29. Entwicklung von Sternen mittlerer und kleiner Masse ($M \lesssim 10 M_\odot$) mit Massenverlust

Vorbemerkungen (wichtig für die Einschätzung von theoretischen Rechnungen)

- Für $\dot{M}$ werden an empirische Daten angepasste, parametrisierte Beziehungen verwendet, die einen oder mehrere freie Parameter enthalten, z.T. aber auch ad hoc Annahmen über $\dot{M}(t)$.
- Keine Selbstkonsistenz zwischen der angenommenen Massenverlustrate und den stellaren Parametern
- Aufbau und Entwicklung hängen in bestimmten Phasen empfindlich von Details des vorangegangenen Massenverlusts ab

Geben hier nur summarischen Überblick über Ergebnisse numerischer Rechnungen. Für detailiertere Darstellung siehe Übersichtsartikel, z.B. Iben (1985, 1995), Iben & Renzini (1983, 1984) (→ Literaturliste)

29.1. Allgemeines

- Wesentlicher Unterschied zu den massereichen Sternen:

  Bei $M \lesssim 15 M_\odot$: Hauptreihenleuchtkraft ist rel. klein

  → Massenverluste während des zentr. H-Brennens sind unbedeutend

Leuchtkraftentwicklung

a) bei Sternen mittlerer Masse ($2.5 M_\odot \lesssim M \lesssim 15 M_\odot$)

Erst nach dem zentr. He-Brennen ist $L \gg L_{HR}$

- Massenverlust wird erst nach dem zentr. He-Brennen wichtig (auf dem asymptotischen Riesenast (sog. AGB))

Eigenschaften von Sternen auf dem AGB ($M \lesssim 8-10 M_\odot$)

- nukleares Brennen in zwei dünnen Schalenquellen (H- und He-Br.)
- He-Schalenquelle ist thermisch instabil → Thermische Pulse

- entartetes C-O-Zentralgebiet ("Kern")
- hohe Leuchtkraft ($\log L/L_\odot \gtrsim 4$)
- stehen nahe an der Hayashi-Linie, Hülle praktisch vollständig konvektiv, → kleines T_{eff} ($\log T_{eff}(K) \approx 3.4 \cdots 3.6$)
- sehr ausgedehnt, $R > 10^2 R_\odot$ (→ "Überriesen")
- ∃ Kernmasse-Leuchtkraft-Beziehung $L(M_c)$, → Entwicklung praktisch unabhängig von M, solange $M_H = M - M_c \gtrsim 0.05 M$
- Massenverlust

▶ Wesentlicher Effekt des Massenverlusts: Kernentwicklung wird vorzeitig abgebrochen, da $L \sim \dot{M}_c$ unabhängig von M.

▶ Wenn $M_H = M - M_c \lesssim 0.05 M$: Stern entwickelt sich von der HL weg zu höheren T_{eff} und schliesslich zum Weissen Zwerg

▶ Problem: Weder genauer Massenverlustmechanismus noch Verlauf von $\dot{M}(t)$ sind bekannt. Diskutiert wird

Massenverlustmodus	Zeitraum / Zeitpunkt
stationärer Wind	auf dem AGB
staubgetriebener Wind	auf dem AGB
dynamische Instabilität	beendet die AGB-Entw.

▶ Beobachtungen können $\dot{M}(t)$ eingrenzen

b) bei Sternen kleiner Masse ($M \lesssim 2.5 M_\odot$)

▶ Helium-Brennen wird über den He-Flash eingeleitet → Leuchtkraft wird schon vor dem He-Brennen viel grösser als auf der HR

▶ ∃ Möglichkeit für Massenverlust auf dem 1. Riesenast (kurz vor dem He-Flash) und während des He-Flashs (dynamischer Massenverlust)

Eigenschaften von Sternen auf dem 1. Riesenast

- nukleares Brennen in einer H-Schalenquelle
- keine Thermischen Pulse
- entartetes He-Zentralgebiet, $M_{He} < M_{He\text{-}Fl} \approx 0.45 - 0.50\, M_\odot$

- relativ hohe Leuchtkraft, $\log L/L_\odot \lesssim 3.5$
- stehen nahe an der Hayashi-Linie, Hülle praktisch vollst. konvektiv
  → geringes T_{eff} ($\log T_{eff}(K) \approx 3.6 \cdots 3.5$)
- Radius bis $\sim 100\, R_\odot$ (→ Riesen)
- $\exists$ Kernmasse-Leuchtkraft-Beziehung $L(M_c)$ → Entwicklung praktisch unabhängig von M, solange $M_H = M - M_c \gtrsim 0.05\, M$
- Massenverlust, allerdings weit weniger als auf dem AGB

▶ Massenverlust in der Regel zu gering, um den Kern frei zu legen.

▶ Bedeutender Massenverlust während des He-Flashs (vor allem bei Sternen mit $M \lesssim 2 M_\odot$) wahrscheinlich. → Horizontalast der Pop. II-Sterne.

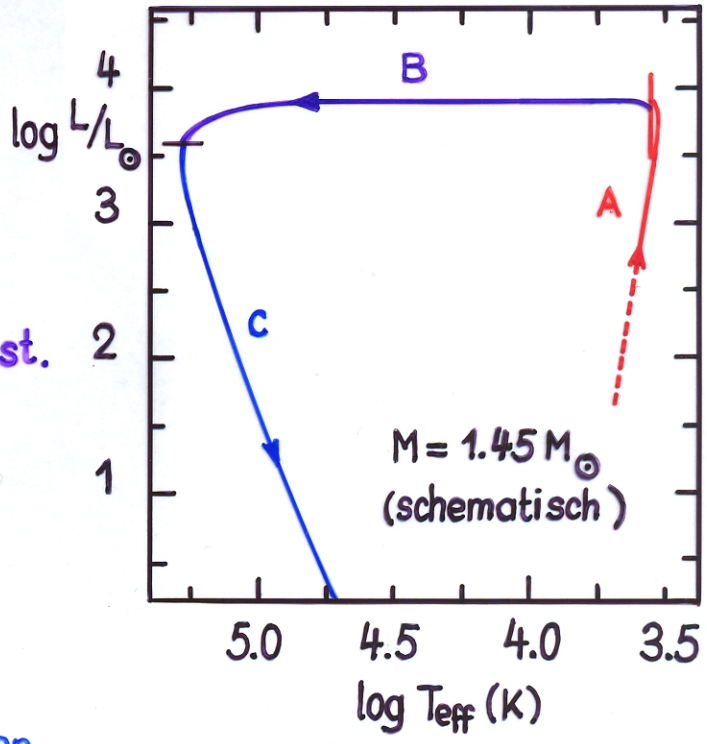
▶ Nach dem zentralen He-Brennen: Entwicklung auf dem AGB wie unter a) sofern $M_H \gtrsim 0.05\, M$.

Entwicklung nach dem zentr. He-Brennen kann in 3 Hauptabschnitte eingeteilt werden:

A) Auf dem AGB
→ Thermische Pulse (TPAGB)
wesentl. Massenverlust

B) Entwicklung weg vom AGB
zu hohen T_{eff} bei $L = L(M_c) \cong$ const.
→ nukleares Brennen,
ev. Thermische Pulse,
geringer Massenverlust,
$M \approx M_c$, $M_H \ll M_c$

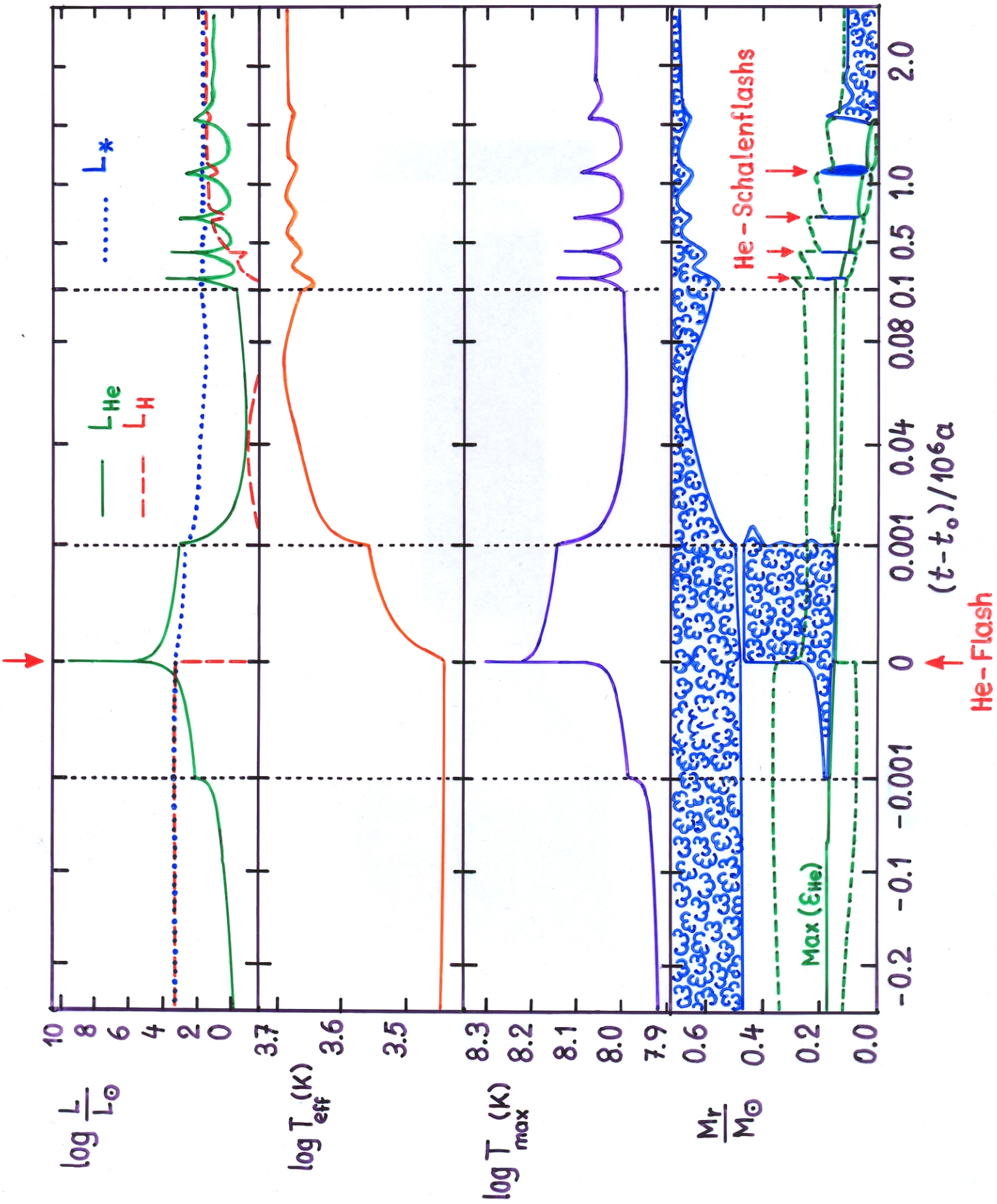
C) Entwicklung zum Weissen Zwerg
→ langsames Erlöschen der Schalenquelle(n), ev. verzögerter Flash,
$L \ll L(M_c)$, $R \approx$ const.,
Abkühlung



Entwicklung durch den Helium-Flash

Rechnungen von J. Wagenhuber (1996, Dissertation, TU München)

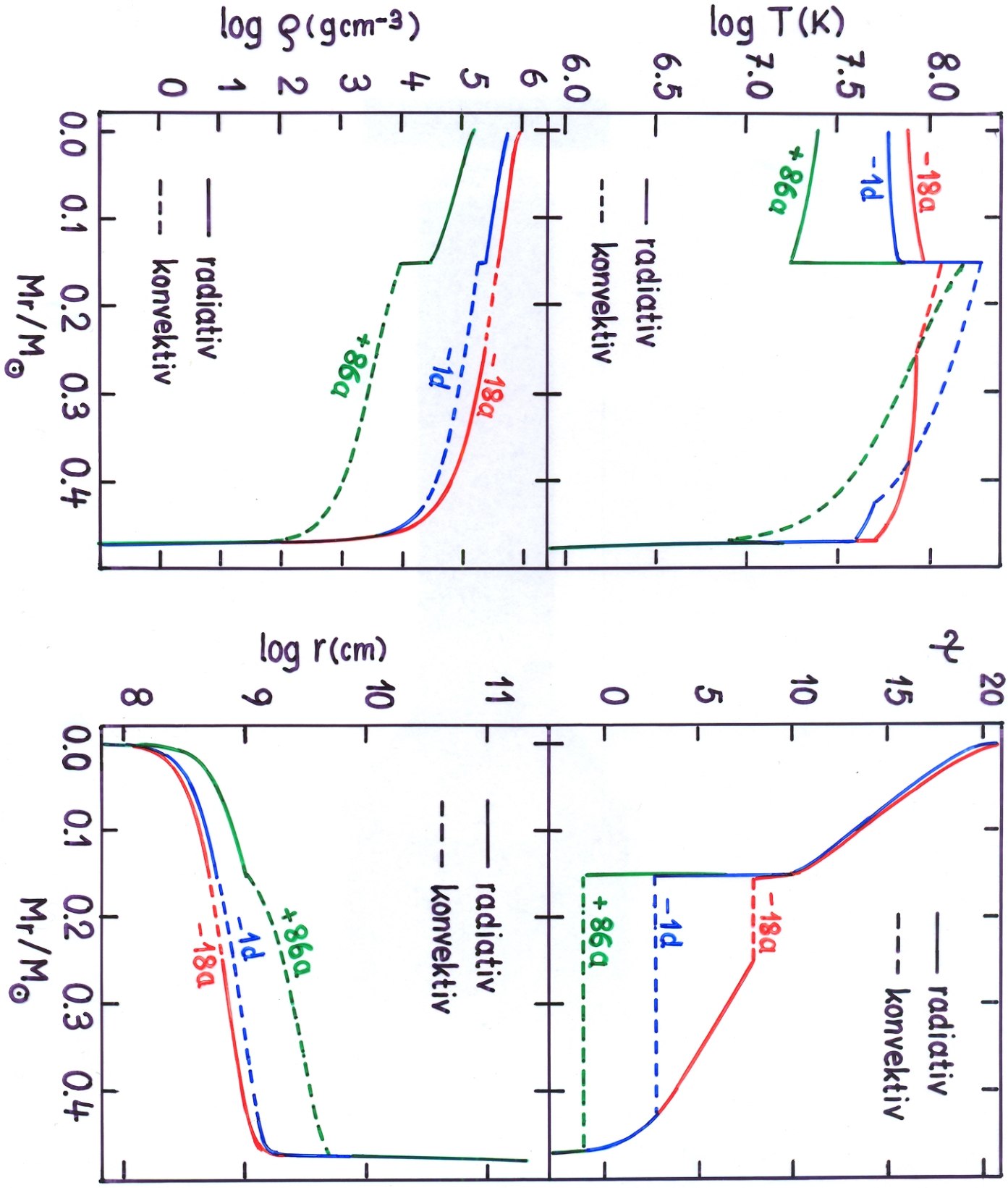
$M = 0.8 M_\odot$, $X_i = 0.7269$, $Y_i = 0.2651$, $X_c = 9.62\ 10^{-4}$, $X_N = 1.22\ 10^{-4}$, $X_O = 2.73\ 10^{-3}$



Entwicklung durch den Helium-Flash

(Wagenhuber, J. 1996, Dissertation, TU München)

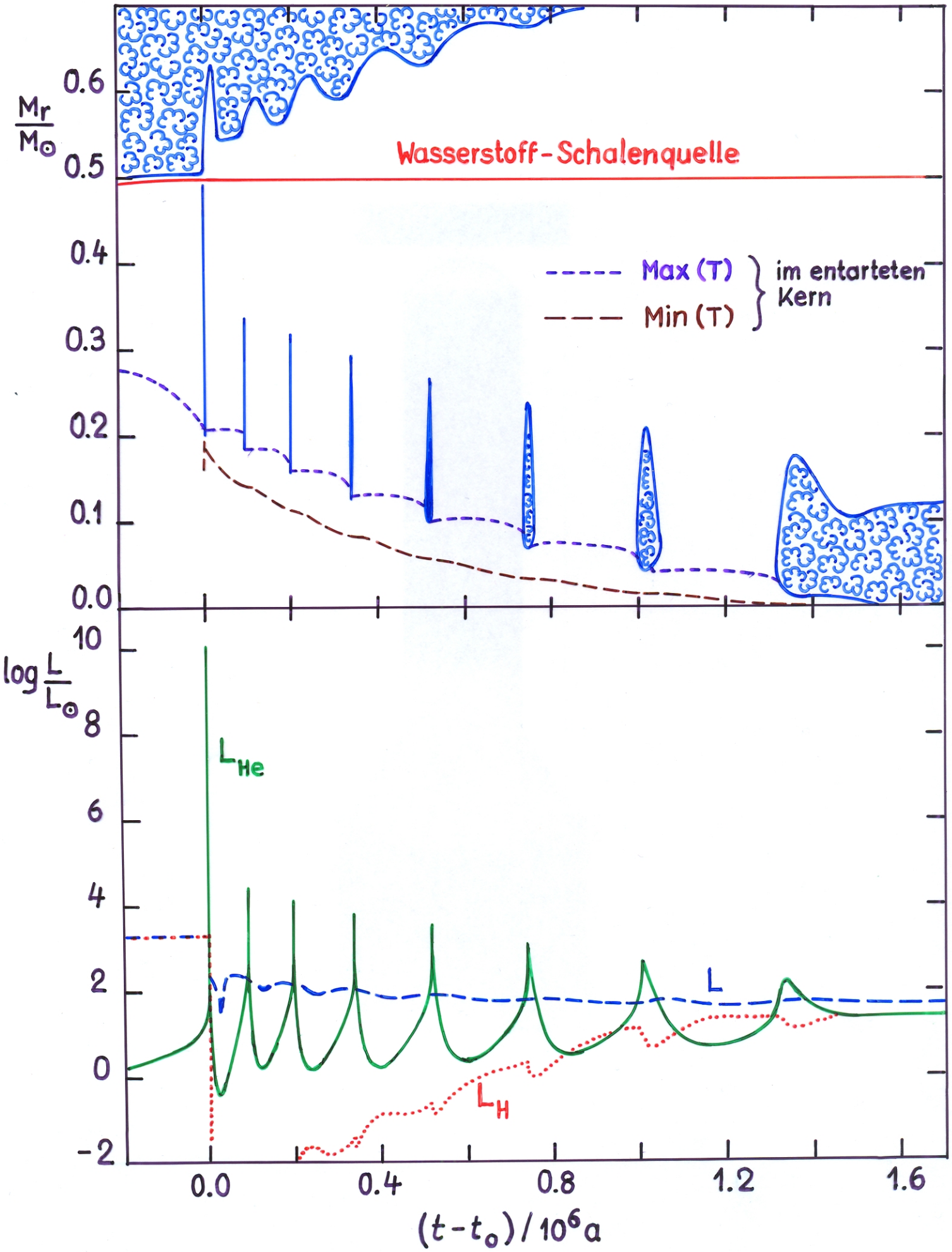
$M = 0.8\,M_\odot$, $X_i = 0.7269$, $Y_i = 0.2651$, $Z = 0.008$



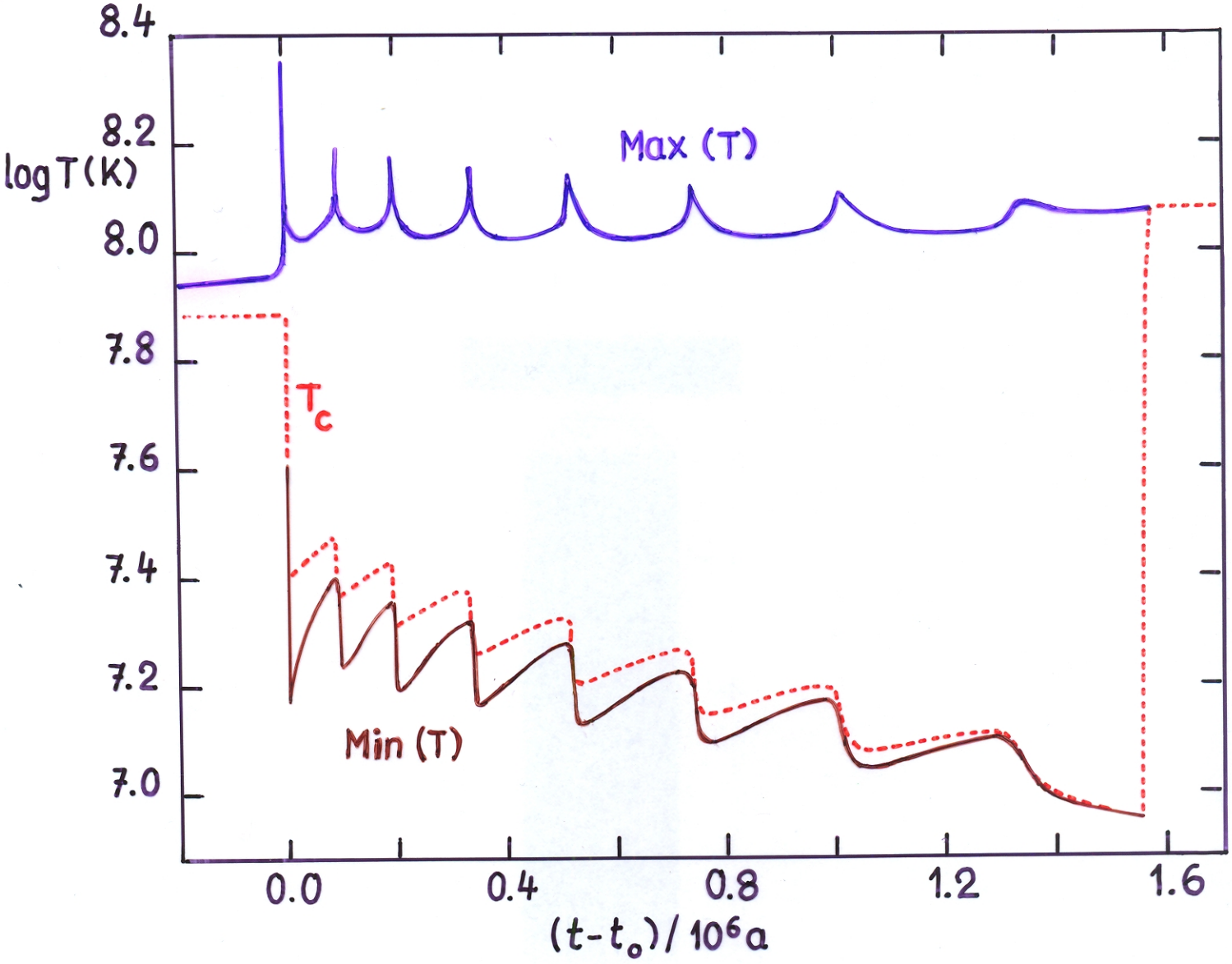
Entwicklung durch den Helium-Flash

(Mengel, J.G., Sweigart, A.V. 1981, IAU Coll. No. 68, 277)

$M = 0.7\,M_\odot$, $Y = 0.20$, $Z = 0.001$



Entwicklung durch den Helium-Flash (Mengel & Sweigart 1981)



29.2. Entwicklung auf dem AGB

∃ 2 wesentliche Probleme: a) Thermische Pulse
b) Massenverlust, $\dot{M}(t)$ aber nicht hinreichend genau bekannt

a) Thermische Pulse = thermische Instabilität des nuklearen Brennens in der räumlich dünnen He-Schalenquelle
(→ Abschn. 23.5 und 24.2, sowie nachfolgende Figuren)

▶ ∃ grosse Schwierigkeiten für numerische Rechnungen, weil:

- Phänomen mit sehr kurzer Zeitskala, typisch wenige Jahre (abhängig von M_c); in jedem Fall: $\tau_{TP} \ll \tau_n$
- Thermische Pulse wiederholen sich in rel. kurzem zeitl. Abstand
  Interpulszeit $\tau_{IP} \approx 3\ 10^7$ Jahre $10^{-4.5 M_c/M_\odot}$ (Paczyński, 1975)
- ∃ möglicherweise Mischprozesse (sog. 3rd dredge-up), Details von der Beschreibung der Konvektion abhängig

▶ Rechnung erfordert auf jeden Fall sehr kurze Zeitschritte ($\lesssim$ 1 Jahr), → sehr viele Modelle mit vielen räuml. Stützstellen → viel Rechenzeit

▶ Mit grosser Wahrscheinlichkeit schon nach wenigen Pulsen Verlust der Detailgenauigkeit (num. Entwicklung chaotisch)

Abschätzung der Zahl der Thermischen Pulse

Benützen hierzu die Kernmasse-Leuchtkraft-Beziehung auf dem AGB in der Parametrisierung von Paczyński (1970)

$$L(M_c) = L_0 (A M_c - 1) \quad , \quad M_c > A^{-1}$$

und die Kernmasse-Interpulszeit-Beziehung, ebenfalls nach Paczyński (1975)

$$\tau_{IP}(M_c) = \tau_0 \, e^{-B M_c}$$

→ Zahl der Pulse in der Zeit dt: $dN_{TP} = \dfrac{dt}{\tau_{IP}(M_c)}$

Entwicklung auf dem TPAGB

(Wagenhuber, J., Weiss, A. 1994, A&A 286, 121; Wagenhuber, J., Weiss, A. 1994, A&A 290, 807)

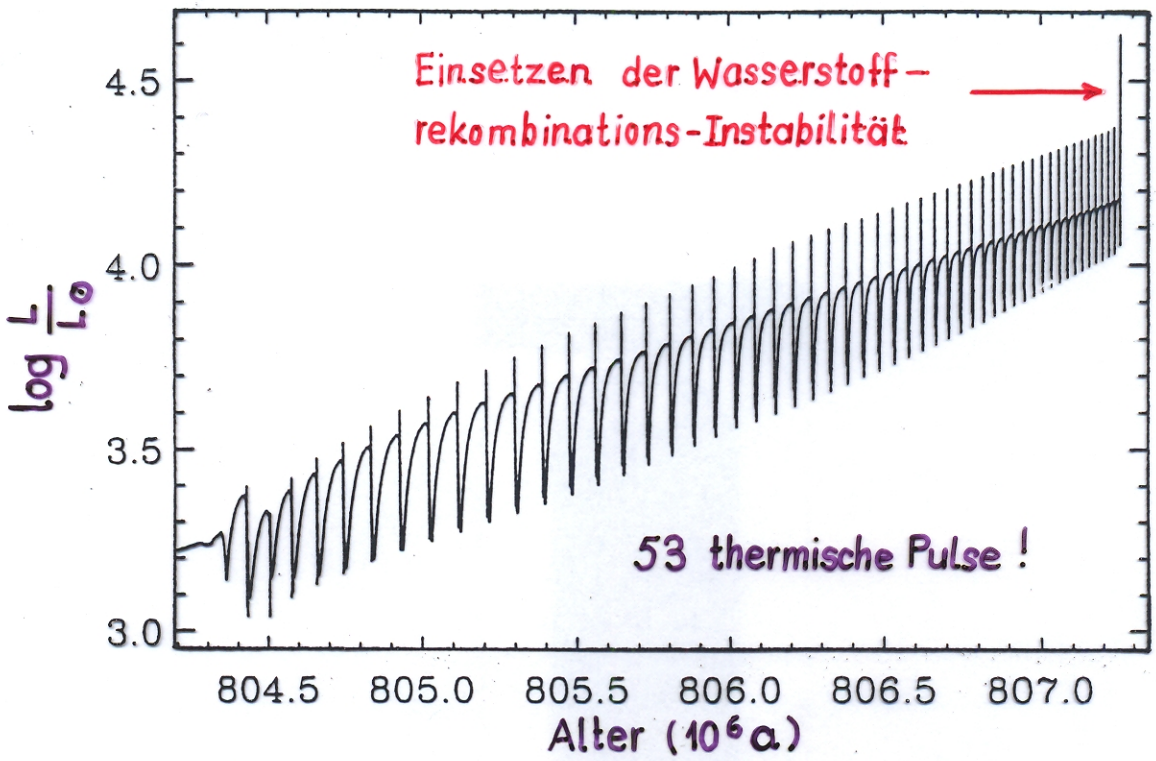


Fig. 1. Thermal pulses of a 2.5 $M_\odot$ star followed from the base of the AGB to the onset of the luminosity runaway

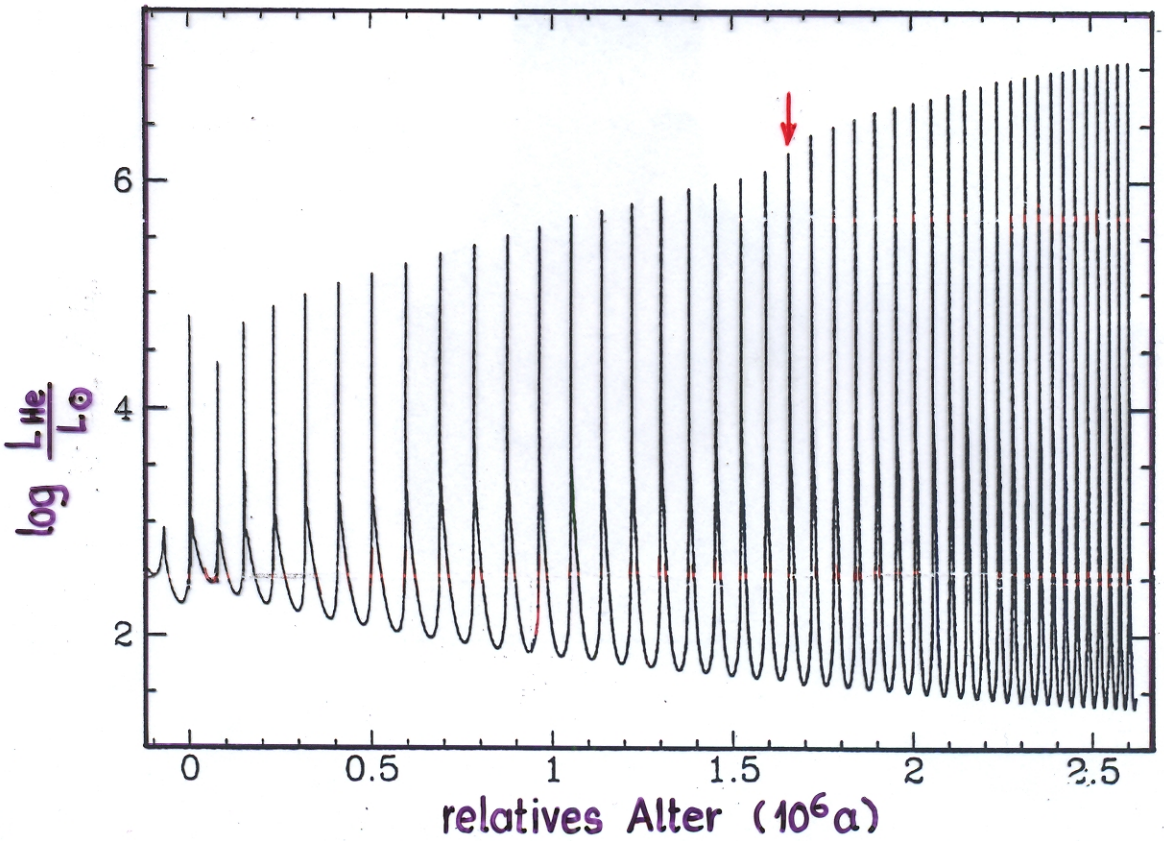
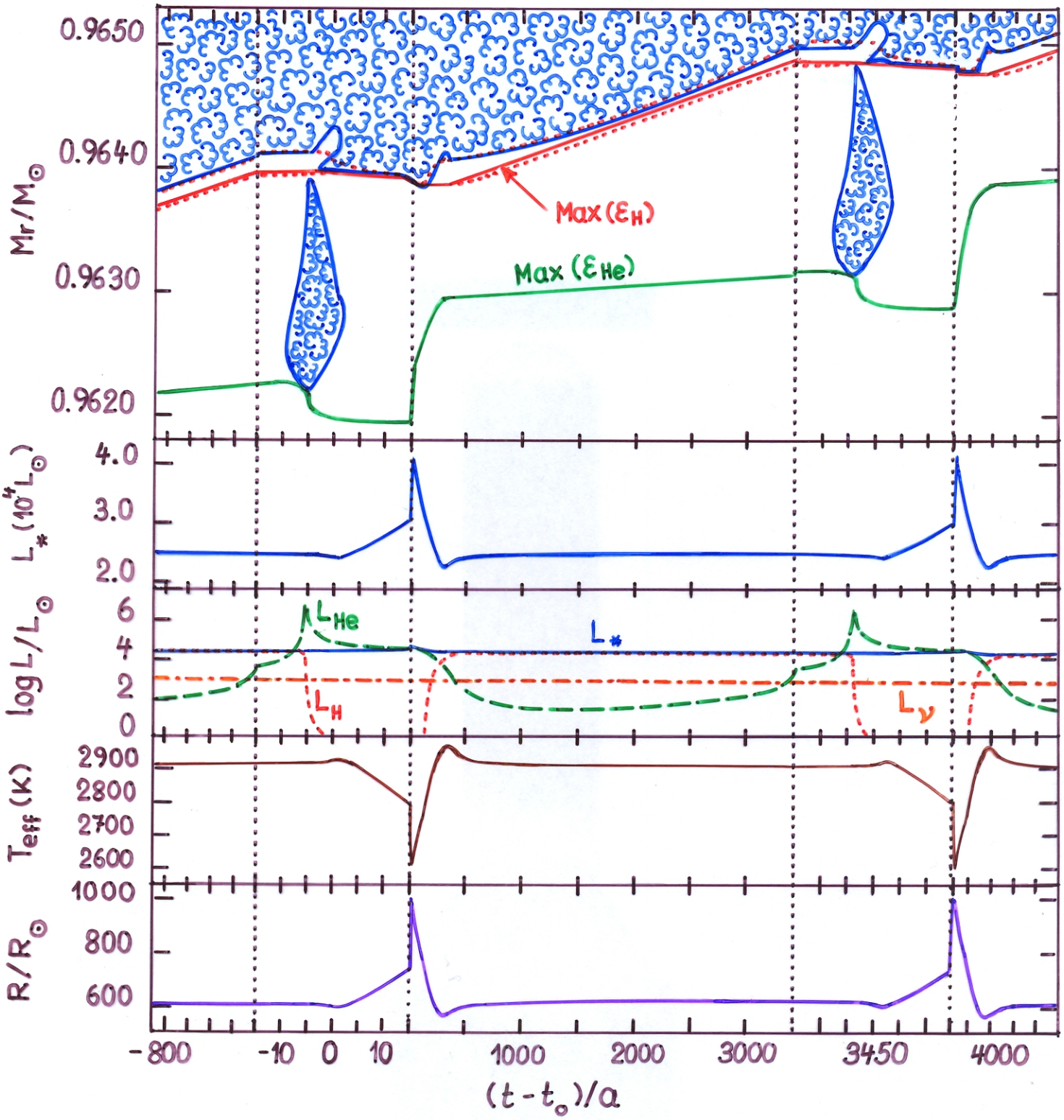


Fig. 2. The helium shell luminosity L_{He} for the first 43 pulses of the same sequence as in Fig. 1.

Entwicklung auf dem TPAGB



Innere Struktur und Reaktion äusserer Parameter eines Pop. II-Sterns von $5 M_\odot$ zwischen dem 17. und 18. thermischen Puls. (Nach Wagenhuber (1996, Dissertation TU München)).

Eliminieren dt durch $dt = \frac{dM_c}{\dot{M}_c} \rightarrow dN_{TP} = \frac{dM_c}{\dot{M}_c \tau_{IP}(M_c)}$

$\dot{M}_c$ ist mit L verknüpft : $L(M_c) = X_o Q_{eff} \dot{M}_c$

(X_o = Massenanteil von Wasserstoff in der Hülle , $Q_{eff} \approx 7\ 10^{18}\,\mathrm{erg\,g^{-1}}$ = pro Masseneinheit frei werdende nukl. Energie durch H- und He-Brennen)

$$\rightarrow N_{TP}(M_{c,i}\,;M_{c,f}) = \int_{M_{c,i}}^{M_{c,f}} \frac{X_o Q_{eff}}{\tau_{IP}(M_c) L(M_c)} dM_c = \frac{X_o Q_{eff}}{\tau_o L_o A} e^{\frac{B}{A}} \int_{z_i}^{z_f} \frac{e^t}{t} dt$$

mit $z = \frac{B}{A}(AM_c - 1)$

$$\int_{-\infty}^{z} \frac{e^t}{t} dt = \gamma + \ln z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{z^n}{n \cdot n!} = Ei(z)\ ,\ z \text{ reell}\ ,\ \gamma = 0.57721\ldots$$

Für $z > 1$ gilt näherungsweise $Ei(z) \approx \frac{e^z}{z}$

$$\blacktriangleright\ N_{TP}(M_{c,i}\,;M_{c,f}) = \frac{X_o Q_{eff}}{\tau_o L_o A} e^{B/A} \left\{ Ei\left(\frac{B}{A}(AM_{c,f} - 1)\right) - Ei\left(\frac{B}{A}(AM_{c,i} - 1)\right) \right\}$$

$\rightarrow$ näherungsweise für M_c genügend gross gegen A^{-1} :

$$N_{TP}(M_c) \approx \frac{X_o Q_{eff}}{\tau_{IP}(M_c) L(M_c) B}$$ = ~ Zahl der thermischen Pulse bis zum Erreichen von M_c

Empirische Kernmasse-Leuchtkraft-Beziehung (Paczyński, B.: 1970, Acta Astron. 20, 47) :

$$A^{-1} = 0.522\, M_\odot$$
$$L_o = 3.09\ 10^4\, L_\odot$$

Empirische Kernmasse-Interpulszeit-Beziehung (Paczyński, B.: 1975, Astrophys. J. 202, 558):

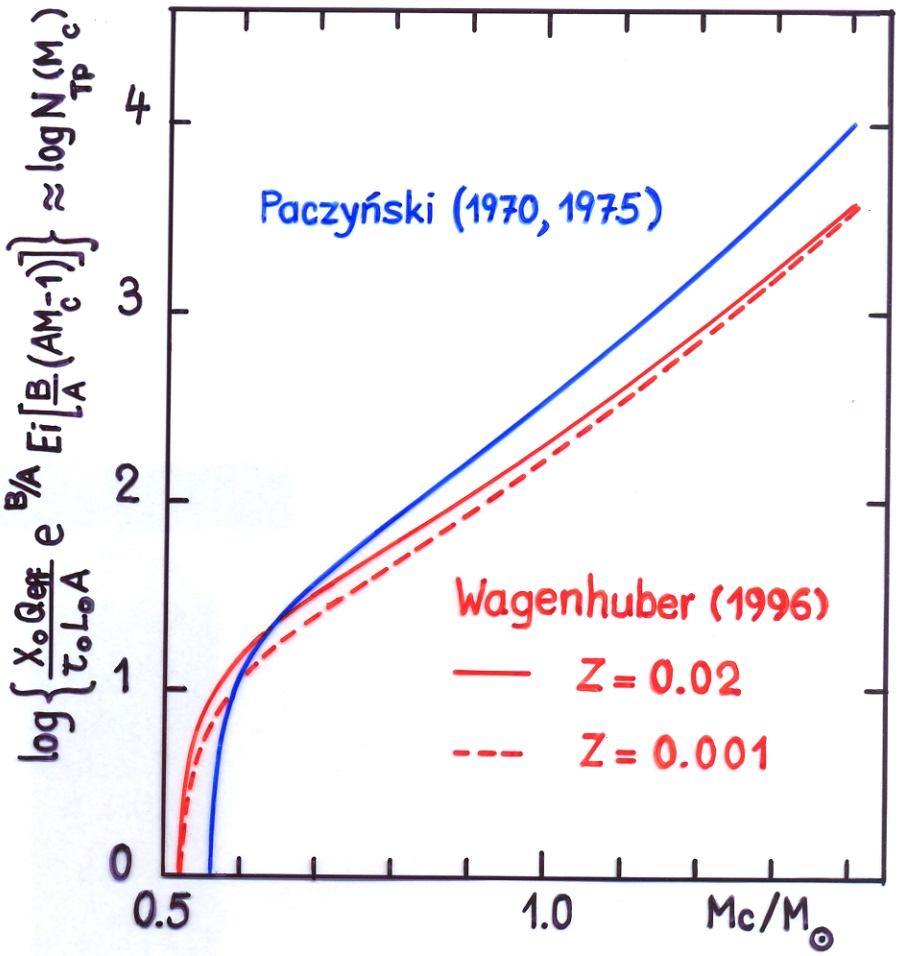
$$B = 4.5\, M_\odot^{-1} \ln 10$$
$$\tau_o = 3.55\ 10^7\, a$$

Neuere Rechnungen (Wagenhuber, J.: 1996, Dissertation, TU München) ergeben für $M \lesssim 3 M_\odot$ und $Z = 0.02$:

$A^{-1} = 0.4692\, M_\odot$
$L_0 = 2.39\; 10^4\, L_\odot$
$B = 9.00\, M_\odot^{-1}$
$\tau_0 = 1.69\; 10^7\, a$

und für $Z = 0.001$:

$A^{-1} = 0.4692\, M_\odot$
$L_0 = 2.09\; 10^4\, L_\odot$
$B = 9.34\, M_\odot^{-1}$
$\tau_0 = 3.16\; 10^7\, a$



Fazit unserer Abschätzung:

▶ Starke Zunahme der Kernmasse auf dem AGB geht nur über zahlreiche thermische Pulse!

b) <u>Entwicklung mit Massenverlust</u>

Betrachten als Mass für den Entwicklungsstand auf dem AGB:

$$q = \frac{M_c}{M}\,, \quad 0.1 \lesssim q \lesssim 0.95 \qquad (\rightarrow \text{VH, Abschnitt 26.3})$$

→ Entwicklungsgeschwindigkeit : $\frac{1}{\tau_e} = \frac{\dot q}{q} = \frac{\dot M_c}{M_c} - \frac{\dot M}{M} = \frac{1}{\tau_{M_c}} + \frac{1}{\tau_M}$

▶ Massenverlust beschleunigt die Entwicklung, resp. dominiert die Entwicklung, wenn $\tau_M < \tau_{M_c}$.

→ Mit $\dot M < 0$: $M_{c,f}$ und N_{TP} kleiner als mit $\dot M = 0$, da die Entwicklung des Kerns "vorzeitig" abgebrochen wird.

▶ **Problem:** Weder der Massenverlustmechanismus noch $\dot{M}(t)$ sind genau bekannt.

Diskutiert wird:
- stationärer Wind auf dem AGB (ähnl. Sonnenwind)
- staubgetriebener Wind auf dem AGB
- Massenverlust durch Stosswellen in der Atmosphäre von radial pulsierenden Sternen auf dem AGB
- dynamische Instabilität (Wasserstoffrekombination) am Ende der Entwicklung auf dem AGB

▶ **Beobachtungen**

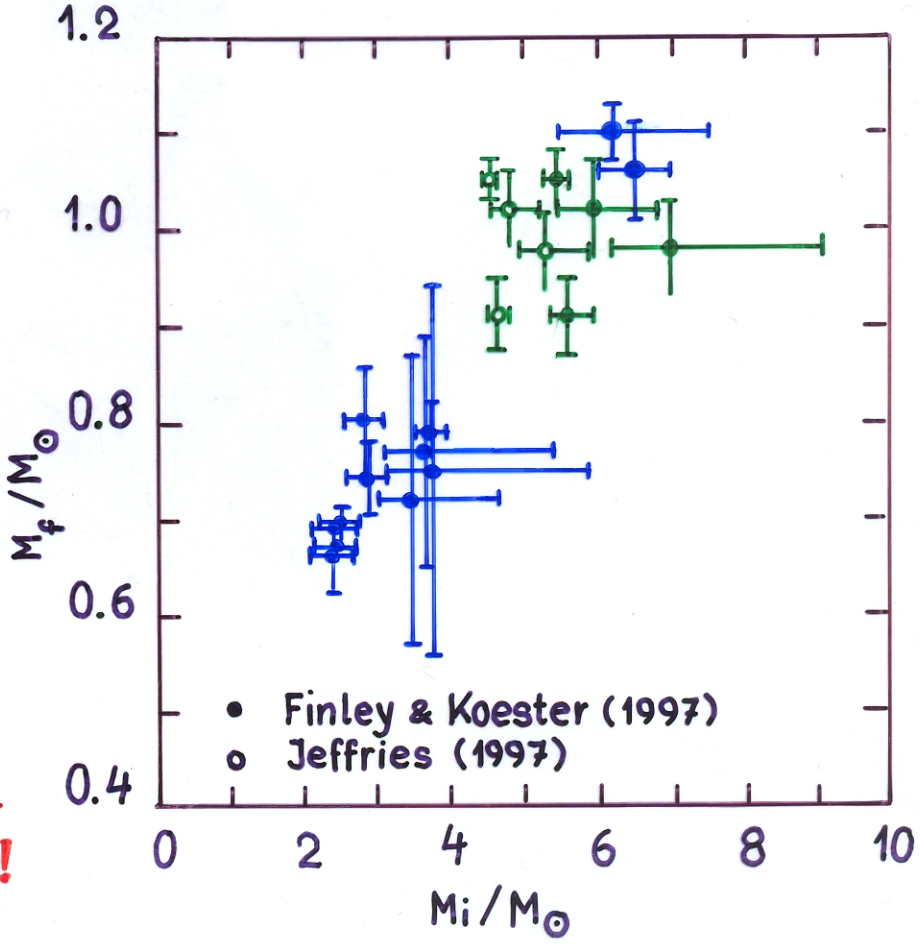
1. Planetarische Nebel: Deren Existenz erfordert sehr schnellen Massenverlust ($\sim 10^{-3} - 10^{-4} M_\odot/a$) am Ende der AGB Entwicklung.

2. Die M_i-M_f-Beziehung zwischen der Anfangsmasse M_i auf der HR und der Masse M_f des daraus entstehenden Weissen Zwergs. Beobachtungen (z.B Finley & Koester (1997, ApJ 489, L79), Jeffries (1997, MNRAS 288, 585) geben Auskunft über $\langle \dot{M} \rangle$ auf dem AGB.

Ergebnisse:

- Die M_i-M_f-Relation verläuft ziemlich flach.
- CO-Weisse Zwerge mit $M_f \lesssim 1.1 M_\odot$ entstehen aus Sternen mit $M_i \lesssim 6 \pm 2 M_\odot$, wobei $M_i(M_f)$ von Z abhängig ist ($\partial M_i / \partial Z > 0$).

→ ∃ erheblichen Massenverlust auf dem AGB!

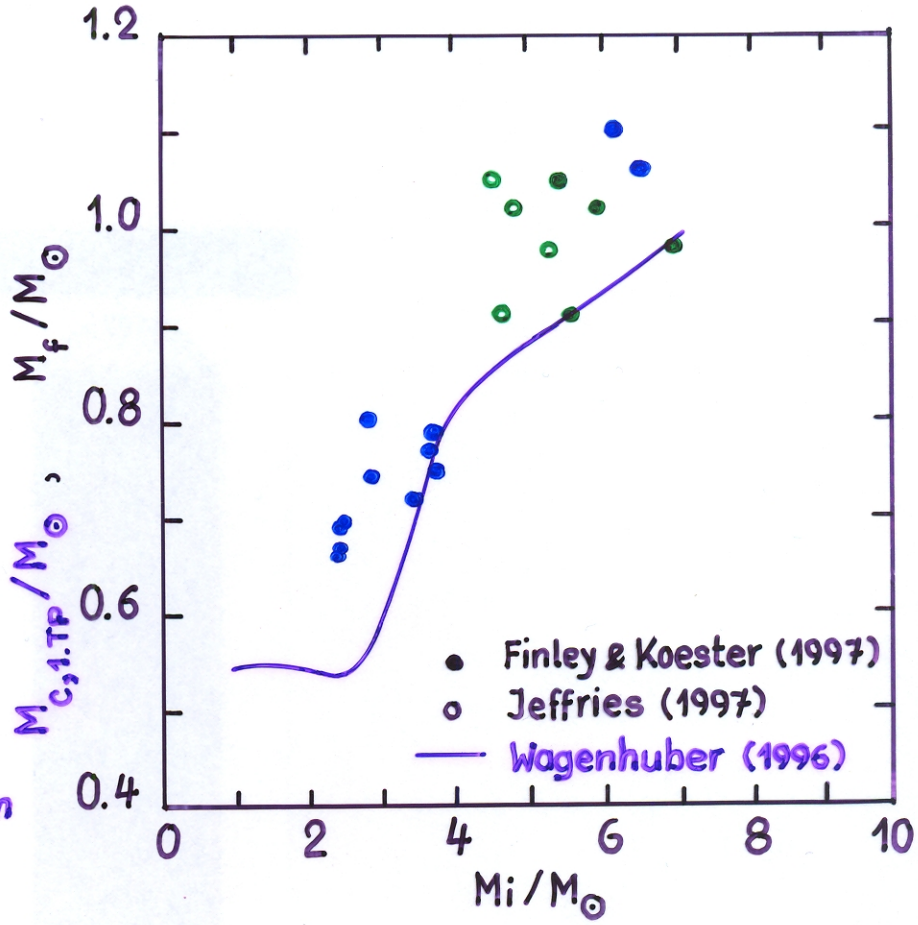


▶ Vergleich von $M_f(M_i)$ mit Kernmasse beim 1. thermischen Puls $M_{C,1.TP}(M_i)$. ⇝ Zunahme der Kernmasse auf dem AGB:

$$\Delta M_{AGB}(M_i) = M_f(M_i) - M_{C,1.TP}(M_i)$$

▶ $M_{C,1.TP}(M_i)$ hängt u.a. ab von

- der chemischen Zusammensetzung (X,Y,Z),
- der Behandlung von Konvektion und Semikonvektion,
- der Opazität,
- der numerischen Genauigkeit der Rechnungen
- Massenverlust vor dem 1. thermischen Puls
- u.a.m.



▶ praktisch alle theoretischen Rechnungen stimmen darüber überein, dass $\Delta M_{AGB} > 0 \;\; \forall \; M_i \in [1M_\odot, 7M_\odot]$, sofern die beobachtete $M_i - M_f$-Relation richtig ist.

➡ ∃ Entwicklung auf dem AGB mit thermischen Pulsen (TPAGB) und Massenverlust!

c) Abschätzung zur Entwicklung mit Massenverlust auf dem TPAGB

Annahmen: 1. Die Massenverlustrate sei gegeben durch

$$-\dot{M} = k\, L^a M^b \qquad (1)$$

(keine explizite Abhängigkeit von T_{eff}!)

2. $\exists$ eine Kernmasse – Leuchtkraft-Beziehung der Form

$$L(M_c) = L_o(AM_c - 1) \qquad (2)$$

(gilt nur asymptotisch, d.h. nach mehreren thermischen Pulsen und unter Vernachlässigung des "hot bottom burnig" (HBB)).

c1) Integration der Kernentwicklung

Nukleare Energieerzeugung $\rightarrow$ Leuchtkraft L, Wachstum des Kerns mit Rate $\dot{M}_c$, wobei

$$L = X_o Q_{eff} \dot{M}_c \qquad (3)$$

(X_o = Wasserstoffgehalt der Hülle, Q_{eff} = effektive Ergiebigkeit des nuklearen Brennens (inkl. He-Brennen).

Aus (2) und (3) folgt

$$M_c(t) = A^{-1}\left[1 + (AM_c(t=0) - 1)\, e^{C_1 t}\right]$$

und

$$L(t) = L_o(AM_c(t) - 1) = L_o(AM_c(t=0) - 1)\, e^{C_1 t} \qquad (4)$$

mit

$$C_1 = \frac{AL_o}{X_o Q_{eff}}, \quad \text{wobei } C_1^{-1} = \text{Zeitskala für die Kern-entwicklung auf dem AGB}$$

c2) Integration der Gesamtmasse $M(t)$

(4) in (1) eingesetzt ergibt die Differentialgleichung

$$M^{-b} dM = -k L_o^a \left(AM_c(t=0) - 1\right)^a e^{aC_1 t}\, dt$$

mit der Lösung

$$M^{1-b} = -\frac{(1-b)kL_o^a}{aC_1}\left(AM_c(t=0) - 1\right)^a e^{aC_1 t} + C_2 .$$

Aus (4) folgt weiter, dass

$$e^{aC_1 t} = \left[\frac{AM_c(t) - 1}{AM_c(t=0) - 1}\right]^a .$$

Damit wird

$$M(t)^{1-b} = -\frac{(1-b)kL_0^a}{aC_1}\left[AM_c(t)-1\right]^a + C_2 . \qquad (5)$$

Bestimmung der Integrationskonstante C_2 aus der Bedingung, dass zum Zeitpunkt $t=0$ $M(t=0) = M_i$ und $M_c(t=0) = M_{c,0}$. Damit folgt aus (5)

$$C_2 = M_i^{1-b} + \frac{(1-b)kL_0^a}{aC_1}\left[AM_{c,0}-1\right]^a$$

und

$$M(t)^{1-b} = M_i^{1-b} - \frac{(1-b)kL_0^a}{aC_1}\left\{\left[AM_c(t)-1\right]^a - \left[AM_{c,0}-1\right]^a\right\} \qquad (6)$$

C3) Die M_i-M_f-Relation

- Am Ende der Entwicklung auf dem TPAGB ($t=t_f$) ist $M(t_f) \approx M_c(t_f) = M_f$, und damit

$$\boxed{M_f^{1-b} = M_i^{1-b} - \frac{(1-b)kL_0^a}{aC_1}\left\{\left[AM_f-1\right]^a - \left[AM_{c,0}-1\right]^a\right\}} \qquad (7)$$

- Mit $M_{c,0}(M_i)$ aus numerischen Rechnungen (z.B. $M_{c,0} = M_{c,1.TP}$) definiert (7) implizit die M_i-M_f-Relation in Abhängigkeit der Parameter des Massenverlustgesetzes (k, a, b) und der nuklearen Entwicklung (L_0, A, X_0, Q_{eff}).

C4) Anwendungen

1. Die Reimers-Formel (→ Abschnitt 27.2)

$$-\dot{M}(M_\odot/a) = 1.23\ 10^{-5}\eta_R \frac{LR}{GM}$$

- Abhängigkeit von R führt zu Abhängigkeit von T_{eff} (über das Stefan-Boltzmann-Gesetz)

$$\rightarrow -\dot{M}(M_\odot/a) = 1.3\ 10^{-12}\eta_R \left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{3/2}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1}\left(\frac{T_{eff}}{10^{3.5}K}\right)^{-2}$$

- Verwenden für Abschätzung die Näherung T_{eff} = const. (N.B an der HL ist $T_{eff} \approx$ const.!)

→ für die Reimers-Formel:

$$a = 3/2$$
$$b = -1$$
$$k = 1.3\,10^{-12}\,\eta_R\,\frac{M_\odot}{a}\,\frac{M_\odot}{L_\odot^{3/2}}\left(\frac{T_{eff}}{10^{3.5}K}\right)^{-2} = 6.9\,10^{-4}\,\eta_R\,(cgs)\left(\frac{T_{eff}}{10^{3.5}K}\right)^{-2}$$

2. <u>Massenverlust nach Engels (1983)</u> (→ Abschnitt 27.2)

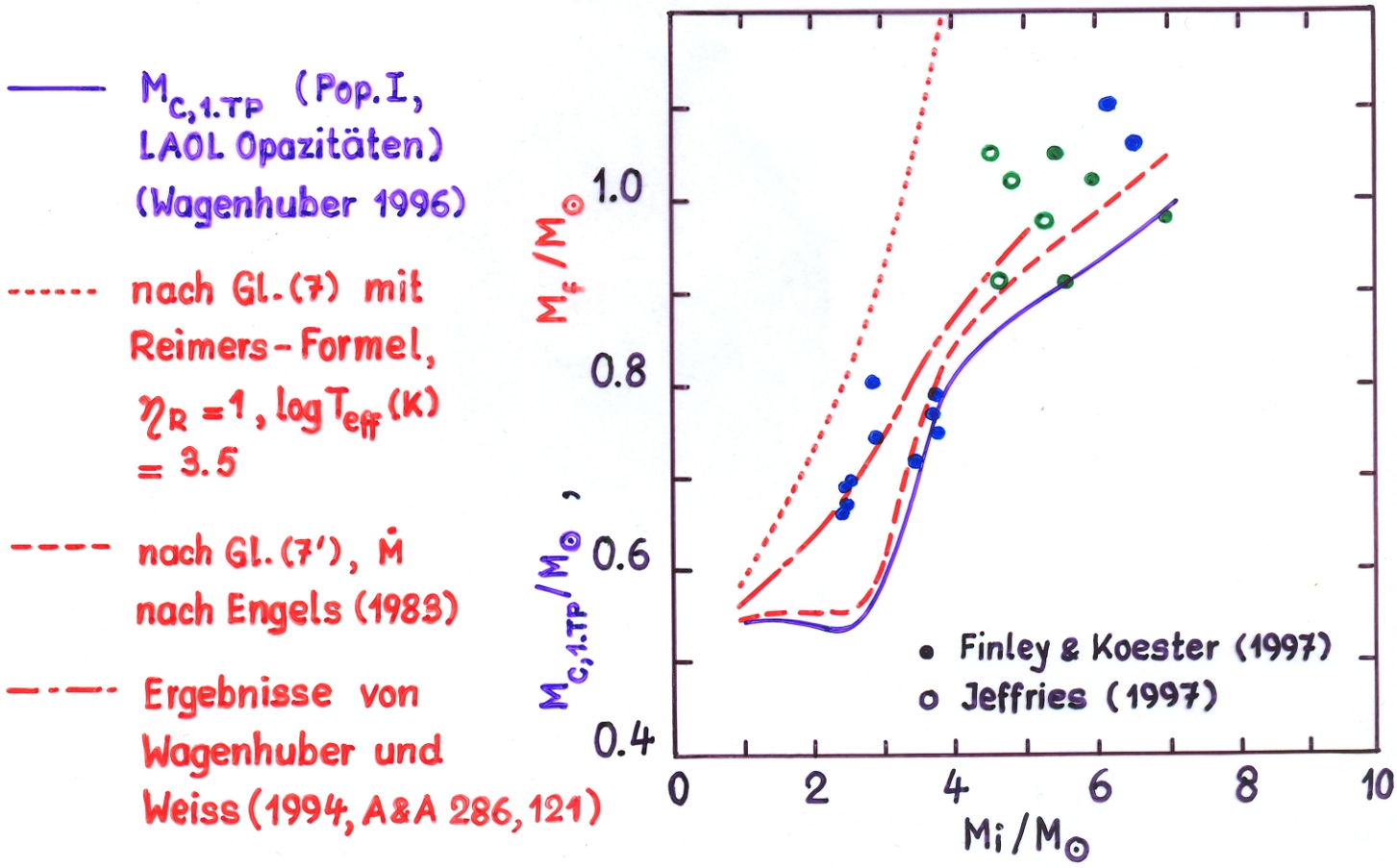
$$-\dot{M} = 10^{-8.9}\,\frac{M_\odot}{a}\left(\frac{L}{L_\odot}\right) = 2.08\,10^{-17}\,(cgs)\,L$$

→ $a = 1$
$b = 0$
$k = 2.08\,10^{-17}\,(cgs)$

Mit den Parametern $L_0 = 2.39\,10^4\,L_\odot$, $A^{-1} = 0.4692\,M_\odot$ (Wagenhuber 1996) und $X_0 = 0.7$, $Q_{eff} = 7\,10^{18}\,erg\,g^{-1}$ wird aus (7):

$$M_f = \frac{M_i + kX_0Q_{eff}M_{c,0}}{1 + kX_0Q_{eff}}, \quad \text{wobei} \quad kX_0Q_{eff} \approx 102 \qquad (7')$$

→ $M_f \approx 0.99\,M_{c,0} + 0.0097\,M_i$ → Abb. unten



d) Massenverlust auf dem TPAGB: Ergebnisse

d1) Ergebnis der Abschätzungen

- Massenverlust nach Reimers (1975) mit $\eta_R \approx 1$ ist zu wenig effektiv, d.h. für gegebenes M_i viel zu grosses M_f.
- Massenverlust nach Engels (1983) ist zu effektiv, d.h. $\exists$ nur geringes Kernwachstum auf dem TPAGB ($\Delta M_c \approx 10^{-2} M_i$).

d2) Ergebnisse numerischer Rechnungen

(z.B. Vassiliadis & Wood (1993, ApJ 413, 641); Han et al. (1994, MNRAS 270, 121); Wagenhuber & Weiss (1994, A&A 286, 121; A&A 290, 807); Blöcker (1995, A&A 297, 727))

- ▶ Beobachtete M_i-M_f-Relation kann mit nicht unplausiblen Werten für $\dot{M} = f(M, L, T_{eff}, \ldots)$ reproduziert werden. Jedoch $\exists$ grosse Unsicherheiten sowohl in den Beobachtungen von $M_f(M_i)$ als auch in der Theorie ($\dot{M}$, Konvektionstheorie, etc.).
- ▶ Beendigung der Entwicklung auf dem TPAGB durch Wasserstoff-rekombinations-Instabilität möglich (bis wahrscheinlich).
- ▶ Kernmasse am Ende der Entwicklung: $M_c \lesssim 1.1\,M_\odot$. Für $M_f \approx 1.1\,M_\odot$ ist $M_i \approx 7\text{-}8\,M_\odot$ (Pop. I), bzw. $M_i \approx 5\text{-}6\,M_\odot$ (für Pop. II).
- ▶ Für geg. M_i werden die M_f von Pop. II Sternen bis ~20% grösser als bei Pop. I Sternen.

29.3 Entwicklung vom AGB zum Max (T_{eff})

a) Allgemeines:

- ▶ Entwicklung vom AGB zum Max(T_{eff}) bei $L \approx L(M_c) = \text{const.}$, sobald $M_H = M - M_c \lesssim 0.05\,M_\odot$ (→ verallgemeinerte HR, Abschnitt 26.3)
- ▶ Details der Entwicklung sind sehr kompliziert. Mehrere Effekte beeinflussen die Lage und Entwicklungsgeschwindigkeit im HRD:

α) Änderung von T_{eff}: $T_{eff} = f(M_H/M)$ (→ verallg. HR)

je geringer M_H/M, desto höher T_{eff}.

$\curvearrowright$ $\underline{\dot{M}_H < 0 \Rightarrow \dot{T}_{eff} > 0}$

$\exists$ 2 Möglichkeiten für $\dot{M}_H = \frac{d}{dt}(M - M_c) < 0$: Massenverlust, d.h. $\dot{M} < 0$ / Schalenbrennen, d.h. $\dot{M}_c > 0$

$\tau_{M_H} = -\frac{M_H}{\dot{M}_H}$: $\frac{1}{\tau_{M_H}} = \frac{\dot{M}_c}{M_H} - \frac{\dot{M}}{M_H}$, wobei $\dot{M}_c \sim L(M_c)$ und $\dot{M}$ unbekannt

➡ Massenverlust beschleunigt die Entwicklung zu höherem T_{eff}

β) <u>Masse der Hülle:</u> M_H ist nicht genau bekannt. M_H hängt davon ab, wie die Entwicklung am AGB beendet wird. $\exists$ folgende theor. Spekulationen:

- Massenverlust durch einen Wind (Reimers, staubgetrieben) mit $\partial(-\dot{M})/\partial T_{eff} \ll 0$ $\curvearrowright$ Windverluste hören auf, sobald $T_{eff}\uparrow$, d.h sobald $M_H \lesssim 10^{-2} M_\odot$ $\curvearrowright$ Stern verlässt den AGB mit $M_H \gtrsim 10^{-2} M_\odot$

- dynamische Instabilität, ausgelöst durch einen thermischen Puls: weil $L_{Edd} \sim \varkappa^{-1} \sim (1+X)^{-1}$ (Elektronenstreuung), kann $L_{He} < L_{Edd}$ im Gebiet der He-Schalenquelle (wo $X=0$) sein, während in der Hülle (wo $X \approx 0.7$) $L_{He} > L_{Edd}$ ist. Wenn dieser Mechanismus funktioniert, dann gehen alle Schichten mit $X \gtrsim 0$ verloren. $\curvearrowright$ M_H wird sehr klein.

▶ bei gleichem M_c:

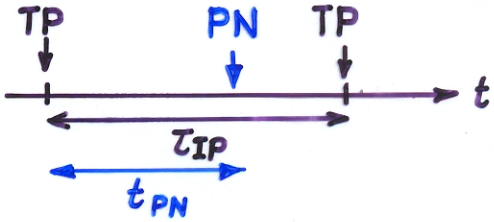
$\Delta t(\text{AGB} \rightarrow \text{Max}(T_{eff}))$ $\nearrow$ lang, wenn Windverlust / $\searrow$ kurz, wenn dyn. Instabilität

γ) <u>Zeitskala zwischen zwei thermischen Pulsen:</u>

$\log \tau_{IP}(a) \approx 7.55 - 4.5 \log(M_c/M_\odot)$, (Paczyński 1975)
$\approx 7.23 - 3.91 \log(M_c/M_\odot)$, $Z = 0.02$ (Wagenhuber 1996)
$\approx 7.50 - 4.06 \log(M_c/M_\odot)$, $Z = 10^{-3}$ " "

δ) <u>Interpulsphase zum Zeitpunkt des Hüllenverlusts (PN-Entstehung)</u>

$\varphi_{IP} = \frac{t_{PN}}{\tau_{IP}}$



▶ Wenn $\tau_{M_H} \ll \tau_{IP}$, $\exists$ meistens keinen TP zwischen AGB und Max(T_{eff}), sondern erst später.

Wahrscheinlichkeit für Thermischen Puls

$$W_{TP} \approx \frac{\Delta t(AGB \rightarrow Max(T_{eff}))}{\tau_{IP}} \approx 0.1 \cdots 0.2 \quad \text{für} \quad M_c \gtrsim 0.6\, M_\odot$$

(hängt stark vom angenommenen $\dot{M}$ ab).

- Wenn $\tau_{M_H} \gtrsim \tau_{IP}$: $\exists$ einen/mehrere Thermische Pulse zwischen AGB und Max (T_{eff}) → sehr komplizierte Entwicklungswege im HRD. Besonders wichtig für kleine M_c ($M_c \lesssim 0.575\, M_\odot$, abhängig von $\dot{M}$)

- Da $\dot{M}_c \sim L(M_c)$ → je grösser M_c, desto grösser $\dot{T}_{eff}$ → umso kürzer $\Delta t(AGB \rightarrow Max(T_{eff}))$

- Max (T_{eff}) : H-Schalenquelle produziert nicht mehr die ganze Leuchtkraft, $L_H < L(M_c)$, die Schalenquelle "erlischt", da zu dicht unter der Oberfläche.

b) Zentralsterne Planetarischer Nebel (ZPN)

bevölkern im HRD das Gebiet, wo die post-AGB-Entwicklungswege durchlaufen

- PN : expandierende ($V_{exp} \approx 10-20$ km/s), ionisierte, opt. dünne Gashülle ($M \approx$ einige $0.1\, M_\odot$) um einen ZPN (von diesem abgestossen)

- Bedingung für ZPN : PN muss sichtbar sein
  → - Hülle ist optisch dünn, aber nicht zu sehr
  - ZPN muss heiss und leuchtkräftig genug sein, um die Hülle ionisieren zu können

→ Bedingung an M_c (Schönberner, D.: 1981, Astron. Astrophys. 103, 119)

wenn $M_c < M_{c,min}$: Nebel löst sich auf bevor der ZS heiss genug ist, um ihn zu ionisieren (→ $M_{c,min}$ hängt von $\dot{T}_{eff}$, d.h. von $\dot{M}$ und M_H ab).

$M_c > M_{c,max}$: ZS schon jenseits von Max (T_{eff}) zu kleinem L entwickelt bevor der Nebel optisch dünn wird (Aber : $\exists$ Thermische Pulse! → L↑ → PN!)

Da $\Delta t(AGB \rightarrow Max(T_{eff}))$ stark von M_c abhängig, $\exists$ nur engen M_c-Bereich für ZPN: $M_{c,min} \approx 0.55\, M_\odot$ (Schönberner, D.: 1983, Astrophys. J. 272, 708), $M_{c,max} \approx 0.64\, M_\odot$ (Schönberner, 1981)

▶ Situation tatsächlich viel komplizierter, wegen unbekanntem M_H, $\dot{M}$, φ_{TP} und der Möglichkeit von Thermischen Pulsen nach dem Abwurf des PN

c) <u>Bemerkung zur Beziehung zwischen der Lage der ZPN im HRD und dem Expansionsalter (Grösse) des Nebels</u>

<u>Wenn</u> 1.) $\Delta t_{ej} = \frac{M_{PN}}{\dot{M}} \ll \Delta t(AGB \rightarrow Max(T_{eff}))$

2.) der ganze Nebel auf einmal abgestossen wird, und

3.) $\dot{T}_{eff}$ monoton, d.h. $\exists$ keine Thermischen Pulse

<u>dann</u> $\exists$ Beziehung zwischen der Lage des ZPN im HRD und dem Expansionsalter bzw. der Grösse des Nebels

Wissen, dass 3.) nicht $\forall$ ZPN stimmt.
Wissen nicht, ob 1.) und 2.) überhaupt erfüllt sind, da der Entstehungsmechanismus für PN nicht bekannt.

▶ können keine strenge Beziehung erwarten!