

PŘECHODOVÁ OBLAST

mezi chromosférou $\sim 10^4$ K a korónou $\sim 10^6$ K

→ spíše změna teplotního režimu než geometrická vrstva

→ diskontinuita v T (a ρ protože $P \sim \rho T$)
je kontinuální

→ nehomogenní "vrstva"
Doppler shift = pohyby
vývoj v době

Směrem nahoru se nehomogeneity stávají -
- důsledek vzpínajících se trubek,
které už nemusí mít svůj teplotní
charakter?

KORÓNA

→ F ... Fraunhoferovy čáry

→ K ... kontinuum - rychlosti velké, takže spektrální
čáry se rozmyvají

- polarizace - Thomsonův rozptyl
fotosférického světla na volných
elektronech

→ E ... emisní - vlastní záření - velmi slabé

z jasu koróny lze odhadnout hustotu rozptylujících
elektronů.

profil intenzity - empirický:

$$\frac{I}{I_{\odot}} = 10^{-6} \left(\frac{0.0532}{x^{2.15}} + \frac{1.425}{x^7} + \frac{2.565}{x^{17}} \right)$$

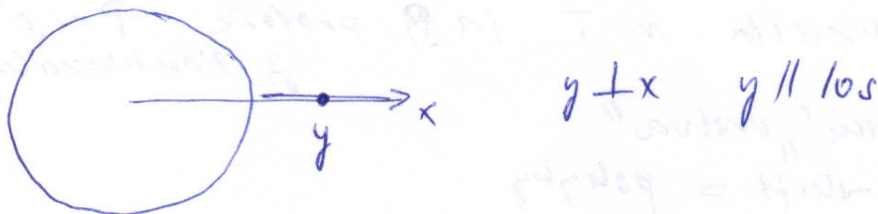
↳ intenzita na střední délce

$$x = \frac{r}{R_{\odot}} \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{\text{F-koróna}} \quad \underbrace{\hspace{3.5cm}}_{\text{K koróna}}$$

při zatmění jara nebe: $I_{\text{slg}} \sim 10^{-9} I_{\odot}$

\Rightarrow koróna končí na $\sim 4 R_{\odot}$

sféricky symetrická koróna, $E_k \dots$ emise v objemu v určitém směru



$$\Rightarrow \rho^2 = \left(\frac{r}{R_{\odot}}\right)^2 = x^2 + y^2 \Rightarrow \rho d\rho = y dy = \sqrt{\rho^2 - x^2} dy$$

\Rightarrow pozorovaná intenzita:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} E_k(\rho) dy = 2 \int_0^{\infty} E_k(\rho) dy = 2 \int_0^{\infty} \frac{\rho E_k(\rho)}{\sqrt{\rho^2 - x^2}} d\rho$$

musí se invertovat, protože E_k neznáme

\hookrightarrow inverzní Abelova transformace

$$E_k(\rho) = -\frac{1}{\pi} \int_{\rho}^{\infty} \frac{dI/dx}{\sqrt{x^2 - \rho^2}} dx$$

očekávána \rightarrow ansatz:

$$d\Omega = r d\vartheta d\varphi$$

$$E_k(\rho) = \sigma_T n_e \frac{1}{4\pi} \int I_{\odot}(\vartheta) d\Omega$$

\hookrightarrow Thomsonův účinný průřez

$$\sigma_T = 3,3 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

porovnáním \rightarrow řešení

$$\hookrightarrow n_e(\rho) = n_{e0} \left(\frac{1,55}{\rho^6} + \frac{2,99}{\rho^{16}} \right), n_{e0} = 10^{14} \text{ m}^{-3}$$

\Rightarrow nepředpokládá polarizaci, anizotropii, ...

odhad pro $\rho \sim R_{\odot}$:

$$E_k \sim \sigma_T n_e R_{\odot} I_{\odot} \quad ; \quad E_k(R_{\odot}) \sim 10^{-6} I_{\odot}$$

$$\Rightarrow n_e \sim \frac{E_k(R_{\odot})}{\sigma_T R_{\odot} I_{\odot}} \sim 4 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$$

E-koróua

↳ "koróua" → zakazua' čára Fe^X (637,7 nm) ~~(zakazua' čára)~~
zejména v rentgenové oblasti

— břeďue' zářem' + bound-free přechody

emisi' čára (m-krát ionizovaného prvku X^m)
→ přechod z j → i elektron.

$X_j^m \Rightarrow X_i^m + h\nu_{ji}$ bound-bound
vázané - vázaný'

emisivita: $P_{ji} = N_j (X^m) A_{ji} h\nu_{ji} \Psi_{ji}$

↳ hustota | prvků
↳ Einsteinův koeficient
emisi' podle

Aproximace: j se zabládne' q populována svařbové s elektrony. j depopulována radiativně

pak emisivita: $P_{jj} = 0,8 A_x G(T, \lambda_{ji}) \frac{hc}{\lambda_{ji}} N_e^2$

↳ relativní zastoupení

↳ příspěvková funkce

Jak se vzdálenosti R

$I(\lambda_{ji}) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_V P_{ji} dV =$

$= \frac{1}{4\pi R^2} A_x \int G(T, \lambda_{ji}) \frac{hc}{\lambda_{ji}} Q(T) dT$

$Q(T) dT = N_e^2 dV$

DEM (differential emission measure)

DEM - množství emitujícího materiálu jako
 funkce teploty koronálního plazmatu

pro oblast:

$$L = 4\pi R^2 I(\lambda_{ji}) = \int n_e^2 P(T) dV = \int Q(T) P(T) dT$$

$$P(T) = A_x G(T, \lambda_{ji}) \frac{h\nu}{\lambda_{ji}}$$

↳ závislé ztráty

$$L \sim n_e^2 \sim R(T)$$

↳ pomalá teč T ⇒ jas koronary
 větší nad aktivními
 oblastmi → větší n_e

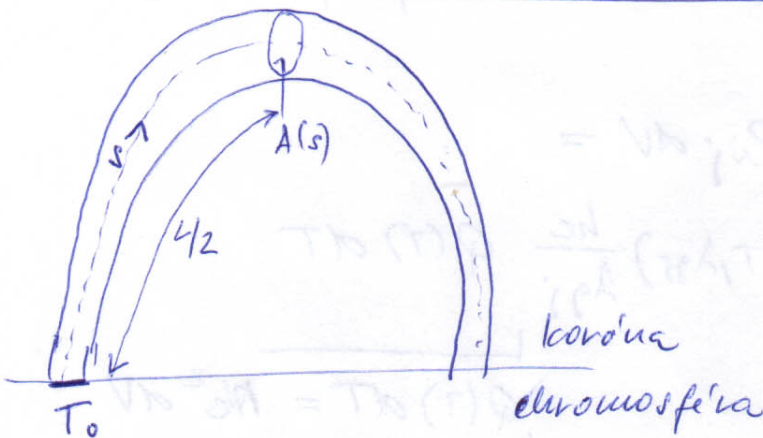
Opticky tenké plazma:

rychlost radiativních ztrát:

$$E_R = n_e n_p P(T)$$

$$P(T) \sim P_0 T^{-1/2}$$

Teplotní struktura smyčky



s... souřadnice podél
 smyčky délky L

κ ... teplotní vodivost

energetická rovnice podél smyčky:

$$E_h(s) = Q(T) - \frac{d}{ds} \left[\kappa \frac{dT}{ds} \right], \quad Q(T) = n_e^2 P(T)$$

$$= 12/4 =$$

odhad: $\kappa = \kappa_0 T^{5/2}$

odhad: $E_n = H_0 T^\beta$, $P(T) = P_0 T^{-1/2}$

$P = \rho_p T \frac{dT}{ds} \sim \rho_0 T \dots$ stavova' vee

↳ Huk

$$\Rightarrow H_0 T^\beta = k_0 \frac{P^2}{T^2} T^{-1/2} - \frac{d}{ds} \left[\rho_0 T^{3/2} \frac{dT}{ds} \right]$$

$$\Rightarrow \frac{d}{ds} \left[\rho_0 T^{3/2} \frac{dT}{ds} \right] = k_0 P^2 T^{-5/2} - H_0 T^\beta$$

okrajove' podminky: $\frac{dT}{ds} = 0$

predpoklad: konstantnu' obirav \rightarrow hledame v'etnu' ve tvaru:

$$T \sim T_m (s/L)^\alpha$$

↳ maxima'lnu' teplotu

$$\frac{7}{2} k_0 \frac{d^2 T^{7/2}}{ds^2} = k_0 P^2 T^{-5/2} - \underbrace{H_0 T^\beta}_{= \text{koust}}$$

$$\Rightarrow \frac{d^2 s^{7/2\alpha}}{ds^2} \sim s^{-5/2\alpha}$$

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{7}{2} \alpha s^{7/2\alpha - 1} \right) \sim s^{-5/2\alpha}$$

$$\frac{7}{2} \alpha \left(\frac{7}{2} \alpha - 1 \right) s^{7/2\alpha - 2} \sim s^{-5/2\alpha}$$

$$\Rightarrow 7/2\alpha - 2 = -5/2\alpha$$

$$\alpha = 1/3$$

$$\Rightarrow T \sim \left(\frac{T_m}{L^{1/3}} \right) s^{1/3}$$

$$\left(\frac{T_m}{L^{1/3}} \right)^{7/2} \frac{d^2 s^{7/6}}{ds^2} = k_0 P^2 \left(\frac{T_m}{L^{1/3}} \right)^{-5/2} \underbrace{s^{-5/6}}_s$$

$$= 12/5 =$$

$$\Rightarrow T_m = \tilde{k}_0 (PL)^{1/3}$$

$$\left(\frac{T_m}{L^{1/3}}\right)^{7/2} \sim P^2 \left(\frac{T_m}{L^{1/3}}\right)^{-5/2}$$

$$\frac{T_m^{7/2}}{L^{7/6}} = k_0 P^2 \frac{T_m^{-5/2}}{L^{-5/6}}$$

$$T_m^{12/2} = k_0 P^2 L^{12/6}$$

$$T_m^6 = k_0 P^2 L^2$$

$$\Rightarrow T_m = \tilde{k}_0 (PL)^{1/3}$$

Rosner - Tucker - Vaiana \rightarrow max. teplota, tlak a délka smyčky

SLUNEČNÍ VÍTR

- geomagnetické bouře
- Biermann - slonky komet
- Chapman (1957) - hydrostatická koróna
 \hookrightarrow pouze energetická rovnice s vedením a rovnováha hydrostatické tlaku

$$F = -\kappa_{II} \nabla T \text{ a } \operatorname{div} F = 0$$

$$\kappa_{II} = \kappa_0 T^{5/2} \leftarrow \text{Spitzer (1962)}$$

ve sférických: $\operatorname{div} (-\kappa_{II} \nabla T) = 0$ má tvar

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \kappa \frac{dT}{dr} \right) = 0$$

tedy integrujeme

$$r^2 \kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} = c$$

přespočítat, $\frac{2}{7} \frac{d}{dr} (T^{7/2}) = \frac{c}{\kappa_0 r^2}$

integraci: $T^{7/2} = -\frac{c}{\kappa_0 r} + D$

C a D -- okrajové podmínky

$T = T_0$ u $r = R_0$

$T \rightarrow 0$ pro $r \rightarrow \infty$

$\Rightarrow D = 0, c = -T_0^{7/2} \kappa_0 R_0$

řešení: $T = T_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^{2/7}$

odkady: $T_0 = 10^6 \Rightarrow r = 214 R_0 = 1 \text{ AU}$

$T = 10^5 \text{ K}$... menší než skutečnost, ale v podstatě OK

problém: hydrostatická rovnice

$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM_0 \rho}{r^2} \quad | \quad p = \rho RT$

ma' řešení: $p = p_0 \exp \left\{ \frac{7GM_0 p_0}{5p_0 R_0} \left[\left(\frac{R_0}{r}\right)^{5/7} - 1 \right] \right\}$

p_0 a p_0 ... na povrchu

pro $r \rightarrow \infty$ $p \rightarrow \text{konst}$ ← není fyzikální
 $\rho \rightarrow \infty$

$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM_0 p_0}{r^2 RT} = -\frac{GM_0 p r^{-2/7} R_0^{2/7}}{RT_0 r^2} =$

$= -\frac{GM_0 R_0^{2/7}}{RT_0} p r^{-12/7}$

$\Rightarrow \ln p = -\frac{GM_0 R_0^{2/7}}{RT_0} r^{-5/7} + \text{konst}$

= 12/7 =

Parker (1958) — Atla' lepanze (ohouy komet)

$$\Rightarrow \nabla \cdot \rho v = 0$$

$$\rho (v \cdot \nabla) v = -\nabla p + \rho g$$

$$p = \rho R T$$

isoterma'lu' i'etem' $T = T_0$

v radia'lu', $g = -\frac{GM_0}{r^2}$

sferw'g: $\frac{d}{dr} (r^2 \rho v) = 0 \Rightarrow r^2 \rho v = \text{konst}$

$$\rho v \frac{dr}{dr} = -\left(\frac{dp}{dr}\right) - \frac{GM_0 \rho}{r^2}$$

isoterma'lu' r'gellort z'vuk'u: $p = c_s^2 \rho$

$$\frac{dp}{dr} = \left(\frac{dp}{d\rho}\right) \frac{d\rho}{dr} = c_s^2 \frac{d\rho}{dr}$$

$$\Rightarrow \rho v \frac{dr}{dr} = -c_s^2 \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM_0 \rho}{r^2} \quad | : \rho$$

$$v \frac{dr}{dr} = -\frac{c_s^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM_0}{r^2}$$

$$\rho = \frac{\text{konst}}{r^2 v}$$

$$v \frac{dr}{dr} = -\frac{c_s^2}{\frac{\text{konst}}{r^2 v}} \frac{d}{dr} \left(\frac{\text{konst}}{r^2 v} \right) - \frac{GM_0}{r^2}$$

$$v \frac{dr}{dr} = -c_s^2 r^2 v \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r^2 v} \right) - \frac{GM_0}{r^2}$$

$$v \frac{dr}{dr} = -c_s^2 r^2 v \left[-\frac{2}{r r^3} - \frac{1}{r^2 v^2} \frac{dv}{dr} \right] - \frac{GM_0}{r^2}$$

$$n \frac{dn}{dr} = \frac{2e_s^2 r}{r^2} + \frac{e_s^2}{n} \frac{dn}{dr} - \frac{GM_0}{r^2}$$

$$\left(n - \frac{e_s^2}{n}\right) \frac{dn}{dr} = 2 \frac{e_s^2}{r^2} \left(r - \frac{GM_0}{2e_s^2}\right)$$

kritický bod, $n = e_s$ pro $r = r_c$

rovnici lze integrovat

$$\int \left(n - \frac{e_s^2}{n}\right) dn = 2e_s^2 \int \left(\frac{1}{r} - \frac{r_c}{r^2}\right) dr$$

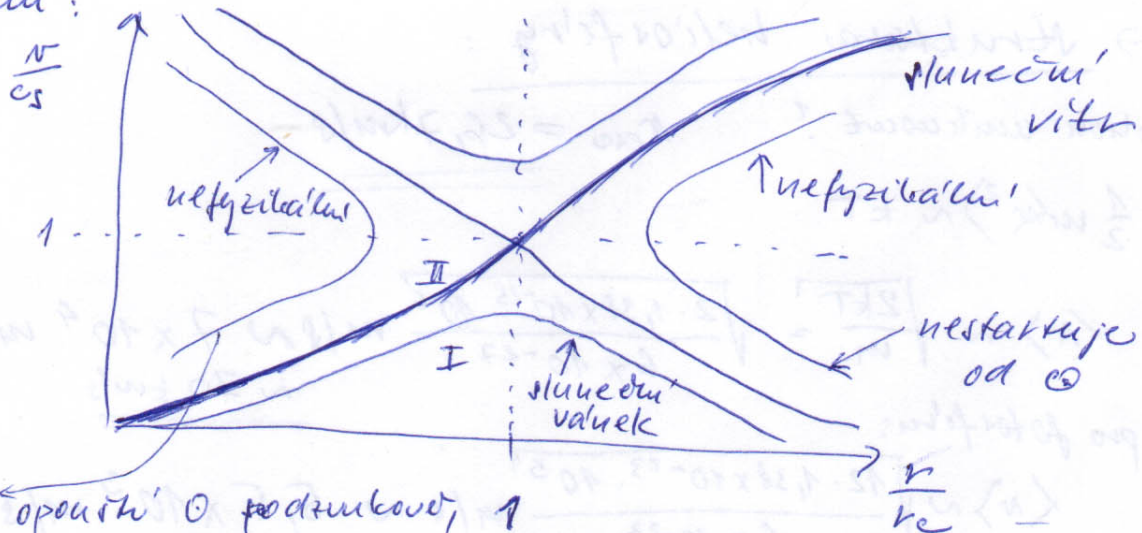
$$\frac{n^2}{2} - e_s^2 \ln n = 2e_s^2 \left[\ln r + 2 \frac{r_c}{r} \right] + \text{const} \quad / \cdot \frac{2}{e_s^2}$$

$$\left(\frac{n}{e_s}\right)^2 - 2 \ln n = 4 \ln r + 4 \frac{r_c}{r} + \text{const}$$

$$\left(\frac{n}{e_s}\right)^2 - 2 \ln \frac{n}{e_s} + \underbrace{2 \ln e_s}_1 = 4 \ln \frac{r}{r_c} - \underbrace{4 \ln \frac{1}{r_c}}_1 + 4 \frac{r_c}{r} + \text{const}$$

$$\left(\frac{n}{e_s}\right)^2 - 2 \ln \frac{n}{e_s} = 4 \ln \frac{r}{r_c} + 4 \frac{r_c}{r} + \text{const}$$

řešení:



plazma opouští 0 podzemkov, a v podzemku dorazí rychlostí zvuku se obrátí a vrací se na 0 nadzemkovou rychlostí

řešení I a II vypadají ok

I pro $r \rightarrow \infty$

$$-2 \ln \left(\frac{v}{c_s} \right)^2 \sim 4 \ln \left(\frac{v}{v_c} \right) \rightarrow \frac{v}{c_s} \sim \left(\frac{v_c}{v} \right)^2$$

$$\Rightarrow \rho = \frac{\text{konst}}{v_c^2 c_s} = \widetilde{\text{konst}}$$

nefyzikální - u sluneční vlnky

II pro $r \rightarrow \infty$, $r \gg c_s$

$$\left(\frac{v}{c_s} \right)^2 \sim 4 \ln \left(\frac{v}{v_c} \right) \Rightarrow \frac{v}{c_s} \sim 2 \left(\ln \frac{v}{v_c} \right)^{1/2}$$

$$\rho = \frac{\text{konst}}{r^2 v} \sim \frac{\text{konst}}{r^2 \sqrt{\ln(v/v_c)}} \rightarrow 0 \text{ pro } r \rightarrow \infty$$

odhady: pro $T \sim 10^6 \text{ K}$ $c_s \sim 10^5 \text{ m/s}$, $v_c \sim 10 R_\odot$

pro $r = 214 R_\odot$

$$\left(\frac{v}{c_s} \right)^2 - 2 \ln \left(\frac{v}{c_s} \right) = 4 \ln \left(\frac{214}{10} \right) + 4 \frac{10}{214} = 3 = 9,44$$

$$\rightarrow v = 3,45 c_s = 310 \text{ km/s}$$

měří se $v \sim 320 \text{ km/s}$

\rightarrow struktura heliosféry:

molekulární uniečnost?

$$v_{\text{esc}} = \underline{\underline{26,7 \text{ km/s}}}$$

$$\frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle \sim kT$$

$$\langle v \rangle \sim \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,38 \times 10^{-23} \cdot 10^6}{6 \times 10^{-27}}} \text{ m/s} \sim 7 \times 10^4 \text{ m/s} \sim \underline{\underline{70 \text{ km/s}}}$$

pro fotoféru:

$$\langle v \rangle \sim \sqrt{\frac{12 \cdot 1,38 \times 10^{-23} \cdot 10^5}{6 \times 10^{-27}}} \text{ m/s} \sim 5,5 \times 10^3 \text{ m/s} \sim \underline{\underline{5,5 \text{ km/s}}}$$

= 12/10 =