

放射コード実装検討会  
2016/3/22 @国立天文台

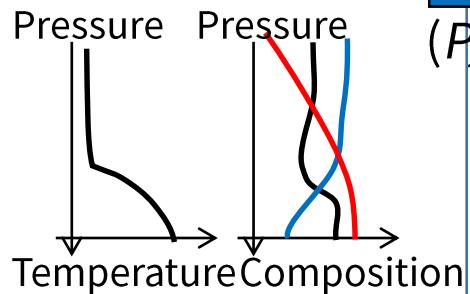
# dcrtm 開発概要

大西 将徳<sup>1</sup>, はしもとじょーじ<sup>2</sup>, 倉本 圭<sup>3</sup>, 高橋 芳幸<sup>1</sup>,  
石渡 正樹<sup>3</sup>, 高橋 康人<sup>3</sup>, 林 祥介<sup>1</sup>,  
1. 神戸大学, 2. 岡山大学, 3. 北海道大学

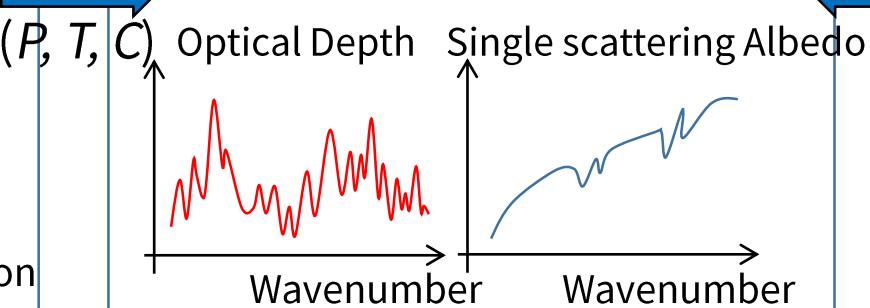
- DCRTM: Dennou Club Radiation Transfer Model
  - 地球を含め、多様な惑星の放射計算を行うことを目指した数値モデル
- 開発史
  - 2006年頃～2007年頃: 光田さん中心？
  - 2008年頃～2010年頃: 小高さんら？
  - 2012年4月～: 大西中心に
    - 光田コードとは独立に開発.
- モデル開発状況
  - line-by-line 放射伝達モデル
    - 公開できる段階
      - ライセンスの処理の関係で公開にいたっていない.
  - GCM 用 k 分布吸収係数作成モデル
    - 試行錯誤段階
- 資源の所在:  
[https://www.gfd-dennou.org/GFD\\_Dennou\\_Club/dc-arch/dcrtm/](https://www.gfd-dennou.org/GFD_Dennou_Club/dc-arch/dcrtm/)

# Line-by-line モデル概観

## Vertical profile



## Opacity calculation

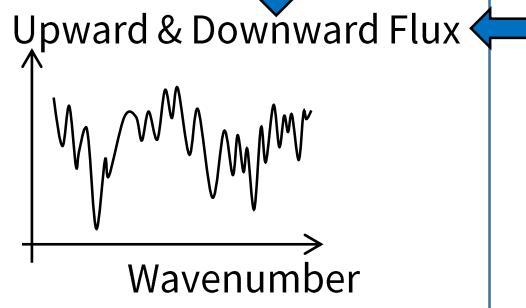


## Optical data

- Line absorption:  
(HITRAN, HITEMP)
- Continuum absorption:  
IR absorption (MT\_CKD 2.5)  
UV absorption  
(Chan et al. 1993)
- Scattering:  
Rayleigh scattering

## Flux calculation

( $T$ , OD, SA)



## Boundary condition

- Solar flux
- Surface albedo

# Opacity calculation

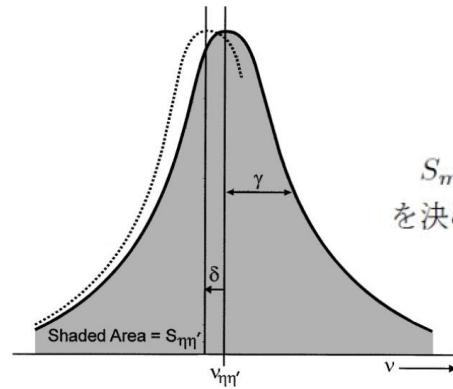
- 吸收過程
  - 分子による線吸収
    - データソース: HITRAN, HITEMP (Rothman et al. 2009, 2010)
    - 吸収線形: voigt 線形 (Humlicek 1982)
  - 分子による連続吸収
    - 赤外吸収: MT\_CKD 連続吸収モデル (Mlawer et al. 2012)
    - 紫外吸収: H<sub>2</sub>O (Chan et al. 1993)
- 散乱過程
  - 分子による Rayleigh 散乱

## 分子による線吸収

- 吸収線データベースを用いて計算
  - 吸収線データベース
    - HITRAN, HITEMP
      - HITRAN: HIgh-resolution TRANsmission molecular absorption database
      - HITEMP: HIgh-TEMPerature molecular spectroscopic database
      - 1960年代後半から Air Force Cambridge Research Laboratories によってデータベース構築がなされてきた.
      - およそ4年ごとに更新.
    - GEISA
      - Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques
      - ARA (Atmospheric Radiation Analysis) group at LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique, France) によって開発が進められてきた.
    - 量子力学の第一原理計算に基づくデータベース (Partridge & Schwenke 1997, Barber et al. 2006 など)
  - dcrtm は HITRAN, HITEMP を使用している.

# 分子による線吸収

気体分子  $m$  の同位体  $i$  による,  $\eta$  から  $\eta'$  のエネルギー遷移に対応する波数  $\nu_{\eta\eta'}$  での吸収断面積  $k_{m,i,\eta\eta'} [\text{m}^2/\text{molecule}]$  は, 圧力  $p$ , 温度  $T$  の関数として以下のようにかける.



$$k_{m,i,\eta\eta'}(\nu, T, p) = S_{m,i,\eta\eta'}(T) f_{m,i,\eta\eta'}(\nu, \nu_{\eta\eta'}, T, p) \quad (3.1)$$

$S_{m,i,\eta\eta'}(T) [\text{m}^{-1}/(\text{molecule m}^{-2})]$  は吸収線強度,  $f_{m,i,\eta\eta'}(\nu, \nu_{\eta\eta'}, T, p) [\text{m}]$  は吸収線の広がり (形) を決める関数である.

Fig. 1. Schematic of fundamental spectroscopic parameters of a line transition in HITRAN. The dotted line refers to a perturbed transition (with a negative  $\delta$ ).

(Rothman et al. 1998)

## 1. 吸収線強度

吸収線強度  $S_{m,i,\eta\eta'}(T)$  は温度の関数であり, その温度依存性は以下のようにかける.

$$S_{m,i,\eta\eta'}(T) = S_{m,i,\eta\eta'}(T_{\text{ref}}) \frac{Q_{m,i}(T_{\text{ref}})}{Q_{m,i}(T)} \frac{\exp(-hcE_\eta/k_B T)}{\exp(-hcE_\eta/k_B T_{\text{ref}})} \frac{1 - \exp(-hcv_{\eta\eta'}/T)}{1 - \exp(-hcv_{\eta\eta'}/T_{\text{ref}})} \quad (3.2)$$

ここで  $Q_{m,i}(T)$  は, 温度  $T$  における気体分子  $m$  の同位体  $i$  の分配関数.  $T_{\text{ref}}$  はある基準の温度である. また  $E_\eta$  は基底状態における分子のエネルギーであり,  $h, c, k_B$  はそれぞれ, プランク定数, 光速, ポルツマン定数である.

$S_{m,i,\eta\eta'}(T_{\text{ref}}), E_\eta$  は HITRAN, HITEMP データベースより得ることができる. また, 分配関数  $Q_{m,i}(T)$  は HITRAN2008 に同梱されている parsum.dat ファイル内にテーブルとして格納されている. DCRTM では本テーブルを用いて, 必要な温度の分配関数を線型内挿することで得ている.

# 分子による線吸収

## 2. 吸収線の広がり

- 分子同士の衝突 (Lorentz 線型)
- 分子の視線方向速度によるドップラー効果 (Doppler 線型)  
➡ 両者を合わせたもの (Voigt 線型)

### Lorentz 線型

$$f_{L(m,i,\eta\eta')}(v, v_{\eta\eta'}, T, p) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{L(m,i,\eta\eta')}(p, T)}{(\gamma_{L(m,i,\eta\eta')}(p, T))^2 + (v - v_{\eta\eta'}^*)^2}. \quad (3.7)$$

$$\gamma_{L(m,i,\eta\eta')}(p, T) = \gamma_{L(m,i,\eta\eta')}(p_{\text{ref}}, T_{\text{ref}}) \left( \frac{p}{p_{\text{ref}}} \right) \left( \frac{T_{\text{ref}}}{T} \right)^{n_{L(m,i,\eta\eta')}} \quad (3.4)$$

$$\gamma_{L(m,i,\eta\eta')} = p_s \gamma_{L(m,i,\eta\eta'),s} + p_f \gamma_{L(m,i,\eta\eta'),f} \quad (3.5)$$

$\gamma_{L,s}$ : 同種分子との衝突による半値幅  
 $\gamma_{L,f}$ : 異なる分子との衝突による半値幅

$$v_{\eta\eta'}^* = v_{\eta\eta'} + \delta(p_{\text{ref}})p \left( \frac{T_{\text{ref}}}{T} \right) \quad (3.6)$$

### Doppler 線型

$$f_{D(m,i,\eta\eta')}(v, v_{\eta\eta'}, T) = \frac{1}{\gamma_D(T)\pi^{1/2}} \exp\left[-\left(\frac{v - v_{\eta\eta'}}{\gamma_D(T)}\right)^2\right] \quad (3.9)$$

$$\gamma_D(T) = \frac{v_{\eta\eta'}}{c} \left( \frac{2RT}{M_{m,i}} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

## Voigt 線型

$$f_{V(m,i,\eta\eta')}(v, v_{\eta\eta'}, p, T) = \int_0^\infty f_{L(m,i,\eta\eta')}(v', v_{\eta\eta'}, T, p) f_{D(m,i,v')}(v, v', T) dv' \quad (3.11)$$

$$= \int_0^\infty \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{L(m,i,\eta\eta')}(p, T)}{(\gamma_{L(m,i,\eta\eta')}(p, T))^2 + (v' - v_{\eta\eta'}^*)^2} \frac{1}{\gamma_D(T)\pi^{1/2}} \exp[-(\frac{v - v'}{\gamma_D(T)})^2] dv' \quad (3.12)$$

$$= \frac{1}{\gamma_D(T)\sqrt{\pi}} \times Voigt(x, y). \quad (3.13)$$

ただし,

$$Voigt(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{y^2 + (x-t)^2} \exp[-t^2] dt, \quad (3.14)$$

$$x = \frac{v - v_{\eta\eta'}^*}{\gamma_D(T)}, y = \frac{\gamma_{L(m,i,\eta\eta')}(p, T)}{\gamma_D(T)}, t = \frac{v - v'}{\gamma_D(T)}, \gamma_D(T) = \frac{v_{\eta\eta'}^*}{c} \left( \frac{2RT}{M_{m,i}} \right)^{1/2} \quad (3.15)$$

- Voigt 線型を数値的に計算する方法は先行研究が多数ある (Humlicek 1982, Kuntz 1997 など)
- dcrtm では, Humlicek 1982 を用いている.

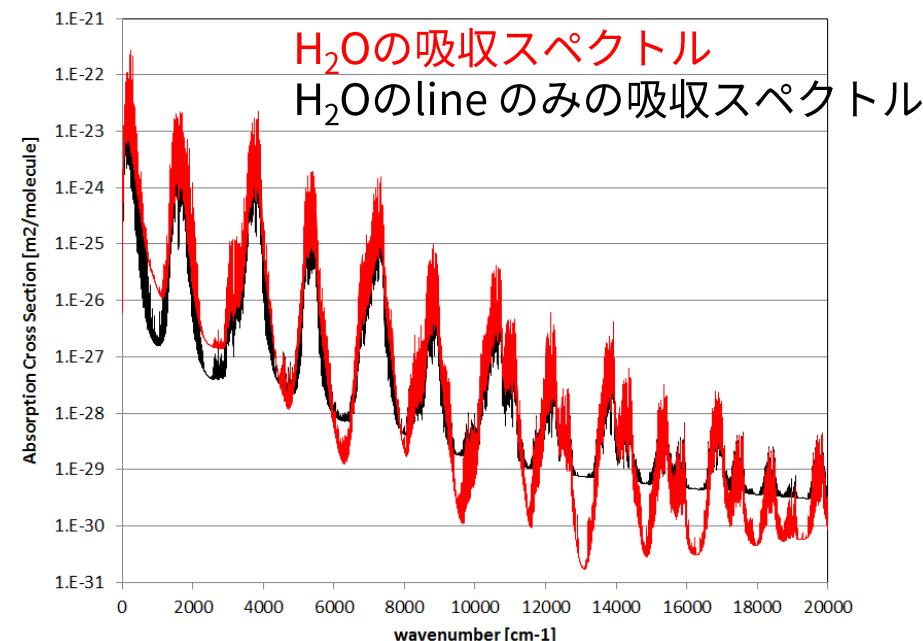
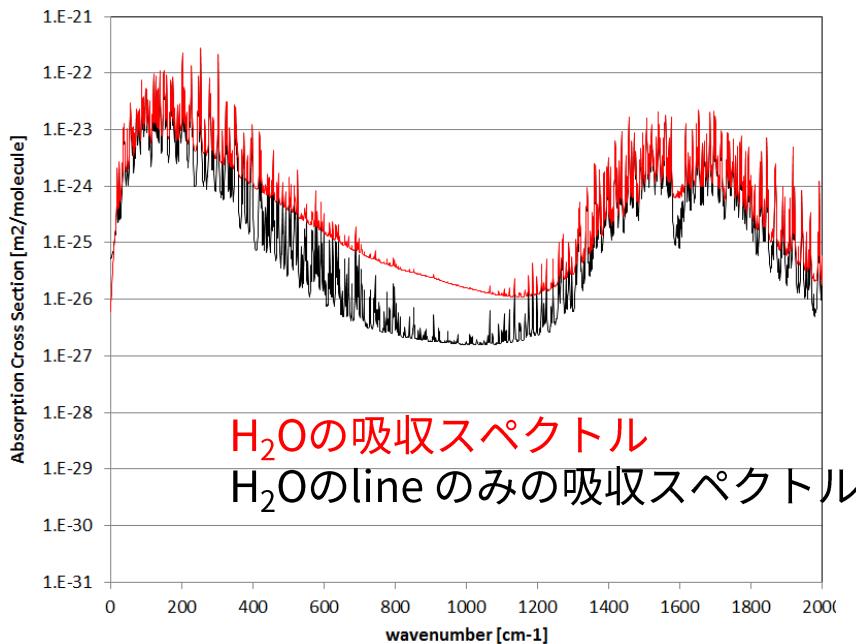
# 分子による連続吸収

分子には“線吸収”と“連続吸収”があることが知られている。

- 連続吸収の成因については諸説ある。

例)  $\text{H}_2\text{O}$  の場合

- 大気の窓領域には吸収線はほとんどないが、わずかに吸収があることが知られていた(Rubens & Aschkinass 1898, Hettner 1918).
- 線吸収の重ね合わせで表現することが試みられた(Elsasser 1938).
- Roach & Goody(1958) が初めて'continuum'という言葉を使う.
- 連続吸収の温度依存性は線吸収の重ね合わせよりも dimer による吸収の寄与と考えた方が整合的(Viktoriva & Zhevakin 1966, Bignell 1970).



## H<sub>2</sub>O 連続吸収の理論モデル

- far-wing model
  - 線吸収の重ねあわせで連続吸収を説明(Elsasser 1938).
  - 温度依存性が自明には説明できない.
  - line shapeなどを適当に選べば温度依存性を再現(Ma et al., 2008).
  - 窓領域のminimumが高波数側にずれる(Mondelain et al., 2014).
- dimer model
  - H<sub>2</sub>O の dimer によって連続吸収を説明(Viktoriva & Zhevakin 1966).
  - 負の温度依存性を説明しやすい ( $2\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons (\text{H}_2\text{O})_2$  の平衡)
  - ただし温度依存性が実験に比べ大きい(Mondelain et al., 2014)
  - 温度変化の波数依存性が説明しにくい(Leforestier et al., 2010).

## 放射モデルで扱われる H<sub>2</sub>O 連續吸収モデル

- RSB model (Roberts et al., 1976)
  - 中間赤外領域(8-12μm)の測定データをもとにしたモデル

$$C(\nu, T) = C_0 \exp\left[T_0\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{296}\right)\right]$$

- CKD, MT\_CKD model (Clough et al., 1989, Mlawer et al., 2012)
  - 最も広く用いられているモデル
  - semi-empirical model (Van Vleck & Huber 1977)
- BPS model (Paynter & Ramaswamy, 2011)
  - Baranov et al., 2008, Paynter et al., 2009, Serio et al., 2008 の実験観測値をもとにしたモデル。

$$k(\nu, p, p_s, T) = \frac{T_0}{T} \left( \frac{p_s}{p_0} \sigma_s(\nu, T) + \frac{p - p_s}{p_0} \sigma_f(\nu) \right) \nu \tanh\left(\frac{hc\nu}{2kT}\right)$$

# H<sub>2</sub>O 連続吸収モデルと放射計算

- Kasting et al., 1984: H<sub>2</sub>O 連続吸収の重要性
  - Roberts et al., 1976 による連続吸収で H<sub>2</sub>O 大気の放射計算
  - 8 - 12 μm の連続吸収だけでは OLR が温度とともに増加
  - 連続吸収を”拡張”することで、射出限界を確認

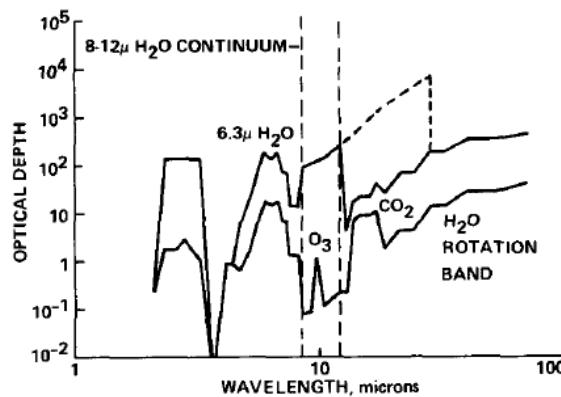


FIG. 6. Vertical optical depth at ground level for two different model atmospheres. The bottom curve corresponds to the present terrestrial atmosphere (6.5°K/km case in Fig. 1). The top curve corresponds to the case 4 atmosphere in Fig. 3.

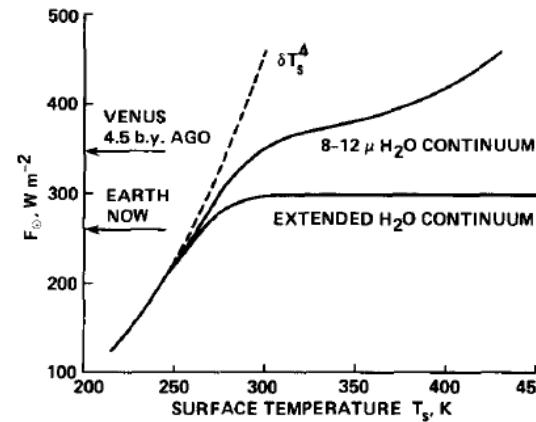
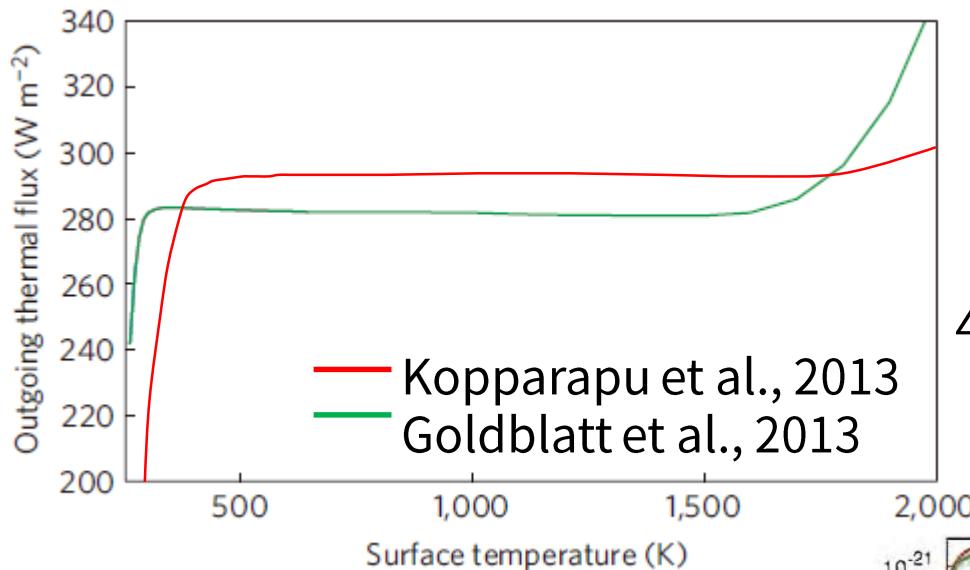


FIG. 7. Emergent ir flux as a function of surface temperature for a pure H<sub>2</sub>O atmosphere with a tropopause temperature of 215°K. The two solid curves correspond to different assumptions concerning H<sub>2</sub>O continuum absorption (see text). The dashed curve represents the outgoing flux for an optically thin atmosphere.

## $\text{H}_2\text{O}$ 連続吸収モデルと放射計算

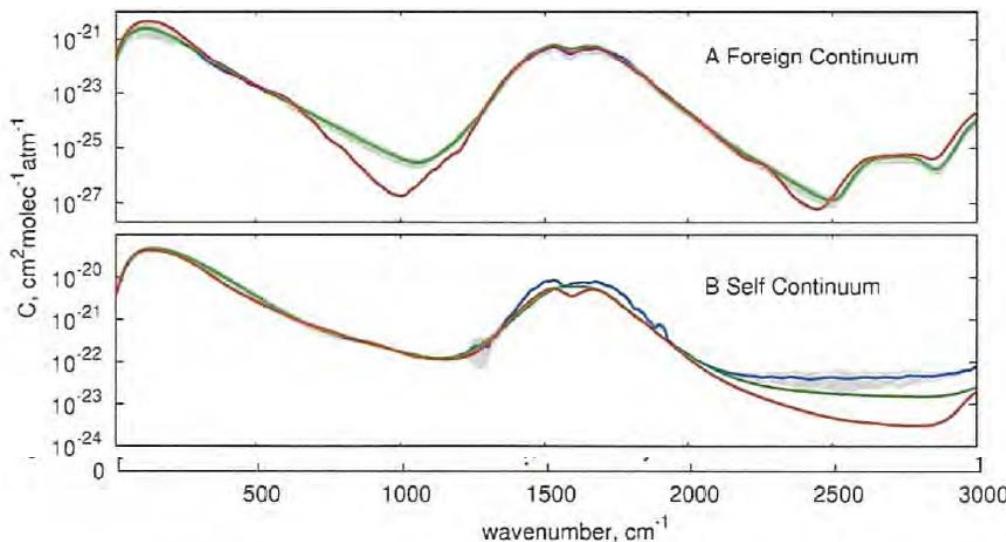
- Kopparapu et al., 2013, Goldblatt et al., 2013:



CKD 2.4 (red)  
MT\_CKD 2.5 (green)  
BPS (blue)

- $\text{H}_2\text{O}$  による射出限界の計算
- 両者は連続吸収モデルが異なる  
Kopparapu et al., 2013: BPS  
Goldblatt et al., 2013: CKD 2.4 like  
4  $\mu\text{m}$  の連続吸収に違い。  
→ 高温での放射の立ち上がりが異なる。

Paynter & Ramaswamy 2011



## MT\_CKD 連続吸収モデル

- ・ 地球大気の放射計算において最も広く用いられている連続吸収モデル.
- ・  $\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{O}_3, \text{O}_2, \text{N}_2$  の連続吸収を計算できる.

$$k_m(\nu, p, p_m, T) = \frac{T_0}{T} \left( \frac{p_m}{p_0} \sigma_s(\nu, T) + \frac{p - p_m}{p_0} \sigma_f(\nu) \right) \nu \tanh\left(\frac{hc\nu}{2kT}\right)$$

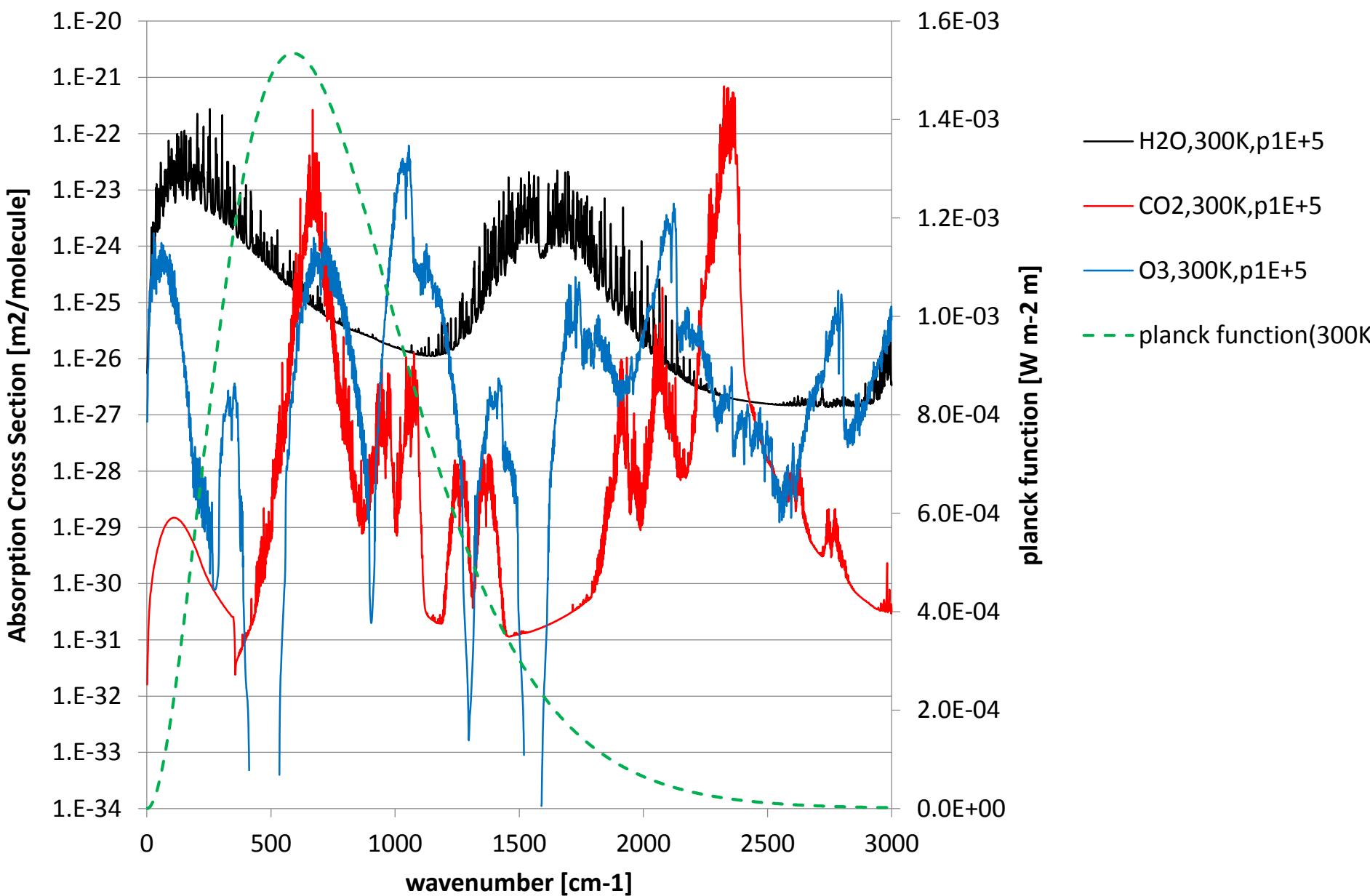
$k_m$ : 分子 m による吸収断面積

$p_m$ : 分子 m の分圧

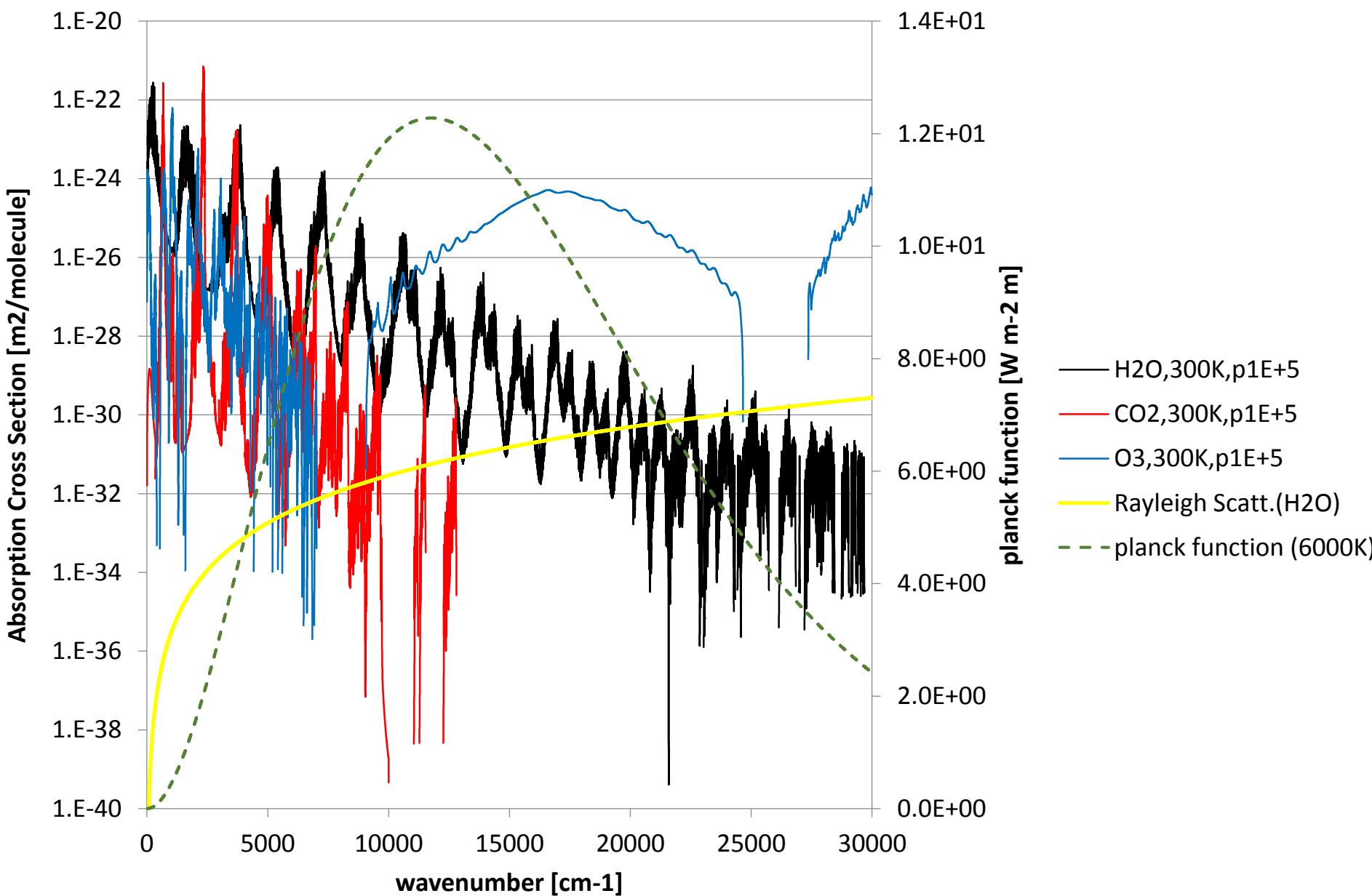
$\sigma_s$ : 同種分子同士の衝突による symmetrized power spectral density function

$\sigma_f$ : 異種分子同士の衝突による symmetrized power spectral density function

# 吸収断面積スペクトル計算例



# 吸収断面積スペクトル計算例



# Flux calculation

- 放射伝達計算
  - 2流近似 (Toon et al. 1989)

$$\frac{\partial F^+}{\partial \tau}(\tau) = \gamma_1 F^+(\tau) - \gamma_2 F^-(\tau) - S^+(\tau)$$
$$\frac{\partial F^-}{\partial \tau}(\tau) = \gamma_2 F^+(\tau) - \gamma_1 F^-(\tau) + S^-(\tau)$$

太陽放射の場合:

$$S_s^+(\tau) = \gamma_3 \pi F_s \omega_0 \exp(-\tau/\mu_0),$$
$$S_s^-(\tau) = (1 - \gamma_3) \pi F_s \omega_0 \exp(-\tau/\mu_0)$$

赤外放射の場合:

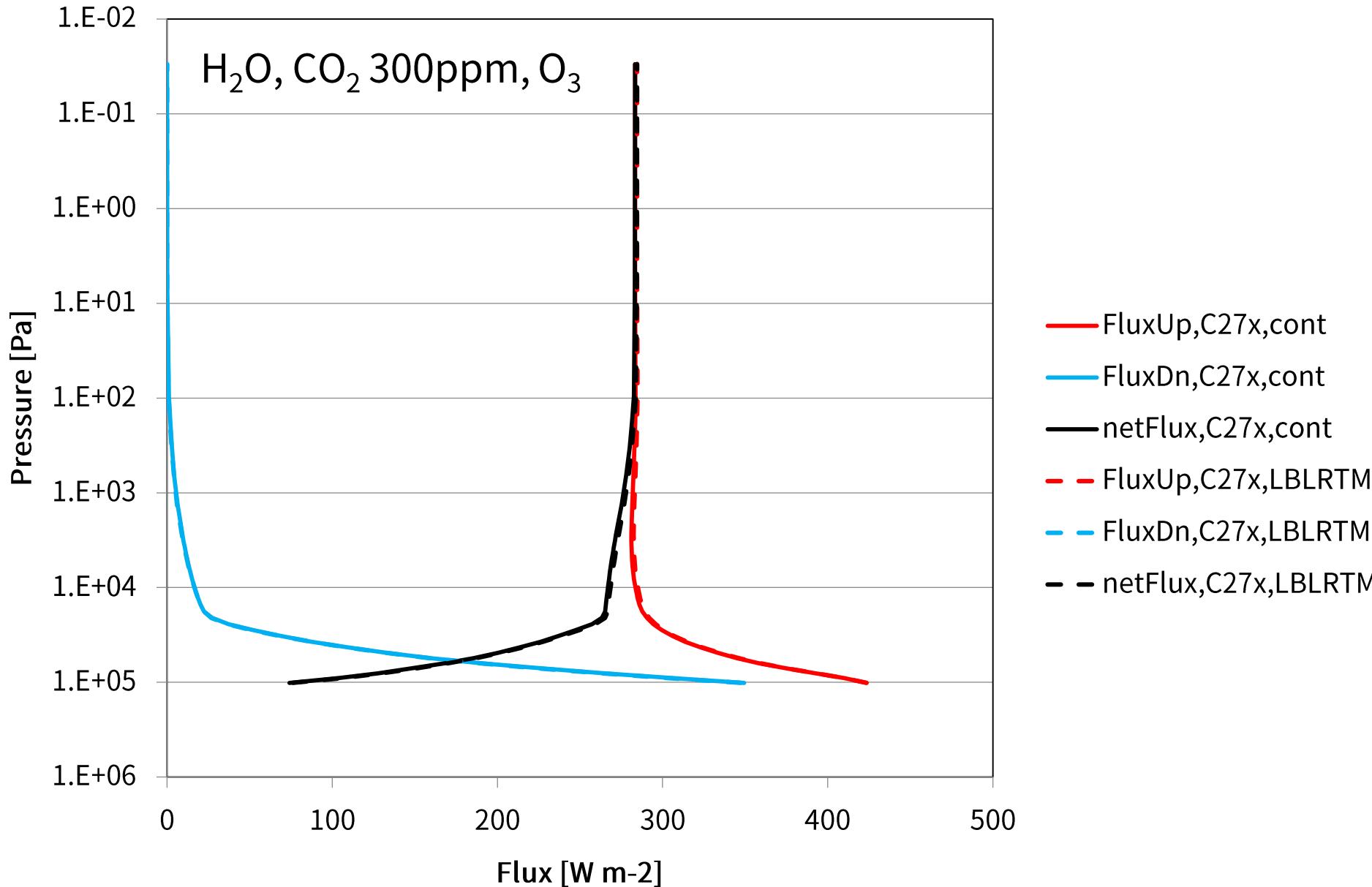
$$S^+(\tau) = 2\pi(1 - \omega_0)B(T)$$
$$S^-(\tau) = S^+(\tau)$$

$F^+$ ,  $F^-$ : 上向き, 下向きフラックス  
 $\pi F_s$ : 太陽光の大気上端でのフラックス  
 $\tau$ : 光学的厚さ  
 $\mu_0$ : 天頂角の余弦  
 $\omega_0$ : 一次散乱アルベド  
 $g$ : 非等方因子

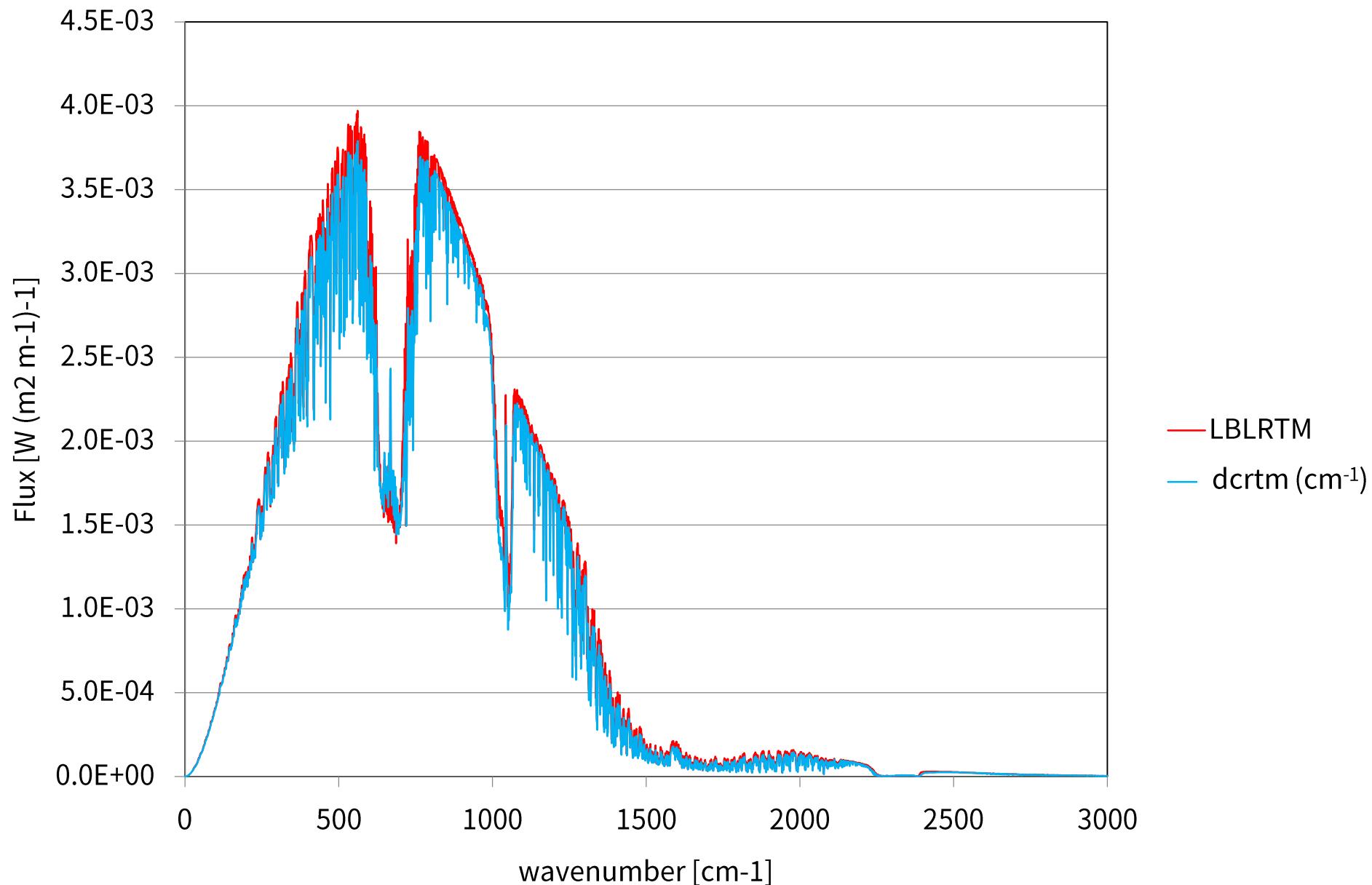
近似方法	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$
Eddington 近似	$\frac{1}{4}[7 - \omega_0(4 + 3g)]$	$-\frac{1}{4}[1 - \omega_0(4 - 3g)]$	$\frac{1}{4}(2 - 3g\mu_0)$
半球平均近似	$2 - \omega_0(1 + g)$	$\omega_0(1 - g)$	

- 太陽放射に対しては, Eddington 近似, 惑星放射に対しては半球平均近似を用いる.

LBLRTMとの比較: フラックスの鉛直プロファイル  
(mid-latitude summer:  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ )



LBLRTMとの比較: 大気上端での外向きフラックススペクトル  
(mid-latitude summer:  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ )



## ここまでまとめ

- ・現在, dcrtm は大西を中心に開発が進められている.
- ・吸収線データベースは, HITRAN, HI TEMP, 連続吸収は MT\_CKD モデルを元に計算.
- ・放射伝達計算は, 2流近似 (Toon et al. 1989) による.

いただいたお題:

- LBLRTM のどこで変数出力されるか?
- バンドの吸収係数は平均値でよいか?

LBLRTMについて

困ったときは TAPE6 を見よ!

## バンドの吸収係数をどうするか?

- ・世の中の主流は k-分布法
  - ・バンド内の吸収スペクトルの強弱が放射計算には重要
  - ・k-分布法では、計算コストを抑えて、吸収スペクトルの強弱を考慮できる