

10 Systeme mit einem nuklear entwickelten Sekundärstern und thermisch instabile Systeme

Wie entwickeln sich post-common-envelope Systeme, die nicht direkt zu CVs werden? Nach de Kool (1992) gilt:

a) $\sim 0.1\% - \sim 2.9\%$ aller Doppelsterne haben nach der CE

$$\tau_J \approx \tau_{MB} > t_{\text{Gal}} \approx 10^{10} \text{ a}, \text{ und}$$

$$\tau_{\text{nuc},2} < t_{\text{Gal}}$$

- \rightarrow Massentransfer wird durch nukleare Entwicklung (Expansion) des Sekundärsterns eingeleitet. \rightarrow Der Sekundärstern ist nuklear entwickelt.

b) $\sim 1.5\% - \sim 6\%$ aller Doppelsterne haben nach der CE

$$\tau_J \approx \tau_{MB} < \tau_{\text{nuc},2},$$

$$\tau_J < t_{\text{Gal}} \approx 10^{10} \text{ a}, \text{ und}$$

$$M_2 > M_{\text{WZ}} / q_{\text{crit}}$$

- \rightarrow Sekundärstern ist noch auf der Hauptreihe, aber das System ist thermisch instabil gegen Massentransfer

\rightarrow nuklear entwickelter Sekundärstern } werden beide durch thermisch instabiler Massentransfer } grosse M_2 begünstigt !

Thermisch instabiler Massentransfer (\rightarrow Vorlesung Sternaufbau II, Abschnitt 32)

- tritt typischerweise auf, wenn $q = M_{\text{WZ}} / M_2 > q_{\text{crit}} \approx 1.2$
- Haupteffekt: Massentransfer mit thermischer Zeitskala, d.h.

$$M_2 / \tau_{\text{KH}} \lesssim -\dot{M}_2 \lesssim 20 M_2 / \tau_{\text{KH}}$$

- \rightarrow Verlust der /oder eines wesentlichen Teils der H-reichen Hülle auf sehr kurzer Zeitskala $\tau_M \lesssim \tau_{\text{KH}} \ll \tau_{\text{nuc}}$.

- 8.56 01/0
- → Sekundärstern ist nuklear künstlich gealtert, d.h. nuklear stärker entwickelt! (Vgl. dazu "Verallgemeinerte Hauptreihen", Abschn. 26 in Vorlesung Sternaufbau II)

Beispiele

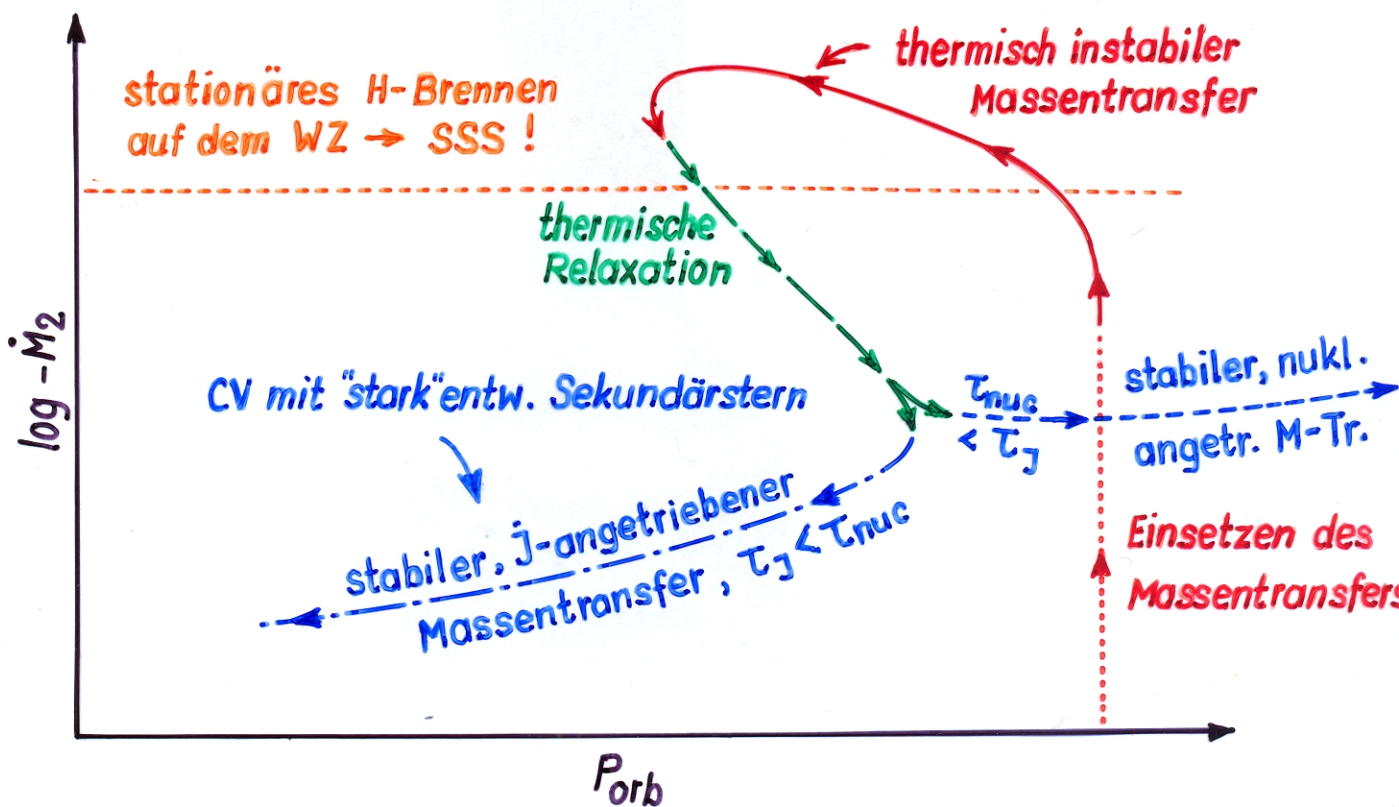
- Fall A (vgl. dazu Vorlesung Sternaufbau II, Abschnitt 32.1)

$M_2 > M_{wz}/q_{crit}$, in der Phase des zentralen H-Brennens, d.h. HR-Stern

→ nach dem thermischen Massentransfer:

- Sekundärstern immer noch auf der "HR"
- stabiler Massentransfer, nuklear angetrieben, wenn $\tau_{nuc,2} < \tau_j$, \dot{J} angetrieben, wenn $\tau_j < \tau_{nuc,2}$
- $P \uparrow$ bei nuklear angetriebenem Massentransfer
- $P \downarrow$ bei \dot{J} angetriebenem Massentransfer

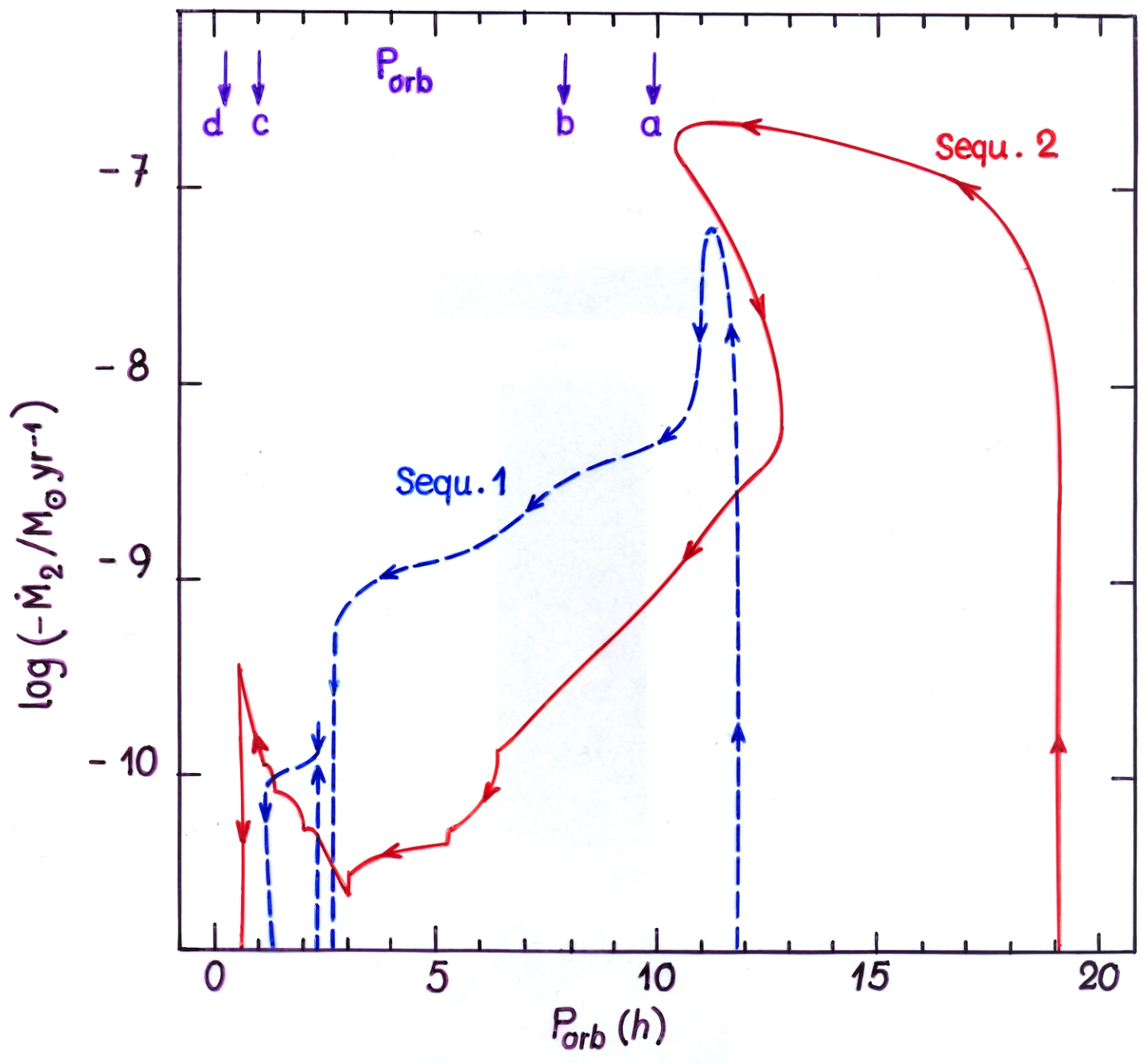
schematische Entwicklung im P-M-Diagramm:



Für Ergebnis numerischer Rechnungen → Beispiel von Schenker & King (2002)

Thermal timescale mass transfer in CVs and LMXBs

Schenker, K., King, A.R. : 2002, ASP Conf. Ser. Vol. 261, p. 242



Initial parameters:

Sequ.	$M_{1,i}/M_{\odot}$	$M_{2,i}/M_{\odot}$	q_i	$X_{c,i}$	$P_{orb,i}$ (h)	case
1	1.4	1.6	1.143	0.56	~12	weak TTMT*
2	0.7	1.6	2.286	~0.05	~19	strong TTMT*

a ≙ AE Aqr ; b ≙ V1309 Ori ; c = V485 Cen ; d ≙ AM CVn

* TTMT = thermal timescale mass transfer

► Ergebnisse numerischer Rechnungen:

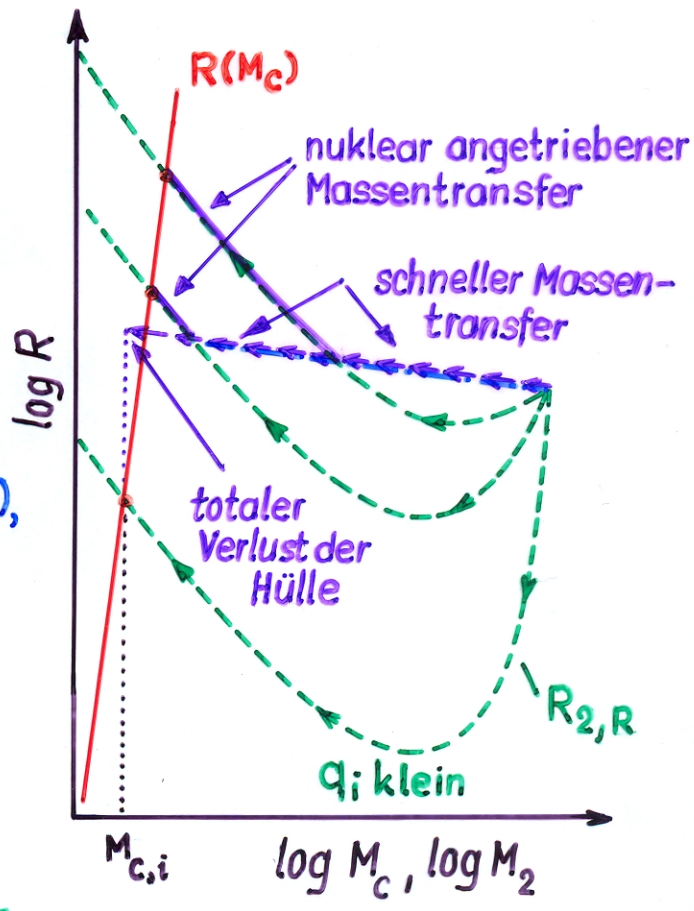
- bei \dot{J} -angetriebenem Massentransfer:
 - nukleare Entwicklung wird "eingefroren", da $\tau_J < \tau_{nuc}$
 - Änderung der chem. Zus. praktisch nur noch durch $d\dot{s}$ Vordringen von Konvektionzone (n) in Gebiete, wo $\bar{X} \neq \bar{X}_{conv}$.
 - je stärker die nukleare Entwicklung, desto geringer \dot{J}/J , desto kleiner $-\dot{M}_2$.
- durch starken Massenverlust \rightarrow pekuliäre chemische Zusammensetzung der Oberfläche.
- während der thermisch instabilen Phase $\dot{M}_{WZ} \lesssim -\dot{M}_2$ gross genug für stationäres H-Brennen auf dem WZ \rightarrow SSS (\rightarrow Unterabschnitt 9).

► Fall B, $M_{2,i} \lesssim 2.5 M_{\odot}$ (\rightarrow Vorlesung Sternaufbau II, Abschnitt 32.3)

$M_2 > M_{WZ} / q_{crit}$, nach dem zentr. H-Brennen, vor dem He-Brennen \rightarrow Stern hat entartetes He-Zentralgebiet, Masse M_c .

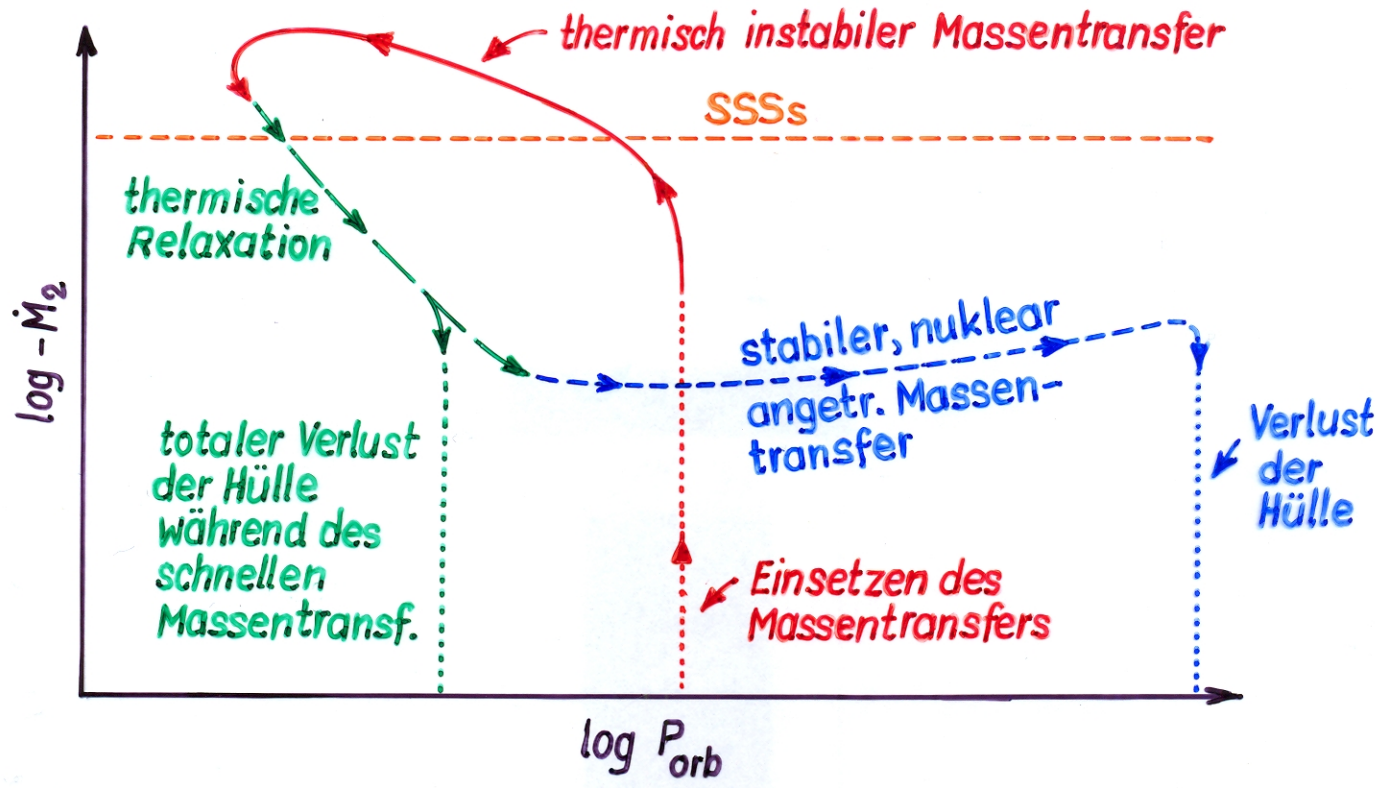
\rightarrow \exists 2 Möglichkeiten (\rightarrow Schema)

1. schneller Massentransfer mit totalem Verlust der Hülle, wenn q_i genügend klein.
2. schneller Massentransfer mit nur teilweisem Verlust der Hülle, anschliessend nuklear angetriebener Massentransfer von einem Riesen (\rightarrow Abschnitt 7), wenn q_i nicht zu klein.



► Wenn der Primärstern ein WZ ist, so ist das Endprodukt dieser Entwicklung ein getrenntes System aus 2 WZ, wovon mindestens einer ein He-WZ.

schematische Entwicklung im P-M-Diagramm: (für einen Stern mit anfänglich rad. Hülle)

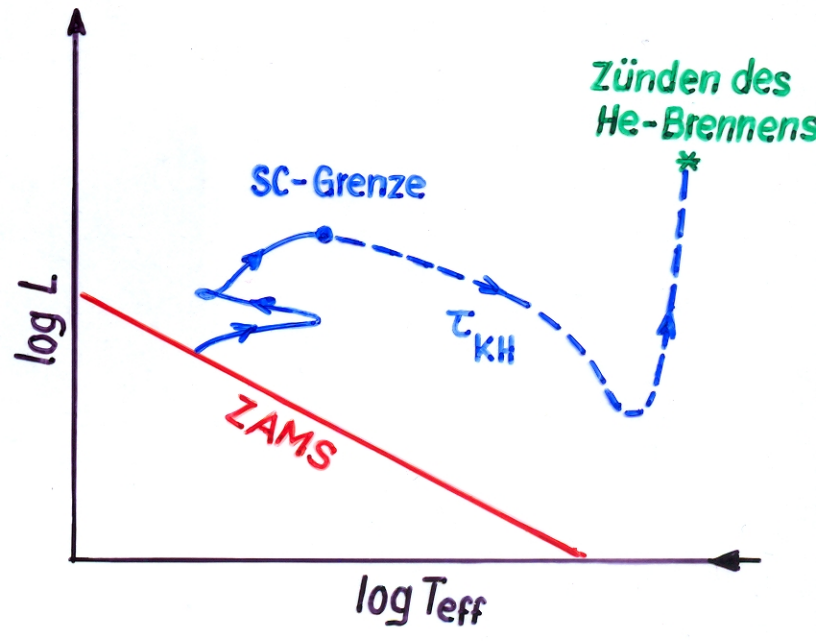


Fall B, $M_{2,i} \gtrsim 2.5 M_{\odot}$ (\rightarrow Vorlesung Sternaufbau II, Abschnitt 32.2)

$M_2 > M_{WZ} / q_{crit}$, nach dem zentr. H-Brennen, vor dem He-Brennen
 \rightarrow He-Zentralgebiet nicht entartet, Kernkontraktion mit $\tau \approx \tau_{KH} \rightarrow$ Zünden des zentr. He-Brennens.

\rightarrow \exists 2 Möglichkeiten

1. schneller Massentransfer mit totalem Verlust der Hülle, wenn q_i hinreichend klein.
2. schneller Massentransfer mit nur teilweisem Verlust der Hülle; Beendigung des Massentransfers durch das Zünden des zentralen Helium-Brennens ($\rightarrow R \downarrow$).



Beispiel: Entwicklungsrechnungen für Cyg X-2 (Kolb et al. 2000);
 Hier: Beendigung des Massentransfers durch Verlust der Hülle.

The Violent Past of Cyg X-2

(Kolb, U., Davies, M.B., King, A.R., Ritter, H.: 2000, MNRAS 317, 438)

Ein Beispiel für thermisch instabilen Massentransfer

Parameter

$$\begin{aligned}
 M_{1,i} &= 1.4 M_{\odot} \\
 M_{2,i} &= 3.5 M_{\odot}, \text{ nach dem zentralen} \\
 &\quad \text{Wasserstoffbrennen} \\
 q_i &= 2.5 \\
 P_i &= 2.54 \text{ d} \\
 \eta &= 0 \\
 \nu &= 1/q
 \end{aligned}$$

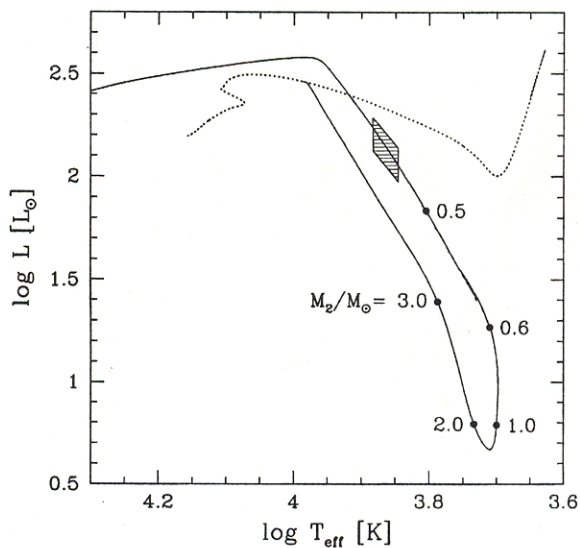


Figure 2. HR diagram showing sequence I (solid) and a track of a $3.5 M_{\odot}$ single star (dotted), calculated without core overshooting. Labels along the track indicate the donor mass. The shaded error box marks the observed location of Cygnus X-2 (lower and upper bound correspond to donor masses 0.4 and $0.7 M_{\odot}$, respectively).

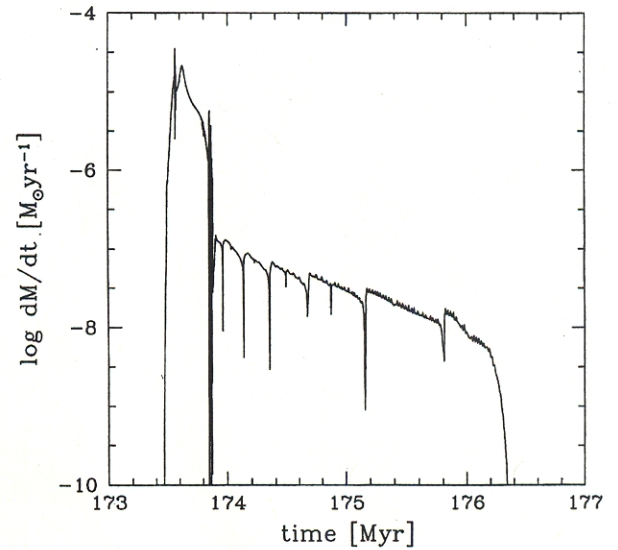


Figure 3. Mass transfer rate \dot{M} versus time (elapsed since the beginning of core hydrogen burning) for sequence I. Wiggles reflect arising from numerical noise the explicit treatment of mass transfer. The instabilities are particularly strong at the end of the rapid phase close to $t = 173.8$ Myr. The semi-regular dips of \dot{M} during the slow phase are a result of sudden changes of the stellar radius, caused by a discontinuous change of the inner boundary of the convective envelope.

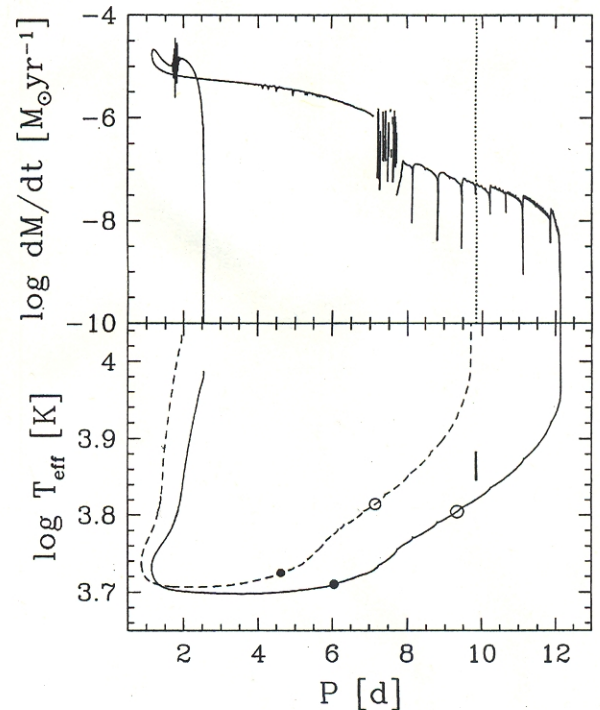


Figure 4. Upper panel: Mass transfer rate \dot{M} versus orbital period P for sequence I. The numerical noise at the end of the rapid phase ($7 < P/d < 8$) is suppressed. The dotted vertical line marks the period of Cygnus X-2. Lower panel: Effective temperature versus P , for sequence I (solid) and II (dashed). The filled and open circles on the tracks mark where the donor mass is 0.6 and $0.5 M_{\odot}$, respectively. The short bar indicates the location of Cygnus X-2.

11 Rückwirkungen von Novaexplosionen auf die Langzeitentwicklung

(→ Schenker, K., Kolb, U., Ritter, H.: 1998, MNRAS 297, 633; Kolb, U., Rappaport, S., Schenker, K., Howell, S.: 2001, ApJ 563, 958)

► Eine Novaexplosion hat Rückwirkungen auf die Bahnparameter des Doppelsterns → Rückwirkungen auf $-\dot{M}_2$ → Modulation von \dot{M}_a !

Die wichtigsten Effekte sind: 1) Massenauswurf → Drehimpulsverlust
2) Drehimpulsverlust durch Reibung in einer common-envelope und ev. Bestrahlung des Sekundärsterns durch den heissen Weissen Zwerg

Betrachten im folgenden Änderungen von a , $R_{2,R}$, P und \dot{M}_2 .

$$\text{Mit } a = \frac{J^2(M_1+M_2)}{GM_1^2 M_2^2}, \quad R_{2,R} = a f_2(q), \quad \text{und } P = 2\pi a^{3/2} (G(M_1+M_2))^{-1/2}$$

folgt:

$$d \ln a = 2 d \ln J - \frac{q+2}{q+1} d \ln M_1 - \frac{1+2q}{1+q} d \ln M_2$$

$$d \ln R_{2,R} = d \ln a + \beta_2(q) [d \ln M_1 - d \ln M_2]$$

$$d \ln P = \frac{3}{2} d \ln a - \frac{1}{2} d \ln (M_1+M_2) = \frac{3}{2} d \ln a - \frac{1}{2} \frac{q}{1+q} d \ln M_1$$

1) Drehimpulsverlust durch Massenauswurf

Betrachten isotropen Massenverlust $\Delta M_1 = \Delta M_{ej}$ vom Weissen Zwerg mit spezifischem Drehimpulsverlust $j_1 = \omega_B a_1^2$, d.h. $\nu = d \ln J / d \ln \delta \alpha = \frac{1}{q}$
Mit $\Delta M_2 \approx 0$ ($\Delta M_2 \ll -\Delta M_1$) folgt:

$$(\Delta \ln J)_{ej} = \nu_{ej} \Delta \ln \delta \alpha = \frac{1}{1+q} \Delta \ln M_1 = \frac{1}{1+q} \frac{\Delta M_{ej}}{M_1}$$

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{ej} = -\frac{q}{1+q} \frac{\Delta M_{ej}}{M_1}; \quad \left(\frac{\Delta R_{2,R}}{R_{2,R}}\right)_{ej} = \left(\beta_2(q) - \frac{1}{1+q}\right) \frac{\Delta M_{ej}}{M_1}$$

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_{ej} = -\frac{2q}{1+q} \frac{\Delta M_{ej}}{M_1}$$

$$\Delta \ln (-\dot{M}_2) = -\frac{R_2}{H_P} \left[\beta_2(q) - \frac{1}{1+q} \right] \frac{\Delta M_{ej}}{M_1} \approx \frac{4}{3} \frac{R_2}{H_P} \frac{\Delta M_{ej}}{M_1+M_2}$$

Typische Werte : $q > 1$, $-\frac{\Delta M_{ej}}{M_1} \approx 10^{-4} \dots 10^{-6}$, $\frac{R_2}{H_p} \approx 10^4$ (Hauptreihe)

→ Effekt durch Massenauswurf allein : $a \uparrow$, $R_{2,R} \uparrow$, $P \uparrow$ um $\sim 10^{-4} \dots 10^{-6}$
 $-\dot{M}_2 \downarrow$ um $\Delta \ln \dot{M}_2 \approx -1 \dots -0.01$

2) Drehimpulsverlust durch Reibung des Sekundärsterns in der Novahülle

(Common envelope Entwicklung ; → z.B. Livio, M, Shankar, A., Burkert, A., Truran, J.W.: 1990, ApJ 356, 250; Livio, M., Govarie, A., Ritter, H.: 1991, A&A 246, 84)

► Solange, bis die Novahülle abgeworfen ist, kreist der Sekundärstern in der expandierenden, nicht korotierenden Hülle !

→ Drehimpulstransfer Sekundärstern → Hülle durch Reibung

Bestimmung des Drehimpulsverlusts : i.a. ein 3-dim., turbulentes hydrodynamisches Problem. → Bisher keine detaillierte Rechnungen

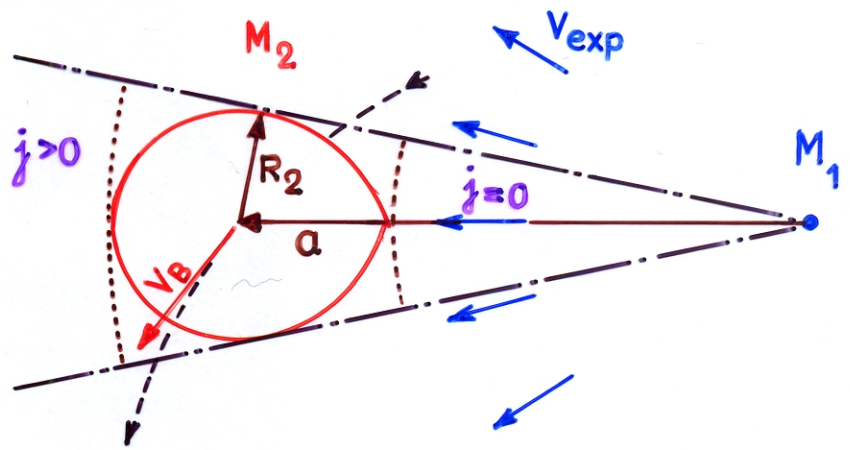
Hier: Nur Abschätzung der Grössenordnung des Effekts
 (→ Livio, Govarie & Ritter 1991)

$v_{exp}(r)$ = Expansionsgeschwindigkeit der Hülle

$\frac{\partial v_{exp}}{\partial r} > 0$

$v_B = \omega a =$ Bahngeschw. rel. zum WZ

Def.: $K = \frac{v_{exp}(a)}{v_B}$



Numerische Modelle von Novahüllen (ohne Reibungseffekt) zeigen :

$K \ll 1$ bzw. $\langle K \rangle \ll 1$ für langsame Novae

$K \approx 1$ bzw. $\langle K \rangle \approx 1$ für schnelle Novae

Parametrisierung : spez. Drehimpuls , der übertragen wird

$$j = \frac{\Omega_{rot}}{\omega} \cdot \omega a^2 = g(K) \omega a^2$$

betroffener Teil der Hüllenmasse $f = \frac{\Omega}{4\pi}$,
 Ω = effektiver Raumwinkel der Wechsel-
 wirkungszone

Abschätzungen zeigen: $g(K) \approx \begin{cases} 1 & \text{für } K \ll 1, \text{ d.h. für langsame Novae} \\ \lesssim 0.1 & \text{für } K \approx 1, \text{ d.h. für schnelle Novae} \end{cases}$

Annahme: $f = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{R_2}{a} = f_2(q) =$ Raumwinkel des Sekundärsternatorus vom WZ aus gesehen.

$$\rightarrow j_{ej} = g(K) \omega a^2$$

$$\dot{J}_{FAML} \approx \dot{M}_{ej} f_2(q) g(K) \omega a^2 < 0 \quad (\text{FAML} = \text{frictional angular momentum loss})$$

$$\underline{\Delta J_{FAML} \approx \Delta M_{ej} f_2(q) g(K) \omega a^2 < 0}$$

$$\underline{(\Delta \ln J)_{FAML} \approx f_2(q) g(K) (1+q) \frac{\Delta M_{ej}}{M_1}}$$

FAML + Massenauswurf zusammen ergeben:

$$\left(\frac{d \ln a}{d \ln M_1} \right)_{FAML+ej} \approx 2g(K) f_2(q) (1+q) - \frac{q}{1+q}$$

$$\left(\frac{d \ln R_{2,R}}{d \ln M_1} \right)_{FAML+ej} \approx 2g(K) f_2(q) (1+q) - \frac{q}{1+q} + \beta_2(q)$$

$$\left(\frac{d \ln P}{d \ln M_1} \right)_{FAML+ej} \approx 3g(K) f_2(q) (1+q) - \frac{2q}{1+q}$$

► N.B. : Je nach dem , wie gross $g(K)$, d.h. K , ist , können diese Ableitungen > 0 oder < 0 sein !

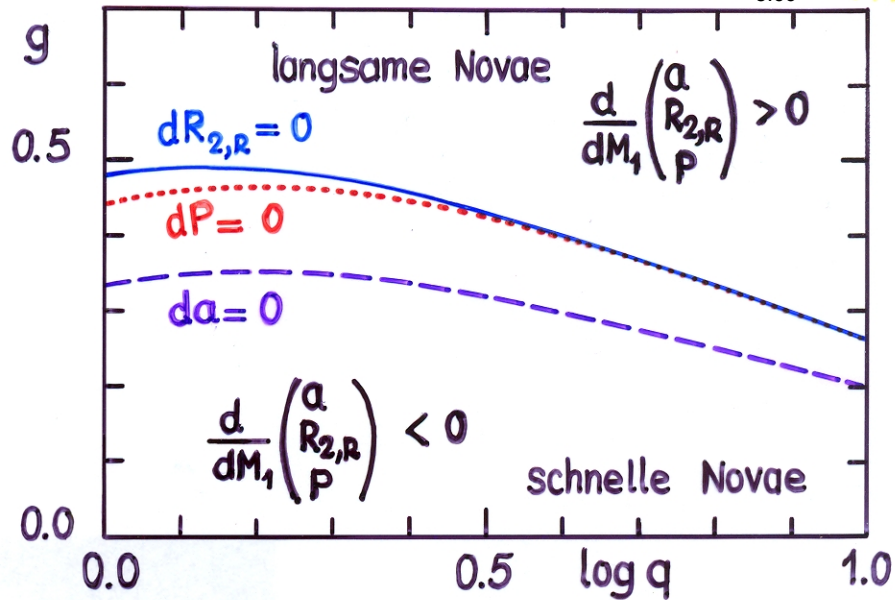
Fragen nun nach Bedingung , für die $da=0$, $dP=0$ und $dR_{2,R}=0$:

Mit $f = f_2(q)$ ist:

$$g(da=0) = \frac{q}{2f_2(q)(1+q)^2}$$

$$g(dP=0) = \frac{2q}{3f_2(q)(1+q)^2} = \frac{4}{3} g(da=0)$$

$$g(dR_{2,R}=0) = \frac{q - (1+q)\beta_2(q)}{2f_2(q)(1+q)^2} \approx g(dP=0)$$



► **Fazit:** Für schnelle Novae ($K \approx 1$, $g(K) \lesssim 0.1$) wird mit $\Delta M_{ej} < 0$ $\Delta P > 0$, $\Delta a > 0$ und $\Delta R_{2,R} > 0$. FAML nicht so wichtig.

Für langsame Novae ($K \ll 1$, $g(K) \approx 1$ und ev. $f_2 < f \lesssim 1$) wird mit $\Delta M_{ej} < 0$ $\Delta P < 0$, $\Delta a < 0$ und $\Delta R_{2,R} < 0$. FAML wichtig.

► Abhängigkeit von der Umlaufszeit:

Da $\frac{\partial v_{exp}}{\partial r} > 0$ und $\frac{\partial(\omega a)}{\partial a} < 0$, ist für eine gegebene Nova $\frac{\partial K}{\partial P} > 0$

→ je kürzer P, desto wichtiger ist FAML!

► Beobachtungen: Änderung von P durch Novaausbruch?

∃ derzeit nur ein Beispiel: BT Mon: $\frac{\Delta P}{P} = + 3.9 \cdot 10^{-5}$

(→ Patterson, J., Schaefer, B.E.: 1989, Astrophys. J. 268, 710)

► Wenn $M_{WZ} \lesssim 1 M_{\odot}$ und/oder $\dot{M}_a \gtrsim 10^{-9} M_{\odot}$ → langsame → sehr langsame Nova → grosses $\Delta M_{H,ign}$, geringes v_{exp}

→ FAML wird dominierender Drehimpulsverlustmechanismus

→ säkulare Entwicklung wird stark beeinflusst!

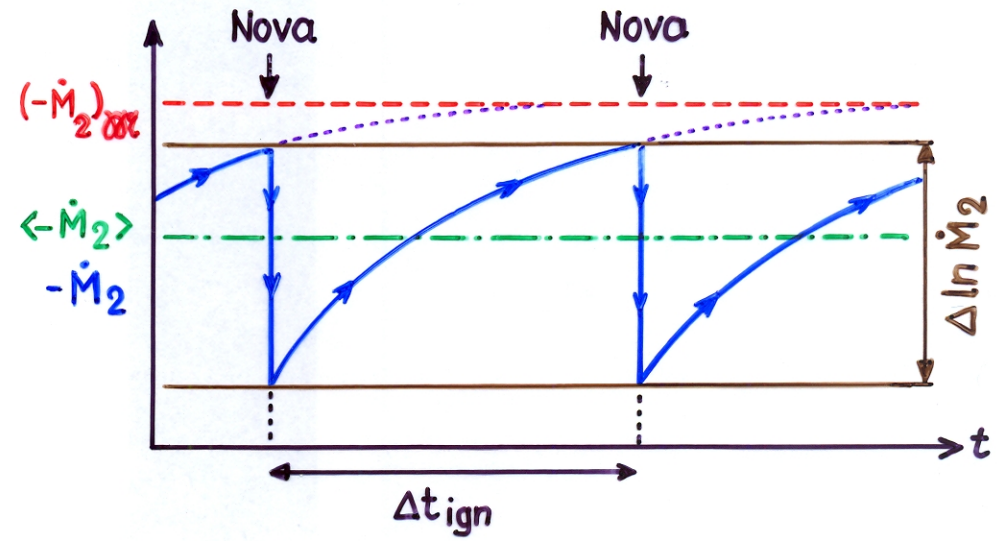
(→ Mac Donald, J.: 1986, Astrophys. J. 305, 251)

3) Einfluss auf die Langzeitentwicklung

- ▶ Zwischen zwei Ausbrüchen : $M_1 + M_2 = \text{const.}$
 → $-\dot{M}_2$ strebt gegen den stationären, konservativen Wert

$$(-\dot{M}_2)_{\text{stat}} = \frac{M_2}{\zeta_s - (\zeta_R)_{\text{stat}}} \left[\left(\frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{\text{th}} + \left(\frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} - 2 \left(\frac{\partial \ln J}{\partial t} \right)_{\text{stat}} \right]$$

- ▶ Die Entwicklung von $-\dot{M}_2 \rightarrow (-\dot{M}_2)_{\text{stat}}$ wird nach der Zeit Δt_{ign} durch die nächste Nova unterbrochen. → Je nach Bedeutung von FAML wird $-\dot{M}_2 \uparrow$ (FAML gross) oder $-\dot{M}_2 \downarrow$ (FAML gering). Nach der Nova-Explosion wieder konservativer Massentransfer über die Zeit Δt_{ign} .
 → Schema.



- ▶ → $-\dot{M}_2$ pendelt um Mittelwert

$$\langle -\dot{M}_2 \rangle = \frac{M_2}{\zeta_s - (\zeta_R)_{\langle v \rangle}} \left[\left(\frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{\text{th}} + \left(\frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} - 2 \left(\frac{\partial \ln J}{\partial t} \right)_{\text{stat}} \right],$$

wobei

$$\langle v \rangle = \frac{M_2}{M_1} + \frac{(1+q)^2}{q} f_2(q) \cdot g(k),$$

mit der Amplitude

$$\Delta \ln \dot{M}_2 = \frac{R_2}{H_p} \left[\frac{1}{1+q} - \beta_2(q) \right] \frac{\Delta M_{\text{ej}}}{M_1},$$

wobei i.a.

$$\Delta M_{\text{ej}} \neq \Delta M_{\text{ign}} = \int_{\Delta t_{\text{ign}}} (-\dot{M}_2) dt.$$

► N.B. Stabilitätskriterium ist $\underline{\zeta_S - (\zeta_R)_{\langle v \rangle} > 0}$

(Es darf aber $\zeta_S - (\zeta_R)_{\text{rot}} < 0$ sein!)

► Wenn $\zeta_S - (\zeta_R)_{\text{rot}} < 0 \rightarrow$ besonders grosse Amplitude $\Delta \log \dot{M}_2$

► \exists merkliche - grosse Verbreiterung der $\dot{M}_2(P)$ -Beziehung durch Novae, wenn

$$a) \Delta M_{\text{ign}} \approx \frac{H_p}{R_2} M_1 \approx 10^{-4} M_\odot,$$

und

$$b) \zeta_S - (\zeta_R)_{\langle v \rangle} > 0, \text{ aber } \zeta_S - (\zeta_R)_{\text{rot}} \lesssim 0.$$

(\rightarrow Kolb et al. (2001)).

► Wegen der säkularen Änderung von $\langle -\dot{M}_2 \rangle$ ändern sich auch $\Delta M_{\text{ign}} = f(M_1, \langle \dot{M} \rangle)$ und ΔM_{ej} über Zeiträume $\Delta t \gg \Delta t_{\text{ign}}$.

Properties of discontinuous and nova-amplified mass transfer in cataclysmic variables

(Schenker, K., Kolb, U., Ritter, H.: 1998, MNRAS 297, 633)

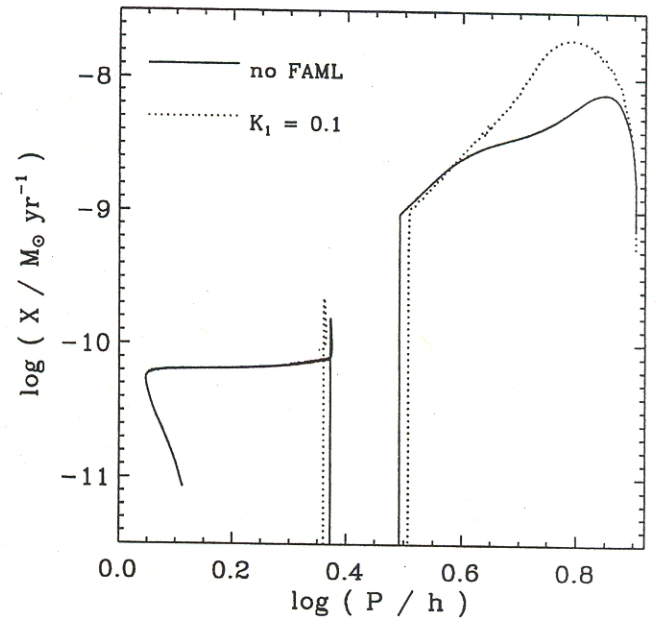


Figure 11. Averaged mass transfer rate X versus orbital period P for a CV with $M_1 = 1.2 M_\odot$ and $M_2 = 1.0 M_\odot$ at turn-on without FAML (full line) and with strong FAML ($K_1 = 0.1$, corresponding to $v_{\text{exp}} \approx 40 \text{ km s}^{-1}$; dotted line). Computed with full stellar models.

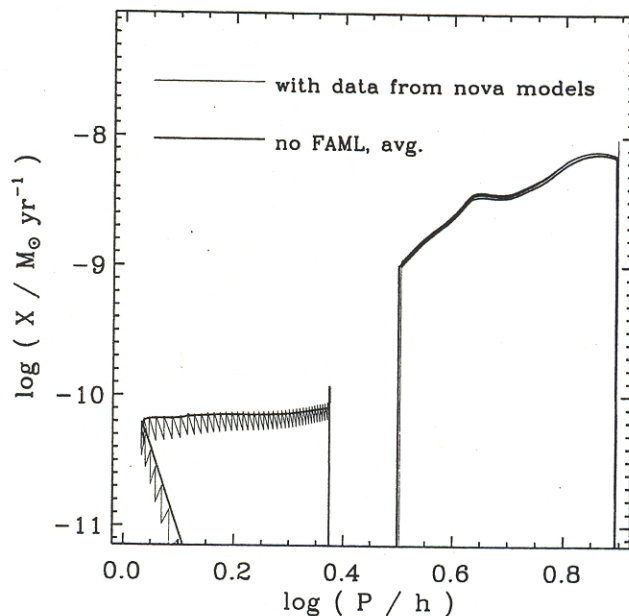


Figure 17. Secular evolution of a CV with fully resolved nova cycles and $M_1 = 1.2 M_\odot$, $M_2 = 1.0 M_\odot$ at turn-on (thin line), computed with the bipolytrope code. Ignition mass, ejection mass and velocities are taken from Pralnik & Kovetz (1995). Similar to Fig. 12 only every 100th outburst is shown, and straight lines connect post- and pre-outburst points. For comparison the continuous wind average evolution without FAML (thick line) is also shown. At the period minimum the WD mass has decreased to $M_1 \approx 1.1 M_\odot$.

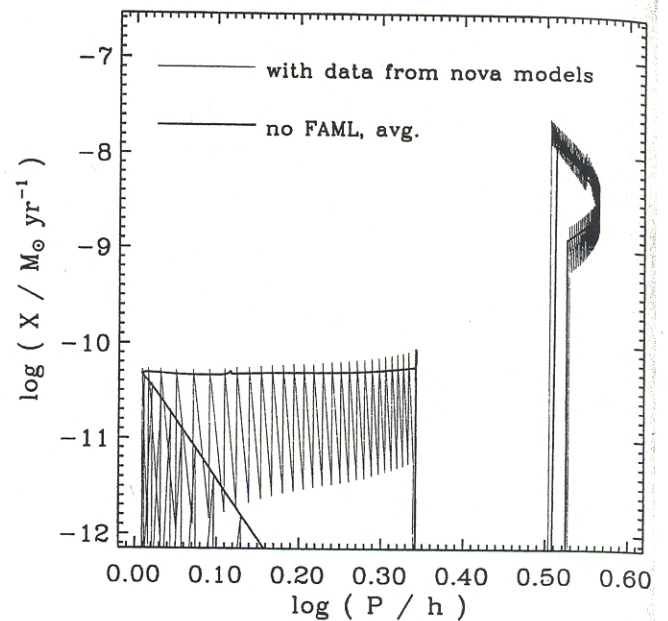


Figure 18. As Fig. 17, but with $M_1 = 0.65 M_\odot$, $M_2 = 0.4 M_\odot$ at turn-on, and every 20th outburst shown. At the period minimum the WD mass has decreased to $M_1 \approx 0.635 M_\odot$.

Properties of discontinuous and nova-amplified mass transfer in
cataclysmic variables

(Schenker, K., Kolb, U., Ritter, U., Ritter, H.: 1998, MNRAS 297, 633)

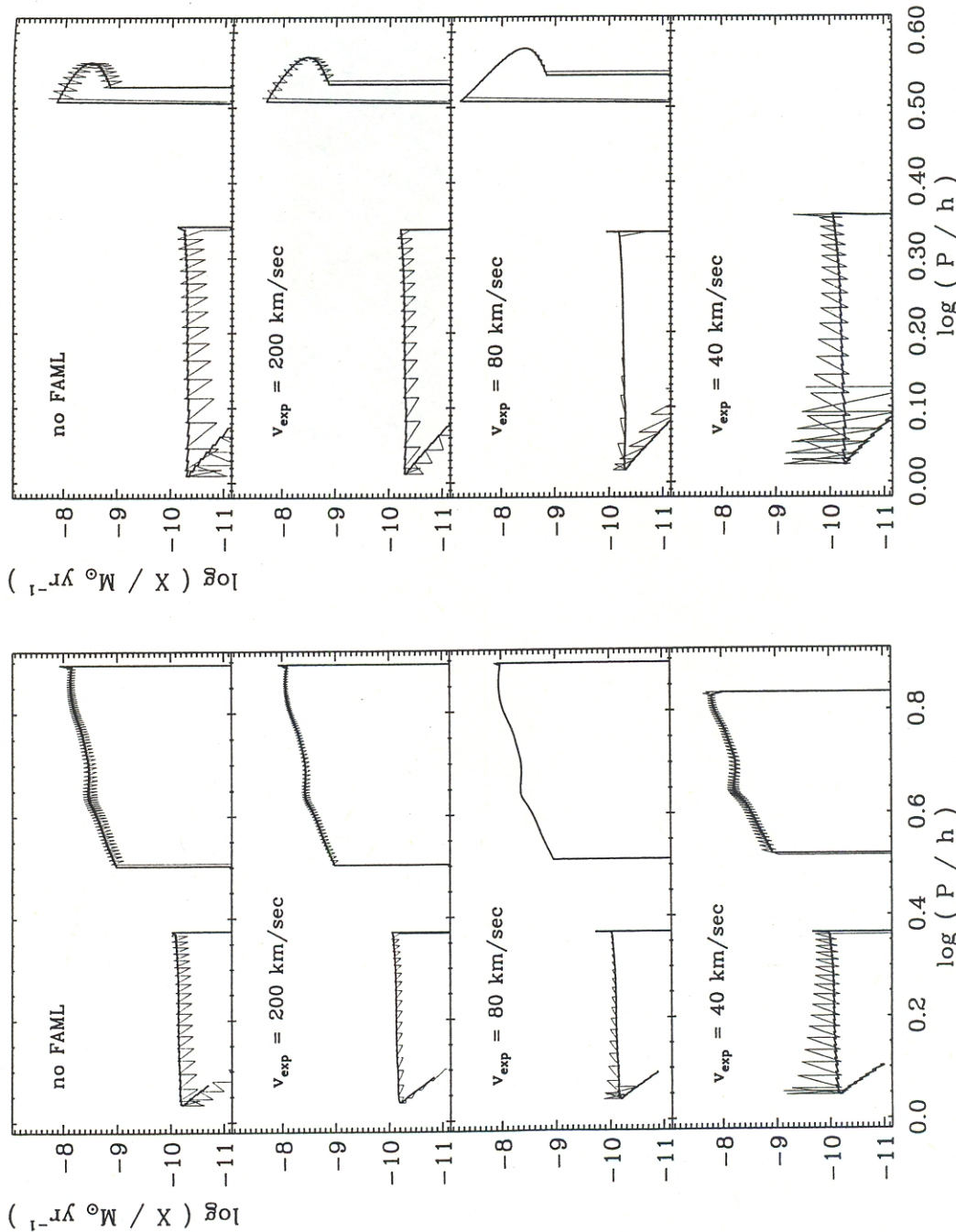


Figure 12. Set of fully resolved secular evolutions of a CV with $M_1 = 1.2 M_\odot$ (left) and $M_1 = 0.65 M_\odot$ (right), computed with the bipolytrope code. From top to bottom the strength of FAML increases as labelled. The evolutionary tracks connect the location immediately before and after an outburst, but not for subsequent outbursts! Rather only every 1000th outburst (thick line, corresponding to $\Delta M_{\text{ig}} = 5 \times 10^{-6} M_\odot$), or every 100th outburst (thin line, corresponding to $\Delta M_{\text{ig}} = 10^{-4} M_\odot$) is shown. The initial secondary mass at turn-on was $M_2 = 1.0 M_\odot$ for the top three sequences on the left, and $0.4 M_\odot$ on the right. For the sequences in the lowest panel the initial secondary masses were 0.85 and $0.25 M_\odot$, respectively.

Nova-induced mass transfer variations
(Kolb, U., Rappaport, S.,
Schenker, K., Howell, S.: 2001,
ApJ 563, 958)

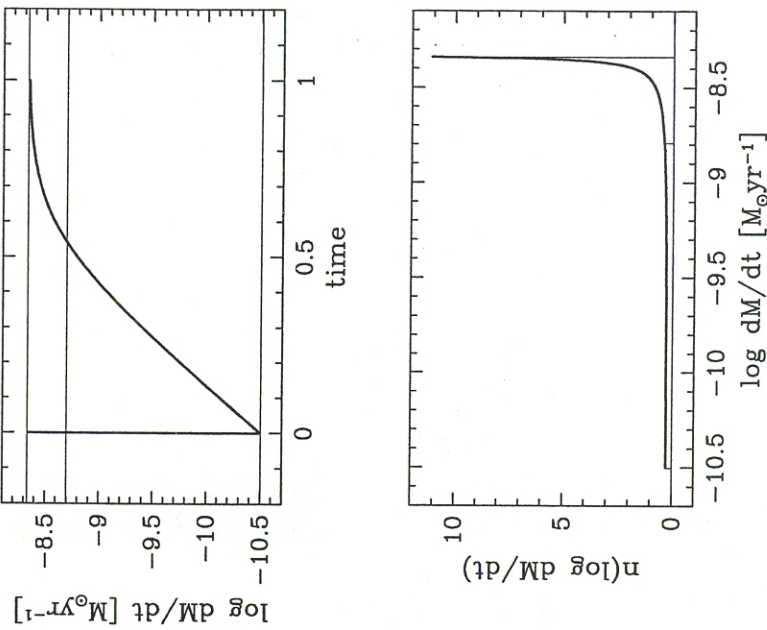


Fig. 1.—Upper panel: Typical evolution of the mass transfer rate \dot{M} between nova outbursts (here for $M_2 = 0.3 M_\odot, M_1 = 0.6 M_\odot, \Delta M_{\text{ig}} = 3 \times 10^{-5} M_\odot$). The time is in units of the recurrence time. The upper solid line is the asymptotic value \dot{M}_m , the lower solid line the time average $\bar{\dot{M}}_m = 2 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Lower panel: The corresponding probability density distribution $n(\log \dot{M})$.

Nova-induced Mass Transfer Variations

Kolb, U., Rappaport, S., Schenker, K., Howell, S.: 2001, ApJ 563, 958

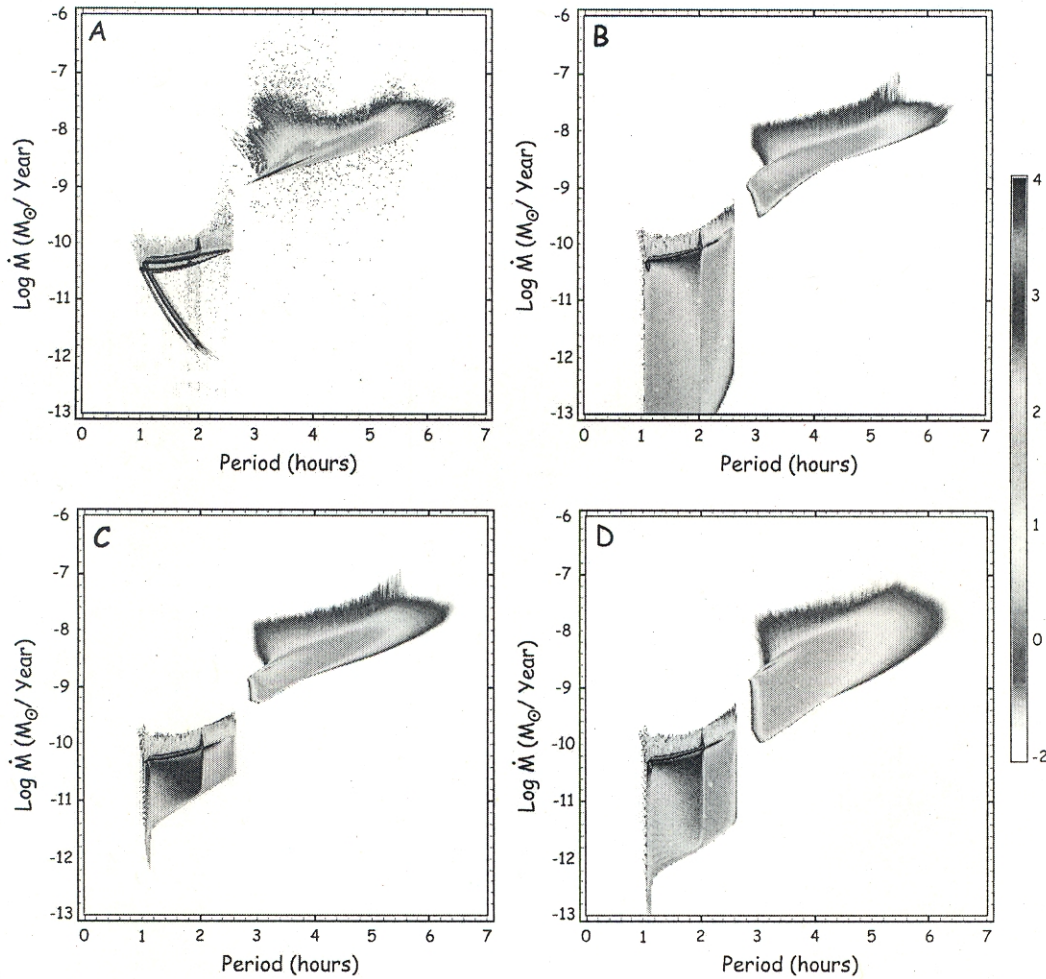
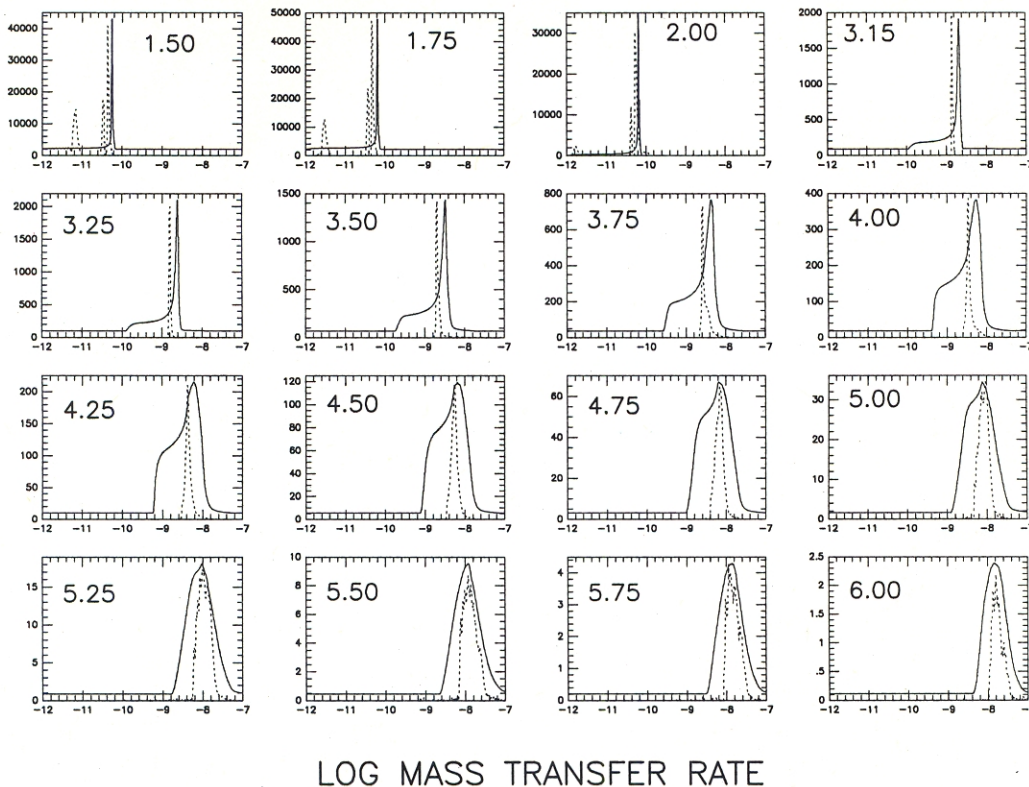


FIG. 6.—Probability density distribution (PDF) of a CV population in the orbital period mass transfer rate plane. The color code refers to $\log(\text{PDF})$. See text for details. (a) Mean evolution, no novae. (b) Effect of novae taken into account, trigger masses given by eq. (25). (c) Effect of novae taken into account, trigger mass $1 \times 10^{-4} M_{\odot} = \text{const}$. (d) Effect of novae taken into account, trigger mass $3 \times 10^{-4} M_{\odot} = \text{const}$.



LOG MASS TRANSFER RATE

FIG. 7.—Slices in orbital period of the PDF's shown in Fig. 6, on a linear scale. Solid curves: trigger mass $3 \times 10^{-4} M_{\odot}$ (Fig. 6d). Dashed curves: no nova case (Fig. 6a). Each panel is labeled with the corresponding orbital period in hours.