



Title	不均質雲による放射効果
Author(s)	岩渕, 弘信
Description	III. 雲・エアロゾルの光学的特性とその応用
Citation	低温科学, 72, 151-157
Issue Date	2014-03-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/55028
Type	departmental bulletin paper
File Information	LTS72_017.pdf



不均質雲による放射効果

岩渕 弘信

不均質な雲場における放射フラックスの空間分布は、平行平板大気の放射フラックスの分布とは大きく異なる。不均質雲場の放射の分布は、雲が水平不均質であることによる影響と、不均質媒体中での3次元放射伝達の影響を受ける。本稿では、これらの効果について、これまでの研究からわかったことを概説する。50~200 kmの水平スケールの領域平均放射フラックスについては、水平不均質性の効果を考えることで精度よく計算が可能となる。より小さい水平スケールでは放射の水平収束・発散が顕著になり、局所的な放射フラックスは、近傍の雲水の配置に強く影響されることが示される。

Radiative effects by inhomogeneous cloud

Hironobu Iwabuchi

Radiative flux distribution in inhomogeneous cloud field is largely different from that in the plane-parallel atmosphere. Horizontal inhomogeneity and three-dimensional radiative transfer in the inhomogeneous media affect radiation in inhomogeneous cloud field. In this review, current understandings about these effects are presented. Domain-average radiative fluxes over an area of 50-200 km horizontal scale can be accurately calculated by incorporating the effect of horizontal inhomogeneity in radiation scheme. On smaller horizontal scale, horizontal radiative convergence/divergence is apparent, and nearby spatial arrangement of cloud water should influence local radiative fluxes.

1. はじめに

雲は放射過程を通じて地球の気候に対して支配的な役割を担っている。現在の気候・気象モデルでは、格子点毎に平行平板状の大気を仮定した鉛直1次元の放射伝達モデルが使われているが、現実の雲は形状が複雑で雲内部も水平・鉛直方向に不均質である。不均質な雲場における放射の空間分布は平行平板大気のそれとは大きく異なることが観測や理論計算によって示されている。この違いの原因は、雲が水平不均質であることによる効果と、不均質媒体中での3次元放射伝達の効果に分けられる。2つの効果は、放射量の領域平均を議論するのか局所的な放射量を議論するのか、またどれくらいの空間スケールの領域平均を考えるか、放射の波長帯、太陽高度などに依存する。特に雲を解像する程度の空間スケールでは、3次元的な雲の配置によって太陽放射と地球放射の分布が大きく左右され、結果的に雲の放射効果も影響

を受けることが近年の研究から分かってきた。本稿では、不均質雲場における放射フラックス、特に短波の反射率、透過率、吸収率の特徴について、これまでの研究からわかったことを概説する。

2. 水平不均質性の効果

水平不均質な雲は、平行平板雲とは異なる反射・透過・吸収率を持つ。大気を平行平板の気層に分け、鉛直一次元方向の放射伝達を考える近似を平行平板近似 (Plane-Parallel Approximation; PPA) という。これに対し、大気を3次元的に分割し、それぞれの気柱に対して鉛直一次元の放射伝達を考える近似を独立気柱近似 (independent column approximation; ICA) または独立画素近似 (independent pixel approximation; IPA) という (Cahalan et al. 1994a)。現実の大気では空間的に3次元の放射伝達があり、水平方向の放射の収束・発散が生じるが、ICAではこれを見逃して各気柱が独立であると仮定している。1つ1つの気柱が水平方向に無限の広がりを持っている場合に正しい近似である。PPAが領域内の特性の水平不均質性を無視しているのに対して、ICAでは水平不均質性は考慮し、3次元的な放射の伝達効果を見逃していることになる。したがってICAとPPAの差は水平不均質性の効果と呼ばれ、

連絡先

岩渕 弘信

東北大学大学院理学研究科大気海洋変動観測研究センター
Center for Atmospheric and Oceanic Studies, Graduate
School of Science, Tohoku University, Sendai, Japan
e-mail: hiroiwa@m.tohoku.ac.jp

ICA と 3 次元大気放射伝達の差は簡便のため 3 次元放射効果と呼ばれる．このように効果を 2 つに分離して考えることは，不均質雲による放射影響を理解する上で重要な土台となっている．

水平不均質性の効果，すなわち ICA と PPA の違いは，放射フラックスが雲の特性に対して非線形であることに起因している．例えば，鉛直一次元大気についての雲の可視光反射率 R^{1D} が光学的厚さ τ だけの関数とすると，気柱 $i=1, 2, \dots, N$ について PPA と ICA で計算した反射率（それぞれ R^{PPA} , R^{ICA} ）はそれぞれ次式で書ける．

$$R^{PPA} = R^{1D}(\bar{\tau}), \quad \bar{\tau} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \tau_i \quad (1)$$

$$R^{ICA} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N R^{1D}(\tau_i) \quad (2)$$

これら 2 つの近似計算による反射率は異なり， R^{ICA} の方が R^{PPA} よりも小さい．

$$R^{ICA} < R^{PPA} \quad (3)$$

これは，可視光の雲の反射率 R^{1D} が光学的厚さに対して非線形であり，光学的厚さが大きいほど反射率は変化しにくくなることに起因する（反射率は光学的厚さに対して単調増加するが，光学的厚さに対する 2 階微分が負である）．逆に可視光の雲の透過率については，ICA の方が PPA よりも大きい．

$$T^{ICA} > T^{PPA} \quad (4)$$

つまり，雲の特性を水平方向に平均してから計算した放射フラックスは，各気柱に対して計算した放射フラックスを水平方向に平均したものとは異なると言える．すなわち，

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N F^{1D}(\tau_i) \neq F^{1D}(\bar{\tau}), \quad F^{ICA} \neq F^{PPA} \quad (5)$$

雲粒による吸収がある波長帯では，PPA よりも ICA の方が短波放射加熱率が小さい（吸収率が小さい）．

雲が水平不均質であることにより，反射率は減少し，透過率は増加する．逆の見方をすると，雲の水平不均質性を無視した PPA では，反射率は正のバイアスを持つことになり，平行平板バイアスと呼ばれる．よって，水平不均質性を無視したことによる反射率のバイアスは正であり，透過率のバイアスは負である．当然ながら平行平板バイアスは，どれくらいの水平規模の領域内において現実の雲がどの程度不均質であるかによる．Cahalan et al. (1994) は，200 km 程度の規模で考えて層積雲の反射率のバイアスを相対値として 10% 程度と見積もった．Oreopoulos et al. (2007) は Terra/Aqua 衛星搭載の MODIS の全球観測データを解析し，水雲，氷雲それぞれの反射率の平行平板バイアスを 100 km 規模の領域毎に見積もった．その結果によると，全球平均の水雲の PPA 反射率は 0.37–0.38 であるのに対して，その平行平板バイアスは 0.026–0.03 であった．これは相対

値では 7.5% の正のバイアスである．Oreopoulos et al. (2009) は同様にして短波放射強制力の平行平板バイアスを見積もっており，全球平均でも無視できない大きなバイアスがあることを示している．雲量が大きく不均質な雲が多く発生する領域と季節においてバイアスが大きく，水雲については，冬期の日本南岸周辺でバイアスが 30 Wm^{-2} に達すること，他にも 1 月の南大洋，夏期カリフォルニア沖，10–1 月のペルー沖で $10\text{--}25 \text{ Wm}^{-2}$ のバイアスがあることを示している．氷雲については，熱帯域でバイアスが大きく，最大 50 Wm^{-2} に達している．

このように水平不均質性の効果は大きいいため，50–200 km 程度の水平格子を持つ全球気候モデル（GCM）においてもこの効果を考慮するための計算スキームがいくつか提案されている．これは GCM 格子内での雲水・雲水量の確率論的な分布を診断的に求め，格子内不均質性を放射計算コードの内部で考慮するものである．格子内の雲の特性 τ の確率分布 $p(\tau)$ が与えられれば，ICA による放射フラックスは次式で求まる．

$$R^{ICA} = \int_0^\infty R^{1D}(\tau) p(\tau) d\tau \quad (6)$$

この式そのままでは計算量が依然として膨大となるが，ガンマ分布のように p が簡単な関数で表現できるときには計算が簡単になる（Oreopoulos et al. 1999）．また，計算をより簡便にした McICA (Monte Carlo ICA) などの計算スキームが多くの GCM で取り入れられている（Pincus et al. 2003; Barker et al. 2008）．McICA では，まず GCM の格子内で確率論的に水平不均質な雲の配置を考え，サブ格子スケールの気柱に分ける．ICA に忠実に従うなら，この各気柱と放射の波長（帯）についての二重積分を計算しなければならない．McICA ではこの二重積分を変形して，各波長（帯）についての計算をランダムに選んだ 1 つまたは少数の気柱について行うことで，従来通りの放射計算スキームと同程度の計算量に抑えている．気柱についての積分がモンテカルロ積分なので，計算の度に結果が少し異なる．

ICA では 3 次元放射伝達の効果を無視している点が近似となっている．ICA は大気の不均質性を考慮した近似的放射計算法の一つとして，50 km 以上の水平スケールの領域平均の放射フラックスや放射加熱率を計算するには非常によい近似である事がこれまでの研究によって確認されている（e.g., Cahalan et al. 1994b; O'Hirok & Gautier 1998; Barker et al. 1999）．

3. 3D放射効果

雲を解像する水平スケールでは，3 次元的な放射伝達の効果が顕著に現れる．これは，ICA では無視していた放射の水平収束・発散が無視できなくなるためであ

る．局所的な放射フラックスは，局所的な雲の光学的・物理的特性のみでは決まらず，近傍の雲水の配置に影響されることとなる．これが3D放射効果である．

3.1 放射フラックスの空間分布

まず，3次元放射伝達（3D）による放射フラックスの空間分布がICAとどのように違うのかを示す．図1は，(a)のような消散係数の分布を仮定し，太陽天頂角約50度のときの可視光の下向き放射フラックスを，モンテカルロ法（Iwabuchi 2006）を用いて(b) 3D放射伝達計算と(c)ICAで計算したものである．水雲を仮定し，気柱の雲の光学的厚さの確率分布は対数正規分布に従うとした．また，光学的厚さのパワースペクトルは波数の $-5/3$ 乗に比例すると仮定した．これに近い特性は層積雲の場合に観測されている（Cahalan et al. 1994a）．鉛直方向には雲粒有効半径が雲底からの高度に比例して増加し，雲粒数は気柱毎に一定とした．雲粒による吸収はないとし，空気分子によるレイリー散乱は考慮した．放射フラックスは入射するフラックスで規格化してある．一見してわかるように，3DとICAでは放射フラックスの空間分布が大きく異なる．ICAでは気柱毎に独立であるため，下向き放射フラックスは直上の雲の光学的厚さを反映したものになる．3Dでは，直達光が斜めから射すので雲の影が斜めに伸びている．雲の隙間では規格化した放射フラックスが1を超える部分が多くあり，これは直達光に加えて，近傍の雲からの拡散フラックスがその場所に集まっているためである．積雲下におけるこのような大きな下向き短波放射は鉛直1次元大気放射伝達では説明できず，3次元放射伝達の

特徴である．結果的に雲底下の下向き放射フラックスは3DとICAで大きく異なり，例えば図1の $x=1.6$ kmの付近ではICAでは放射フラックスが約0.35であるのに比べて，3Dでは約1.2となっている．

短波・長波放射フラックスに対する3次元放射効果を調べるため，解像度が水平100 m，鉛直40 mの雲解像モデルで再現した積雲の場を仮定し，短波・長波の波長帯について積分した放射フラックスをモンテカルロ法で計算した．図2は，この積雲の場を直上から見下ろした場合の全天カメラの画像を可視光の放射伝達計算により再現したものである．この事例では，雲量は17%，雲頂の高度は最大1.5 km，平均の雲の光学的厚さは6となっている．太陽天頂角を 0° または 60° とし，ある鉛直断面に沿った短波放射加熱率の分布と地上での直達・拡散下向き短波放射フラックスの分布を図3に示す．雲水量が多い部分で3D計算による加熱率が高く，雲の下では加熱率が低くなっている．3DとICAの差を見ると，雲の表層上部で負となっており，雲の近傍では正負のバイアスが複雑に現れている．雲より上の気柱では負となっており，ここではICAによる計算では加熱率が過大評価となることを示している．下向き拡散放射フラックスは，3Dの方がICAよりも滑らかな空間分布となっている．3Dでは様々な方向から集まった拡散放射の積分として拡散放射フラックスが決まるためである．

太陽天頂角 60° で直達光が斜め右から射している場合，3Dでは斜め左下に影が伸びるため，放射加熱率の分布にもこの影の効果が現れている．3DとICAの差をとると，斜めに伸びた影の部分で負，太陽直達光を浴

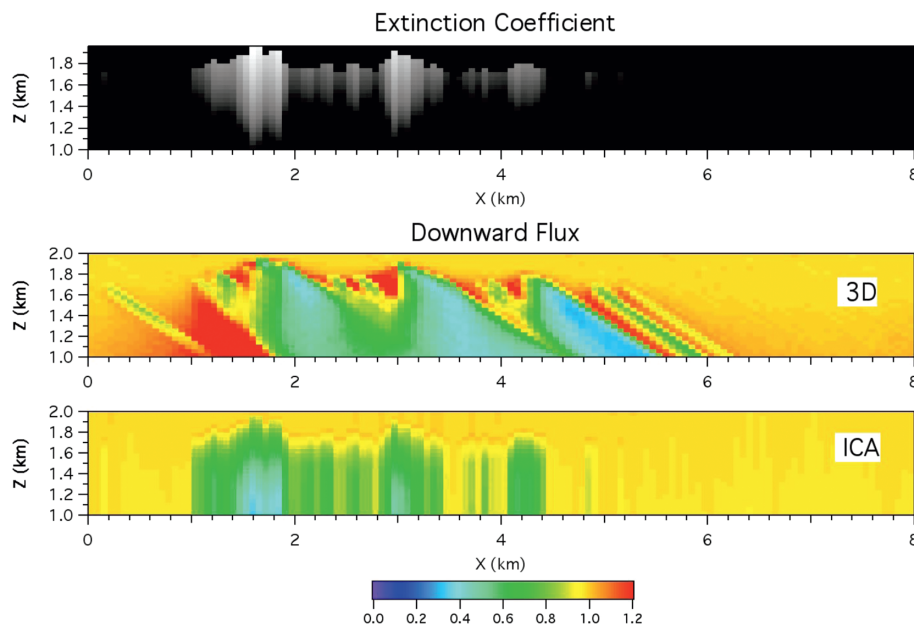


図1：(上) 消散係数の鉛直断面図，(中) 3D放射伝達および(下) ICAにより計算した可視光の下向き放射フラックスの鉛直断面図．

Figure 1: (Upper) Vertical and horizontal distribution of the extinction coefficient, and the downward radiative fluxes at a visible wavelength, computed by (middle) 3D radiative transfer and (lower) the Independent Column Approximation (ICA).

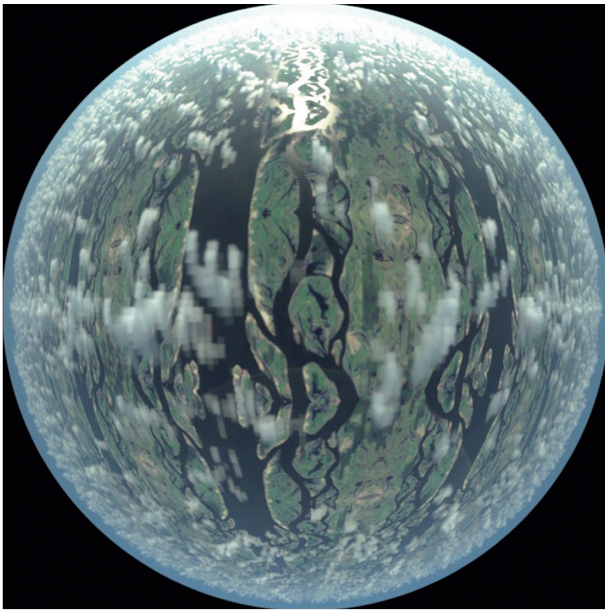


図2：雲解像モデルで再現された積雲の場を上から見下ろした図：円周魚眼レンズをつけたカメラで撮影した場合の画像を放射伝達計算で再現した。

Figure 2: A cumulus cloud field simulated by a cloud-resolving model, looking down from a point in the middle troposphere. The image was generated for a camera with fish-eye lens, by simulating 3D radiative transfer in the cloud field.

びている雲の側面およびその下部で正の値となっている。直達放射フラックスは、3DとICAで空間的な配置が大きく異なっており、3Dでは上にある雲とは左にずれた位置に影が現れている。

3.2 領域統計量の違い

図4は同じ積雲の事例について3DとICAの計算結果の差をとり、その平均と標準偏差を調べたものである。ここでは太陽の角度を様々に変えて計算した。この結果から分かるように、領域全体で平均すると3DとICAの差は非常に小さく、0に近い値となる。しかし、下向き短波放射の差の標準偏差は $50\text{--}200\text{ Wm}^{-2}$ 、大気柱全体で吸収される短波放射の差の標準偏差は $6\text{--}11\text{ Wm}^{-2}$ と非常に大きい。3次元放射効果は大規模な領域の平均放射フラックスにはあまり影響しないが、局所的には非常に顕著であると言える。同じ事例について長波についても計算したところ、地上での下向き放射フラックスおよび気柱の吸収放射フラックスの3DとICAの差の標準偏差はそれぞれ11, 10 Wm^{-2} であった。領域平均はそれぞれ0.5, -0.4 Wm^{-2} であった。このように、3D放射効果は主には短波放射の領域で顕著である。

2次元の雲解像モデルを用いて再現した熱帯の雲システムについて調べたFu et al. (2000)によると、500 kmという広い領域について平均すれば、領域平均短波放射加熱率の3D放射効果は 0.15 K/day 以下であった。

1 km程度の小さい水平スケールで見ると、反射・透過・吸収短波放射フラックスに対する3D放射効果は数 100 Wm^{-2} であり、やはり局所的には非常に大きく、領域平均に対しては小さいといえる。

領域平均放射フラックスに対する3D放射効果は小さいものの、完全に無視できるとは言えない。太陽天頂角によって放射フラックスの3DとICAの差の正負が異なる。傾向としては、太陽が高い場合、3D効果(3D-ICA)は日射を下に透過させやすい方向に働く。太陽が低い場合はその逆で反射しやすくなる。3次元の雲解像モデルを用いて再現した境界層にできる積雲や積乱雲を伴う雲系について3次元放射効果を調べたBarker et al. (1999)によると、太陽が低いときには(太陽天頂角 $\theta_0 < 60^\circ$)、雲の主に上部で雲間の多重散乱が増えて3Dの方が加熱率が大きくなる。この加熱率に対する3D効果に対しては、雲粒による短波放射の吸収量の増加が主で、雲内の水蒸気による短波放射吸収は2次的に寄与していた。大気全体の反射率、吸収率、透過率いずれに対しても、 $\cos\theta_0 > 0.3$ ではICAは3Dの良い近似であり、より太陽が低いと3D効果により反射が急激に増し、透過率は低くなる。

3.3 放射の水平収束・発散

3D放射効果を生む放射の水平収束・発散は、直達光が斜めに伝達する効果と、直達光が当たっている雲の側面からの散乱光の照射、多重散乱光が雲内部や雲間で水平方向に拡散する効果で説明される。これらの効果は、空間スケール、雲の不均質性、太陽天頂角や光の波長によって異なる(O'Hirok and Gautier 1998; Marshak et al. 1999)。

放射の水平収束・発散の効果が雲の光学的厚さ、雲粒による吸収の強さ、太陽天頂角に対してどのように依存するのか調べるために、図1(a)と同様の境界層雲を模擬したフラクタル雲を仮定して、単波長の計算した結果を示す。光学的厚さの頻度分布が対数正規分布に従い、パワースペクトルが波数の $-5/3$ 乗に比例する不均質雲モデルを作成した。雲の幾何学的厚さは光学的厚さの平方根に比例し、平均は300 mとした。また、光学的厚さが大きいほど雲頂高度も高いと仮定した。モンテカルロ法を用いて放射フラックスを計算し、雲層の直上の反射率、雲層直下の透過率、雲層の吸収率を計算した。領域は一辺が約16 kmである。太陽が高いときには、反射率の空間分布は放射の平滑化によって細かい構造が目立たなくなる。

水平方向の放射フラックスの正味収束量を H とする。これを3成分に分解して、反射率 R 、透過率 T 、吸収率 A に対する放射収束量 H_R , H_T , H_A を考える。例えば、 H_R は3D放射効果によって水平方向に収束して上向きに反射された放射フラックスという意味であ

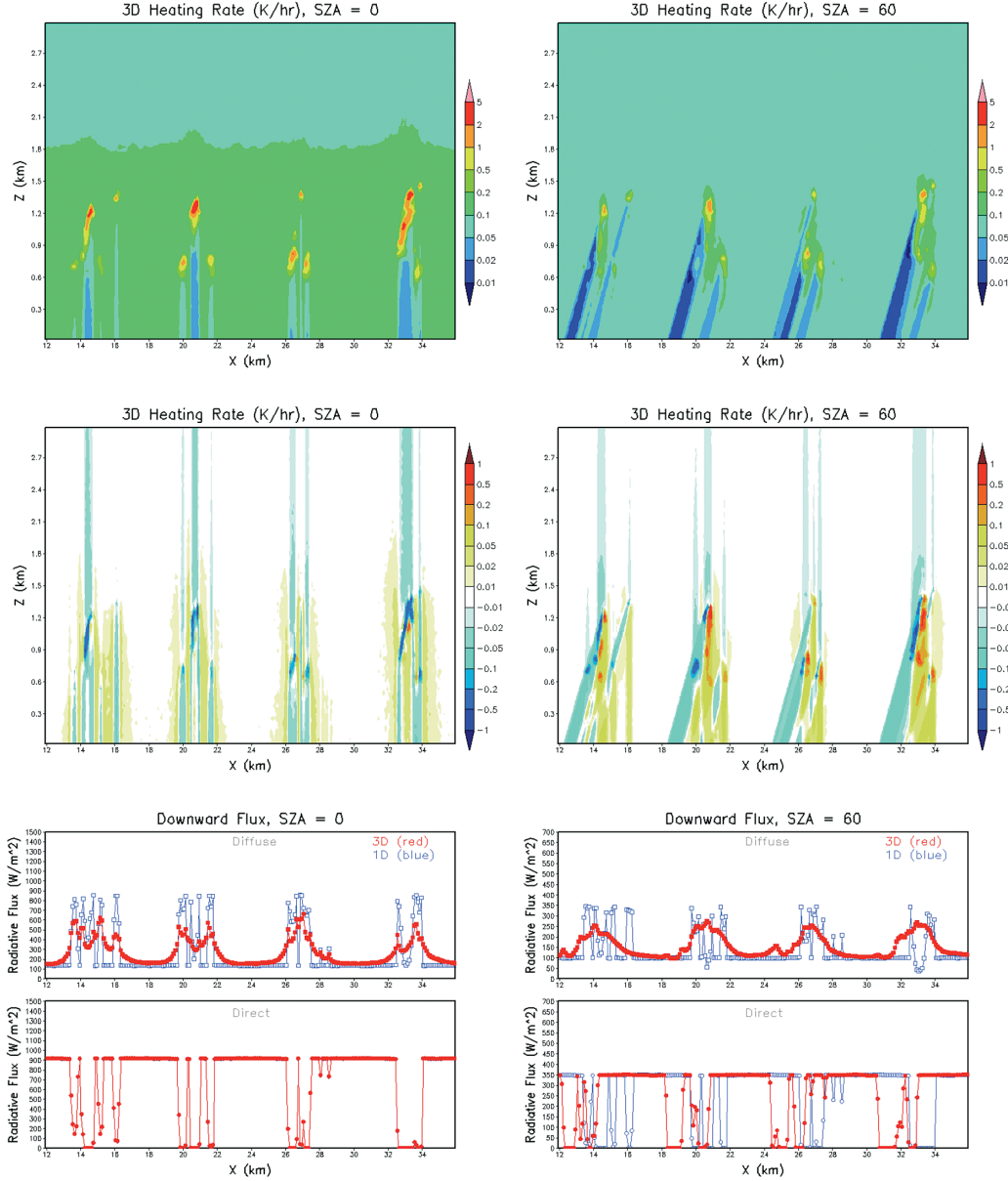


図3：(上) 3D放射伝達による短波放射加熱率 (K/hr) の鉛直断面図，(中) 3DとICAの差の鉛直断面図，(下) 地上における下向き短波拡散・直達放射フラックスの水平分布。(左) 太陽天頂角0度，(右) 60度。

Figure 3：(Upper) Shortwave radiative heating rates (K/hr) computed by 3D radiative transfer, (middle) differences between the 3D and ICA computation, and (lower) downward, shortwave diffuse and direct radiative fluxes at the ground level, for solar zenith angle of (left) 0° and (right) 60°.

る。各気柱について次式が成立する。

$$R^{3D} + T^{3D} + A^{3D} + H = 1 \quad (7)$$

$$R^{ICA} + T^{ICA} + A^{ICA} = 1 \quad (8)$$

$$H = H_R + H_T + H_A \quad (9)$$

$$H_R = R^{3D} - R^{ICA} \quad (10)$$

$$H_T = T^{3D} - T^{ICA} \quad (11)$$

$$H_A = A^{3D} - A^{ICA} \quad (12)$$

全収束量 H は、反射・透過・吸収それぞれの収束量を足したものとなる。境界条件を周期的にしたため、領域全体で平均すると収束・発散が相殺されて0になるため、領域平均を $\langle \cdot \rangle$ で表すと、次式が成り立つ。

$$0 = \langle H \rangle = \langle H_R \rangle + \langle H_T \rangle + \langle H_A \rangle \quad (13)$$

様々な条件で調べた水平収束の統計値を表1にまとめ

た。水平収束の標準偏差は条件により0.1–0.2となっており、局所的には大きな放射の収束発散があることを示している。図5には、光学的厚さと太陽天頂角を変えて計算した、放射の水平収束の分布の例を示す。太陽が高い場合には、水平放射収束の変動の空間スケールが小さい。これは放射の輸送が主に鉛直方向で起っており、水平方向にはあまり遠方まで輸送が生じないことを意味している。多重散乱による水平拡散はほぼ等方的に働くと考えられ、水平放射収束の分布にも特に非等方的な特徴は見られない。一方、太陽が低い場合には、水平放射収束の変動の空間スケールが大きく、1–2 km程度のスケールで変動している。この場合、水平放射収束の分布に縦縞模様が見られ、非等方的な分布となっている。

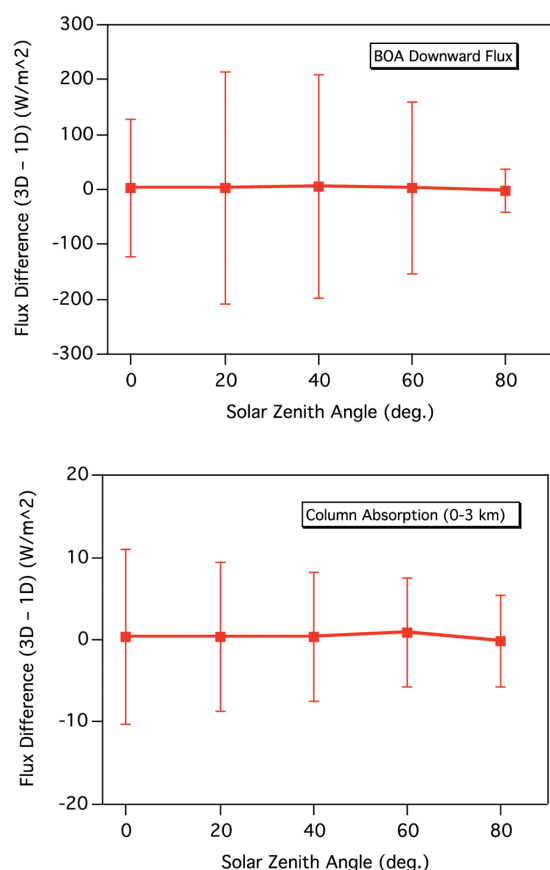


図4：図3と同じ積雲の事例について3次元と1次元の放射伝達計算から得られた短波放射フラックスの差：(上) 下向き短波放射フラックス，(下) 気柱で吸収された放射フラックス．平均を四角マークで示し，標準偏差をバーで示す．

Figure 4: Differences between shortwave radiative fluxes computed by the 3D scheme and ICA, for the same case of cumulus clouds as in Fig. 3. (Upper) Downward flux, (lower) flux absorbed by atmospheric column. Mean and standard deviation are denoted by the square mark and the error bar, respectively.

これは雲による直達光の遮蔽や積雲側面からの散乱光の照射が主に太陽の方位に沿って働くためである．

4. まとめ

不均質雲の放射効果を不均質性の効果と3D放射効果に分離して，それらの規模や条件依存性について述べた．従来のGCMの格子スケールの領域平均フラックスについては，水平不均質性の効果を考えているICAはよい近似である．雲を解像するスケールでは，ICAでは無視していた放射の水平収束・発散が顕著になり，局所的な放射フラックスは，近傍の雲水の配置に強く影響されることとなる．この3D放射効果が放射フラックスの空間分布に与える影響は非常に大きく，これが力学場や雲・降水系の発達に与える影響の理解が今後の課題として残っている．

謝辞

3節で用いた雲解像モデルの再現結果を提供して頂いた海洋研究開発機構の中村晃三博士に感謝申し上げます．

参考文献

- Barker, H. W., G. L. Stephens, and Q. Fu (1999) The sensitivity of domain-averaged solar fluxes to assumptions about cloud geometry. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 2127–2152.
- Barker, H. W., J. N. S. Cole, J.-J. Morcrette, R. Pincus, P. Raisanen, K. von Salzen, and P. A. Vaillancourt (2008) The Monte Carlo independent column approximation: An assessment using several global atmospheric models. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **134**, 1463–1478.
- Cahalan, R. F., W. Ridgway, W. J. Wiscombe, T. L. Bell, and J. B. Snider (1994a) The albedo of fractal stratocumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2434–2455.
- Cahalan, R. F., Ridgway, W., Wiscombe, W. J., Harshvardhan, and Gollmer, S. (1994b) Independent pixel and Monte Carlo estimates of stratocumulus albedo. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 3776–3790.
- Fu, Q., M. C. Cribb, H. W. Barker, S. K. Krueger, and A. Grossman (2000) Cloud geometry effects on atmospheric solar absorption. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1156–1168.
- Iwabuchi, H., 2006: Efficient Monte Carlo methods for radiative transfer modeling. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2324–2339.
- Marshak, A., A. Davis, W. J. Wiscombe, and R. F. Cahalan (1995) Radiative smoothing in fractal clouds. *J. Geophys. Res.*, **100**, 26247–26261.
- O'Hirok, W., and C. Gautier (1998) A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part I: Spatial effects. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2162–2179.
- Oreopoulos, L., and H. W. Barker (1999) Accounting for subgrid-scale cloud variability in a multi-layer 1D solar radiative transfer algorithm. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 301–330.
- Oreopoulos, L., Cahalan R. F., and Platnick, S. (2007) The plane-parallel albedo bias of liquid clouds from MODIS observations. *J. Climate*, **20**, 5114–5125.
- Oreopoulos, L., S. Platnick, G. Hong, P. Yang, and R. F. Cahalan (2009) The shortwave radiative forcing bias of liquid and ice clouds from MODIS observations. *Atmos. Chem. Phys.*, **9**, 5865–5875.
- Pincus, R., H. W. Barker, and J.-J. Morcrette (2003) A fast, flexible, approximate technique for computing radiative transfer in inhomogeneous cloud fields. *J. Geophys. Res.*, **108**(D13), 4376, doi:10.1029/2002JD003322.

表1：雲の光学的厚さ (τ) と単散乱アルベド (ω_0) を変えたときの放射の水平収束の領域平均値 ($\langle \cdot \rangle$ で表す) と標準偏差 (σ で表す)

Table 1: Domain averages (denoted by $\langle \cdot \rangle$) and standard deviations (σ) of the radiative horizontal convergence for cases with varying cloud mean optical thickness (τ) and single scattering albedo (ω_0).

$\theta_0 = 0^\circ$

ω_0	$\langle \log_{10} \tau \rangle$	$\sigma(H)$	$\langle H_R \rangle$	$\sigma(H_R)$	$\langle H_T \rangle$	$\sigma(H_T)$	$\langle H_a \rangle$	$\sigma(H_a)$
1.0	0	0.086	0.0009	0.021	-0.0009	0.069	0	0
	0.5	0.109	0.0016	0.053	-0.0016	0.069	0	0
	1.0	0.085	-0.0004	0.079	0.0004	0.052	0	0
	1.5	0.058	-0.0008	0.076	0.0008	0.046	0	0
0.99	0	0.084	0.0007	0.019	-0.0012	0.066	0.0005	0.004
	0.5	0.097	-0.0003	0.040	-0.0021	0.063	0.0023	0.015
	1.0	0.058	-0.0029	0.046	0.0009	0.061	0.0021	0.030
	1.5	0.050	0.0011	0.028	0.0049	0.057	-0.0060	0.040
0.98	0	0.081	0.0004	0.017	-0.0013	0.062	0.0009	0.008
	0.5	0.089	-0.0005	0.033	-0.0029	0.058	0.0033	0.024
	1.0	0.053	-0.0020	0.032	0.0015	0.063	0.0005	0.041
	1.5	0.060	0.0031	0.019	0.0051	0.052	-0.0081	0.047

$\theta_0 = 60^\circ$

ω_0	$\langle \log_{10} \tau \rangle$	$\sigma(H)$	$\langle H_R \rangle$	$\sigma(H_R)$	$\langle H_T \rangle$	$\sigma(H_T)$	$\langle H_a \rangle$	$\sigma(H_a)$
1.0	0	0.100	-0.0027	0.043	0.0027	0.113	0	0
	0.5	0.127	-0.0063	0.056	0.0063	0.131	0	0
	1.0	0.122	-0.0043	0.075	0.0043	0.091	0	0
	1.5	0.118	0.0	0.102	0.0	0.047	0	0
0.99	0	0.104	-0.0026	0.039	0.0027	0.116	-0.0001	0.006
	0.5	0.136	-0.0057	0.047	0.0076	0.134	-0.0019	0.017
	1.0	0.150	0.0	0.059	0.0077	0.093	-0.0077	0.050
	1.5	0.188	0.0163	0.074	0.0053	0.046	-0.0216	0.109
0.98	0	0.108	-0.0030	0.035	0.0034	0.119	-0.0004	0.011
	0.5	0.147	-0.0050	0.041	0.0091	0.136	-0.0041	0.033
	1.0	0.177	0.0034	0.050	0.0099	0.090	-0.0134	0.089
	1.5	0.228	0.0227	0.060	0.0057	0.040	-0.0285	0.167

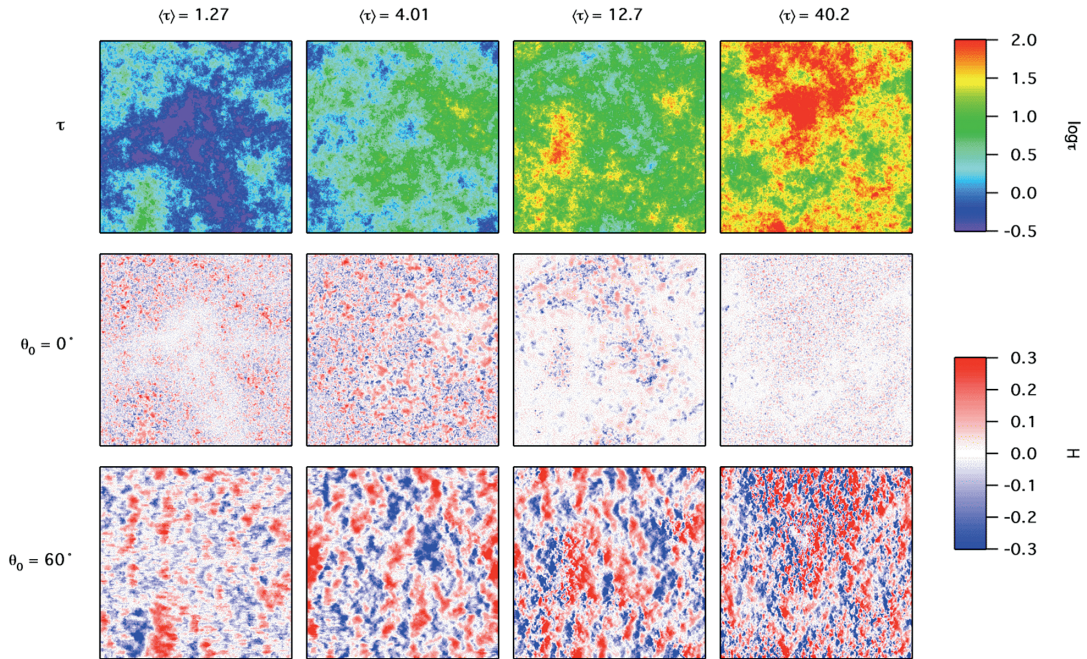


図5：様々な領域平均の光学的厚さの雲場における放射の水平収束・発散の分布．正值（負値）が収束（発散）を表す．領域の一辺は約16 kmである．

Figure 5: Horizontal distributions of radiative horizontal convergence for cloud fields with different domain average optical thicknesses. Positive and negative values denote convergence and divergence, respectively. The domain size is $(16\text{km})^2$.