

## 6. Die Periodenlücke

### 6.1 Allgemeines, Problemstellung

- ▶ **Periodenlücke:** auffällige Unterhäufigkeit von Systemen mit Perioden  $2^h \approx P_\ell \lesssim P \lesssim P_u \approx 3^h$ .
- ▶ **Ausgangspunkt:** – die Lücke ist statistisch signifikant,  
– sie ist nicht auf einen die Periode betreffenden Auswahleffekt zurückzuführen.
- ➔ **die Periodenlücke bedarf einer Erklärung!**
- ▶ Die Lücke ist ein kollektives Phänomen. Sie wird von allen Typen von "normalen" CVs, die beidseits der Lücke vorkommen, mehr oder weniger streng "respektiert", d.h. von Systemen mit einer Akkretionsscheibe (Zwergnovae) wie auch von magnetischen Systemen ohne Scheibe (AM Her Sterne).
- ➔ **die Lücke spiegelt eine Besonderheit der Langzeitentwicklung von CVs wieder!**

#### Worin besteht das Problem?

- a) Wir wissen, dass die Sekundärsterne von CVs mit  $2^h \lesssim P \lesssim 8^h$  ~ HR-Sterne sind, d.h. Sterne mit  $\zeta_e \approx 0.8 > 0$ .
- b) Wir haben gefunden, dass für langanhaltenden (stationären) Massenverlust von HR-Sternen  $\zeta_{\text{eff}} > 0$ , und dass sogar  $\zeta_{\text{eff}} \rightarrow \zeta_e$ , ausser im Massenbereich, wo  $\zeta_{\text{ad}} \approx \zeta_e$ , d.h.  $0.5M_\odot \lesssim M \lesssim 0.6M_\odot$  ist.
- c) Wir haben gezeigt, dass

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{1}{2} \frac{\dot{M}_2}{M_2} (3\zeta_{\text{eff}} - 1) \quad \rightarrow \quad \dot{P} < 0 \text{ für } \dot{M}_2 < 0 \text{ und } \zeta_{\text{eff}} > 1/3.$$

- ➔ **Langzeitentwicklung von CVs mit HR-Sekundärstern geht monoton zu kürzeren Perioden!**
- ➔ **CVs sollten sich eigentlich ohne Probleme als halbgetrennte Systeme durch den Periodenbereich  $P_u \rightarrow P_\ell$  entwickeln können.**
- ▶ Andererseits: Der Periodenbereich  $P_u \rightarrow P_\ell$  entspricht einer



$$\blacktriangleright \Delta \log \bar{\rho}_2 = \log \frac{\bar{\rho}_2(P_l)}{\bar{\rho}_2(P_u)} = \log \frac{M_2(P_l)}{M_2(P_u)} - 3 \log \frac{R_2(P_l)}{R_2(P_u)} = -2 \log \frac{P_l}{P_u} \approx 0.35$$

→ Bei Entwicklung ~ entlang der HR mit  $\zeta_2 = \zeta_{\text{eff}} \approx 0.8$  entspricht dies einer Änderung von  $M_2$  um

$$\blacktriangleright \Delta \log M_2 = \log \frac{M_2(P_l)}{M_2(P_u)} = \frac{2}{3\zeta_{\text{eff}} - 1} \log \frac{P_l}{P_u} \approx -0.25,$$

oder

$$M_2(P_l) \approx 0.6 M_2(P_u).$$

→ Wie kann sich  $\bar{\rho}_2$  um  $\Delta \log \bar{\rho}_2 \approx 0.35$  ändern, ohne dass man die Systeme dabei sieht?

► Es gibt zwei extreme Möglichkeiten, den Bereich  $P_u \rightarrow P_l$  so zu durchqueren, dass nur wenige (keine) Systeme beobachtet werden:

1) Sehr schnelle Entwicklung von  $P_u \rightarrow P_l$

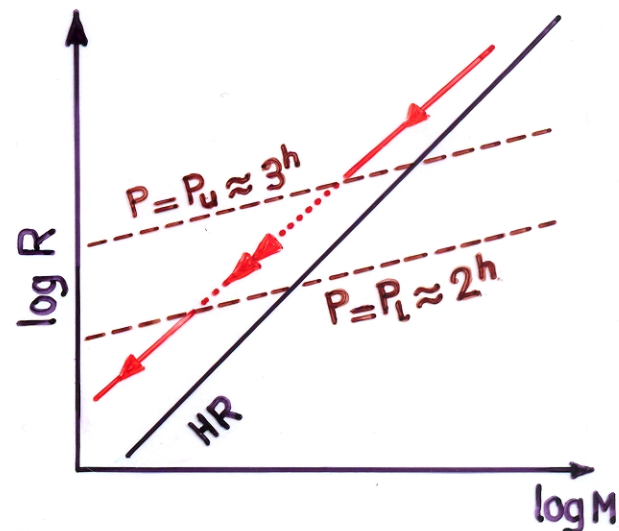
d.h.  $\Delta \log M_2 \approx -0.25$  in sehr kurzer Zeit.

→ **Sehr hohe Massentransferrate erforderlich!**

→ Die Lücke entsteht, weil

- Systeme sehr kurzlebig → geringe Aufenthaltswahrsch. zwisch.  $P_u$  und  $P_l$

- Systeme mit sehr hohem  $\dot{M}$  überhaupt nicht als CVs erscheinen.



Gibt es eine plausible Erklärung für diese Hypothese? Nein, denn

Systeme mit  $P_l \lesssim P \lesssim P_u$  und einem HR-Sekundärstern sind adiabatisch und thermisch stabil gegen Massentransfer!

→ hohes  $\dot{M}$  nur, wenn es einen entspr. Antriebsmechanismus (Drehimpulsverlust) gibt, der aber nur im Bereich  $2^h \lesssim P \lesssim 3^h$  zu sehr hohem  $\dot{M}$  führen darf. Ein solcher Mechanismus ist aber nicht bekannt!

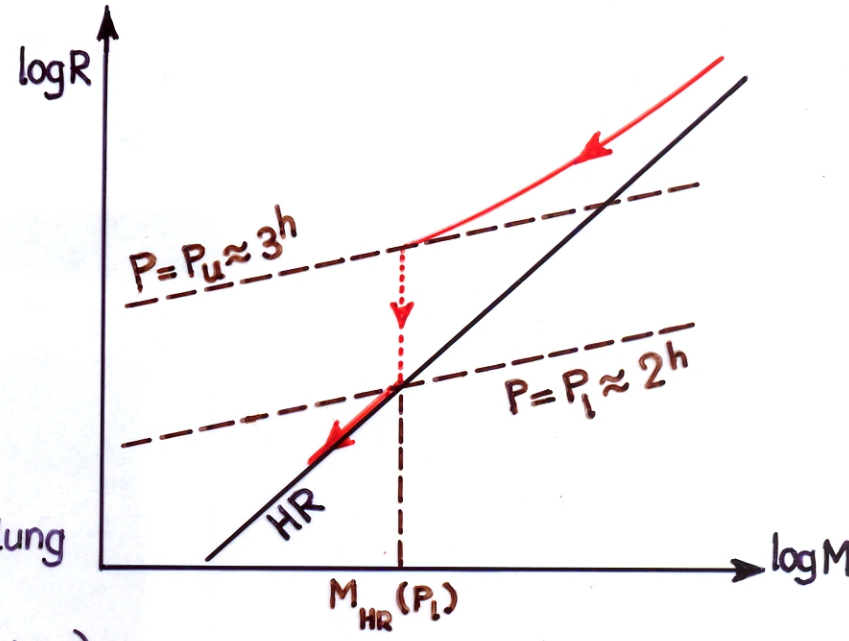
## 2) Durchquerung der Lücke als getrennte Systeme

► Hypothese: Systeme werden getrennt, wenn  $P \rightarrow 3^h$ , entwickeln sich als getrennte Systeme bis  $P \lesssim 2^h$  und werden danach wieder halbgelöst.

→ Die Lücke entsteht, weil getrennte Systeme mit  $\dot{M}_2 = 0$  praktisch unsichtbar sind ( $\exists$  keine Akkretionsleuchtkraft)

### ► Konsequenzen

Phase der getrennten Entwicklung dauert rel. lange ( $\sim 10^9 a$ , siehe Abschätzung weiter unten) →



- Beim Beginn des Massentransfers unterhalb der Lücke ( $P = P_l \approx 2^h$ ) ist der Sekundärstern praktisch im therm. Gleichgewicht, d.h. auf der HR. → Sekundärstern:  $M_2 = M_{HR}(P_l) \approx 0.2 M_\odot$

- Da  $\dot{M}_2 = 0$  zwischen  $P = P_u$  und  $P = P_l$ , muss  $M_2(P_u) = M_2(P_l) \approx 0.2 M_\odot$  sein. Dagegen ist

$$R_2(P_u) = \left(\frac{P_u}{P_l}\right)^{2/3} R_2(P_l) \approx 1.30 R_2(P_l) \quad (3. \text{ Keplersches Ges.})$$

→ Der Sekundärstern kann bei  $P = P_u$  nicht im thermischen Gleichgewicht sein!

- Um  $\Delta \log R_2 \approx 0.12$  zu erreichen, muss für  $P > P_u \approx 3^h$   $-\dot{J}$  und  $-\dot{M}_2$  ziemlich gross sein ( $\dot{J}_{GR}$  reicht bei weitem nicht), aber

- Um unterhalb der Lücke  $P_{min} \approx 80 \text{ min}$  zu erreichen, muss für  $P \lesssim P_l \approx 2^h$   $\dot{J} \approx \dot{J}_{GR}$  sein.

► Irgendwo zwischen  $P = P_u$  und  $P = P_l$  muss es eine starke Reduktion der Drehimpulsverlustrate geben!

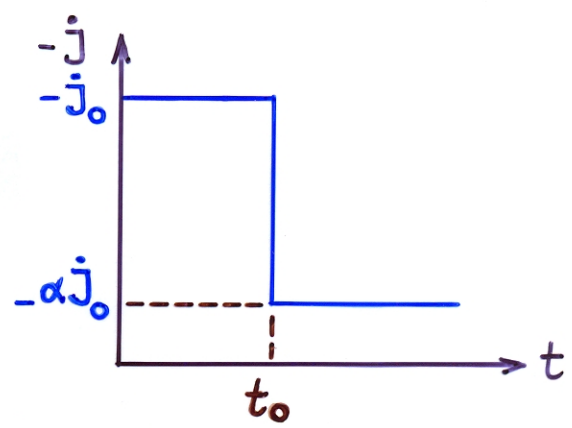


► Problem: Warum gibt es eine getrennte Phase ?

► Lösung: Durch schnelle Abnahme von  $-\dot{J}(t)$  bei  $P(t_0) = P_u \approx 3^h$  trennt sich das System !

(Spruit, H.C., Ritter, H.: 1983, Astron. Astrophys. 124, 267 ;  
Rappaport, S., Verbunt, F., Joss, P.C.: 1983, Astrophys. J. 275, 713)

Betrachten Verhalten von  $\dot{R}_{2,R} - \dot{R}_2$  nach einem Sprung von  $\dot{J}$  vom Wert  $\dot{J}(t < t_0) = \dot{J}_0$  auf  $\dot{J}(t > t_0) = \alpha \dot{J}_0$ , wobei  $\alpha < 1$ .



Annahme: Massentransfer sei stationär für  $t < t_0$ .  $\rightarrow R_2 = R_{2,R}$  und  $\dot{R}_2 = \dot{R}_{2,R}$

$$t < t_0 : \frac{d}{dt} (R_{2,R} - R_2) = 0 \Leftrightarrow \left( \frac{-\dot{M}_2}{M_2} \right)_{t < t_0} = \frac{1}{\xi_{2,S} - \xi_{R,2}} \left[ \left( \frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{\dot{M}_2=0} - 2 \frac{\dot{J}_0}{J} \right]$$

$$t = t_0 + \epsilon > t_0 : \frac{\dot{R}_{2,R}}{R_{2,R}} = \xi_{R,2} \left( \frac{\dot{M}_2}{M_2} \right)_{t > t_0} + 2 \left( \frac{\dot{J}}{J} \right)_{t > t_0} = \xi_{R,2} \left( \frac{\dot{M}_2}{M_2} \right)_{t > t_0} + 2\alpha \frac{\dot{J}_0}{J}$$

$$\frac{\dot{R}_2}{R_2} = \xi_{2,S} \left( \frac{\dot{M}_2}{M_2} \right)_{t > t_0} + \left( \frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{\dot{M}_2=0, t > t_0}$$

N.B. Unmittelbar nach dem Sprung ist

a)  $\left( \frac{\dot{M}_2}{M_2} \right)_{t > t_0} \approx \left( \frac{\dot{M}_2}{M_2} \right)_{t < t_0}$

b)  $\left( \frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{t > t_0} = \left( \frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{t < t_0}$   
 ↑ ändert sich mit  $\tau_{KH} \gg \epsilon$

$\rightarrow \frac{\dot{R}_{2,R} - \dot{R}_2}{R_2} \approx 2(1-\alpha) \left( -\frac{\dot{J}_0}{J} \right) > 0 \rightarrow$  das System trennt sich  
 $\rightarrow -\dot{M}_2 \downarrow$

$\rightarrow \frac{\dot{R}_{2,R} - \dot{R}_2}{R_2} \approx 2(1-\alpha) \left( -\frac{\dot{J}_0}{J} \right) - (\xi_{2,S} - \xi_{R,2}) \left( \frac{-\dot{M}_2}{M_2} \right)_{t < t_0} > 0$

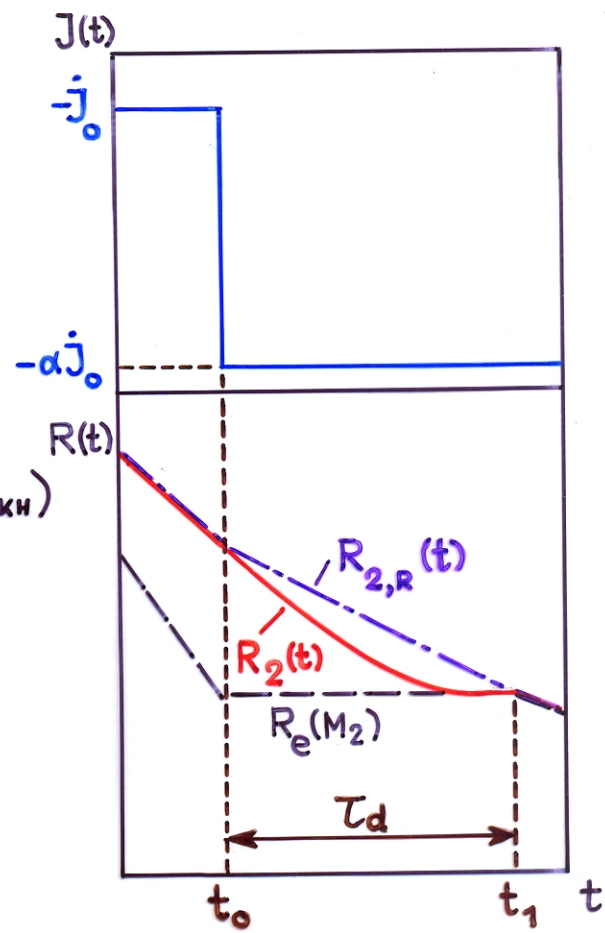
sobald  $\left( \frac{-\dot{M}_2}{M_2} \right)_{t > t_0} \ll \left( \frac{-\dot{M}_2}{M_2} \right)_{t < t_0}$  und  $\alpha < \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{t > t_0} \cdot \frac{J}{\dot{J}_0}$



► nach der Trennung:

$R_{2,R}$  schrumpft langsamer als vorher und (anfänglich) auch langsamer als  $R_2$

$R_2$  schrumpft anfänglich am schnellsten (mit  $\dot{R}_2 = R_2 (\partial \ln R_2 / \partial t)_{t < t_0}$ ). Je näher  $R_2$  dem Gleichgewichtsradius kommt, desto langsamer ( $\dot{R}_2 \sim (R_2 - R_E) / \tau_{KH}$ )



→ Der Roche-Radius holt den Sternradius schliesslich wieder ein (Zeitpunkt  $t_1$ )

► kein Massentransfer während der Zeit  $\tau_d = t_1 - t_0$ .

► Wenn  $\dot{J}$  graduell von  $\dot{J}_0 \rightarrow \alpha \dot{J}_0$ , dann trennt sich das System nur dann, wenn der Übergang von  $\dot{J}_0 \rightarrow \alpha \dot{J}_0$  schnell genug ist, d.i. wenn

$$\tau_j = \left( \frac{\partial t}{\partial \ln \dot{J}} \right) \ll - \left( \frac{\partial t}{\partial \ln R_2} \right)_{t < t_0} \approx \tau_{KH} \approx 10^8 a$$

und wenn  $\alpha$  klein genug ist.

► Hauptproblem: Wie kann  $|\dot{J}|$  schnell abnehmen? Wieso bei  $P \approx 3^h$ ?

6.2 Das Modell der diskontinuierlichen magnetischen Bremsung (Spruit & Ritter, 1983; Rappaport et al., 1983)

► ist nach wie vor das plausibelste Modell für die Periodenlücke

► Hypothese:  $\dot{J} = \dot{J}_{MB} + \dot{J}_{GR}$  für  $P > P_u \approx 3^h$   
 $\dot{J} = \dot{J}_{GR}$  für  $P < P_u$

$$\rightarrow \alpha = \frac{\dot{J}_{GR}}{\dot{J}_{MB} + \dot{J}_{GR}}, \quad \dot{J}_0 = \dot{J}_{MB} + \dot{J}_{GR}$$

► Problem: Warum soll  $\dot{J}_{MB} \rightarrow 0$  gehen, wenn  $P \rightarrow P_u$ ?

► ∃ nur Plausibilitätserklärung (kein quantitatives Modell)

- magn. Bremsung erfordert hinreichend starke magn. Aktivität des Sekundärsterns, d.h. genügend starkes Magnetfeld
- Magnetfeld entsteht durch einen Dynamo ↔ Konvektion und differentielle Rotation (in der Hülle, wenn  $M > M_{conv}$ )
- **Stärke des Magnetfeldes hängt vom Vorhandensein und der Grösse des radiativen Kerns ab.**  
 Grund: Magn. Flussröhren haben in radiativen Gebieten einen negativen Auftrieb → Flussröhren bleiben im radiativen Kern verankert, → können in der konvektiven Hülle sehr effektiv verdrillt und verstärkt werden → starkes B-Feld, wenn ein radiativer Kern vorhanden.
- Wird der Sekundärstern vollkonvektiv, so treiben die magn. Flussröhren wegen des positiven Auftriebs in konvektiven Gebieten an die Sternoberfläche → geringe Verstärkung des magn. Flusses → Abnahme (Verschwinden?) des magn. Feldes / Änderung der Feld-Topologie (→ Taam & Spruit, 1989) →  $\dot{J}_{MB} \downarrow$  (zu geringes B, zu wenig offene Feldlinien?)
- **Zeitskala für die Abnahme von  $-\dot{J}_{MB} \approx$  Zeitskala, mit der der radiative Kern verschwindet  $\approx$  wenige  $10^{-2} |M_2/\dot{M}_2| \ll \tau_{KH}$**

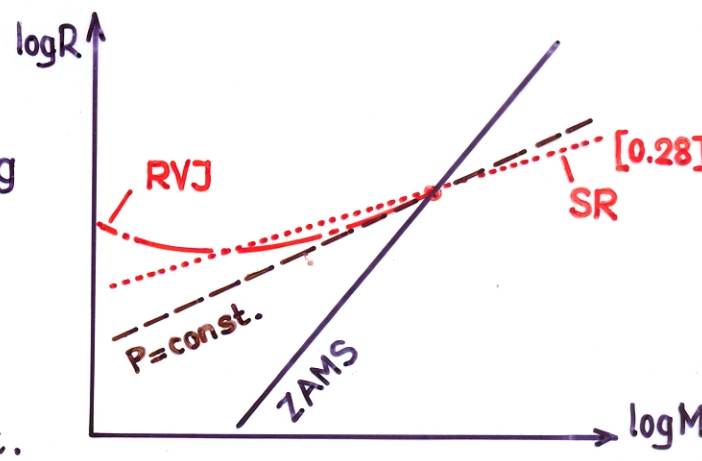
► Bei welcher Umlaufzeit wird der Sekundärstern vollkonvektiv?

- auf der HR, wenn  $M_2 = M_{conv} \approx 0.30 - 0.35 M_{\odot} \rightarrow P \approx 3.5 - 4^h$

- wenn der Stern nicht im therm. Gleichgewicht:

entlang einer Geraden mit Steigung 0.28 im  $\log R - \log M$ -Diagramm, d.h.  $\sim$  mit  $P = const.$  (Spruit & Ritter 1983)

entlang einer Kurve mit  $P \approx const.$  nicht zu weit weg von der HR (Rappaport, Verbunt & Joss, 1983)





► Sekundärsterne werden etwa bei der gleichen Umlaufzeit vollkonvektiv  $\rightarrow$  scharfe Obergrenze der Lücke !

► Attraktive Eigenschaften des Modells:

- es berücksichtigt die Beobachtung, wonach  $-\dot{M}_2$  oberhalb der Lücke grösser ist als unterhalb.  $\rightarrow -\dot{J}(P > P_u) > -\dot{J}(P < P_l) \approx -\dot{J}_{GR}$
- die Lücke bleibt auch dann erhalten, wenn Systeme mit  $P_l < P_i < P_u$  entstehen und sich in der Lücke als halbgrenzte Systeme entwickeln.

► Probleme

- $\exists$  kein detailliertes und quantitatives Modell für die Berechnung von  $\dot{J}_{MB}$  und die postulierte Abnahme von  $-\dot{J}_{MB}$ , wenn der Sekundärstern vollkonvektiv wird.

## 6.3 Folgerungen, Systematik

a) Dauer der getrennten Phase

$$\text{in dieser Phase : } \dot{M}_2 = 0 \rightarrow \dot{P} = 3 \frac{\dot{J}}{J} P$$

$$\dot{J} = \dot{J}_{GR}$$

$$\rightarrow \tau_d = \int_{t_0}^{t_1} dt = \frac{1}{3} \int_{P_u}^{P_l} \frac{J}{\dot{J}_{GR}} \frac{dP}{P} = \frac{5c^5}{96G^{5/3} (2\pi)^{8/3}} \frac{(M_1+M_2)^{1/3}}{M_1 M_2} \int_{P_l}^{P_u} P^{5/3} dP$$

$$\begin{aligned} \tau_d &= \frac{5c^5}{256G^{5/3} (2\pi)^{8/3}} \frac{(M_1+M_2)^{1/3}}{M_1 M_2} [P_u^{8/3} - P_l^{8/3}] \\ &= \underline{\underline{6 \cdot 10^8 a \left(\frac{M_1+M_2}{M_\odot}\right)^{1/3} \left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)^{-1} \left(\frac{M_2}{0.2M_\odot}\right)^{-1} \left[\left(\frac{P_u}{3h}\right)^{8/3} - \left(\frac{P_l}{3h}\right)^{8/3}\right]}} \end{aligned}$$

$\rightarrow$  für  $M_2 \approx 0.2M_\odot$ ,  $P_u \approx 3h$  und  $P_l \approx 2h$  ist  $\tau_d \approx 6 \cdot 10^8 a \approx \tau_{KH}(M_2)$

► Wenn der Massentransfer unterhalb der Lücke wieder anfängt, ist der Sekundärstern praktisch wieder im thermischen Gleichgewicht, d.h. auf der HR

b) Abhängigkeit von  $P_u, P_l$  und  $P_u/P_l$  von  $\langle \dot{M} \rangle, j$  und  $M_1$

► N.B.:  $P_u$  und  $P_l$  beziehen sich auf die getrennte Phase eines individuellen Systems und nicht auf die beobachtete Periodenlücke, die ein kollektives Phänomen ist.

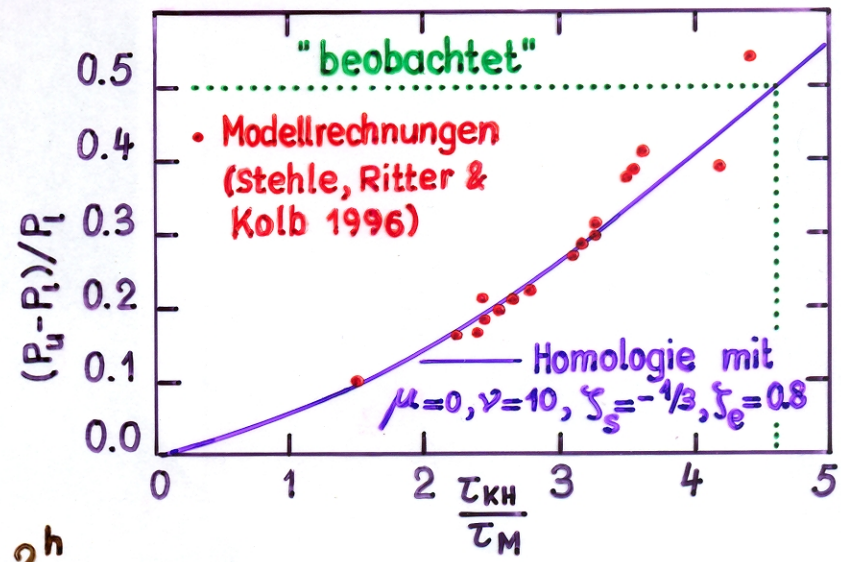
zu  $P_l$ : sofern  $\tau_d \gtrsim \tau_{KH}(M_2) \rightarrow$  Sekundärstern ist im thermischen Gleichgewicht und chem. homogen, da vollkonvektiv, d.h. auf der HR, wenn  $P = P_l$ . Da zwischen  $P_u$  und  $P_l$   $M_2 = \text{const.}$ , folgt

$$P_l = P_l(M_2) = f(M_2(P_u)) = f(M_{\text{conv}})$$

zu  $P_u$ :  $R_2(M_2)/R_e(M_2)$  ist umso grösser, je grösser  $\frac{\tau_{KH,e}}{\tau_M} = \frac{GM_2\dot{M}_2}{R_{2,e}L_{2,e}}$  ist.

► Wenn die Entwicklung bei  $P \gtrsim P_u$  entlang der konvergenten Lösung  $R_2(M) = R_0 \cdot R_e(M_2)$  verläuft ( $\rightarrow$  Kap. 4, Abschn. 10, Gl. (11)), so ist  $R_2/R_e$  in guter Näherung unabhängig von  $M_{2,i}$  ( $\rightarrow$  Figur)!

$$\begin{aligned} \rightarrow P_u &= P(M_2, R_{2,e}) \left[ \frac{R_2(M_{\text{conv}})}{R_{2,e}(M_{\text{conv}})} \right]^{3/2} \\ &= P_l \left[ \frac{R_2(M_{\text{conv}})}{R_{2,e}(M_{\text{conv}})} \right]^{3/2} \\ \underline{\underline{\frac{P_u}{P_l} &= \left[ \frac{R_2(M_{\text{conv}})}{R_{2,e}(M_{\text{conv}})} \right]^{3/2}}} \end{aligned}$$



► Beobachtet:  $P_u \gtrsim 3^h, P_l \lesssim 2^h$

$$\rightarrow \Delta \log R_2 = \log \frac{R_2(M_{\text{conv}})}{R_{2,e}(M_{\text{conv}})} = \frac{2}{3} \log \frac{P_u}{P_l} \approx 0.12$$

aus numerischen Rechnungen: für  $P_l \approx 2^h$ , d.h.  $M_2 \approx 0.2 M_\odot$ , und  $P_u \approx 3^h$

$$\rightarrow \underline{\underline{\langle -\dot{M}_2(P \gtrsim P_u) \rangle \approx (1-2) 10^{-9} M_\odot/a \hat{=} \frac{\tau_{KH,e}}{\tau_M} \approx 5}}$$

►  $P_u/P_l$  ist umso grösser, je grösser  $\tau_{KH,e}/\tau_M$ , d.h. je grösser  $\langle -\dot{M}_2(P > P_u) \rangle$  bzw. je grösser  $\langle -\dot{J}(P > P_u)/J \rangle$ . Das wird durch zahlreiche numerische Rechnungen bestätigt ( $\rightarrow$  z.B. Spruit & Ritter 1983).



- ▶ Je langsamer der Abfall von  $-\dot{J}_{MB}$ , desto geringer  $P_u - P_l$ !  
 → num. Rechnungen (z.B. Spruit & Ritter 1983, Fig. 5)

Abhängigkeit von  $P_u$  und  $P_l$  von  $M_1$

Da 
$$-\dot{M}_2 = \frac{M_2}{\zeta_{2,s} - \zeta_{R,2}} \left[ \left( \frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{\dot{M}_2=0} - 2 \frac{\partial \ln J}{\partial t} \right],$$

$$\frac{\partial}{\partial M_1} = 0 \quad \frac{\partial}{\partial M_1} \neq 0 \quad \frac{\partial}{\partial M_1} = 0 \quad \frac{\partial}{\partial M_1} \neq 0$$

hängen  $P_u$  und  $P_l$  im allgemeinen von  $M_1$  ab!

$$\left( \frac{\partial \ln \dot{J}_{MB}/J}{\partial \ln M_1} \right)_{M_2} \approx - \frac{2q+3}{3(q+1)} < 0 \quad \text{für} \quad \begin{cases} \dot{J}_{MB} = \dot{J}_{VZ}, q \gtrsim 1.25 \\ \dot{J}_{MB} = \dot{J}_{MS}, n=1, p=1, q \gtrsim 1.25 \end{cases}$$

$$\left( \frac{\partial \ln [\zeta_{2,s} - \zeta_{R,2}]}{\partial \ln M_1} \right)_{M_2} = - \frac{2}{q} [\zeta_{2,s} - \zeta_{R,2}]^{-1} < 0 \quad \forall \text{ dynamisch stabilen Systeme}$$

- ▶  $\left( \frac{\partial \ln -\dot{M}_2}{\partial \ln M_1} \right)_{M_2} < 0$  → je grösser  $M_1$ , desto geringer  $\tau_{KH,e}/\tau_M$ , desto geringer  $P_u/P_l$

c) Abhängigkeit von  $P_u$  und  $P_l$  von  $M_{2,i}$

- ▶ **Erwarten geringe Abhängigkeit, wenn Entwicklung bei  $P > P_u$ , ( $M_2 > M_{conv}$ ) die konvergente Lösung  $R_2 = R_o R_e$  erreicht. ↔ Konvergenz von Entwicklungswegen mit verschiedenem  $M_{2,i}$ . → Bestätigung durch num. Rechnungen (→ z.B. Kolb & Ritter 1992)**
- ▶ Wenn  $M_{2,i} \gtrsim M_{conv}$  auf der Hauptreihe: → Attraktor wird nicht erreicht bevor  $M_2 = M_{conv}$ .  
 → starke Abhängigkeit der Entwicklung, insbesondere von  $P_u$  und  $P_l$  von  $M_{2,i}$
- ▶ Wenn  $M_{2,i} \gtrsim M_{conv}$  oder  $M_{2,i} < M_{conv}$ :  $-\dot{M}_2(P)$  durchläuft eine Schleife, sog. "Flagge"  
 → vgl. dazu num. Rechnungen (z.B. Kolb & Ritter 1992)

d) Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung des Sekundärsterns

►  $\exists$  mindestens 2 Gründe, warum die Sekundärsterne schon zu Beginn des Massentransfers unterschiedliche chemische Zusammensetzung haben können:

1. unterschiedliches Alter der Vorläufersysteme, d.h. im Extremfall unterschiedliche Population: Pop. I ( $Z \approx 10^{-2}$ )  $\leftrightarrow$  Pop. II ( $Z \approx 10^{-3}$ )
2. Stern kann bereits zu Beginn des Massentransfers mehr oder weniger nuklear entwickelt sein.  $\rightarrow$  Stern ist chemisch inhomogen!  
(Anzeichen für nukleare Entwicklung beobachtet, etwa bei V1017 Sgr, GK Per, U Sco, BV Cen, DX And, AE Aqr)

d1) Abhängigkeit der Entwicklung von Z (Stehle, R., et al. 1997, A&A 320, 136)

► Anfangsmodelle: ZAMS-Modelle mit versch. Z:  $10^{-5} \leq Z \leq 2 \cdot 10^{-2}$

► Haupteinfluss von Z über die Opazität, wobei für HR-Sterne

$$\left(\frac{\partial R}{\partial Z}\right)_M > 0, \left(\frac{\partial L}{\partial Z}\right)_M < 0, \left(\frac{\partial T_{\text{eff}}}{\partial Z}\right)_M < 0, \left(\frac{\partial \tau_{\text{KH,e}}}{\partial Z}\right)_M > 0, \left(\frac{\partial M_{\text{conv}}}{\partial Z}\right)_M < 0$$

Vergleich von Pop. II ( $Z = 10^{-4}$ ) mit Pop. I ( $Z = 2 \cdot 10^{-2}$ ) ergibt:

$$\frac{R^{\text{II}}}{R^{\text{I}}} \approx 0.8-0.9, \quad \frac{L^{\text{II}}}{L^{\text{I}}} \approx 2.5-3, \quad \frac{T_{\text{eff}}^{\text{II}}}{T_{\text{eff}}^{\text{I}}} \approx 1.3-1.4, \quad \frac{\tau_{\text{KH,e}}^{\text{II}}}{\tau_{\text{KH,e}}^{\text{I}}} \approx 1/3, \quad \text{und}$$

$$M_{\text{conv}}^{\text{II}} \approx 0.41 M_{\odot}, \quad M_{\text{conv}}^{\text{I}} \approx 0.35 M_{\odot}$$

► erwarten deshalb folgende systematische Unterschiede:

je geringer Z, desto kleiner ist  $R_2$  bei gegebenem  $M_2$

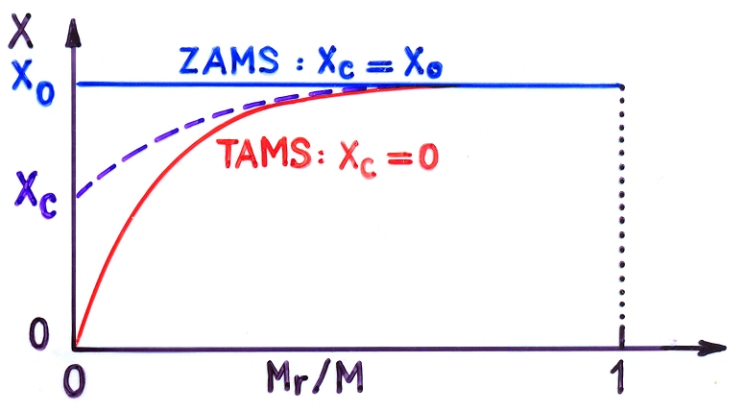
- |   |         |   |                               |   |   |           |
|---|---------|---|-------------------------------|---|---|-----------|
| " | "       | " | P                             | " | " | "         |
| " | größer  | " | $\dot{J}/J$                   | " | " | und $M_1$ |
| " | "       | " | $-\dot{M}_2$                  | " | " | " "       |
| " | kürzer  | " | die Zeitskala der Entwicklung |   |   |           |
| " | "       | " | $\tau_{\text{KH,e}}$          |   |   |           |
| " | kleiner | " | $\tau_{\text{KH,e}}/\tau_M$   |   |   |           |
| " | "       | " | $P_u/P_l$                     |   |   |           |

numerische Rechnungen zeigen ausserdem, dass  $\partial P_u / \partial Z > 0$  (obwohl  $\partial M_{\text{conv,e}} / \partial Z < 0$ ) und  $\partial P_{\text{min}} / \partial Z > 0$ .



d2) Abhängigkeit vom Entwicklungsstand des Sekundärsterns

Betrachten Entwicklung in Abhängigkeit von  $X_c$  des Sekundärsterns bei Beginn des Massentransfers.



Erwarten nuklear entwickelte Sekundärsterne mit zentralem H-Brennen nur, wenn

$M_{2,i} \gtrsim 0.8-0.9 M_{\odot}$  (Zeitskala) und  $M_{2,i} \lesssim 1.6 M_{\odot}$  (Stabilität).

► N.B. Da für  $M \lesssim 1.6 M_{\odot}$   $\tau_{nuc} > \tau_M$ , ändert sich der Grad der nuklearen Entwicklung nach dem Beginn des Massentransfers nicht mehr merklich.

► Haupteinfluss der nukl. Entwicklung auf die säkulare Entwicklung:

$\left(\frac{\partial R}{\partial X_c}\right)_M < 0$  ,  $\left(\frac{\partial L}{\partial X_c}\right)_M < 0$  ,  $\left(\frac{\partial \tau_{KH}}{\partial X_c}\right)_M > 0$

→ erwarten folgende Trends (für  $0 < X_c \leq X_0$ ):

- je kleiner  $X_c$ , desto grösser  $R(X_c)/R(X_0)$  bei gegebenem  $M$
- „ „  $L(X_c)/L(X_0)$  „ „ „
- „ kleiner  $\tau_{KH}(X_c)/\tau_{KH}(X_0)$  „ „ „
- „ grösser die turn-on Periode  $P(M_{2,i}; R_2(M_{2,i}, X_c))$
- „ kleiner  $-\dot{J}/J$
- „ „  $-\dot{M}_2$
- „ geringere Abweichung vom therm. Gleichgewicht
- „ kleiner  $\tau_{KH,e} / \tau_M$
- „ „  $P_u / P_l$

► numerische Rechnungen (→ Ritter, H.: 1994, Mem. Soc. Astron. It. 65, 713) zeigen ausserdem:

- $\frac{\partial M_{conv}}{\partial X_c} > 0$  →  $P_u$  und  $P_l$  nehmen ab mit  $X_c$
- für  $X_c \lesssim 0.20$  :  $P_u \lesssim 2^h$  → Systeme ("oberhalb der Lücke") entwickeln sich mit hohem  $-\dot{M}_2$  durch den Bereich  $2^h \lesssim P \lesssim 3^h$ !
- CVs mit hohem  $\dot{M}$  "in der Lücke"

- für  $X_c \lesssim 0.09$  : Der Sekundärstern wird nicht mehr vollkonvektiv.  
 →  $\exists$  keine getrennte Phase mehr!
- Entwicklungswege im  $\log \bar{g}_2 - \log T_{\text{eff}}$ -Diagramm unterscheiden sich nur wenig, solange  $X_c \gtrsim 0.20$ .  
 → Aus der Tatsache, dass ein beobachtetes System in diesem Diagramm nahe am Entwicklungsweg für  $X_c = X_0$  liegt, darf man nicht schliessen, der Sekundärstern sei nur wenig entwickelt!

### e) Abhängigkeit von Details der Sternphysik

Sternstruktur und die Reaktion auf Massenverlust hängen u.a. ab von

- Photosphärenrandbedingung (graue / nicht graue Atm.,  $T(\tau)$ -Relation)
- Opazitäten (vor allem auch in der Atmosphäre)
- Zustandsgleichung (Druckionisation, Coulomb-W.W.)
- nukleare Energieerzeugung ( ${}^3\text{He}$ -Nichtgleichgewicht, Abschirmung)
- Konvektionstheorie ( $l/H_p$  in der MWT, Semikonvektion bei chemisch inhomogenen Sternen)

Bei vorgegebenen Parametern ( $M_1, M_{2,i}, \dot{J}, \nu, \eta, \dots$ ) hängen  $P_u, P_e$  sowie  $M_{\text{conv}}$  von diesen Dingen ab. → z.B. num. Rechnungen von Hameury (1991, A & A 243, 419)

- ▶ N.B. : Gegenwärtig liegen die Hauptunsicherheiten nicht bei der Sternphysik, sondern beim  $\dot{J}$ -Gesetz!



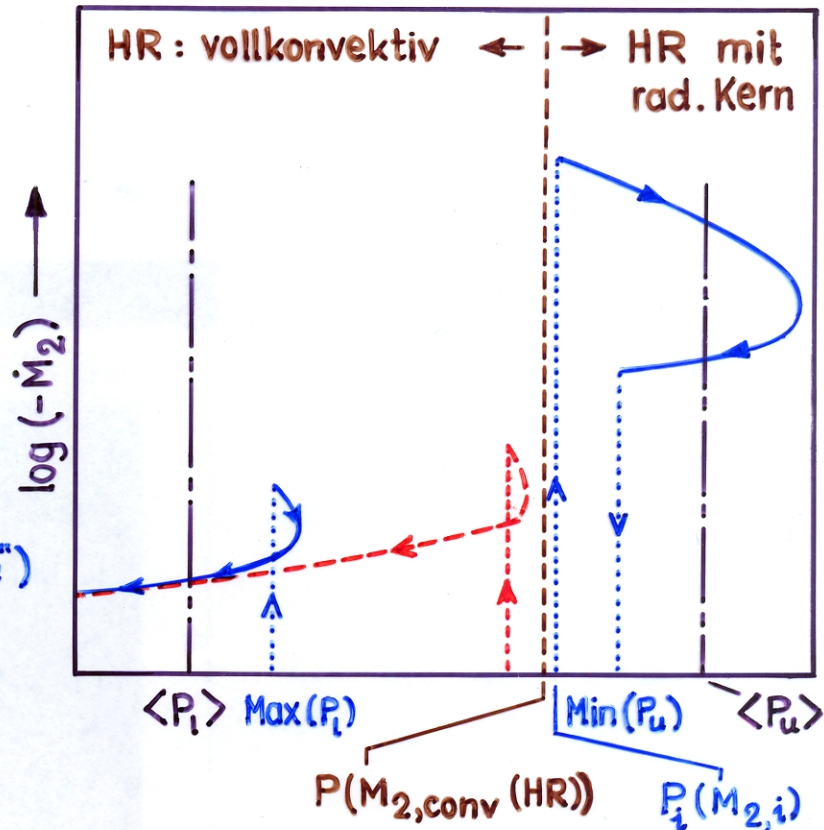
## 6.4 Systeme in der Periodenlücke

Wie entwickeln sich Systeme, für die  $2^h \approx \langle P_l \rangle < P_i(M_{2,i}) < \langle P_u \rangle \approx 3^h$  ?

►  $\exists M_{2,crit} = M_{conv}(HR)$  : → können 2 Fälle unterscheiden:

a)  $M_{2,i} \gtrsim M_{2,crit}$

- Stern hat radiat. Kern
- hohes  $\dot{J}$  durch  $\dot{J}_{MB}$
- zuerst Ent. mit  $\dot{P} > 0$  und  $\dot{M}_2 > 0$  ("Flagge") bis der Stern vollkonvektiv wird
- getrennte Phase ("Lücke")
- Wiedereinsetzen des Massentransfers bei  $\langle P_l \rangle < P_l < P_i(M_{2,i})$



b)  $M_{2,i} \lesssim M_{2,crit}$

- Stern ist schon vollkonvektiv,
- $\dot{J} \approx \dot{J}_{GR}$ ,  $\exists$  keine getrennte Phase, kontinuierliche Entwicklung zu kleinerem  $P$  nach anfänglicher "Flagge"

—  $M_{2,i} = M_{2,conv}(HR) + \delta M$

- - -  $M_{2,i} = M_{2,conv}(HR) - \delta M$

Ergebnisse numerischer Rechnungen → Kolb & Ritter (1992)

→ Entwicklungszeitskala von Systemen mit  $P_i(M_{2,crit}) < P < \langle P_u \rangle$  ist kurz, typisch wenige  $10^7 a$  → geringe Aufenthaltswahrsch.

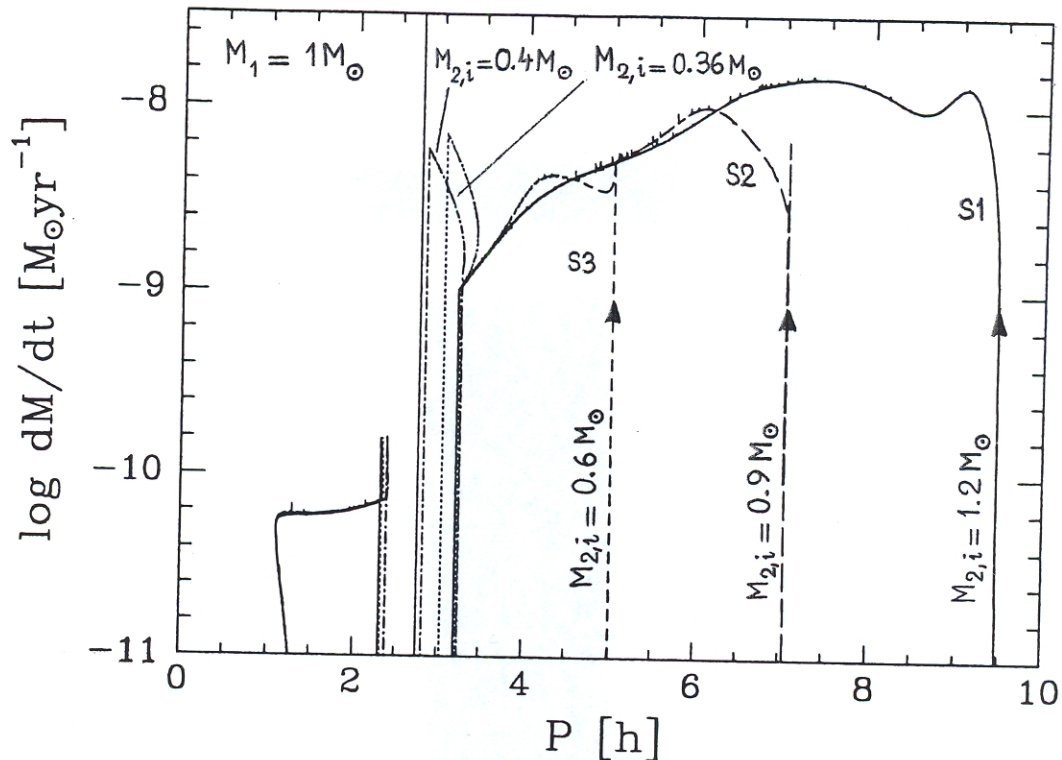
Entwicklungszeitskala von Systemen mit  $P < P_i(M_{2,crit})$  ist rel. lang ( $\sim \tau_{GR}$ ), typisch  $10^9 a$  → grosse Aufenthaltswahrsch., aber auch geringe Helligkeit (wegen geringem  $\dot{M}$ ).

## SÄKULARE ENTWICKLUNG VON KATAKLYSMISCHEN DOPPELSTERNEN

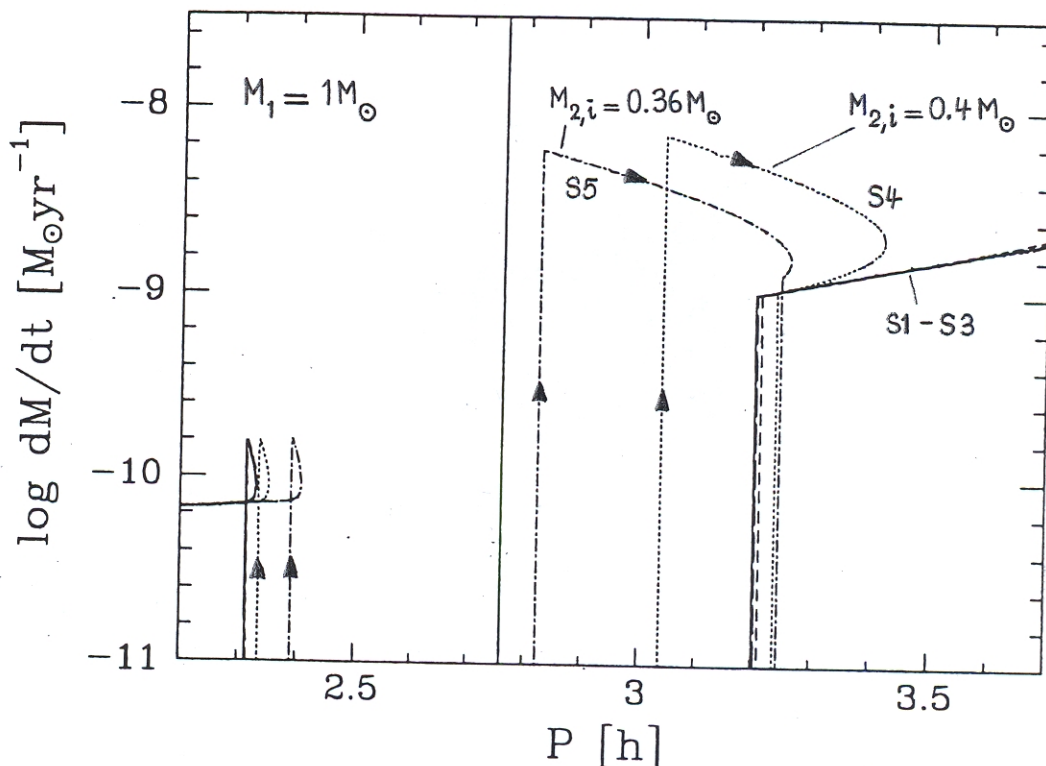
Abhängigkeit der Entwicklung von  $M_{2,i}$ 

Kolb, U.: 1992, Eine Populationsstudie Kataklysmischer Doppelsterne, Dissertation, LMU, München

Kolb, U., Ritter, H.: 1992, "Advantages and Limitations of the Bipolytrophe Model for Computing the Secular Evolution of Cataclysmic Binaries", *Astron. Astrophys.* 254, 213



Der Einfluß der Anfangssekundärsternmasse auf den Entwicklungsweg im  $\log \dot{M}$ - $P$ -Diagramm, in dem die Massentransferrate  $|\dot{M}_s| = dM/dt$  als Funktion der Bahnperiode  $P$  für die Sequenzen S1 (durchgezogen), S2 (lang gestrichelt), S3 (kurz gestrichelt), S4 (punktirt) und S5 (strichpunktirt) dargestellt ist, siehe Tabelle 2.2. Bei sehr kleinen  $P$  fallen im Maßstab der Abbildung alle Kurven aufeinander. Eine vertikale Linie markiert die kritische Periode  $P_{\text{crit}} \approx 2.76$  h



Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 2.2 in der Umgebung der kritischen Bahnperiode  $P_{\text{crit}}$ . Man beachte die geringen Abweichungen der Sequenzen S1, S2 und S3 voneinander.



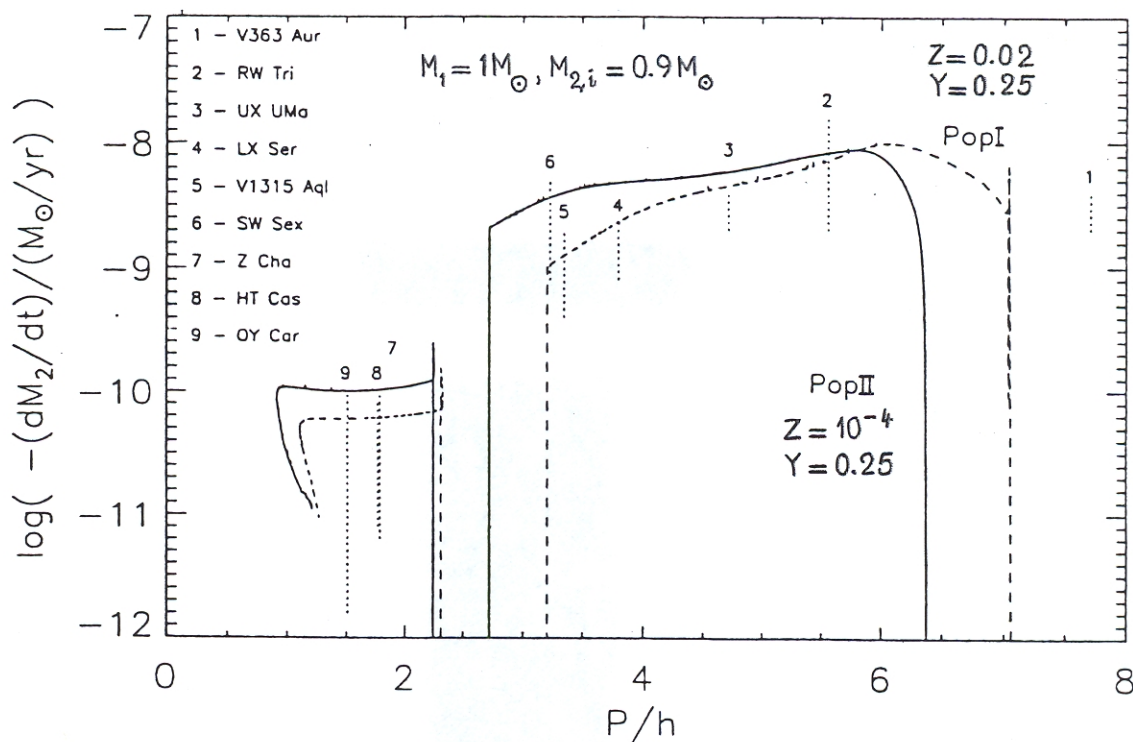
Abhängigkeit der Entwicklung von  $Z$ Stehle, R., Kolb, U., Ritter, H.: 1997, *Astron. Astrophys.* 320, 136

Abbildung 6.1: Die Massentransferrate  $|\dot{M}_2|$  der Population I und II CVs mit  $M_1 = 1.0 M_\odot$  und  $M_{2,\text{initial}} = 0.9 M_\odot$  ist gegen die Bahnperiode  $P$  aufgetragen. Zusätzlich sind einige aus Beobachtungen abgeleiteten Massendurchflußraten  $\dot{M}_{\text{Disk}}$  nach Horne (1993) eingetragen. Die erste "Spitze" in der Massentransferrate der Population I Entwicklung ist auf die spezielle Wahl des Anfangsmodells zurückzuführen.

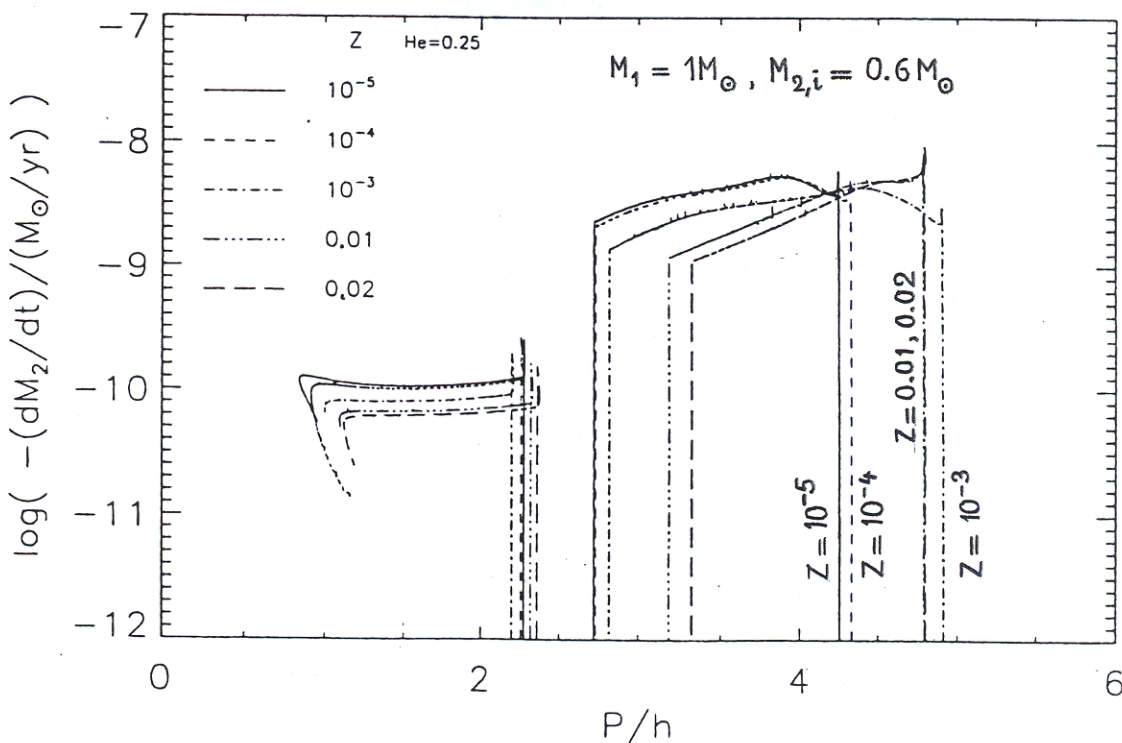


Abbildung 6.15: Aufgetragen sind die Massentransferraten gegen die Bahnperioden von Entwicklungssequenzen mit einem Heliumgehalt des Begleiters von  $Y = 0.25$  und einem Metallgehalt von  $Z = (10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 0.01, 0.02)$ , wobei  $M_{2,\text{initial}} = 0.6 M_\odot$ ,  $M_1 = 1.0 M_\odot = \text{const.}$

## SÄKULARE ENTWICKLUNG VON KATAKLYSMISCHEN DOPPELSTERNEN

Ritter, H.: 1994, Secular evolution of compact binaries: Tema con variazioni, Mem. S. A. It. 65, 173 (mit Rechnungen von R. Singer, U. Kolb und H. Ritter)

Abhängigkeit vom Grad der nuklearen Entwicklung des Sekundärsterns

