



Prachem urychlovaný vítr

Jiří Krtička

Ústav teoretické fyziky a astrofyziky
Masarykova univerzita, Brno

Mají chladné zářivé hvězdy vítr?

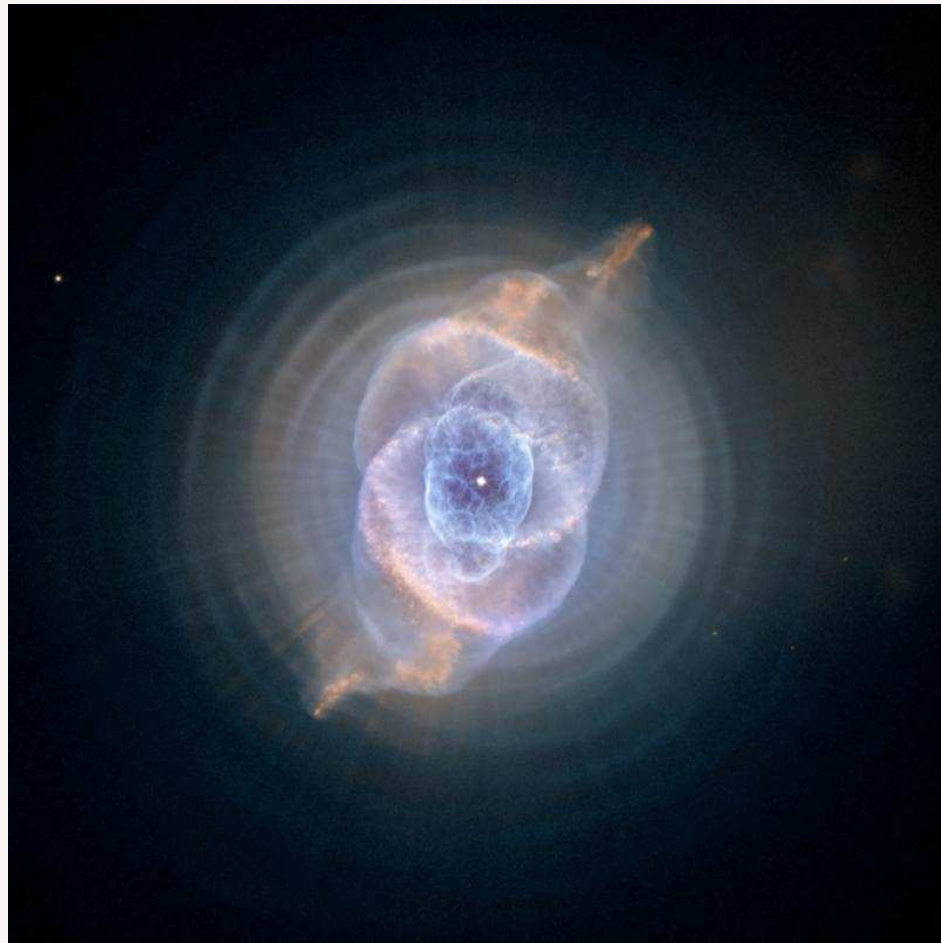
- obálky v okolí hvězd – pozůstatek po AGB



planetární mlhovina Abell 39

Mají chladné zářivé hvězdy vítr?

- obálky v okolí hvězd – pozůstatek po AGB



planetární mlhovina Kočičí – NGC 6543 (HST)

Mají chladné zářivé hvězdy vítr?

- obálky v okolí hvězd



mlhovina v okolí Miry (o Cet)

Vítr svítivých chladných hvězd?

- chladné svítivé hvězdy ($L = 10^4 - 10^6 L_{\odot}$) mají také hvězdné větry
 - hvězdy typu AGB ($L \gtrsim 10^4 L_{\odot}$)
 - červení veleobři ($L \gtrsim 10^5 L_{\odot}$)

Vítr svítivých chladných hvězd?

- chladné svítivé hvězdy ($L = 10^4 - 10^6 L_{\odot}$) mají také hvězdné větry
- koronální hvězdný vítr?

Vítr svítivých chladných hvězd?

- chladné svítivé hvězdy ($L = 10^4 - 10^6 L_{\odot}$) mají také hvězdné větry
- koronální hvězdný vítr?
- pozorování tomu nenasvědčují (hvězdy nemají silnou rentgenovou emisi)

Vítr svítivých chladných hvězd?

- chladné svítivé hvězdy ($L = 10^4 - 10^6 L_{\odot}$) mají také hvězdné větry
- hvězdy mají vysoký zářivý výkon

Vítr svítivých chladných hvězd?

- chladné svítivé hvězdy ($L = 10^4 - 10^6 L_{\odot}$) mají také hvězdné větry
- hvězdy mají vysoký zářivý výkon
- fotony mají energii $E_{\nu} = h\nu$, ale také hybnost

$$p_{\nu} = \frac{E_{\nu}}{c}$$

Vítr svítivých chladných hvězd?

- chladné svítivé hvězdy ($L = 10^4 - 10^6 L_{\odot}$) mají také hvězdné větry
- hvězdy mají vysoký zářivý výkon
- fotony mají energii $E_{\nu} = h\nu$, ale také hybnost
- urychlování látky v důsledku absorpce záření?
- co účinně pohlcuje záření

Vítr svítivých chladných hvězd?

- chladné svítivé hvězdy ($L = 10^4 - 10^6 L_{\odot}$) mají také hvězdné větry
- hvězdy mají vysoký zářivý výkon
- fotony mají energii $E_{\nu} = h\nu$, ale také hybnost
- urychlování látky v důsledku absorpce záření?
- co účinně pohlcuje záření
- chladné hvězdy: v jejich okolí se může nacházet prach

Vítr svítivých chladných hvězd?

- chladné svítivé hvězdy ($L = 10^4 - 10^6 L_{\odot}$) mají také hvězdné větry
- hvězdy mají vysoký zářivý výkon
- fotony mají energii $E_{\nu} = h\nu$, ale také hybnost
- urychlování látky v důsledku absorpce záření?
- co účinně pohlcuje záření
- chladné hvězdy: v jejich okolí se může nacházet prach
- zářivá síla v důsledku absorpce záření na prachových částicích schopna urychlit vítr

Vítr svítivých chladných hvězd?

- chladné svítivé hvězdy ($L = 10^4 - 10^6 L_{\odot}$) mají také hvězdné větry
 - hvězdy mají vysoký zářivý výkon
 - fotony mají energii $E_{\nu} = h\nu$, ale také hybnost
 - urychlování látky v důsledku absorpce záření?
 - co účinně pohlcuje záření
 - chladné hvězdy: v jejich okolí se může nacházet prach
 - zářivá síla v důsledku absorpce záření na prachových částicích schopna urychlit vítr
- ⇒ vítr urychlovaný absorpcí záření v kontinuu (Dopplerův posuv není důležitý)

Prachem urychlovaný vítr

- rovnice kontinuity a pohybová rovnice izotermického sféricky symetrického větru

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = -a^2 \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{\rho G M}{r^2} + \rho g_{\text{grad}}$$

- ρ , v hustota a radiální rychlost větru
- a izotermická rychlost zvuku
- g_{grad} zářivé zrychlení

Prachem urychlovaný vítr

- rovnice kontinuity a pohybová rovnice izotermického sféricky symetrického větru

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v) = 0$$

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -a^2 \frac{d\rho}{dr} - \frac{\rho G M}{r^2} + \rho g_{\text{rad}}$$

- předpoklad: stacionární hvězdný vítr

Prachem urychlovaný vítr

- rovnice kontinuity

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v) = 0 \Rightarrow \dot{M} \equiv 4\pi r^2 \rho v = \text{const.}$$

- \dot{M} je rychlost ztráty hmoty

Prachem urychlovaný vítr

- pohybová rovnice

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{a^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM}{r^2} + g_{\text{grad}}$$

Prachem urychlovaný vítr

- pohybová rovnice

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{a^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM}{r^2} + g_{\text{rad}}$$

rovnice kontinuity: $\frac{2}{r} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = 0$

Prachem urychlovaný vítr

- pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = \frac{2a^2}{r} - \frac{GM}{r^2} + g_{\text{rad}}$$

- vítr typicky chladný, $a^2 \ll GM/r \Rightarrow$ zanedbání

Prachem urychlovaný vítr

- pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} + g_{\text{rad}}$$

Prachem urychlovaný vítr

- pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} + g_{\text{grad}}$$

- zvukový bod: $v = a$

$$g_{\text{grad}} = \frac{GM}{r^2}$$

- velikost zářivé síly rovna síle gravitační

Prachem urychlovaný vítr

- pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} + g_{\text{grad}}$$

- zvukový bod: $v = a$

$$g_{\text{grad}} = \frac{GM}{r^2}$$

- podzvukový vítr: $v < a$

$$g_{\text{grad}} < \frac{GM}{r^2}$$

- velikost zářivé síly menší než gravitační
- v blízkosti hvězdy

Prachem urychlovaný vítr

- pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} + g_{\text{rad}}$$

- zvukový bod: $v = a$

$$g_{\text{rad}} = \frac{GM}{r^2}$$

- podzvukový vítr: $v < a$

$$g_{\text{rad}} < \frac{GM}{r^2}$$

- nadzvukový vítr: $v > a$

$$g_{\text{rad}} > \frac{GM}{r^2}$$

- velikost zářivé síly větší než gravitační
- daleho od hvězdy

Zářivá síla v přítomnosti prachu

$$f_{\text{rad}} = \rho g_{\text{rad}} = \frac{1}{c} \int_0^{\infty} \chi(r, \nu) F(r, \nu) d\nu$$

- sféricky symetrický případ
- f_{rad} zářivá síla, g_{rad} zářivé zrychlení
- $\chi(r, \nu)$ absorpční (extinkční) koeficient
- $F(r, \nu)$ tok záření

Zářivá síla v přítomnosti prachu

$$g_{\text{rad}} = \frac{1}{c} \int_0^{\infty} \kappa(r, \nu) F(r, \nu) d\nu$$

- $\kappa(r, \nu) = \chi(r, \nu) / \rho$ se mění v závislosti na r pouze v důsledku změny relativní koncentrace prachu

Zářivá síla v přítomnosti prachu

$$g_{\text{grad}} = \frac{F(r)}{c} \int_0^{\infty} \kappa(r, \nu) \frac{F(r, \nu)}{F(r)} d\nu$$

- $F(r) = \int_0^{\infty} F(r, \nu) d\nu$ je celkový tok záření
- $F(r, \nu)/F(r)$ závisí pouze na frekvenci

Zářivá síla v přítomnosti prachu

$$g_{\text{rad}} = \frac{1}{c} \bar{\kappa}(r) F(r)$$

- střední opacita

$$\bar{\kappa}(r) = \int_0^{\infty} \kappa(r, \nu) \frac{F(r, \nu)}{F(r)} d\nu$$

Zářivá síla v přítomnosti prachu

$$g_{\text{rad}} = \frac{\bar{\kappa}(r)L}{4\pi cr^2}$$

- zářivý výkon hvězdy $L = 4\pi r^2 F(r)$

Pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} + g_{\text{grad}}$$

$$g_{\text{grad}} = \frac{\bar{\kappa}(r)L}{4\pi cr^2}$$

Pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma_d(r))$$

$$\Gamma_d(r) = \frac{\bar{\kappa}(r)L}{4\pi cGM}$$

Pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma_d(r))$$

$$\Gamma_d(r) = \frac{\bar{\kappa}(r)L}{4\pi cGM}$$

- podzvuková oblast: $\Gamma_d(r) < 1$

Pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma_d(r))$$

$$\Gamma_d(r) = \frac{\bar{\kappa}(r)L}{4\pi cGM}$$

- podzvuková oblast: $\Gamma_d(r) < 1$
- zvukový bod: $\Gamma_d(r) = 1$

Pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma_d(r))$$

$$\Gamma_d(r) = \frac{\bar{\kappa}(r)L}{4\pi cGM}$$

- podzvuková oblast: $\Gamma_d(r) < 1$
- zvukový bod: $\Gamma_d(r) = 1$
- nadzvuková oblast: $\Gamma_d(r) > 1$

Pohybová rovnice

$$\frac{1}{v} (v^2 - a^2) \frac{dv}{dr} = -\frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma_d(r))$$

$$\Gamma_d(r) = \frac{\bar{\kappa}(r)L}{4\pi cGM}$$

- podzvuková oblast: $\Gamma_d(r) < 1$
 - zvukový bod: $\Gamma_d(r) = 1$
 - nadzvuková oblast: $\Gamma_d(r) > 1$
- ⇒ v blízkosti hvězdy (v atmosféře) málo prachu, ve větších vzdálenostech dochází k jeho kondenzaci ($\Gamma_d(r)$ roste s poloměrem)

Jak se tvoří prach?



snadno...

Jak se tvoří prach?

- musí se vytvořit kondenzační jádra obsahující ~ 10 atomů
- na vzniklé kondenzační jádro se "nabalují" další molekuly (Gail & Sedlmayr 1987)

Jak se tvoří prach?

- musí se vytvořit kondenzační jádra obsahující ~ 10 atomů
- na vzniklé kondenzační jádro se "nabalují" další molekuly (Gail & Sedlmayr 1987)
- typický rozměr částic prachu $\sim 0.1 \mu\text{m}$

Jak se tvoří prach?

- musí se vytvořit kondenzační jádra obsahující ~ 10 atomů
- na vzniklé kondenzační jádro se "nabalují" další molekuly (Gail & Sedlmayr 1987)
- typický rozměr částic prachu $\sim 0.1 \mu\text{m}$
- chemické složení prachu závisí na chemickém složení hvězdy
 - dostupný uhlík a kyslík vytvoří CO – stabilní molekula, zbyde určité množství kyslíku nebo uhlíku

Jak se tvoří prach?

- musí se vytvořit kondenzační jádra obsahující ~ 10 atomů
- na vzniklé kondenzační jádro se "nabalují" další molekuly (Gail & Sedlmayr 1987)
- typický rozměr částic prachu ~ $0.1 \mu\text{m}$
- chemické složení prachu závisí na chemickém složení hvězdy
 - dostupný uhlík a kyslík vytvoří CO
 - *hvězdy bohaté na kyslík*: silikáty (Mg_2SiO_4 , MgSiO_3) – častější (zastoupení kyslíku ve vesmíru větší): např. M veleobři

Jak se tvoří prach?

- musí se vytvořit kondenzační jádra obsahující ~ 10 atomů
- na vzniklé kondenzační jádro se "nabalují" další molekuly (Gail & Sedlmayr 1987)
- typický rozměr částic prachu $\sim 0.1 \mu\text{m}$
- chemické složení prachu závisí na chemickém složení hvězdy
 - dostupný uhlík a kyslík vytvoří CO
 - *hvězdy bohaté na kyslík*: silikáty
 - *hvězdy bohaté na uhlík*: uhlíkatá prachová zrna (amorfní uhlík), případně SiC, MgS, Fe – důsledek "dredge-up" procesu, produkty jaderného hoření na povrchu

Mezní rychlost ztráty hmoty I.

- každý foton nese hybnost o velikosti

$$\frac{h\nu}{c}$$

Mezní rychlost ztráty hmoty I.

- každý foton nese hybnost o velikosti

$$\frac{h\nu}{c}$$

- celkový moment hybnosti opouštějící za jednotku času hvězdu

$$\frac{L}{c}$$

Mezní rychlost ztráty hmoty I.

- každý foton nese hybnost o velikosti

$$\frac{h\nu}{c}$$

- celkový moment hybnosti opouštějící za jednotku času hvězdu

$$\frac{L}{c}$$

- celkový moment hybnosti větru opouštějící za jednotku času hvězdu

$$\dot{M}v_{\infty}$$

- v_{∞} je konečná rychlost větru

Mezní rychlost ztráty hmoty I.

- každý foton nese hybnost o velikosti

$$\frac{h\nu}{c}$$

- celkový moment hybnosti opouštějící za jednotku času hvězdu

$$\frac{L}{c}$$

- celkový moment hybnosti větru opouštějící za jednotku času hvězdu

$$\dot{M}v_{\infty}$$

- tedy

$$\eta_{\text{mom}} = \frac{\dot{M}v_{\infty}}{L/c} \leq 1$$

Mezní rychlost ztráty hmoty I.

- každý foton nese hybnost o velikosti

$$\frac{h\nu}{c}$$

- celkový moment hybnosti opouštějící za jednotku času hvězdu

$$\frac{L}{c}$$

- celkový moment hybnosti větru opouštějící za jednotku času hvězdu

$$\dot{M}v_{\infty}$$

- nebo maximální rychlost ztráty hmoty $\eta_{\text{mom}} = 1$

$$\dot{M}_{\text{max}} = \frac{L}{v_{\infty} c} = 2 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ rok}^{-1} \left(\frac{L}{10^4 L_{\odot}} \right) \left(\frac{v_{\infty}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)$$

Mezní rychlost ztráty hmoty II.

- hybnost je vektor

Mezní rychlost ztráty hmoty II.

- hybnost je vektor
- celková ztráta hybnosti sféricky symetrickým větrem nulová

Mezní rychlost ztráty hmoty II.

- hybnost je vektor
- celková ztráta hybnosti sféricky symetrickým větrem nulová
- předchozí mezní hodnota odpovídá jednomu rozptylu na foton, rozptylů ale může být víc

Mezní rychlost ztráty hmoty II.

- hybnost je vektor
- celková ztráta hybnosti sféricky symetrickým větrem nulová
- předchozí mezní hodnota odpovídá jednomu rozptylu na foton, rozptylů ale může být víc
- energiová podmínka

$$\frac{1}{2} v_{\infty}^2 \dot{M} \leq L$$

Mezní rychlost ztráty hmoty II.

- hybnost je vektor
- celková ztráta hybnosti sféricky symetrickým větrem nulová
- předchozí mezní hodnota odpovídá jednomu rozptylu na foton, rozptylů ale může být víc
- energiová podmínka

$$\frac{1}{2} v_{\infty}^2 \dot{M} \leq L$$

- užitím $\dot{M} \approx L / (v_{\infty} c)$ je

$$\frac{1}{2} v_{\infty}^2 \dot{M} \approx \frac{1}{2} \frac{v_{\infty}}{c} L \ll L$$

Mezní rychlost ztráty hmoty II.

- hybnost je vektor
- celková ztráta hybnosti sféricky symetrickým větrem nulová
- předchozí mezní hodnota odpovídá jednomu rozptylu na foton, rozptylů ale může být víc
- energiová podmínka

$$\frac{1}{2} v_{\infty}^2 \dot{M} \leq L$$

$$\dot{M}_{\max} = \frac{L}{v_{\infty}^2} = 1 M_{\odot} \text{ rok}^{-1} \left(\frac{L}{10^4 L_{\odot}} \right) \left(\frac{v_{\infty}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2}$$

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2}$$

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2}$$

- předpoklad: rychlá tvorba prachu ve vzdálenosti r_d

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2}$$

- předpoklad: rychlá tvorba prachu ve vzdálenosti r_d
- ⇒ v blízkosti tohoto bodu roste Γ_d z $\Gamma_d \ll 1$ na $\Gamma_d \gg 1$

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2}$$

- předpoklad: rychlá tvorba prachu ve vzdálenosti r_d
 - ⇒ v blízkosti tohoto bodu roste Γ_d z $\Gamma_d \ll 1$ na $\Gamma_d \gg 1$
 - ⇒ zvukový bod $r_c \approx r_d$

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2}$$

- vynásobení $4\pi r^2$, integrace od R_* do ∞

$$\int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \rho v \frac{dv}{dr} dr + \int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \left[\frac{dp}{dr} + \frac{\rho GM}{r^2} \right] dr = \int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2} dr$$

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2}$$

- vynásobení $4\pi r^2$, integrace od R_* do ∞

$$\int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \rho v \frac{dv}{dr} dr + \int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \left[\frac{dp}{dr} + \frac{\rho GM}{r^2} \right] dr = \int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2} dr$$

$$\int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \rho v \frac{dv}{dr} dr = \dot{M} (v(\infty) - v(R_*)) = \dot{M} v_{\infty}$$

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2}$$

- vynásobení $4\pi r^2$, integrace od R_* do ∞

$$\int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \rho v \frac{dv}{dr} dr + \int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \left[\frac{dp}{dr} + \frac{\rho GM}{r^2} \right] dr = \int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2} dr$$
$$\int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \left[\frac{dp}{dr} + \frac{\rho GM}{r^2} \right] dr = \int_{R_*}^{r_c} 4\pi r^2 \left[\frac{dp}{dr} + \frac{\rho GM}{r^2} \right] dr +$$
$$+ \int_{r_c}^{\infty} 4\pi r^2 \left[\frac{dp}{dr} + \frac{\rho GM}{r^2} \right] dr \approx 4\pi GM \int_{r_c}^{\infty} \rho dr$$

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2}$$

- vynásobení $4\pi r^2$, integrace od R_* do ∞

$$\int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \rho v \frac{dv}{dr} dr + \int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \left[\frac{dp}{dr} + \frac{\rho GM}{r^2} \right] dr = \int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2} dr$$

$$\int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2} dr = 4\pi GM \int_{r_c}^{\infty} \Gamma_d \rho dr = \frac{L}{c} \int_{r_c}^{\infty} \bar{\kappa}(r) \rho dr$$

- $\tau_W = \int_{r_c}^{\infty} \bar{\kappa}(r) \rho dr$ je optická hloubka větru

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho GM}{r^2}$$

- vynásobení $4\pi r^2$, integrace od R_* do ∞

$$\dot{M}v_\infty = 4\pi GM \int_{r_c}^{\infty} \rho dr + \tau_W \frac{L}{c}$$

- pro $\Gamma_d \gg 1$ je

$$\tau_W \frac{L}{c} = 4\pi GM \Gamma_d \int_{r_c}^{\infty} \rho dr \gg 4\pi GM \int_{r_c}^{\infty} \rho dr$$

Mezní rychlost ztráty hmoty III.

- pohybová rovnice

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho G M}{r^2} + \Gamma_d \frac{\rho G M}{r^2}$$

- vynásobení $4\pi r^2$, integrace od R_* do ∞

$$\dot{M} v_\infty = \tau_W \frac{L}{c}$$

⇒ v případě vícenásobného rozptylu je $\dot{M} v_\infty$
 $\tau_W \times$ větší než v případně jediného rozptylu
(Gail a Sedlmayr 1986, Netzer a Elitzur 1993)

Opacita prachových částic

- *účinný průřez* absorpce záření ("pravé")

$$C^A = \pi a^2 Q^A(a, \lambda)$$

- a je poloměr částice
- Q^A je efektivita absorpce
- $Q^A \sim \lambda^{-1}$: Rayleighův rozptyl
- důležitý jak pro zářivou sílu, tak pro teplotu částice

Opacita prachových částic

- *účinný průřez* absorpce záření ("pravé")

$$C^A = \pi a^2 Q^A(a, \lambda)$$

- *účinný průřez* rozptylu záření

$$C^S = \pi a^2 Q^S(a, \lambda)$$

- a je poloměr částice
- Q^S je efektivita rozptylu
- $Q^S \sim \lambda^{-4}$
- důležitý jen pro zářivou sílu, neovlivňuje T
- extinkce=absorpce+rozptyl

Opacita prachových částic

- účinný průřez absorpce záření ("pravé")

$$C^A = \pi a^2 Q^A(a, \lambda)$$

- účinný průřez rozptylu záření

$$C^S = \pi a^2 Q^S(a, \lambda)$$

- extinkční koeficient pro absorpci κ_λ

$$\chi^A = \kappa_\lambda \rho = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} n(a) \pi a^2 Q^A(a, \lambda) da$$

- extinkční koeficient pro rozptyl σ_λ

$$\chi^S = \sigma_\lambda \rho = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} n(a) \pi a^2 Q^S(a, \lambda) da$$

- $n(a)$ je rozdělovací funkce poloměrů,
 $n(a) \sim a^{-3.5}$ (Mathis, Rumpl a Nordsieck 1977)

Opacita prachových částic

- účinný průřez absorpce záření ("pravé")

$$C^A = \pi a^2 Q^A(a, \lambda)$$

- účinný průřez rozptylu záření

$$C^S = \pi a^2 Q^S(a, \lambda)$$

- extinkční koeficient pro absorpci κ_λ

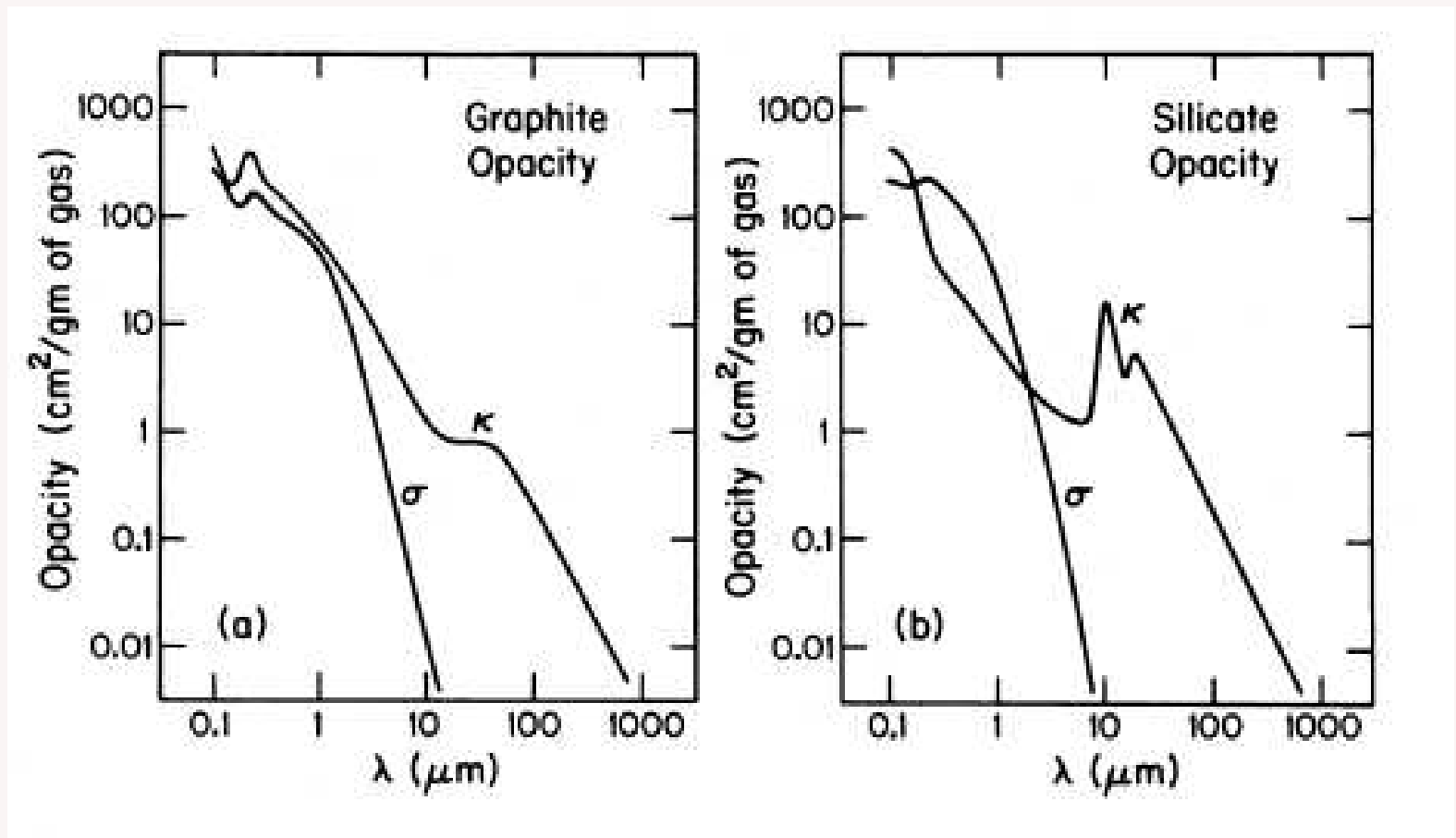
$$\chi^A = \kappa_\lambda \rho = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} n(a) \pi a^2 Q^A(a, \lambda) da$$

- extinkční koeficient pro rozptyl σ_λ

$$\chi^S = \sigma_\lambda \rho = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} n(a) \pi a^2 Q^S(a, \lambda) da$$

- $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$, $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$

Opacita prachových částic



Wolfire a Cassinelli (1986)

Prach a plyn

- ne všechny molekuly větru kondenzují a vytvářejí prachové částice (H, H₂, He)
- ⇒ ve větru existuje kromě prachu také plyn

Prach a plyn

- ne všechny molekuly větru kondenzují a vytvářejí prachové částice (H, H₂, He)
- ⇒ ve větru existuje kromě prachu také plyn
- prachem urychlovaný vítr má dvousložkovou strukturu

Prach a plyn

- ne všechny molekuly větru kondenzují a vytvářejí prachové částice (H, H₂, He)
- ⇒ ve větru existuje kromě prachu také plyn
- prachem urychlovaný vítr má dvousložkovou strukturu
 - prachové částice urychlovány absorpcí fotonů

Prach a plyn

- ne všechny molekuly větru kondenzují a vytvářejí prachové částice (H, H₂, He)
- ⇒ ve větru existuje kromě prachu také plyn
- prachem urychlovaný vítr má dvousložkovou strukturu
 - prachové částice urychlovány absorpcí fotonů
 - předávání hybnosti mezi prachem a plynem během srážek

Dvousložkový popis větru

- předpoklady:
 - všechna prachová zrna mají stejný poloměr a
 - zanedbání rozptylu, $\sigma_\lambda = 0$

Dvousložkový popis větru

- pohybová rovnice prachu

$$\rho_d v_d \frac{dv_d}{dr} = -\frac{\rho_d GM}{r^2} + \frac{\bar{\chi}(r)L}{4\pi cr^2} - n_d f_{\text{drag}}$$

- $\rho_d = n_d m_d$ je hustota prachu
 - f_{drag} je třecí síla na zrno
 - $\bar{\chi}(r) = \int_0^\infty \chi(r, \nu) \frac{F(r, \nu)}{F(r)} d\nu$
 - $\chi(r, \nu) = n_d \pi a^2 Q^A(a, \lambda)$
- pohybová rovnice plynu

$$\rho_g v_g \frac{dv_g}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho_g GM}{r^2} + n_d f_{\text{drag}}$$

Dvousložkový popis větru

- pohybová rovnice prachu

$$v_d \frac{dv_d}{dr} = -\frac{GM}{r^2} + \frac{\pi a^2 QL}{4\pi cr^2 m_d} - \frac{f_{\text{drag}}}{m_d}$$

- $Q = \int_0^\infty Q^A(a, \lambda) \frac{F(r, \nu)}{F(r)} d\nu$

Dvousložkový popis větru

- pohybová rovnice prachu

$$\frac{\pi a^2 Q L}{4\pi c r^2 m_d} = \frac{f_{\text{drag}}}{m_d}$$

- gravitační síla zanedbatelná ($\Gamma_d \gg 1$)
- rovnováha mezi zářivou silou a třecí silou (Gilman 1972)

Dvousložkový popis větru

- pohybová rovnice prachu

$$\frac{\pi a^2 Q L}{4\pi c r^2 m_d} = \frac{f_{\text{drag}}}{m_d}$$

- vzájemná rychlost plynu a prachu

$$w_{\text{drift}} = v_d - v_g$$

- třecí síla $f_{\text{drag}} = \pi a^2 \rho_g w_{\text{drift}}^2$ (dynamický tlak $\rho_g w_{\text{drift}}^2$ pro $w_{\text{drift}} \gg a_{\text{th}}$)

Dvousložkový popis větru

- pohybová rovnice prachu – určení w_{drift}

$$w_{\text{drift}} = \sqrt{\frac{QL}{4\pi r^2 \rho_g c}}$$

- vzájemná rychlost plynu a prachu nepřímo úměrná hustotě plynu

Dvousložkový popis větru

- pohybová rovnice prachu – určení w_{drift}

$$w_{\text{drift}} = \sqrt{\frac{QLv_g}{\dot{M}c}}$$

Dvousložkový popis větru

- pohybová rovnice plynu

$$\rho_g v_g \frac{dv_g}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho_g GM}{r^2} + n_d f_{\text{drag}}$$

- rovnováha mezi zářivou a třecí silou působící na prachové částice

$$\frac{\pi a^2 Q L}{4\pi c r^2 m_d} = \frac{f_{\text{drag}}}{m_d}$$

Dvousložkový popis větru

- pohybová rovnice plynu

$$v_g \frac{dv_g}{dr} = -\frac{1}{\rho_g} \frac{dp}{dr} - \frac{GM}{r^2} + \frac{n_d \pi a^2 QL}{\rho_g 4\pi c r^2}$$

- označení

$$\Gamma_d = \frac{n_d \pi a^2 QL}{\rho_g 4\pi c GM} \equiv \frac{\bar{\kappa}(r)L}{4\pi c GM}$$

Dvousložkový popis větru

- pohybová rovnice plynu

$$v_g \frac{dv_g}{dr} = -\frac{1}{\rho_g} \frac{dp}{dr} - \frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma_d)$$

Dvousložkový popis větru

- prach a plyn jsou svázány třecí silou
- pohybová rovnice pro plyn se nemění
- nenulový rozdíl rychlostí mezi prachem a plynem

Dvousložkový popis větru

- prach a plyn jsou svázány třecí silou
 - pohybová rovnice pro plyn se nemění
 - nenulový rozdíl rychlostí mezi prachem a plynem
- ⇒ při velkém rozdílu rychlostí může vést k rozpadu prachových částic

Dvousložkový popis větru

- prach a plyn jsou svázány třecí silou
 - pohybová rovnice pro plyn se nemění
 - nenulový rozdíl rychlostí mezi prachem a plynem
- ⇒ při velkém rozdílu rychlostí může vést k rozpadu prachových částic
- ⇒ pro větry s malou hustotou prachové částice nemusí být schopny urychlovat plyn, vzniká čistě prachový vítr

Poloměr kondenzace

- *teplota kondenzace* prachových částic T_c
 - pokud $T < T_c$: prachové částice zkondenzovaly
 - pokud $T > T_c$: prachové částice se nevytvořily
 - poloměr r_c kde $T = T_c$ definuje poloměr kondenzace prachových částic

Poloměr kondenzace

- *teplota kondenzace* prachových částic T_c
 - pokud $T < T_c$: prachové částice zkondenzovaly
 - pokud $T > T_c$: prachové částice se nevytvořily
 - poloměr r_c kde $T = T_c$ definuje poloměr kondenzace prachových částic
- teplota prachových částic T určena zářivou rovnováhou

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- levá strana: zářivé ochlazování
- pravá strana: zářivý ohřev
- $B_{\lambda}(T)$ je Planckova funkce
- J_{λ} je střední intenzita záření

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- přibližné vyjádření:

$$J_{\lambda} \approx W(r) B_{\lambda}(T_{\text{eff}})$$

- $W(r)$ je tzv. koeficient zředění,

$$W = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{R_*}{r} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}$$

- T_{eff} je efektivní teplota hvězdy
- R_* je poloměr hvězdy

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- pro každou částici s poloměrem a

$$\int_0^{\infty} \pi a^2 Q^A(a, \lambda) B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \pi a^2 Q^A(a, \lambda) W(r) B_{\lambda}(T_{\text{eff}}) d\lambda$$

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- pro každou částici s poloměrem a

$$\int_0^{\infty} Q^A(a, \lambda) B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} Q^A(a, \lambda) W(r) B_{\lambda}(T_{\text{eff}}) d\lambda$$

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- pro každou částici s poloměrem a

$$\int_0^{\infty} Q^A(a, \lambda) B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} Q^A(a, \lambda) W(r) B_{\lambda}(T_{\text{eff}}) d\lambda$$

- planckovská střední absorpční efektivita

$$Q_{\text{P}}^A(a, T) = \frac{\int_0^{\infty} Q^A(a, \lambda) B_{\lambda}(T) d\lambda}{\int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) d\lambda}$$

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- pro každou částici s poloměrem a

$$T^4 Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T) = T_{\text{eff}}^4 W(r) Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T_{\text{eff}})$$

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- pro každou částici s poloměrem a

$$T^4 Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T) = T_{\text{eff}}^4 W(r) Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T_{\text{eff}})$$

- teplota prachových částic

$$T = T_{\text{eff}} [W(r)]^{1/4} \left[\frac{Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T_{\text{eff}})}{Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T)} \right]^{1/4}$$

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- pro každou částici s poloměrem a

$$T^4 Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T) = T_{\text{eff}}^4 W(r) Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T_{\text{eff}})$$

- teplota prachových částic

$$T = T_{\text{eff}} [W(r)]^{1/4} \left[\frac{Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T_{\text{eff}})}{Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T)} \right]^{1/4}$$

- pro $r \approx R_*$ je $W(r) = 2$ a $T \approx T_{\text{eff}} > T_{\text{c}} \Rightarrow$
v blízkosti hvězdy prach zničen sublimací

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- pro každou částici s poloměrem a

$$T^4 Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T) = T_{\text{eff}}^4 W(r) Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T_{\text{eff}})$$

- poloměr kondenzace (pro $r \gtrsim 2 R_*$ je $W(r) \approx (R_*/2r)^2$, $T = T_{\text{c}}$)

$$r_{\text{c}} \approx \frac{R_*}{2} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{c}}} \right)^2 \sqrt{\frac{Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T_{\text{eff}})}{Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T_{\text{c}})}}$$

Poloměr kondenzace

- zářivá rovnováha

$$\int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

- pro každou částici s poloměrem a

$$T^4 Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T) = T_{\text{eff}}^4 W(r) Q_{\text{P}}^{\text{A}}(a, T_{\text{eff}})$$

- poloměr kondenzace

$$r_{\text{c}} \sim L^{1/2}$$

Poloměr kondenzace

	silikáty	grafit	amorfní uhlík
	$T_c = 1500 \text{ K}$	$T_c = 1500 \text{ K}$	$T_c = 1500 \text{ K}$
T_{eff}	r_c/R_*	r_c/R_*	r_c/R_*
3000	2.99	4.03	3.42
2500	1.85	2.34	2.12
2000	1.15	1.29	1.24

(Lamers a Cassinelli 1999)

⇒ prach se vytváří pouze v relativně velkých vzdálenostech od hvězdy

Poloměr kondenzace

	silikáty	grafit	amorfní uhlík
	$T_c = 1500 \text{ K}$	$T_c = 1500 \text{ K}$	$T_c = 1500 \text{ K}$
T_{eff}	r_c/R_*	r_c/R_*	r_c/R_*
3000	2.99	4.03	3.42
2500	1.85	2.34	2.12
2000	1.15	1.29	1.24

(Lamers a Cassinelli 1999)

⇒ prach se vytváří pouze v relativně velkých vzdálenostech od hvězdy ⇒ jak je možné, že vítr může existovat?

Vliv pulzací

- rychlost ztráty hmoty dána hustotou a rychlostí větru v kritickém (zvukovém) bodě \Rightarrow možnost předpovídat \dot{M} (Gail & Sedlmayr 1987)

Vliv pulzací

- rychlost ztráty hmoty dána hustotou a rychlostí větru v kritickém (zvukovém) bodě \Rightarrow možnost předpovídat \dot{M} (Gail & Sedlmayr 1987)
- problém: prach se tvoří daleko od hvězdy, kde je hustota velmi malá \Rightarrow velmi malé \dot{M}

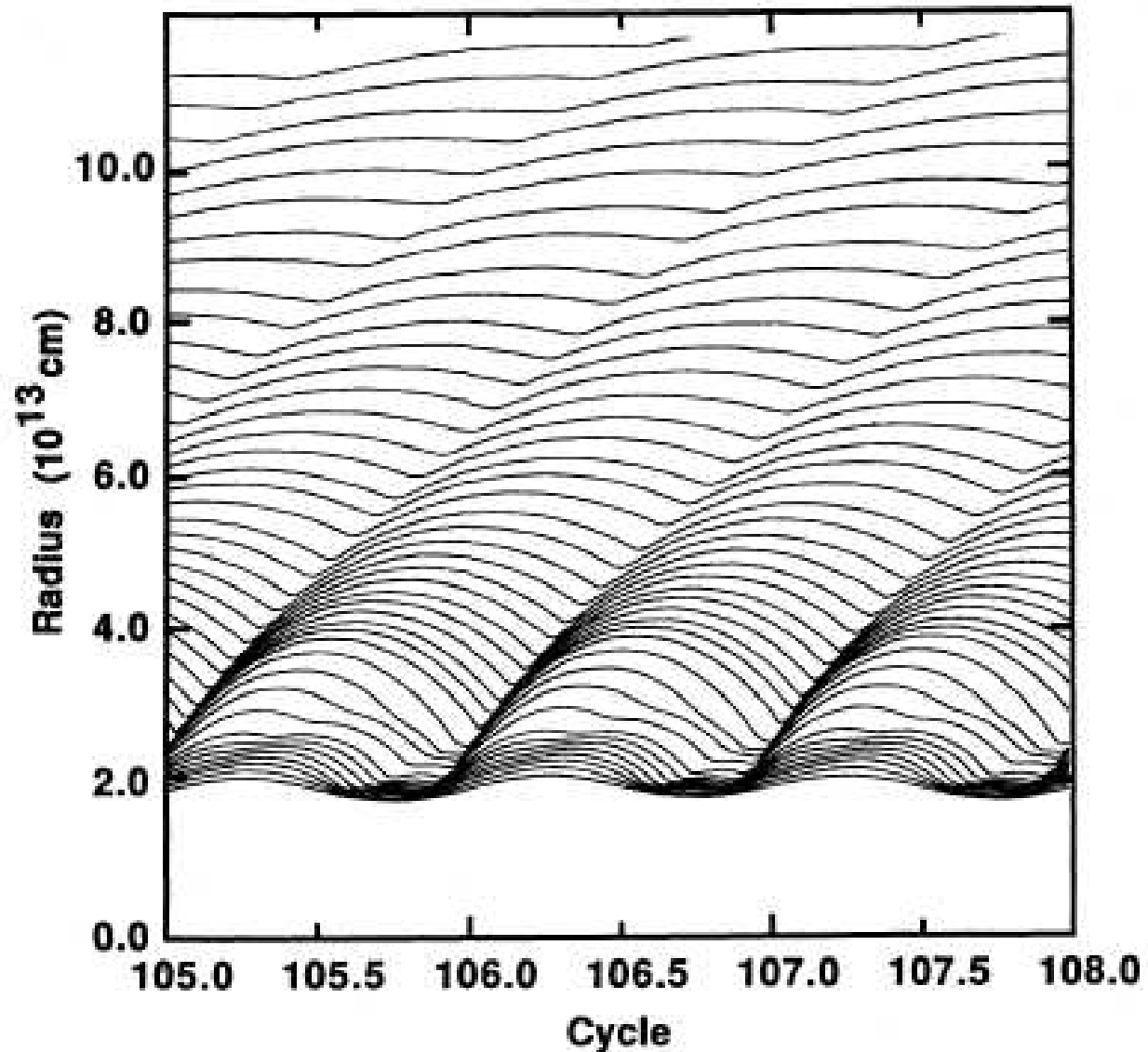
Vliv pulzací

- rychlost ztráty hmoty dána hustotou a rychlostí větru v kritickém (zvukovém) bodě \Rightarrow možnost předpovídat \dot{M} (Gail & Sedlmayr 1987)
- problém: prach se tvoří daleko od hvězdy, kde je hustota velmi malá \Rightarrow velmi malé \dot{M}
- řešení: vliv pulzací (Bowen 1988)
 - hvězdy asymptotické větve obrů pulzují
 - dlouhoperiodické proměnné (*miridy*)
 - příčinou pulzací je ionizace vodíku
 - vytváří se rázová vlna
 - příčina proměnnosti: disociace molekul (především TiO) v důsledku průchodu rázové vlny vedoucí k poklesu opacity

Vliv pulzací

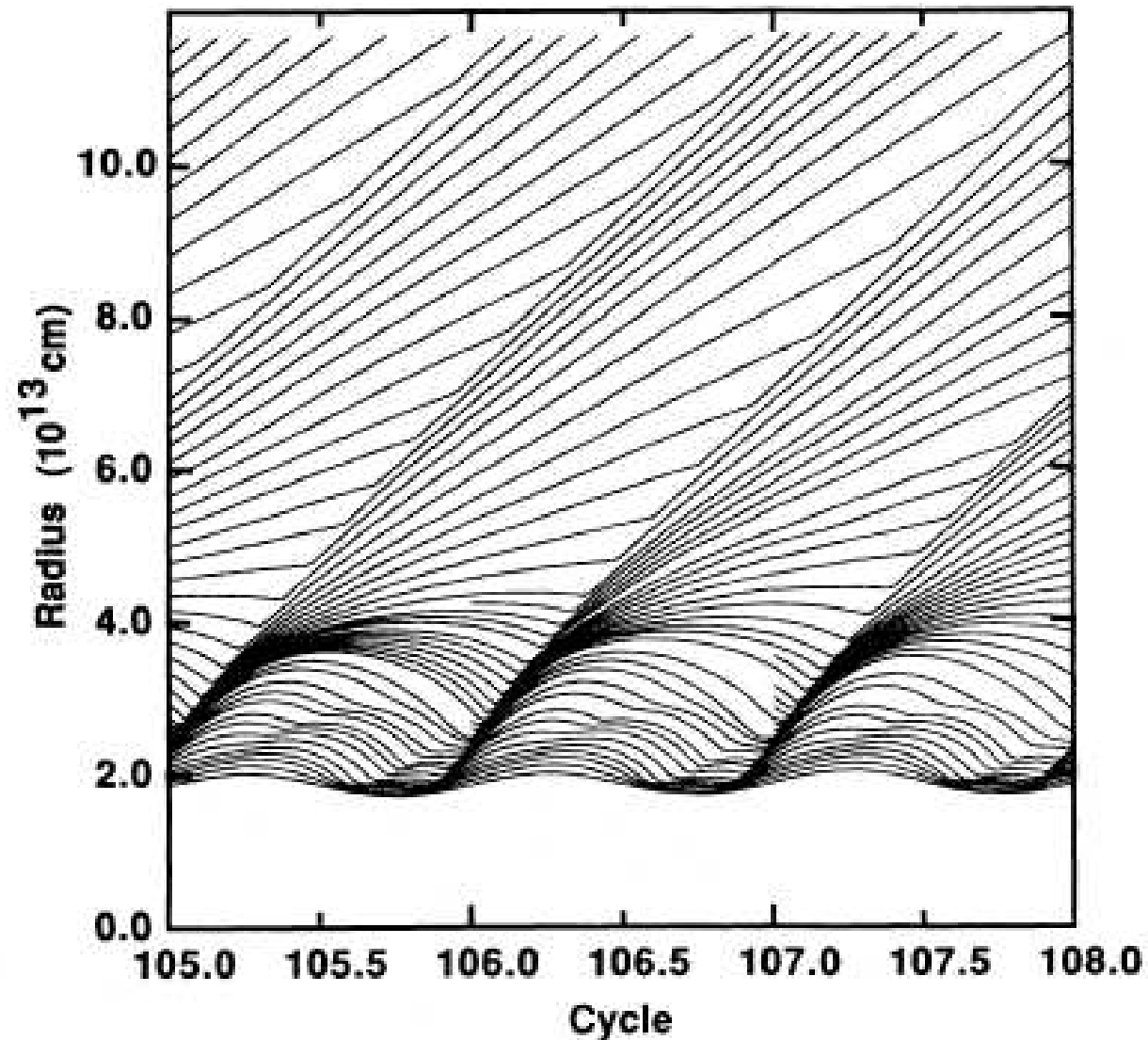
- rychlost ztráty hmoty dána hustotou a rychlostí větru v kritickém (zvukovém) bodě \Rightarrow možnost předpovídat \dot{M} (Gail & Sedlmayr 1987)
- problém: prach se tvoří daleko od hvězdy, kde je hustota velmi malá \Rightarrow velmi malé \dot{M}
- řešení: vliv pulzací (Bowen 1988)
- v důsledku pulzací se látka může dostat do větší vzdálenosti od hvězdy, kde dochází k tvorbě prachu a urychlování větru

Vliv pulzací



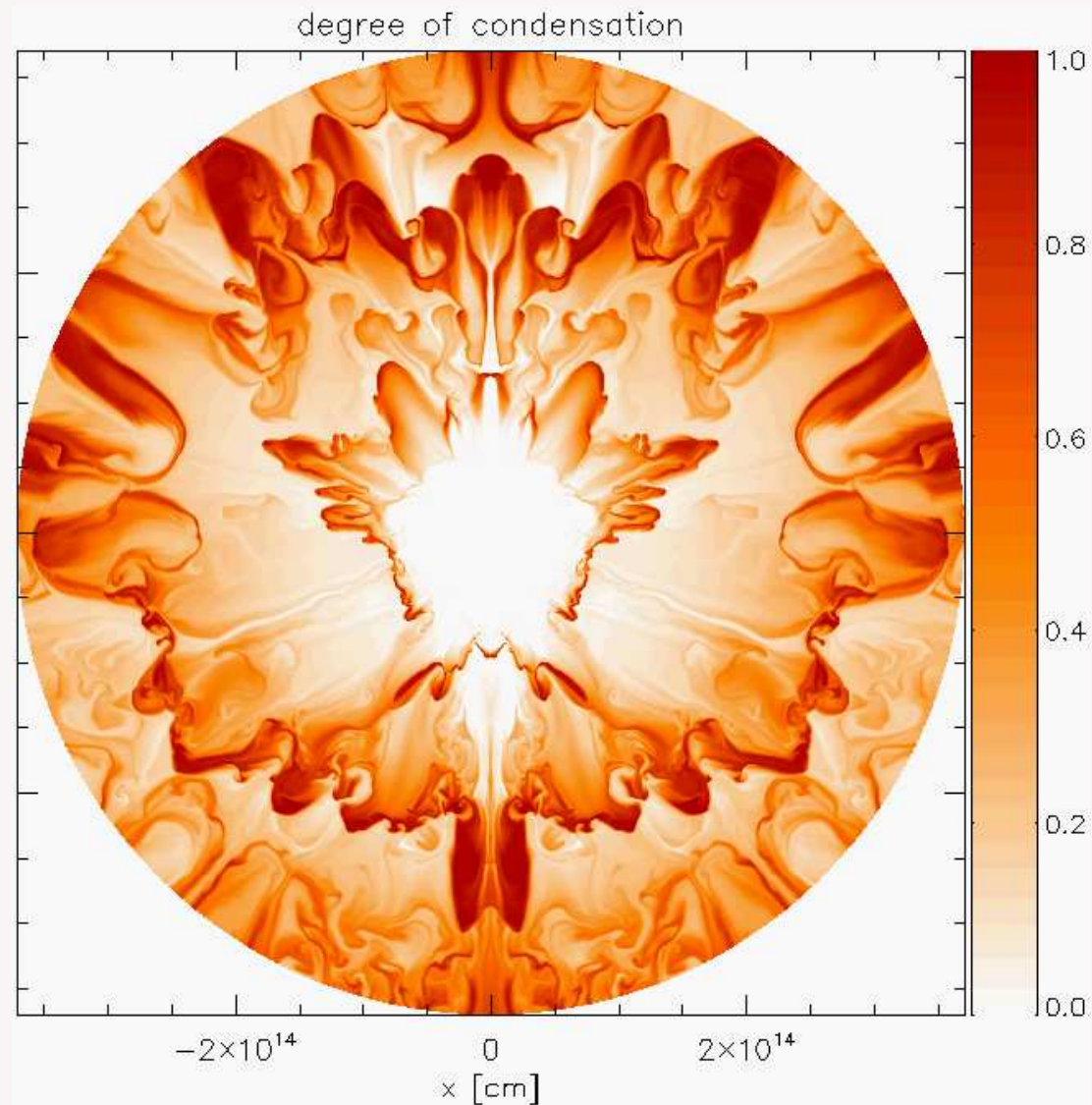
- pulzace bez prachu: velmi malá ztráta hmoty

Vliv pulzací



- pulzace s prachem: podstatná ztráta hmoty

Vliv pulzací



(Woitke 2005)

Nadzvuková struktura větru

- pohybová rovnice plynu

$$v_g \frac{dv_g}{dr} = -\frac{1}{\rho_g} \frac{dp}{dr} - \frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma_d)$$

- zanedbání tlaku plynu

Nadzvuková struktura větru

- pohybová rovnice plynu

$$v_g \frac{dv_g}{dr} = \frac{GM}{r^2} (\Gamma_d - 1)$$

- integrace od bodu kondenzace r_c do r

Nadzvuková struktura větru

- radiální rychlost plynu

$$v^2(r) = v^2(r_c) + 2GM \int_{r_c}^r \frac{\Gamma_d - 1}{r'^2} dr'$$

- $v(r_c)$ je rychlost větru na kondenzačním poloměru
- předpokládejme, že Γ_d nezávisí na poloměru a $v(r_c) \ll v_\infty$

Nadzvuková struktura větru

- radiální rychlost plynu

$$v^2(r) = v^2(r_c) + \frac{2GM(\Gamma_d - 1)}{r_c} \left(1 - \frac{r_c}{r}\right)$$

- předpokládejme, že $v(r_c) \ll v(r)$

Nadzvuková struktura větru

- radiální rychlost plynu

$$v(r) = v_{\infty} \sqrt{1 - \frac{r_c}{r}}$$

- označení: $v_{\infty} \equiv \sqrt{2GM(\Gamma_d - 1)/r_c}$
- "beta zákon"

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{R}{r}\right)^{\beta}$$

Nadzvuková struktura větru

- radiální rychlost plynu pro $r \rightarrow \infty$

$$v(\infty) = v_\infty = \sqrt{\frac{2GM}{r_c} (\Gamma_d - 1)}$$

- v_∞ je konečná rychlost větru
- konečná rychlost větru úměrná $\Gamma_d^{1/2}$
- konečná rychlost větru větší pro hvězdy s větším gravitačním zrychlením na povrchu (!)

Nadzvuková struktura větru

- pro $\Gamma_d \gg 1$ je

$$v_\infty = \sqrt{\frac{2GM\Gamma_d}{r_c}}$$

- kde

$$\Gamma_d(r) = \frac{\bar{\kappa}(r)L}{4\pi cGM}$$

Nadzvuková struktura větru

- dosazením

$$v_{\infty} = \sqrt{\frac{\bar{\kappa}(r)L}{2\pi r_c c}}$$

- kde

$$r_c \sim L^{1/2}$$

$$\bar{\kappa}(r) \sim \psi$$

- ψ je poměr hustoty prachu a plynu

$$\Rightarrow v_{\infty} \sim \sqrt{\psi} \sqrt[4]{L}$$

Minimální zářivý výkon

- nutná podmínka pro existenci větru

$$\Gamma_d > 1$$

Minimální zářivý výkon

- nutná podmínka pro existenci větru

$$\frac{\bar{\kappa}L}{4\pi cGM} > 1$$

Minimální zářivý výkon

- nutná podmínka pro existenci větru

$$\frac{\bar{\kappa}L}{4\pi cGM} > 1$$

- minimální zářivý výkon

$$L > \frac{4\pi cGM}{\bar{\kappa}}$$

Minimální zářivý výkon

- nutná podmínka pro existenci větru

$$\frac{\bar{\kappa}L}{4\pi cGM} > 1$$

- minimální zářivý výkon

$$L > \frac{4\pi cGM}{\bar{\kappa}}$$

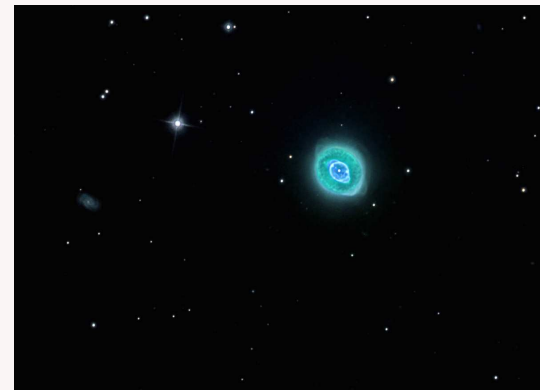
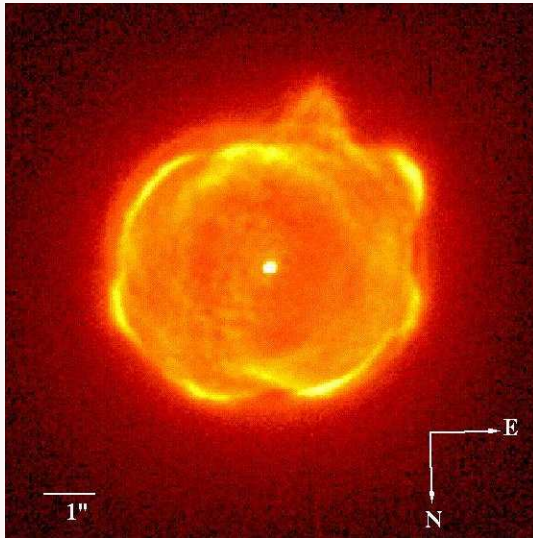
- pro $\bar{\kappa} \approx 30 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ je

$$L > 400 L_{\odot} \left(\frac{M}{1 M_{\odot}} \right)$$

⇒ hvězdy sluneční hmotnosti s $L > 400 L_{\odot}$ mohou mít prachem urychlovaný vítr

Pozorování prachových větrů I.

- planetární mlhoviny



Pozorování prachových větrů I.

- planetární mlhoviny
- hvězda po AGB fázi, během AGB fáze měla prachový vítr

Pozorování prachových větrů I.

- planetární mlhoviny
- hvězda po AGB fázi, během AGB fáze měla prachový vítr
- odhodila vnější obálku, pozorujeme horkou centrální hvězdu

Pozorování prachových větrů I.

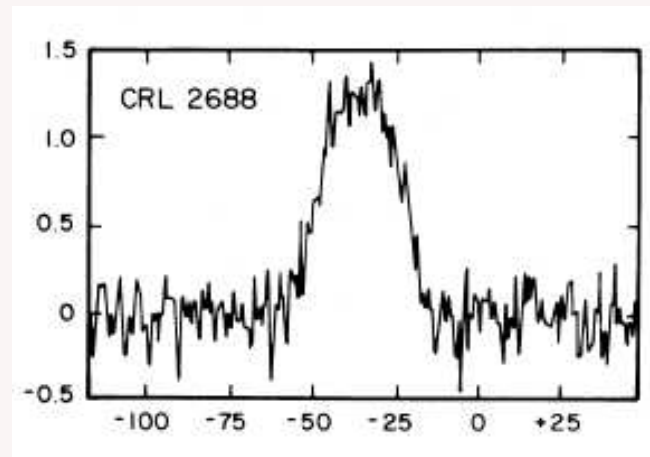
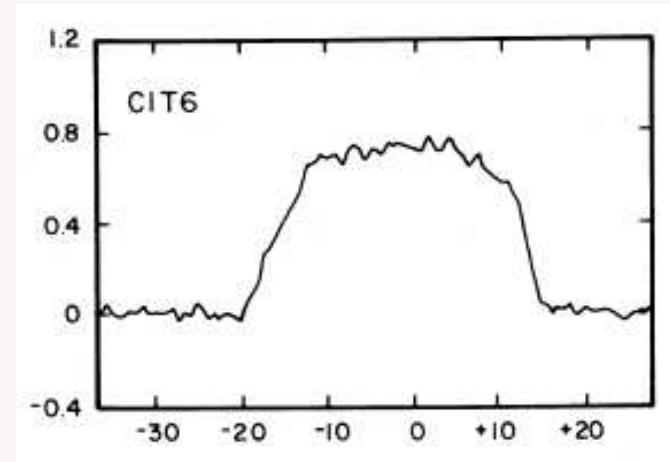
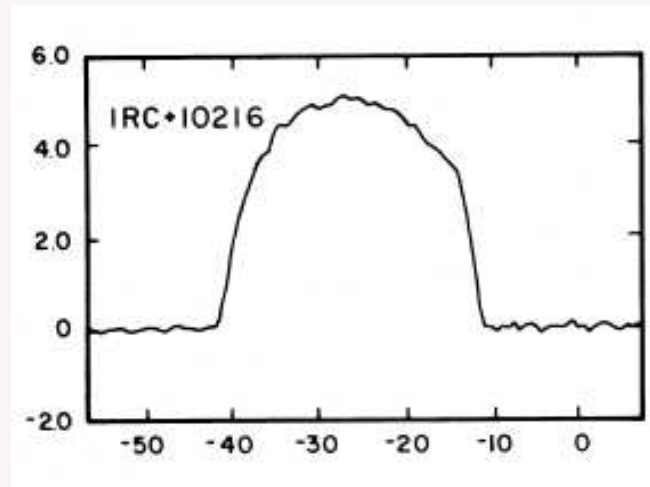
- planetární mlhoviny
- hvězda po AGB fázi, během AGB fáze měla prachový vítr
- odhodila vnější obálku, pozorujeme horkou centrální hvězdu
- centrální hvězda ionizuje zbytky po prachovém větru(?)

Pozorování prachových větrů II.

- pozorování čáry CO s $\lambda = 2.6 \text{ mm}$
- rotační přechod $J = 2 - 1$

Pozorování prachových větrů II.

- pozorování čáry CO s $\lambda = 2.6 \text{ mm}$



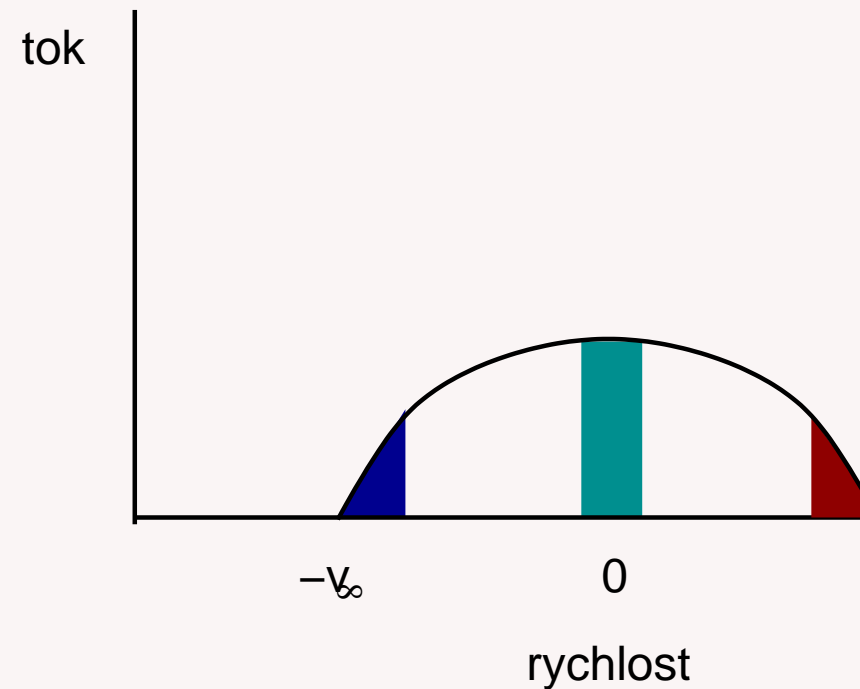
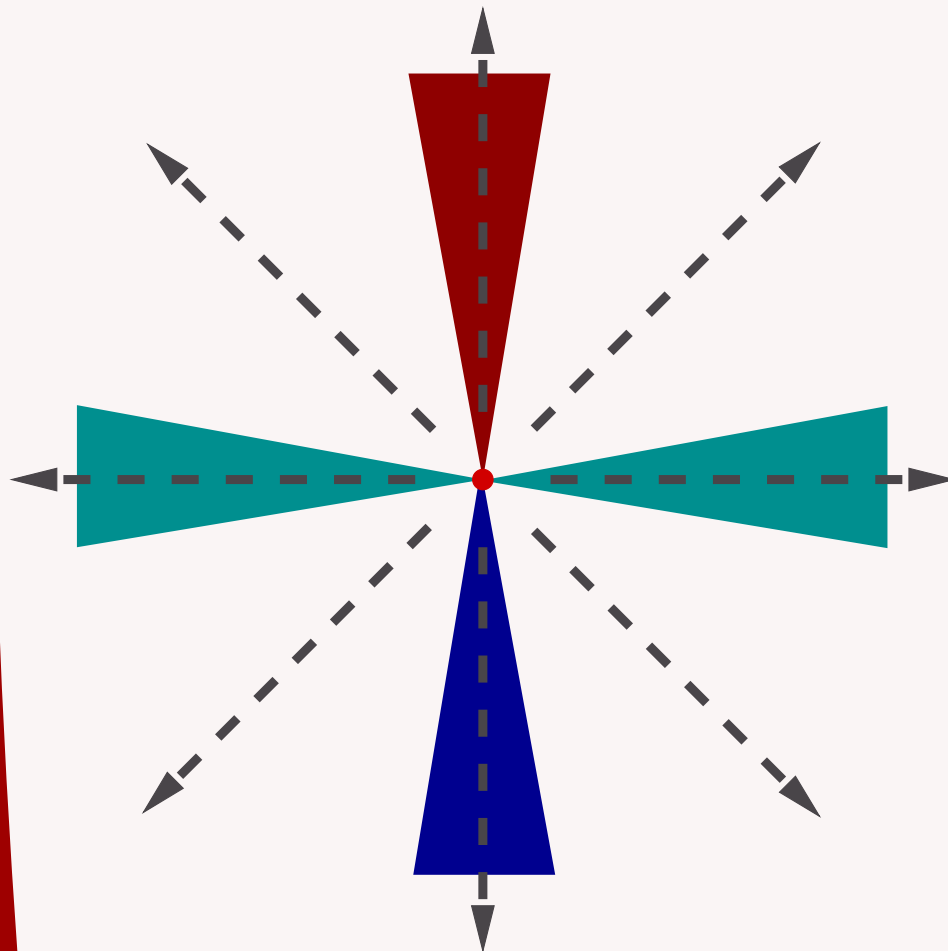
- závislost emisní teploty na rychlosti v km s^{-1}
(Knapp a Morris 1985)

Pozorování prachových větrů II.

- pozorování čáry CO s $\lambda = 2.6 \text{ mm}$
- čára vzniká v obálce s poloměrem $\sim 10^4 R_*$

Pozorování prachových větrů II.

- pozorování čáry CO s $\lambda = 2.6 \text{ mm}$
- vznik emisních čar ve spektru ($I \sim e^{-\tau}$)



Pozorování prachových větrů II.

- pozorování čáry CO s $\lambda = 2.6 \text{ mm}$
- rychlosti větru $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$
- rychlost ztráty hmoty $10^{-8} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$

Pozorování prachových větrů III.

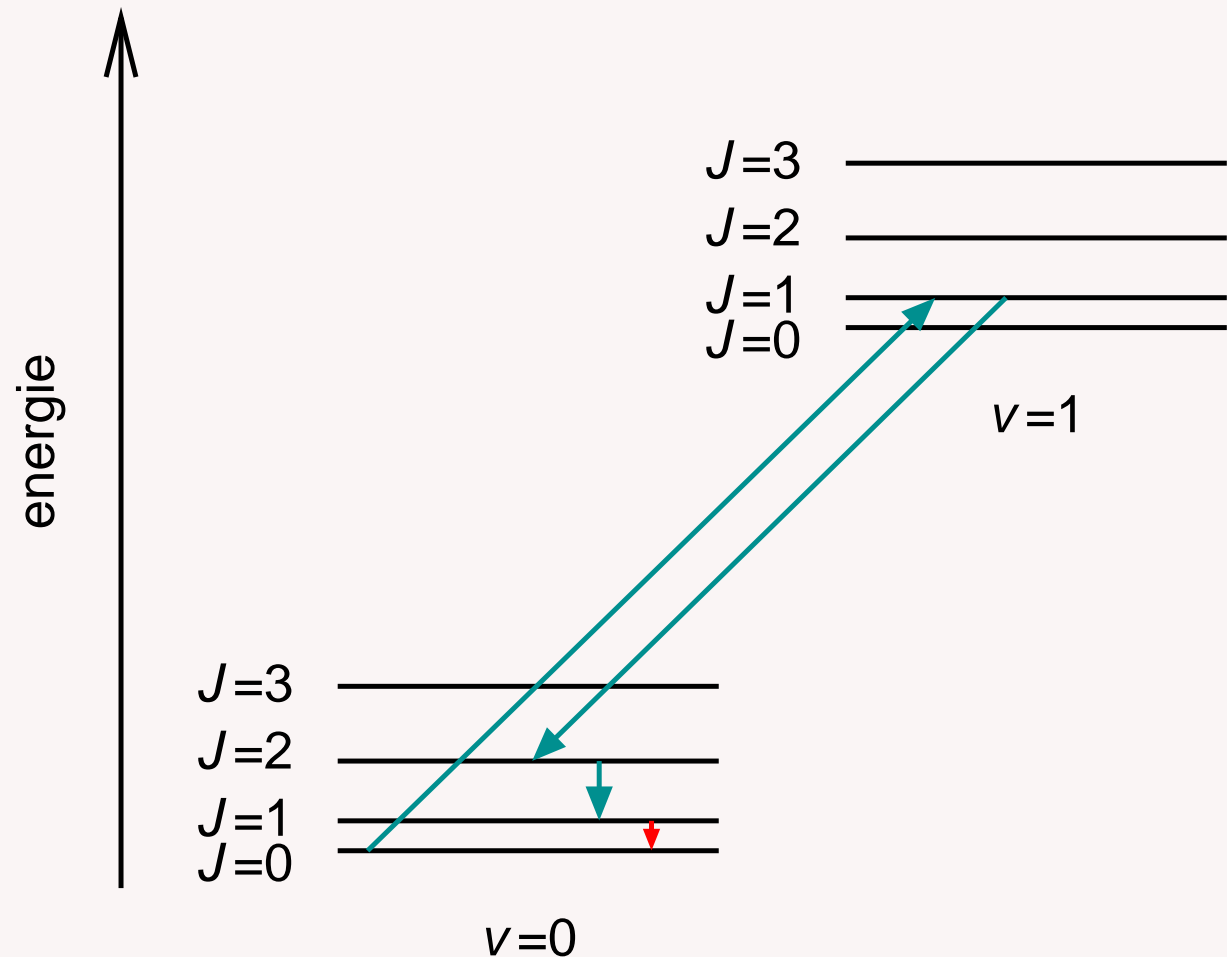
- maserový jev ve spektrech
- obsazení hladin obvykle dáno Boltzmannovým rozdělením

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{\epsilon_{ij}}{kT}\right)$$

- g_i, g_j jsou statistické váhy hladin
- ϵ_{ij} je excitační energie

Pozorování prachových větrů III.

- maserový jev ve spektrech
- "infačervené pumpování": hladina $v = 1$



Pozorování prachových větrů III.

- maserový jev ve spektrech
- nerovnovážné záření: nelze použít LTE
- statistická rovnováha

$$n_j B_{ij} J_\nu = n_j A_{ji} + n_j B_{ji} J_\nu$$

- J_ν je střední intenzita záření
- B_{ij} , A_{ji} a B_{ji} jsou Einsteinovy koeficienty
- B_{ij} popisuje četnost absorpce
- A_{ji} popisuje četnost spontánní emise
- B_{ji} popisuje četnost stimulované emise

$$g_i B_{ij} = g_j B_{ji}$$

Pozorování prachových větrů III.

- maserový jev ve spektrech
- statistická rovnováha

$$n_i B_{ij} J_\nu = n_j A_{ji} + n_j \frac{g_i}{g_j} B_{ij} J_\nu$$

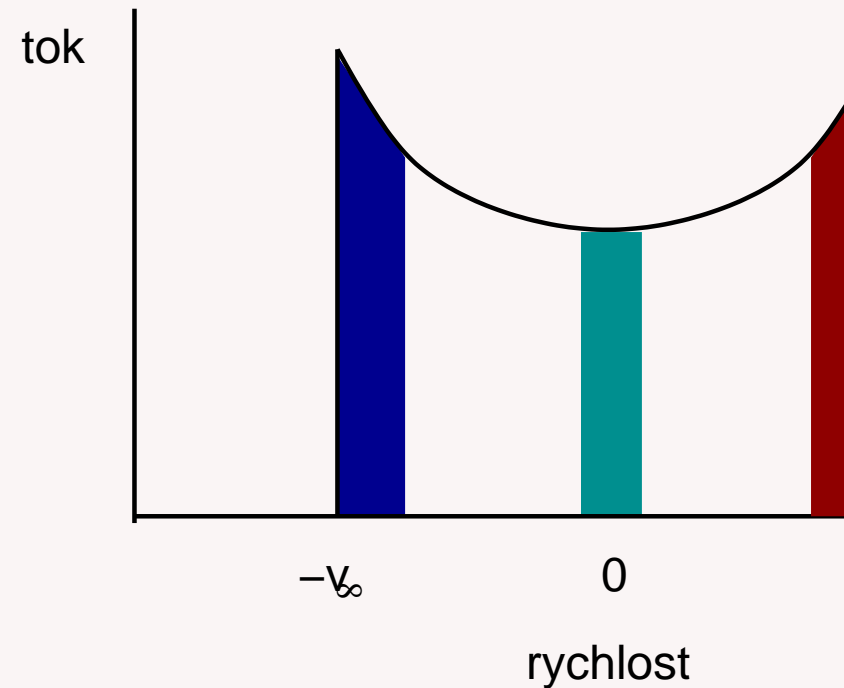
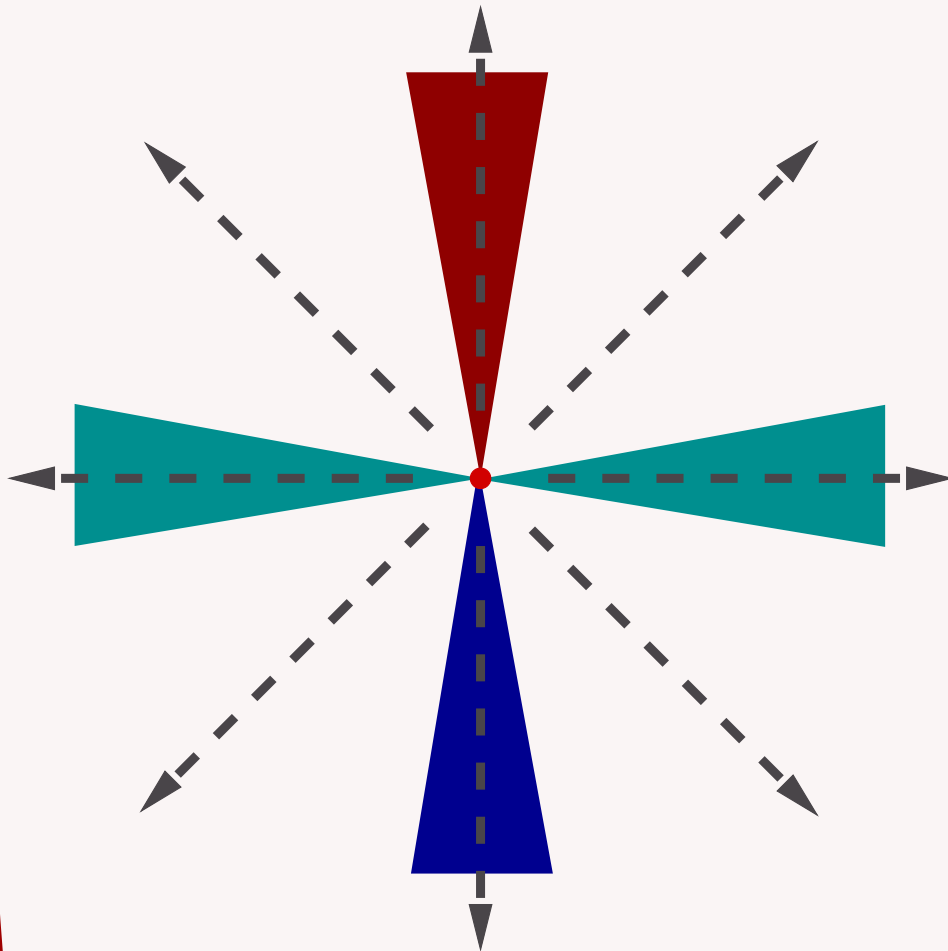
- populační inverze, $n_j/n_i > g_j/g_i$
- ⇒ záporný korekční faktor pro stimulovanou emisi

$$1 - \frac{g_i n_j}{g_j n_i} < 0$$

- ⇒ průlet fotonu vyvolá emisi dalšího fotonu se stejnou frekvencí a směrem
- ⇒ záporná optická hloubka

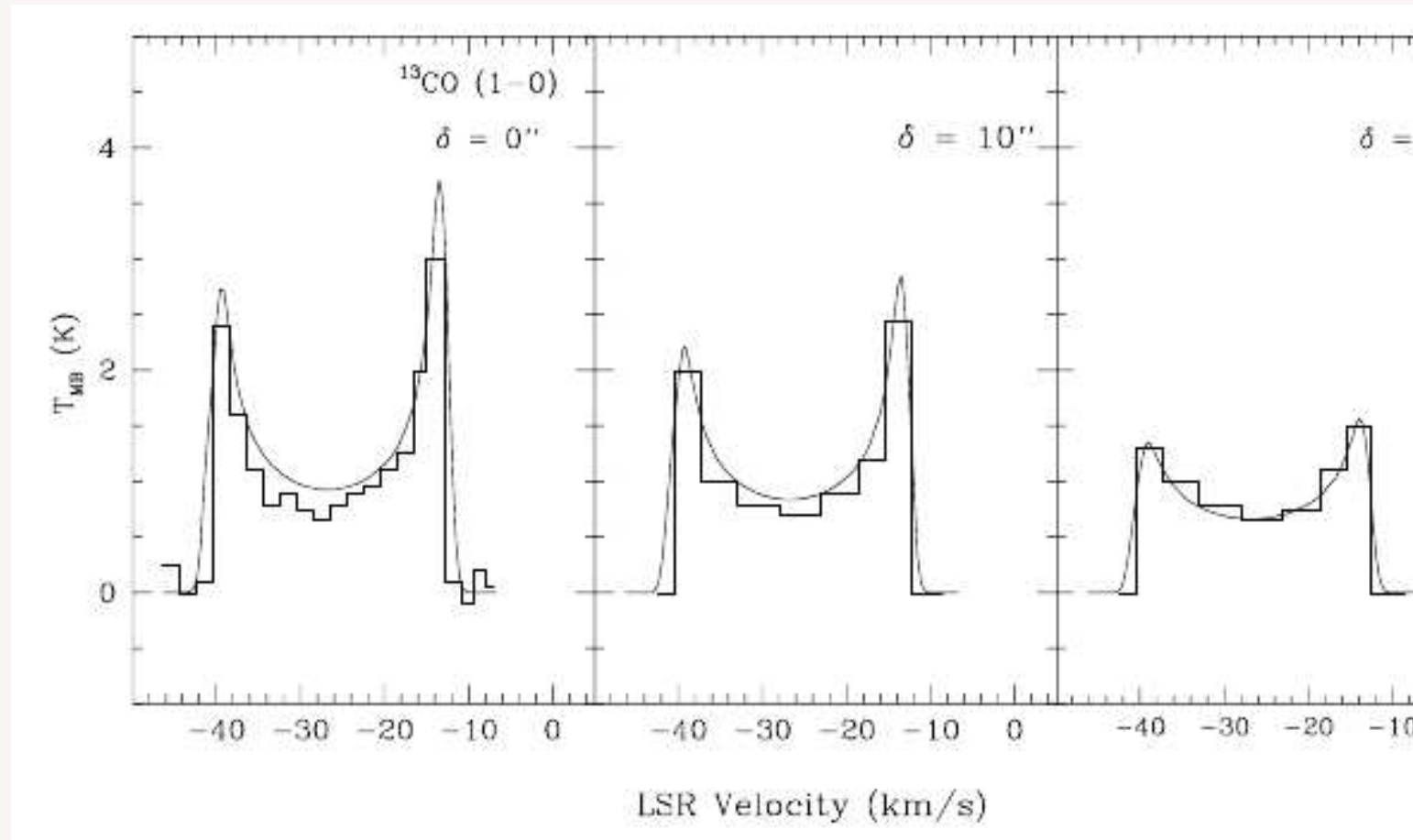
Pozorování prachových větrů III.

- maserový jev ve spektrech
- vznik maserových čar ve spektru ($I \sim e^{-\tau}$)



Pozorování prachových větrů III.

- maserový jev ve spektrech
- pozorování maserové čáry CO (Crosas a Menten 1997)



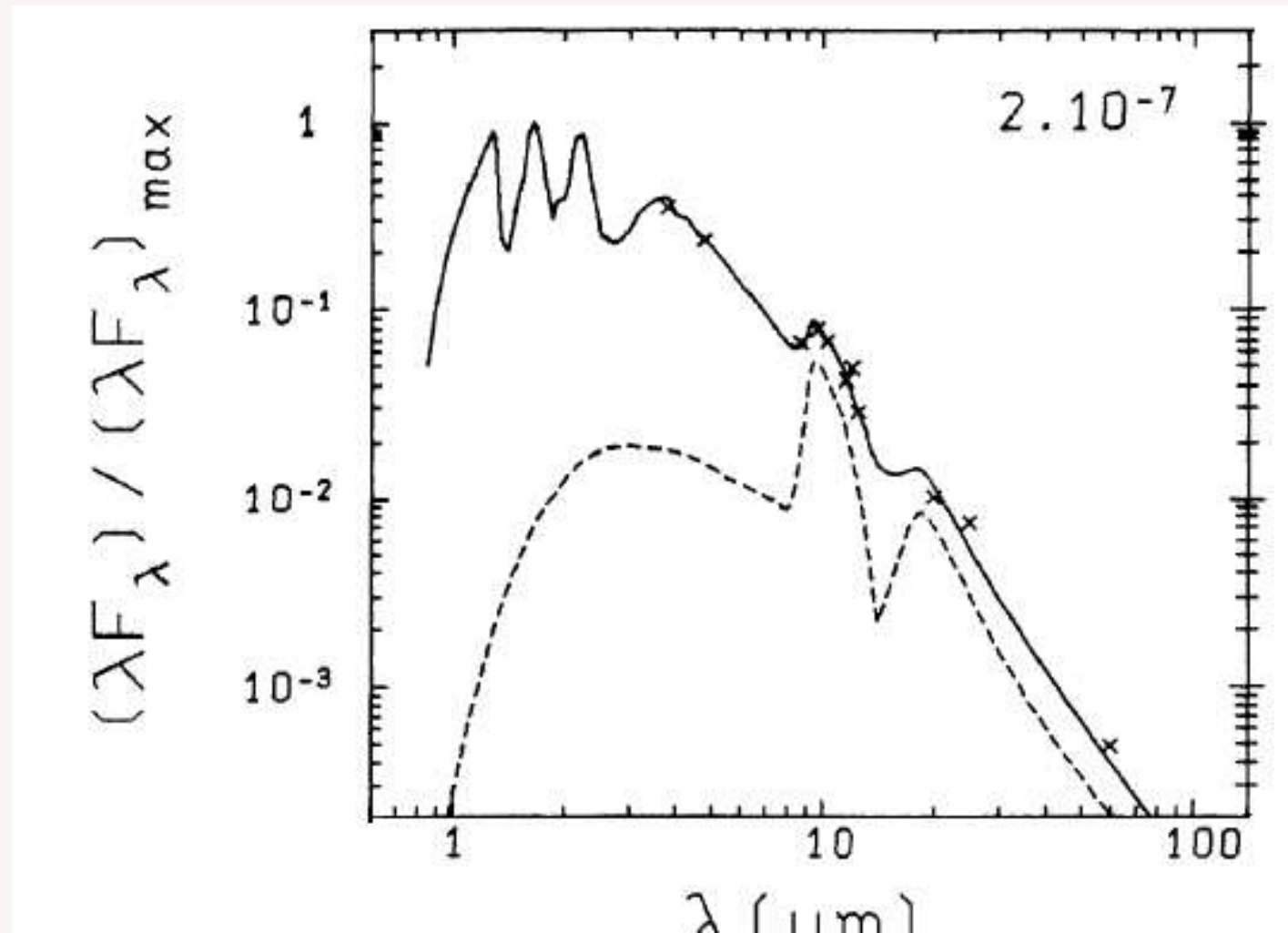
Pozorování prachových větrů IV.

- infračervené a radiové záření prachu
- pozorování spektrálního rozložení energie

Pozorování prachových větrů IV.

- infračervené a radiové záření prachu
- pozorování spektrálního rozložení energie
- malá hustota prachu (malé \dot{M})
 - malá prachová extinkce
 - fotosféra ve viditelné a blízké IČ
 - prach pro delší vlnové délky

Pozorování prachových větrů IV.

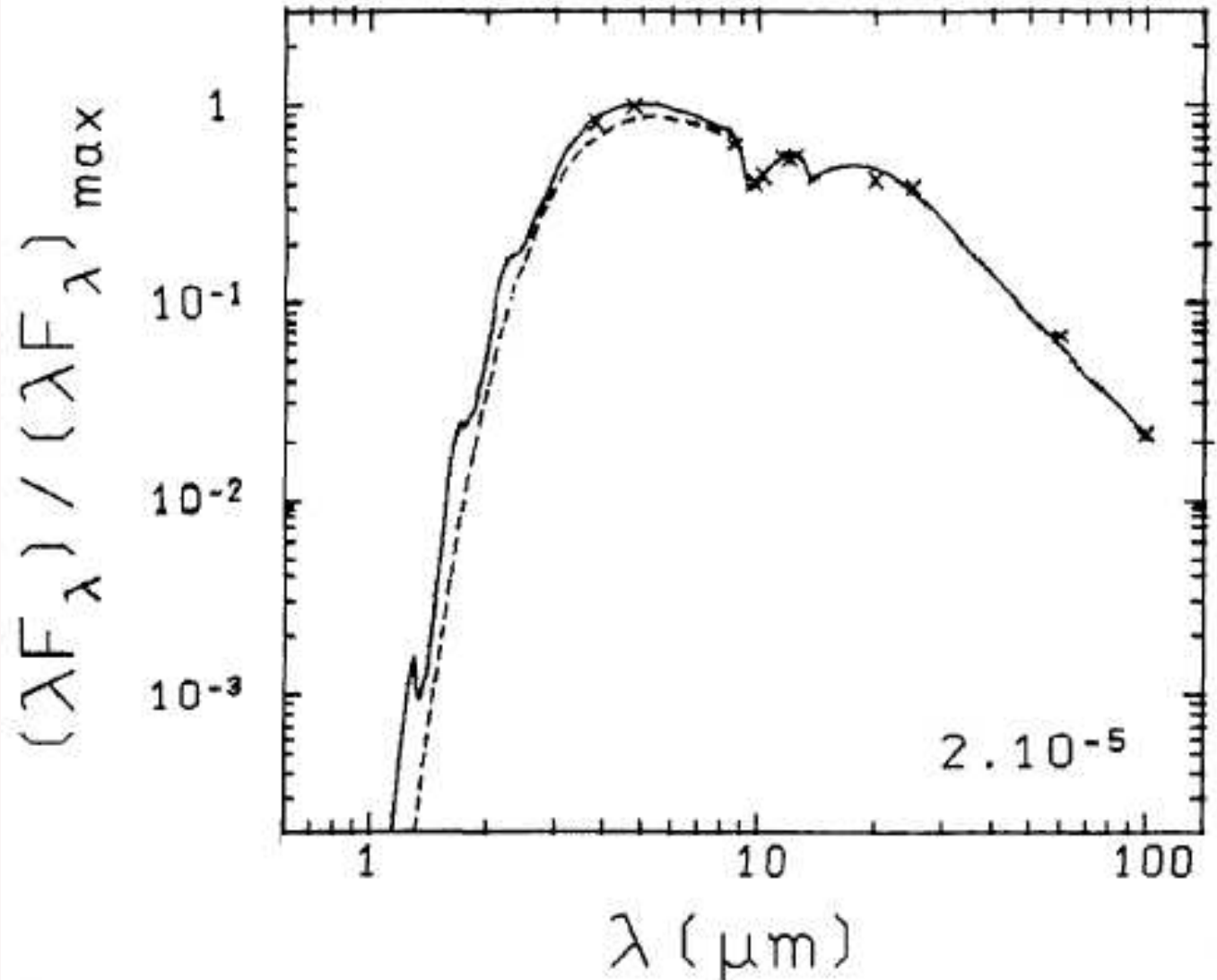


- spektrální rozložení energie (Bedijn 1987)
- čárkovaná: prach, $\dot{M} = 2 \cdot 10^{-7} M_\odot \text{rok}^{-1}$

Pozorování prachových větrů IV.

- infračervené a radiové záření prachu
- pozorování spektrálního rozložení energie
- malá hustota prachu (malé \dot{M})
 - malá prachová extinkce
 - fotosféra ve viditelné a blízké IČ
 - prach pro delší vlnové délky
- velká hustota prachu (velké \dot{M})
 - velká prachová extinkce
 - pozoruje se pouze prachová složka
 - např. OH/IR hvězdy (OH masery, IČ exces)

Pozorování prachových větrů IV.



- spektrální rozložení energie (Bedijn 1987)
- čárkovaná: prach, $\dot{M} = 2 \cdot 10^{-5} M_\odot \text{rok}^{-1}$

Pozorování prachových větrů IV.

- infračervené a radiové záření prachu
 - pozorování spektrálního rozložení energie
 - malá hustota prachu (malé \dot{M})
 - malá prachová extinkce
 - fotosféra ve viditelné a blízké IČ
 - prach pro delší vlnové délky
 - velká hustota prachu (velké \dot{M})
 - velká prachová extinkce
 - pozoruje se pouze prachová složka
 - např. OH/IR hvězdy (OH masery, IČ exces)
- ⇒ možnost určit \dot{M} (nutné znát rychlost větru a podíl prachu a plynu)

Předpovědi rychlosti ztráty hmoty

- empirický Remersův vztah (zřejmě pouze pro červené obry)

$$\dot{M} = 4 \cdot 10^{-13} M_{\odot} \text{ rok}^{-1} \eta \frac{\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)}{\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)}$$

- $\eta \approx 1$ je empirický korekční faktor (různý pro různé druhy hvězd)
- předpovědi založené na numerických modelech (Mattsson a kol. 2009)

Význam prachového větru

naše Slunce (Sackmann a kol. 1993)

- 600×10^6 let červeným obrem
 - \dot{M} až $10^{-7} M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$

Význam prachového větru

naše Slunce (Sackmann a kol. 1993)

- 600×10^6 let červeným obrem
 - \dot{M} až $10^{-7} M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$
- ⇒ ztratí $\sim 28\%$ hmotnosti

Význam prachového větru

naše Slunce (Sackmann a kol. 1993)

- 600×10^6 let červeným obrem
 - \dot{M} až $10^{-7} M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$
 \Rightarrow ztratí $\sim 28\%$ hmotnosti
- 20×10^6 let AGB obrem
 - \dot{M} až $10^{-6} M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$

Význam prachového větru

naše Slunce (Sackmann a kol. 1993)

- 600×10^6 let červeným obrem
 - \dot{M} až $10^{-7} M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$
⇒ ztratí $\sim 28\%$ hmotnosti
- 20×10^6 let AGB obrem
 - \dot{M} až $10^{-6} M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$
⇒ ztratí $\sim 18\%$ hmotnosti

Význam prachového větru

větry urychlované prachem důležité pro

- hvězdy s $0,4 M_{\odot} \lesssim M_0 \lesssim 8 M_{\odot}$ (červení obři, AGB hvězdy)
- hvězdy s $M_0 \gtrsim 8 M_{\odot}$ (červení veleobři)

Závěr

- chladné zářivé hvězdy (červení obři a veleobři, AGB hvězdy) mají hvězdný vítr
- hvězdný vítr urychlován absorpcí záření na prachových částicích s přispěním pulzací
- tímto způsobem Slunce ztratí polovinu své hmotnosti