HVĚZDNÉ ATMOSFÉRY

• záření hvězd, jeho popis; • absorpce, emise, rozptyl, rce přenosu záření; • ionizační rovn., obsazení en. hladin, statistické rovnováhy, • formování čar, profily, • NLTE, • konstrukce modelů

Záření hvězd - informace unikne odtud pouze z atmosféry (lze předpokládat malé vzhledem R_*)
Pop. veličina - specifická intenzita záření $I(\vec r, \vec n, \nu, t)$ - množství en. dE prošlé jednotk. plochou dS v bodě $\vec r$ ve směru normály $\vec n$ do prostor. úhlu $d\omega$ v intervalu frekvencí $(\nu, \nu + d\nu)$ v čase t za dt

$$\boxed{dE = I(\vec r, \vec n, \nu, t)\, dS \cos\theta\, d\omega\, d\nu\, dt}$$ Polarizaci zanedbáme

θ je úhel mezi $\vec n$ a normálou k ploše dS. Předpokládáme stacionární a sfér. sym. atm.
Střední intenzita záření (nultý moment intenzity) $J_\nu = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} I(r,\mu,\nu)\, d\mu$
Hustota zář. energie $E_R(r) = \frac{4\pi}{c}\int_0^\infty J(r,\nu)\, d\nu$

Tok záření $\to$ $\vec F \cdot d\vec S$ = množství en. procházející plochou. F_ν
∝ jednotk. interval $\boxed{F(\nu, r) = 2\pi \int I(r,\mu,\nu)\mu\, d\mu}$ (1. moment intenzity)
Celkový tok zář. $F(r) = \int_0^\infty F(r,\nu)\, d\nu$ $\frac{F}{c}$ - hustota hybnosti

Opacita, emisivita, rozptyl, rce přenosu zář.
Extinkční (absorpční) koef. $\delta E = \chi(r,\mu,\nu)\, I(r,\mu,\nu)\, dS\, ds\, d\omega\, d\nu\, dt$ dS - plocha
Emisní koef. $\delta E = \eta(r,\mu,\nu)\, dS\, ds\, d\omega\, d\nu\, dt$ ds - délka

Absorpční koef. - pravá absorpce + rozptyl $\to \chi(r,\mu,\nu) = \chi^a(r,\mu,\nu) + \chi^s(r,\mu,\nu)$ $[m^{-1}]$
χ^a izotropní pro nepohybující se prostředí. V pohyblivém v důsl. Dopplr. jevu závisí na velikosti průmětu vektoru rychlosti látky ve směru paprsku
N-procesů: $\chi = \sum_i \chi_i = \sum_i \sigma_i n_i$ n_i - koncentrace částic, σ - účinný průřez
Elektronový rozptyl $\chi = \sigma_{TH} n_e$

Thompsonův rozptyl - speciální případ Comptonova jevu (bez vysokoen. elektronů), nezávisí na ν
Zdroje opacity - vázaně-vázané - přechody mezi en. hladinami $\to$ čáry
- vázaně-volné - vedoucí k ionizaci
- volně-volné - interakce mezi ionty a e^-, když dochází k absorpci } kontinuum

U horkých hvězd je důležitý rozptyl na volných elektronech.

Rce přenosu záření (Boltzmann pro fotonový plyn) - sfér. sym. $\to \mu \frac{\partial}{\partial r} I(r,\mu,\nu) + \frac{1-\mu^2}{r}\frac{\partial}{\partial \mu} I = \eta - \chi I$
Zavedení fce - vydatnost $\Rightarrow S = \frac{\eta}{\chi}$
$\to \mu \frac{\partial}{\partial r} I(r,\mu,\nu) + \frac{1-\mu^2}{r}\frac{\partial}{\partial \mu} I(r,\mu,\nu) = -\chi(r,\nu)\left[I(r,\mu,\nu) - S(r,\nu)\right]$

Pro planparalelní atm. $\mu \frac{\partial}{\partial z} I(z,\mu,\nu) = \cancel{\mu}\eta - \chi I$
Optická hloubka τ - celková absorpce podél normály (izotropní) $d\tau(z,\nu) = -\chi(z,\nu)\, dz$
$\tau = \int_z^{z_{max}} \chi\, dz'$ (bezrozměrná)

Pak $\boxed{\mu \frac{\partial I}{\partial \tau_\nu} = I_\nu - S_\nu}$ zářivá síla $f_{zář} = \frac{1}{c}\int_0^\infty \chi(r,\nu) F(r,\nu)\, d\nu$

Ionizační a stat. rovnováha...
X až velký stupeň ionizace (lokálně v nitru * plná ionizace). Nelze předpokládat rovnováhu (jinak by byl únik/ž. záření) $\to$ LTE = nepředpokládáme tepelnou rovn., proto ne Planck!
Ionizační rov. určuje Sahova rce

$$\boxed{\frac{N_j}{N_{j+1}} = n_e \frac{U_j(T)}{U_{j+1}(T)} \frac{1}{2}\left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{\chi_{I,j}}{kT}\right)}$$ j - ionizační stupeň

Partiční fce   ion. potenciál

Excitační rovn. $$\boxed{\frac{n_{ij}}{N_j} = \frac{g_{ij}}{U_j(T)} \exp\left(-\frac{\chi_{ij}}{kT}\right)}$$

g_{ij} - stat. váha
χ_{ij} - excit. potenciál

LTE: $\boxed{S_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}}$

LTE neplatí (O*); pokud je konc. úrovní nízká zářením než srážk. procesy → nelokální zdroje.

NLTE (pro horké hvězdy) → excit. a ion. rovnováha určena jen na T a ρ ale spíše rad. zářením

→ pro každou hladinu se počítá všechny procesy $N_i \sum_j P_{ij} - N_j \sum P_{ji} = 0$; $P_{ij} = \overset{\text{srážky}}{C_{ij}} + \overset{\text{záření}}{R_{ij}}$

+ počítá se excitace, deexcitace, přechody ionizace, rekombinace

$$X(\chi,\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} g_{ij} f\left(\frac{N_i}{g_i} - \frac{N_j}{g_j}\right)$$ opacity přechodu mezi i a j

pokud obsazení je hladin změna srážk. ~~procesy~~ pro zdr. ... na LTE

Tvorování čar. profily - spojité spektrum se s λ mění pomalu

Ekvivalentní šířka $$W = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_c(\lambda)-I(\lambda)}{I_c(\lambda)} d\lambda \approx \int_{-\infty}^{\infty}\frac{I_c(\lambda_0)-I(\lambda)}{I_c(\lambda)} d\lambda \; [m]$$

Profil absorpční $\vee$ emisní $\wedge$

emisní obecně vzácné, kde S ~~klesá~~ roste s výškou (chladohvězdná obálka)

Rozšíření čar - přirozená šířka (z Heisenberg. principu)

- srážkové rozšíření - díky přítomnosti dalších částic + Coulomb. rozšíř. interakce → zkrácení doby kdy je atom excitován. Roste s konc. částic, dává Lorentzovský profil $$\phi(\nu) = \frac{\frac{\Gamma}{4\pi^2}}{(\nu-\nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4\pi}\right)^2}$$ Γ - šířka
- Dopplerovo rozšíření dopplerem při neusp. pohybu (závisí na hustotě ρ, tzn. T)
  - gaussovský $$\phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D}\exp\left[-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2}\right] \quad \Delta\nu_D = v_{tep}\frac{\nu_0}{c} \quad v_{tep} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$
- mikroturbulentní - způsobeno neusp. pohybem
- rotační - díky rotaci hvězdy (část se vzdaluje, část přibližuje) rozmazání v pohledu hvězdy. Určí $v_{rot}\sin i$

NLTE - pokud v obl. tvoří víc zářivé než srážkové procesy. Nevyužívá ...

Konstrukce modelů: model = průběh různých parametrů (ρ, P_e, T_e, obsazení hladin) v atmosféře hvězdy

modely { LTE (ATLAS 9) / NLTE (planparalelní TLUSTY)

Šedá atmosféra zanedb. $\chi_\nu \equiv \chi$ + zářivá rovnováha $\nabla \vec F = 0$

$$\int_0^\infty \chi_\nu J_\nu = \int_0^\infty \chi_\nu S_\nu \quad J = S$$; LTE, kde stř. intenzita J přes všechny ν $J = B = \frac{\sigma T^4}{\pi}$

+ planparalelní předpoklad $d\tau = -\chi dz$; $\mu \frac{\partial I}{\partial \tau} = I - S$

Pro stel. planparalel. atm. platí: pro zář. rovnováhu $4\pi\int_0^\infty(\chi_\nu J_\nu - \eta_\nu)d\nu = 0$

hydrostat. rovnováhu $\frac{dp_g}{dm} = g - \frac{4\pi}{c}\left(\int_0^\infty \frac{\chi_\nu}{\rho}H_\nu\right)d\nu$ → $dm = -\rho dz$

pro přenos záření $\mu\frac{\partial I}{\partial \tau} = \chi I + \eta$

+ opacity a emisivity

Planparalelní atmosféra - S nezávisí na z, v z=0 dopadá zář. $I_\nu(0)$ geom. hloubka D, opt. τ_D

$$\frac{\partial I}{\partial \tau_D} = I - S \text{ (vnitřní konst.)} \rightarrow I_\nu(D) = I_\nu(0)e^{-\tau_D} + S_\nu(1-e^{-\tau_D})$$

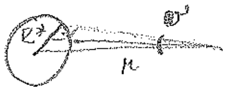
opticky hluboká vrstva $I_\nu(D) \approx S_\nu$

tenká $I_\nu(D) = I_\nu(0) + (S_\nu - I_\nu(0))\tau_D$ (Taylor)

Šíření rzm. - záření v řídkém prostředí

$\rightarrow \frac{\partial}{\partial r} I = 0 \quad \mu = \text{konst.}$

zředění



$$\mu_c = \sqrt{1-\left(\frac{R_*}{r}\right)^2} \qquad J(r,\nu) = \frac{1}{2}\int_{\mu_c}^{1} I \, d\mu \qquad J = W I(R_*,\nu) \qquad W = \frac{1}{2}\left\{1-\left[1-\left(\frac{R^*}{r}\right)^2\right]^{1/2}\right\}$$

$$F = 2\pi \int_{\mu_c}^{1} I(r,\mu,\nu)\,\mu\, d\mu = \pi\left(\frac{R^*}{r}\right)^2 I(R_*,\nu)$$ - konst., alespoň záření se zachová

součin $r^2 F$ nezávisí na R → zář. výkon $L = 4\pi r^2 F(r)$. $T_{eff}^4 = \frac{L}{4\pi \sigma_B R^{*2}}$

Sobolevova aproximace (hv. vítr)

Rovnice přenosu zář. v pohybujícím se prostředí

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I(\vec{n},\nu)}{\partial t} + \vec{n}\cdot\nabla I(\vec{n},\nu) - \frac{1}{c}\vec{n}\nabla\vec{v}\,\vec{n}\,\nu\,\frac{\partial I}{\partial \nu}(\vec{n},\nu) - \frac{1}{c}\vec{n}\nabla\vec{v}\,(1-\vec{n}\vec{n})\cdot\nabla_n I(\vec{n},\nu) + \frac{3}{c}\vec{n}\cdot\nabla\vec{v}\,\vec{n}\, I(\vec{n},\nu) = \eta(\nu) - \chi(\nu) I(\vec{n},\nu)$$

- složité, ale řádově malých členů → zanedbáme

$$-\frac{1}{c}\vec{n}\nabla\vec{v}\,\vec{n}\,\nu\,\frac{\partial I}{\partial \nu}(\vec{n},\nu) = \eta(\nu) - \chi(\nu) I(\vec{n},\nu)$$

Velký rychlostní gradient prostředí → spekt. čára se díky dopplerovu posunu ve zbylém tak, že přenos v čáře lze řešit lokálně: $\frac{\nu-\nu_0}{\nu_0} = \frac{\vec{n}\cdot\vec{v}}{c} = \frac{v_n}{c}$

$\frac{\Delta l}{l_0} \approx \frac{v_{th}}{v_0}$

l_0 - char. délka prostředí
Δl - tloušťka vrstvy
v_{th} - tepelná v
v_0 - typická rychlost prostředí

$$I_\nu^{výst} = I_\nu^{vstup} e^{-\tau} + S(1-e^{-\tau})$$

Rychlost větru musí být podst. větší než tepelná $\vec{v}$

$$\tau_S = \int \chi\, dr \approx \frac{1}{\Delta\nu_D}\bar{\chi}\, l_S = \frac{c}{\nu_0}\frac{\bar{\chi}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)} \qquad l_S = \frac{v_{ter}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)}$$