# 19. Hauptreihensterne

## 19.1. Allgemeines, Definitionen

a) Zur Sternentstehung (siehe auch 21. Vorhauptreihenentwicklung)

▶ Initialprozess: Gravitationsinstabilität und Kollaps einer interstellaren Wolke

→ Kontraktion → $\varrho\uparrow$, $E_{pot} = -E_G\uparrow$, $\tau\uparrow$

solange $\tau < 1$: ~ isothermer Kollaps, gewonnene Energie wird abgestrahlt

sobald $\tau > 1$: gewonnene Energie → teilweise in innere Energie (Virialsatz): $\dot{U} = \dot{E}_T = -\frac{1}{2}\dot{E}_G$ und $L = -\frac{1}{2}\dot{E}_G$ (für einatomiges ideales Gas)

$\dot{U} > 0$: → Temperatur nimmt zu, solange bis Kernreaktionen merklich einsetzen. Erste Reaktion diejenige mit geringstem $Z_1 Z_2$.
→ Wasserstoffbrennen, da interstell. Gas hauptsächlich aus Wasserstoff ($Z_1 = Z_2 = 1$) besteht.

▶ Mit dem Einsetzen der Kernreaktionen: Die Zentraltemperatur stabilisiert sich, die Kontraktion hört auf.

▶ Während des Wasserstoffbrennens: $\dot{P}$ und $\dot{T}$ sehr klein, da $\tau_N = E_N/L$ sehr gross ist, kommt der Stern für lange Zeit zur Ruhe → darf $\dot{P}$ und $\dot{T}$ vernachlässigen → Stern im thermischen Gleichgewicht ($\varepsilon_g = 0$).

▶ Chemische Zusammensetzung: Zu Beginn des Wasserstoffbrennens homogen, weil das interstell. Gas ≈ homogen und Sterne während der Vorhauptreihenentwicklung (→ 21.) zeitweise vollkonvektiv sind.

b) Definition: Hauptreihenmodelle

Hauptreihenmodelle:
- sind chemisch homogen
- haben M als Parameter
- haben zentrales nukleares Brennen (Wasserstoffbrennen)
- sind im thermischen Gleichgewicht ($\varepsilon_g = 0$)
- haben $\mu$ als weiteren Parameter ($\partial\mu/\partial M_r = 0$)

## 19.2 Masse-Leuchtkraft- und Masse-Radius-Beziehung

$\exists$ Sterne mit $0.1 M_\odot \lesssim M \lesssim 100 M_\odot$ ($\mu$ dagegen variiert verglw. wenig)

$\rightarrow$ Wie hängen $L$, $R$, $T_{eff}$ ect. von $M$ und $\mu$ ab?

Behandeln Hauptreihensterne mit $M$ und $\mu$ als homologe Sterne

### Homologie

1.) Alle Sterne chemisch homogen mit gleichem zentralem nuklearen Brennen. $\rightarrow$ Sterne mit verschiedenem $M$ und $\mu$ sind sich ähnlich in dem Sinne, dass $P(M_r/M)$, $T(M_r/M)$, $r(M_r/M)$ und $L_r(M_r/M)$ für verschiedene $M$ sehr ähnlich sind. Machen daher die Homologieannahme:

$$P\left(\frac{M_r}{M}\right) = P_c\, f_P\left(\frac{M_r}{M}\right), \quad T\left(\frac{M_r}{M}\right) = T_c\, f_T\left(\frac{M_r}{M}\right), \quad r\left(\frac{M_r}{M}\right) = R\, f_r\left(\frac{M_r}{M}\right), \quad L_r\left(\frac{M_r}{M}\right) = L\, f_L\left(\frac{M_r}{M}\right),$$

wobei $f_P$, $f_T$, $f_r$ und $f_L$ unabhängig von $M$, aber $P_c$, $T_c$, $R$ und $L$ abhängig von $M$, $\mu$.

2.) Ansatz für die Energieerzeugungsrate: $\varepsilon = \varepsilon_0 \varrho T^\nu$

3.) Ansatz für die Opazität: Der Einfachheit halber $\varkappa = \text{const.}$

4.) Zustandsgleichung: Ideales Gas $P = \frac{\mathcal{R}}{\mu} \varrho T$

5.) Nur Strahlungstransport, keine Konvektion

▶ Damit gilt unabhängig von $M$ an einer beliebigen Stelle $\xi = \frac{M_r}{M}$:

$$\frac{dP}{dM_r} = \frac{P}{M_r}\frac{d\ln f_P}{d\ln\xi} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} \longrightarrow \frac{P}{M_r} \sim \frac{M_r}{r^4} \qquad (1)$$

$$\frac{dr}{dM_r} = \frac{r}{M_r}\frac{d\ln f_r}{d\ln\xi} = \frac{1}{4\pi r^2 \varrho} \longrightarrow \frac{r}{M_r} \sim \frac{1}{r^2\varrho} \qquad (2)$$

$$\frac{dT}{dM_r} = \frac{T}{M_r}\frac{d\ln f_T}{d\ln\xi} = -\frac{3\varkappa}{64\pi a c}\frac{L_r}{r^4 T^3} \rightarrow \frac{T}{M_r} \sim \frac{L_r}{r^4 T^3} \qquad (3)$$

$$\frac{dL_r}{dM_r} = \frac{L_r}{M_r}\frac{d\ln f_L}{d\ln\xi} = \varepsilon \longrightarrow \frac{L_r}{M_r} \sim \varepsilon \qquad (4)$$

$$\rightarrow \quad P \sim \frac{M_r^2}{r^4} \quad (1) \qquad \rho \sim \frac{M_r}{r^3} \quad (2) \quad \Bigg\} \rightarrow \quad \frac{P}{\rho} \sim \frac{M_r}{r} \qquad \frac{P}{\rho} \sim \frac{T}{\mu} \quad \text{(Zustandsgl.)} \quad \Bigg\} \rightarrow \quad rT \sim \mu M_r$$

$$L_r \sim \frac{(rT)^4}{M_r} \quad (3) \quad \rightarrow \quad \underline{L_r \sim \mu^4 M_r^3}$$

Da diese Proportionalität für alle $\xi$ gilt, also auch für $\xi = 1$ (Oberfläche) folgt

▶ **Die Masse-Leuchtkraft-Beziehung für Hauptreihensterne** $\underline{\underline{L \sim \mu^4 M^3}}$

N.B. Die M-L-Bez. ist unabhängig von der Gleichung für die Energieerzeugung!
(Die M-L-Bez. spiegelt die Durchlässigkeit des Sterns für Strahlung wieder, ganz egal woher die transportierte Energie kommt)

Mit Hilfe der M-L-Bez. folgt aus (4):

$$L_r \sim M_r \varepsilon \sim M_r \rho T^\nu \sim M_r \frac{M_r}{r^3} \left(\mu \frac{M_r}{r}\right)^\nu \sim \mu^4 M_r^3$$

$$\rightarrow \quad \underline{r \sim \mu^{\frac{\nu-4}{\nu+3}} M_r^{\frac{\nu-1}{\nu+3}}} \quad \rightarrow \text{ Für die Sternoberfläche } (\xi = 1)$$

▶ **Die Masse-Radius-Beziehung für Hauptreihensterne** $\underline{\underline{R \sim \mu^{\frac{\nu-4}{\nu+3}} M^{\frac{\nu-1}{\nu+3}}}}$

Werte für $\nu$ ($\rightarrow$ 16.4):

CNO-Zyklus : $\nu \approx 13-20 \rightarrow \frac{\nu-4}{\nu+3} \approx 0.56-0.70$, $\frac{\nu-1}{\nu+3} \approx 0.75-0.83$

pp-Kette : $\nu \approx 3.5-5.5 \rightarrow \frac{\nu-4}{\nu+3} \approx (-0.08)-0.18$, $\frac{\nu-1}{\nu+3} \approx 0.39-0.53$

Setzen für die weitere Diskussion willkürlich $\frac{\nu-1}{\nu+3} = 0.75$ ($\nu = 13$), was für Sterne mit $M \gtrsim 1.5\, M_\odot$ recht gut stimmt.

▶ Der Radius hängt nur relativ schwach von der Masse ab.

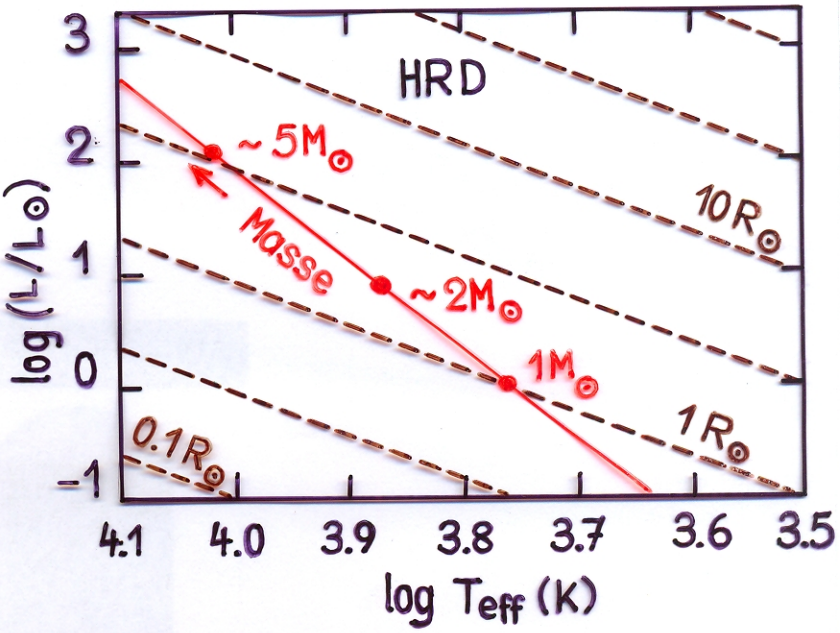
## 19.3 Die Lage der Hauptreihenmodelle im Hertzsprung-Russel-Diagramm

Nehmen zuerst gleiche chem. Zusammensetzung, d.h. $\mu$ = const. für alle Sterne

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

und $R \sim M^{3/4}$ folgt:

$R^2 \sim M^{3/2} \sim L^{1/2} \sim L T_{eff}^{-4}$




▶ $\log L = 8 \log T_{eff} + \text{const}$

oder: $\log \frac{L}{L_\odot} = 8 \log \frac{T_{eff}}{T_{eff,\odot}}$

Gleichung für die Hauptreihe

Da $L \sim R^2 T_{eff}^4$ folgt für die Linien für R = const. im HRD

▶ $\log L = 4 \log T_{eff} + \text{const.}$ oder $\log \frac{L}{L_\odot} = 4 \log \frac{T_{eff}}{T_{eff,\odot}}$

▶ Linien mit R = const. im HRD verlaufen flacher als die Hauptreihe mit $\mu$ = const. → M, R und L nehmen mit $T_{eff}$ zu

Nukleare Zeitskala für H-Brennen ist die längste aller nuklearen Zeitskalen

▶ Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf der Hauptreihe $\sim \frac{\tau_{H \to He}}{\tau} \approx 0.8 - 0.9$

→ Erwarten die meisten Sterne auf oder nahe der Hauptreihe (Daher der Name!)

▶ Beobachtungen bestätigen theoretische Erwartung → Grundzüge der Theorie sind richtig. Hauptreihensterne sind "junge" Sterne in der Phase des zentralen Wasserstoffbrennens.

Annahme chemisch homogener Sterne: → Hauptreihe von Sternen zu Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens = Alter Null-Hauptreihe (engl. Zero Age Main Sequence = ZAMS).

## 19.4. Durchmischte Entwicklung

Kernreaktionen im Zentrum : $H \to He$ $\to$ $\mu \uparrow$ im Zentrum $\to$ Stern wird chemisch inhomogen (oder etwa doch nicht ?, $\exists$ Möglichkeit für Durchmischung, z.B. Rotation)

Betrachten daher durchmischte Entwicklung als Hypothese :

$\to$ Annahme: $\frac{\partial \mu}{\partial t} > 0$ , $\frac{\partial \mu}{\partial M_r} = 0$ , d.h. Stern bleibt chem. homogen

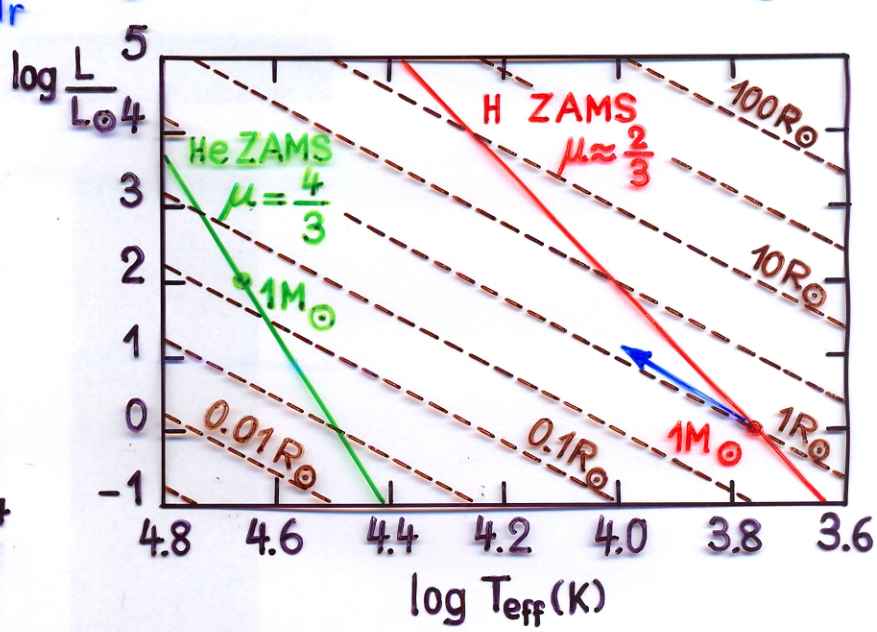
Entwicklung im HRD ?

Für gegebenes M folgt aus

$L \sim \mu^4$ : M-L-Bez.

$R \sim \mu^{\frac{\nu-4}{\nu+3}}$ : M-R-Bez.

$R^2 \sim \mu^{\frac{2(\nu-4)}{\nu+3}} \sim L^{\frac{\nu-4}{2(\nu+3)}} \sim L\, T_{eff}^{-4}$




▶ $\log L = \frac{8(\nu+3)}{\nu+10} \log T_{eff} + \text{const.}$

(vgl. dazu H-ZAMS: $\log L = 8 \log T_{eff} + \text{const}$)

Für beliebige $\nu > 0$ : $\frac{\nu+3}{\nu+10} < 1$

▶ Durchmischte Entwicklung im HRD: Von der H-Hauptreihe nach links oben, jedoch unterhalb der H-Hauptreihe in Richtung He-Hauptreihe

(N.B. Übergang von der H-Hauptreihe zur He-Hauptreihe bei durchmischter Entw. wird durch unsere einfache Homologie nicht richtig beschrieben, da $\nu$ und $\varkappa$ sich ändern und bei $X \to 0$ H-Brennen $\to$ He-Brennen)

▶ Sterne auf der He-Hauptreihe sind wieder in 1. Näherung homolog. Mit $\nu \approx 20-40$ für He-Brennen folgt

$R \sim M^{\frac{\nu-1}{\nu+3}} \sim M$ $\to$ $L \sim T^{12}$ $\to$ He-HR verläuft steiler im HRD als die H-HR

▶ Bei durchmischter Entwicklung: – erwarten kontinuierliche Verteilung der Sterne zwischen H-ZAMS und He-ZAMS

▶ Beobachtung: Die Mehrzahl der Sterne ist im HRD auf oder rechts von der H-ZAMS. ∃ nur rel. wenig Sterne links davon !

▶ Sterne entwickeln sich nicht durchmischt !

## 19.5. Zentralwerte für Hauptreihenmodelle

Interessieren uns für $P_c$, $T_c$ und $\rho_c$ in Abhängigkeit von M bei festem $\mu$

$$P_c = \frac{P(\xi)}{f_P(\xi)} \sim P \quad \text{und} \quad T_c = \frac{T(\xi)}{f_T(\xi)} \sim T \qquad \forall\, \xi : 0 \leq \xi \leq 1$$

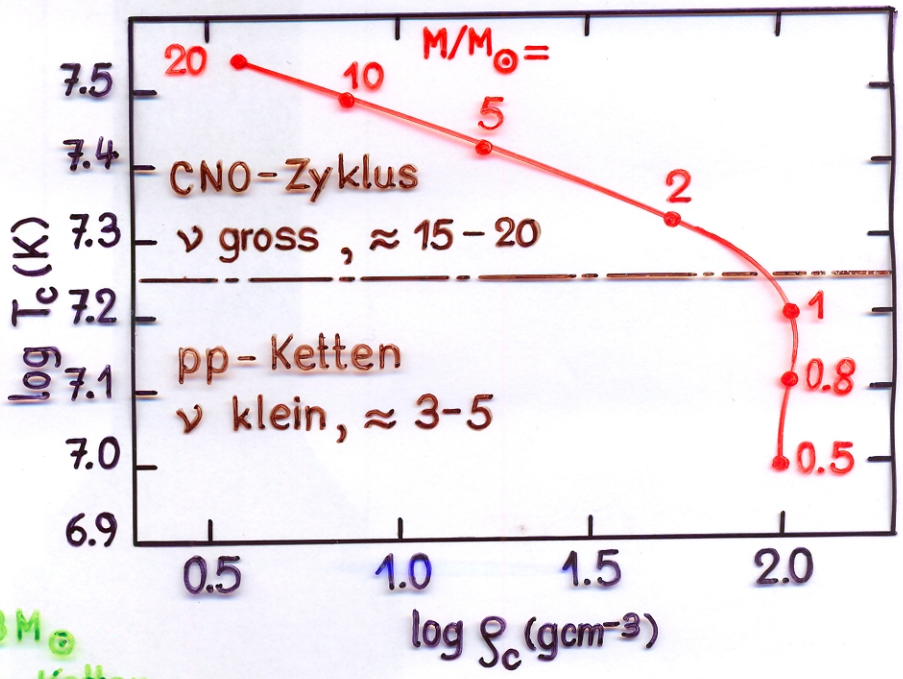
$$\rightarrow T_c \sim T \sim \frac{M}{R} \; ; \; P_c \sim P \sim \frac{M^2}{R^4} \; ; \; \rho_c \sim \frac{P_c}{T_c} \quad \text{und} \quad R \sim M^{\frac{\nu-1}{\nu+3}}$$

▶ $T_c \sim M^{\frac{4}{\nu+3}}$

$P_c \sim M^{-\frac{2(\nu-5)}{\nu+3}}$

$\rho_c \sim M^{-\frac{2(\nu-3)}{\nu+3}}$

$T_c \sim \rho_c^{-\frac{2}{\nu-3}}$




▶ ν von M abhängig

$\log T_c \lesssim 7.25 \Leftrightarrow M \lesssim 1.3 M_\odot$

Energieerzeugung durch pp-Ketten

$\rightarrow$ $\nu \approx 3-5$ (klein) $\rightarrow$ $d\log\rho_c / d\log T_c$ ist klein ($\approx 0$ für $\nu = 3$)

$\rho_c \approx$ const. $\approx 10^2\,\mathrm{gcm^{-3}}$ für massearme HR-Sterne ($0.5 M_\odot \lesssim M \lesssim 1.3 M_\odot$)

$\log T_c \gtrsim 7.25 \Leftrightarrow M \gtrsim 1.3 M_\odot$ : Energieerzeugung durch CNO-Zyklus

$\rightarrow$ $\nu \approx 15-20$ (gross) $\rightarrow$ $d\log\rho_c / d\log T_c$ ist gross ($\sim 6 \cdots 9$)

▶ von M abhängiges ν: Homologieansatz in Frage gestellt !

## 19.6. Konvektion

Bisherige Annahme: Hauptreihensterne sind vollständig radiativ geschichtet
Fragen jetzt nach der Stabilität der Schichtung gegen Konvektion

### a) Konvektion im Zentralgebiet

Betrachten die Konzentration der Energieerzeugung im Zentrum:

Mit $\varepsilon_N = \varepsilon_0 \rho T^\nu$ folgt $\frac{d\ln\varepsilon_N}{d\ln r} = \frac{d\ln\rho}{d\ln r} + \nu\frac{d\ln T}{d\ln r}$

dazu ideales Gas : $d\ln\rho = d\ln P - d\ln T = d\ln P\,(1-\nabla)$

$$\rightarrow \quad \frac{d\ln\varepsilon_N}{d\ln r} = \left[1+(\nu-1)\nabla\right]\frac{d\ln P}{d\ln r}$$

Hydrost. Gleichgew.: $\frac{d\ln P}{d\ln r} = -\frac{r}{P}\frac{GM_r}{r^2}\rho = -\frac{GM_r}{r}\frac{1}{P/\rho} = -\frac{GM_r}{r}\frac{1}{\frac{\mathcal{R}}{\mu}T}$

$$= \frac{\text{pot. Energie pro Masseneinh.}}{\text{therm. Energie pro Masseneinh.}} = \text{const. (Virialsatz)}$$

▶ Stabilität gegen Konvektion hängt vor allem von $\nu$ ab, da $\nabla$ im Zentrum nur wenig variiert

Betrachten zwei Grenzfälle:

- $\nu$ sei gross: (Bei Sternen mit CNO-Brennen, d.h. $M \gtrsim 1.5 M_\odot$)

  $\rightarrow \left|\frac{d\ln\varepsilon_N}{d\ln r}\right| = \left[1+\nabla(\nu-1)\right]\cdot\text{const.}$ ist ebenfalls gross $\rightarrow$ Erwarten Konvektion

▶ Konvektion zusätzlich durch Strahlungsdruck begünstigt, da $\frac{\partial\nabla_a}{\partial P_r} < 0$:

$$\frac{P_r}{P} \sim \frac{T^4}{P} \sim \left(\frac{M}{R}\right)^4\frac{R^4}{M^2} \sim M^2$$

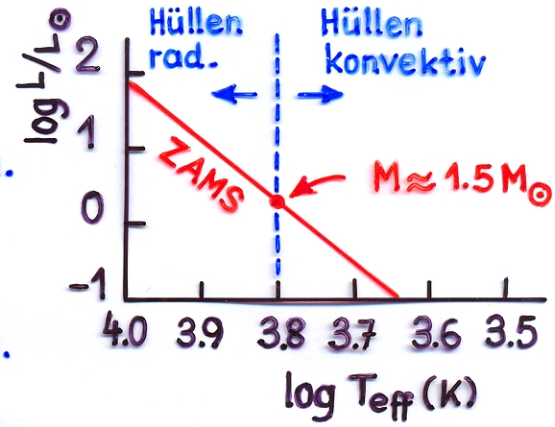
$\rightarrow$ Anteil von $P_r$ im Zentrum wächst stark mit $M$ an!
$\rightarrow$ Mit wachsendem $M$ zunehmende Instabilität gegen Konvektion

- $\nu$ sei klein: (Bei Sternen mit pp-Brennen, d.h. $M \lesssim 1.5 M_\odot$)

  $\rightarrow$ geringe Konzentration der Energieerzeugung $\rightarrow$ Erwarten radiatives Zentrum

## b) Konvektion in der Hülle (vgl. dazu Abschnitt 11.3)

**Hüllenlösungen:**

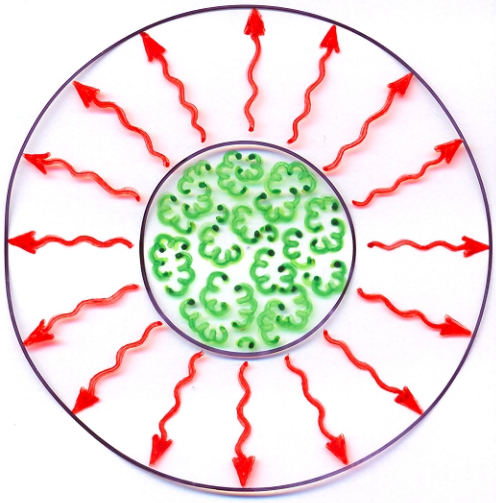


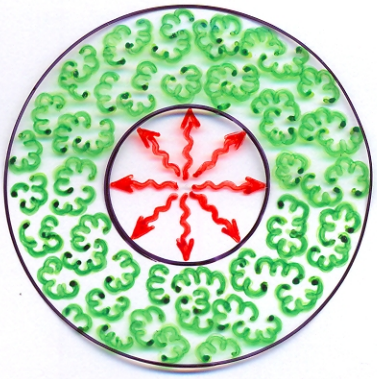

Hülle radiativ, wenn $T_{eff}$ genügend gross, d.h.
, wenn M " "

Hülle konvektiv, wenn $T_{eff}$ genügend klein, d.h.
wenn M " "

Grenze bei $T_{eff} \approx 6000\,K$, $M \approx 1.5\,M_\odot$

▶ ∃ zwei grundsätzlich verschiedene Modelltypen von Hauptreihensternen





**grosse Masse : $M \gtrsim 1.5 M_\odot$**

- konvektives Zentralgebiet
- radiative Hülle
- Energieerzeugung durch den CNO-Zyklus, stark zum Zentrum konzentriert
- grosses $\nu$
- Strahlungsdruck nicht zu vernachlässigen ($M \gtrsim 20 M_\odot$)

**kleine Masse : $M \lesssim 1.5 M_\odot$**

- radiatives Zentralgebiet
- konvektive Hülle
- Energieerzeugung durch pp-Ketten, geringe Konzentration zum Zentrum
- kleines $\nu$
- Strahlungsdruck unwichtig

- vollkonvektiv für $M \lesssim 0.3 M_\odot$

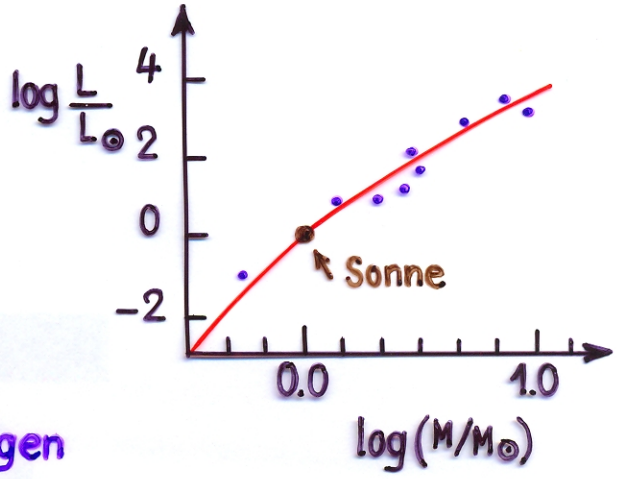
# 19.7. Vergleich mit numerischen Rechnungen und Beobachtungen

Numerische Rechnungen bestätigen alle wesentlichen Voraussagen unserer einfachen Analyse

## a) Masse – Leuchtkraft – Beziehung

Theorie : für $M \gtrsim 1.5\,M_\odot$

$$L \sim M^{3.5-4}$$



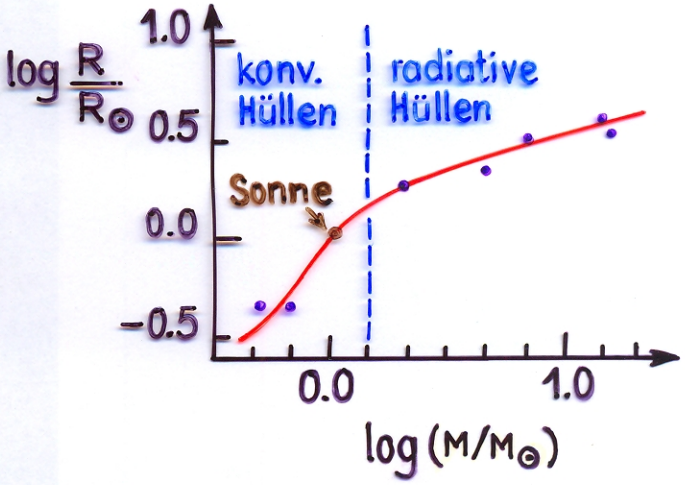

▶ gute Übereinstimmung mit Beobachtungen

## b) Masse – Radius – Beziehung

Theorie :

$R \sim M^{0.5}$ , für $M \gtrsim 1.5\,M_\odot$ , radiative Hüllen

$R \sim M^{0.8-1}$ , für $M \lesssim 1\,M_\odot$ , konvektive Hüllen

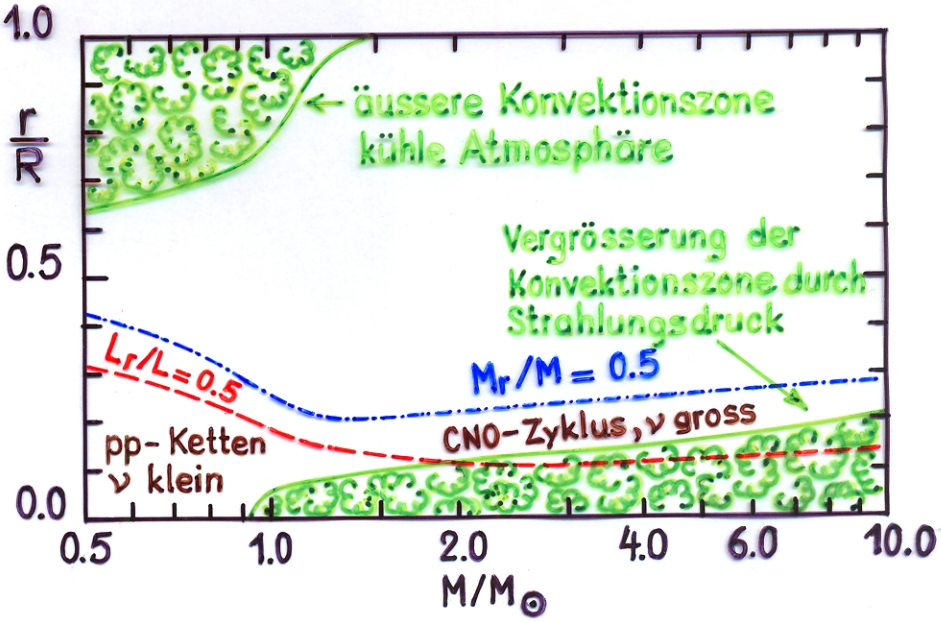



▶ gute Übereinstimmung mit Beobachtungen

## c) Verteilung der Konvektionszonen und Konzentration der Energieerzeugung

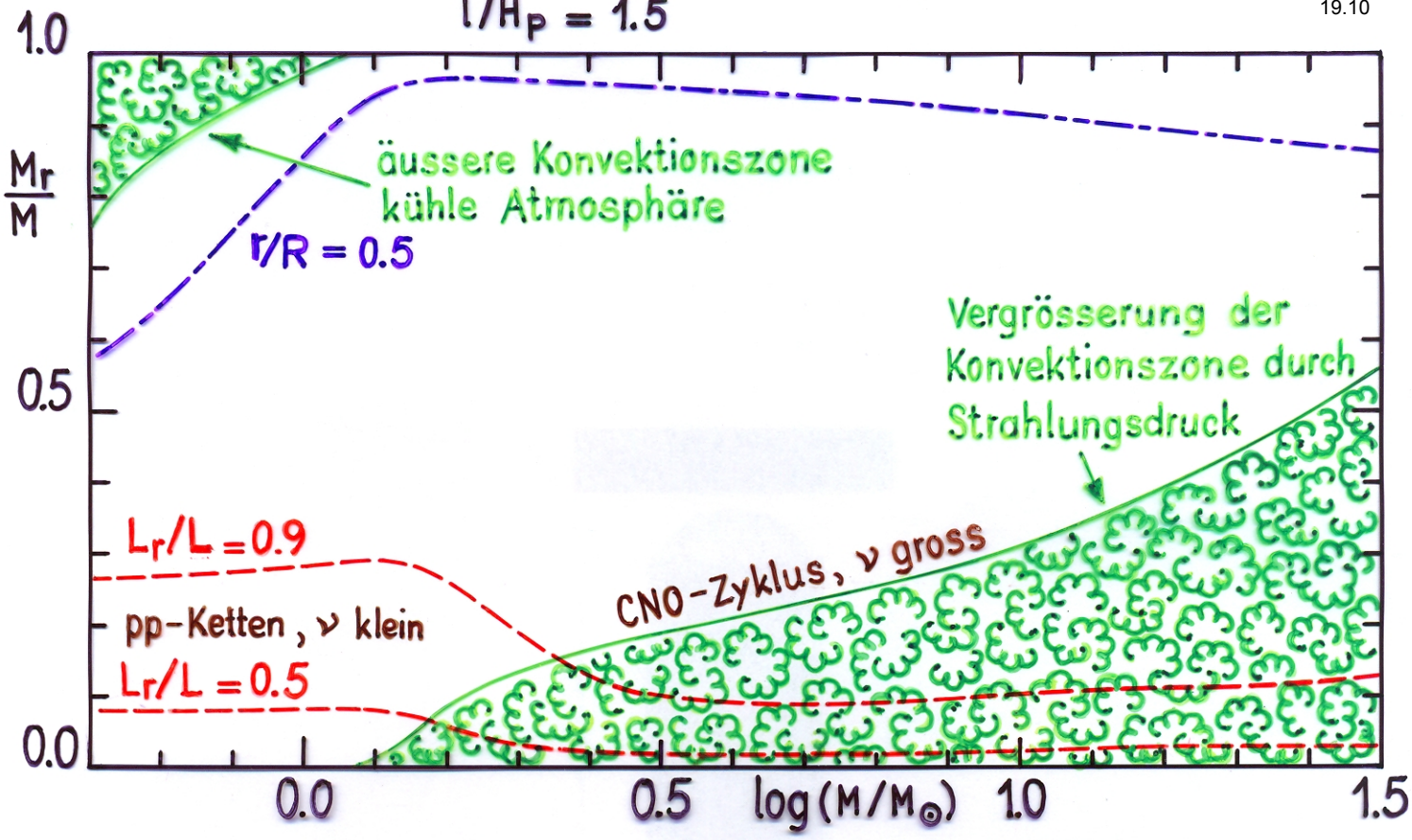
Theorie :

Die Verteilung der Konvektionszonen und die Konzentration der Energieerzeugung im Zentrum entsprechen unserer einfachen Analyse

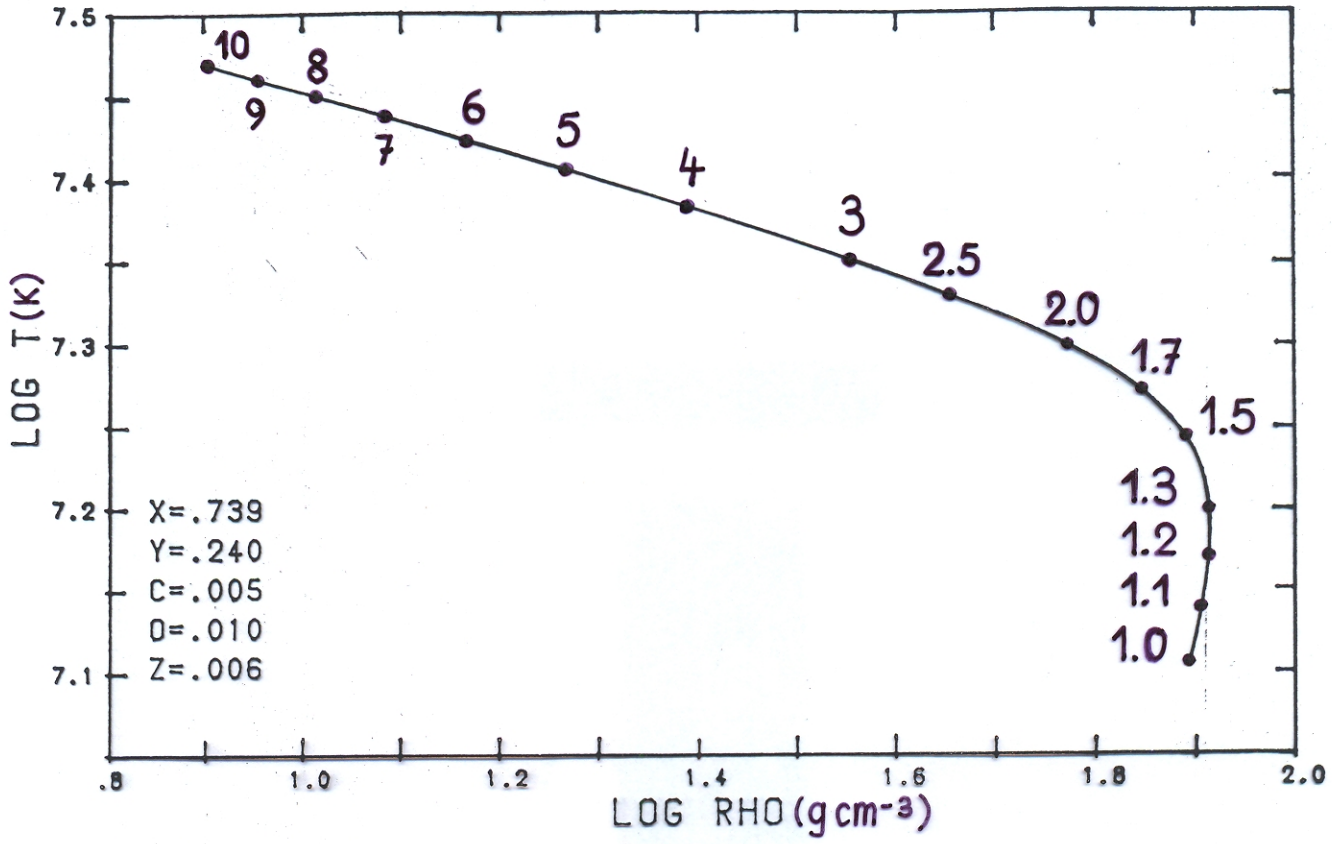


**Hauptreihenmodelle:** $X = 0.739$, $Y = 0.240$, $X_c = 0.005$, $Z_{tot} = 0.021$

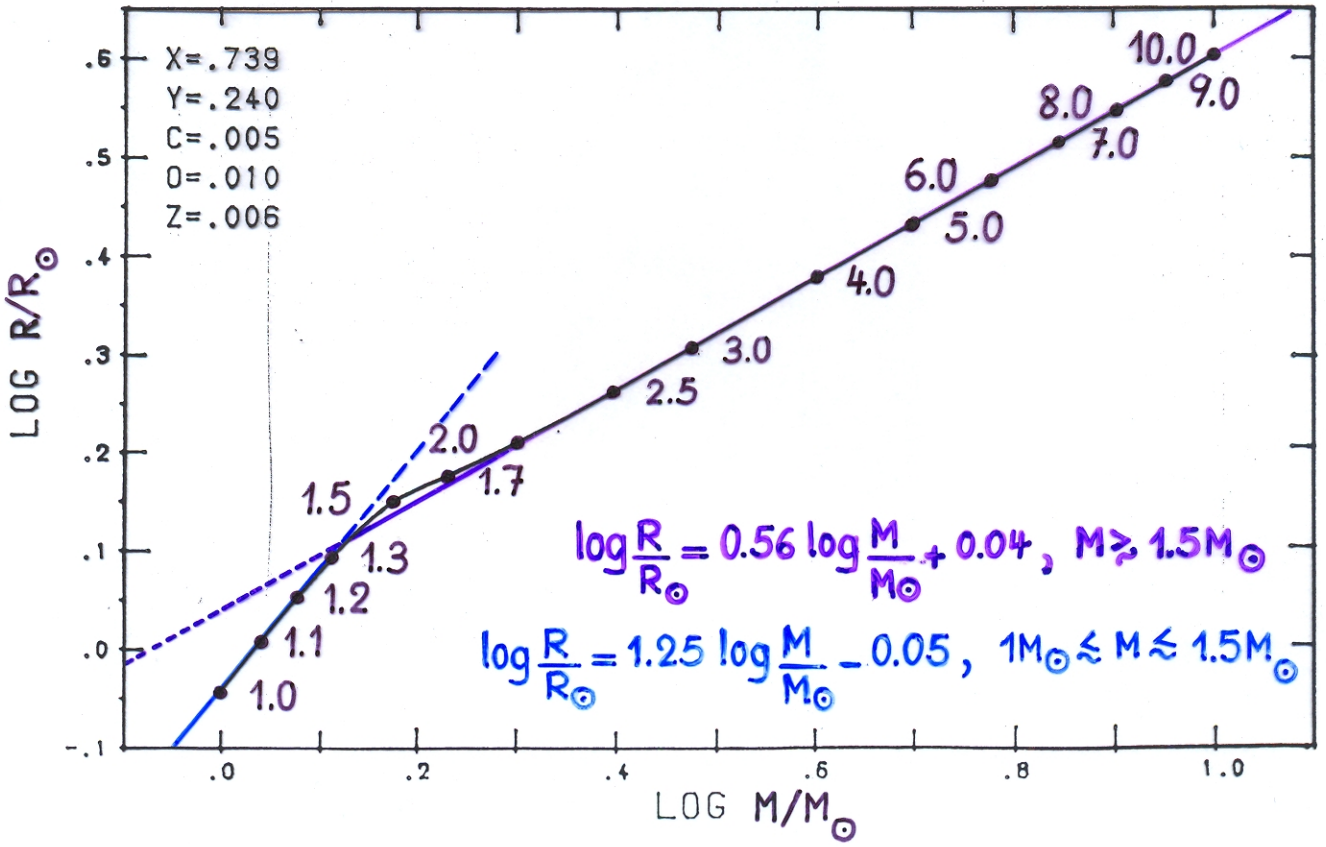
$l/H_p = 1.5$



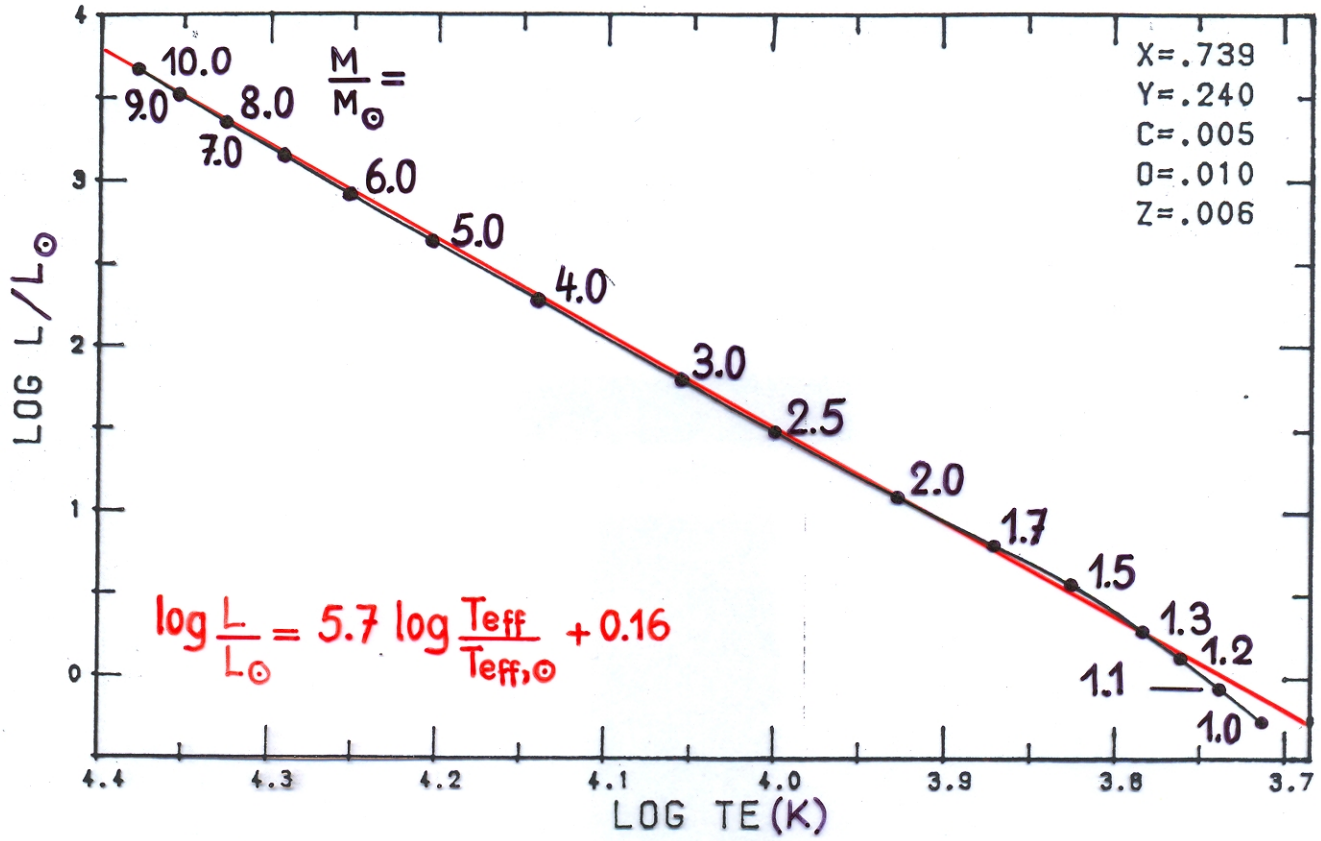
ZENTRALTEMPERATUR-ZENTRALDICHTE-DIAGRAMM
FUER 16 HAUPTREIHEN-MODELLE



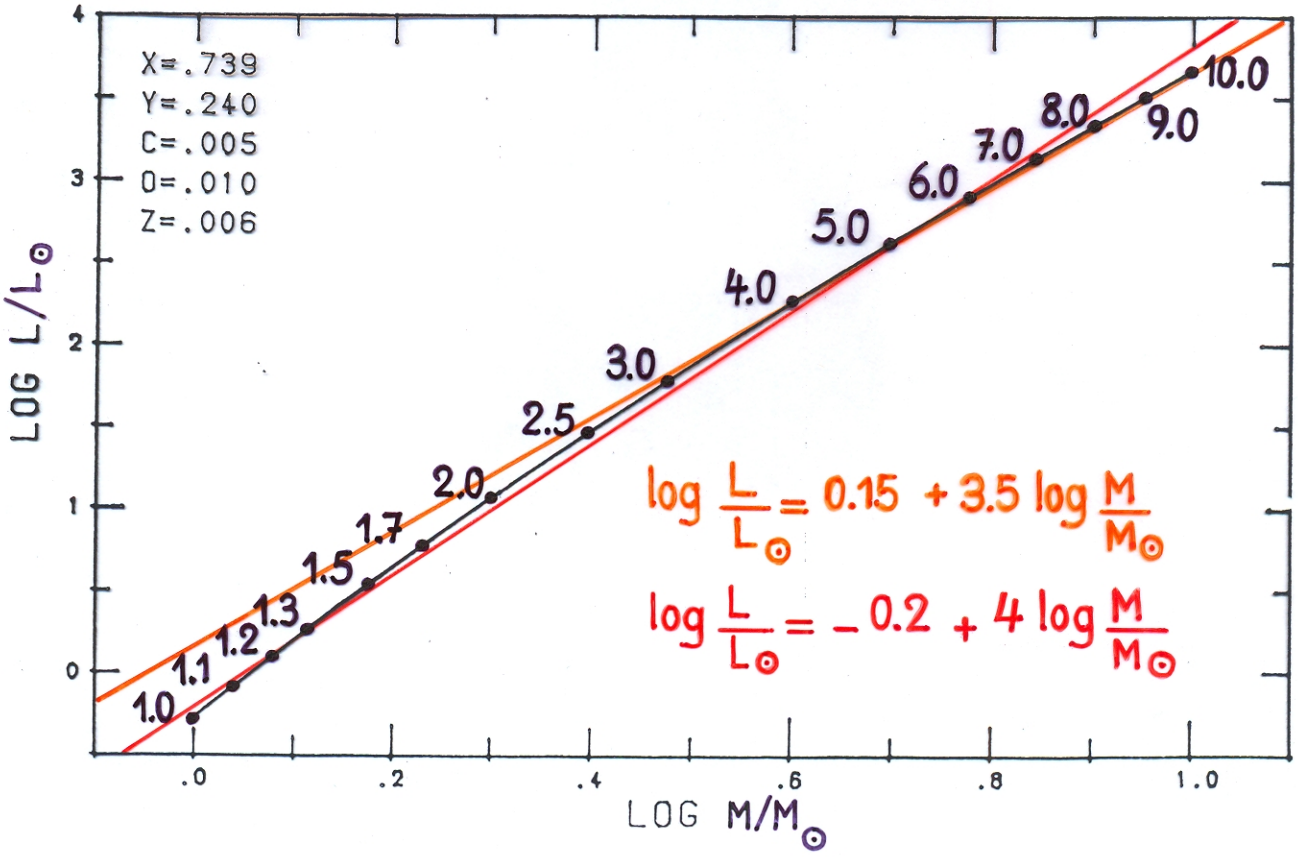

MASSE-RADIUS-DIAGRAMM
FUER 16 HAUPTREIHEN-MODELLE



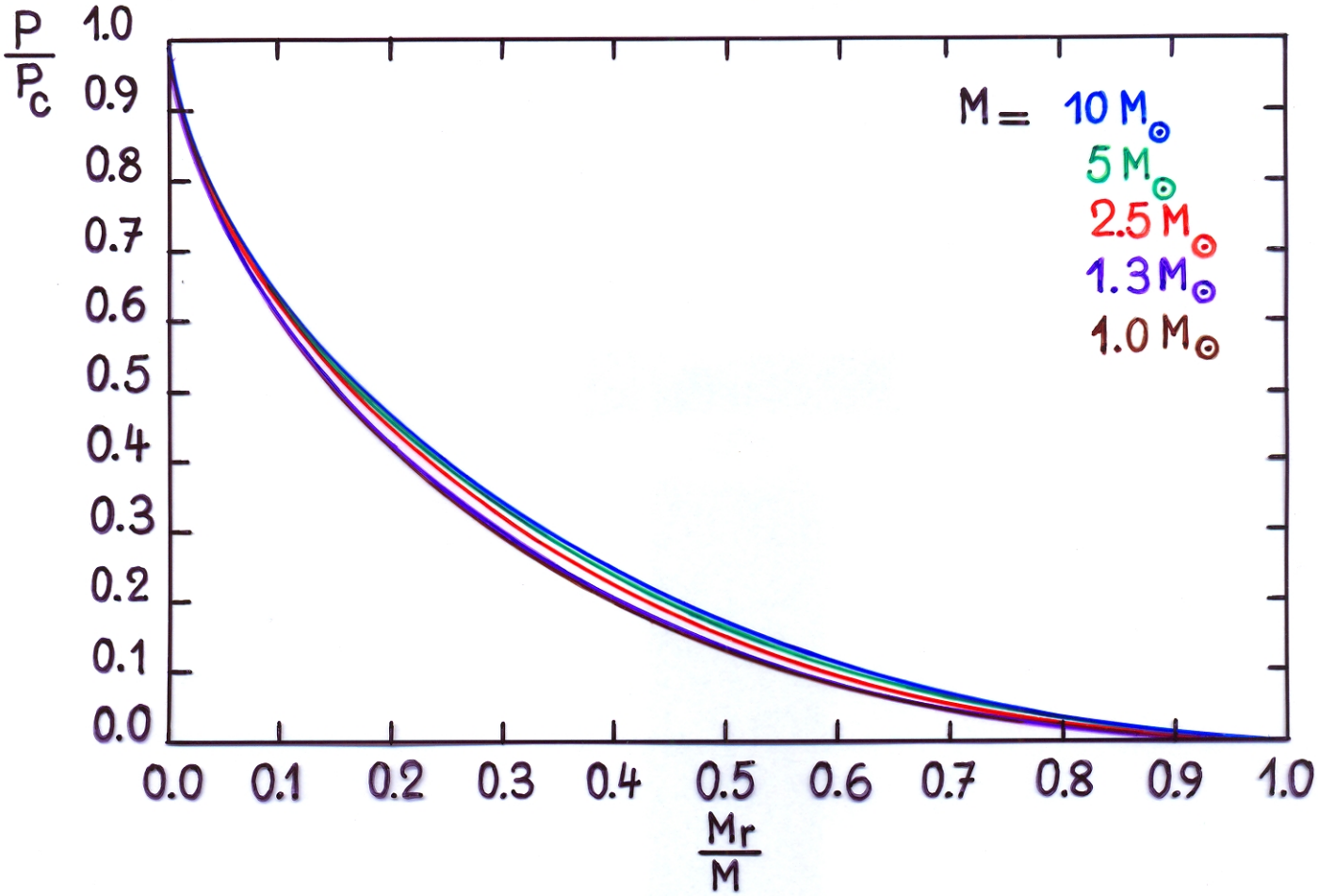
HERTZSPRUNG-RUSSELL-DIAGRAMM
FUER 16 HAUPTREIHEN-MODELLE

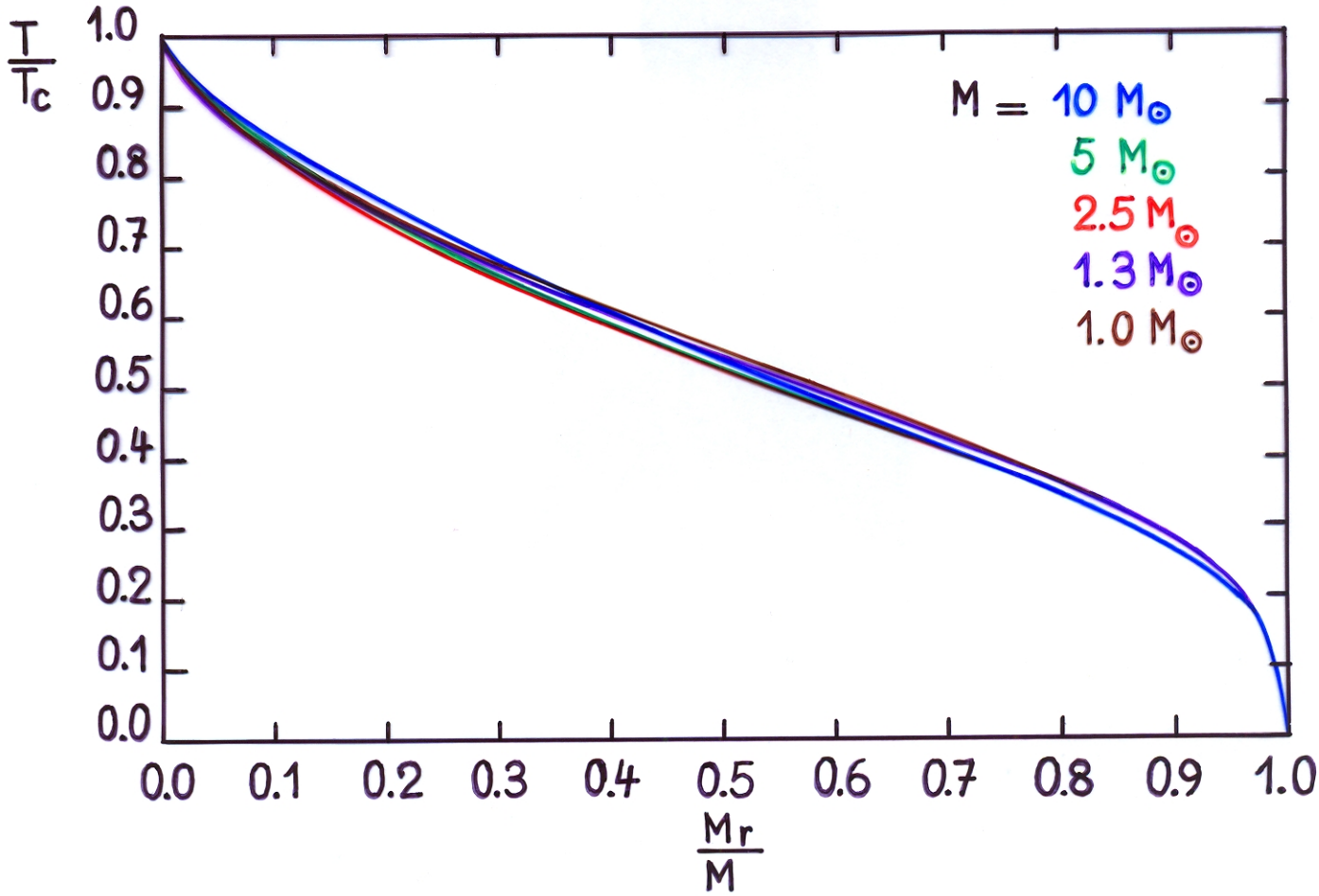



MASSE-LEUCHTKRAFT-DIAGRAMM
FUER 16 HAUPTREIHEN-MODELLE

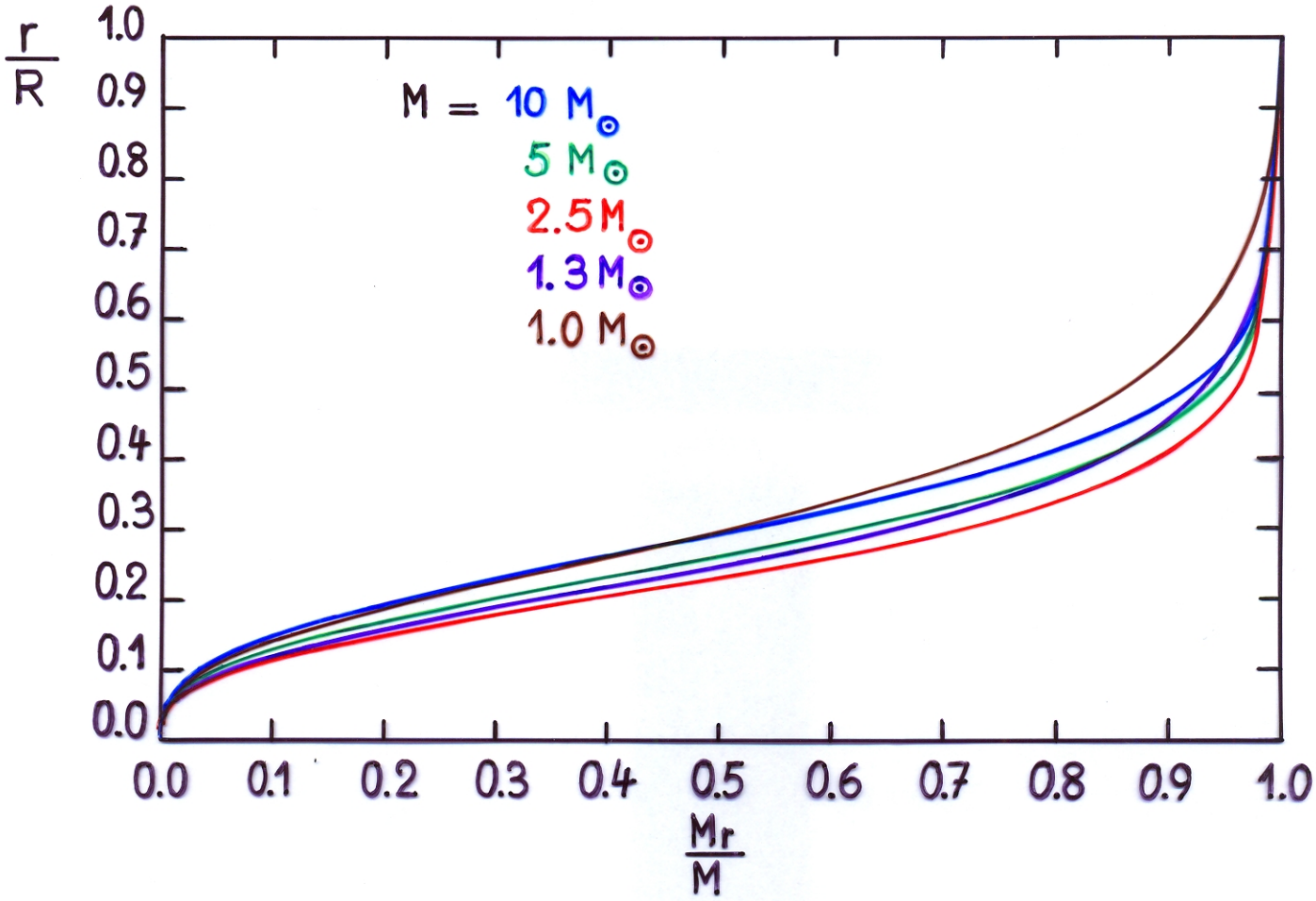


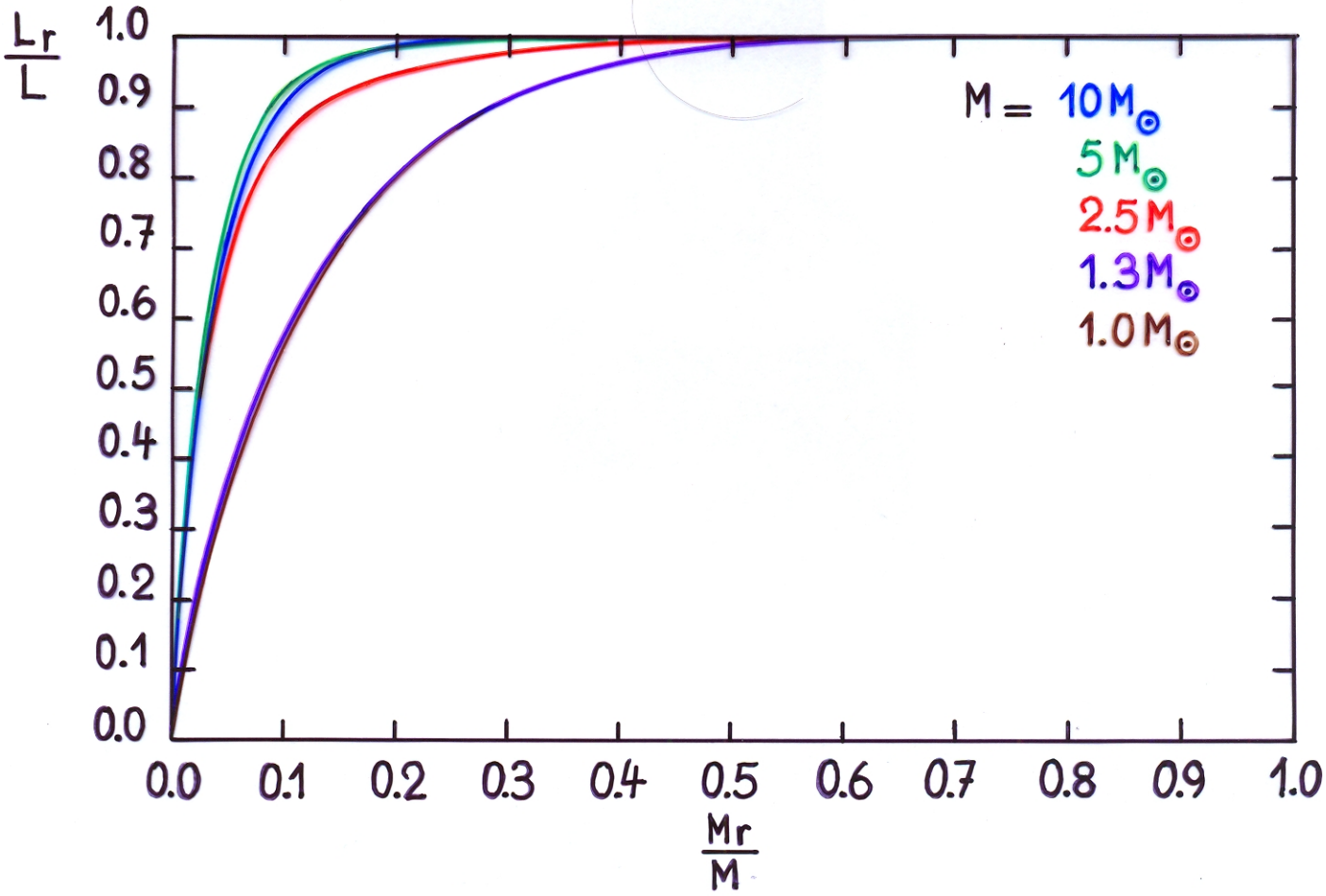
Hauptreihenmodelle (X = 0.739, Y = 0.240, C = 0.05, O = 0.010, Z = 0.006, $\ell/H_P = 1.5$)



Hauptreihenmodelle ($X = 0.739$, $Y = 0.240$, $C = 0.005$, $O = 0.010$, $Z = 0.006$, $\ell/H_P = 1.5$)



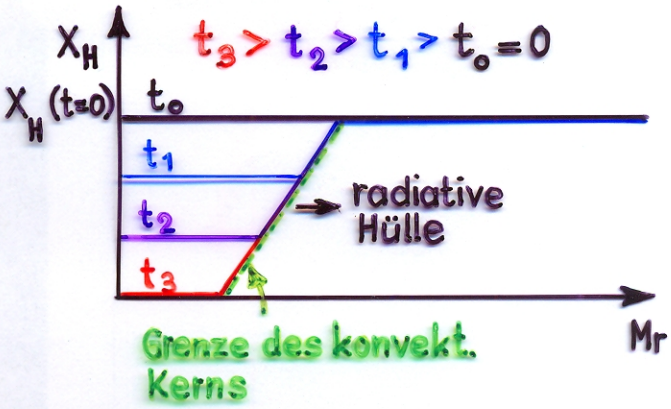
d) Gültigkeit der Homologie-Annahme

Numerische Rechnungen zeigen, dass die Homologie-Annahme $P/P_c = f_P(M_r/M)$, $T/T_c = f_T(M_r/M)$, $r/R = f_r(M_r/M)$ und $L_r/L = f_L(M_r/M)$ überraschend gut erfüllt ist.

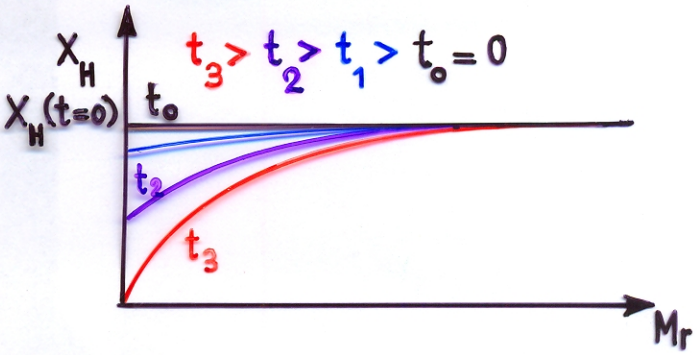
## 19.8. Entwicklung während des Wasserstoff-Brennens

▶ starke Temperaturabhängigkeit von $\varepsilon_N$ → Kernumwandlungen bleiben (vorerst) auf das Sternzentrum beschränkt.

Sterne mit konvektivem Zentralgebiet, d.h. $M \gtrsim 1.3 M_\odot$: Der konvektive Kern brennt homogen aus. Mit abnehmendem $X_H$ schrumpft die Masse des konvektiven Kerns. Am Ende des zentralen Wasserstoff-Brennens: He-Kern + wasserstoffreiche Hülle

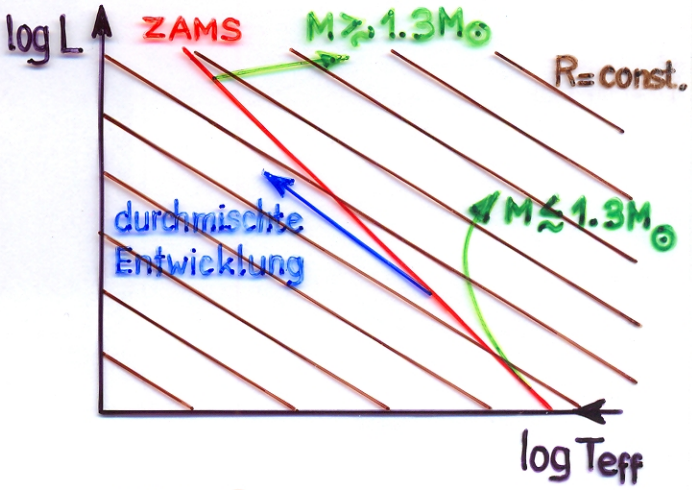



Sterne mit radiativem Zentralgebiet, d.h. $M \lesssim 1.3 M_\odot$: Wasserstoffkonzentration nimmt am schnellsten im Zentrum ab.




Numerische Rechnungen zeigen:

▶ Nicht-durchmischte Entwicklung führt im HRD von der ZAMS nach rechts




Dauer des Wasserstoff-Brennens

$$\left.\begin{aligned} \tau_{H\to He} &\sim \frac{M_H}{-\dot{M}_H} \\ -\dot{M}_H &\sim L \sim M^{3.5\ldots4} \\ M_H &\sim M \end{aligned}\right\}$$

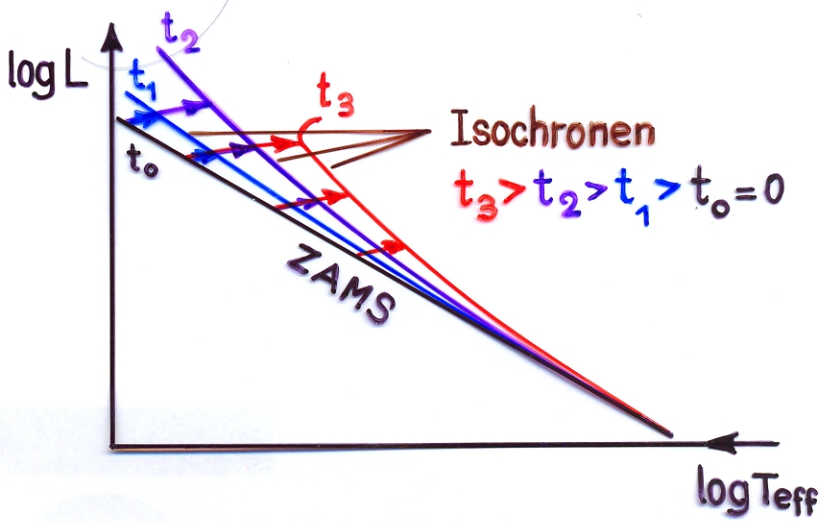
▶ $\tau_{H\to He} \sim M^{-2.5\ldots3}$

→ je grösser M, desto kürzer das Wasserstoff-Brennen

# Lage gleich alter, H-brennender Sterne verschiedener Masse im HRD

Def: Linien gleichen Alters :

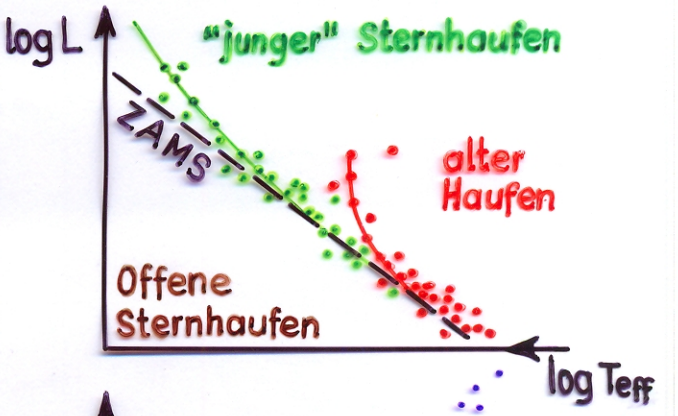
Isochronen



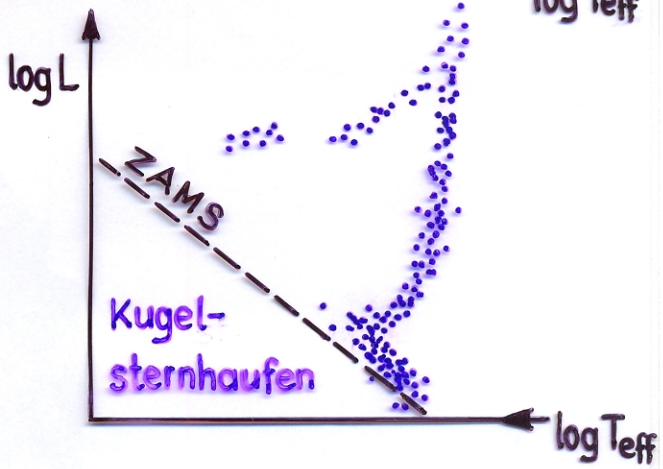

- Abweichungen der Isochronen von der ZAMS umso stärker,
  - je grösser M
  - je grösser das Alter

- Beobachtung von Isochronen : HRD von offenen und kugelförmigen Sternhaufen

- Altersbestimmung von Sternhaufen durch Vergleich der Haufen-HRDs mit berechneten Isochronen




- Beobachtete Haufen-HRDs schliessen durchmischte Entwicklung aus !
  (wichtig für rotierende Sterne : → auch rotierende Sterne entwickeln sich nicht durchmischt )



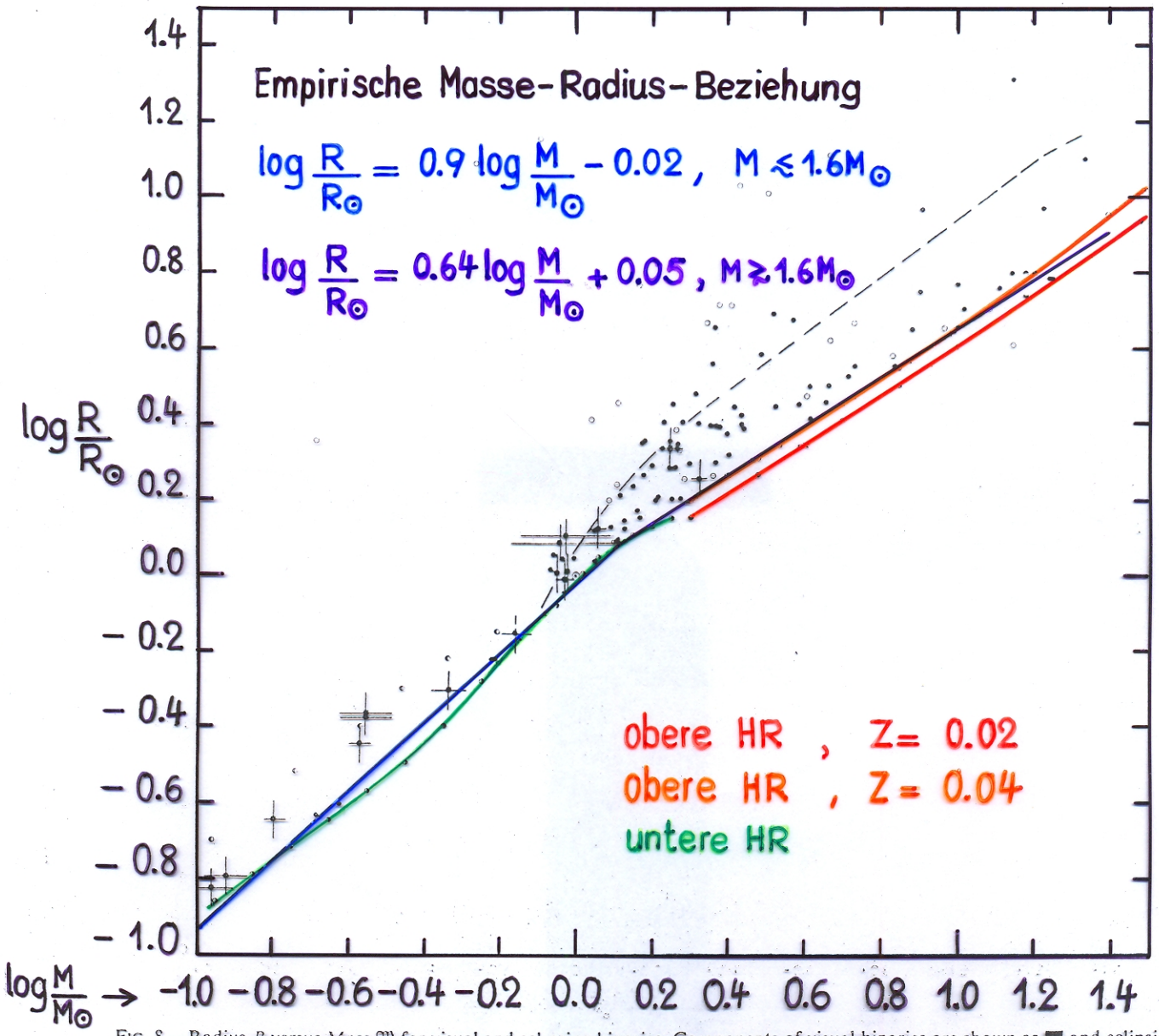



FIG. 8.—Radius $R$ versus Mass $\mathfrak{M}$ for visual and eclipsing binaries. Components of visual binaries are shown as ■ and eclipsing binaries as ●. Components of eclipsing systems that have apparently undergone mass loss/exchange are shown as ○. The Sun is shown as ⊙. The lower main sequence theoretical relation is shown as ◑. The "empirical" relation of Hoxie (1973) is shown as ◐. Upper main sequence theoretical relations for 2% and 4% metal content are shown as ◒ and ◓, respectively. The solid lines are the adopted empirical relations for eclipsing binaries. The dashed curve is the theoretical locus of models at the radius maximum near core hydrogen exhaustion.

**Beobachtete Masse-Leuchtkraft-Beziehung:**

obere Hauptreihe, $M \gtrsim 0.5\, M_\odot$:

$$\frac{L}{L_\odot} = \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^4$$

untere Hauptreihe, $M \lesssim 0.5\, M_\odot$:

$$\frac{L}{L_\odot} = \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{2.2}$$

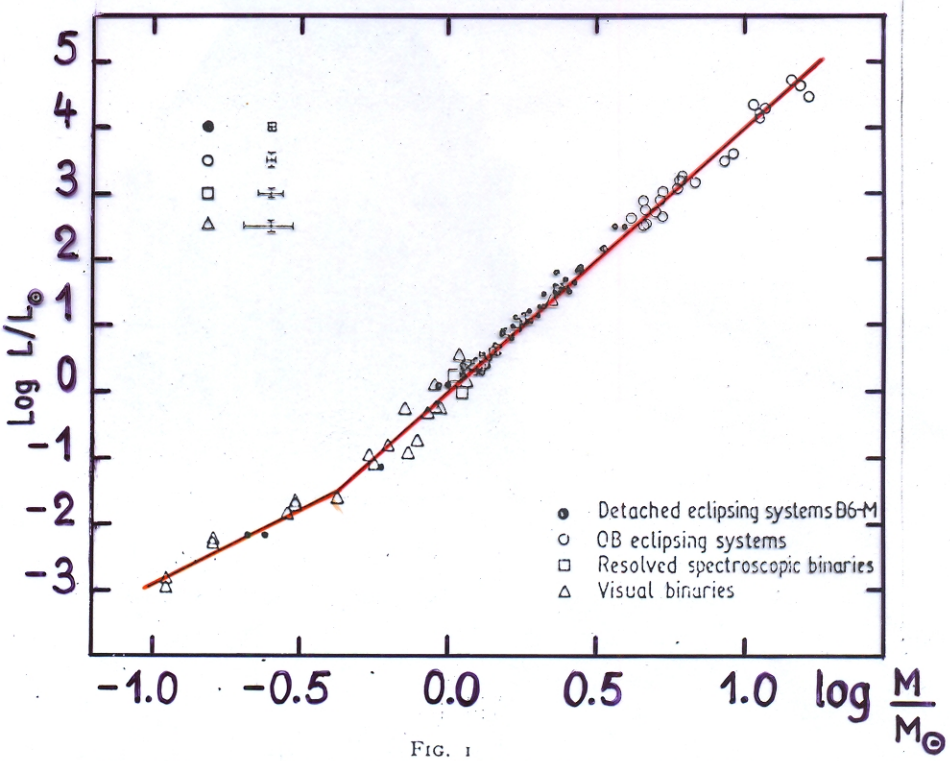



FIG. 1

The empirical mass–luminosity relationship derived from data in Popper's review article[1]. The symbols in the top left-hand corner of the Figure show the mean error bars for the four groups of stars identified in the key. The two straight lines are the 'best' least-squares fit described in the text.

Parallaxes and the Hertzsprung-Russell diagram from the preliminary Hipparcos solution H30

Perryman, M.A.C., et al. (23 authors) 1995, A&A 304, 69-81

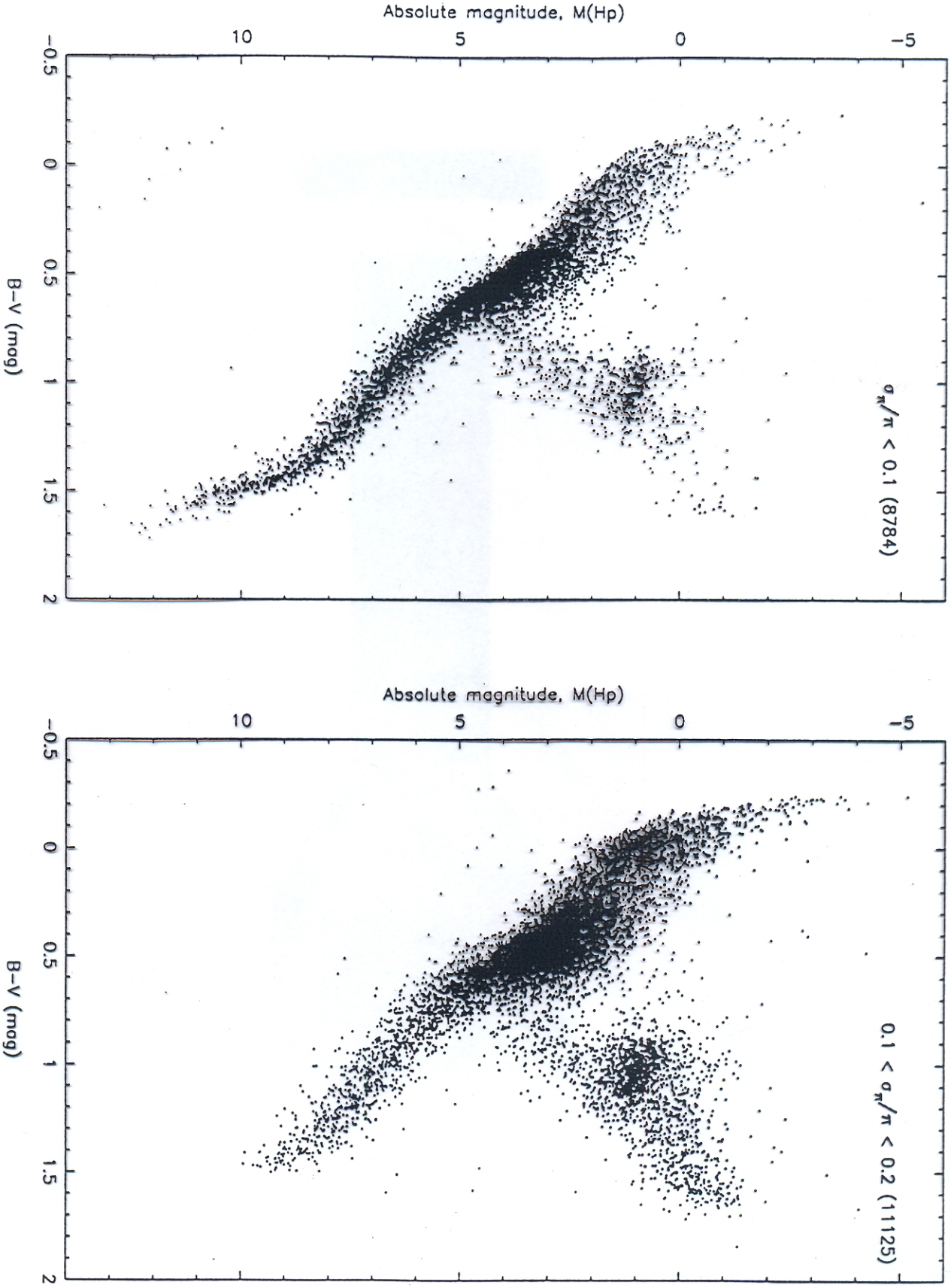



**Fig. 6.** **a** The observational HR diagram constructed from the preliminary Hipparcos catalogue H30, for the 8784 stars with $\sigma_\pi/\pi < 0.1$ and $\sigma_{B-V} < 0.025$ mag, and supplemented by six white dwarfs as described in the text. The ordinate gives the absolute magnitude, $M_{Hp}$, derived from the satellite-determined parallaxes and the median satellite-derived $Hp$ magnitudes. The abscissa gives the colour index $(B-V)$, derived from the ground-based observations compiled in the Hipparcos Input Catalogue. **b** as for **a**, but based on the 11 125 stars from H30 satisfying $0.1 \leq \sigma_\pi/\pi < 0.2$ and $\sigma_{B-V} < 0.025$ mag.

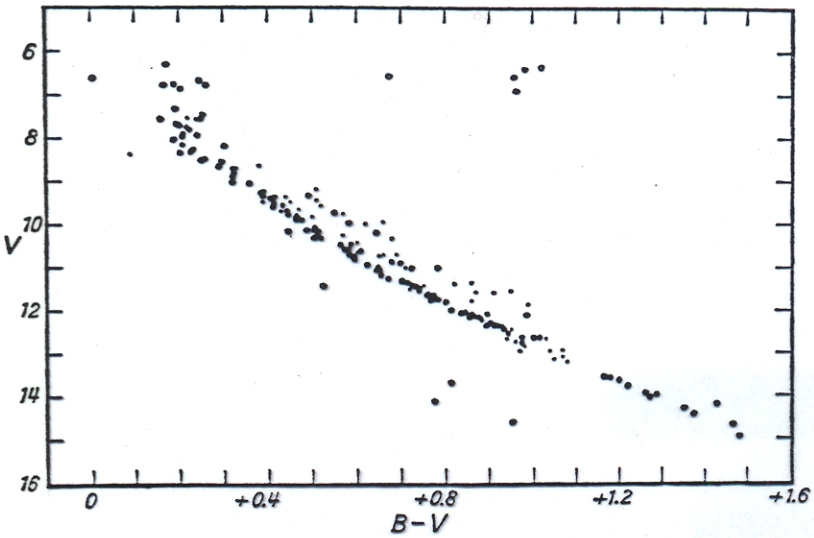



Abb. 26.2. *Farben-Helligkeits-Diagramm der Praesepe;* scheinbare Helligkeiten $V$ über $B-V$. Entfernungsmodul $6^m2+0.1$. Die Sterne $\sim 1^m$ über der Hauptsequenz sind höchstwahrscheinlich Doppelsterne. Die kosmische Streuung der Magnitudines auf der Hauptsequenz ist $< \pm 0^m03$

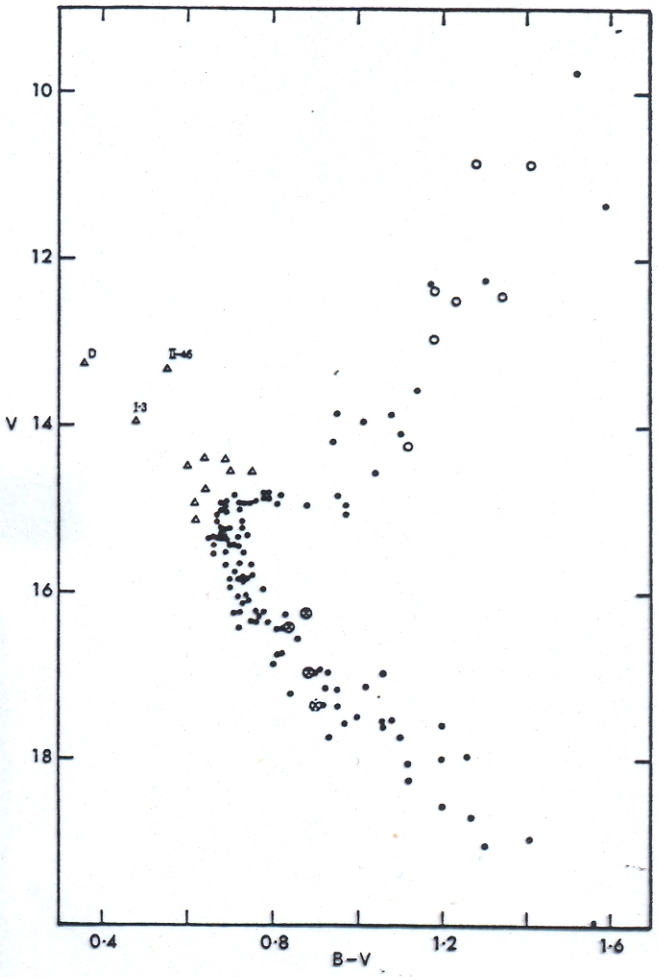



Abb. 26.1 b. Farben-Helligkeits-Diagramm des ältesten galaktischen Sternhaufens NGC 188 (nach *O. J. Eggen* und *A. Sandage*, 1969). Unkorrigierte Meßwerte der scheinbaren Helligkeiten $V$ und Farbenindizes $B-V$. Aus dem Zweifarbendiagramm und der Lage der Hauptsequenz erhält man interstellare Verfärbung, Absorption und den wahren Entfernungsmodul $(m-M)_0 = 10.85$ mag.

● und ○ neuere und ältere Messungen.
△ mögliche „blue stragglers", entstanden durch Entwicklung enger Doppelsterne.
⊗ vier Bedeckungsveränderliche (als ein Stern eingetragen)

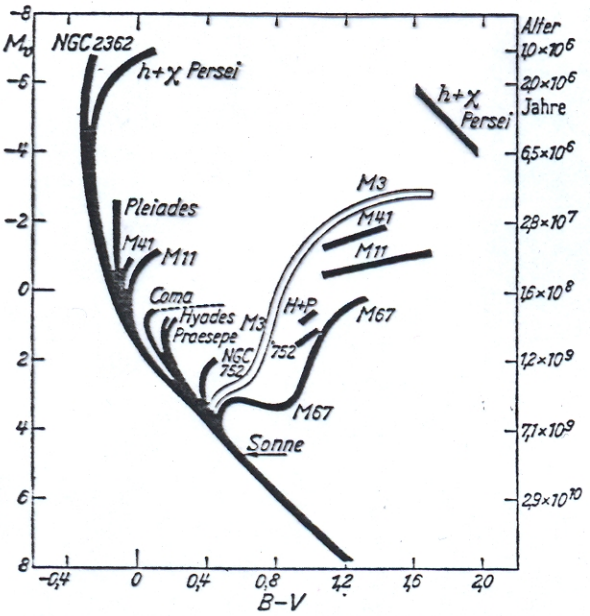



Abb. 26.1. *Farben-Helligkeits-Diagramme galaktischer Sternhaufen* (nach A. R. SANDAGE, 1956). Aufgetragen sind die absoluten Helligkeiten $M_v$ über den Farbenindizes $B-V$. Das Abbiegen der Hauptsequenz nach rechts („Knie") gestattet es, an der Skala rechts das Alter des Sternhaufens abzulesen. — Zum Vergleich ist der *Kugelsternhaufen* M 3 ▭ mit eingezeichnet. Er ist ungefähr ebenso alt, wie die ältesten galaktischen Haufen, z. B. M 67

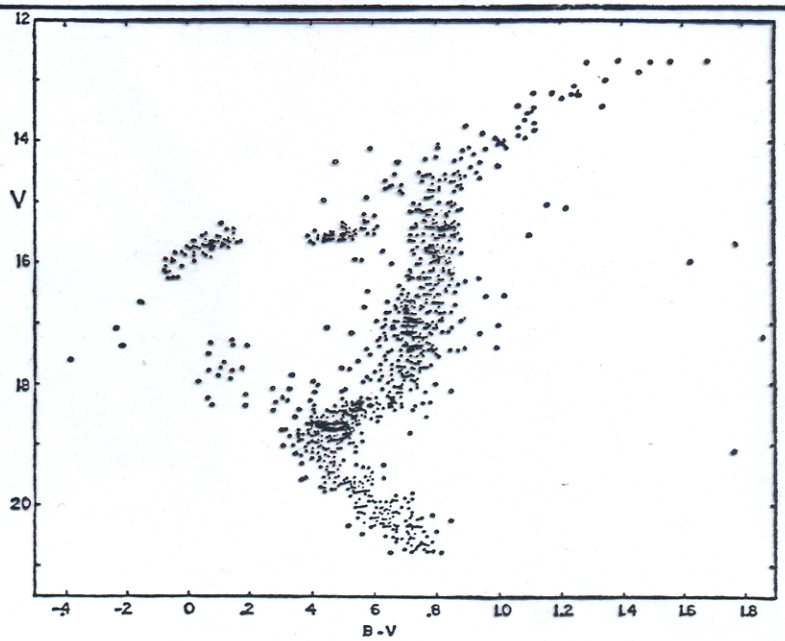



Abb. 26.4. *Farben-Helligkeits-Diagramm des Kugelsternhaufens M 3.* Scheinbare Helligkeiten $V$ über $B-V$. Entfernungsmodul $15^m7$. Die *Haufenveränderlichen* gehören in die Lücke des Horizontalastes bei $V \approx 15^m7$ und $B-V=0.2$ bis 0.4