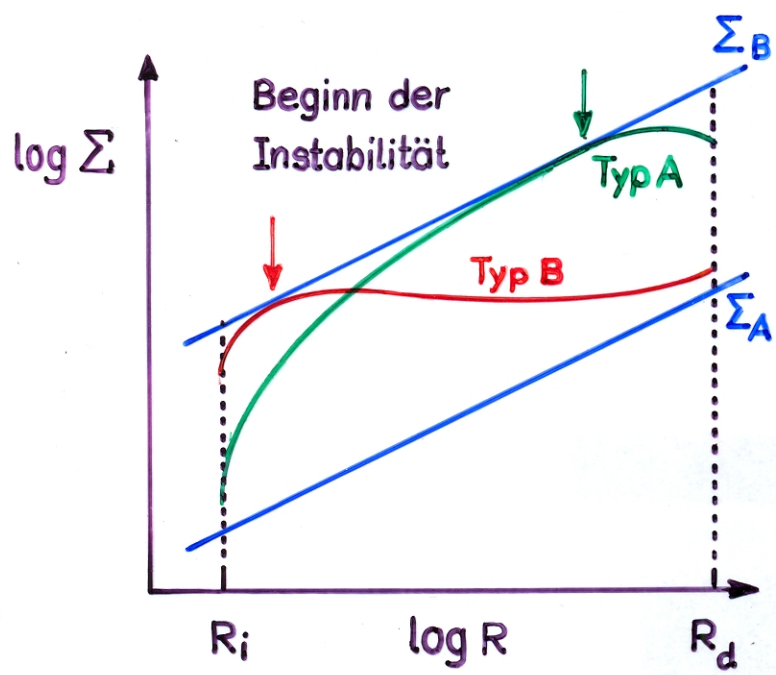
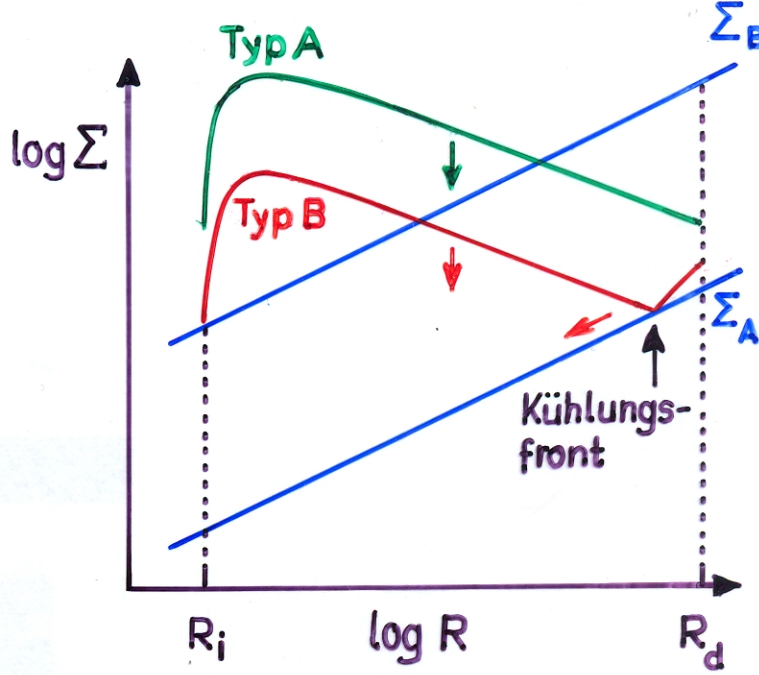


# Schema Ausbruchstypen: "outside-in" (Typ A) und "inside-out" (Typ B)



$\Sigma$ -Profile unmittelbar vor einem Ausbruch



$\Sigma$ -Profile unmittelbar nach dem Durchlaufen der Heizungsfront

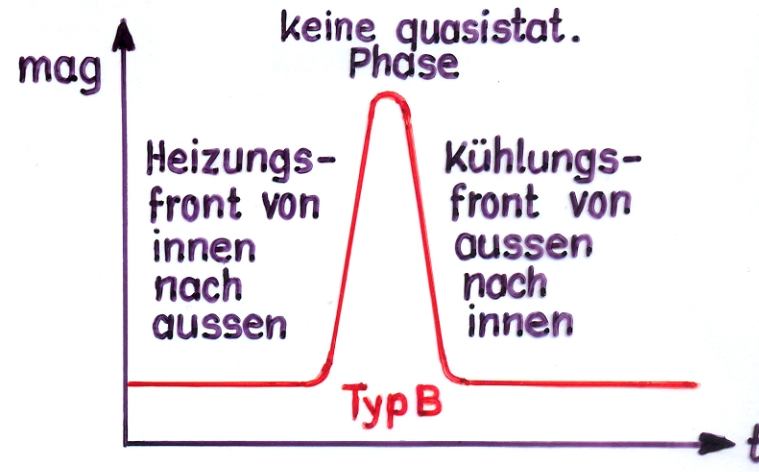
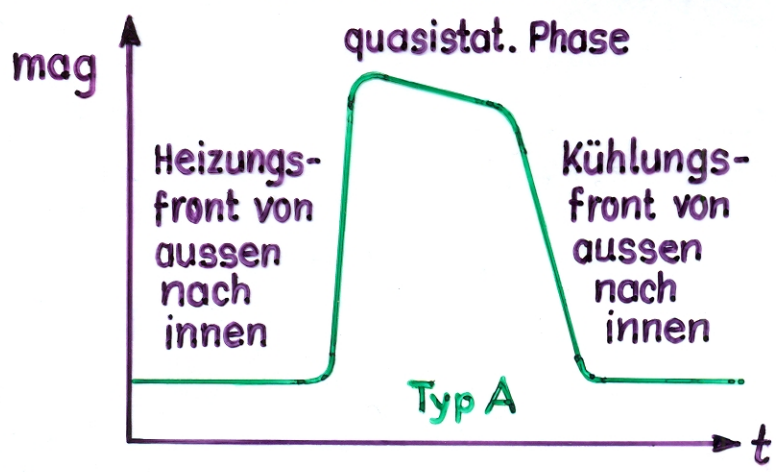
## ► Typ A = "outside-in" Ausbruch:

- es ist relativ viel Masse in der Scheibe  $\rightarrow \exists$  quasistationäre Phase
- Heizungsfront läuft im wesentlichen von aussen nach innen

## ► Typ B = "inside-out" Ausbruch:

- es ist relativ wenig Masse in der Scheibe  $\rightarrow \exists$  keine oder nur kurze quasistationäre Phase
- Heizungsfront läuft von innen nach aussen, d.i. langsamer als von aussen nach innen!

## $\rightarrow \exists$ 2 Typen von Lichtkurven:

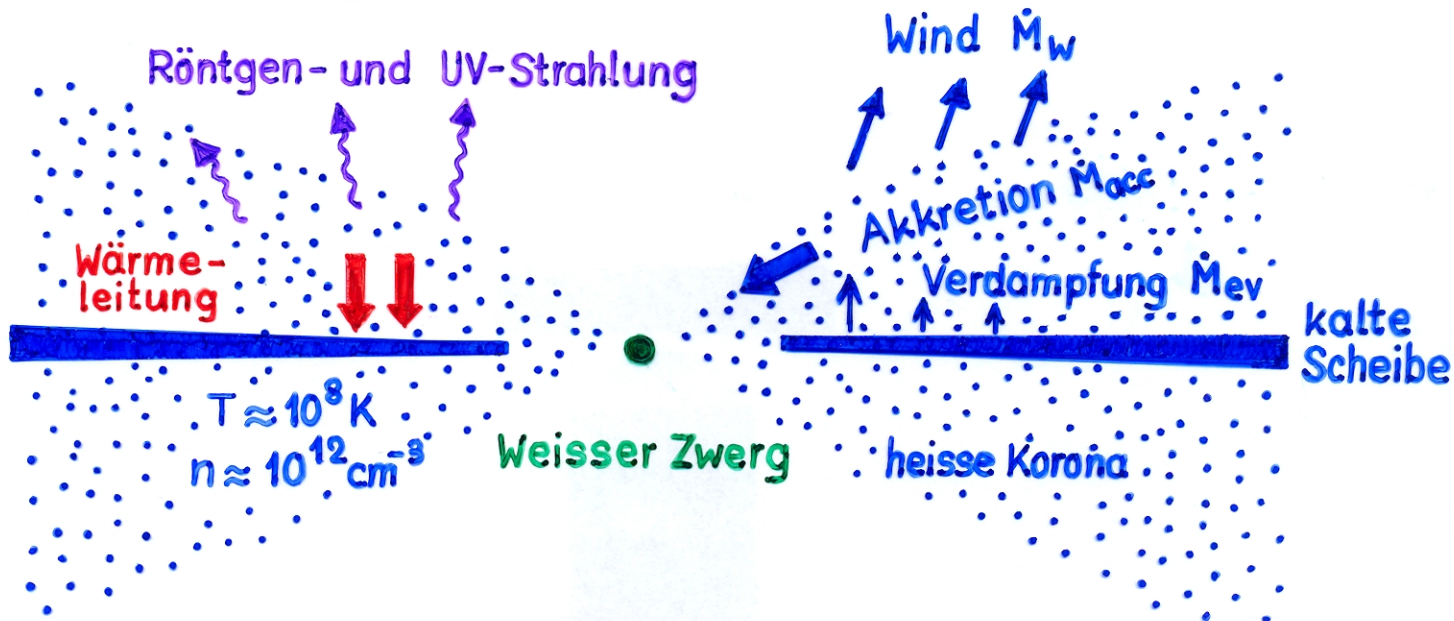


- ▶ Um diese "Mängel" zu beheben, sind eine Reihe von Erweiterungen des Standard-DIMs eingeführt worden, u.a.
  - Verdampfung des Innenbereichs der Scheibe während des Minimums
  - Gezeitenwechselwirkung am äusseren Rand der Scheibe  
→ variabler Scheibenradius
  - Zusätzliche Heizung der Scheibe durch "stream impact" und Gezeitenwechselwirkung
  - Bestrahlung der Scheibe oder des Sekundärsterns
  - Magnetfeld des Weissen Zwerags
  - zeitlich variable Massentransferrate
  
- ▶ Behandeln hier nur die Grundzüge dieser Effekte und deren Auswirkungen.



## d2) Verdampfung des Innenbereichs der Scheibe während des Minimums

(Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1994, A&A 288, 175; Liu, B. F., Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1997, A&A 328, 247)



- ▶ Idee: (→ Skizze) über der kalten Scheibe  $\exists$  stark verdünntes Gas mit Energiezufuhr durch viskose Reibung. Stark verdünntes Gas ist ein ineffizienter Strahler  $\rightarrow$  um dissipierte Energie abstrahlen zu können  $T \uparrow$  bis  $T \approx 10^8$  K.
  - $\rightarrow$  2 Effekte: a)  $\exists$  Temperaturinversion  $\rightarrow$  Wärmeleitung nach unten in die Scheibe  $\rightarrow$  dort dadurch "Verdampfung" von Scheibengas in die Korona. b) Ein Teil des heißen Gases wird (wegen viskoser Reibung) akkretiert, ein Teil entweicht als Wind (wegen hohem  $T \approx T_{\text{vir}}$ ) aus dem System.  $\exists$  stabile stationäre Lösung, bei der  $\dot{M}_{\text{ev}} = \dot{M}_{\text{acc}} + \dot{M}_{\text{w}}$ .
- ▶ Wirkung: Sobald das Minimum erreicht ist, beginnen die Innenteile der Scheibe zu verdampfen.  $\rightarrow$  **Die Scheibe bekommt ein Loch!**
- ▶ Konsequenz: der nächste Ausbruch kann nicht soweit innen zünden wie ohne Verdampfung  $\rightarrow$  Scheibe kann mehr Masse speichern bis  $\Sigma_{\text{B}}$  erreicht wird.  $\rightarrow$  längere Ruhezeiten.

Wegen zentralem Loch: UV- und Röntgenstrahlung erscheinen nicht gleich zu Beginn eines Ausbruchs, sondern erst wenn das Loch (mit  $\tau_{\text{visc}}$ ) aufgefüllt ist.  $\rightarrow$  UV delay



Evaporation of the accretion disk in dwarf novae during quiescence  
 (Liu, B.F., Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1997, *Astron. Astrophys.* 328, 247)

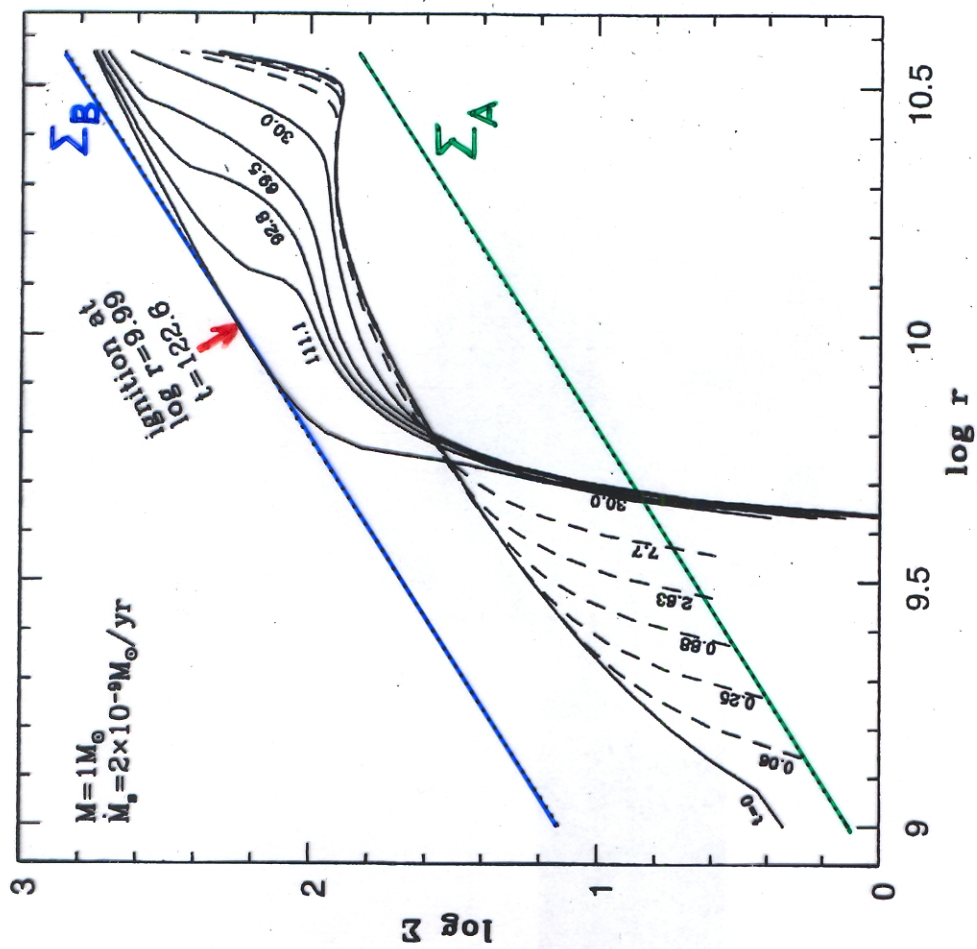
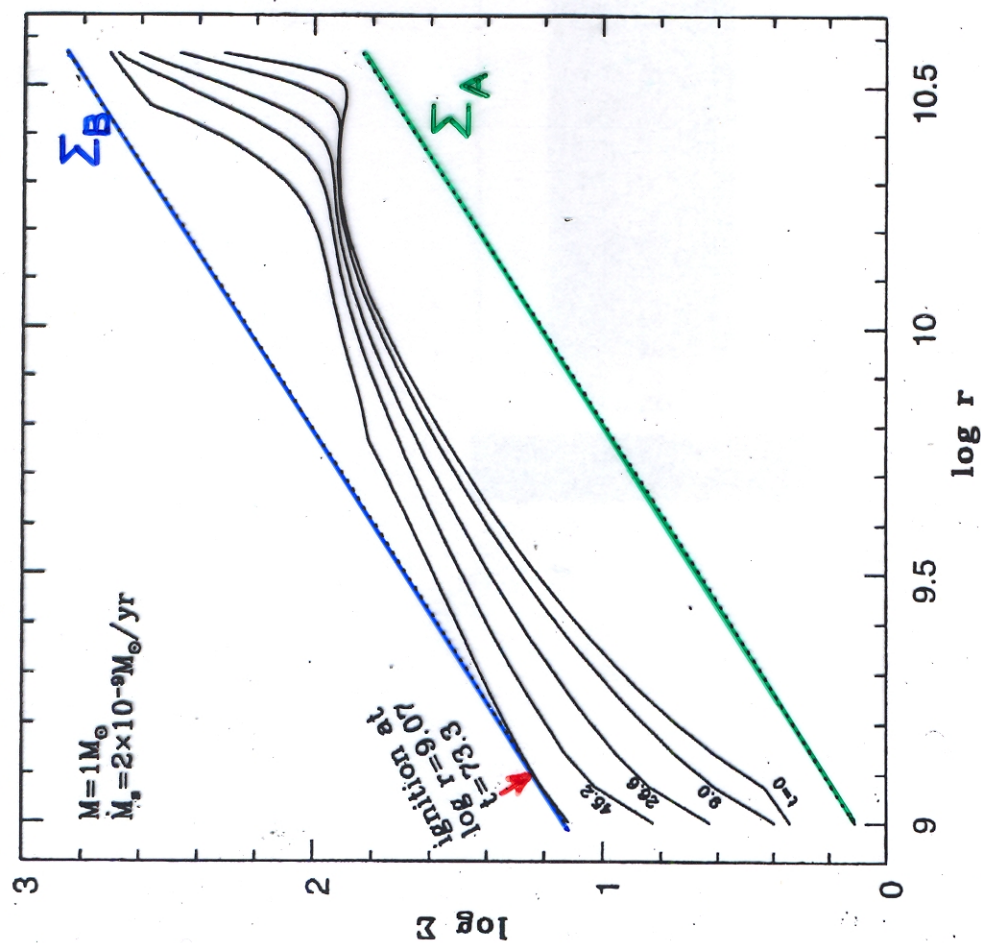


Fig. 1. Evolution of the disk during quiescence without evaporation.  $\Sigma$  surface density,  $r$  distance from central object. The two straight lines are critical surface densities. The diffusion time after outburst is indicated in days

Fig. 2. Evolution of the disk during quiescence with evaporation. Parameters are same as in Fig. 1. Dashed lines show the preceding evaporation of the inner disk during early quiescence. For later quiescence the inner boundary stays at about the same distance from the white dwarf. The full lines show the evaporation after a large hole has been created until the next outburst is triggered

5/01



Auch im Minimum  $\exists$  Akkretion aus der Korona auf den Weissen Zwerg.  $\rightarrow \exists$  UV- und Röntgenstrahlung auch während des Minimums, die viel stärker ist, als nach der Voraussage des Standard DIMs.

d3) Gezeitenwechselwirkung am äusseren Rand der Scheibe

(z.B. Hameury, J.-M., et al.: 1998, MNRAS 298, 1048)

► verbesserte Drehimpulsgleichung:

$$j \frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \underbrace{-\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma j v_R)}_{\text{Advektion}} + \underbrace{\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( -\frac{3}{2} R^2 \Sigma \nu \Omega_K \right)}_{\text{viskoser Transport}} + \underbrace{\frac{j_K}{2\pi R} \frac{\partial \dot{M}_{tr}}{\partial R}}_{\text{Zufuhr durch Massentransfer}} - \underbrace{\frac{1}{2\pi R} T_{tid}}_{\text{Verlust durch Gezeiten}}$$

$j = \Omega_K R^2 =$  spezifischer Drehimpuls

$$\dot{M}_{tr} = \int \frac{\partial \dot{M}_{tr}(R)}{\partial R} dR, \quad d\dot{M}_{tr}(R) = \frac{\partial \dot{M}_{tr}}{\partial R} dR = \text{Masseneinstromrate bei } R, \dots, R+dR$$

$$T_{tid} = c \cdot \Omega_B R \nu \Sigma \left( \frac{R}{a} \right)^5 ; \quad c = \text{adjustierbare Konstante, deren Wert so festgelegt wird, dass im stationären Zustand } R_{disk} \approx 0.9 R_{1,R}$$

- Effekt: -  $R_{disk}$  variiert während eines Ausbruchszyklus';  $R_{disk} \downarrow$  im Minimum (da  $j_K < j(R_{disk})$ ),  $R_{disk} \uparrow$  im Ausbruch.
- Typ A und Typ B Ausbrüche alternieren (wogegen in Rechnungen mit festem  $R_{disk}$  nur Typ B (inside-out) Ausbrüche auftreten).

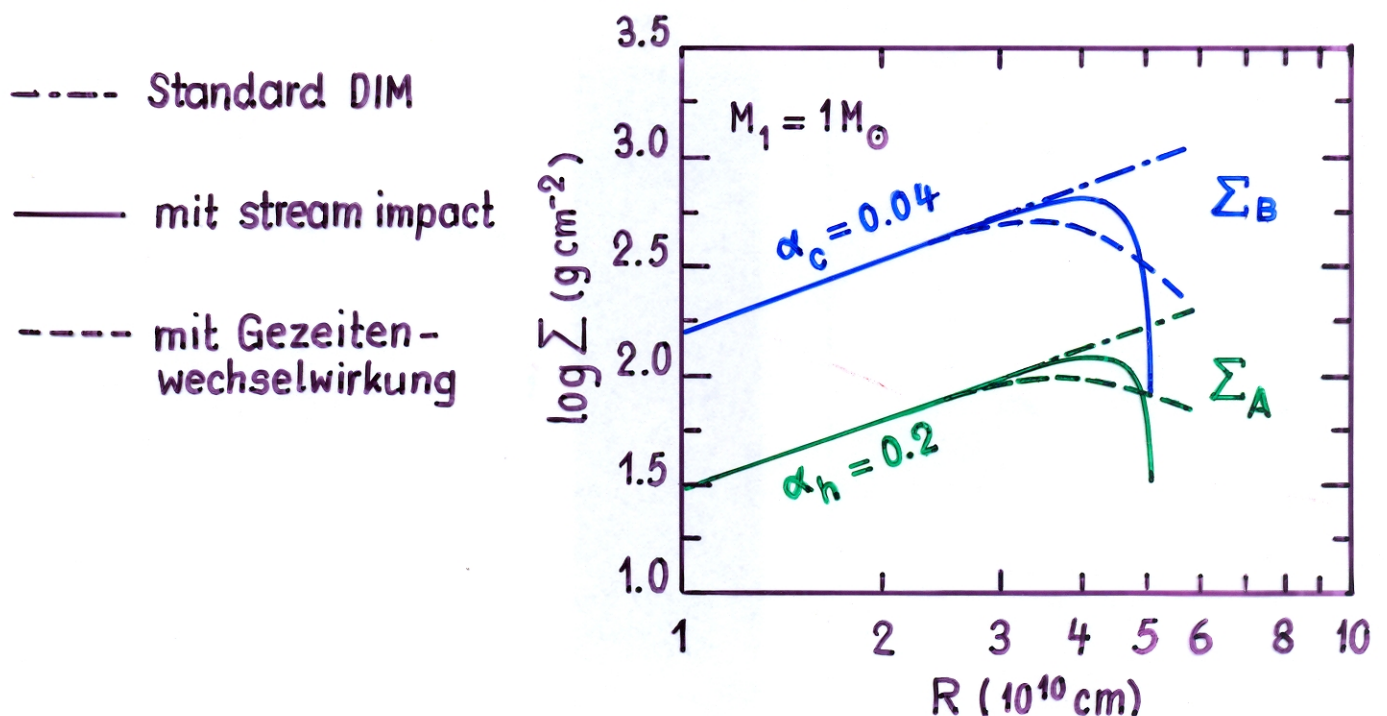
## d4) Heizung durch stream impact und Gezeitenwechselwirkung

(Buat-Ménard, V., et al.: 2001, A&A 366, 612)

- ▶ Ein Teil der kinetischen Energie des Massentransferstroms wird beim Zusammenstoß mit der Scheibe (beim Hot Spot, aber nicht nur dort) dissipiert. → **zusätzliche Energiequelle**

Aber auch die Gezeitenwechselwirkung in der Scheibe setzt Energie frei:

$$Q_{\text{tid}} = (\Omega_K(R) - \Omega_B) \cdot T_{\text{tid}}$$



- ▶ Effekt: Berücksichtigung der beiden Quellterme in der Energiegleichung ergibt geringere Werte für  $\Sigma_A$  und  $\Sigma_B$  am Aussenrand der Scheibe! (→ Figur)
- ▶ Konsequenzen:
  - Typ A (outside-in) Ausbrüche werden für geringere  $\dot{M}_{\text{tr}}$  möglich.
  - ∃ Typ A und Typ B Ausbrüche mit vergleichbaren Maximumshelligkeiten (weil die für einen Typ A Ausbruch erforderliche Scheibenmasse geringer ist als im Standard DIM).



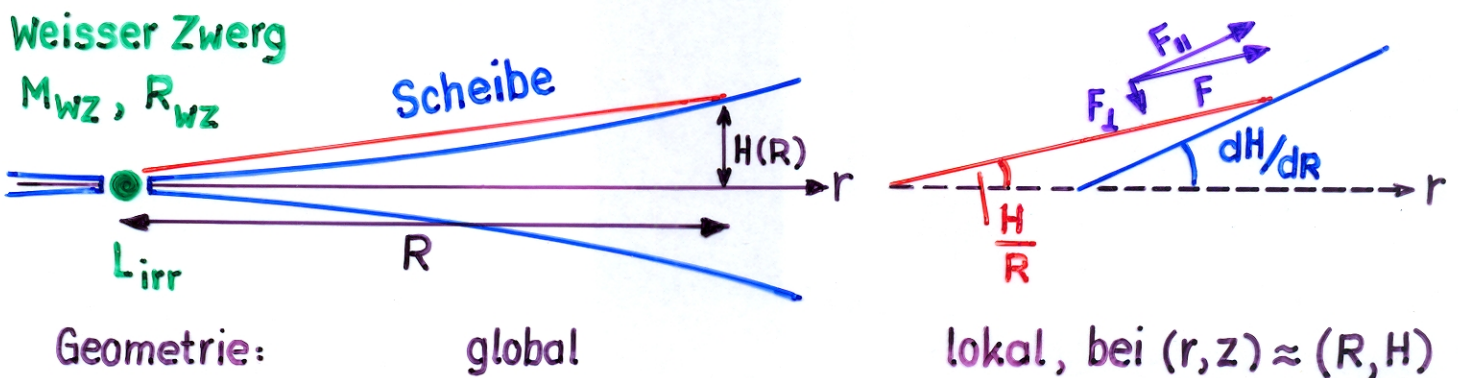
### d5) Bestrahlung

- Was wird wodurch bestrahlt? Wo und warum ist das möglicherweise wichtig? → Tabelle

Fall	Quelle	Empfänger	wichtig bei
1	kompakter Stern	Scheibe	NSLMXBs, CVs ?
2	kompakter Stern	Sekundärstern, ( $L_1$ !)	NSLMXBs, CVs ?
3	innere Scheibe	äussere Scheibe	BHLMXBs
4	innere Scheibe	Sekundärstern, ( $L_1$ !)	BHLMXBs

- hier: nur für CVs (LMXBs an anderer Stelle), also Fälle 1 und 2

#### Fall 1: Bestrahlung der Scheibe durch den Weissen Zwerg



Strahlungsstrom im Abstand R:  $F(R) = \frac{L_{irr}}{4\pi R^2}$  (isotrop)

Komponente von F senkrecht senkrecht zur Scheibenoberfläche:  $F_{\perp}(R) = F(R) \left[ \frac{dH}{dR} - \frac{H}{R} \right]$ ,

davon von der Scheibe absorbiert:  $F_{irr}(R) = (1-\beta) F_{\perp}(R)$ ,

$\beta =$  Albedo (Rückstrahlvermögen),  $L_{irr} =$  Leuchtkraft aus dem Zentrum

►  $\sigma T_{irr}^4 \stackrel{def.}{=} F_{irr} = \frac{(1-\beta)L_{irr}}{4\pi R^2} \left( \frac{H}{R} \right) \left[ \frac{d \ln H}{d \ln R} - 1 \right]$

$T_{irr}$ : durch Bestrahlung allein erzeugte Effektivtemperatur

► Wichtig:  $\exists$  Bestrahlung nur, wenn  $\frac{d \ln H}{d \ln R} > 1$ , d.h. falls die Scheibe konkav ist.

►  $L_{irr} = \begin{cases} L_{WZ} = 4\pi R_{WZ}^2 \sigma T_{WZ}^4 = \text{Eigenleuchtkraft des WZ} \\ \approx L_{BL} \approx \frac{1}{2} \frac{GM_{WZ} \dot{M}}{R_{WZ}} = \text{Leuchtkraft der Grenzschicht} \end{cases}$

► Wichtig:  $T_{irr} \sim R^{-1/2}$

$T_{eff,vis} = \left[ \frac{3GM_{WZ} \dot{M}}{8\pi \sigma R^3} \right]^{1/4} \sim R^{-3/4}$  für stationäre Scheiben

→ Für genügend grosses R dominiert Bestrahlung gegenüber viskoser Dissipation:  $T_{eff}^4 = T_{eff,vis}^4 + T_{irr}^4 \rightarrow T_{irr}^4$

→ Unter welchen Umständen dominiert Bestrahlung bzw. ist sie wichtig? Machen Abschätzungen und verwenden hierzu

$H/R \approx 0.03$  und  $d \ln H / d \ln R = 9/8$  (Shakura & Sunyaev 1973)

1) Wann wird gerade  $T_{irr} = T_{eff,visc}$  ?

Wenn  $L_{irr} = L_{BL}$ , ( $L_{WZ} = 0$ ):  $R = \frac{800 R_{WZ}}{1-\beta} \approx 8 R_{\odot} (1-\beta)^{-1} \left( \frac{R_{WZ}}{0.01 R_{\odot}} \right)$

→  $R > R_{disk} \forall CVs$  mit  $P \lesssim 1d$ , unabhängig von  $\dot{M}$  !

Wenn  $L_{irr} = L_{WZ}$ , ( $L_{BL} = 0$ ):  $R = 1.4 R_{\odot} (1-\beta)^{-1} \left( \frac{T_{WZ}}{10^5 K} \right)^{-4} \left( \frac{R_{WZ}}{0.01 R_{\odot}} \right)$

→ wenn  $T_{WZ} > 10^5 K$ , z.B. kurz nach einem Novausbruch, kann Bestrahlung dominieren.

2) Wann ist Bestrahlung wichtig ?

► Bestrahlung ist wichtig, wenn  $T_{irr} > T_H \approx 6500 K = \text{Ionisationstemperatur von Wasserstoff}$ .

→ Wenn  $L_{irr} = L_{BL}$  ( $L_{WZ} = 0$ ):  $R < 0.06 R_{\odot} (1-\beta)^{1/2} \left( \frac{M_{WZ}}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left( \frac{R_{WZ}}{0.01 R_{\odot}} \right)^{-1/2} \left( \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_{\odot}/a} \right)^{1/2}$



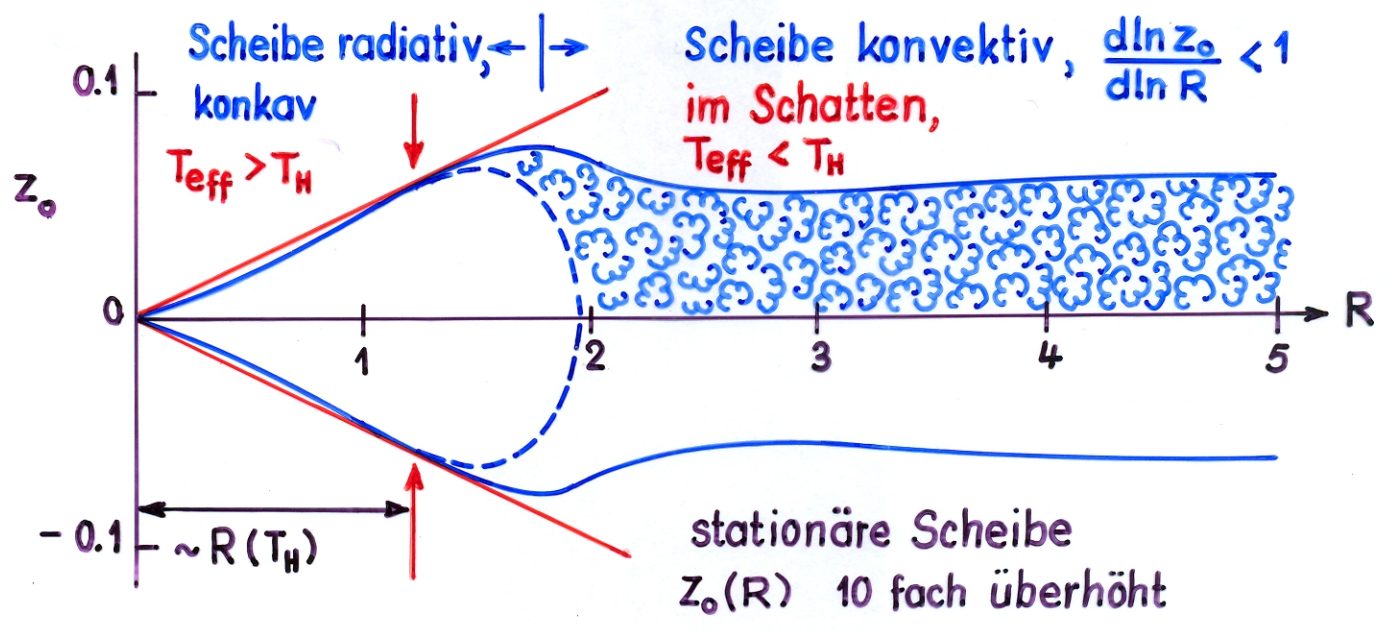
→ Bestrahlung durch Akkretionsleuchtkraft nur für  $R \lesssim$  wenige  $R_{WZ}$  wichtig, es sei denn  $\dot{M} \gg 10^{-9} M_{\odot}/a$ .

Wenn  $L_{irr} = L_{WZ}$ , ( $L_{BL} = 0$ ):  $R < 0.145 R_{\odot} (1-\beta)^{1/2} \left(\frac{R_{WZ}}{0.01 R_{\odot}}\right) \left(\frac{T_{WZ}}{10^5 K}\right)^2$

→ Bestrahlung durch den WZ wichtig, d.h.  $R(T_H) \approx R_{disk}$  in einem normalen CV, sofern  $T_{WZ} \gtrsim 2-3 \cdot 10^5 K$ !

▶ Ein WZ kurz (Monate - Jahre) nach einer Novaexplosion ist heiss genug, damit  $R(T_H) > R_{disk}$ . → Bestrahlung verhindert Scheibeninstabilität und damit Ausbrüche auch wenn  $\dot{M}_{tr} < \dot{M}_{crit}$  (→ Schreiber, M., et al. 2000, A&A 362, 286)

▶ Problem: Direkte Bestrahlung erreicht nur die konkaven Teile der Scheibe, d.h. diejenigen, die radiativ sind, und wo ohnehin  $T_{eff} > T_H$  (→ Skizze).



→ Da, wo die Bestrahlung am wichtigsten und wirkungsvollsten wäre (bei grossem R), komm sie nicht hin; die Oberfläche liegt im Schatten.

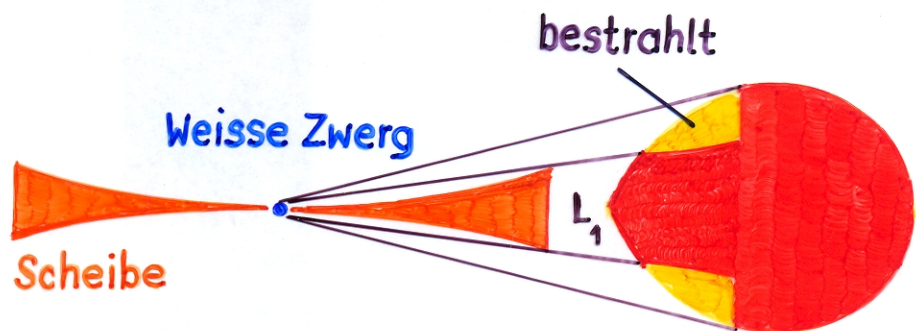
▶ Lösung ? - indirekte Bestrahlung durch Streulicht aus der Korona ?  
- Verwerfung der Scheibe ?  
} beides sehr unwahrscheinlich bei CVs !



► Was bleibt ?

- 1) Wenn bei einem Ausbruch die ganze Scheibe heiss wird, d.h. überall  $d \ln H / d \ln R > 1$ , wird die ganze Scheibe bestrahlt.  $\rightarrow$  Bestrahlung kann das Loslaufen der Kühlungsfront verzögern (oder verhindern,  $\rightarrow$  LMXBs), bzw. verhindern, dass die Kühlungsfront bis zum Scheibenzentrum läuft ( $\rightarrow$  King, A.R.: 1997, MNRAS 288, L16; Stehle, R., King, A.R.: 1999, MNRAS 304, 698).
- 2) Nach einem Novausbruch kann eine Scheibe heiss bleiben, selbst dann, wenn  $\dot{M}_{tr} < \dot{M}_{crit}$ , sofern nur der WZ heiss genug ist ( $T_{WZ} \gtrsim 2-3 \cdot 10^5 \text{ K}$ ). Erst wenn  $T_{irr}(R_{disk}) < T_H$  wird, setzt die Kühlungsfront ein, deren Laufgeschwindigkeit aber durch  $R(T_H)$  bestimmt wird.

Fall 2: Bestrahlung des Sekundärsterns durch den Weissen Zwerg



- Rückwirkungen auf den Massentransfer ?  
Wird immer wieder postuliert.  $\exists$  aber wenig handfeste Evidenz dafür. Einzige Belege: Beobachtungen an U Gem und Z Cha im Ausbruch ( $\rightarrow$  Smak, J.: 1995, AA 45, 355).
- Problem:  $L_1$  liegt immer im Schatten der Scheibe. Indirekte Bestrahlung durch Streulicht aus der Korona ist ineffektiv. Auswirkungen der bestrahlten Teile auf  $L_1$  wenig wahrscheinlich, da in den äusseren Schichten, die bestrahlt werden,  $\tau_{th} \ll$  Schall-Laufzeit
- $\exists$  Modellrechnungen mit ad hoc Vorschrift für die Bestrahlungsrückkopplung  $\dot{M} = \mathcal{F}(L_{accr})$ .  $\rightarrow$  Hameury, J.-M., et al.: 2000, A&A 353, 244)



## d6) Variationen der Massentransferrate

- ▶ Bisher ad hoc,  $\exists$  kein quantitatives Modell
- ▶ Beobachtungen:  $\exists$  zahlreiche Hinweise auf zeitlich variable Massentransferraten:
  - variable Röntgenhelligkeit von AM Her-Sternen
  - high- und low states der VY Scl-Sterne
  - $\exists$  Zwergnovae und novaähnliche Systeme bei gleicher Periode
- ▶  $\dot{M}_{tr}$ -Variationen notwendig zur Erklärung des Z Cam-Phänomens.
- ▶ Modellrechnungen mit variablem  $\dot{M}_{tr}$  ( $\rightarrow$  Schreiber, M.R., et al.: 2000, A&A 358, 221) haben einen zusätzlichen Freiheitsgrad  
 $\rightarrow$  noch grössere Vielfalt an Ausbrüchen.

## e) Das Massentransferburst-Modell (MTBM)

- **Modellvorstellung:** Zwergnovaausbrüche durch einen Massentransferpuls vom Sekundärstern, ausgelöst durch eine dynamische Instabilität in den oberflächennahen Schichten (Bath 1969, 1972, 1976).

Sitz der Instabilität: überadiabatische Konvektionszone & Zonen unvollständiger Ionisation von H & He.

Energiebetrachtung: Um  $\dot{M}_{tr}$  nennenswert zu vergrößern, muss  $R_{2,R} - R_2$  um  $\Delta R \gtrsim H$  verringert werden, z.B. durch Zunahme von  $R_2$  um  $\Delta R$ . Dazu erforderliche Bindungsenergie pro Masse

$$\Delta E_B = \frac{GM_2}{R_2^2} \Delta R = \frac{GM_2}{R_2^2} \frac{\Delta R}{H} H = \frac{GM_2}{R_2} \frac{H}{R_2} \frac{\Delta R}{H}$$

$$\approx 2 \cdot 10^{11} \text{ erg g}^{-1} \left(\frac{M_2}{M_\odot}\right) \left(\frac{R_2}{R_\odot}\right)^{-1} \frac{\Delta R}{H}$$

$\swarrow \sim 1$   
 $\nwarrow \sim 10^{-4}$

Ionisationsenergie = 13.6 eV / H-Atom

$$\rightarrow \Delta E_{ion} \approx 9 \cdot 10^{12} \text{ erg g}^{-1} \quad \text{für } X \approx 0.7$$

$$\rightarrow \underline{\Delta E_{ion} \gg \Delta E_B (\Delta R \approx H)}$$

- Die Instabilität könnte durch die Rekombination von H und He angetrieben werden.
- Numerische Rechnungen: → Literaturliste
- Ergebnisse: je nach Autor und verwendeten Approximationen widersprüchliche Resultate bis jetzt ist nicht klar, ob diese Instabilität bei massearmen HR-Sternen auftritt; (wahrsch. dagegen bei Riesen & Überriesen).



► Obwohl das MTBM nicht im Detail ausgearbeitet ist, erlaubt es doch einige qualitative Voraussagen, die durch Beobachtungen verifizierbar sind:

1. Ausbrüche sind auch in Systemen, die keine Scheibe haben, möglich, z. B. in AM Her Systemen. (Solche Ausbrüche sähen allerdings anders aus, als gewöhnliche Zwergnova-Ausbrüche)

► bisher keine solchen Ausbrüche beobachtet!

2. Zu Beginn eines Ausbruchs: erhöhter Masseneinstrom in die Scheibe. → Der Hot Spot sollte heller werden.

► wird nicht beobachtet!

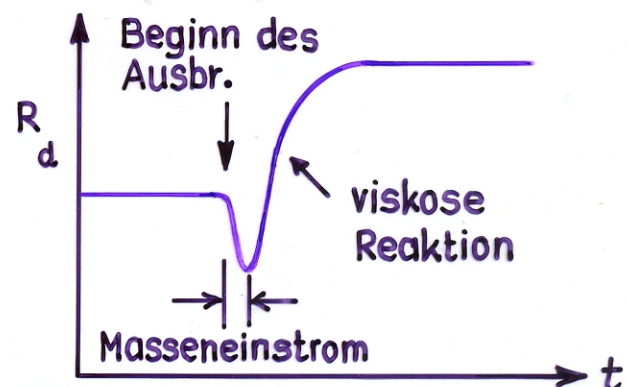
aber nach Bath et al. (1983, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 205, 171) kein Argument gegen das MTBM, da bei hohem  $\dot{M}_{tr}$  der Materiestrom in die Scheibe eindringt → Energiedissipation ist nicht auf den Hot Spot konzentriert!?

3. Zu Beginn eines Ausbruchs sollte die Scheibe kontrahieren, wegen starkem Masseneinstrom mit  $\dot{j}_{tr} \approx \dot{j}_{L_1, M_1} < \dot{j}_{Scheibe}$

(Livio, M., Verbunt, F.: 1988, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 232, 1P)

(→ auch PIC Simulation von Whitehurst 1988, MNRAS 233, 529)

► wird in der Form nicht beobachtet



4. Der Mechanismus des MTBM erfordert hinreichend ausgedehnte überadiabatische Konvektionszone und Zonen unvollständiger H- und He-Ionisation. → ∃ keine Ausbrüche, wenn diese Zonen fehlen, d.h. wenn der Sekundärstern zu heiss ist. Stärke und Auftreten der Ausbrüche hängen vom Spektraltyp und damit von der Umlaufzeit des Systems ab!

▶ wird nicht beobachtet im Bereich G0 – M6

▶ Weitere Kritikpunkte:

- $\exists$  keine Erklärung im Rahmen des MTBM, warum viele Systeme (alle UX UMa's, alte Novae, AM Her-Systeme und intermediate polars) keine Ausbrüche zeigen, obwohl deren Sekundärsterne von denen in Zwergnovae mit gleichem P nicht verschieden sind.
- das MTBM beseitigt die Scheibeninstabilität nicht!  $\rightarrow$  Wenn das MTBM das richtige Modell ist, für welche Phänomene sind die Scheibeninstabilitäten verantwortlich?



### 3. Z Cam - Sterne - Standstills

#### a) Beobachtungen

##### a1) Die Langzeit-Lichtkurven: → Beispiele und Schema.

- nur von wenigen Systemen gut bekannt (Z Cam, SY Cnc, RX And)
- charakterisiert durch
  1. Phasen mit Normalausbrüchen
  2. Standstills
- Phase mit Normalausbrüchen : - kann Jahre dauern (z.B. Z Cam ~ 1960 - 1966)
  - Ausbrüche in dichter Folge
  - ∃ breite und schmale Ausbrüche
  - kann auch nur einen Ausbruchszyklus dauern (Z Cam, 1981)
  - nächster Standstill "kündigt" sich manchmal "an": Frequenz der Ausbrüche ↑, Amplitude ↓ (z.B. Z Cam, 1974, 1981, 1985)
- Standstills :
  - Dauer sehr unterschiedlich (Tage ... Jahre)
  - Beginnt immer im Abstieg von einem Normalausbruch
  - Abstieg ≙ Abstieg von einem Normalausbruch
  - "kündigen" sich manchmal "an" (siehe oben)
  - Abstieg erfolgt ohne erkennbare "Ankündigung"
  - visuelle Helligkeit zeitlich ~ konstant

##### a2) Verteilung über die Bahnlaufzeit:

- nur oberhalb der Periodenlücke,  $P > 3^h$ , mit Häufung bei  $P \approx 6^h$

##### a3) Häufigkeit der Z Cam - Systeme:

- oberhalb der Periodenlücke ∃ 55 DNe mit gut bestimmtem  $P_{orb}$ ; davon: 27 UG, 15 ZC, 2 SU sowie 11 ohne bekannte Unterklasse.
- ca. 30 % der DNe mit  $P_{orb} \gtrsim 3^h$  sind Z Cam Sterne.

b) Deutung des Z Cam - Phänomens im Rahmen des DIM

b1) Die entscheidende Beobachtung: Smak, J.: 1982, Acta Astron. 32, 213  
 Smak, J.: 1983, Astrophys. J. 272, 234

- ▶ Z Cam - Systeme sind Systeme, bei denen  $\dot{M}_{tr} = -\dot{M}_2 \approx \dot{M}_{crit}$
- ▶ Standstill = Phase, während der Ausbrüche, wenn  $\dot{M}_{tr} > \dot{M}_{crit}$   
 $\dot{M}_{tr} < \dot{M}_{crit}$

b2) Folgerungen, Fragen:

1. Warum beginnt ein Standstill immer im Abstieg eines Ausbruchs?

↔ vor dem letzten Ausbruch:  $\dot{M}_{tr} < \dot{M}_{crit}$ , aber mit Beginn des Standstills  $\dot{M}_{tr} > \dot{M}_{crit}$ .

▶ während des letzten Ausbruchs: entweder  $\dot{M}_{tr} \uparrow$  oder  $\dot{M}_{crit} \downarrow$ .  
 Warum?

2. Wann, bzw. wie wird ein Standstill beendet?

↔ da Helligkeit im Standstill  $\sim$  konstant  $\rightarrow \dot{M}_{crit} < \dot{M}_{tr} = \dot{M}_{acc} \approx const$   
 aber um Standstill zu beenden, muss  $\dot{M}_{tr} < \dot{M}_{crit}$  sein.

▶ schnelle Abnahme von  $\dot{M}_{tr} > \dot{M}_{crit}$  auf  $\dot{M}_{tr} < \dot{M}_{crit}$  erforderlich.  
 Mechanismus?

3. Wie kann man die "Ankündigung" von Standstills verstehen?

▶ prinzipielle Lösung:  $\dot{M}_{tr}$  (oder  $\dot{M}_{crit}$ ) muss in geeigneter Weise variieren!  $\rightarrow$  Modelle

b3) Das Modell der Strahlungsrückkopplung:  $\rightarrow$  auch Schema

(Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1983, Astron. Astrophys. 121, 29)

▶ grundlegende Idee:  $\dot{M}_{tr}$  hängt empfindlich von  $T_{eff}$  des Sekundärsterns ab, und zwar so, dass  $\partial \dot{M}_{tr} / \partial T_{eff} > 0$ .

$T_{eff}$  kann sich durch Bestrahlung ändern  
 $\rightarrow T_{eff}$  klein in der Ruhephase;  $T_{eff}$  gross im Ausbruch und im Standstill!