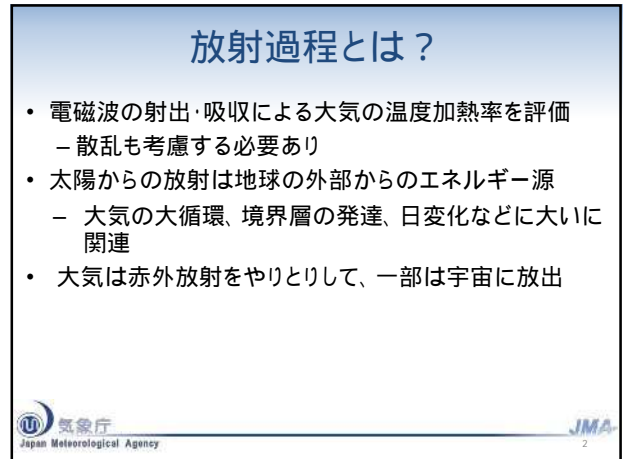


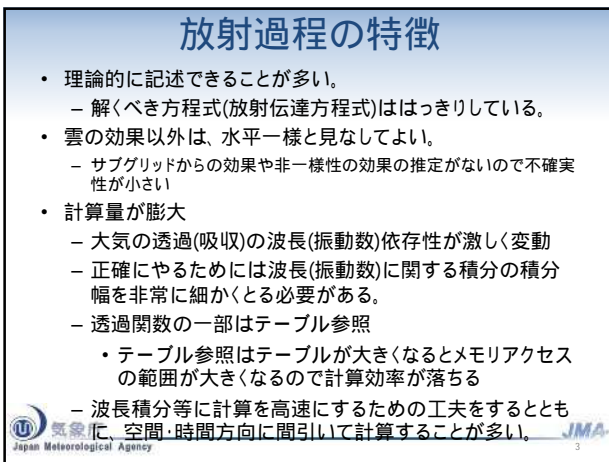


放射過程



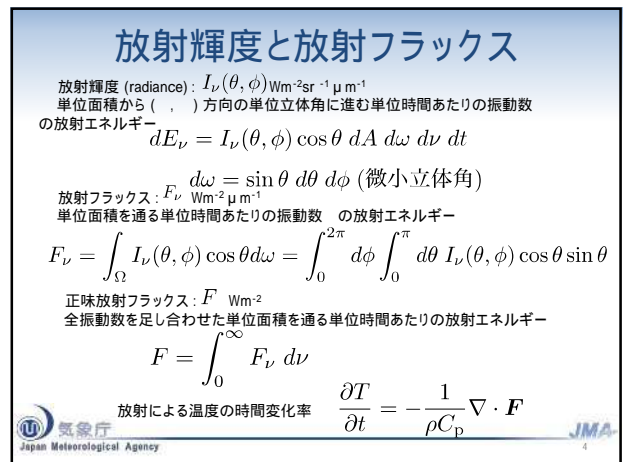
放射過程とは？

- 電磁波の射出・吸収による大気温度加熱率を評価
 - 散乱も考慮する必要あり
- 太陽からの放射は地球の外部からのエネルギー源
 - 大気の大循環、境界層の発達、日変化などに大いに関連
- 大気は赤外放射をやりとりして、一部は宇宙に放出



放射過程の特徴

- 理論的に記述できることが多い。
 - 解くべき方程式(放射伝達方程式)ははっきりしている。
- 雲の効果以外は、水平一様と見なしてよい。
 - サブグリッドからの効果や非一様性の効果の推定がないので不確実性が小さい
- 計算量が膨大
 - 大気の透過(吸収)の波長(振動数)依存性が激しく変動
 - 正確にやるためには波長(振動数)に関する積分の積分幅を非常に細かくとる必要がある。
 - 透過関数の一部はテーブル参照
 - テーブル参照はテーブルが大きくなるとメモリアクセスの範囲が大きくなるので計算効率が落ちる
 - 波長積分等に計算を高速にするための工夫をすることで、空間・時間方向に間引いて計算することが多い。



放射輝度と放射フラックス

放射輝度 (radiance): $I_\nu(\theta, \phi)$ $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$
 単位面積から (,) 方向の単位立体角に進む単位時間あたりの振動数の放射エネルギー

$$dE_\nu = I_\nu(\theta, \phi) \cos \theta dA d\omega d\nu dt$$

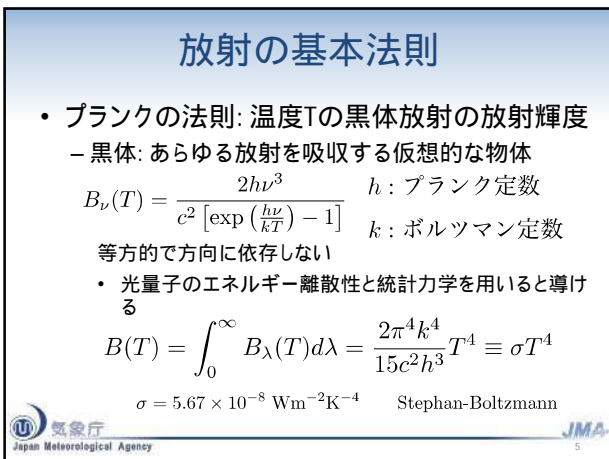
放射フラックス: F_ν $\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$
 単位面積を通る単位時間あたりの振動数の放射エネルギー

$$F_\nu = \int_{\Omega} I_\nu(\theta, \phi) \cos \theta d\omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta I_\nu(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta$$

正味放射フラックス: F Wm^{-2}
 全振動数を足し合わせた単位面積を通る単位時間あたりの放射エネルギー

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu$$

放射による温度の時間変化率 $\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{\rho C_p} \nabla \cdot \mathbf{F}$



放射の基本法則

- プランクの法則: 温度Tの黒体放射の放射輝度
 - 黒体: あらゆる放射を吸収する仮想的な物体

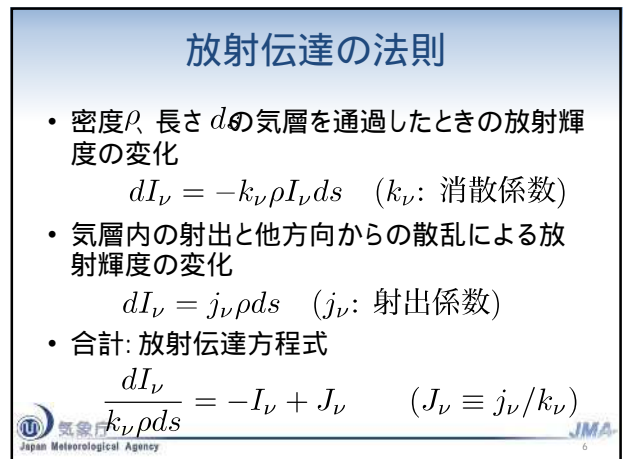
$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2 [\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1]} \quad h: \text{プランク定数} \quad k: \text{ボルツマン定数}$$

等方的で方向に依存しない

- 光子のエネルギー・離散性と統計力学を用いると導ける

$$B(T) = \int_0^\infty B_\lambda(T) d\lambda = \frac{2\pi^4 k^4}{15c^2 h^3} T^4 \equiv \sigma T^4$$

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4} \quad \text{Stephan-Boltzmann}$$



放射伝達の法則

- 密度 ρ 長さ d の気層を通過したときの放射輝度の変化

$$dI_\nu = -k_\nu \rho I_\nu ds \quad (k_\nu: \text{消散係数})$$

- 気層内の射出と他方向からの散乱による放射輝度の変化

$$dI_\nu = j_\nu \rho ds \quad (j_\nu: \text{射出係数})$$

- 合計: 放射伝達方程式

$$\frac{dI_\nu}{k_\nu \rho ds} = -I_\nu + J_\nu \quad (J_\nu \equiv j_\nu / k_\nu)$$

光学的厚さ

光学的厚さの定義

$$\tau_\nu(s_1, s) = \int_s^{s_1} k_\nu \rho ds$$

(s_1 を起点とした s までの光学的厚さ)

$\therefore d\tau(s_1, s) = -k_\nu \rho ds$ s の代わりに τ で記述できる

$$\therefore \frac{d}{k_\nu \rho ds} = -\frac{d}{d\tau}$$

s の代わりに光学的厚さで放射伝達方程式を書く

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = I_\nu - J_\nu \quad (J_\nu \equiv j_\nu/k_\nu)$$

放射の射出がない場合

解くべき放射伝達方程式

$$\frac{dI_\nu}{k_\nu \rho ds} = -I_\nu$$

この解は簡単に求めて

$$\therefore I_\nu(s_2) = I_\nu(s_1) \exp \left[-\int_{s_1}^{s_2} k_\nu \rho ds \right] \equiv I_\nu(s_1) \exp [-\tau(s_1, s_2)]$$

$$\text{透過率} : \mathcal{T}_\nu \equiv I_\nu(s_2)/I_\nu(s_1) \equiv \exp [-\tau(s_1, s_2)]$$

非散乱かつ局所的熱力学平衡の場合

射出はプランクの式:

$$J_\nu = B_\nu(T)$$

よって解くべき方程式は:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = I_\nu - B_\nu(T)$$

次のように変形できて:

$$\frac{d}{d\tau_\nu} (I_\nu(s) e^{-\tau_\nu(s_1, s)}) = -B_\nu(T(s)) e^{-\tau_\nu(s_1, s)}$$

よって、解は:

$$I_\nu(s_1) = I_\nu(0) e^{-\tau_\nu(s_1, 0)} + \int_0^{s_1} B_\nu(T(s)) e^{-\tau_\nu(s_1, s)} k_\nu \rho ds$$

$s=0$ で入射した放射
が $s=s_1$ までに減衰

$s=0$ から $s=s_1$ の気層で射出さ
れた放射が $s=s_1$ までに減衰し
ながら到達

平行平面大気の放射伝達

s を z に変換

$$\cos \theta ds = dz$$

放射伝達方程式は

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau, \nu, \phi)}{d\tau} = I_\nu(\tau, \nu, \phi) - J_\nu(\tau, \nu, \phi)$$

$$\mu = \cos \theta$$

$$\tau = \int_z^\infty k \rho dz' \quad (z = \infty \text{ から下向きに測った光学的厚さ})$$

$$d\tau = -k \rho dz$$

平行平面大気の放射伝達

上向き放射に対する方程式 $\mu \frac{dI_\kappa(\tau, \mu)}{d\tau} = I_\kappa(\tau, \mu) - B_\kappa(T) \quad (0 < \mu \leq 1)$

下向き放射に対する方程式 $-\mu \frac{dI_\kappa(\tau, -\mu)}{d\tau} = I_\kappa(\tau, -\mu) - B_\kappa(T) \quad (0 < \mu \leq 1)$

放射伝達方程式の解 $\tau = 0$: (大気上端), $\tau = \tau_1$: (大気下端 (地表面))

$$I_\kappa(\tau, \mu) = I_\kappa(\tau_1, \mu) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_\tau^{\tau_1} B_\kappa(T(\tau')) e^{-(\tau' - \tau)/\mu} d\tau'$$

$$I_\kappa(\tau, -\mu) = I_\kappa(0, -\mu) e^{-\tau/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^\tau B_\kappa(T(\tau')) e^{-(\tau - \tau')/\mu} d\tau'$$

境界条件: $I_\kappa(\tau_1, \mu) = B_\kappa(T_s(\tau_1))$

$I_\kappa(0, -\mu) = 0$

放射フラックス

放射フラックスは立体角で積分すればよい

$$F_\kappa(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\kappa(\tau, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta = 2\pi \int_0^1 I_\kappa(\tau, \mu) \mu d\mu$$

上向きフラックス、下向きフラックスはそれぞれ

$$F_\kappa^\uparrow(\tau) = 2\pi B_\kappa(T_s(\tau_1)) \int_0^1 e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} \mu d\mu + 2 \int_0^1 \int_\tau^{\tau_1} \pi B_\kappa(T(\tau')) e^{-(\tau' - \tau)/\mu} d\tau' d\mu$$

$$F_\kappa^\downarrow(\tau) = 2 \int_0^1 \int_0^\tau \pi B_\kappa(T(\tau')) e^{-(\tau - \tau')/\mu} d\tau' d\mu$$

ここで $\tau = \int_0^z k_\kappa \rho dz' \equiv \int_u^{u_1} k_\kappa du$, $u = \int_0^z \rho dz'$

これらを全波数 κ について積分すれば、正味の放射フラックスが得られる。
この解は、光学的厚さ、天頂角からの角度の cosine、波数についての積分が含まれ、
さらに、光学的厚さは、消散係数と密度の積の積分。
これらの積分を実行すれば解が得られるが、積分は非常に困難。
← 波長帯によっては吸収係数が波数によって大きく変動するため

波数積分に向けて 波数範囲 $\Delta\kappa$ での平均化

吸収係数に比べて、プランク関数の方が波数に対する変化は小さいので、ある波数範囲ではその範囲での平均値を用いてもよい。

$\Delta\kappa$ で平均した上向き・下向きフラックスは

$$F_{\kappa}^{\uparrow}(\tau) = 2\pi B_{\Delta\kappa}(T_s(\tau_1)) \frac{1}{\Delta\kappa} \int_{\Delta\kappa} d\kappa \int_0^1 d\mu e^{-(\tau_1-\tau)/\mu} \\ + 2 \frac{1}{\Delta\kappa} \int_{\tau}^{\tau_1} d\tau' \pi B_{\Delta\kappa}(T(\tau')) \int_{\Delta\kappa} d\kappa \int_0^1 d\mu e^{-(\tau'-\tau)/\mu}$$

$$F_{\kappa}^{\downarrow}(\tau) = 2 \frac{1}{\Delta\kappa} \int_0^{\tau} d\tau' B_{\Delta\kappa}(T(\tau')) \int_{\Delta\kappa} d\kappa \int_0^1 d\mu e^{-(\tau-\tau')/\mu}$$

波数範囲 $\Delta\kappa$ での平均化

Θ 方向から気層を通過する放射に対する光学的厚さ $\tau' = \int_0^z k_{\kappa} \rho \frac{1}{\cos\theta} dz' = \tau/\mu$
透過関数 $\mathcal{T}(\tau/\mu) = e^{-\tau/\mu}$

全立体角に対する透過関数

$$\mathcal{T}_v^{\uparrow}(\tau) \equiv \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} e^{-\tau/\cos\theta} \cos\theta \sin\theta d\theta = 2 \int_0^1 \mathcal{T}_v(\tau/\mu) \mu d\mu$$

波数範囲 $\Delta\kappa$ の平均透過関数 $\mathcal{T}_{\Delta\kappa}^{\uparrow}(\tau) = \frac{1}{\Delta\kappa} \int_{\Delta\kappa} d\kappa \int_0^1 2e^{-\tau/\mu} \mu d\mu$

その微分 $\frac{d\mathcal{T}_{\Delta\kappa}^{\uparrow}(\tau)}{d\tau} = -\frac{1}{\Delta\kappa} \int_{\Delta\kappa} d\kappa \int_0^1 2e^{-\tau/\mu} d\mu$

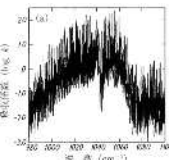
透過関数を用いたフラックスの記述

透過関数およびその微分を用いて上向き・下向きフラックスを記述すると

$$F_{\kappa}^{\uparrow}(\tau) = \pi B_{\Delta\kappa}(T_s(\tau_1)) \mathcal{T}_{\Delta\kappa}^{\uparrow}(\tau_1 - \tau) \\ - \int_{\tau}^{\tau_1} d\tau' \pi B_{\Delta\kappa}(T(\tau')) \frac{d\mathcal{T}_{\Delta\kappa}^{\uparrow}(\tau' - \tau)}{d\tau'}$$

$$F_{\kappa}^{\downarrow}(\tau) = \int_0^{\tau} d\tau' B_{\Delta\kappa}(T(\tau')) \frac{d\mathcal{T}_{\Delta\kappa}^{\downarrow}(\tau - \tau')}{d\tau'} d\tau'$$

透過関数は波数による変動が非常に大きく、精度よく積分しようとするには非常に小さい積分幅をとる必要がある。



オゾン 9.6 μm 帯の吸収係数

柴田 (1999)

透過関数の計算法 Line by Line 法(LBL)

- 吸収線のデータベースを用いて吸収線の1本1本の吸収を評価(積分)する
 - 細かい波数分解能が必要

$$\mathcal{T}_{\Delta\kappa}(u) = \frac{1}{\Delta\kappa} \int_{\Delta\kappa} d\kappa e^{-\tau} = \frac{1}{\Delta\kappa} \int_{\Delta\kappa} d\kappa \exp \left[- \int_u^N \sum_{j=1}^N k_{\kappa,j}(u) du \right]$$

- 精度良く計算できるが、膨大な時間がかかる
 - リファレンスとして利用することが多い

透過関数の計算法 テーブル参照法

- LBLで計算した透過関数がある幅のバンドごとにテーブルにする。

- 温度、気圧、光路長の関数

$$T(p, T, u) = A(p, u) + B(p, u)(T - 250) + C(p, u)(T - 250)^2$$

- 精度は良いが、メモリアクセスがランダムになりやすいので、計算効率はあまりよくない。

透過関数の計算法 k-分布法

- 均質大気バンド平均透過関数を高速に精度よく求める手法

- バンド平均の透過関数は、単色光の透過率の有限個の線形和で精度よく近似できる

- 波数(振動数)範囲の平均透過関数の値の確率密度分布を求めて線形展開

k-分布法

$$\tau_{\Delta\kappa}(u) = \frac{1}{\Delta\kappa} \int_{\Delta\kappa} e^{-k_\kappa u} d\kappa \quad (a)$$

$$= \int_0^\infty f(k) e^{-ku} dk \quad (b)$$

$f(k)$: 確率密度関数
 累積分布関数: 定義から単調増加で滑らか
 $g(k) = \int_0^k f(k') dk', \quad dg = f(k) dk$

$$\tau_{\Delta\kappa}(u) = \int_0^\infty f(k) e^{-ku} dk \quad (c)$$

$$= \int_0^\infty e^{-k(g)^u} dg$$

$$\approx \sum_{i=1}^N e^{-k(g_i)^u} \Delta g_i \quad \left(\sum_{i=1}^N \Delta g_i = 1 \right) \quad (d)$$

k-分布法の概念を表す模式図 浅野 (2010)

$k(g)$: $g(k)$ の逆関数。「k-分布」。LBL法で求めておく
JMA 19

透過関数を求める方法: 水蒸気連続吸収のパラメタリゼーション

水蒸気連続吸収

水蒸気分子が多数重合したダイマー(dimer)やポリマー(polymer)の吸収、もしくは、吸収線の中心からかなり離れたWing部(裾の部分)が多数重なったもの、大気窓領域での吸収に関して特に重要。

Self-broadening (e-type)
水蒸気分子同士の相互作用による

Foreign-broadening (p-type)
水蒸気分子と他の分子の相互作用による

水蒸気1分子あたりの吸収断面積の波長分布 浅野 (2010)

あるバンドにおける水蒸気連続吸収の光学的厚さ

$$\tau_c = k^e \overline{(ue)} + k^p \overline{(u(p-e))} \cdot u(p-e)$$

右辺第一項 e-タイプの吸収による寄与
 右辺第二項 p-タイプの吸収による寄与

$\overline{ue}, u(p-e)$ e-type, p-typeのスケールリング水蒸気量
 k^e, k^p e-type, p-typeの吸収係数
 MT-CKD モデル (Zhong and Haigh 1995) を用いてフィッティング
JMA 20

短波放射と長波放射の特徴と扱い

短波放射と長波放射に分けて扱うと効率が良い

大気上端での放射フラックススペクトル 柴田 (1999)

短波放射

- 太陽光の吸収と散乱が主。
- 地表面や大気からの射出は微弱。
- 直達光の指向性が強いので、直達光と散乱光を分けて扱う。
- Mie散乱が起こるため雲による多重散乱の扱いが必要。

長波放射

- 大気と地表面からの放射を扱う。
- 散乱が微弱なので無視する。
- 雲を黒体として扱う。

雲の一次散乱アルベド 浅野 (2010)

JMA 21

散乱

- 長波放射では散乱を無視できるが、短波では無視できない。
- 最近では長波放射でも散乱を考慮

$$J(\tau, \mu, \phi) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu', \phi') p(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{\tilde{\omega}_0}{4\pi} \pi I_0 p(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0}$$

$p(\mu, \phi; \mu', \phi')/4\pi$: (μ', ϕ') 方向から (μ, ϕ) 方向への散乱の散乱分布関数

JMA 22

長波放射スキームのバンド構成

波数

Band Number	1	2	3	4	5	6	7	8	9
H ₂ O (Line)	T	T	K	K	K	K	T		K
H ₂ O (Continuum)	C	C	C	C	C	C	C		C
CO ₂									
O ₃									
CH ₄									
N ₂ O									
CFC-11									
CFC-12									
HCFC-22									

K k-分布法

T テーブル参照法

C 水蒸気連続吸収のパラメタリゼーション

藪・村井・北川 (2004) based on Chou et al. (2001)

透過関数をいかに評価するか

- k-分布法 高速計算が可能だが、成層圏での精度が悪い。
- テーブル参照法 成層圏を含む大気全領域で精度よく計算できるが、テーブルにアクセスする時間が無視できない。計算コストがかかる。

成層圏において重要と思われる吸収に対しては、計算精度を重視しテーブル参照法を、成層圏以下の吸収は、計算コストを優先してk-分布法を採用する。

JMA 23

短波放射のバンド構成

短波領域はBriegleb (1992) (BR), Freidenreich and Ramaswamy (1999) (FR) に基づき22のバンドに分割され、k-分布法で透過関数が求められる。

$$F = \sum_i \alpha_{\Delta\lambda_i} F_{\Delta\lambda_i}$$

$\alpha_{\Delta\lambda_i}$: 短波放射輝度の割合
 $F_{\Delta\lambda_i}$: バンド平均フラックス

バンド	紫外域	可視域	近赤外域
水蒸気			BR
酸素	Schuster-King band (FR)	B-band (FR)	A-band (FR)
二酸化炭素			FR
オゾン	Hartley-Huggins band (FR)	Cheppius band (FR)	
空気分子		Rayleigh 散乱 (FR)	
エアロゾル		Mie 散乱・吸収	
雲粒	Mie 散乱・吸収 (水雲と氷雲の光学特性の違いを考慮)		

JMA 24

晴天放射過程へのインプット

・水蒸気	予報変数(成層圏は通年気候値)
・オゾン	月別気候値
・酸素	209490 ppmv 全球一様
・二酸化炭素	375 ppmv 全球一様
・メタン	1.75 ppmv 全球一様
・一酸化二窒素	0.28 ppmv 全球一様
・CFC-11, CFC-12, HCFC-22	0.3, 0.5, 0.2 ppbv 全球一様
・エアロゾル	月別気候値

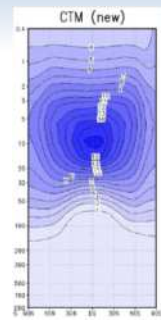
ppmv parts per million 100万分の1 (体積比)
 ppbv parts per billion 10億分の1 (体積比)



JMA

オゾン気候値

- ・気象庁 環境気象管理官室作成の3次元・月別気候値
- ・TOMSセンサによる衛星観測データを利用し、気象研究所化学輸送モデルで作成したもの、
- ・2000～2004年のオゾン濃度の月平均値



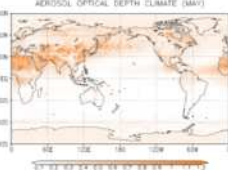
帯状平均したオゾン気候値の年平均値(ppmv) 村井 (2009)



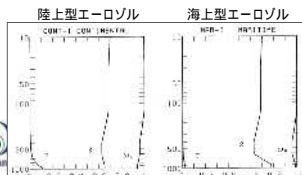
エアロゾル気候値

- ・気象庁 環境気象管理官室作成の2次元気候値
- ・MODISセンサの衛星観測データを基にした、2000～2005年の光学的厚さの月平均値
- ・エアロゾル光学特性の鉛直プロファイルは、予報モデル内は、陸上と海上で使い分ける。

5月のエアロゾル光学的厚さ気候値 (鉛直積算値)



エアロゾル光学特性の鉛直プロファイル



τ : 550 nmにおける光学的厚さ
 ω_0 : 一次散乱アルベド
 g : 非等方因子

村井 (2009)

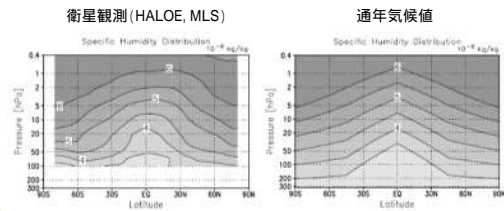
北川 (2000)



JMA

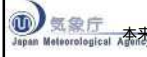
成層圏水蒸気量

- ・成層圏ではメタンの酸化による水蒸気生成過程がある。
- ・予報モデルはこの過程を含んでいないため水蒸気量は過小
- 時間積分とともに成層圏が乾いていく
- ・衛星観測に基づいた年気候値を放射過程で使用する。



本来は化学のプロセスが必要。

籾・村井・北川 (2005)



JMA

晴天放射と雲放射

晴天放射と雲放射

- ・晴天放射:水蒸気、二酸化炭素、オゾンなどの気体、黄砂などのエアロゾルによる短波・長波放射の散乱・吸収・射出およびそれらによる大気の加熱・冷却を扱う過程
- ・雲放射: 雲による短波・長波放射の散乱・吸収・射出およびそれらによる大気の加熱・冷却を扱う過程
- ・放射フラックスは、主に温度と気圧、気体の量の関数
- ・晴天放射では、格子内の非一様性を考慮しない。
- ・一方、雲放射は非一様性の考慮の一つ



JMA

雲放射過程(気象庁全球・メソモデル)

短波放射

- ・雲の光学特性 水雲: Slingo (1989), 氷雲: Ebert and Curry (1992)
- ・雲の光学的厚さ $\tau = (a + b/r_e) \times CWP$
- ・一次散乱アルベド $1 - \omega_0 = c + d \times r_e$
- ・非等方因子 $g = e + f \times r_e$

a, b, c, d, e, f: バンド毎に決まる定数 CWP: 雲水(氷)量 r_e : 雲粒の有効半径

・雲のオーバーラップ(鉛直方向の重なり方)としてランダム オーバーラップを採用。

$$\text{有効半径 } r_e = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi r^3 n(r) dr}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi r^2 n(r) dr} \quad n(r) \text{ 粒径分布}$$

雲粒などの多分散粒子系の粒子の平均サイズを表わす場合の代表的な値

長波放射

- ・雲を黒体と仮定するが、雲水・雲水量・有効半径から求めた射出率で雲量を補正し、黒体とはみえない雲の効果を表現する。
- 本来は正しくない。

$$\text{射出率 } \varepsilon = 1 - \exp(-1.66 \times k \times CWP)$$

- ・k: 吸収係数 水雲: Hu and Stammes (1993), 氷雲: Ebert and Curry (1992)

・雲のオーバーラップとしてマキシムム-ランダム オーバーラップを採用。



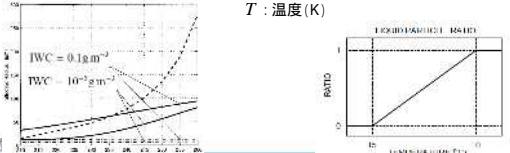
JMA

雲放射過程へのインプット(気象庁全球モデル)

放射計算に利用する雲 (雲量・雲水・雲氷量)
 湿潤過程による雲
 (確率密度関数を用いて格子内の水蒸気の揺らぎから診断した雲)

水雲の有効半径 大陸上 10 μm, 海洋上 13 μm
 (Kawamoto et al. 2001)
 エーロゾルの間接効果を簡便に表現

氷雲の有効半径 Wyser (1998)
 気温と雲氷量から有効半径を診断

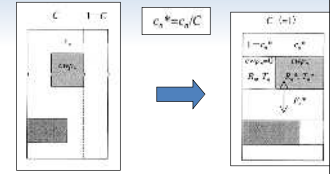


実線 Wyser (1998) による雲水の有効半径 水雲の雲水量に占める割合

雲の効果の取り込み

短波放射

格子全体の反射率と透過率は雲がある格子と雲がない格子の反射率と透過率を雲量で重み付けすることによって求められる。格子平均の反射率・透過率を用いて多重散乱計算を行う。



長波放射

雲の効果は $z \sim z'$ 間の区分晴天率 $C_{frac}(z, z')$ を晴天の長波放射フラックスの式に適用して求める。

$$F_{\nu}(z) = C_{frac}(z, 0)\pi B_{\nu}(T_s)T_{\nu}^{\downarrow}(z, 0) + \int_0^{\infty} C_{frac}(z, z')\pi B_{\nu}(T(z'))\frac{dT_{\nu}^{\downarrow}}{dz'} dz'$$

気象庁 Japan Meteorological Agency

短波放射に対する雲放射

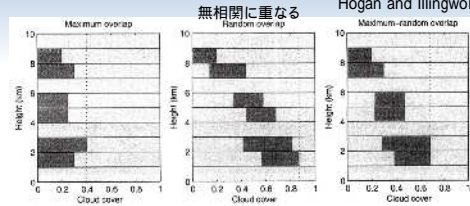
- 各層の雲量 c_n を全雲量 C で規格化 $c^* = c_n/C$
 全雲量はオーバーラップ仮定に依存
- 雲水量から各層の雲層の反射率 R_n^* と透過率 T_n^* を計算。
- 雲水量を0にして、晴天域の反射率 R_n と透過率 T_n を計算
- 雲層と晴天域の反射率・透過率に規格化された雲量で重み付けすることで、雲がある部分C内での各層の合成反射率・透過率を求める

$$R_n^{T*} = c_n^* R_n^* + (1 - c_n^*) R_n$$
- 層間の多重反射を考慮して、カラム全雲量C内の各層の曇天フラックスを計算

$$T_n^{T*} = c_n^* T_n^* + (1 - c_n^*) T_n$$
- 晴天域の反射率・透過率を用いて、層間の多重反射を考慮して、カラムの雲のない部分(1-C)の晴天フラックスを計算
- 曇天・晴天フラックスに全雲量Cで重み付けて全フラックスを計算

気象庁 Japan Meteorological Agency

雲のオーバーラップ(鉛直方向の重なり方)



Maximum Overlap $C_{ij} = \max(c_i, c_{i+1}, \dots, c_{j-1})$

Random Overlap $C_{ij} = 1 - \prod_{k=i}^{j-1} (1 - c_k)$

Maximum-Random Overlap $1 - C_{ij} = (1 - C_i) \prod_{k=1}^{j-1} \frac{1 - \max(c_k, c_{k+1})}{1 - c_k}$

C_{ij} : $i \sim j$ 間の全雲量, c_i : i 層の雲量

Hogan and Illingworth (2000)

隣接する層は最大限に、離れた層は無相関

短波放射スキームでは鉛直方向に隣接する雲層の相関は考慮されない → (間接的に) Random overlap

長波放射スキームで採用

気象庁 Japan Meteorological Agency