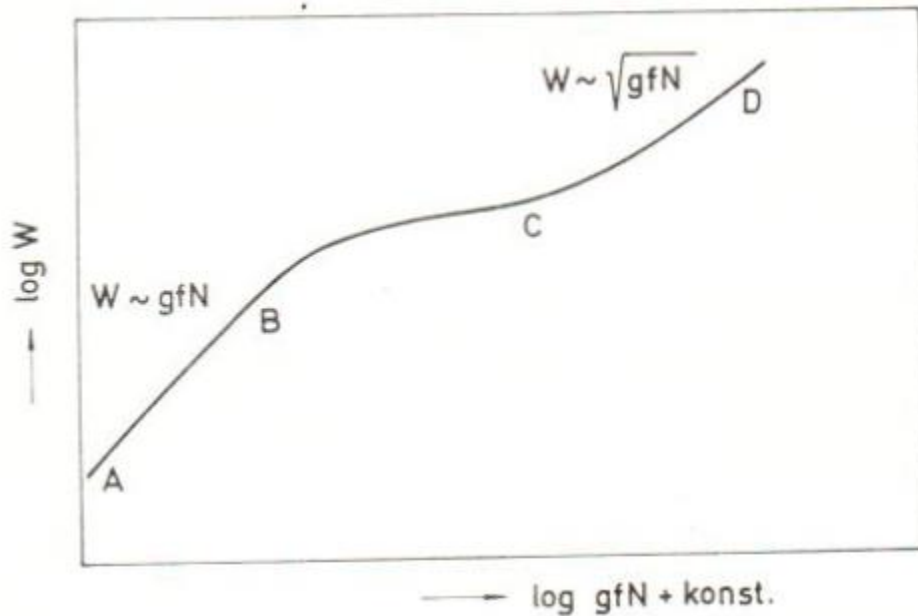
**Úloha 7.17** Hvězdný obr spektrální třídy K má efektivní teplotu 4300 K. Zjištěná hodnota mikroturbulentní rychlosti je  $v_{\text{mt}} = 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ . Stanovte šířku čáry Fe I o vlnové délce  $\lambda = 553,93 \text{ nm}$ .

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

**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



**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  $\tau$

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

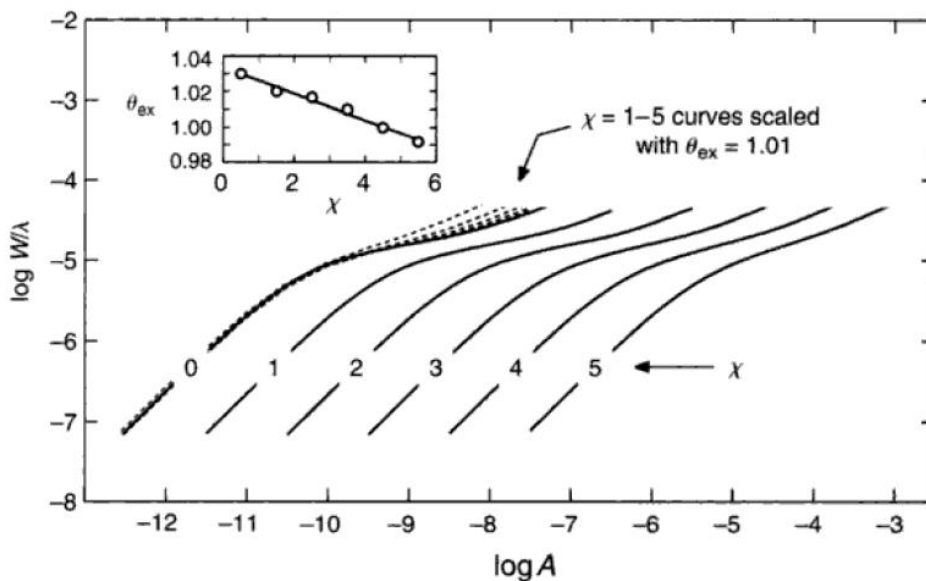


Fig. 16.1. Curves of growth shift to the right as the excitation potential is increased. These curves are computed for Fe I  $\lambda 6253$  in a solar-temperature model with a surface gravity of  $10^4 \text{ cm/s}^2$ . When the shifts are translated into

zjištěné ekvivalentní šířky nasycených čar jsou větší než vyplývá z modelu zahrnujícího pouze tepelné rozšíření a rozšíření útlumem záření

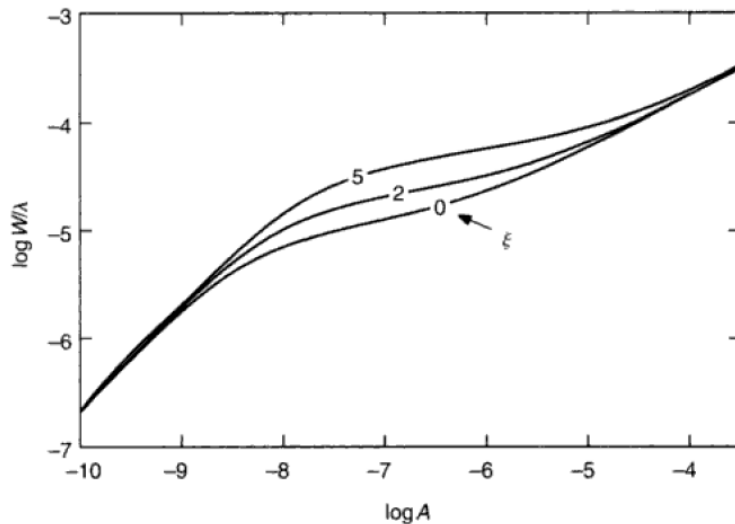


Fig. 16.5. The presence of microturbulence delays saturation by spreading the line absorption over a slightly wider spectral band. Values of velocity dispersion,  $\xi$ , for an assumed Gaussian velocity distribution for the microturbulence are in kilometers per second.

u obrů jde o mikroturbulenci, srovnání pozorované a teoretické křivky růstu → u nejslabších čar se ekvivalentní šířky nepodrobují vlivu mikroturbulence, která zvedá křivky růstu

Další vlivy na výšku úseku nasycení...zeemanovské rozštěpení, efekty superjemné struktury, charakter rozdělení teploty v atmosféře, útlum v důsledku Starkova jevu, odklon od LTR, nepřesnost hodnot sil oscilátorů...

gravitační zrychlení ovlivňuje křivku růstu v oblasti útlumu, analýza čáry Na D<sub>2</sub> 589.0 nm

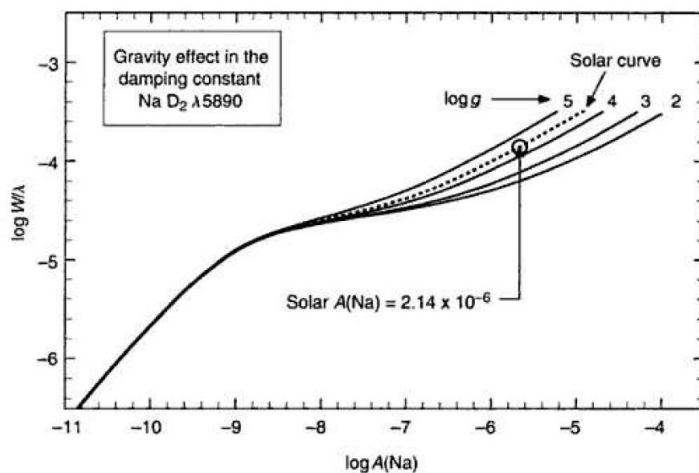


Fig. 16.4. The Na D<sub>2</sub> line grows differently for different surface gravities because of the pressure dependence of its damping constant. The models have



## Sily oscilátoru - křivka růstu

$W \sim N$ , celkovému absorpčnímu koeficientu  $\bar{\kappa}_\nu$  -  
- absorpce v čáře jako celku

$$\bar{\kappa}_\nu = \int \kappa_\nu dV \quad ; \quad \bar{\kappa}_\nu = \frac{\pi e^2}{m c} f N$$

$\frac{e^2}{m c}$  ... tzv. klasický poloměr elektronu

$f$  ... síla oscilátoru, počet elementárních oscilátorů,  
kteří se absorpce zúčastní, kteří v čáře zmiřují  
 $N$  ... počet absorpčních atomů,  $N \sim g$   
v tabulkách se udává hodnota  $gf$

V astrofyzice se prakticky zvládá měřit veličinou  $W$   
a počtem atomů  $N$ , tzv. křivka růstu

Různé křivky růstu podle typu hvězd, obří, trpaslíci, podle vzniku čar – absorpční, rozptylové.

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

Základem metody je konstrukce experimentální křivky růstu, zjištění posuvů  $\Delta x$ ,  $\Delta y \rightarrow$

**určení  $v_{mikr}$ ,  $N$**  srovnání s teoretickou křivkou

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.<sup>1</sup> 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 model<sup>2</sup> 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  $\mu$  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  $\eta_0$ . 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 křivky růstu. Neexistence 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  $r_\lambda = \frac{L_\lambda}{\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \frac{B_0}{B_1}} \left( \alpha_2 + \frac{B_0}{B_1} \frac{\alpha_1}{L_\lambda} + \frac{1}{2} \frac{-L_\lambda}{\sqrt{L_\lambda}} \alpha_1^2 \right)$

$\alpha_1, \alpha_2$  momenty Chandrasekharových funkcí  $H(\mu)$ , lineární aproximace závislosti Planckovy funkce na  $\tau$   $B = B_0 + B_1 \tau$ . Pro případ čistého rozptylu platí  $L_\lambda = \frac{1}{1 + \eta_\lambda}$ .

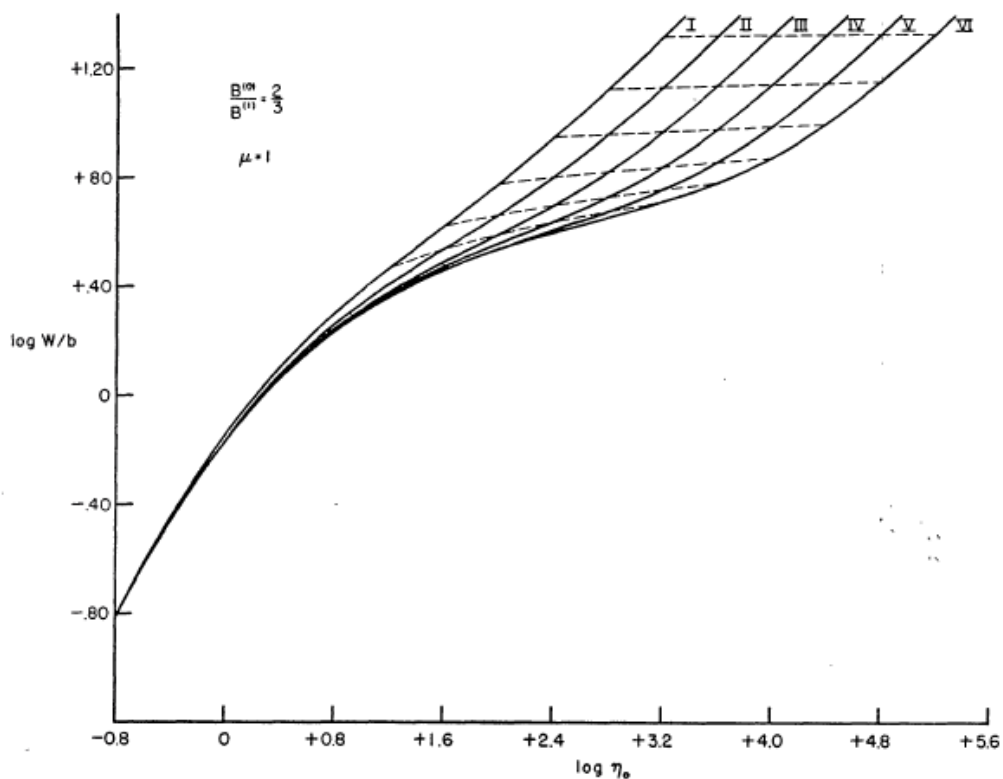
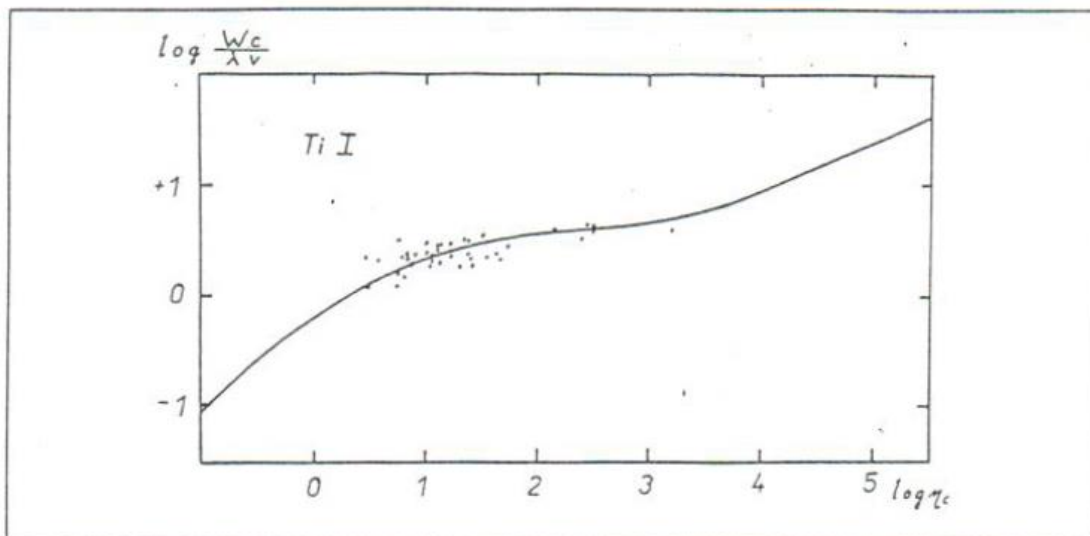


FIG. 2.—Theoretical curves of growth for  $B^{(0)}/B^{(1)} = \frac{2}{3}$ ,  $\mu = 1$ : same notation as Fig. 1



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

$\alpha_0$  - atomový absorpční koeficient ve středu čáry

$k_\lambda$  - koeficient spojitě absorpce v oblasti zkoumané čáry

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

$$\frac{B_0}{B_1} = \frac{2}{3}, \text{ útlumový parametr } \log a = -2.7, a = \frac{\gamma}{4\pi\Delta v_0}, \Delta v_0 = v_0 \frac{v}{c}, v = \sqrt{\frac{2kT}{m}},$$

$$\frac{B_0}{B_1} \sim \lambda, \text{ proto korekce } \log \eta_0$$

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

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

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

$$\Delta x = \log \eta_c - \log \eta_{obs} = \log N - \Theta_\chi,$$

$$\Delta y = \log (Wc/\lambda v) - [\log(W/\lambda) + 5].$$

Plotting the known values  $[\log N - \Theta_\chi]$  against  $\chi$  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  $\alpha$  Cas:the shifts of multiplets of Ti I

R M T	n	$\Delta x$	$\Delta y$	$\chi$
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  $\alpha$  Cas:the shifts of multiplets of Ti II

R M T	n	$\Delta x$	$\Delta y$	$\chi$
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  $\alpha$  Cas:the shifts of multiplets of Cr I

R M T	n	$\Delta x$	$\Delta y$	$\chi$
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  $\alpha$  Cas:the shifts of multiplets of Fe I

R M T	n	$\Delta x$	$\Delta y$	$\chi$
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  $\alpha$  Cas:the shifts of multiplets of Fe II

R M T	n	$\Delta x$	$\Delta y$	$\chi$
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  $\alpha$  Cas

Element	n	$\Theta_{exc}$ [eV <sup>-1</sup> ]	$T_{exc}$ [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

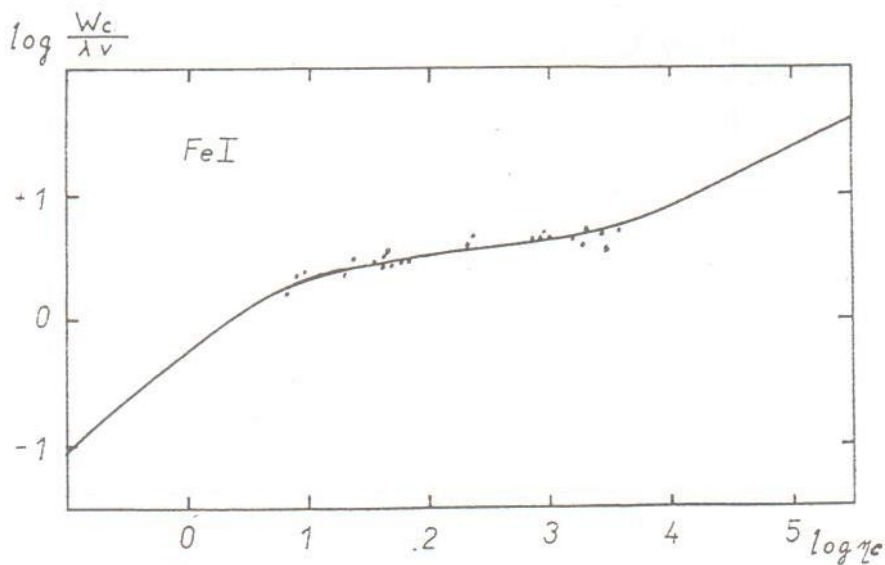




Table 14: The velocity parameters of  $\alpha$  Cas

	$v_{ter}$ [km/s]	$\Delta y$	$v_{dop}$ [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

## The K giant star Arcturus: the hybrid nature of its infrared spectrum <sup>★</sup>

T. Tsuji

Institute of Astronomy, School of Sciences, The University of Tokyo, Mitaka, Tokyo, 181-0015 Japan  
e-mail: [tsuji@ioa.s.u-tokyo.ac.jp](mailto:tsuji@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  $\nu$  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, nutná pro výpočet vystupujícího rozložení toku záření. Nezbytné vyjasnění

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

Modely atmosfér hvězd pozdních spektrálních typů ( $T_{\text{ef}} < 4\,000\text{ K}$ ) jsou nezbytné při řešení mnohých problémů současné astrofyziky. V existujících metodikách takových modelů jsou využívána podstatná zjednodušení při interpretaci termodynamických vlastností prostředí, procesů turbulence, pokrývkového jevu, zpětný ohřev, povrchové ochlazování, atd.

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

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

Velmi důležité je chemické složení. V atmosférách červených obrů jsou důležitým zdrojem neprůzračnosti molekuly, obsahující atomy uhlíku, dusíku a kyslíku. Tudíž 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  $T$ ,  $\log g$  a chemickým složením, které ve většině případů je zadáno pouze jedním parametrem - obsahem kovů, získáme prostřednictvím interpolační procedury modelu ze sítě. Jednodušší metoda spočívá v možnosti sjednocení měřítek modelu. Použití pouze jednoho parametru obsahu kovů pro charakterizování složení atmosféry hvězd pozdního spektrálního typu je nedostatečné, protože změna obsahu C, N, O a kovů se musí nutně odrazit na struktuře modelu. Na úrovni fotosféry neprůzračnost látky podstatným způsobem závisí na obsahu kovů, zdrojů volných elektronů v atmosférách chladných hvězd. Nad fotosférou je neprůzračnost atmosféry takových hvězd určována především absorpcí molekul, skládajících se z atomů uhlíku, dusíku, kyslíku. Existující sítě modelů jsou propočítány pro pevně zvolenou hodnotu rychlosti mikroturbulence, zpravidla  $v_{\text{mikro}}=2\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ . 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 se 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  $\tau_R$ , počítanou pomocí Rosselandovského středního koeficientu opacity  $\kappa_R$  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  $\Delta T$  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  $\Delta T$  povrchových teplot je asi  $-200$  K při vzrůstu  $[\text{Fe}/\text{H}]$  z  $-1.0 \rightarrow 0.0$ .

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, Petzman 1975,

- profily jednotlivých absorpčních čar jsou propočítány pomocí Voigtovy funkce,

- absorpce v pásech molekul CN, CO, H<sub>2</sub>O, NH, OH je započítána za pomoci zjednodušených metodik plného překrytí čar.

Pro atmosféry K obrů byl propočítán základní model atmosféry s parametry  $T_{\text{ef}}$ ,  $\log g$ , 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 neprůzračnosti 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.

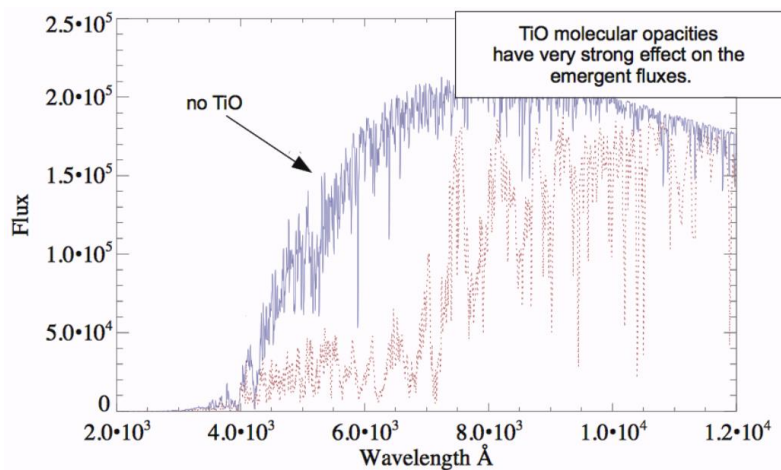
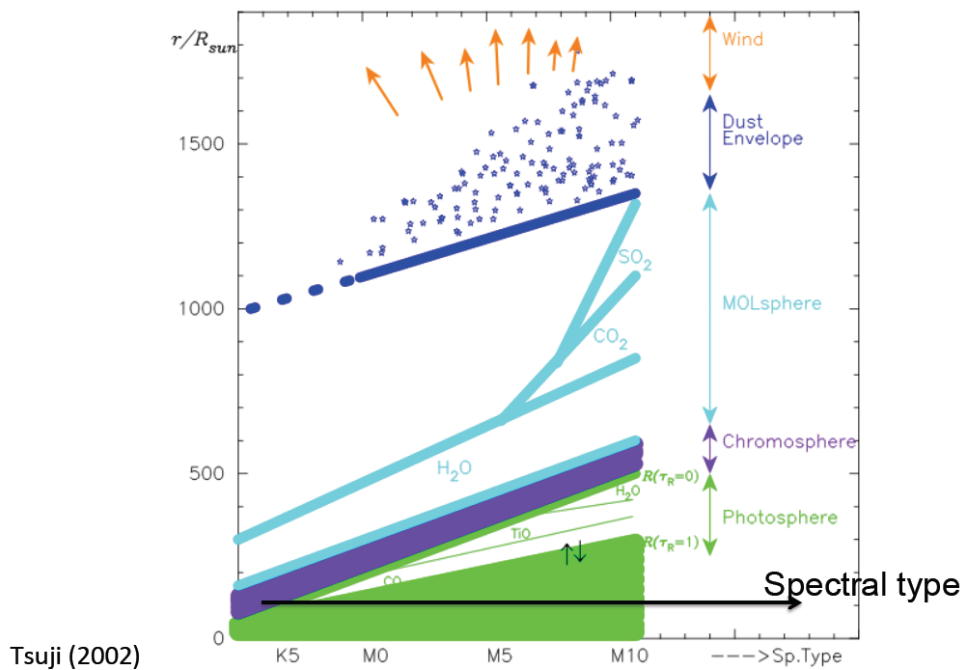
Propočty ukázaly, že při kvantitativní analýze hvězdných spekter je nezbytné řešit úlohu vzájemné závislosti. Odhady chemického složení atmosfér musí být v souladu se strukturou atmosféry. Jestliže struktura atmosféry neodpovídá získanému chemickému složení, výsledky analýzy mohou být zatíženy podstatnými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

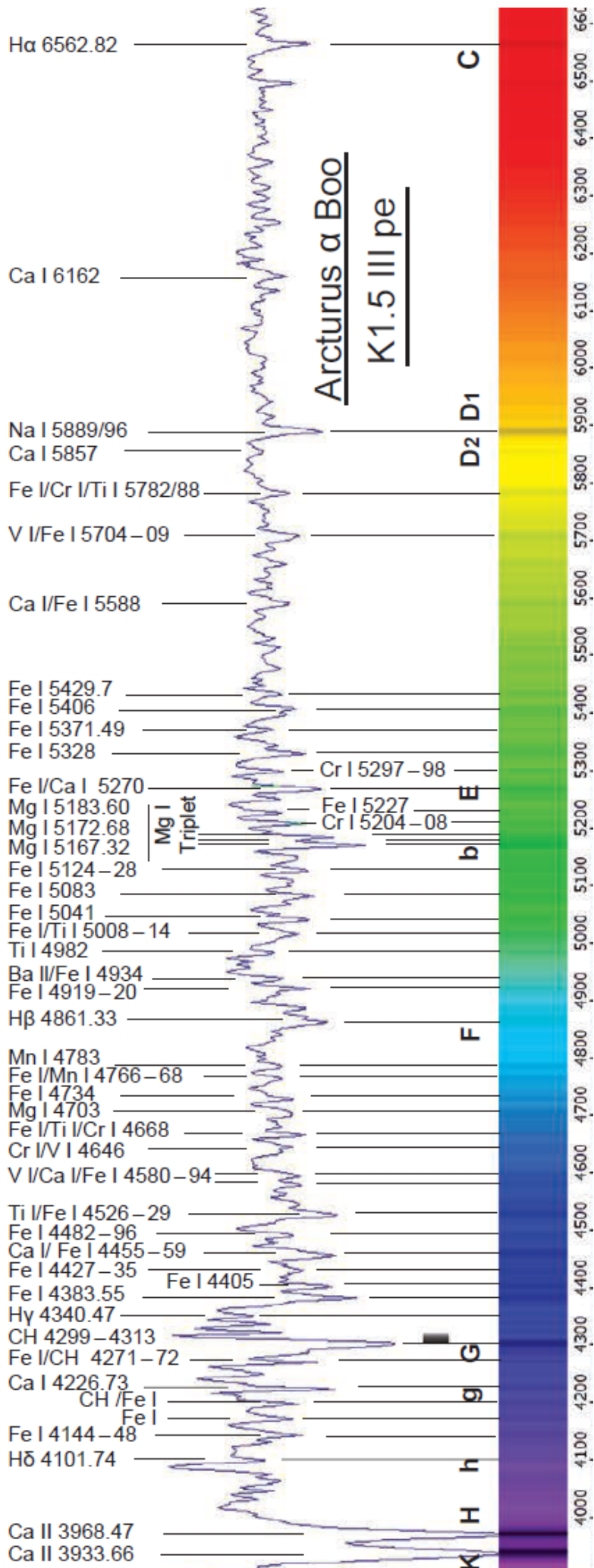
například určování chemického složení hvězdokup.

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 podseznam čar, například pro atmosféru typického obra  $T_{ef} \approx 3000$  K obsahuje  $1,9 \cdot 10^8$  molekulárních čar.

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

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, prach, konvekce – přestřelování do fotosféry, odchylky od hydrostatické rovnováhy
4. Chromosféra
5. Odchylky od LTR  $\rightarrow$  NLTE

# A grid of MARCS model atmospheres for late-type stars

## I. Methods and general properties

B. Gustafsson<sup>1</sup>, B. Edvardsson<sup>1</sup>, K. Eriksson<sup>1</sup>, U. G. Jørgensen<sup>2</sup>, Å. Nordlund<sup>2</sup>, and B. Plez<sup>3,1</sup>

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

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

<sup>3</sup> 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.

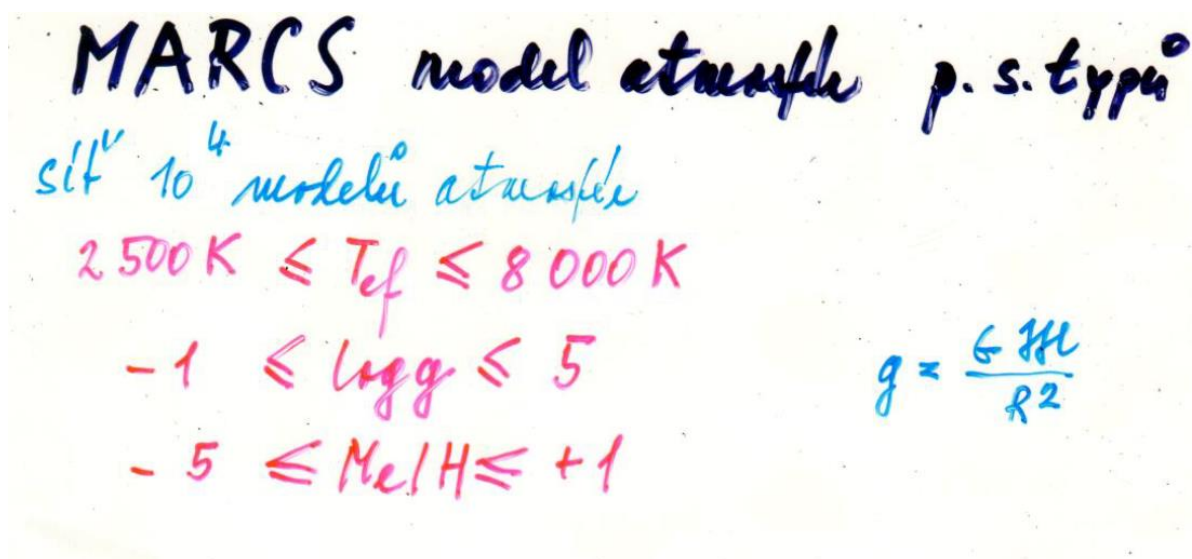
**Aims.** We construct an extensive grid of spherically-symmetric models (supplemented with plane-parallel ones for the highest surface gravities), built on up-to-date atomic and molecular data, and make it available for public use.

**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 ( $T$ ,  $P_g$ ,  $P_c$ ,  $\rho$ , 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



# Fyzikální předpoklady, rovnice

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

$M_r = M$ , zanedbatelná  
hmotnost atmosféry

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

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

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

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

$\beta \sim 1$  parametr

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

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

$\chi_F$  střední vlnový tok  
absorpcí koeficientu na  $g$

$g_{\text{ef}}$  ... redukční efektivní  
průřez grav. rychlosti

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

$$g_{\text{ef}} = g \left( \frac{1 - (L/L_{\text{Ed}})^{\text{ef}}}{1 + 3.6 \cdot (v_E/c)^2} \right)$$

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

mezi těmi dvěma srovnáními:  $c_s = \sqrt{k P_g / \rho}$  rychlost zvuku

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

cejdlový model:  $L = 4\pi r^2 F(r)$

$T_{\text{ef}}, g$  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  $I_\nu$  závisí:

a) vzdálenosti  $r$  od středu hvězdy

b) na úhlu  $\vartheta$  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  $H_\nu$  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. určovaná 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  $\vartheta$  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  $\int_0^\infty H_\nu d\nu = konst.$

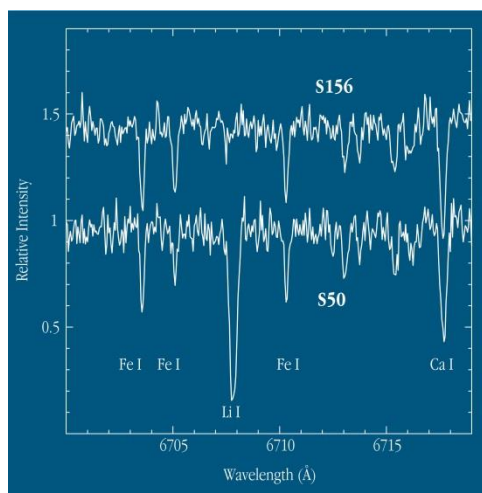
## 5.5. Spektra a atmosféry červených obrů, vybrané výsledky

Příkladně S. Hamdani et al. 2000 charakterizoval atmosféru na základě detailního studia sedmi červených obrů ve dvou otevřených hvězdokupách NGC 2360  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.07$  a NGC 2447  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.03$ , efektivní teploty (5 130 – 5 250) K.

Při znalostech hmotností jednotlivých hvězd ( $2,10 - 2,93$ )  $M_{\text{S}}$ , lze vyjádřit vztah mezi  $\log g$  a  $T_{\text{ef}}$  takto  $\log g = -12,51 + \log M + 4 \log T_{\text{ef}} + 0,4 (M_{\text{V}} + \text{BC})$ , kde  $M$  je v  $M_{\text{S}}$ ,  $M_{\text{V}}$  je absolutní vizuální hvězdná velikost a BC je bolometrická korekce. Předpokládáme  $M_{\text{bolIS}} = 4,75$  mag. Atmosférické parametry  $T_{\text{ef}}$  a  $v_t$  byly určovány iterativním postupem vyvinutým Boyrchukem et al. 1996.

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

K výkladu obsahu lithia můžeme doplnit, že během výstupu na větev červených obrů při prvním promíchávání dochází k zředění povrchového lithia volným z vnitřních oblastí, asi na 1/30 původní hustoty. Některá pozorování červených obrů toto nepotvrdila, obsah lithia je větší než vyplývá z teorie. Existují superlithiové AGB hvězdy –  $\log N(\text{Li}) = 5$ , hvězda **S50**. Připomínáme průměrnou hodnotu obsahu lithia ve vesmíru  $\log N(\text{Li}) = 3,1$ . Tedy hvězdy musí produkovat lithium ve svých nitrech. Výkladov jevu vychází z práce Cameron, Fowler 1971: Některé atomy  ${}^3\text{He}$  ve vnějších obálkách hvězd mohou být vpraveny do zón bohatých na  ${}^4\text{He}$ . Při nárůstu teploty na  $4 \cdot 10^7$  K dojde k transformaci na  ${}^7\text{Be}$ . Atom  ${}^7\text{Be}$  po zachycení elektronu vytvoří  ${}^7\text{Li}$ . K tomu dojde až po přenesení konvekcí  ${}^7\text{Be}$  do oblastí, ve kterých je reakce  ${}^7\text{Li} + \text{p} \rightarrow 2 {}^4\text{He}$  dostatečně pomalá, aby nebylo lithium opět zcela rozloženo.



## Konkrétní výsledky

Příkladem spektroskopického studia K respektive M obrů je práce T. Tsuji 2001, která se zabývá analýzou spektra získaného infračervenou družicí ISO na vlnové délce vodního pásu  $6,3 \mu\text{m}$  u K obra Aldebarana ( $\alpha$  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  $\alpha$  Cen a R Leo, Woolf et al. 1964. Možná přítomnost vody v normálních M obrech  $\mu$  Gem (M3 III) a  $\rho$  Per (M4 II) stejně jako u  $\alpha$  Ori (M2 Iab) byla předpokládána na absorpčních pásích  $1,4 \mu\text{m}$  a  $1,9 \mu\text{m}$ , Wing & Spinrad 1970. Původně bylo předpokládáno, že voda je přítomna pouze u chladných obrů, chladnějších než M 6, Johnson & Méndez 1970. Později vyvinuté modely fotosfér červených obrů předpokládaly existenci vody u M obrů s teplotami nižšími než  $3\,200 \text{ K}$ , přesněji od  $T_{\text{ef}} \approx 3\,250 \text{ K}$  pro M6 III.

1.  $\alpha$  Cen      M 1,5 IIIa       $(3869 \pm 161) \text{ K}$
2.  $\beta$  Peg      M 2,5 II – III       $(3890 \pm 174) \text{ K}$
3.  $\gamma$  Cru      M 3,5 III       $3626 \text{ K}$

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

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

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

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

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  $\iota$  Draconis, Edasich:

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

DISCOVERY OF A SUBSTELLAR COMPANION TO THE K2 III GIANT  $\iota$  DRACONIS<sup>1</sup>

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;  
fischer@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  $\iota$  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  $\iota$  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  $81^{\circ}5$ , as a result of the large diameter of the giant star. The companion to  $\iota$  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 ( $\iota$  Draconis)

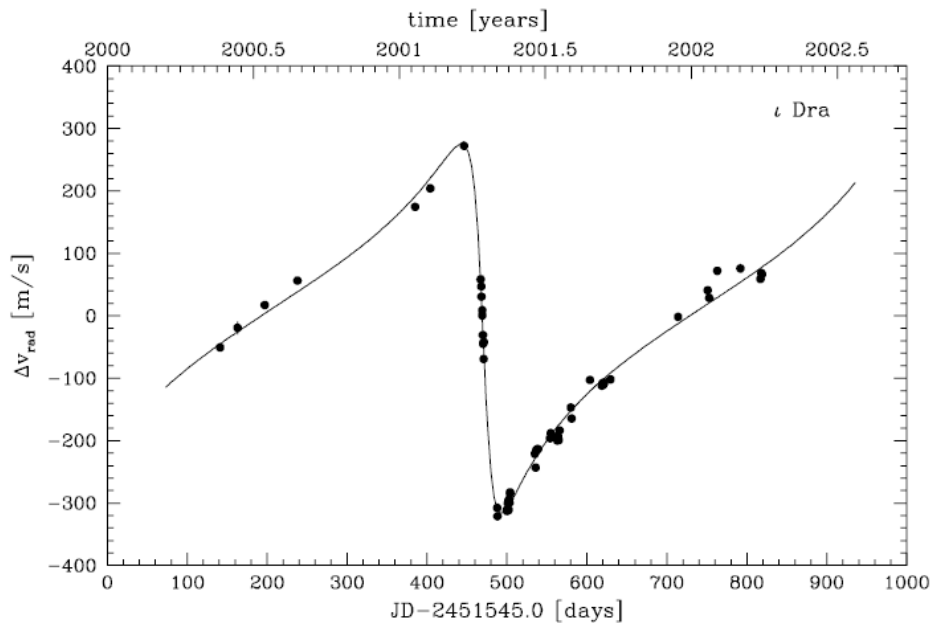
*On-line material:* color figures

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

TABLE 1  
MEASURED RADIAL VELOCITIES FOR  $\iota$  DRA

JD - JD <sub>2000</sub> <sup>a</sup> (days)	$v_{\text{rad}}$ (m s <sup>-1</sup> )	$\sigma_{v_{\text{rad}}}$ (m s <sup>-1</sup> )	JD - JD <sub>2000</sub> <sup>a</sup> (days)	$v_{\text{rad}}$ (m s <sup>-1</sup> )	$\sigma_{v_{\text{rad}}}$ (m s <sup>-1</sup> )
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

<sup>a</sup> JD<sub>2000</sub> = 2,451,545.0.



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

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  $\delta$  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  $\pm 100$  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.

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

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

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

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

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

$\text{H}_2\text{O}$ . Pro hodnotu vzdálenosti  $d_{zr} = 0,5R \left( \frac{T}{T_{zr}} \right)^2$ , viz Jura et al. 1993. Celková hmotnost zrněk

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

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

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

Studium chromosfér červených obrů

## Three-dimensional hydrodynamical CO<sup>5</sup>BOLD model atmospheres of red giant stars

### VI. First chromosphere model of a late-type giant

Sven Wedemeyer<sup>1</sup>, Artūnas Kučinskas<sup>2</sup>, Jonas Klevas<sup>2</sup>, and Hans-Günter Ludwig<sup>3</sup>

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

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

<sup>3</sup> 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 CO<sup>5</sup>BOLD 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 ( $\alpha$  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 $\alpha$ , 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  $\alpha$  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  $L$ ,  $R$ ,  $M_{\text{bol}}$ ,  $m_{\text{bol}}$ , modul vzdálenosti a  $\lambda_{\text{max}}$ .

**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.

**Úloha 4.9** Pro hvězdu nacházející se ve vzdálenosti  $r = 10,4$  pc byla zjištěna hustota zářivého toku  $F_{\text{bol}} = 1 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  a efektivní povrchová teplota  $T = 4 800$  K. Určete úhlový průměr hvězdy a zvažte, zda ho lze současnými interferometrickými metodami změřit. Odhadněte bolometrickou korekci, jestliže absolutní vizuální hvězdná velikost je  $M_V = 1,03$  mag. Údaje odpovídají hvězdě  $\beta$  Gem Pollux K0 III.

**Řešení:** Nejprve určíme zářivý výkon hvězdy  $L = 4\pi r^2 F_{\text{bol}} = 1,5 \cdot 10^{28} \text{ W}$ , tedy  $L = 39 L_{\odot}$ . Dále stanovíme poloměr hvězdy  $R = \left(\frac{L}{4\pi\sigma T_{\text{ef}}^4}\right)^{1/2}$  vyjádřeno v jednotkách poloměru Slunce  $R = 9 R_{\odot}$ . Úhlový průměr  $2\alpha = 2\frac{R}{r} = 3,9 \cdot 10^{-8} \text{ rad}$ , tedy 0,008". Hodnota je měřitelná současnými prostředky. Ze vztahu  $\log L = 0,4(4,75 - M_{\text{bol}})$  nalezneme  $M_{\text{bol}} = 0,77$  mag,  $BC = M_{\text{bol}} - M_V = -0,26$  mag, což odpovídá tabulkovým hodnotám.

## 6. Červení veleobři

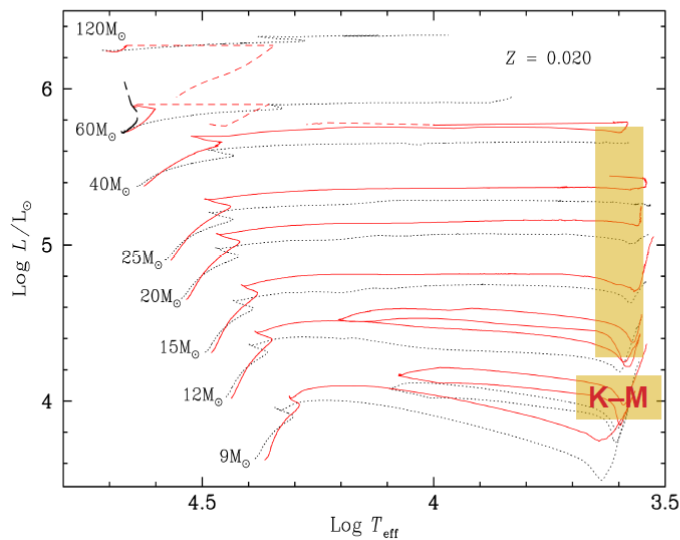
Tabulka nejznámějších červených veleobrů.

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
$\alpha$ Her	3,48	M 5 Ib/II	123	2,0
$\mu$ Cephei	4,08	M 2 I ae	613	5,7
VV Cephei	4,91	M 2 I aep	613	8,8

Velmi známým objektem je hvězda  $\mu$  Cephei 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, modely **MARCS**, nutná komplexní interpretace 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



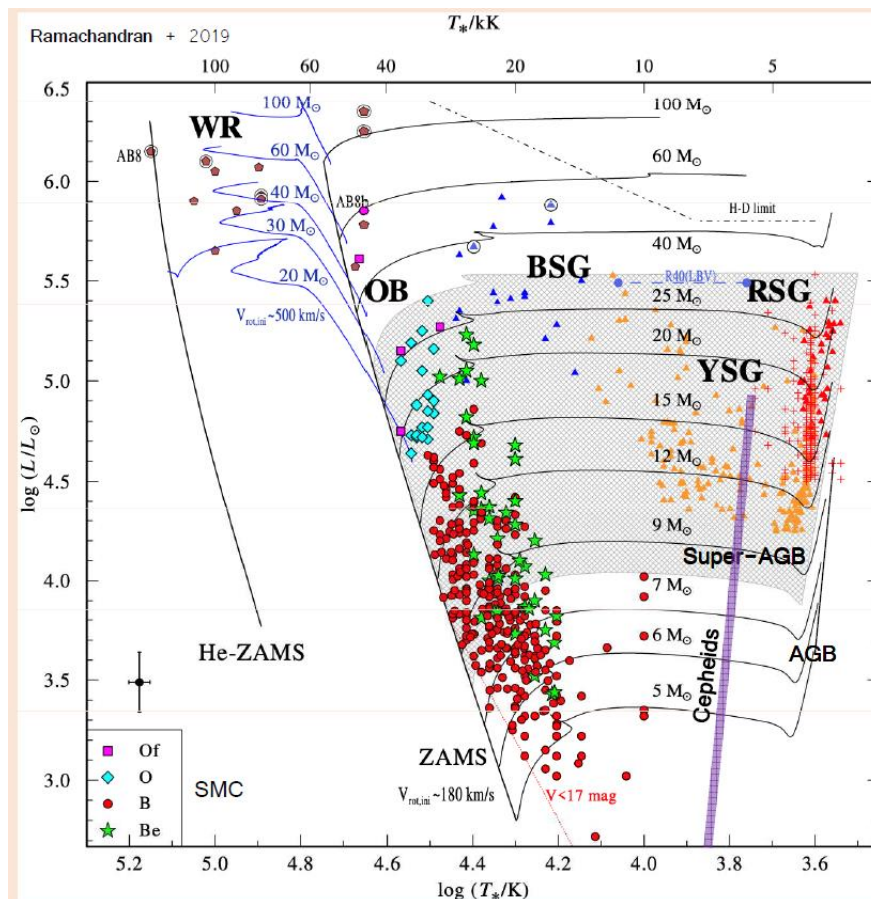
very low  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ , and solar  $[\text{Fe}/\text{H}] \rightarrow$

**worst situation for spectral analysis**

Pochopení problematiky červených veleobrů je stále ještě limitováno komplexností jejich atmosfér, hvězdnými obálkami a jejich vzájemnou souvislostí, tj. dynamikou atmosféry, chromosférické aktivity a úbytkem hmoty. Na základě studia dvaceti galaktických M veleobrů byla prováděna analýza rychlostní struktury atmosfér, byly 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. Mauron 2003 je prováděna předběžná analýza profilů  $H_{\alpha}$  v souvislosti s chromosférickou aktivitou.

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





Červení veleobrů (RSG) reprezentují klíčovou fází vývoje hvězd s větší hmotností ( $10M_{\odot} \leq M_{\text{poč}} \leq 30M_{\odot}$ ), 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.

Prostřednictvím modelů hvězd byl zkoumán vývoj a pulzace červených veleobrů, s hmotnostmi (15, 20, 25)  $M_{\odot}$  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.

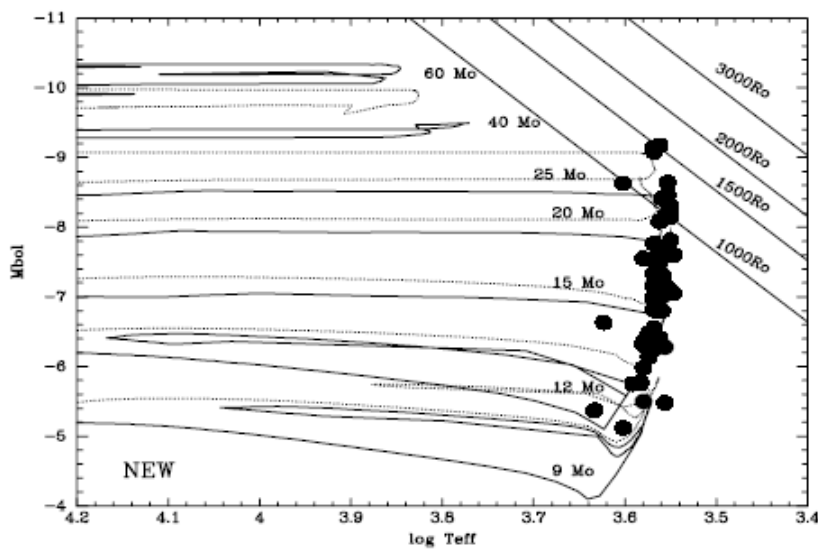
Relace  $P - L$  u rozdílných obsahů kovů ukazuje tendenci úbytku zářivého výkonu a nárůstu periody se zvětšováním obsahu kovů.

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  $\alpha = 1,0$ , při použití Ledouxova kritéria k určování hranic konvektivních zón. Je předpokládáno, že hmota konvektivního jádra je kompletně promíchávána, teplotní gradient je adiabatický.

Nalezení souhlasu 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, rozsáhlost atmosfér, vyšší rychlost konvektivních vrstev. Nová generace modelů **MARCS**, sféricky symetrické,  $10^5$  bodů výběrové opacity.

Graf pro červené veleobry Galaxie,  $Z = 0.02$ .



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

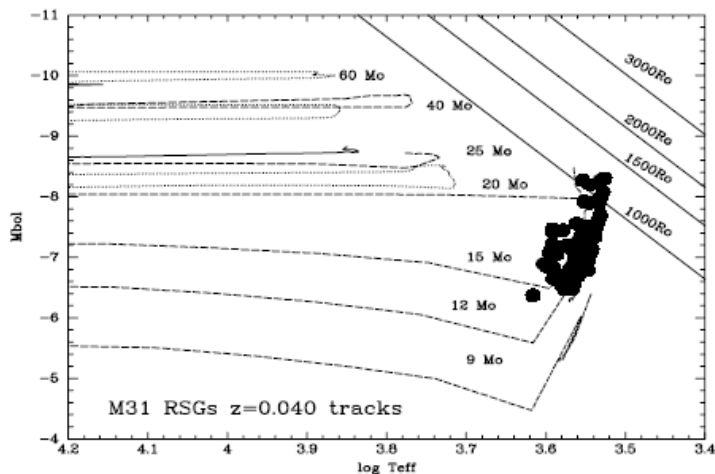


Fig. 2. Comparison of the placement of M31's RSGs with the  $z=0.040$  tracks of Meynet & Maeder (2005).

### *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 předurčují spektrální typ M a K u červených veleobrů.

$T_{\text{ef}}$  3 650 K      M2 I      Galaxie

$T_{\text{ef}}$  + (100 – 150) K M1,5 I      VMM

$T_{\text{ef}}$  + 500 K      K5 – M0 I      MMM

Pásky TiO se stávají slabšími při nižší metalicitě. VMM se jí vyznačuje, proto by M2 červení veleobrů měli být chladnější než v naší Galaxii. Méně *Ti*, tudíž *TiO* a proto je nižší teplota nezbytná pro stejné ekvivalentní šířky.

Nová generace modelů atmosfér **MARCS** – upřesnění stanovení  $T_{\text{ef}}$  založené na bohatých páscech TiO, nová škála  $T_{\text{ef}}$  pro červené veleobry.

Zkoumání vztahu mezi  $L_{\text{max}}$  červených veleobrů a metalicitou → nižší metalicita – vyšší zářivý výkon.

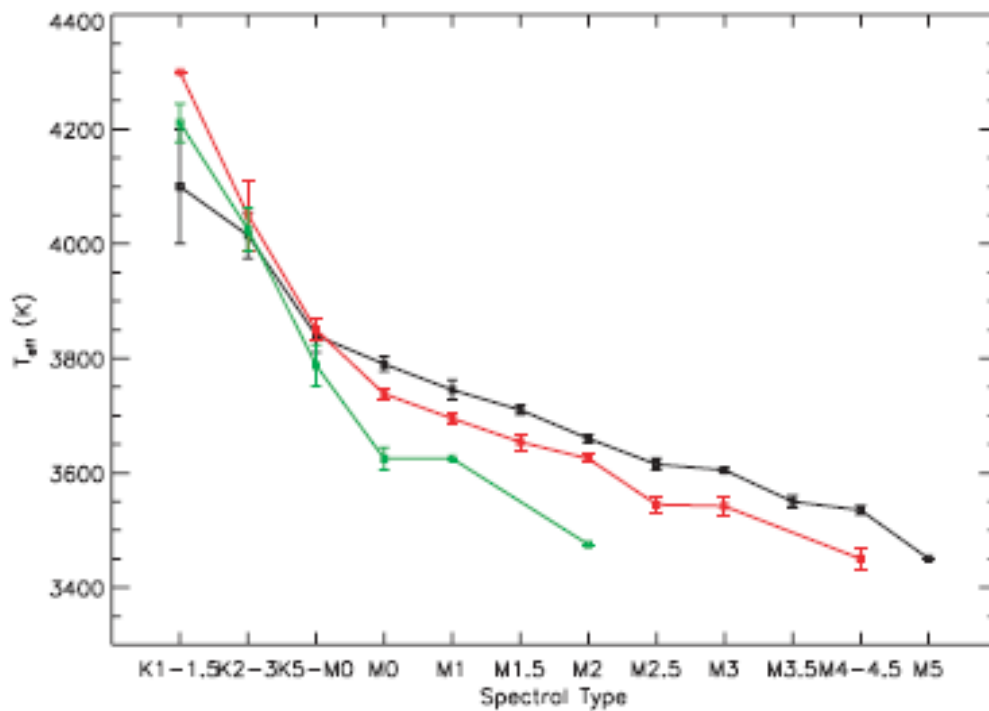
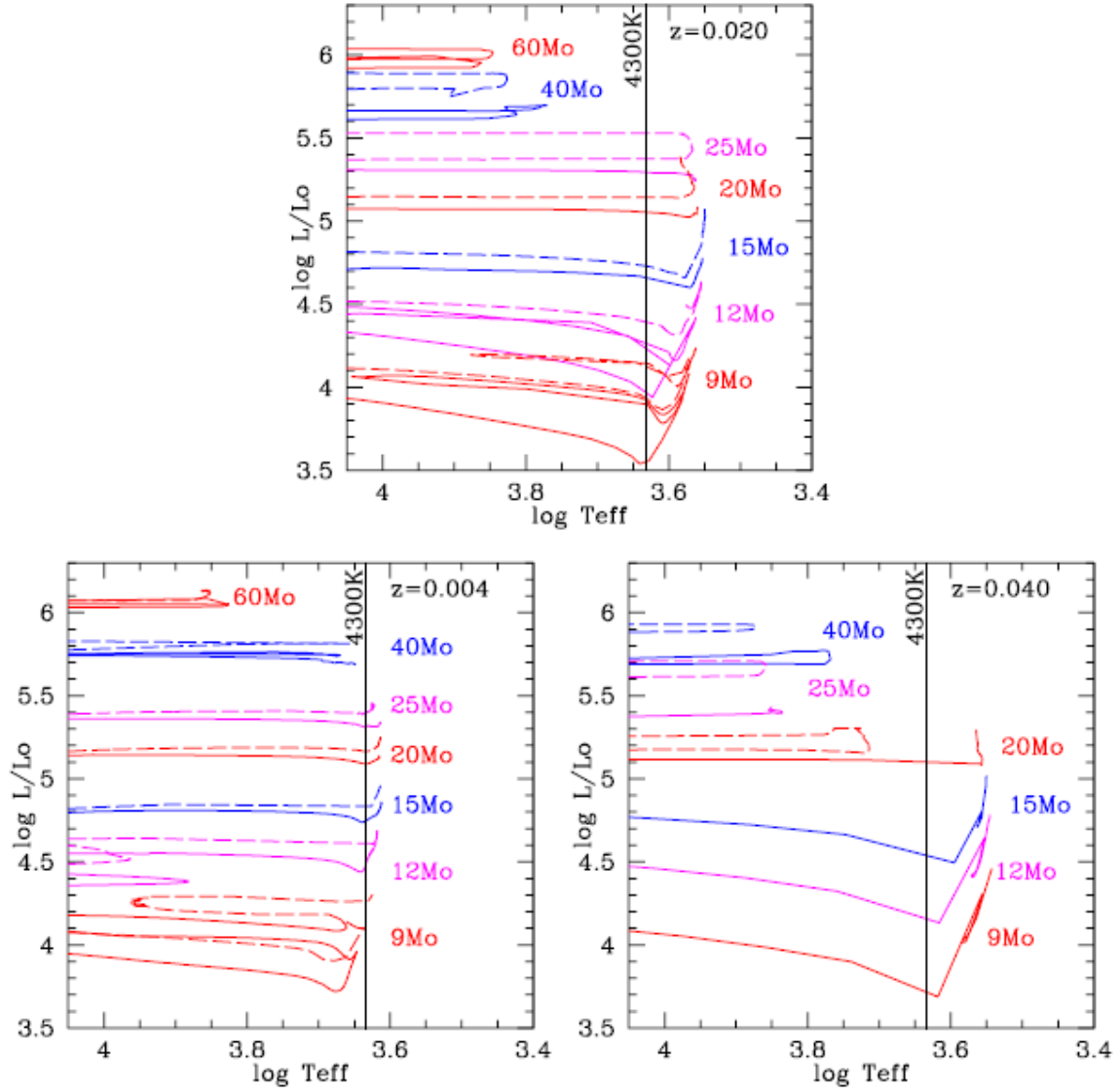


FIG. 9.— Effective temperature scales for Galactic (*black*), LMC (*red*), and SMC (*green*) RSGs. The error bars reflect the standard deviation of the means



**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  $300 \text{ km s}^{-1}$ . 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).

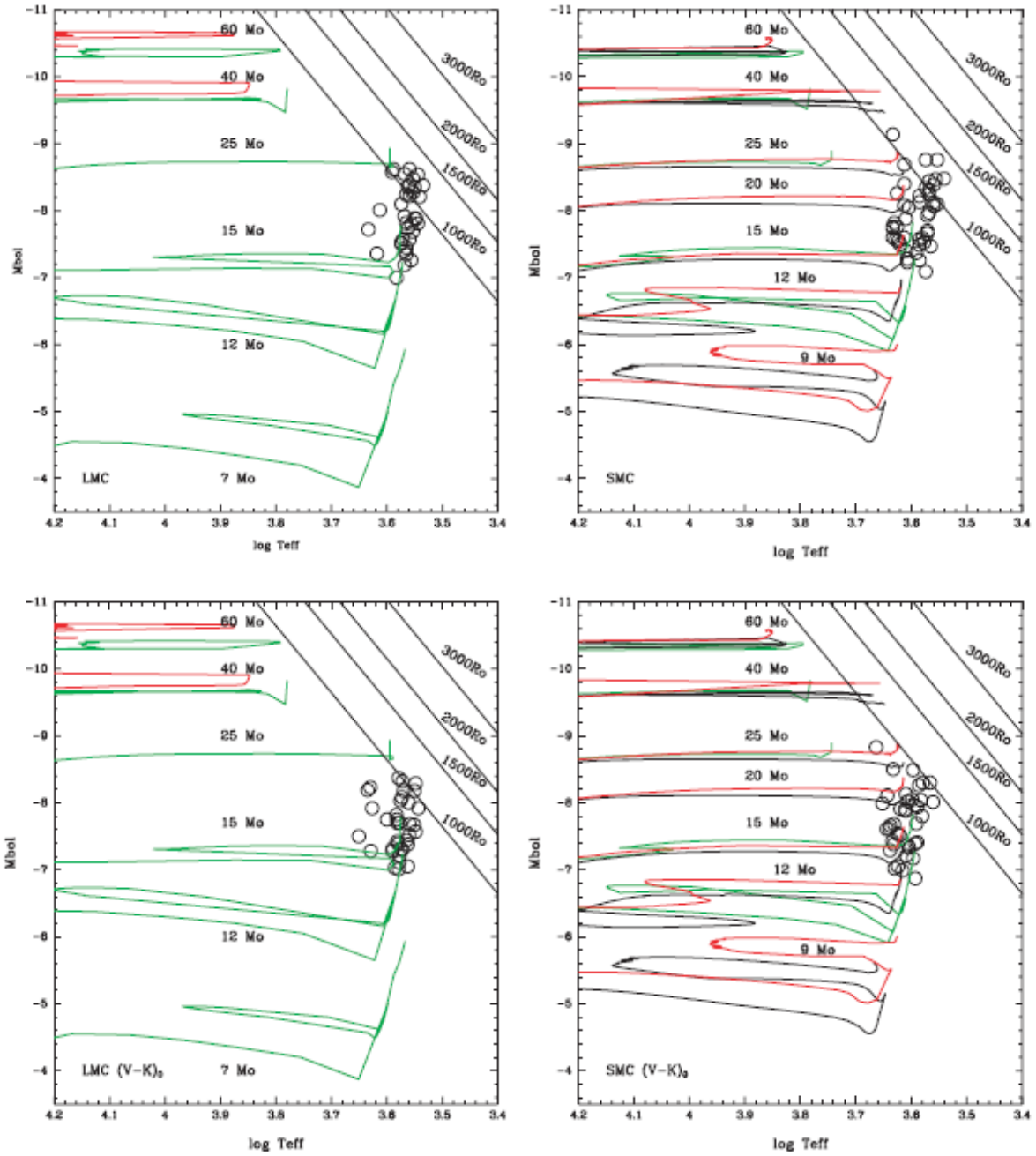


FIG. 8.—Location of MC RSGs compared to the evolutionary tracks (this work). In the top panels we show the location of the RSGs in the H-R diagram for the LMC (*left*) and SMC (*right*), where the effective temperatures and bolometric luminosities come from fitting the MARCS models to the optical spectrophotometry. Compare these to those shown in Fig. 1. The same evolutionary tracks are plotted here as in Fig. 1. The bottom two panels show the same locations as derived from the  $(V-K)_0$  calibration.

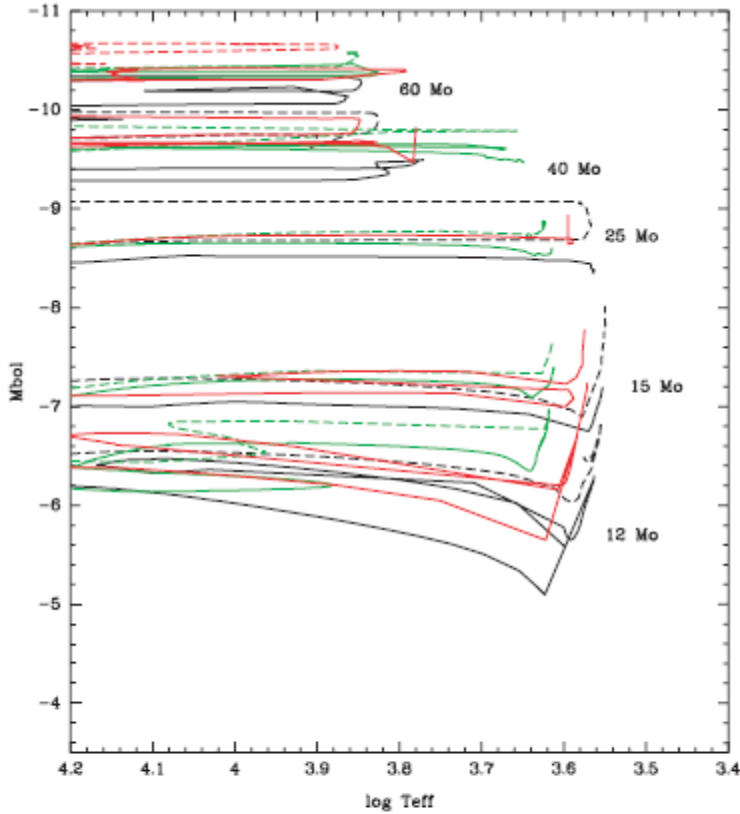


FIG. 10.— Comparison of evolutionary tracks at differing metallicities. We show the evolutionary tracks from Meynet & Maeder (2003, 2005) for the Milky Way (*black*,  $z = 0.02$ ), Schaerer et al. (1993) for the LMC (*red*,  $z = 0.008$ ), and Charbonnel et al. (1993) and Maeder & Meynet (2001) for the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

### Úbytek hmoty u červených veleobrů

Úbytek hmoty 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. .

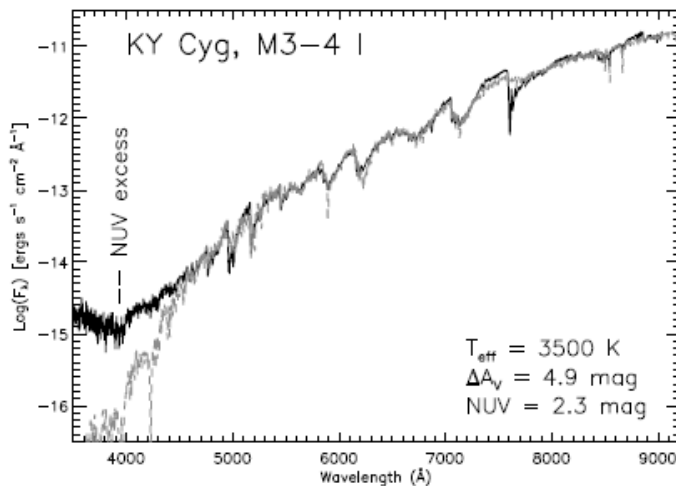


Figure 3: The effects of circumstellar dust in the NUV, adapted from Maesey et al. (2005). The observed spectral energy distribution (SED) of KY Cyg (black) is compared to the best-fit synthetic SED from the MARCS stellar atmosphere models. The fit has been corrected for extinction by "reddening" the 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.

Řešené problémy:

Jak se mění rychlost úbytku hmoty s metalicitou?

Odrážejí nízké hodnoty metalicity vývojových křivek dostatečně přesně fyzikální vlastnostmi červených veleobrů?

Jaké různé mechanismy řídí úbytek hmoty červených veleobrů?

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

Červení veleobři jako progenitoři supernov II.

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

### ***Zajímaví červení veleobři***

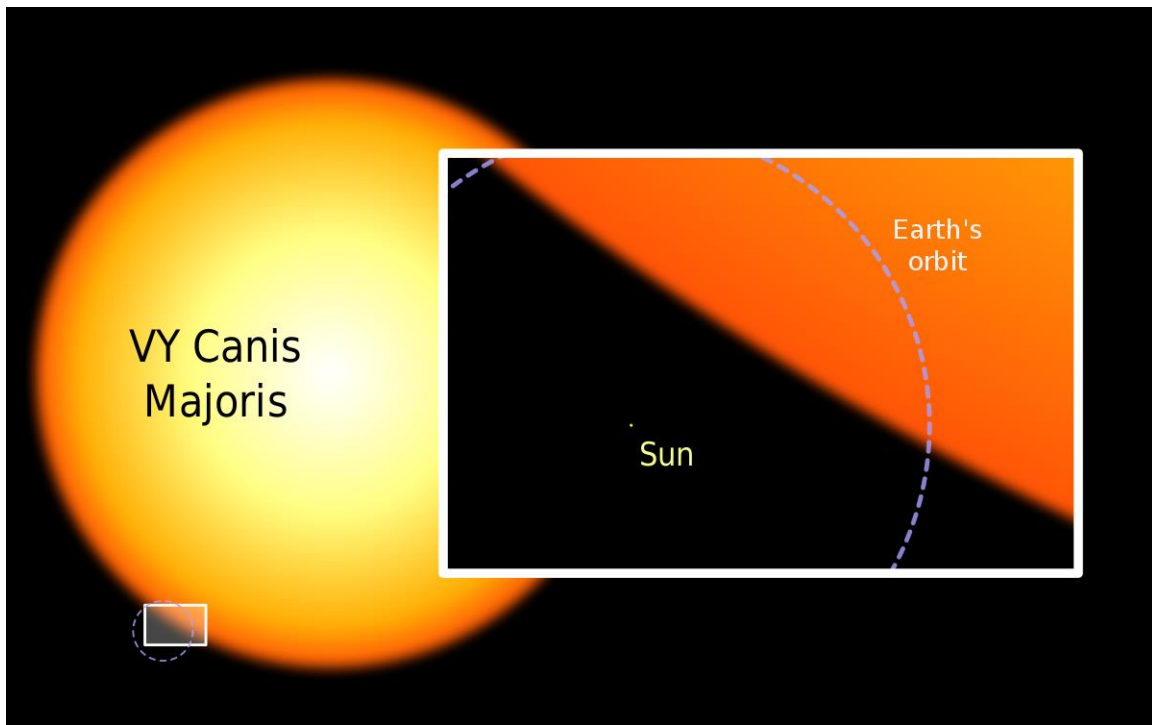
prachem zahalené objekty, asymetrické mlhoviny, jasné zdroje IR záření, OH, SiO, H<sub>2</sub>O maserové emise, zářivý výkon závislý na úbytku hmoty

**VY Canis Majoris , VY CMa → Galaxie**

spektrofotometrie,  $T_{\text{ef}} = 3\,650 \pm 25\text{ K}$ , M 3 – M 5 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,

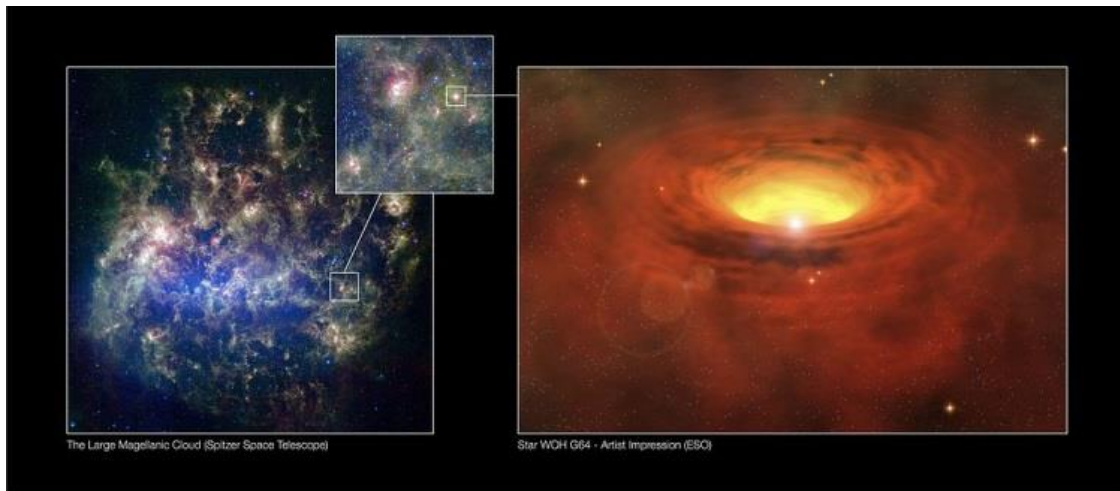
prochází podobným procesem jako Betelgeuse před rokem, odhazuje látku, ta blokuje část jejího záření



### WOH G 64 → VMM

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

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



## 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.

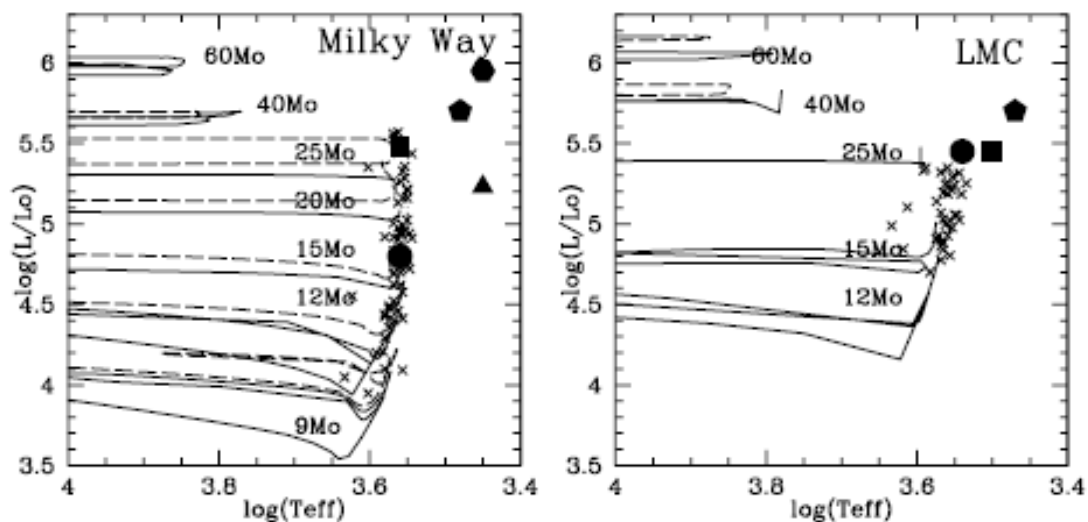
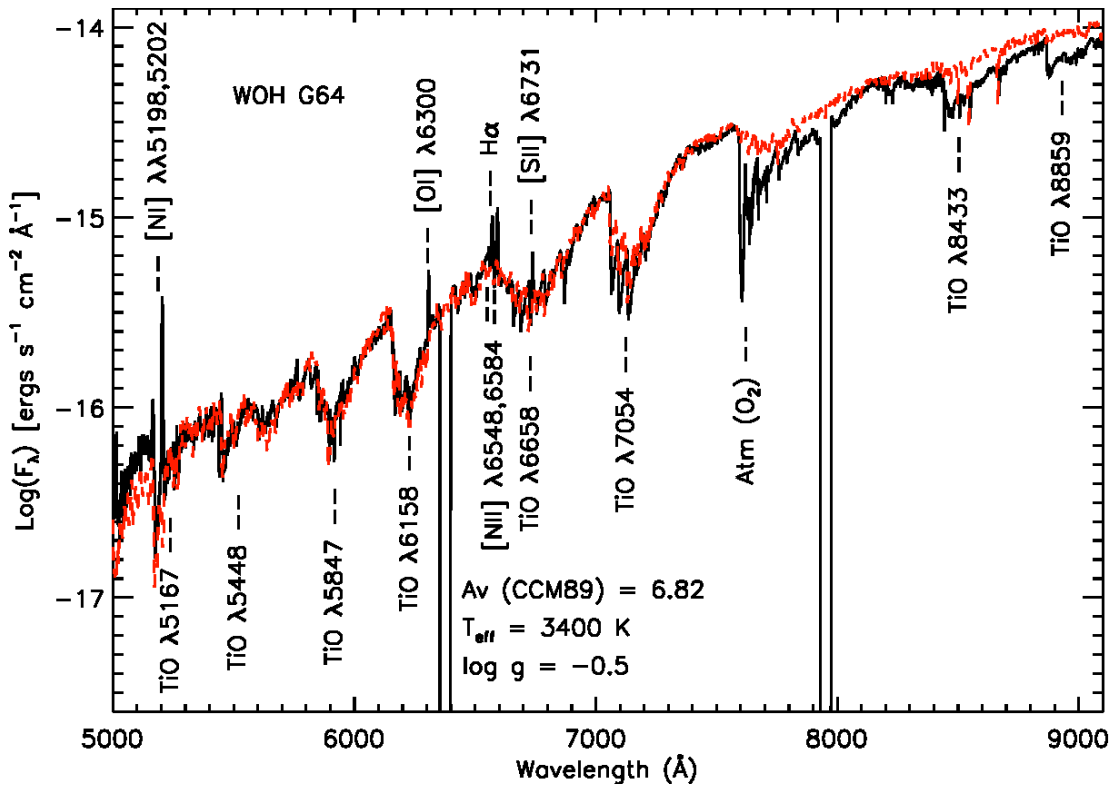


Figure 4: Placing VY CMa and WOH G64 on the H-R diagram, adapted from Massey et al. (2006b) and Levesque et al. (2009a). Figure 4a (left): Position of VY CMa on the Milky Way H-R diagram as determined by several recent studies: Le Sidaner & Le Bertre (1996; hexagon), Smith et al. (2001; pentagon), Monnier 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  $300 \text{ km s}^{-1}$  (dashed lines).

prekvapivé emisní čáry ve spektru, [O I] - 630,0 nm [N II] - 654,9 nm, [S II] - 673,1 nm



### RSG HV 11423 → MMM

$T_{\text{eff}} \approx 3\,500 - 4\,300$  K, M 4 I,  $L \approx (2 - 3,5) 10^5 L_S$

proměnná hvězda

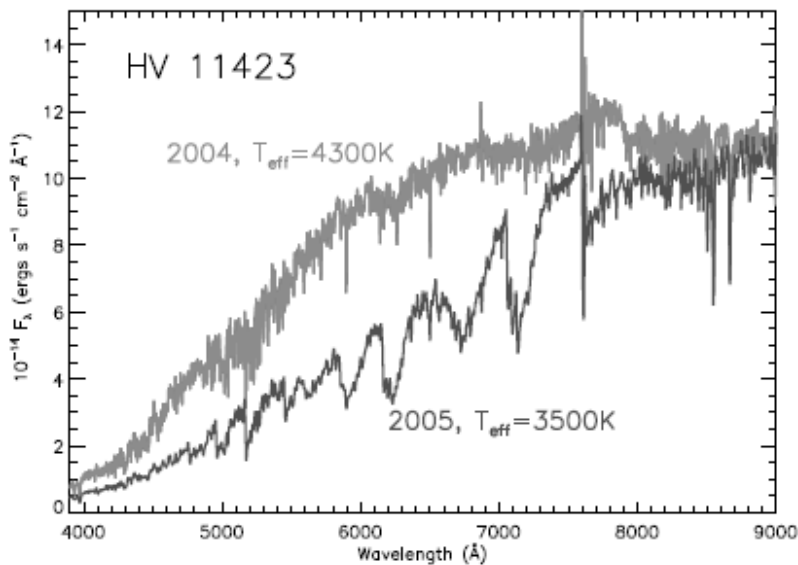


Figure 5: The changing spectrum of HV 11423, adapted from Massey et al. 2007b. The 2004 spectrum of HV 11423 (light gray) is shown to have a cool  $T_{\text{eff}}$  of only 4300 K and a spectral type of K0-1 I. By comparison the 2005 spectrum (dark gray) has a much cooler  $T_{\text{eff}}$  of 3500 K, 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  $\mu\text{m}$   $\rightarrow$  okolohvězdný disk prachu

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

E. O’Gorman<sup>1</sup>, G. M. Harper<sup>2</sup>, K. Ohnaka<sup>3</sup>, A. Feeney-Johansson<sup>1</sup>, K. Wilkneit-Braun<sup>4</sup>, A. Brown<sup>2</sup>, E. F. Guinan<sup>5</sup>, J. Lim<sup>6</sup>, A. M. S. Richards<sup>7</sup>, N. Ryde<sup>8</sup>, and W. H. T. Vlemmings<sup>9</sup>

<sup>1</sup> Dublin Institute for Advanced Studies, 31 Fitzwilliam Place, Dublin 2, Ireland

e-mail: ogorman@cp.dias.ie

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

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía, Universidad Católica del Norte, Avenida Angamos 0610, Antofagasta, Chile

<sup>4</sup> Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Gojenbergsweg 112, 21029 Hamburg, Germany

<sup>5</sup> Department of Astrophysics and Planetary Science, Villanova University, Villanova, PA 19085, USA

<sup>6</sup> Department of Physics, The University of Hong Kong, Pokfulam Road, Hong Kong

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

<sup>8</sup> Lund University, Lund, Sweden

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

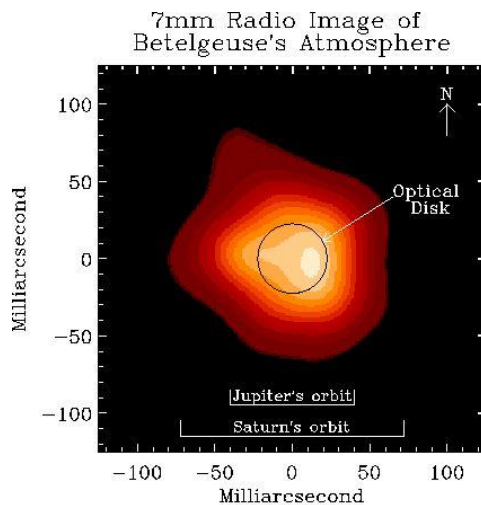
Received 17 February 2020 / Accepted 5 May 2020

### ABSTRACT

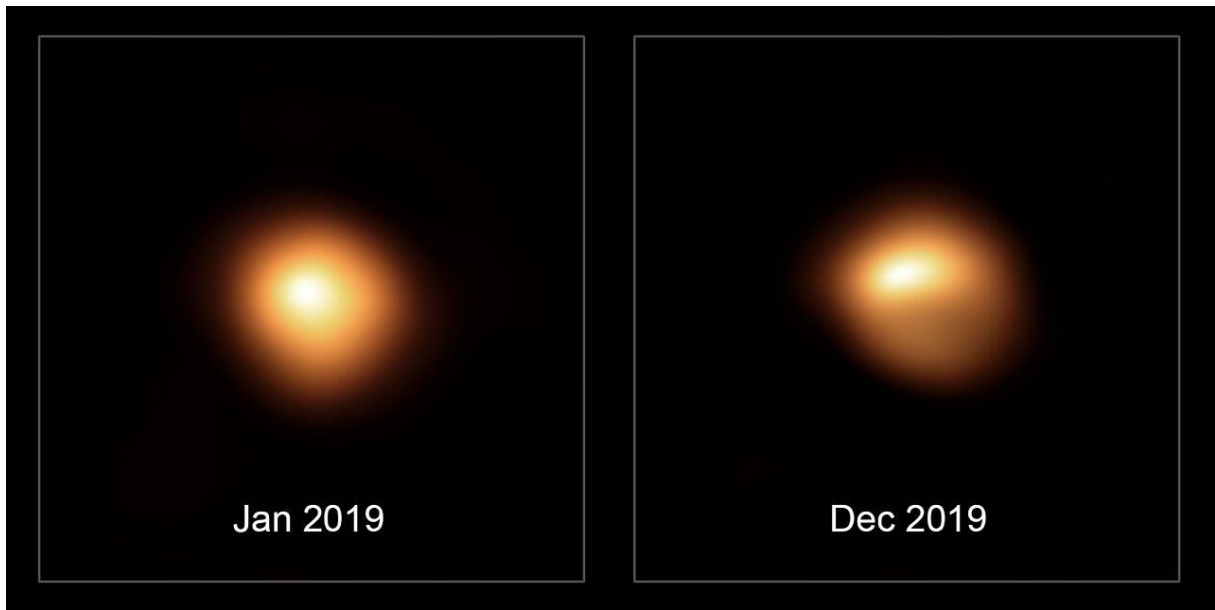
We first present spatially resolved ALMA and VLA continuum observations of the early-M red supergiant Antares to search for the presence of a chromosphere at radio wavelengths. We resolve the free-free emission of the Antares atmosphere at 11 unique wavelengths between 0.7 mm (ALMA band 8) and 10 cm (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

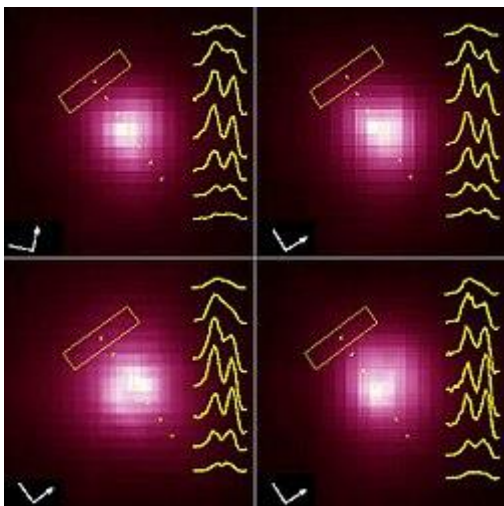
fotosféra – kružnice, asymetrie – vliv konvektivních sil na atmosféru



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



změna jasnosti Betelgeuse



asymetrické pulsace s odpovídajícími spektrálními čarami