



# 平行平板大気における輻射輸送

1 外部照射の効果

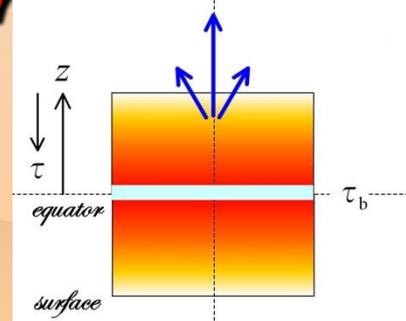
2 非等方散乱の問題

3 原始惑星系円盤への応用

*Radiative Transfer in Plane-Parallel Flow*

*Irradiation, Anisotropic Scattering, Pnd*

福江 純 @ 大阪教育大学





# 今回の報告 1

## Radiative Transfer in Accretion Disks Under Irradiation of the Central Star

### ❁ 目的:

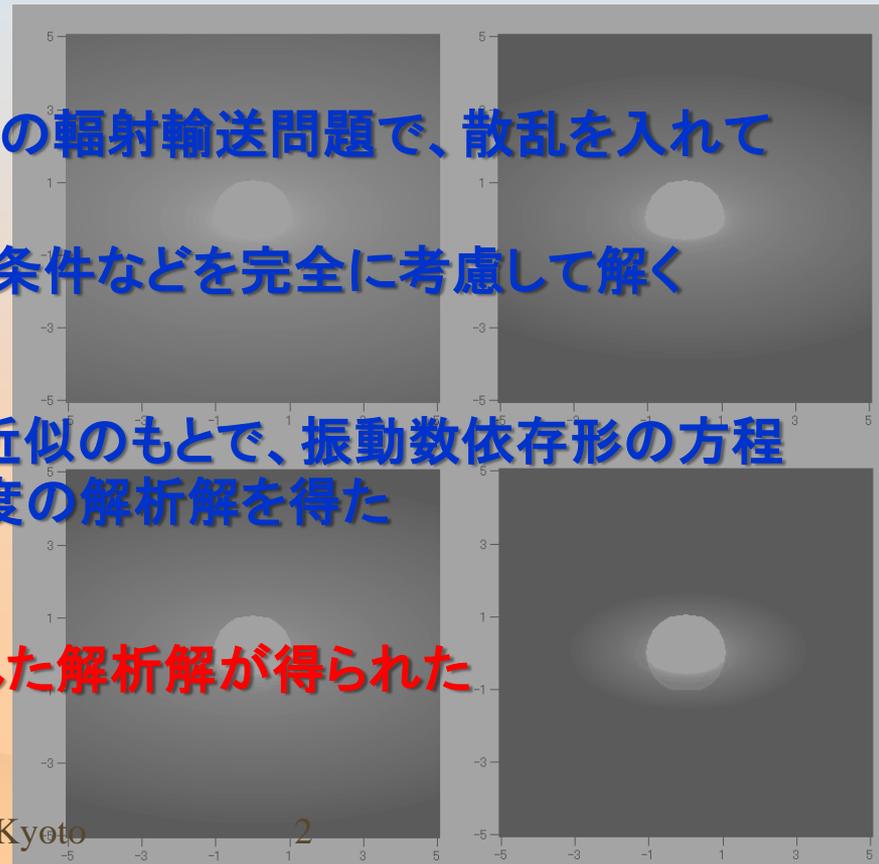
- 中心星の照射を受けた降着円盤の輻射輸送問題で、散乱を入れて解析解を求める
- 従来研究では不完全だった境界条件などを完全に考慮して解く

### ❁ やったこと:

- 等温大気を仮定し、エディントン近似のもとで、振動数依存形の方程式を解き、モーメント量と放射強度の解析解を得た

### ❁ わかったこと:

- 有限の光学的厚みや照射を入れた解析解が得られた



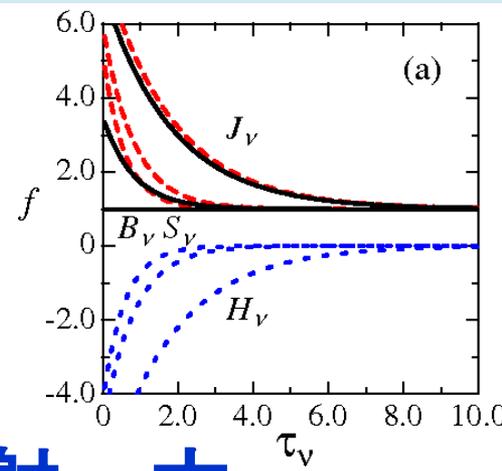
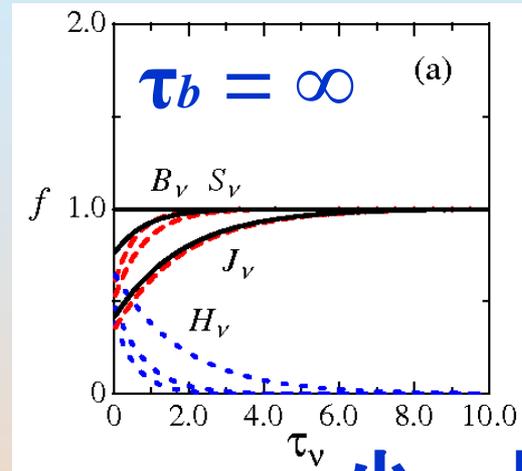
PASJ in press



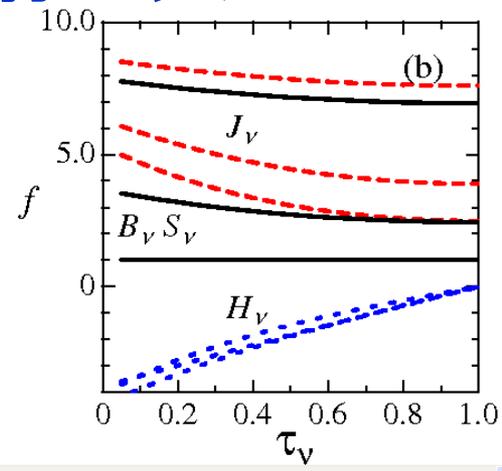
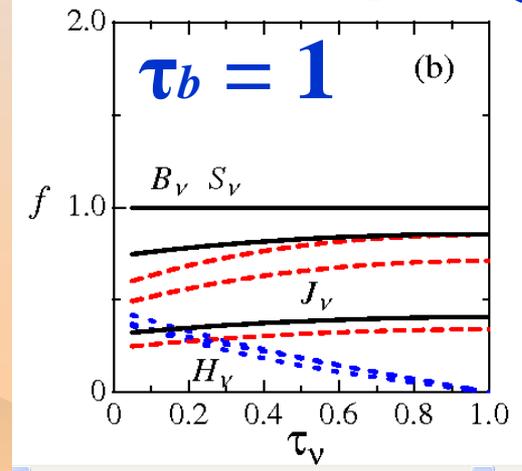
# 中心星の照射 モーメント量

- 平行平板大気
- 光学的厚みは有限
- エディントン近似
- LTE
- 等温(鉛直方向)
- $\epsilon_\nu$ は一定

• 中心星の照射



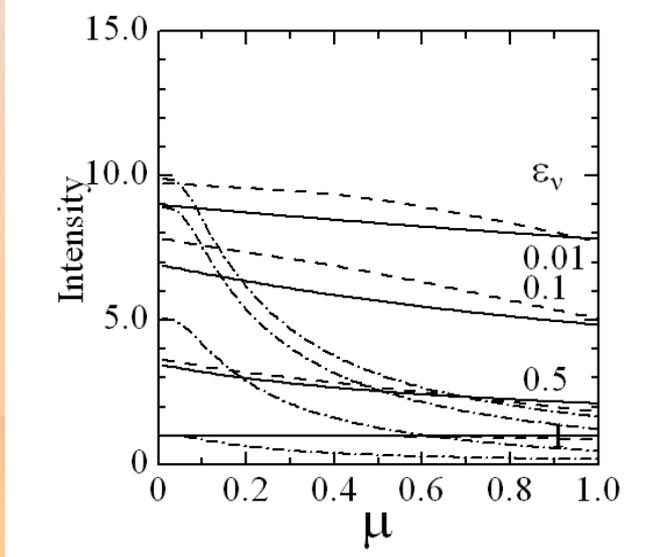
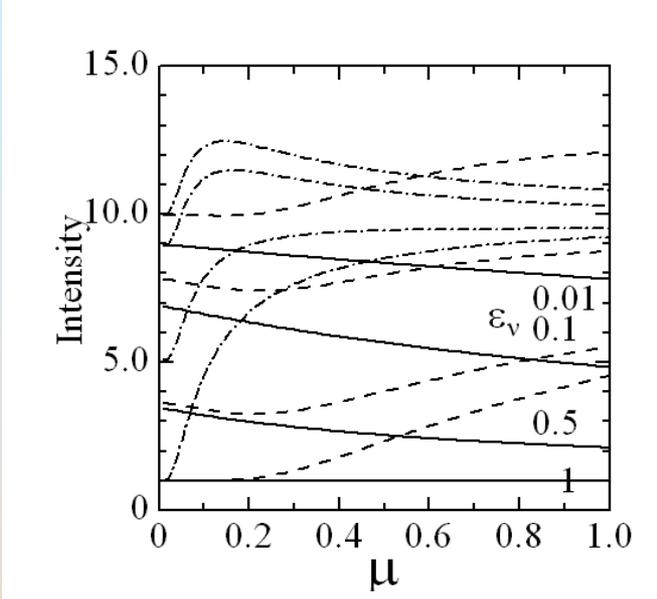
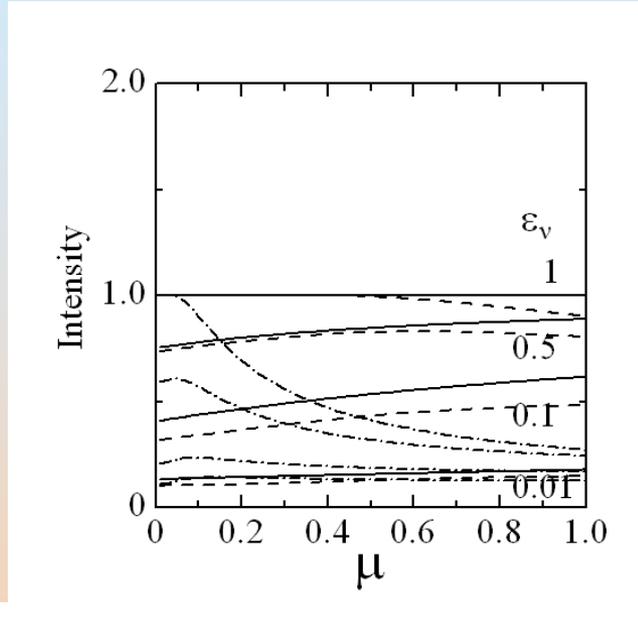
小 ← 照射 → 大





# 中心星の照射 輻射強度

- ❁ 直接成分
- ❁ 再放射成分
- ❁ 散乱成分



$$I_{\nu}^{+}(0, \mu) = (1 - A_{\nu}) I_{\nu}^{*} e^{-2\tau_{\nu b} / \mu}$$

$$+ B_{\nu}(0) [1 - e^{-2\tau_{\nu b} / \mu}]$$

$$- \frac{(1 - \epsilon_{\nu}) C_{\nu}}{1 + \sqrt{3\epsilon_{\nu}\mu}} \left[ 1 - e^{-(2 + 2\sqrt{3\epsilon_{\nu}\mu})\tau_{\nu b} / \mu} \right]$$

$$- \frac{(1 - \epsilon_{\nu}) C_{\nu}}{1 - \sqrt{3\epsilon_{\nu}\mu}} \left[ e^{-2\sqrt{3\epsilon_{\nu}\mu}\tau_{\nu b}} - e^{-2\tau_{\nu b} / \mu} \right]$$

直接成分

再放射成分

散乱成分

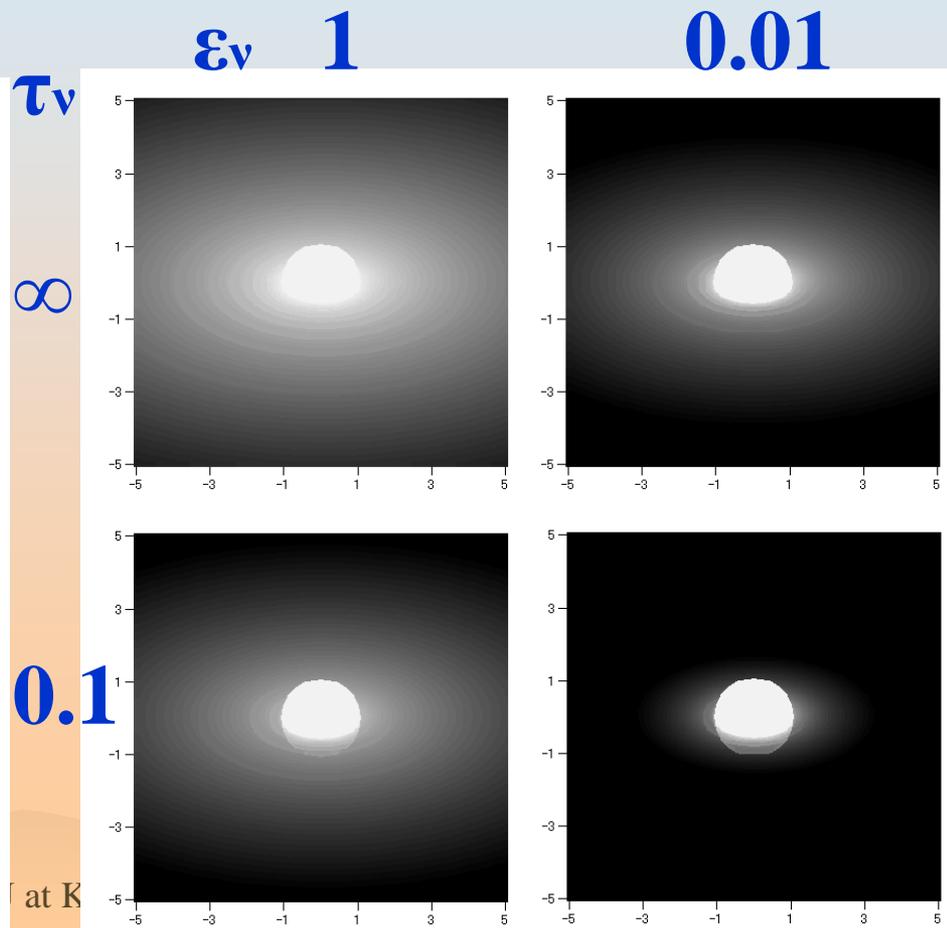
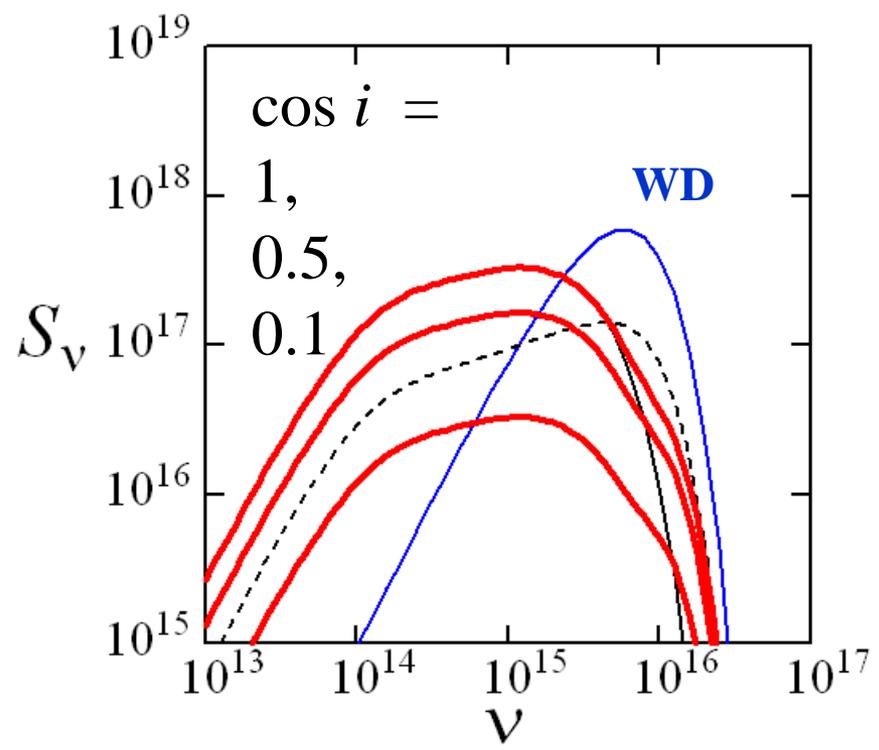


# 中心星の照射

## 応用例白色矮星 ( $T^*=10^5\text{K}$ )

☼ スペクトル

☼ 見かけ ( $\nu=10^{15}\text{ Hz}$ )





# 今回の報告 2

## Radiative Transfer in Anisotropic Scattering Media

- ❁ 目的:
  - Mie散乱など散乱が非等方な場合に対して、簡単な形の位相関数を仮定し、方程式を定式化するとともに、解析解を求める
- ❁ やったこと:
  - エディントン近似のもとで、輻射輸送方程式、0次モーメント式、1次モーメント式などを定式化し、モーメント量と放射強度の解析解を得た
- ❁ わかったこと:
  - **解析解が得られ、また非等方散乱がかなり効くこともわかった**
- PASJ in press





# 非等方散乱 位相関数

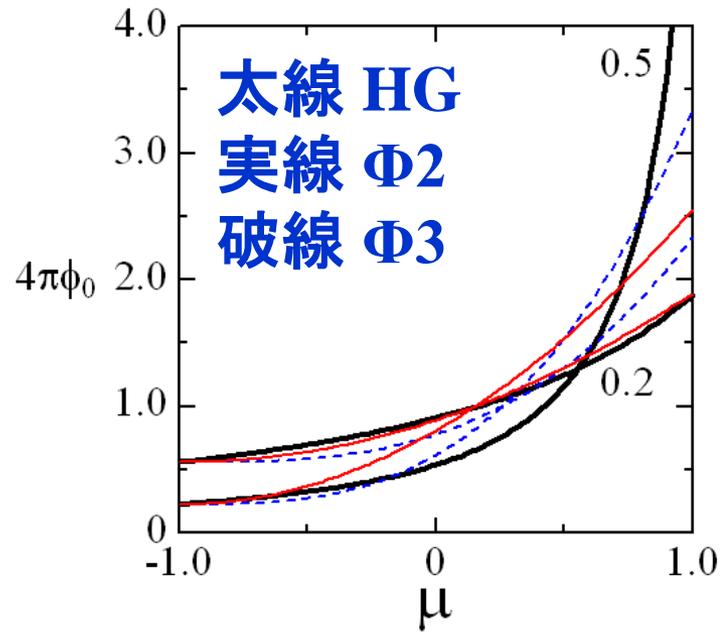
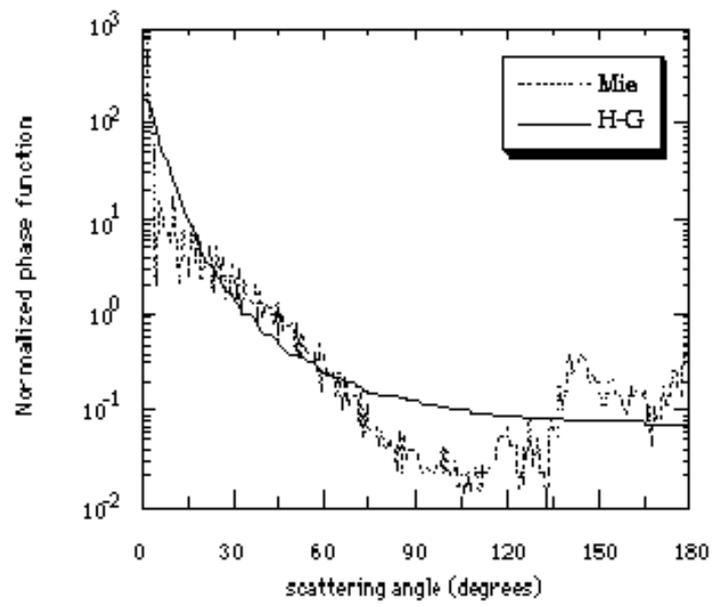
等方-非等方

$$0 < a < \infty$$

❁ Henyey-Greenstein(1941) ❁ 本研究

$$\phi_{HG} = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}},$$

$$\phi_2 = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1 + \frac{4}{3}a} [1 + a(1 + \mu)^2],$$





# 非等方散乱 輻射輸送方程式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + (\mathbf{l} \cdot \nabla) I_\nu \\ &= \frac{1}{4\pi} \rho j_\nu - \rho \kappa_\nu I_\nu - \rho \sigma_\nu I_\nu + \rho \sigma_\nu \int \phi_\nu(\mathbf{l}, \mathbf{l}') I_\nu(\mathbf{l}') d\Omega', (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + (\mathbf{l} \cdot \nabla) I_\nu \\ &= \frac{1}{4\pi} \rho j_\nu - \rho \kappa_\nu I_\nu - \rho \sigma_\nu I_\nu \\ &+ \rho \sigma_\nu \frac{1}{1 + \frac{4}{3}a} \left[ (1 + a) J_\nu + 2a(\mathbf{l} \cdot \mathbf{H}_\nu) + a \ell^i \ell^j K_\nu^{ij} \right], (7) \end{aligned}$$





# 非等方散乱

## 輻射輸送方程式、モーメント式

✿ エディントン近似

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + (\mathbf{l} \cdot \nabla) I_\nu = \frac{1}{4\pi} \rho j_\nu - \rho \kappa_\nu I_\nu - \rho \sigma_\nu I_\nu + \rho \sigma_\nu \left[ J_\nu + \frac{2a}{1 + \frac{4}{3}a} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{H}_\nu) \right].$$

0次  
1次

$$\frac{\partial J_\nu}{c \partial t} + \frac{\partial H_\nu^k}{\partial x^k} = \rho \left( \frac{j_\nu}{4\pi} - \kappa_\nu J_\nu \right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial H_\nu^i}{c \partial t} + \frac{\partial K_\nu^{ik}}{\partial x^k} = -\rho(\kappa_\nu + \sigma_\nu) H_\nu^i + \rho \sigma_\nu \frac{2a}{1 + \frac{4}{3}a} \frac{1}{3} H_\nu^i. \quad (10)$$





# 非等方散乱 応用例

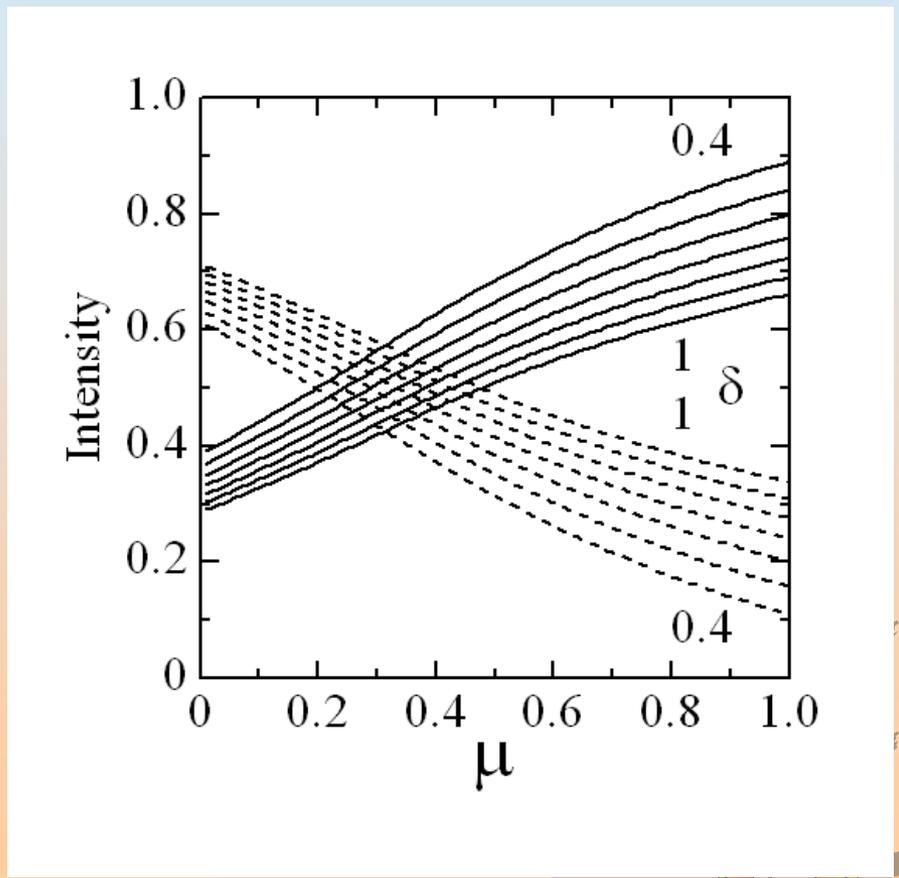


- ❁ ダスト恒星大気
- ❁ 星間ガス雲
- ❁ 降着円盤

上から照射されたガス雲

実線 下向き  $I_{\nu-}$

破線 上向き  $I_{\nu+}$

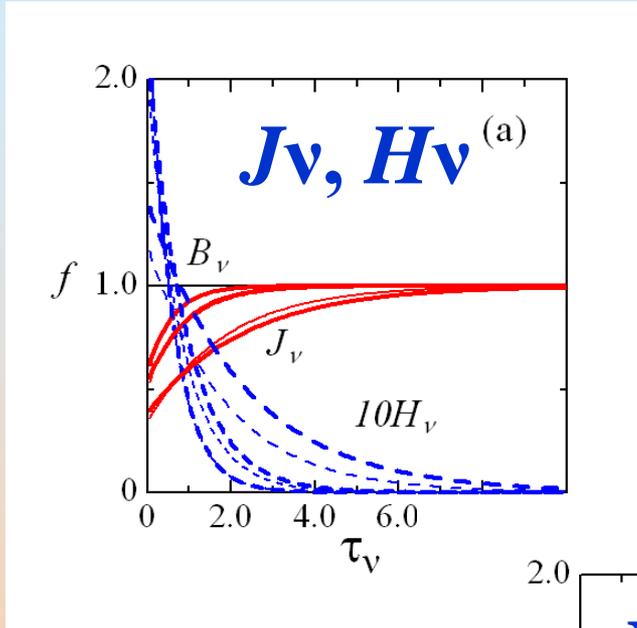




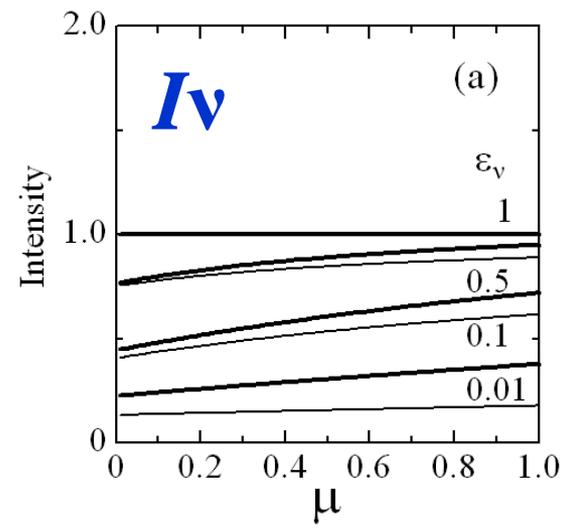
# 非等方散乱

## 応用例：降着円盤

- ✿ 平行平板大気
- ✿ 光学的厚みは有限
- ✿ エディントン近似
- ✿ LTE
- ✿ 等温(鉛直方向)
- ✿  $\epsilon_v$ は一定



細線 等方散乱  
太線 非等方



中心星の照射





# 非等方散乱

## $\sqrt{\epsilon_\nu}$ -則と熱化深度

$$\phi_2 = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1 + \frac{4}{3}a} [1 + a(1 + \mu)^2],$$

### 等方 - 非等方

$$0 < a < \infty$$

$$1 > \delta_\nu > 1/2$$

where  $\epsilon_\nu$  is the photon destruction probability,

$$\epsilon_\nu = \frac{\kappa_\nu}{\kappa_\nu + \sigma_\nu}, \quad (17)$$

and the parameter  $\delta_\nu$  is defined as

$$\delta_\nu \equiv 1 - (1 - \epsilon_\nu) \frac{\frac{2}{3}a}{1 + \frac{4}{3}a}. \quad (18)$$

For the weak anisotropic case of  $a = 0.6$ , the factor  $(2a/3)/(1 + 4a/3)$  is  $2/9$ , for the strong anisotropic case of  $a = 3$ , it is  $2/5$ , and for the extreme case of  $a = \infty$ , it is  $1/2$ .

this effect; the effective optical depth becomes

$$\sqrt{3\epsilon_\nu} \tau_\nu \rightarrow \sqrt{3\delta_\nu \epsilon_\nu} \tau_\nu. \quad (66)$$

In other words, the thermalization length  $\Lambda_\nu$  becomes longer in the anisotropic case as

$$\frac{1}{\sqrt{3\epsilon_\nu}} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{3\delta_\nu \epsilon_\nu}}. \quad (67)$$

$\tau_\nu *$

$\Lambda_\nu$





# 今回の報告 3



## Radiative Transfer in Protoplanetary Disks

### Under Irradiation of the Protostar

#### ❁ 目的:

- 原始星の照射を受けた降着円盤の輻射輸送問題で、散乱を入れて解析解を求める
- 従来研究では不完全だった境界条件などを完全に考慮して解く

#### ❁ やったこと:

- 粘性加熱を考慮し、エディントン近似のもとで、振動数依存形の方程式を解き、モーメント量と放射強度の解析解を得た

#### ❁ わかったこと:

- **flat, flaring** など各領域での解析解が得られた

**submitted to PTEP**



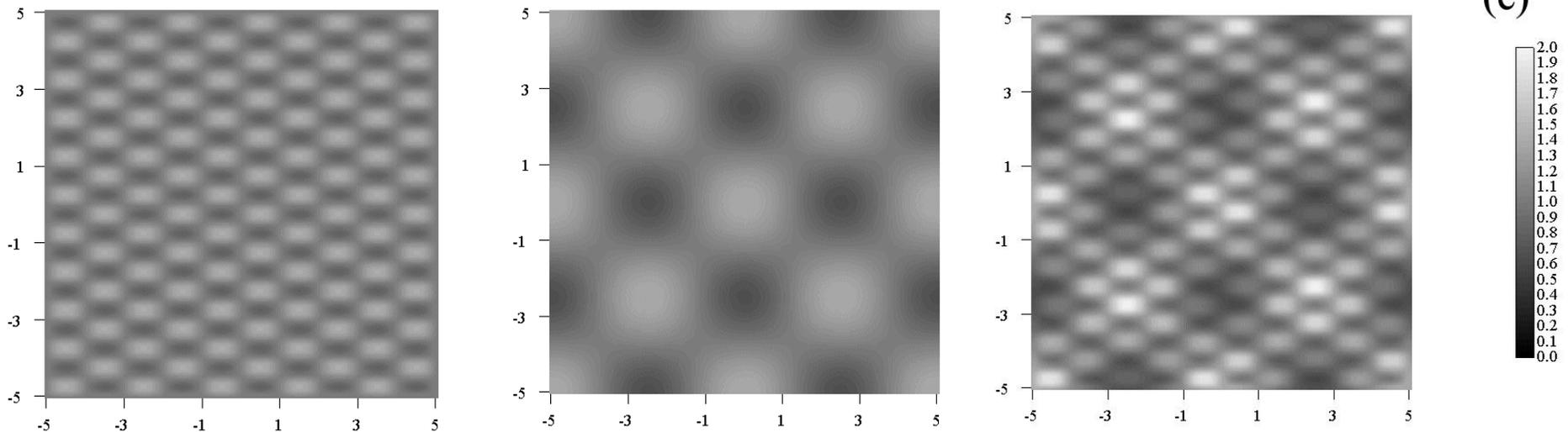


# 次回予告



# Radiative Transfer in a Floating Stratus Irradiated by a Luminous Source I. Basics and a Plane Flat Source

目次



▶ 次回のお楽しみ



Submitted to PASJ

2012/9/19

2012 ASJ at Kyoto

14



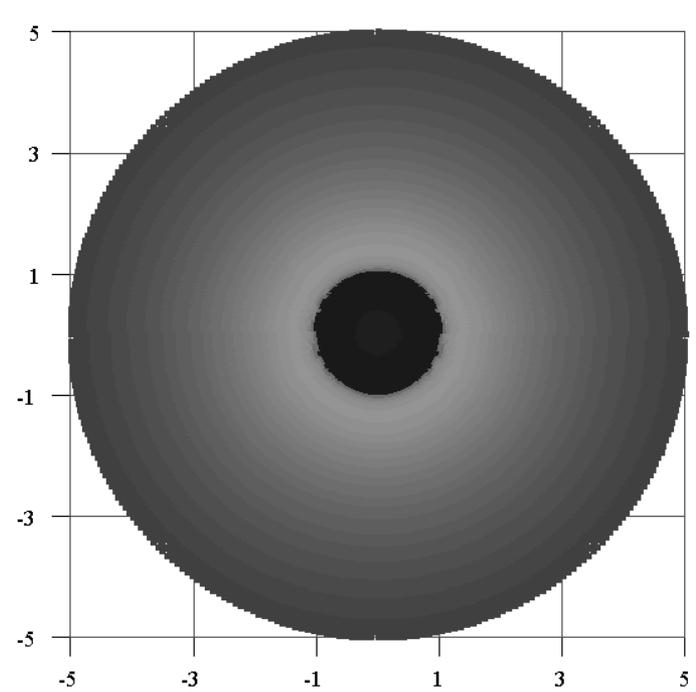


# 次回予告

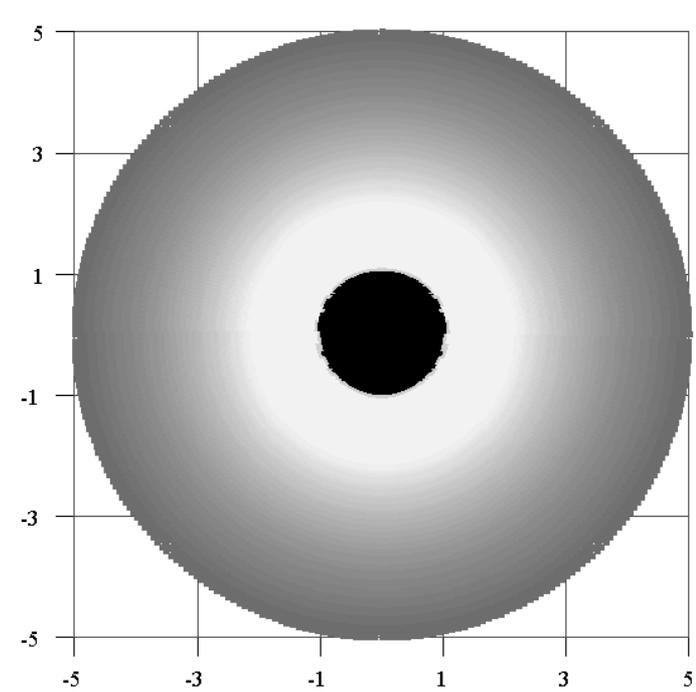


# Radiative Transfer in a Floating Stratus Irradiated by a Luminous Source II. Applications

🔗 目的:



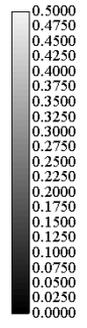
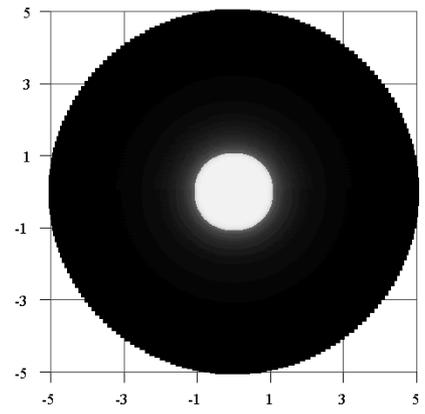
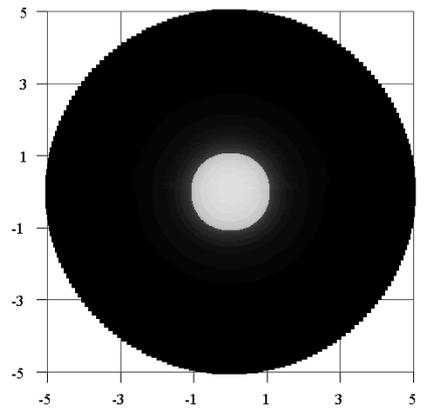
(a)



(b)



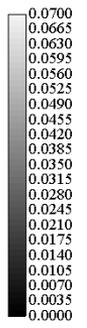
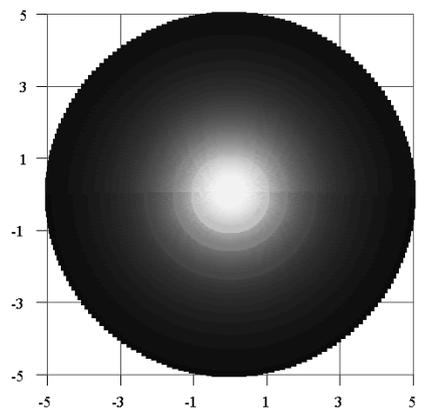
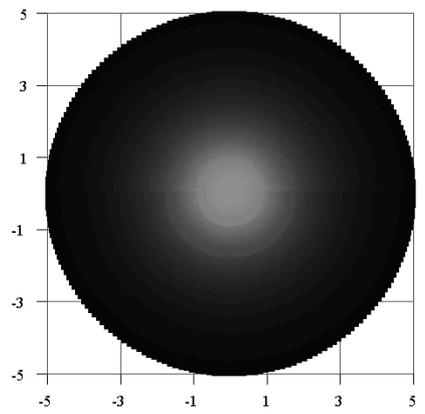
R  
]



# Static Halo us Source



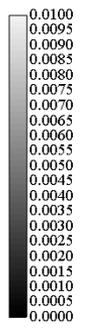
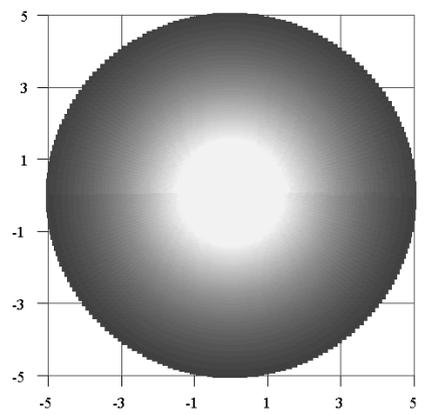
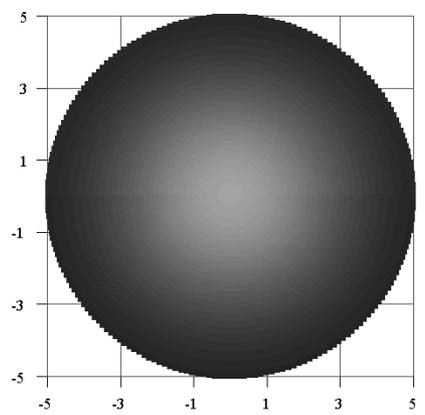
E



問題で、散乱を入れて



ヤ



完全に考慮して解く

振動数依存形の方程  
得た







2012/9/19

2012 ASJ at Kyoto

18

