

### 3. Akkretion aus einem Wind (Bondi-Hoyle Akkretion)

- Windakkretion
  - das Teilchenbild
  - das gasdynamische Bild
- Näherungsformeln für die Massenakkretionsrate
- Akkretion von Drehimpuls
- Ergebnisse numerischer Rechnungen in 2D und 3D

## Akkretion aus einem Wind

### Ergänzende und weiterführende Literatur

#### Historisch

- Hoyle, F., Lyttleton, R.A.: 1939, Proc. Cambridge Phil. Soc. 35, 405  
 Hoyle, F., Lyttleton, R.A.: 1939, Proc. Cambridge Phil. Soc. 35, 592  
 Bondi, H., Hoyle, F.: 1944, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 104, 273

#### Ergänzend

- Shapiro, S.L., Teukolsky, S.A.: **Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars**, J. Wiley & Sons, New York (1983), ISBN: 0-471-87316-0, Kapitel 14.1 - 14.3  
 Frank, J., King, A.R., Raine, D.J.: **Accretion Power in Astrophysics**, 3rd edition, Cambridge University Press, Cambridge (2002), ISBN: 0-5216-2957-8, Kapitel 2

#### Weiterführend

- Livio, M.: 1994, in: **Interacting Binaries**, H. Nussbaumer, A. Orr (eds.), Springer Verlag, Berlin, ISBN: 3-540-57014-4, p. 166  
 Foglizzo, T., Ruffert, M.: 1997, Astron. Astrophys. 320, 342  
 Foglizzo, T., Ruffert, M.: 1999, Astron. Astrophys. 347, 901

#### Numerische Rechnungen

- Matsuda, T., Ishii, T., Sekino, N., Sawada, K., Shima, E., Livio, M., Anzer, U.: 1992, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 255, 183  
 Ruffert, M.: 1994, Astrophys. J. 427, 342  
 Ruffert, M.: 1994, Astrophys. J. 427, 351  
 Ruffert, M.: 1995, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 106, 505  
 Ruffert, M., Anzer, U.: 1995, Astron. Astrophys. 295, 108  
 Ruffert, M.: 1995, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 113, 133  
 Ruffert, M.: 1996, Astron. Astrophys. 311, 817  
 Ruffert, M.: 1997, Astron. Astrophys. 317, 793  
 Ruffert, M.: 1999, Astron. Astrophys. 346, 861

# Akkretion aus einem Wind (Bondi-Hoyle Akkretion)

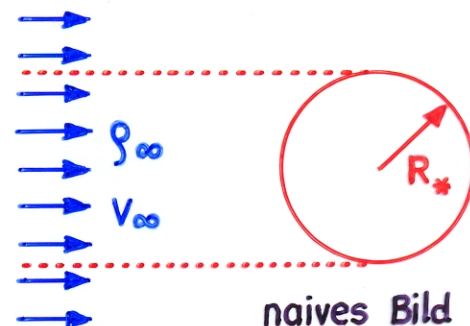
(Bondi & Hoyle 1944)

- ▶ überwiegend translatorische Bewegung des akkretierenden Körpers relativ zum umgebenden Gas
- ▶ Relevanz:
  - junge Sterne in Molekülwolken
  - galaktisches Zentrum, Zentren anderer Galaxien
  - Doppelsterne: - massereiche Röntgendoppelsterne (HMXBs), d.h. NS/SL + OB-Stern oder Be-Stern
  - symbiotische Doppelsterne (WZ + Riese)
  - $\zeta$  Aur Systeme (HR-Stern + Riese)

## 1. Analytische Beschreibung aus einem homogenen Medium

### 1.1. kinetischer Ansatz

- ▶ Annahmen:
  - Gasdruck vernachlässigbar
  - Eigengravitation des Gases vernachlässigbar



a) naives Bild: nur Materie im Stosszylinder wird akkretiert.

$$\dot{M}_* = \pi R_*^2 v_\infty \rho_\infty$$

(korrektes Ergebnis, sofern  $v_\infty$  hinreichend gross)

### b) Berücksichtigung der Massenanziehung des Sterns

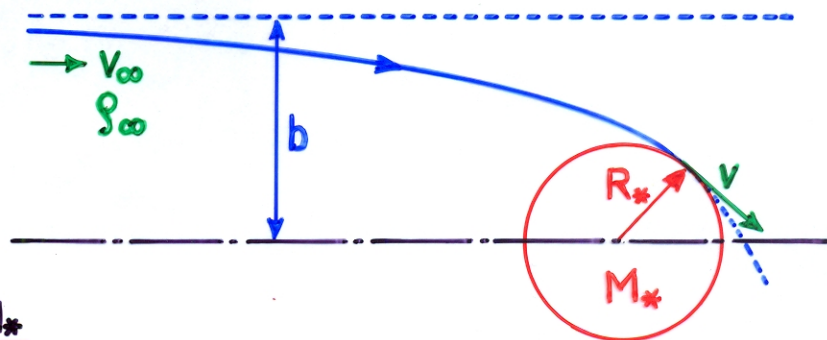
$b$  = Stossparameter

### ▶ Erhaltungssätze

Drehimpuls:  $b v_\infty = R_* v$

Energie:  $\frac{1}{2} v^2 = \frac{1}{2} v_\infty^2 + \frac{GM_*}{R_*}$

$$\rightarrow b^2 = \frac{R_*^2}{v_\infty^2} v^2 = \frac{R_*^2}{v_\infty^2} \left[ v_\infty^2 + \frac{2GM_*}{R_*} \right] = R_*^2 + R_* \frac{2GM_*}{v_\infty^2} = R_* (R_* + R_A)$$



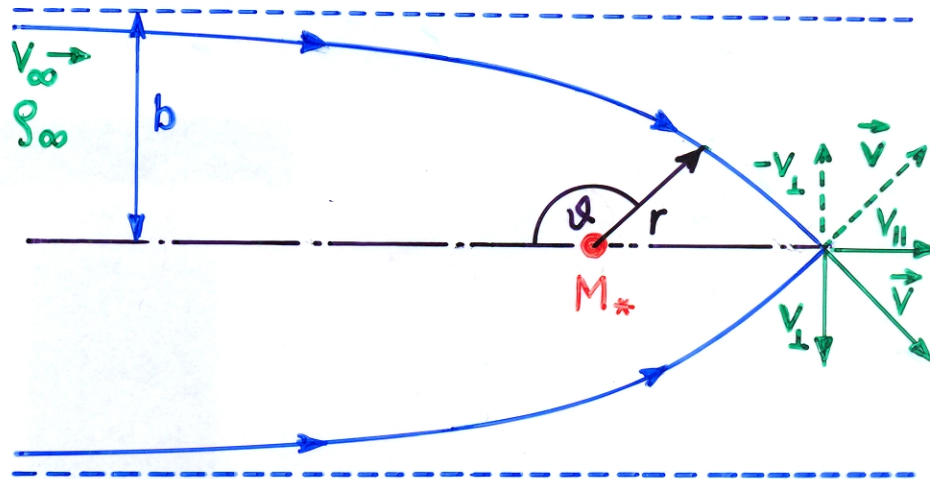
► Def.  $R_A = \frac{2GM_*}{V_\infty^2}$  : Akkretionsradius

→  $\dot{M}_* = \pi b^2 v_\infty \rho_\infty = \pi R_* (R_* + R_A) \rho_\infty v_\infty$

c) Verbesserte Näherung (nach Hoyle & Lyttleton 1939)

► Bahngleichung für ein Teilchen:

$$\frac{1}{r} = \frac{GM_*}{b^2 v_\infty^2} (1 - \cos \vartheta) + \frac{1}{b} \sin \vartheta$$



► Erhaltungssätze

Drehimpuls:  $h = b v_\infty = r v_{\perp}(r, \vartheta)$

Energie:  $E = \frac{1}{2} v_\infty^2 = \frac{1}{2} v(r, \vartheta)^2 - \frac{GM_*}{r} = \frac{1}{2} v_r^2 + \frac{1}{2} \frac{h^2}{r^2} - \frac{GM_*}{r}$

Betrachten Bedingungen am Kollisionspunkt C:

$$r(\vartheta = 180^\circ) = \ell = \frac{b^2 v_\infty^2}{2GM_*} = \frac{b^2}{R_A}$$

$$v_{||} = v_r(r = \ell, \vartheta = 180^\circ) = v_\infty$$

►  $v_{\perp}$ : bei achsialsymmetrischer Strömung: Energie  $\frac{1}{2} v_{\perp}^2$  wird durch Stöße dissipiert  $\rightarrow v_{\perp} \approx 0$

► Materie bei Punkt C ist gravitativ gebunden, sofern

$$\frac{1}{2} v_{||}^2 < \frac{GM_*}{\ell} \Leftrightarrow \ell < \frac{2GM_*}{v_{||}^2} = \frac{2GM_*}{v_\infty^2} = R_A$$

bzw. wenn  $b^2 = \ell \cdot R_A = < R_A^2 \rightarrow \underline{b < R_A}$  : sog. Akkretionszylinder

►  $\dot{M}_* = \pi b_{\max}^2 \rho_\infty v_\infty = \pi R_A^2 \rho_\infty v_\infty$

## 1.2. Gasdynamischer Ansatz

► hier: Gasdruck wichtiger als die Kinetik und der Einfluss der Gravitation

a) Der Bondi-Radius: Akkretion unter der Bedingung  $v_\infty \ll c_s$

→ sphärisch symmetrische Akkretion

$$\rightarrow R_A = \frac{2GM_*}{c_s^2(\infty)} = R_B: \text{ sog. Bondi-Radius (Bondi 1952)}$$

$$\dot{M}_* = \pi R_B^2 \rho(\infty) c_s(\infty)$$

b) Vergleich: gasdynamische Beschreibung ↔ kinetische Beschreibung

gasdynamisch

$$\text{Bondi-Radius } R_B = \frac{2GM_*}{c_s^2(\infty)}$$

$$\text{Akkretionsrate } \dot{M}_* = \pi R_B^2 \rho(\infty) c_s(\infty)$$

$$\text{Bedingung: } v_\infty \ll c_s(\infty)$$

$$\text{Mach-Zahl: } \mathcal{M} = \frac{v_\infty}{c_s(\infty)} \ll 1$$

kinetisch

$$\text{Akkretionsradius } R_A = \frac{2GM_*}{v_\infty^2}$$

$$\text{Akkretionsrate } \dot{M}_* = \pi R_A^2 \rho_\infty v_\infty$$

$$\text{Bedingung: } v_\infty \gg c_s(\infty)$$

$$\text{Mach-Zahl: } \mathcal{M} = \frac{v_\infty}{c_s(\infty)} \gg 1$$

Synthese (ad hoc!)

$$\dot{M}_* = \pi \tilde{R}^2 \rho_\infty (v_\infty^2 + c_s^2(\infty))^{1/2}$$

$$\tilde{R} = \frac{2GM_*}{v_\infty^2 + c_s^2(\infty)}$$

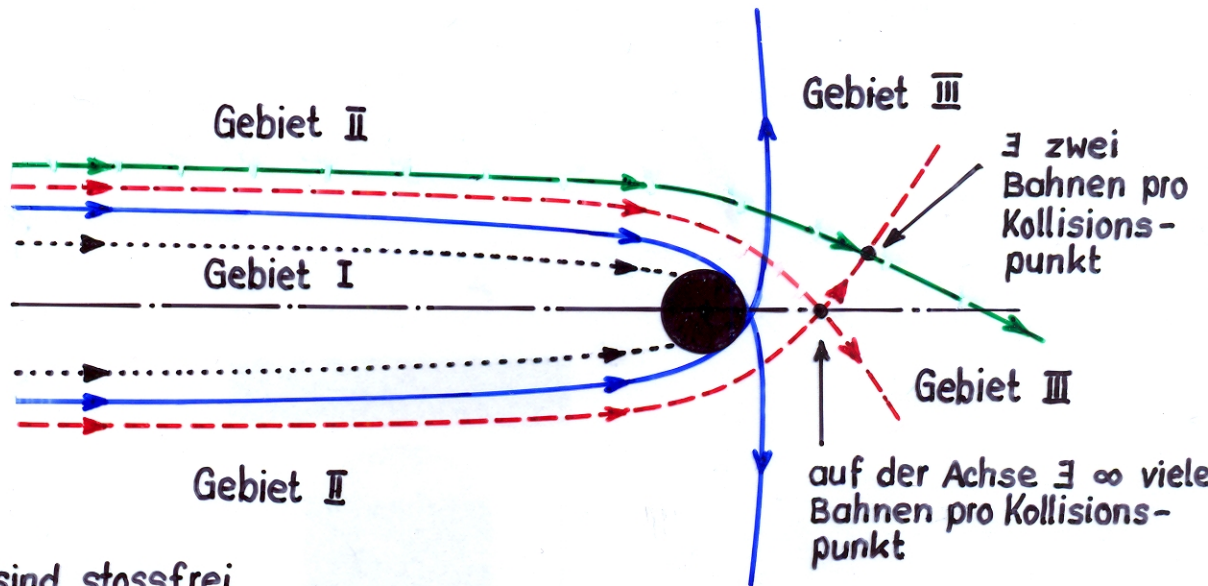
► Die Synthese liefert in beiden Grenzfällen ( $\mathcal{M} \ll 1$  und  $\mathcal{M} \gg 1$ ) das "richtige" Ergebnis.

► Was aber, wenn  $v_\infty \approx c_s(\infty)$ ?

### 1.3. Der Mischfall: $v_\infty \approx C_s(\infty)$

(Bondi, H., Hoyle, F.: 1944, MNRAS 104, 273)

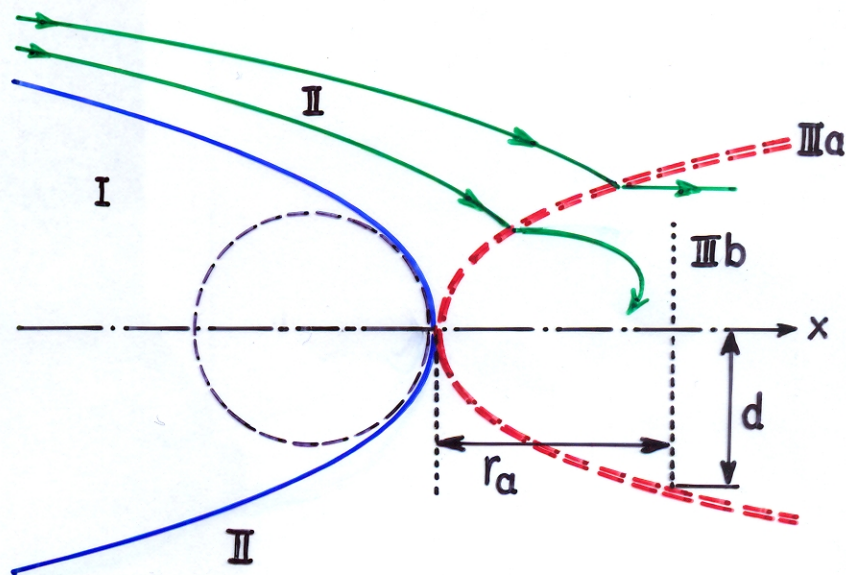
Teilchenbild:



- ▶ Gebiet I & II sind stossfrei
- ▶ Gebiet III kann nicht stossfrei sein, wenn mittlere freie Weglänge der Teilchen  $\lambda < \ell =$  charakteristische Länge des Problems ( $R_*, R_A, R_B, \dots$ )
- ▶ real:  $\lambda \ll \ell \rightarrow$  benötigen gasdynamisches Bild  $\rightarrow \exists$  Stossfront

Gasdynamisches Bild:

- ▶ Gebiete I, II & IIIb stossfrei
- ▶ Gebiet IIIa: Stossfront
- ▶ In Gebiet IIIb: Materie innerhalb  $\sim r_0$  wird akkretiert ( $v_{II} < v_{esc}$ )



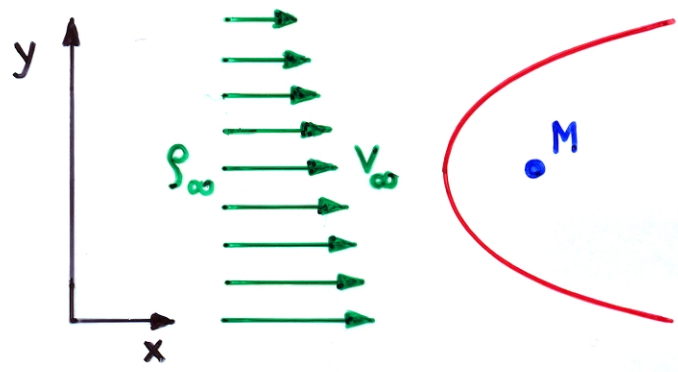
- ▶ Problem:  $r_0$  und  $d$  sind durch den Modellansatz und die Randbedingungen nicht vollständig festgelegt!  $\rightarrow$  Genauer Wert von  $\dot{M}_*$  von der zeitlichen Entwicklung von Störungen der Strömung abhängig!

$$\rightarrow \underline{\underline{\frac{1}{2} \pi R_A^2 v_\infty \rho_\infty \lesssim \dot{M}_* \lesssim \pi R_A^2 v_\infty \rho_\infty}}$$

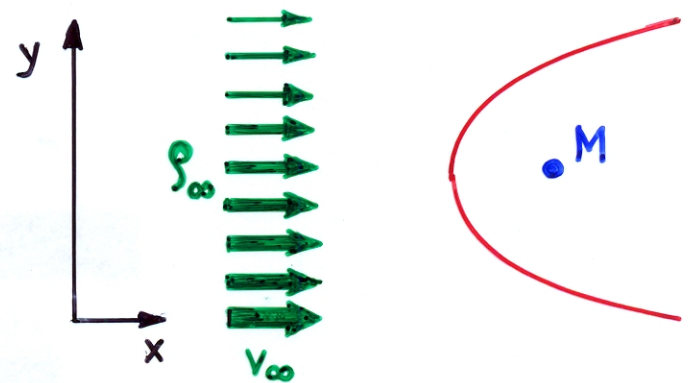
## 2. Akkretion aus einem inhomogenen Medium: Analytische Näherungen

### 2.1. Linearisierte Näherung

► Ansatz:  $\rho$  und/oder  $v$  variieren geringfügig in einer Richtung ( $y$ ) senkrecht zur Akkretionsachse ( $x$ ).



Geschwindigkeitsgradient



Dichtegradient

$$\vec{V}_\infty = (v_{x,\infty}, v_{y,\infty}, v_{z,\infty}) = v_0 \left( 1 + \epsilon_v \frac{y}{R_A}, 0, 0 \right)$$

$$\rho_\infty = \rho_0 \left( 1 + \epsilon_\rho \frac{y}{R_A} \right)$$

$$\epsilon_v \ll 1,$$

$$\epsilon_\rho \ll 1,$$

$$R_A = \frac{2GM}{v_\infty^2}$$

► Massenakkretionsrate:  $\dot{M} = \int \rho_\infty v_\infty dA = \pi R_A^2 \rho_\infty v_\infty + O(\epsilon^2)$

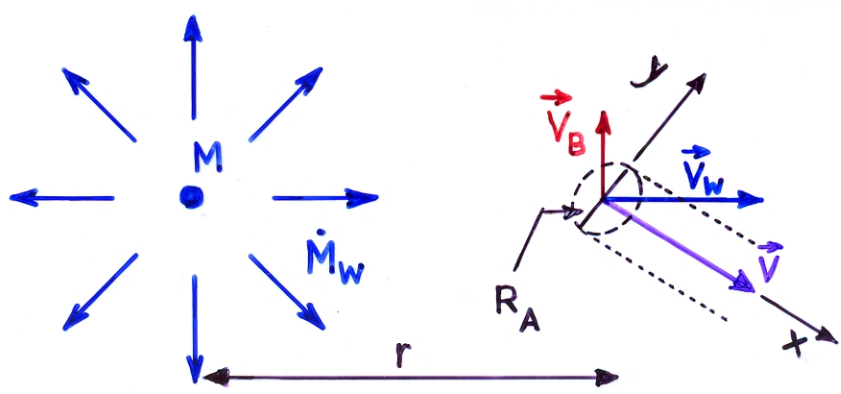
► Drehimpulsakkretionsrate:  $\dot{j}_z = - \int \rho_\infty v_\infty^2 y dA$

► akkretierter spezifischer Drehimpuls:  $\underline{j_z = \frac{\dot{j}_z}{\dot{M}} = \frac{1}{4} (6\epsilon_v - \epsilon_\rho) v_0 R_A + O(\epsilon^2)}$

► N.B.  $v$ -Gradient und  $\rho$ -Gradient ergeben Beiträge zu  $j_z$  mit entgegengesetztem Vorzeichen, weil  $R_A \sim v_\infty^{-2}$ .

► Obiges Ergebnis gilt nur, wenn aller im Akkretionszylinder enthaltene Drehimpuls mit der Masse akkretiert wird!

Beispiel: Akkretion aus dem Wind eines Begleitsterns



►  $\dot{M}_W = -4\pi r^2 \rho_W(r) v_W(r) = \text{const.}$   
wenn  $v(r) = \text{const.}$

$\rightarrow \rho_W \sim r^{-2}$ , nicht  $\sim x^{-2}$

$\rightarrow \exists \frac{\partial \rho_W}{\partial y} \approx \frac{\dot{M}_W}{2\pi v r^3} \frac{v_B}{v_W} \neq 0$

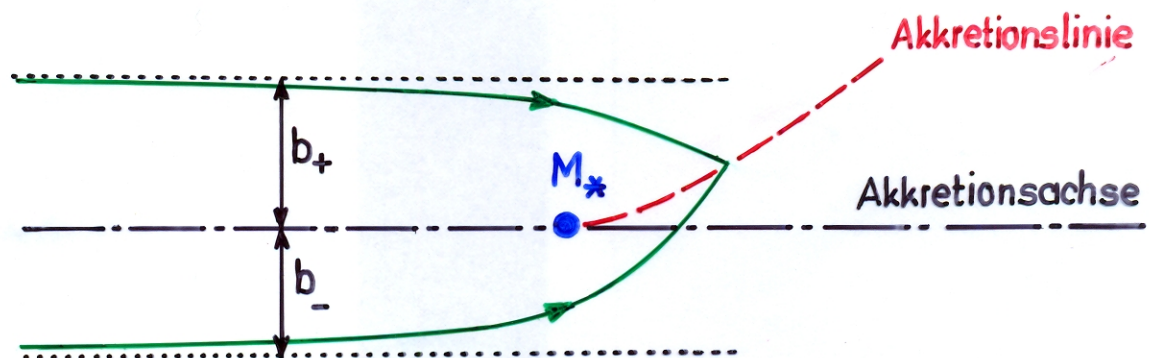
## 2.2. Argumentation von Davies & Pringle (1980, MNRAS 191, 599)

### ▶ Hoyle-Lyttleton - Akkretion aus einem homogenen Medium:

- Massenakkretion  $\leftrightarrow$  Dissipation der transversalen kinetischen Energie (Vernichtung des transversalen Impulses)  
 $\rightarrow$  Akkretion nur entlang der Akkretionslinie
- Drehimpulsakkretion = 0, denn  $\exists$  keinen Impuls  $\perp$  zur Akkretionslinie

### ▶ Hoyle-Lyttleton - Akkretion aus einem inhomogenen Medium:

- Massenakkretion: Bei einem kleinen  $\rho$ -Gradienten  $\perp$  zur Akkretionsachse  $\rightarrow$  Vernichtung des transversalen Impulses verlangt Verschiebung der Akkretionslinie weg von der Akkretionsachse.



- Drehimpulsakkretion: Vernichtung des transversalen Impulses auf der Akkretionslinie.  $\rightarrow$  akkretierte Materie hat keinen Drehimpuls bezüglich des akkretierenden Sterns!

▶ Ergebnis von Davies & Pringle (1980) steht im Widerspruch zum Ergebnis der Analytischen Abschätzungen aus 2.1 !

▶  $\rightarrow$  Drehimpulsakkretion: ja oder nein ?

▶ Antwort kann nur durch numerische Rechnungen gegeben werden.



### 3. Numerische Rechnungen

#### 3.1. Allgemeines

- heute (ab ca. 1990) sind einigermaßen realistische hydrodynamische Modellrechnungen in 2D und 3D möglich.

#### Typische (vereinfachende) Annahmen

- EOS: einatomiges, ideales Gas, ohne Strahlungsdruck, charakterisiert durch  $\gamma = C_p/C_v = \text{const.}$ , mit  $1 \lesssim \gamma \lesssim 5/3$  ( $\sim$  isotherm  $\rightarrow$  adiabatisch).
- Newton'sche Mechanik (keine relativistischen Effekte)
- keine Quanteneffekte
- keine Magnetfelder
- keine Energiequellen (nukleare Energieerzeugung) oder Senken (Wärmeleitung, Strahlung)

#### Parameter des Problems

- $C_\infty$  Schallgeschwindigkeit im  $\infty$
- $\mathcal{M}_\infty$  Machzahl im  $\infty \iff V_\infty = \mathcal{M}_\infty C_\infty$
- $\gamma = C_p/C_v$  Verhältnis der spez. Wärmen
- $R_*$  Grösse des akkretierenden Sterns (in Einheiten von  $R_A = \frac{2GM_*}{V_\infty^2}$ )

#### Werte der Parameter in numerischen Rechnungen ( $\rightarrow$ Literaturliste)

$$0.6 \lesssim \mathcal{M}_\infty \lesssim 10$$

$$1.01 \lesssim \gamma \lesssim 5/3 \quad (\hat{=} \text{ fast isotherm } \rightarrow \text{ adiabatisch})$$

$$0.02 \lesssim R_*/R_A \lesssim 10 ; \quad \text{N.B. kleinster Wert von } R_*/R_A \text{ durch beschränkte Rechenkapazität bedingt, nicht physikalisch.}$$

$$\frac{R_*}{R_A} = \frac{R_* V_\infty^2}{2GM_*} \approx 4 \cdot 10^{-5} \left( \frac{R_*}{10^6 \text{ cm}} \right) \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-1} \left( \frac{V_\infty}{10^3 \text{ km/s}} \right)^2$$

- $\rightarrow$  für typische Verhältnisse (Akkretion eines NS oder SL mit  $R_* \approx 10^6 \text{ cm}$  und  $M_* \approx M_\odot$  aus einem Sternwind mit  $V_\infty \approx 10^3 \text{ km/s}$ ) ist  $R_*/R_A \lll 1$ , d.h. viel kleiner als gegenwärtige numerische Rechnungen erlauben.

### 3.2. Ergebnisse numerischer Rechnungen: qualitative Übersicht

- ▶ in 2D:
  - $\exists$  starke Tendenz zu sog. "Flip-Flop-Instabilität" ( $\hat{=}$  etwa einer Fahne im Wind) hinter der Stossfront ( $\rightarrow$  Beispiel von Matsuda et al. 1992) mit quasiperiodischer Akkretion von Drehimpuls wechselnden Vorzeichens.
- ▶ in 3D:
  - $\exists$  keine ausgeprägte "Flip-Flop-Instabilität"
  - $\exists$  quasiperiodische Modulation von  $\dot{M}$  zwischen "Ruhephasen" (mit kleinem  $\dot{M}$ ) und "aktiven" Phasen (mit grossem  $\dot{M}$ ).
  - Für  $\dot{M}$  in den "Ruhephasen" gilt die Bondi-Hoyle-Formel für  $\dot{M}$  mit einer Genauigkeit von  $\sim 10\%$ .
  - Der akkretierte Drehimpuls ist vergleichbar, aber systematisch kleiner als in 2D-Rechnungen.

#### Abhängigkeit von den Parametern des Problems

- ▶ von  $\frac{R_*}{R_A}$ : je kleiner  $R_*/R_A$ , desto instabiler die Strömung.
- ▶ von  $\mathcal{K}_\infty$ : je grösser  $\mathcal{K}_\infty$ , desto instabiler die Strömung;  
" " " , desto geringer  $\dot{M}/\dot{M}_{\text{BH}}$ ; für grosse  $\mathcal{K}_\infty$ :  $\dot{M} \rightarrow \dot{M}_{\text{BH}}$ .  
bei  $\mathcal{K}_\infty \lesssim 1$  ist die Strömung praktisch stationär.
- ▶ von  $\gamma$ : je kleiner  $\gamma$ , desto näher zum Akkretor liegt die Stossfront;  
für  $\gamma \approx 1$  geht die Stossfront von der Oberfläche des Akkretors aus ("attached" shock front).

#### Drehimpulsakkretion bei $\varepsilon_v \neq 0, \varepsilon_g \neq 0$ :

- ▶ bei v-Gradient: Drehimpulsakkretion  $\sim 10$  mal geringer als nach der analytischen Abschätzung (mit merkl. Abhängigkeit von  $R_*/R_A, \mathcal{K}_\infty$  und  $\gamma$ ).
- ▶ bei g-Gradient:  $\sim 0-70\%$  des im Akkretionszylinder vorhandenen Drehimpulses (bei prograder Rotation) und bis  $\sim 25\%$  (bei retrograder Rotation als Folge starker Fluktuationen) wird akkretiert.
- ▶ in allen Rechnungen ist der akkretierte spezifische Drehimpuls  $\ell_z < j_K(R_*) = v_K(R_*)R_* = (GM_*R_*)^{1/2} = \text{Keplerdrehimpuls an der Oberfläche des Sterns!}$

FLIP-FLOP-INSTABILITÄT BEI BONDII-HOYLE-AKKRETION IN 2D RECHNUNGEN

(Matsuda, T., Ishii, T., Sekino, N., Sawada, K., Shima, E., Livio, M., Anzer, U.: 1992, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 255, 183)

$$K_{\infty} = 3, \gamma = 1.005$$

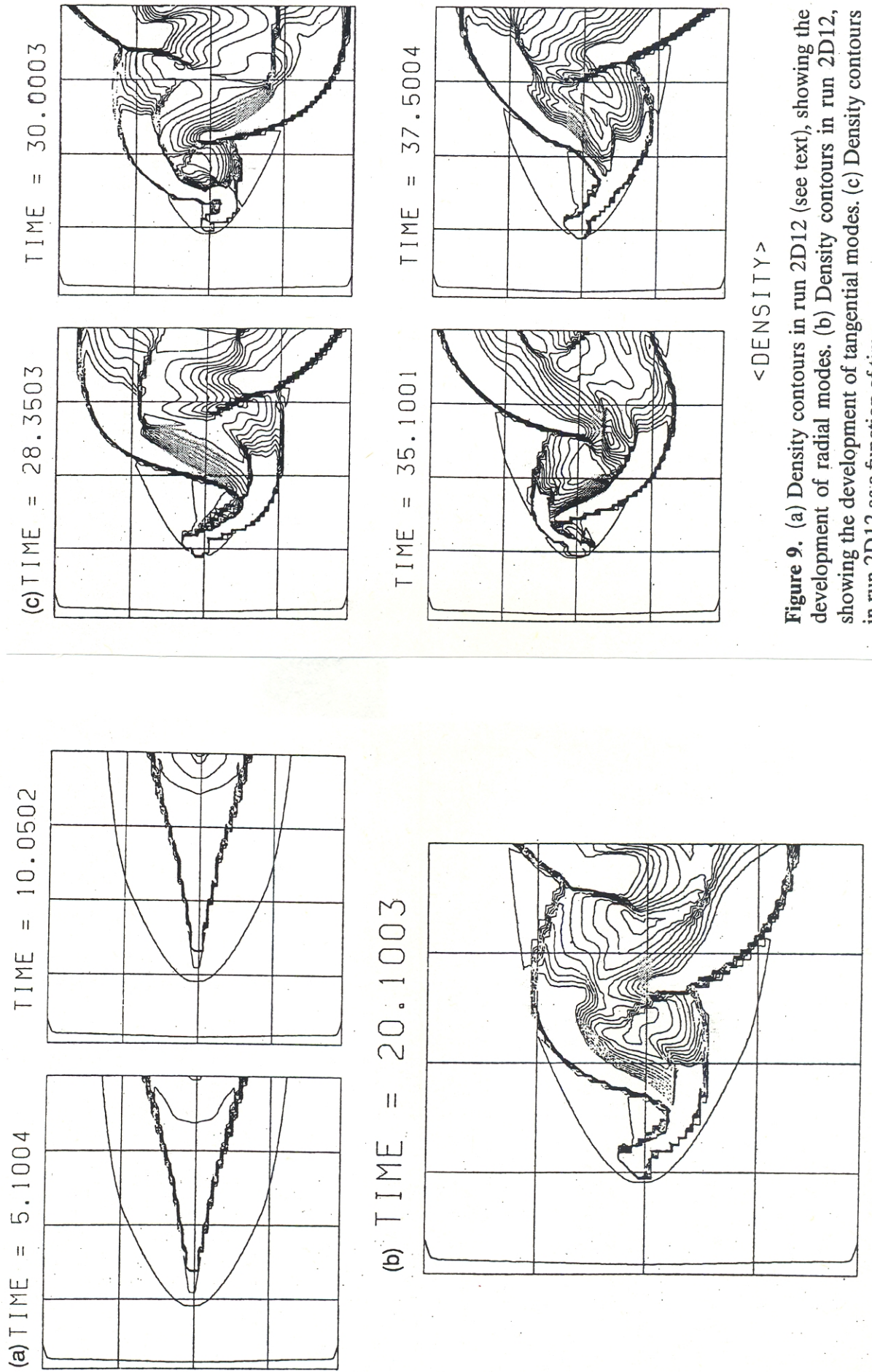


Figure 9. (a) Density contours in run 2D12 (see text), showing the development of radial modes. (b) Density contours in run 2D12, showing the development of tangential modes. (c) Density contours in run 2D12 as a function of time.

(Ruffert, M.; Arnett, D.: 1994, Astrophys. J. 427, 351)

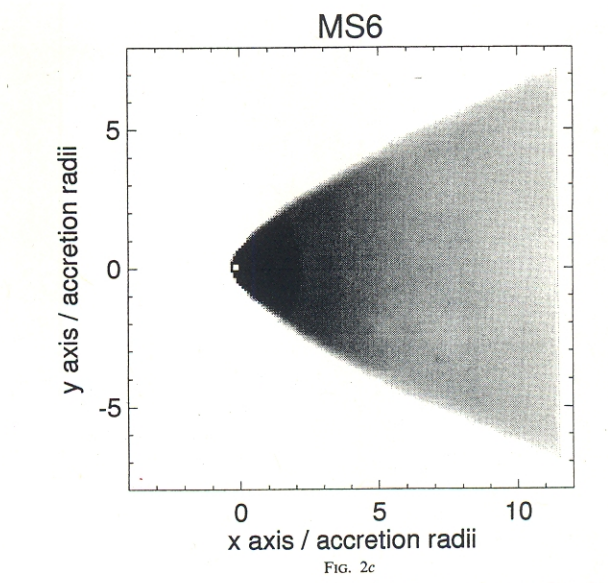
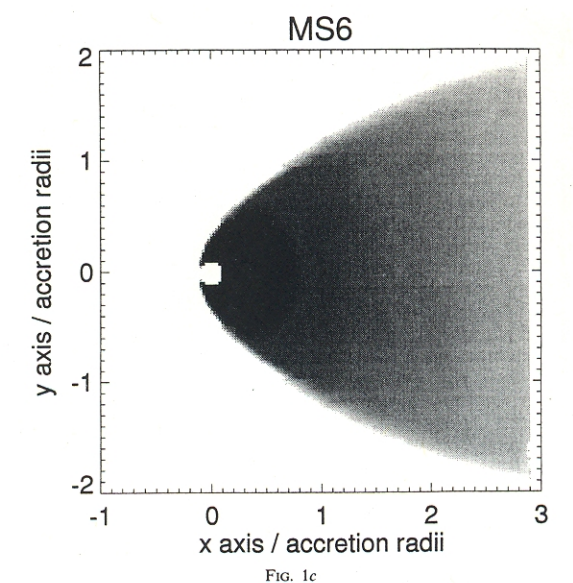
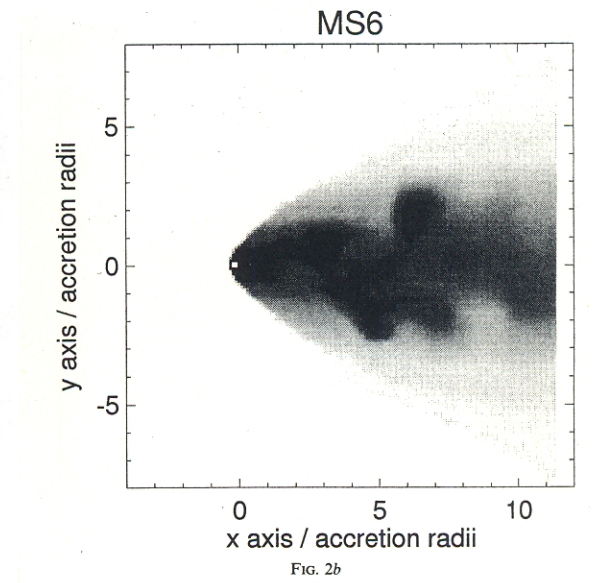
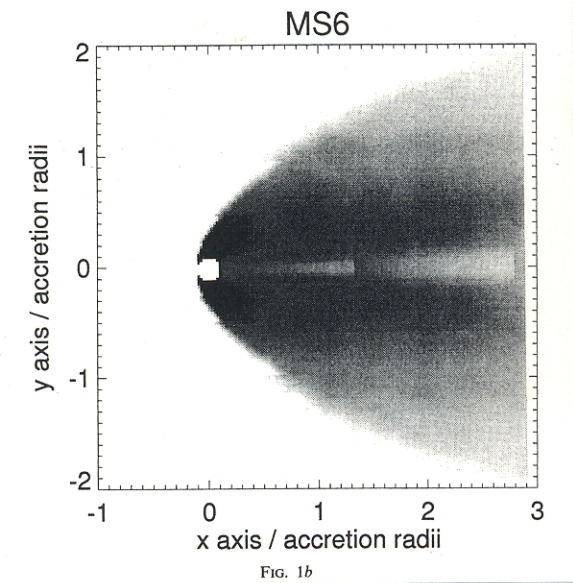
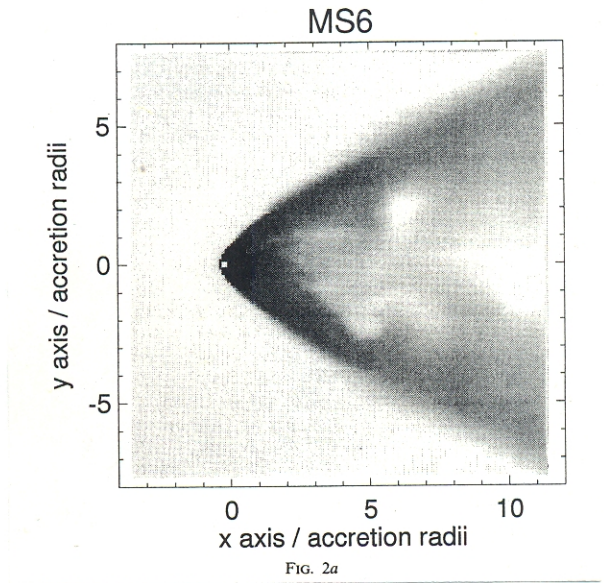
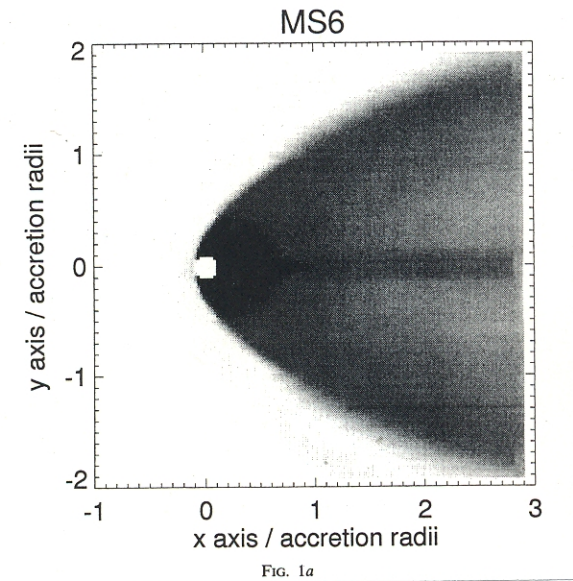


FIG. 1.—Gray-scale plots show snapshots of the density (a), entropy (b), and pressure (c) distributions: higher density/entropy/pressure values correspond to darker tones. With the accretor positioned at  $(x, y) = (0, 0)$  in white, the surrounding medium flows from left to right past the accretor. Model MS6 is shown at time  $t \approx 1.8$ . The steps in the accretion line downstream from the accretor are due to the change in resolution from a finer grid to a coarser one.

FIG. 2.—Gray-scale plots show snapshots of the density (a), entropy (b), and pressure (c) distributions: higher density/entropy/pressure values correspond to darker tones. With the accretor positioned at  $(x, y) = (0, 0)$  in white, the surrounding medium flows from left to right past the accretor. Model MS6 is shown at time  $t \approx 16.2$ .

(Ruffert, M., Arnett, D.: 1994, Astrophys. J. 427, 351)

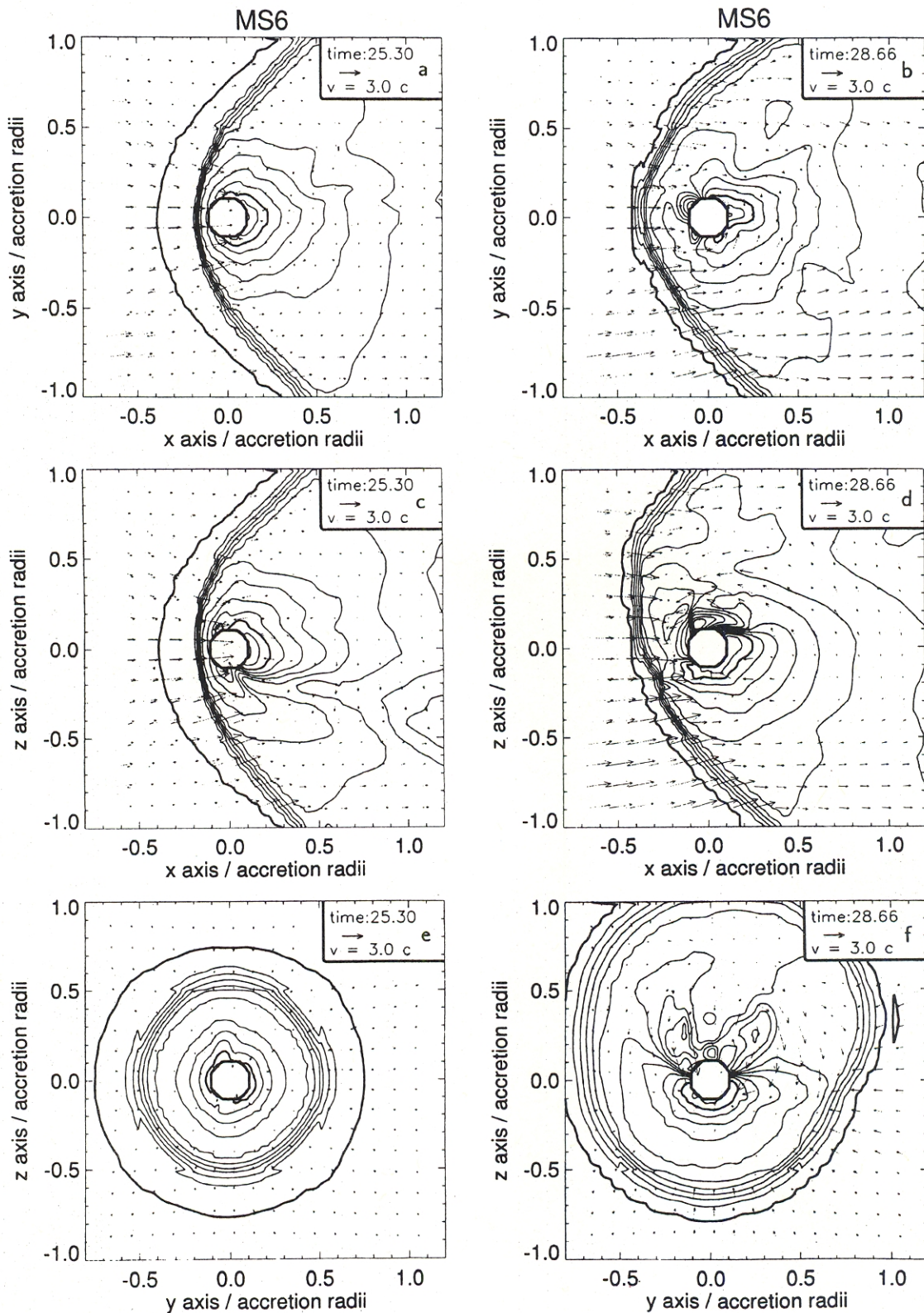


FIG. 6.—Contour plots showing snapshots of the density distribution together with the flow pattern in three perpendicular planes, all containing the center of the accretor. The contour lines are logarithmically spaced at intervals of 0.1 dex. The bold contour levels correspond to  $\log \rho = 0.01$  and 1.0. The position of the accretor is always at  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ . The legend in each plot (*upper right*) gives the scale for the velocity and the time elapsed. Model MS6 is shown in quiescent state (three panels at left,  $t = 25.30$ ), and an active one (three panels at right,  $t = 28.66$ ).

(Ruffert, M.: 1996, Astron. Astrophys. 311, 817)

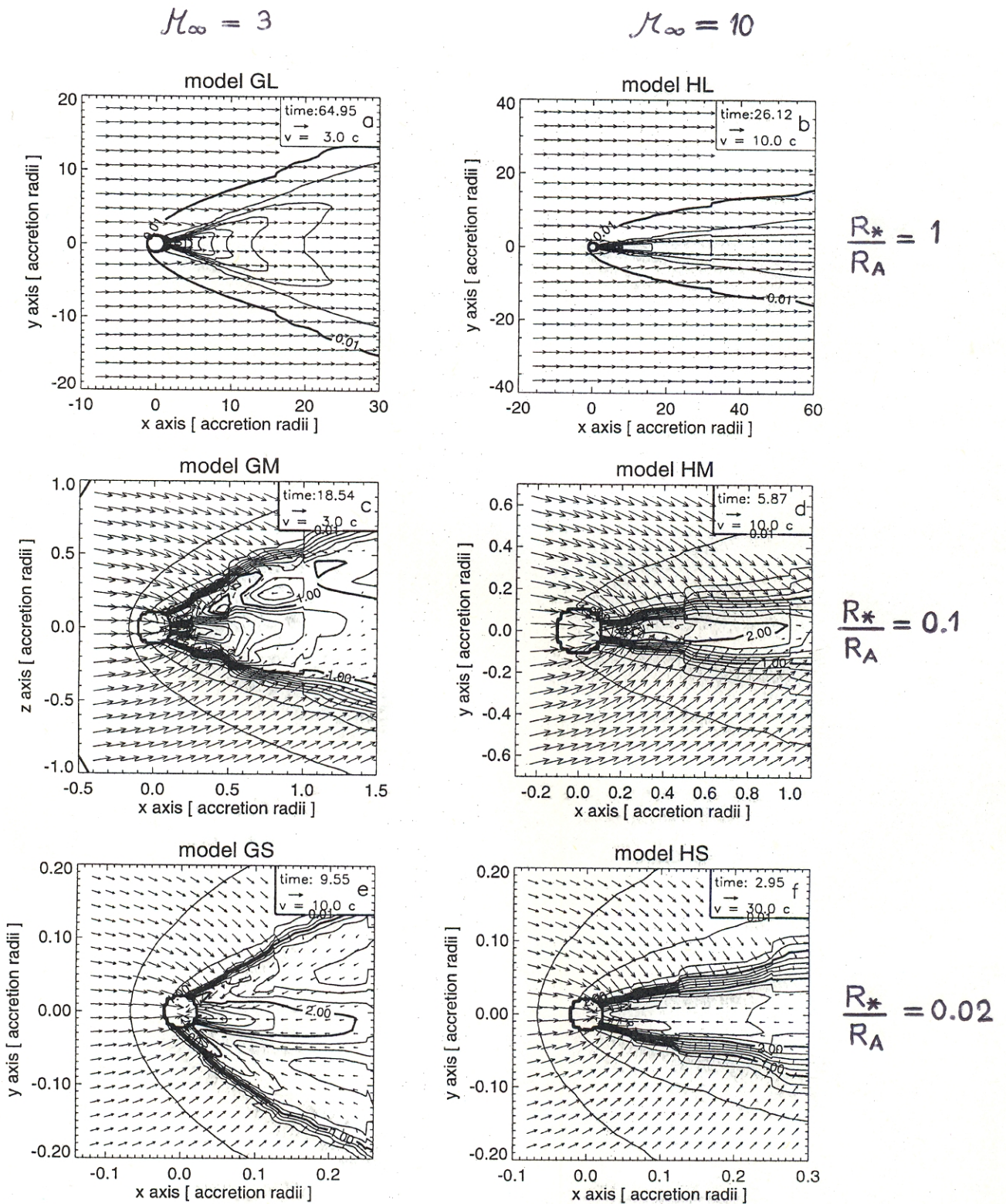


Fig. 4a-f. Contour plots showing snapshots of the density together with the flow pattern in a plane containing the center of the accretor for all moderately supersonic models GL (panel a), GM (panel c), GS (panel e) and highly supersonic models HL (panel b), HM (panel d), HS (panel f). The contour lines are spaced logarithmically in intervals of 0.1 dex for models GL, HL and GM, and 0.2 dex for the other models. The bold contour levels are labeled with their respective values. The time of the snapshot together with the velocity scale is given in the legend in the upper right hand corner of each three panels.

(Ruffert, M.:1994, A&AS 106, 505; Ruffert, M.: 1995, A&AS 113, 133; Ruffert, M.: 1996, A&A 311, 817)

Massenakkretionsrate

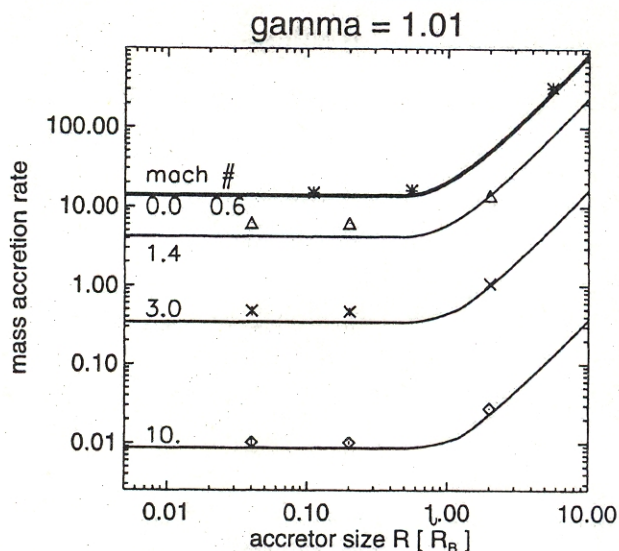
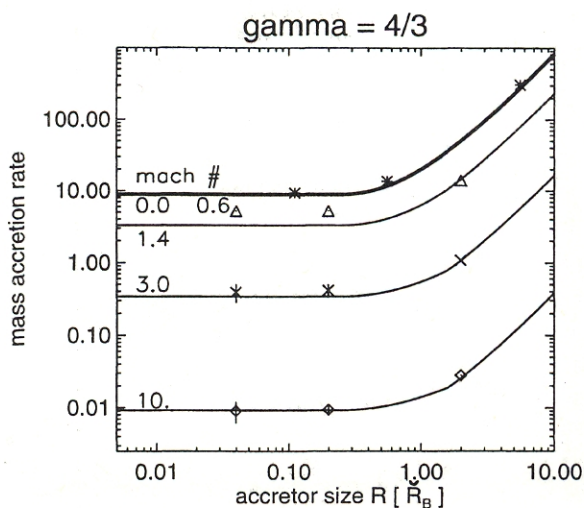
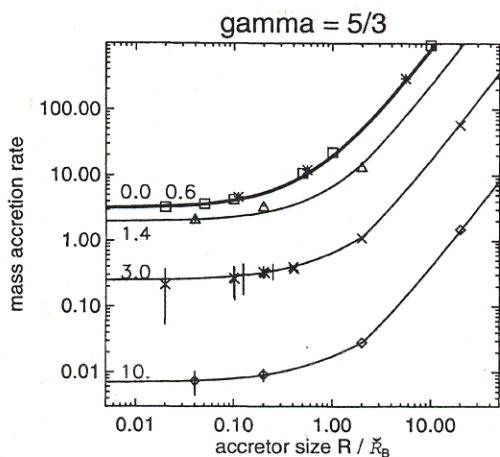


Fig. 9. Mass accretion rates (units:  $4\pi R_B^2 c_\infty \rho_\infty$ ) as a function of accretor size (units:  $R_B$  (Eq. 7 in Paper III), not accretion radii). The Mach number is an additional parameter and is specified by the numbers to the right of the y-axis. The topmost bold curve corresponds to a Mach number of zero, i.e. a stationary accretor. The other lines belong to Mach numbers of 0.6, 1.4, 3.0 and 10., whereby the curve of Mach 0.6 completely overlaps with the curve belonging Mach 0. The numerical results to the corresponding Mach numbers are plotted with different symbols: the stars (\*), triangles ( $\Delta$ ) crosses ( $\times$ ) and diamonds ( $\diamond$ ) are the results of models with  $\mathcal{M}_\infty=0.6, 1.4, 3.0$  and 10, respectively. The "error bars" extending from the symbols indicate two standard deviations from the mean ( $S$  in Table 1), for models in which the mass accretion rate fluctuates.

akkretierter spez. Drehimpuls

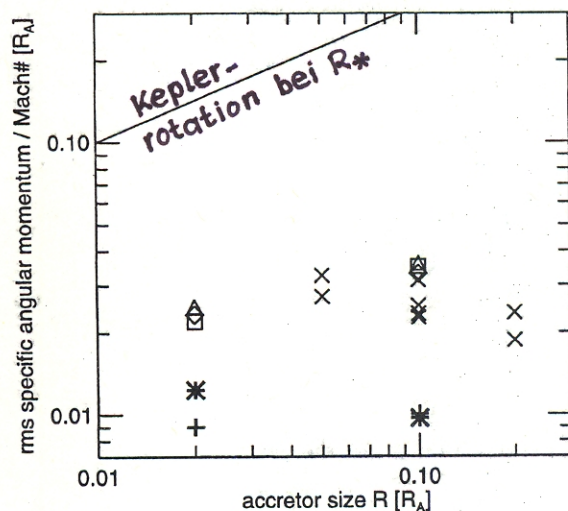
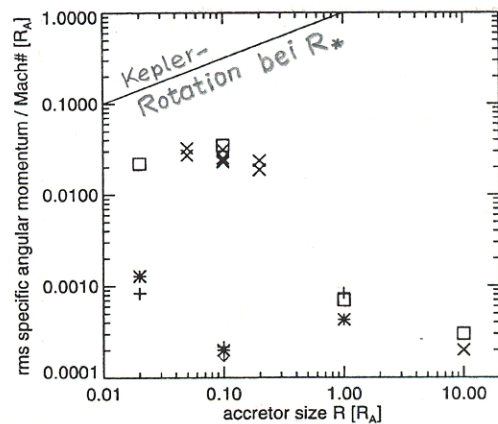


Fig. 12. As a function of accretor size the ratio of temporal rms average of the specific angular momentum  $l_{rms}$  over Mach number  $\mathcal{M}_\infty$  is plotted for all models: squares ( $\square$ ) for models FS and FM from Paper III, crosses ( $\times$ ) for the models from Paper II, diamonds ( $\diamond$ ) for models CM and CS from Paper IV, triangles ( $\Delta$ ) for models DM and DS from Paper IV, large bold stars (\*) for models GM and GS and finally large bold plus-signs (+) for models HM and HS. The diagonal straight line at the top left shows what values  $l_s$  (see text) are obtained if the flow would rotate with Kepler velocity along the accretor surface.

| Symbol     | $\mathcal{M}_\infty$ | $\gamma$ |
|------------|----------------------|----------|
| $\times$   | 3                    | 5/3      |
| $\square$  | 10                   | 5/3      |
| $\diamond$ | 3                    | 4/3      |
| $\Delta$   | 10                   | 4/3      |
| *          | 3                    | 1.01     |
| +          | 10                   | 1.01     |

Parameter zu Fig.12

$$\tilde{R}_B = \frac{GM_*}{\max(v_\infty^2, c_\infty^2)}$$

## AKKRETION VON DREHIMPULS AUS EINEM INHOMOGENEN MEDIUM

## 1. Medium mit Geschwindigkeitsgradient

(Ruffert, M.: 1997, Astron. Astrophys. 317, 793)

Modellparameter und resultierender spezifischer Drehimpuls  $l_z$ 

| Modell | $\mathcal{M}_\infty$ | $\varepsilon_v$ | $\gamma$ | $\frac{R_*}{R_A}$ | Auflösung<br>( $R_A^{-1}$ ) | $\frac{j_z}{j(R_*)}$ | $\frac{l_z}{j(R_*)}$ |
|--------|----------------------|-----------------|----------|-------------------|-----------------------------|----------------------|----------------------|
| IS     | 3                    | -0.03           | 5/3      | 0.02              | 1/256                       | 0.450                | $0.054 \pm 0.108$    |
| IM     | 3                    | -0.03           |          | 0.10              | 1/64                        | 0.201                | $0.14 \pm 0.07$      |
| JS     | 10                   | -0.03           |          | 0.02              | 1/256                       | 0.450                | $0.081 \pm 0.126$    |
| JM     | 10                   | -0.03           |          | 0.10              | 1/64                        | 0.201                | $0.052 \pm 0.070$    |
| KS     | 3                    | -0.20           |          | 0.02              | 1/256                       | 3.00                 | $0.21 \pm 0.06$      |
| KM     | 3                    | -0.20           |          | 0.10              | 1/64                        | 1.34                 | $0.35 \pm 0.08$      |
| LS     | 10                   | -0.20           |          | 0.02              | 1/256                       | 3.00                 | $0.27 \pm 0.09$      |
| LM     | 10                   | -0.20           | 5/3      | 0.10              | 1/64                        | 1.34                 | $0.34 \pm 0.12$      |
| SS     | 3                    | -0.03           | 4/3      | 0.02              | 1/256                       | 0.450                | $0.16 \pm 0.18$      |

$$j_z = \frac{3}{2} \varepsilon_v R_A v_\infty ; \quad j(R_*) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{R_*}{R_A} \right)^{1/2} R_A v_\infty$$

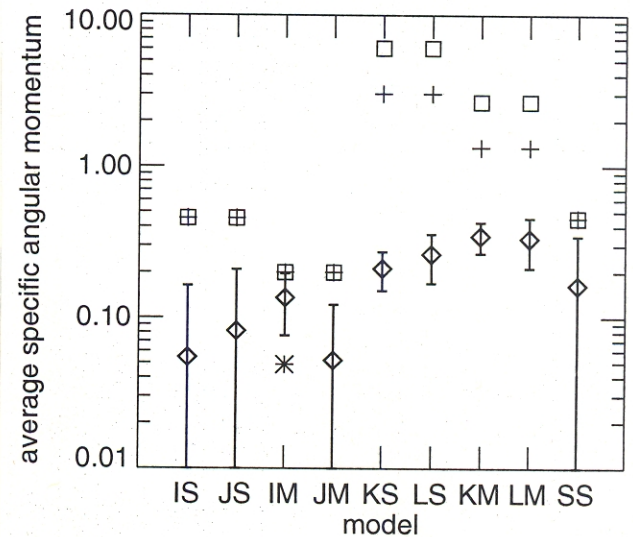


Fig. 14. The average specific angular momentum (units:  $l_s$ , Kepler velocity vortex at surface of accretor, as given by Eq. (10)) is shown for most models by diamond symbols ( $l_z$  in Table 1). The "error bars" extending from the symbols indicate one standard deviation from the mean ( $\sigma_z$  in Table 1). The long error bars extending to the bottom axis are an indication that the fluctuations of the respective model are so large, that the specific angular momentum changes sign from time to time. The plus signs above the diamonds indicate the specific angular momentum  $j_z$  according to the Shapiro & Lightman (1976) prescription, Eq. (7), while the squares denote the values  $j_z$  taken from the semi-numerical estimate, Eq. (9) and Fig. 1. All models have  $\gamma = 5/3$ , except for model SS ( $\gamma = 4/3$ ). The star (\*) at the position of IM is the value taken from Ishii et al. (1993) (see text in Sect. 8.3)

## 2. Medium mit Dichtegradient

(Ruffert, M.: 1999, Astron. Astrophys. 346, 861)

Modellparameter und resultierender spezifischer Drehimpuls  $l_z$ 

| Modell | $\mathcal{M}_\infty$ | $\varepsilon_\rho$ | $\gamma$ | $\frac{R_*}{R_A}$ | Auflösung<br>( $R_A^{-1}$ ) | $\frac{j_z}{j(R_*)}$ | $\frac{l_z}{j(R_*)}$ |
|--------|----------------------|--------------------|----------|-------------------|-----------------------------|----------------------|----------------------|
| MS     | 3                    | 0.03               | 5/3      | 0.02              | 1/256                       | 0.075                | $0.029 \pm 0.090$    |
| MF     | 10                   |                    | 5/3      |                   |                             |                      | $-0.017 \pm 0.18$    |
| PS     | 3                    |                    | 4/3      |                   |                             |                      | $0.049 \pm 0.146$    |
| PF     | 10                   |                    | 4/3      |                   |                             |                      | $-0.008 \pm 0.198$   |
| TS     | 3                    |                    | 1.01     |                   |                             |                      | $0.083 \pm 0.113$    |
| TF     | 10                   | 0.03               | 1.01     |                   |                             | 0.075                | $-0.019 \pm 0.056$   |
| NS     | 3                    | 0.20               | 5/3      |                   |                             | 0.50                 | $0.175 \pm 0.130$    |
| NF     | 10                   |                    | 5/3      |                   |                             |                      | $0.20 \pm 0.20$      |
| QS     | 3                    |                    | 4/3      |                   |                             |                      | $0.275 \pm 0.13$     |
| QF     | 10                   |                    | 4/3      |                   |                             |                      | $0.19 \pm 0.15$      |
| US     | 3                    |                    | 1.01     |                   |                             |                      | $0.35 \pm 0.12$      |
| UF     | 10                   | 0.20               | 1.01     |                   |                             | 0.50                 | $-0.02 \pm 0.04$     |
| VS     | 1.4                  | 1.00               | 4/3      | 0.02              | 1/256                       | 2.50                 | $0.58 \pm 0.10$      |

$$j_z = \frac{1}{4} \varepsilon_\rho R_A v_\infty ; \quad j(R_*) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{R_*}{R_A} \right)^{1/2} R_A v_\infty$$

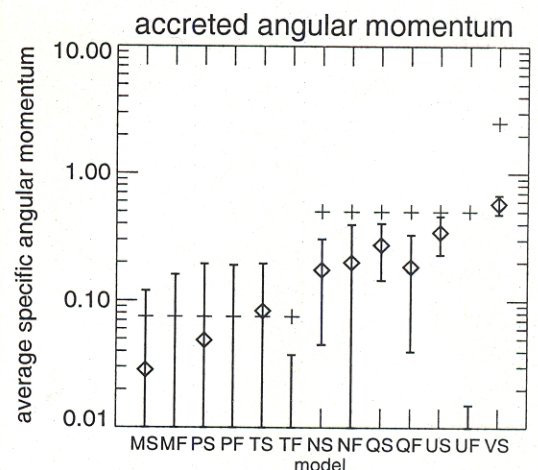


Fig. 15. The average accreted specific angular momentum (units:  $l_s$ , Kepler velocity vortex at surface of accretor, as given by Eq. (10) in R1) is shown for most models by diamond symbols ( $l_z$  in Table 1). The "error bars" extending from the symbols indicate one standard deviation from the mean ( $\sigma_z$  in Table 1). The long error bars extending to the bottom axis are an indication that the fluctuations of the respective model are so large, that the specific angular momentum changes sign from time to time. The plus signs above the diamonds indicate the specific angular momentum  $j_z$  according to Eq. (7).