原始銀河における
Lyαの輻射輸送について

筑波大学 理工学群 物理学類
宇宙理論研究室 4年 久喜 奈保子

指導教官　梅村 雅之

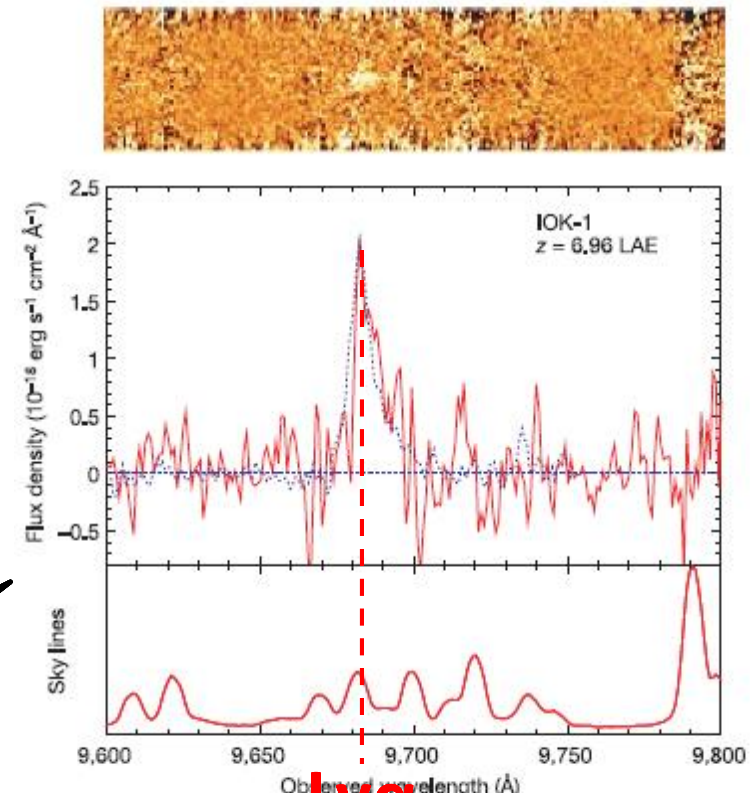
目次

1. LAE
(**L**yman **A**lpha **E**mitter)

LAE（**L**yman **A**lpha **E**mitter)

- Lyα輝線で強く光っている高赤方偏移天体。
  ＝　原始銀河である可能性が高い

- Lyα光子：水素原子の準位が
  n=2→n=1に脱励起するときに
  放射される。
  波長は1215.67Å



z＝6.96

Lyα

(Iye et al. 2006)

研究内容･目的

- 連続光で非常に暗いため物理量がよくわかっていない。

原始銀河がどのように光っているのかというのを調べるために、星形成率SFR(**S**tar　**F**ormation **R**ate)の評価が重要。

$$\mathrm{SFR}\ [\mathrm{M_\odot yr^{-1}}] = \frac{L_{\mathrm{Ly}\alpha}^{\mathrm{obs}}}{h\nu_{\mathrm{Ly}\alpha}} \times \left(\frac{N_\gamma}{\mathrm{SFR}}\right)^{-1} \times \left(f_{\mathrm{Ly}\alpha}^{\mathrm{case\ B}}\right)^{-1} \times \left(f_\gamma^{\mathrm{esc}}\right)^{-1} \times \left(f_{\mathrm{Ly}\alpha}^{\mathrm{esc}}\right)^{-1}$$

$\boxed{\text{脱出確率}\, f_{Ly\alpha}^{esc}\ \text{を輻射輸送方程式を解いて求める}}$

- 先行研究：Sobolev近似

振動数の完全再分配を仮定。(後述)

2. ラインプロファイル

Doppler profile

　輝線を放射する原子の熱運動からくる、Doppler効果による振動数分布の広がり。

　原子の視線方向の速度成分v_zによる振動数の変化は、

$$\nu - \nu_0 = \frac{\nu_0 v_z}{c}$$

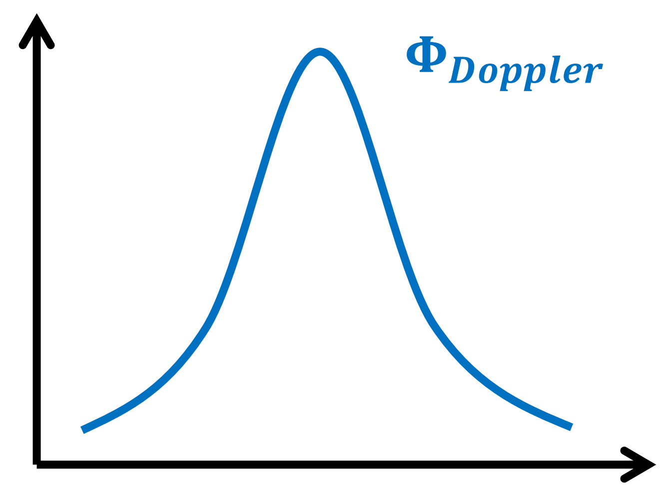
v_zから$v_z + dv_z$の速度を持つ原子の数はMaxwell分布に比例

$$\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{-mv_z^2}{2kT}\right] dv_z$$

νから$\nu + d\nu$の範囲にすると、

$$\phi_D(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{(\Delta\nu_D)^2}\right]$$

Doppler幅　$\Delta\nu_D = \frac{v_T}{c}\nu_0 \qquad v_T \equiv \sqrt{\frac{2kT}{m}}$



Lorentz profile

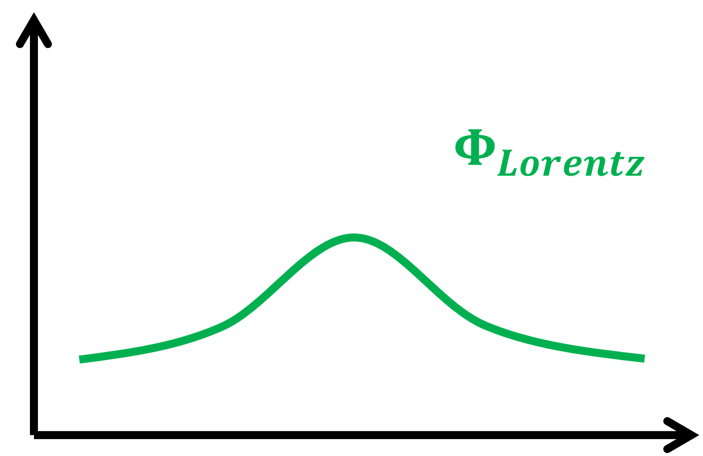
　量子準位間の遷移が有限の時間で起こることにより、不確定性関係($\Delta E \Delta t \sim \hbar \Leftrightarrow (h\Delta\nu)\Delta t \sim \hbar$)からできる振動数分布の広がり。

準位$n \to n'$ $(n > n')$の自発放射による遷移の割合は、

$$\gamma = \sum_{n'} A_{nn'}$$

このγを用いると、

$$\phi_L(\nu) = \frac{\gamma/4\pi^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2}$$



Voigt profile

Doppler profile と Lorentz profile を畳み込み積分し、全速度状態について平均したプロファイル

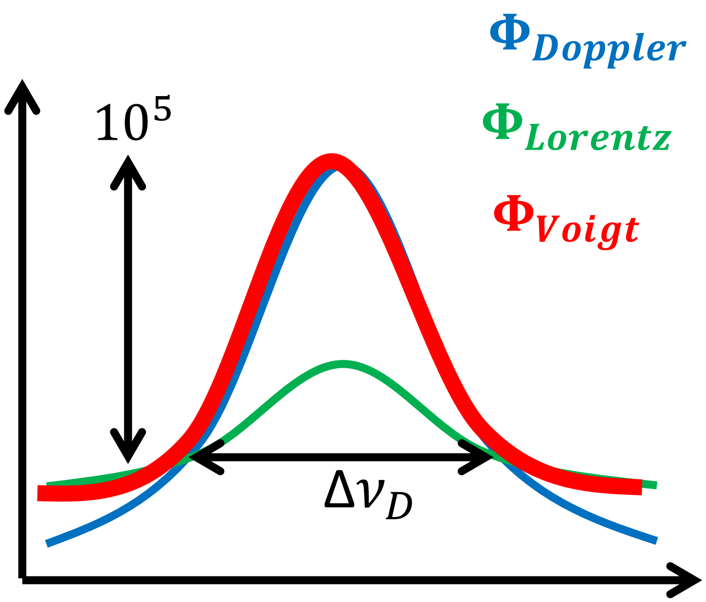
$$\phi(\nu) = \frac{\gamma}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(m/2\pi kT)^{1/2}\exp(-mv_z^2/2kT)}{(\nu-\nu_0-\nu_0 v_z/c)^2+(\gamma/4\pi)^2}dv_z$$

Voigt関数$H(a,x)$を用いると、

$$H(a,x) \equiv \frac{a}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp(-y^2)}{a^2+(x-y)^2}dy$$

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D\sqrt{\pi}}\,H(a,x)$$

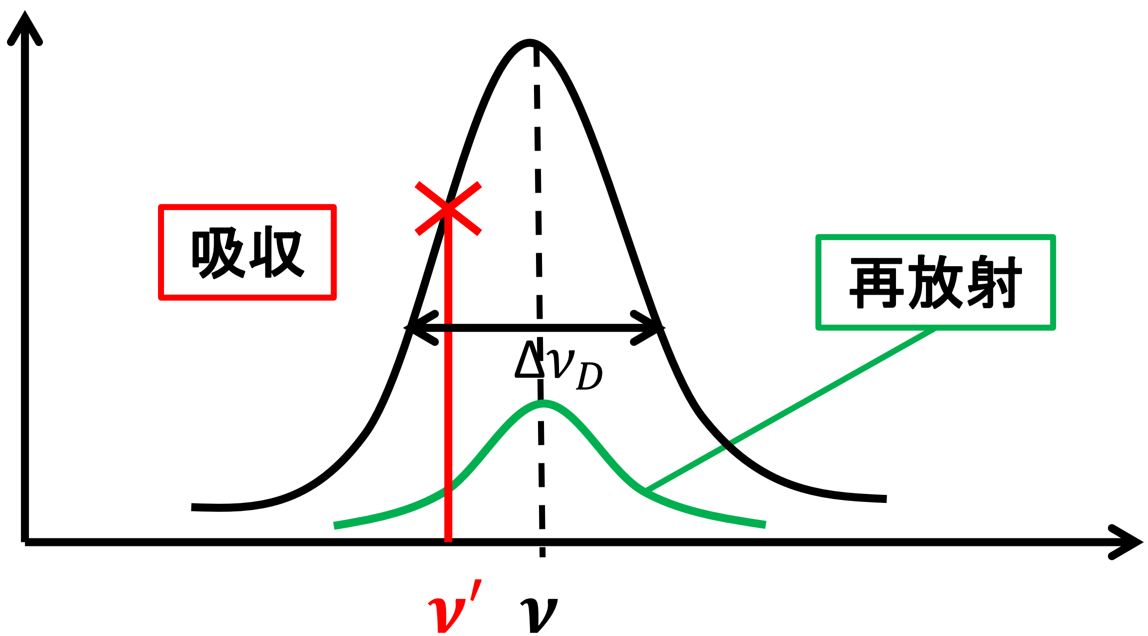
$$a \equiv \frac{\gamma}{4\pi\Delta\nu_D} \qquad x \equiv \frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D} \qquad y \equiv \frac{v_z}{v_T}$$



3．完全再分配・部分再分配

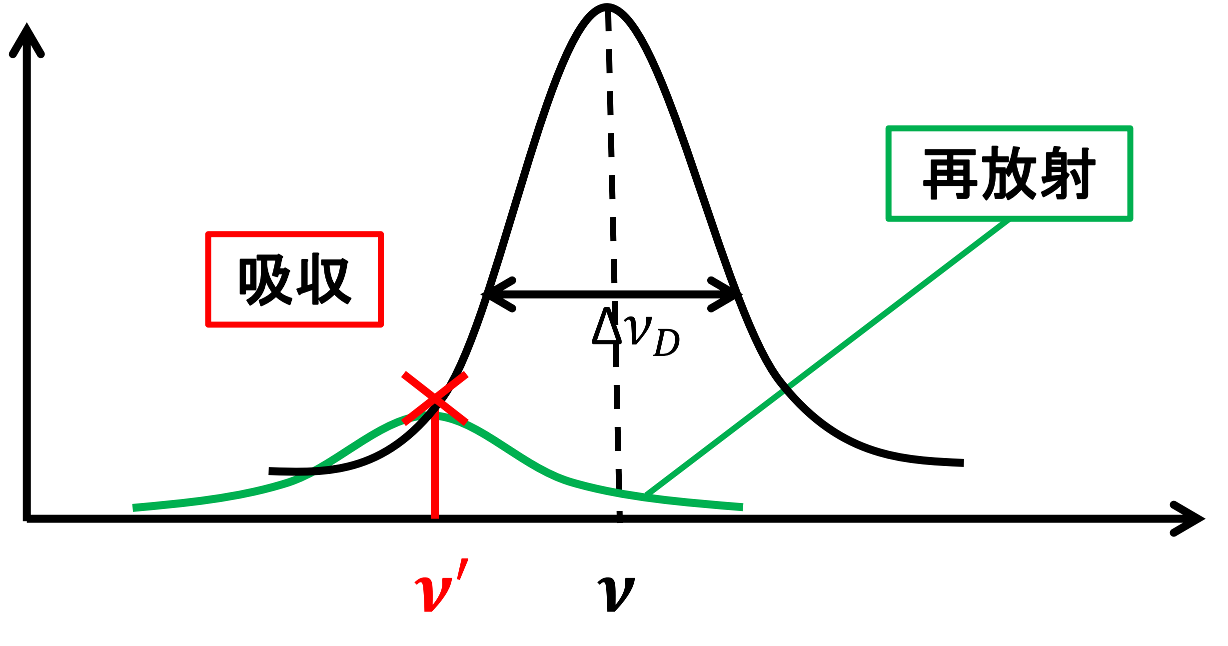
完全再分配

$\Delta\nu_D$の中で吸収した輻射を再放射する際、水素原子はランダムな熱運動をしている為、振動数νを中心とするプロファイルで再分配



部分再分配

$\Delta\nu_D$の外で吸収した輻射を再放射する際に、吸収した輻射の振動数を中心とするプロファイルで再分配



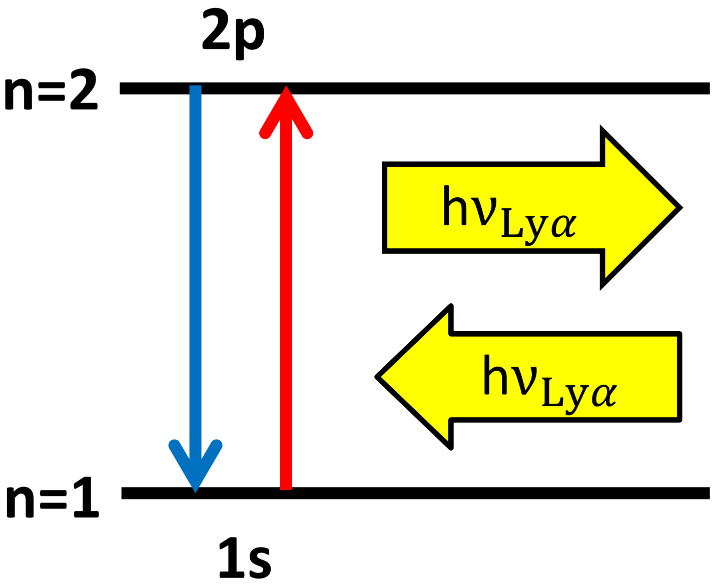
4. Sobolev近似

散乱過程

① Lya光子が吸収され1s→2p

② 励起した水素原子はすぐ脱励起して再放射。

$$A_{2p\to 1s} = 6.26\times 10^{8}\quad [s^{-1}]$$



アインシュタイン係数が大きく、n=2での滞在時間が短いので、Lyaを吸収した後すぐ再放射するため、**散乱**とみなすことができる。(Resonant scattering)

輻射輸送方程式

輻射輸送方程式は光学的厚みτ_νを用いて、

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu$$

$S_\nu \neq 0$ のとき両辺にe^{τ_ν}をかけて、

$$\frac{d(I_\nu e^{\tau_\nu})}{d\tau_\nu} - I_\nu e^{\tau_\nu} = S_\nu e^{\tau_\nu} - I_\nu e^{\tau_\nu}$$

$$e^{\tau_\nu} \ \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = S_\nu e^{\tau_\nu} - I_\nu e^{\tau_\nu}$$

$$\frac{dX}{d\tau_\nu} = Y \qquad\qquad (\ X = I_\nu e^{\tau_\nu} \quad Y = S_\nu e^{\tau_\nu} \ )$$

$$X(\tau_\nu) = X(0) + \int_0^{\tau_\nu} Y(\tau'_\nu)\ d\tau'_\nu$$

これをI_ν, S_ν に戻して書き換えると、

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} S_\nu(\tau'_\nu)\ d\tau'_\nu$$

完全再分配を仮定すると放射率は、

$$\epsilon(\tau, x) = \phi(x) S_\nu(\tau)$$

振動数変化は、

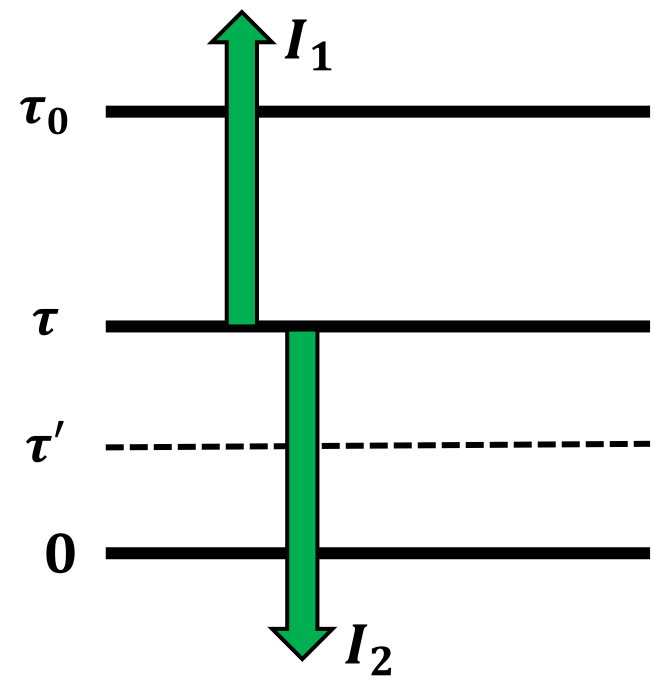
$$dx = \frac{\nu_0}{\Delta\nu_D}\frac{dv}{c}$$

$$\frac{dv}{d\tau} = const. \qquad \frac{dv}{d\tau} \geq 0$$ を仮定すると、

$$x' - x = -\gamma|\tau' - \tau|$$

$$\gamma \equiv \frac{1}{v_T}\frac{dv}{d\tau}$$

1次元　平行平板



上下向きの輻射強度I_1, I_2は、

$$I_1(\tau, x) = \int_0^\tau S_\nu(\tau')\phi[x + \gamma(\tau - \tau')] \exp\left(-\int_0^{\tau-\tau'} \phi(x + \gamma\tau'') d\tau''\right) d\tau'$$

$$I_2(\tau, x) = \int_\tau^{\tau_0} S_\nu(\tau')\phi[x + \gamma(\tau' - \tau)] \exp\left(-\int_0^{\tau'-\tau} \phi(x + \gamma\tau'') d\tau''\right) d\tau'$$

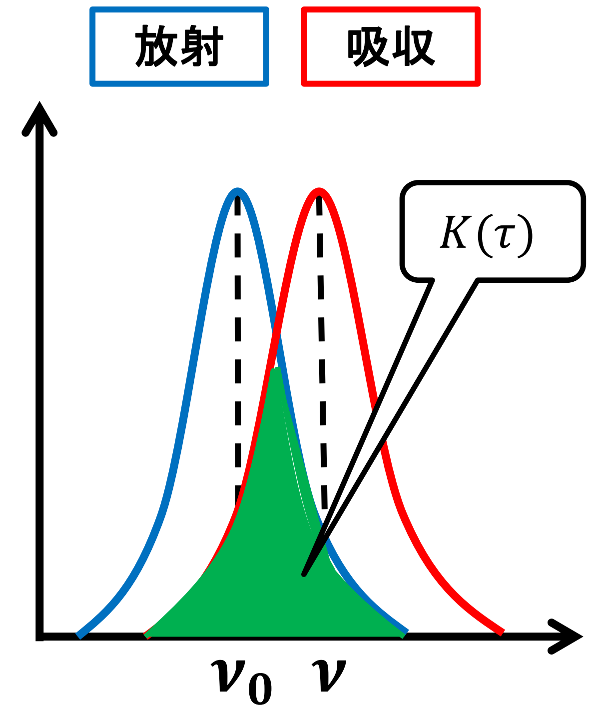
emitterがτにあるときの直接放射を

$$\epsilon_0(\tau, x) = \phi(x) S_0(\tau)$$

とすると、

$$S_\nu(\tau) = \underbrace{\frac{A}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}[I_1(\tau,x)+I_2(\tau,x)]\phi(x)dx}_{\text{散乱過程}} + \underbrace{S_0(\tau)}_{\text{再結合・衝突性励起}}$$

$$A\int_{-\infty}^{+\infty}\phi(x)dx = 1$$



これにI_1, I_2の式を代入すると、

$$S_\nu(\tau) = \frac{1}{2}\int_0^{\tau_0} S_\nu(\tau')K(|\tau'-\tau|)d\tau' + S_0(\tau)$$

$$K(\tau) = A\int_{-\infty}^{+\infty}\phi(x+\gamma\tau)\exp\left(-\int_0^{\tau}\phi(x+\gamma\tau')d\tau'\right)\phi(x)dx$$

ここで、$K(\tau)$はτで吸収・再放射される輻射の量を表す。

$$\int_0^{\tau} K(\tau')d\tau' = 1 - f^{esc}(\tau, \gamma)$$

以降はτ_0が非常に大きい場合を考える。中心部ではS_νが一定と考えて$S_\nu(\tau) = S_\nu(\tau')$とすると、

$$S_\nu(\tau) = \frac{1}{2} S_\nu(\tau) \int_0^{\tau_0} K(|\tau' - \tau|) d\tau' + S_0(\tau)$$

積分区間を分けると、

$$S_\nu(\tau) \left[1 - \frac{1}{2} \int_0^{\tau} K(\tau') d\tau' - \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0 - \tau} K(\tau') d\tau' \right] = S_0(\tau)$$

これは脱出光子数と光源光子数の釣り合いを表す。

（今散乱過程のみを考えていて、真の吸収は考えていない）

$$\frac{1}{2} [f^{esc}(\tau, \gamma) + f^{esc}(\tau_0 - \tau, \gamma)] S_\nu(\tau) = S_0(\tau)$$

$$\begin{aligned} f^{esc}(\tau, \gamma) &= A \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) \exp\left(- \int_0^{\tau} \phi(x + \gamma\tau'') d\tau'' \right) dx \\ &= A \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) \exp\left(- \frac{1}{\gamma} \int_x^{x+\gamma\tau} \phi(t) dt \right) dx \end{aligned}$$

$\gamma\tau_0 \gg 1$ のとき、つまり速度勾配があるときは、

$$f^{esc}(\infty,\gamma) = A\int_{-\infty}^{+\infty}\phi(x)\exp\left(-\frac{1}{\gamma}\int_{x}^{\infty}\phi(t)dt\right)dx$$
$$= A\gamma\left[1-\exp\left(-\frac{1}{A\gamma}\right)\right]$$

速度勾配によって決まる光学的厚みτ_{VG}を用いて書くと、

$$\frac{1}{A\gamma} = \int_{-\infty}^{+\infty}\phi(x)dx\ \sigma_{\nu_0}\frac{v_T}{dv/ds}$$
$$= \sigma\frac{v_T}{dv/ds}$$
$$\equiv \tau_{VG}$$

なので、

$$\boxed{f^{esc}(\infty,\gamma) = \frac{1-e^{-\tau_{VG}}}{\tau_{VG}}}$$

⇒ 完全再分配を仮定
部分再分配は考慮してない

5. 今後の課題

部分再分配を入れた輻射輸送を解く

- 『The Transfer of Resonance-Line Radiation in Static Astrophysical Media』　David A. Neufeld (1990)

　光学的に厚い平行平板での近似解を部分再分配も考慮に入れて解析的に求めた論文

今後は…

　Neufeldの近似解について勉強し、部分再分配を考慮に入れた平行平板での輻射輸送方程式を数値的に解き、Neufeldの近似解と比較することを目指す。

ご清聴ありがとうございました。