



Title	完全圧縮LESモデルの開発と層積雲の成長過程に関する計算：雲・エアロゾル科学への計算科学からの貢献
Author(s)	佐藤，陽祐；西澤，誠也；八代，尚 他
Description	V．数値モデルで観る雲・エアロゾル相互作用
Citation	低温科学， 72， 265-283
Issue Date	2014-03-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/55064
Type	departmental bulletin paper
File Information	LTS72_029.pdf



完全圧縮 LES モデルの開発と層積雲の成長過程に関する 計算～雲・エアロゾル科学への計算科学からの貢献

佐藤 陽祐^{*†}, 西澤 誠也[†], 八代 尚^{†‡}, 宮本 佳明[†], 山浦 剛[†], 富田 浩文^{†‡}

本稿では層積雲を対象とした数値実験の結果を用いて、衛星観測から提唱された二つのダイアグラム（1：雲粒有効半径と光学的厚さの相関パターン；RE-COT パターン，2：Contoured Frequency Optical Depth Diagram；CFODD）の時系列を作成し、先行研究で議論されている雲の成長過程を検証した。結果から CFODD は雲の鉛直情報を含んでいるため RE-COT パターンより雲の成長過程を効率的に抽出できることが示唆され、雲の鉛直情報を衛星観測から導出することの重要性を示唆した。これらは数値モデルの結果を基に衛星観測に提言を行うという、計算科学から雲・エアロゾル科学への貢献の 1 例である。

Development of a fully compressible Large Eddy Simulation Model, and simulations of stratocumulus life cycle ~ Contribution from the computational science to science of aerosol and cloud microphysics

Yousuke Sato^{*†}, Seiya Nishizawa[†], Hisashi Yashiro^{†‡},
Yoshiaki Miyamoto[†], Tsuyoshi Yamaura[†], Hirofumi Tomita^{†‡}

This study conducted simulations of stratocumulus using a fully compressible Large Eddy Simulation (LES) model. Using the three-dimensional LES, we investigated the temporal evolution of two types of diagram: (1) the Contoured Frequency Optical Depth Diagram (CFODD), and (2) the correlation pattern between the cloud droplet effective radius and the cloud optical thickness (RE-COT pattern). Our results suggest that part of the cloud lifecycle (i.e., the transition from the non-drizzle to drizzle stage) can be expressed well by the CFODD of individual clouds. However, the cloud lifecycle on the RE-COT pattern was obscure. This advantage of CFODD over the RE-COT pattern arises because the CFODD uses vertical information in the inner cloud, whereas the effective radius of the RE-COT diagram represents properties near the cloud top. Our results emphasize that future satellite observations should retrieve vertical information. This is an example of the contribution of computational science to cloud and aerosol science, and indicates that numerical simulations can be used to augment satellite observations.

1. 序論

雲とエアロゾル、およびそれらの相互作用を理解する手段として、数値モデルを用いた研究は、現場観測や衛星・地上リモートセンシングを用いた研究と共に活発に行われている。数値実験は個々の物理過程を個別に切り分けて扱えるため、観測や理論的な研究を補足する手段として用いられてきた。エアロゾルの直接効果（エアロゾル自身が太陽光を反射・吸収し地球の放射収支に与える影響）や間接効果（エアロゾルが雲凝結核として働くことで雲の特性を変化させる結果、生じる放射収支への影響）の気候に与える影響は IPCC の第 4 次報告書でも取り上げられている。エアロゾル、雲エアロゾル相互作用を理解するにあたり、数値モデルが果たしてきた役割は大きい。今や数値実験は雲とエアロゾルも含んだ大気

連絡先

佐藤 陽祐

理化学研究所計算科学研究機構

Advanced Institute for Computational Science, RIKEN,
Kobe, Hyogo, Japan

e-mail: yousuke.sato@riken.jp

[†] 理化学研究所計算科学研究機構, Advanced Institute
for Computational Science, RIKEN, Kobe, Hyogo,
Japan

[‡] 海洋研究開発機構地球環境変動領域, Research Insti-
tute for Global Change, Japan Agency for Marine-
earth Science Technology, Yokohama, Kanagawa,
Japan

科学において観測, 解析に並ぶ大きな柱の一つである。近年の計算機能力の急速な発展によって, 高解像度化と個別プロセスの精緻化が可能になり, 数値モデルを用いた研究は一層進歩してきている。

数値モデルの高解像度化に関しては, 多くの高解像度実験が行われており, 雲や極端現象を研究対象とした実験も行われている。例えば, 全球を 1 km 以下の格子で計算した研究 (Miyamoto et al. 2013) や関東領域を 50 m メッシュで計算した研究 (瀬古ほか 2013), 解像度数 m のような超高解像実験により暖かい雲のエントレインメントに伴う冷却について調査した研究 (Yamaguchi and Randall 2011), 層積雲の雲頂でのエントレインメント強度を直接数値計算 (DNS) で調査した研究 (Mellado 2010, など) がある。特に層積雲の再現実験では, 数十 m 以下の格子間隔が用いられる。そこでは, ラージエディシミュレーション (Large Eddy Simulation: LES) と呼ばれる手法を用いることが一般的であり, LES モデルを開発・改良する取り組みが世界中で行われている (例えば, Yamaguchi et al. (2011), Matheou et al. (2011), Yokoi (2011) など)。今後は, 雲のみならずエアロゾルに関する研究にも LES の利用が広がっていくと考えられる。素過程の精緻化に関しても, 従来は計算コストの制約から簡略化して表現されてきたエアロゾルや雲の微物理過程をより直接的に取り扱うように数値モデルの改良が進んできている。雲粒のサイズを陽に予報するビン法雲モデル (たとえば Khain et al. 1999; Kuba and Fujiyoshi 2006, など) や雲粒のサイズのみならず, 雲粒子に解けている溶質, 雲粒子の形状などの複数次元で雲粒の特性を予報する多次元ビンモデル (Chen and Lamb 1994, など), エアロゾルの粒径を詳細に記述する 3 モーメントバルク法とビン法を組み合わせたエアロゾルモデル (Kajino et al. 2013, など) が提唱されており, 例を挙げれば枚挙にいとまがない。従来は計算機能力の制約からこのような精緻な微物理モデルは主に理想化された場を対象とした実験設定でのみ行われてきた。しかし, 計算機能力の向上とともに, このような微物理モデルがより現実的な場の実験でも用いられ始めている。例えば Lynn et al. (2005) はフロリダ半島を, Iguchi et al. (2008) は日本付近を対象としてビン法を用いた数値実験を行っている。

従来, 数値実験はそれ自身の妥当性を確かめるために現場観測のデータやリモートセンシングの結果を用いてきたが, 近年では数値モデルの高解像度化や精緻化が進んだことにより, 数値モデルを用いてリモートセンシングのリトリバルアルゴリズムを検証する取り組みや, リモートセンシングで観測された結果を物理的に解釈する取り組みが始まっている。すなわち, 数値実験と観測は双方向にその妥当性を確かめ合うことが可能になってきた。例えば Nagao et al. (2013) は数値モデルの結果

を対象として, 擬似的なりもーとセンシングを行い雲の鉛直不均一性によって生じる衛星観測の不確定性について調査した。このように, 近年では観測結果の妥当性評価に数値モデルの結果を積極的に用いる動きが進みつつある。しかしながら, 数値モデル自体は, 精緻化・高解像度化に伴い, 解法や精度の面で問題点が生じてきている。これらは従来から指摘されてきた問題ではあるが, 近年ではそれらに加えて大規模データの取り扱い (可視化, データ転送, 解析) に要する時間の増加などの問題も顕著になってきている。

本稿ではそのような問題を提起し, それらの解決を目指して理化学研究所・計算科学研究機構 (RIKEN, Advanced Institute for Computational Science, 以下 AICS と表記) で開発されている Scalable Computing for Advanced Library and Environment (SCALE)-LES を紹介する。次に数値モデルを用いて衛星観測の解釈を行った一例として, SCALE-LES の結果から衛星観測で得られた事象を解釈した事例を紹介する。さらに雲とエアロゾル・大気化学を含んだ研究に対して数値モデルがどのように貢献できるかについて将来的な展望について述べる。

2. 高解像度化・精緻化に伴う問題と SCALE-LES の開発

2.1 高解像モデルと既存の気象 LES における問題点

現在用いられている LES モデルの多くは, 水平方向には数 km の領域で, また鉛直方向は境界層内の乱流に焦点を当ててきた歴史から, 非弾性方程式あるいは更なる単純化したブジネスク近似方程式が採用されていることが多い。これらの近似が大気境界層付近の現象に対してよい近似であることは, 過去多くの研究から示されている。しかしながら, ブジネスク近似方程式は背の高い積乱雲などには適用できない。また, 非弾性方程式は, 領域での平均的な鉛直プロファイルを仮定するため, 広い領域には適していない。以上の理由により, 今後の拡張性の観点からは圧縮性方程式で設計された LES が求められる。

圧縮性方程式系では音波が発生するため, 陽に解こうとすれば, CFL 条件によって数値モデルのタイムステップ (Δt) の大きさは音波に合わせて非常に小さく取らなければならない。従来, 大気モデルにおいては水平方向グリッド幅よりも鉛直方向のグリッド幅が遥かに小さかったため, 鉛直方向には陰解法で解き, 水平方向には陽解法で解く手法 (Horizontally Explicit-Vertically Implicit; HE-VI スキーム) を使うことが多かった。しかしながら, 高解像化に伴って水平方向のグリッド幅と鉛直方向のグリッド幅が同程度になった場合, 陰解法を用いる利点は小さくなる。また陰解法を用

いる場合、陰的な数値拡散が加えられるため、物理的に意味のある波まで取り除いてしまう可能性がある。同様の問題は差分化の手法によっても生じ得る。偶数次の差分スキームを用いた場合、リップルと呼ばれるノイズが生じ得る。このノイズを除去するために数値粘性を加える、または奇数次の差分スキームを用いられることがある。しかし奇数次の差分スキームを用いた場合陰的な数値粘性が加えられるため、物理的に意味のある小さな波を取り除いてしまう可能性がある。これらの問題はたびたび指摘されてきたが、スキーム・解法の違いによる結果の影響評価は十分になされてはいない。また本稿の主たる対象である雲微物理やエアロゾル微物理などについてもスキーム・解法の違いによる結果の影響は十分評価されておらず、同じ降水現象を対象とした計算を行っているにもかかわらず、雲微物理モデル、またはエアロゾルモデルが異なるだけで数値計算の結果は大きく変わってしまうことが往々にしてある。これは数値実験の追試性や再現性、さらには気象科学の信頼性という観点からも大きな問題である。この問題を解決するためには、できる限り陰的な数値粘性など人工的な影響が少ない解法を正しい計算結果と見なし、様々な解法の結果を相互に比較することを通して、それぞれの解法の特徴を把握する必要がある。また素過程モデルに関しても同じ力学フレームに複数の雲微物理モデルやエアロゾルモデルを実装し、素過程モデル間比較を通して各々の特徴を把握する必要がある。その上で、今後の計算機の開発動向などをふまえて適切な数値解法や素過程モデルを選択していくことが重要である。また、高解像化に伴い様々な問題が生じる。例えば、並列数の増加により演算ノード間の通信コストが大きくなることがその一つである。この点で超並列下で効率の悪いスペクトル法に対して、格子点法に利点があると考えられる。

以上から、格子点法を採用し、かつできる限り陰的な数値粘性などを排除して、水平方向にも鉛直方向にも陽解法で解き (Horizontally Explicit-Vertically Explicit; HE-VE スキーム)、さらに様々な素過程モデルを実装可能な数値モデルを開発し様々な数値解法を比較できるモデルが求められている。

通信コスト以外にも、グリッド数の増加や精緻な数値モデル (多次元ビン法モデルなど) の使用による変数の増加に伴い、モデルの入出力 (I/O) の量が増加し、I/O に膨大な時間がかかることや、可視化に膨大な時間を要することなども大きな問題である。これらは計算機のハードウェアおよびソフトウェアの構造に依存する部分が多く、計算機が専門ではない気象・気候科学の研究者のみでは解決することが困難になり始めている (例えば佐藤ほか (2013) など)。

以上のような背景から AICS ではそれらの問題解決を目指し、大気科学、計算機科学双方の研究者が共同し

て SCALE-LES の開発を進めている。

2.2 SCAEL-LES モデルの開発

SCALE-LES は AICS で開発が行われている気象 LES モデルである (西澤ほか (2013); <http://scale.aics.riken.jp/>)。完全圧縮方程式系を完全陽解法 (HE-VE) で解くことがその最大の特徴である。将来的には陰解法 (HE-VI や HI-VI) も実装する予定である。予報変数は密度 (ρ)、運動量 3 成分 (ρu , ρv , ρw)、密度で重み付けした温度 ($\rho\theta$)、トレーサー (ρq_s) である (q_s は比湿など)。格子は直交座標系で、運動量とスカラー量の定義位置をずらした staggered 格子 (Arakawa-C grid) を用いている。空間微分は音波に関わる項には二次中央差分、それ以外には四次中央差分を、時間積分は三段の Runge-Kutta 法をそれぞれ用いている。またフラックス形式での記述により運動量や密度等の保存を、フラックス修正法 Zalesak (1979) により微量成分の非負を保証している。

物理過程として、Smagorinsky-Lilly タイプのサブグリッド乱流モデル (Brown et al., 1994; Scotti et al., 1993)、下面フラックスバルクモデル (Uno et al., 1995) 等を実装している。また雲微物理モデルには二種類の 1-moment バルクモデル (Kessler (1969) および, Tomita (2008))、2-moment バルクモデル (Seiki and Nakajima 2013)、1-moment ビン法モデル (Suzuki et al. 2010a) が実装されている。SCALE-LES の詳細は西澤ほか (2013)、Sato et al. (2014)、および、本稿の Appendix を参照されたい。

3. SCALE-LES を用いた実験とその結果

本章では数値モデルを用いて衛星観測の解釈を行った事例として Sato et al. (2014) の事例を紹介する。

3.1 Contoured Frequency Optical Depth Diagram (CFODD) と光学的厚さ (COT, τ_c)-有効半径 (RE, r_{eff}) の相関パターン (RE-COT パターン)

数値モデルで検証する対象として RE-COT パターンと CFODD を選定した。RE-COT パターンは Nakajima et al. (1991)、Nakajima and Nakajima (1995) によって提案されたダイアグラムである。Nakajima et al. (1991)、Nakajima and Nakajima (1995) はそれぞれ航空機リモートセンシング、極軌道衛星を用いた衛星リモートセンシングから式 (1) と (2) で与えられる雲の光学的厚さ (COT, τ_c) と雲粒有効半径 (RE, r_{eff}) を観測し、両者の相関を取った (RE-COT パターン、図 1a)。

$$\tau_c = \int_{z_{top}}^{z_{bottom}} \int_0^\infty Q_{ext} \pi r^2 f(r) dr dz \quad (1)$$

$$r_{eff} = \frac{\int_0^\infty r^3 f(r) dr}{\int_0^\infty r^2 f(r) dr} \quad (2)$$

ここで r は雲粒の半径, Q_{ext} は消散係数, $f(r)$ は雲粒子数密度, z , z_{bottom} , z_{top} は高度, 雲底高度, 雲頂高度である. この RE-COT パターンが雲の微物理特性そのものや, エアロゾルによって受ける影響を議論し, エアロゾルが少ない時は RE-COT パターンは負の相関 (図 1a1), エアロゾルが多い時は正の相関になることを示した (図 1a2). Suzuki et al. (2010a) は, 2次元のビン法雲モデルを用いた複数の実験により RE-COT パターンを再現し, 雲の成長過程 (ライフサイクル) が, RE-COT パターンの軌跡として表現されている可能性を示唆した. 図 1b はその概念図である. このダイアグラムは広範囲を観測できる人工衛星から雲のライフサイクルを雲物理に基づく知見から決定できるため, GCM のパラメタリゼーションを改良する足がかりになると期待されたが, 平面的な観測を行うイメージャーからでは雲の鉛直方向の情報を観測することができないという欠点があった.

そこで Nakajima et al. (2010) は Aqua-MODIS から得られる雲粒有効半径と, CloudSAT 衛星に搭載されたアクティブセンサー (Cloud Profiling Radar : CPR)

から得られるレーダー反射強度 (Z_e), 雲の光学的深さ (Cloud Optical Depth ; COD) の信号を3ヶ月分積算することで CFODD と呼ばれるダイアグラムを提唱した (図 1c). この CFODD は雲の鉛直方向の情報を含んだダイアグラムである. Nakajima et al. (2010), Suzuki et al. (2010b) によってこの CFODD に現れる結果の物理的な解釈がなされ, 彼らは CFODD の Z_e -COD 平面上的傾きが雲の凝結成長過程, 衝突併合成長過程に対応している可能性があることを示した (図 1d).

これら二つの図は共に雲の成長過程 (ライフサイクル) をリモートセンシングから導出する試みである. 広範囲に観測ができる衛星観測によって雲の成長過程が導出できる点からこれら二つのダイアグラムを解釈することで, GCM のパラメタリゼーションの改良などに役立つ知見を得ること (例えば Suzuki et al. (2013)) が期待されている. しかしながら, CFODD は観測頻度の制約から数ヶ月またはそれ以上の観測データを積算しなければ得ることが出来ず, 時系列を得ることは出来ない. また, RE-COT パターンについては, これまで極軌道衛星が用いられてきたため連続的にある地点を観測することができず, CFODD と同様時系列を得ることが出来ない.

本来, 雲の成長過程を議論・検証するのであれば, その時系列を直接調べることは必須である. また

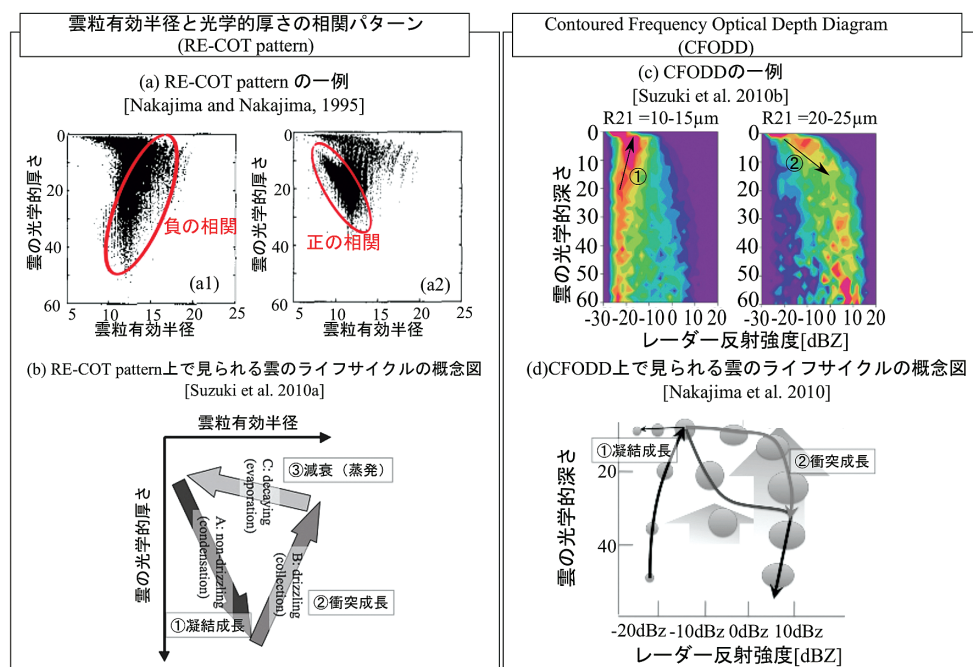


図 1: (a) RE-COT パターン (Nakajima and Nakajima 1995) の例 ((a1) エアロゾルが少ない事例, (a2) エアロゾルが多い事例) と (b) Suzuki et al. (2010a) によって提唱された RE-COT パターン上での雲のライフサイクルの概念図, および, (c) CFODD の一例 (Nakajima et al., 2010) と (d) Nakajima et al. (2010) によって提唱された CFODD 上で表現される雲のライフサイクルの模式図 (すべて原著論文から一部抜粋して改変). (© American Meteorological Society. 許可を得て転載)

Figure 1: (a) An example of the correlation pattern between effective radius (RE) and cloud optical thickness (COT) (Nakajima and Nakajima 1995) ((a1) RE-COT pattern with small amount of aerosol, (a2) that with large amount of aerosol), (c) an example of the contoured frequency optical depth diagram (CFODD) (Nakajima et al. 2010), and schematic illustrations of cloud lifecycle on (b) RE-COT pattern (Suzuki et al., 2010a), and (d) CFODD (Nakajima et al. 2010). Reproduced from each reference. © American Meteorological Society. Reprinted with permission.

CFODD, RE-COT パターン上で得られるとされる雲の成長過程が本当に正しいか検証するためには、雲一つ一つの CFODD, RE-COT パターンを考える必要がある。地上観測を用いることで CFODD のようなダイアグラムを作成することは可能であるが（例えば Comstock et al., 2007, など）、観測点が限定されることから CFODD や RE-COT パターンを地上観測から導出した事例はわずかである。次世代衛星ひまわり 8 号, 9 号によって高頻度・高解像度なイメージャー観測が可能になることが見込まれるが、そのような観測は現状では不可能である。そこで本稿では、数値モデルの結果を衛星観測の結果に見立て、CFODD や RE-COT パターンの時系列をモデルの結果から導出し、衛星から得られた CFODD や RE-COT パターンの解釈を検証する。そしてひまわり 8 号などの次世代衛星の観測アルゴリズムに対してどのような物理量を導出すれば雲のライフサイクルを効率的に導出することができるかについて提言を行うことを目的とした。

3.2 実験設定

本稿では 2nd DYNAmics and Chemistry Of Marine Stratocumulus (DYCOMS-II RF02; Ackerman et al., 2009) の事例計算を行った。この事例は世界の複数のモデルが参加した LES モデル間比較プロジェクトによって行われた実験で、数値モデルのベンチマークテストとしてこれまでも数多く採用されている（例えば Bretherton et al. (2007), Yamaguchi and Feingold (2012), Wang et al (2011) など）。

実験設定は水平一様な初期条件（式 (3), (4)）を用いた。境界条件は、側面は周期境界条件、上部境界では高度 1.2 km より上層で、計算初期値に緩和するようなレイリーダンピングを運動量 3 成分と水蒸気混合比に適用し、緩和の時定数はモデルの上端で 30 秒とした。

$$q_t = \begin{cases} 9.45 [g/kg] & (z < z_i) \\ 5 - 3 [1 - \exp((z - z_i)/500)] [g/kg] & (z \geq z_i) \end{cases} \quad (3)$$

$$\theta_t = \begin{cases} 288.3 [K] & (z < z_i) \\ 295 + (z - z_i)^{1/3} [K] & (z \geq z_i) \end{cases} \quad (4)$$

ここで z_i は雲頂高度で、初期時刻では $z_i = 795$ m である。 θ_t , q_t は液水温度、水蒸気混合比と液水混合比の和である。初期の密度プロファイルは Ackerman et al. (2009) に従い、地表の密度 ($\rho_0 = 1.21 \text{ kgm}^{-3}$) から静力学近似で積み上げた。また Ackerman et al. (2009) では背景風を与えているが、本研究ではセルの構造を明確にするため、背景風は与えず無風の状態とし、雲水混合比が値を持つ 495 m ~ 795 m の雲層全層で雲粒子数密度は 55 cm^{-3} とした。また乱流を駆動するため、0.1 K のランダムな擾乱を初期の雲頂より下層の温度に与えた。計算領域は $28 \text{ km} \times 28 \text{ km} \times 1.75 \text{ km}$ であり、解像度は $\Delta x = \Delta y = 35 \text{ m}$, $\Delta z = 5 \text{ m}$ とした。また 1.2 km より上

層はストレッチグリッドを採用した。積分時間は 6 時間でタイムステップ (Δt) は力学で 0.01 秒、物理過程で 0.05 秒とした。また雲物理過程は Seiki and Nakajima (2013) の 2-モーメントスキームを採用した。Ackerman et al. (2009) に従い、放射による冷却 ($dT_{rad} = dF(z)/dz$) は式 (5) のように与えた。また大規模沈降流 (w_{LS}) による密度の減少率 (D_{LS}) は式 (6) のように与え、 ρw_{LS} ($= -D_{LS}z$) を全予報変数に Forcing として加えた。

$$F(z) = F_0 \exp[-Q(z, \infty)] + F_1 \exp[-Q(0, z)] \\ + a_{rf02,rd} \rho_i r_{f02} c_p D_{LS} H(z - z_i) [0.25(z - z_i)^{4/3} \\ + z_i(z - z_i)^{1/3}] \quad (5)$$

$$Q(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} x \rho q_i dz$$

$$D_{LS} = -\frac{\partial \rho w_{LS}}{\partial z} \quad (D_{LS} = 3.75 \times 10^{-6} [s^{-1}]) \quad (6)$$

ここで $F_0 = 70 \text{ Wm}^{-2}$, $F_1 = 22 \text{ Wm}^{-2}$, $\rho_i r_{f02} = 1.12 \text{ kgm}^{-3}$, c_p は定積比熱, $a_{rf02,rd} = 1 \text{ Km}^{-1/3}$ である。地表面からのフラックスは、運動量に関しては摩擦速度 u_* ($= 0.25 \text{ ms}^{-1}$) を一定として $-\rho_i u_i u_*^2 / |U|$ ($|U|$ は風速の絶対値) で、潜熱、顕熱は一定値で 16 Wm^{-2} , 93 Wm^{-2} を与えた。またエアロゾルは直接予報することなく、Rogers and Yau (1989) に従い雲凝結核の数密度 (N_{ccn}) を一定として式 (7) で与えた。

$$N_{ccn} = N_{0,nuct} S_w^k. \quad (7)$$

ここで S_w は水に対する過飽和度, $N_{0,nuct}$ は一定値で、最初の 4 時間は 55 cm^{-3} (エアロゾルが多い事例)、最後の 2 時間は 25 cm^{-3} (エアロゾルが少ない事例) とした。また $k = 0.462$ とした。また CFODD 作成のためには CPR に対応したレーダー反射強度 (Z_e), COD を算出する必要がある。レーダー反射強度の算出には Joint-Simulator (Hashino et al., 2013) のコンポーネントのうち EArthcare SEnsor (EASE) simulator (Okamoto et al., 2008) を用いた。また衛星から得られる可視光の放射輝度は Rstar-6b (Nakajima and Tanaka, 1988) を用いて計算した。また光学的深さ (COD, $\tau_d(z)$) は Sato et al. (2012b) のように、光学的厚さ (COT, τ_c) と有効半径は清木 (2010) で計算されているように計算した。

3.3 結果

3.3.1 SCALE-LES の再現性

図 2 は SCALE-LES で計算された雲の分布である。図 2a, c は計算開始から 3.75 時間後 ($t = 3.75 \text{ h}$), 2b, d は計算開始から 5.75 時間後 ($t = 5.75 \text{ h}$) の結果であり、それぞれエアロゾルが多い事例と、少ない事例での計算結果に対応する。エアロゾルが多い事例では雲の被覆率 (Cloud cover) がほぼ 1.0 になり、クローズドセルと呼ばれるセル構造が卓越している様子が見て取れ

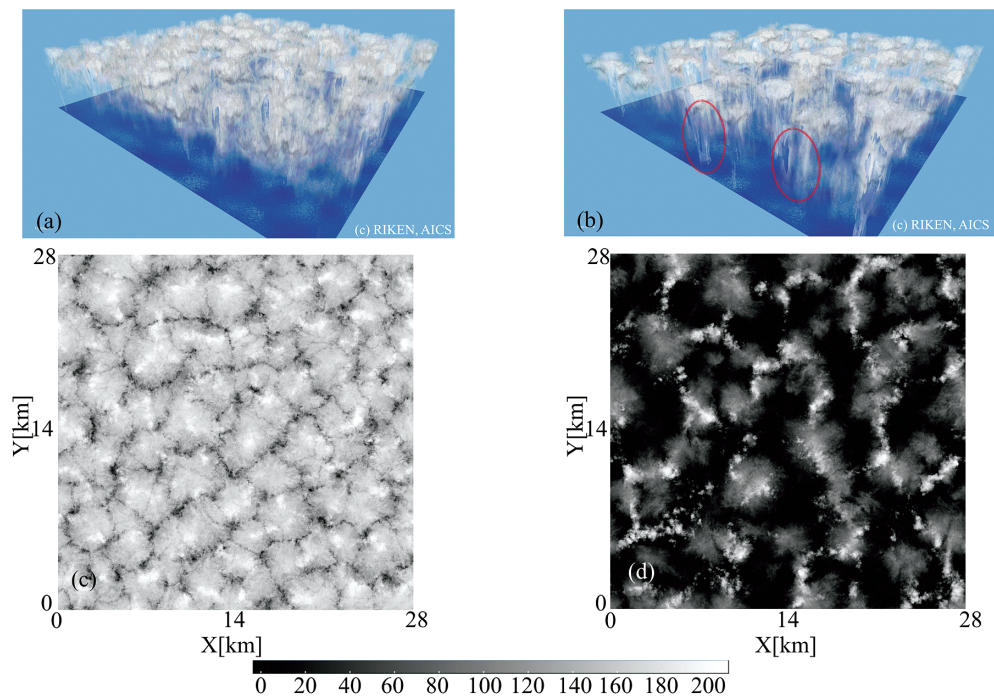


図2：計算開始から (a) 3.75 時間後, (b) 5.75 時間後の雲水混合比と雨水混合比の和のスナップショット, および (c) 3.75 時間後, (d) 5.75 時間後のデータを用いて計算した 660 nm の放射輝度 $Wm^{-2}str^{-1}\mu m^{-1}$. (© RIKEN, AICS 許可を得て掲載)
 Figure 2: (a, b) Snapshot of total water mixing ratio (q_t), and (c, d) radiance at 660 nm wavelength $Wm^{-2}str^{-1}\mu m^{-1}$ at (a, c) $t=3.75$ h and (b, d) $t=5.75$ h after the starting time of simulation. (© RIKEN, AICS)

る。一方エアロゾルが少ない事例では、雲の被覆率が小さくなり（平均で 0.2 程度）、オープンセルと呼ばれる構造が卓越している。オープンセルが卓越している時のセルの中心では降水が起これ、地表面まで雨が達している（例えば、図 2b の丸で囲まれた部分）。このようなオープンセル/クローズドセルの特徴とエアロゾルの数密度の関係はこれまで多くの先行研究で示されてきた雲・エアロゾル相互作用の特徴（例えば Wang and Feingold (2009)）を支持するものであり、SCALE-LES が過去の先行研究で示された現象を再現できていることを示している。SCALE-LES を用いて行われた他の事例の計算（例えば DYCOMS-II RF01, Stevens et al. (2005); RICO, van Zanten et al. (2011)）においても SCALE-LES の計算結果は他の LES の結果と同様の傾向を示しており（図は非表示）、どの実験結果も SCALE-LES の妥当性を示している。

図 3 は $t=3.75$ h と $t=5.75$ h の結果を用いて作成された RE-COT パターンと CFODD である。RE は、Nakajima et al. (1991) に従い雲頂から光学的深さ ($\tau_d(z)$) が光学的厚さ (τ_c) の 30% 程度の高さでの RE を用いた。RE-COT パターンに着目すると、エアロゾルが多い事例では光学的に厚い領域 ($\tau_c \sim 30$) まで信号が分布しているが、エアロゾルが少ない事例では光学的に薄い領域 ($\tau_c < 15$) に信号が多くが分布している。これらの傾向は、RE-COT パターンにエアロゾルが及ぼす影響を評価した先行研究 (Suzuki et al., 2010a; Sato et al., 2012a) と同様の傾向である。一方 CFODD に関

しては、エアロゾルが多い事例では光学的に薄い領域から厚い領域までレーダー反射強度は一定であるのに対して、エアロゾルの少ない事例では光学的に薄い領域から厚い領域に向かってレーダー反射強度が増加している。これらの傾向は、CFODD にエアロゾルが及ぼす影響を評価した先行研究 (Sato et al., 2012b) と同様の傾向である。以上の結果から、SCALE-LES から得られた RE-COT パターンと CFODD は先行研究の結果をよく再現していることが示された。以下ではこの結果を詳細に分析していく。

3.3.2 個々の雲の RE-COT パターンと CFODD

前説で示した結果から個々の雲の信号を抽出するために、以下の 1～3 の一連の手法を採用する。1：まず鉛直積算雲水量 (LWP) が $250 gm^{-2}$ を超える領域を雲と判定する。本来雲の縁などは、光学的厚さや雲水混合比などを用いて総合的に判定するのが妥当であるが、本研究では LWP のみを用いた。将来的には雲の抽出方法の高精度化を行っていく必要がある。2：計算領域全体から雲と判定された領域（以下、雲領域と記述する）それぞれを番号付けする。3：各雲領域の位置を 2 分前の各雲領域と比較する。

3 での比較によってある時刻の雲領域と 2 分前の雲領域の座標が重複していた場合にその雲領域を 2 分前の時刻と同じ雲と判定する。一方重複がない場合は、2 分間の間に発生した新たな雲と判定する。また重複した雲が複数ある場合には重複する面積が最も大きい雲を同一の

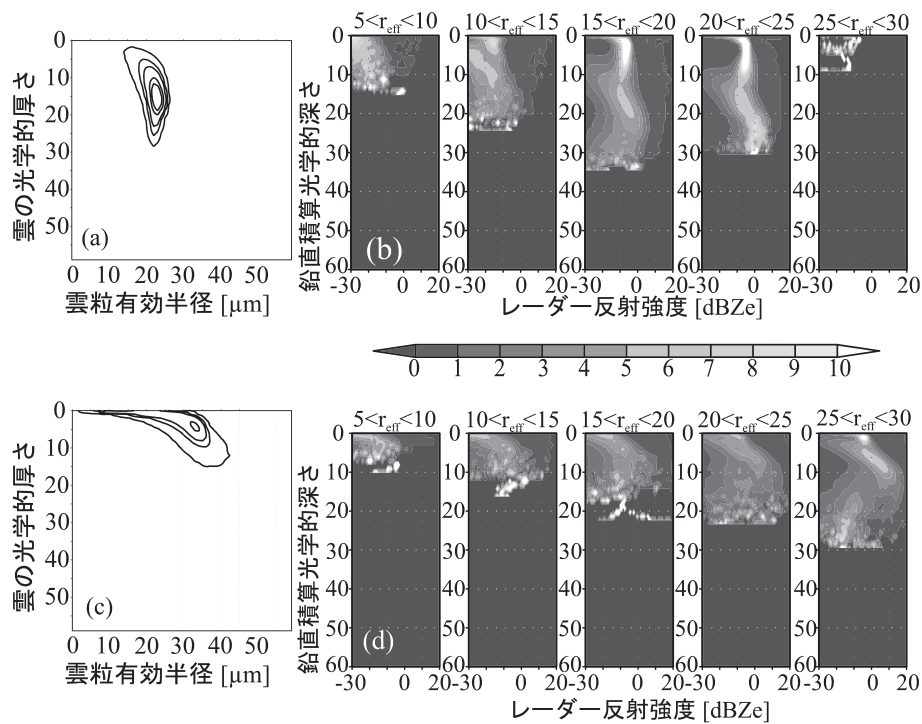


図3：計算開始から3.75時間後の計算結果を用いて算出された (a) RE-COT パターンと (b) CFODD, および計算開始から5.75時間後のデータを用いて計算した (c) RE-COT パターンと (d) CFODD. (a), (c) のコンターは $5, 10, 30, \text{ and } 50 \mu\text{m}^{-1}$ を表す. (b), (d) のシェードの単位は $\% \text{dBZ}^{-1}$ である (Sato et al. (2014) から一部抜粋して改変)

Figure 3: (a, c) RE-COT pattern, and (b, d) CFODD obtained by accumulating the signals over the whole calculation domain at (a, b) $t=3.75 \text{ h}$ and (b, d) $t=5.75 \text{ h}$ after the start of simulations. The contour lines of (a, c) are for $5, 10, 30, \text{ and } 50 \mu\text{m}^{-1}$. The unit of shading in (b, d) is $\% \text{dBZ}^{-1}$

雲と判別した. この手法をエアロゾルの多い事例 ($t=3 \text{ h} \sim 4 \text{ h}$) とエアロゾルの少ない事例 ($t=5 \text{ h} \sim 6 \text{ h}$) に対して行い, 個々の雲を抽出した. また抽出した個々の雲の信号からCFODDとRE-COTパターンを作成し, 雲が抽出されてから, 減衰するまでの個々の雲のCFODDとRE-COTパターンの時系列を作成した.

Suzuki et al. (2010a) によれば, RE-COTパターン上の信号の軌跡が雲の成長過程に対応する (図1b). 一方, Nakajima et al. (2010) によればCFODD上の信号のピークの傾きが雲の成長過程に対応 (図1d) し, 負の傾きが凝結成長過程, 正の傾きが衝突成長過程に対応する. 本研究では, RE-COTパターン上で見られる雲のライフサイクルの指標として, 各雲から生成されるRE-COTパターンの重心 (本研究では, RE-COTパターンの $1 \mu\text{m}^{-1}$ の等値線の重心の位置とした) の時間変化を追跡した. またCFODD上で見られる雲のライフサイクルの指標として, 有効半径によって図3b,dのように5カテゴリに分類されているCFODDのうち, 最も信号が多いカテゴリの雲頂 (COD=0) と雲底 (CODが最大値) の層で最頻値を取る点のZe-COD平面上での傾きの時系列を追跡した.

図4は個々の雲から生成されたCFODD上の傾きの時系列と個々の雲が抽出されてから2, 10, 30分後のCFODDの平均, およびRE-COTパターン上の重心の軌跡の平均である. CFODDの傾きの時系列を見ると負

の傾きから時間とともに徐々に正の傾きに移行していく様子が再現されている. また図4b,c,dの平均的なCFODDでも時間とともに負の傾きから正の傾きへ変化していく様子が見て取れる. これはNakajima et al. (2010) が提案する凝結成長過程 (図1dの矢印①) から衝突成長過程 (図1dの矢印②) への遷移に対応していると考えられる.

一方, RE-COTパターンでは, エアロゾルが少ない (図4f) の場合は, はじめは左下から右上に向かって重心の位置が移動し, その後左上に向かって移動している. これはSuzuki et al. (2010a) が提案する成長過程のうち, 衝突成長過程 (図1bの矢印②) と減衰過程 (図1bの矢印③) に対応する移動が見られていると考えられる. エアロゾルが多い場合 (図4g) ではどの過程も明瞭ではない. 加えて, どちらの事例においても, 左上から右下に向かって移動する凝結成長過程 (図1bの矢印①) は見て取ることはできない. このように同じ雲の信号から構成されているにもかかわらず, 一方は凝結成長過程→衝突成長過程への変遷が確認できるが, もう一方は確認できないのは, それぞれのダイアグラムを構成するのに利用される物理量に関連があると考えられる.

CFODDはイメージャーから観測される有効半径, 光学の厚さに加えて, アクティブセンサーから観測される各層の光学の深さとレーダー反射強度という雲の鉛直情報を利用しており, 3次元的な情報を有したダイアグラ

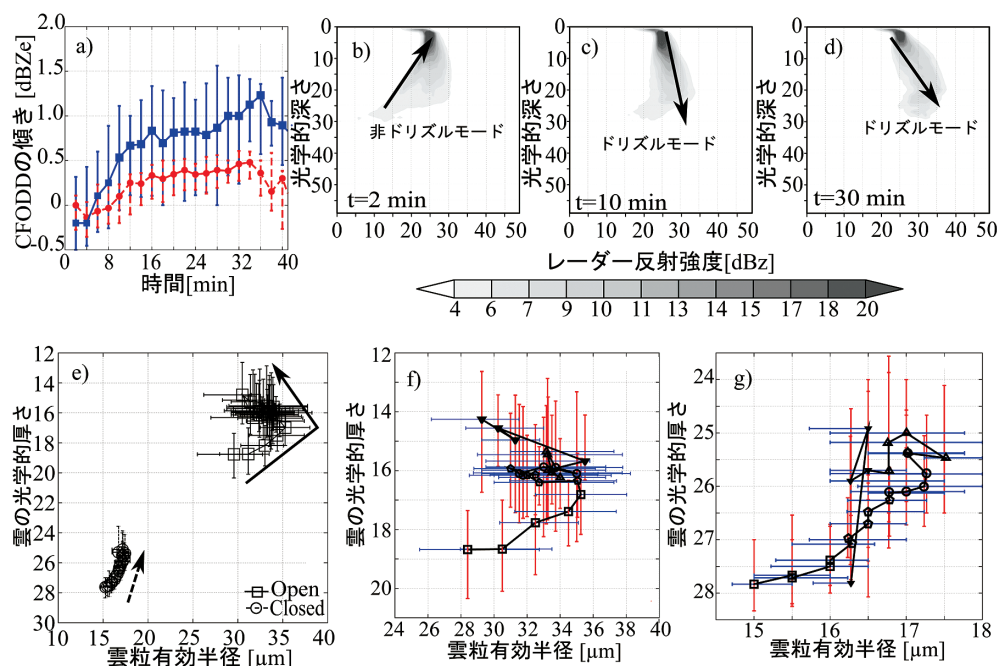


図 4：(a) 個々の雲で形成された CFODD の 5 カテゴリーのうち最も信号が多いカテゴリでの雲頂と雲底で頻度が最頻値となる点でのレーダー反射強度と COD を使って求めた Ze-COD 平面の傾きと、個々の雲が抽出アルゴリズムによってとらえられてから (b) 2 分後、(c) 10 分後、および (d) 30 分後において個々の雲のシグナルから形成された CFODD の平均、および (e) RE-COT パターン上における重心の軌跡を全ての雲で平均した時系列。(a) の (—■—), (—●—) はそれぞれエアロゾルが少ない場合とエアロゾルが多い場合を表す。(e) の矢印は時間とともに各軌跡が移動する方向を示し、図 1a の矢印の一部に相当する。また (f), (g) は (e) をエアロゾルが多い場合の軌跡 (—□—), エアロゾルが少ない場合の軌跡 (—○—) にそれぞれに拡大したものであり、(白抜き四角) は雲が抽出されてから 2～10 分、(五角形) は雲が抽出されてから 11～20 分、(白抜き丸) は雲が抽出されてから 21～30 min、(白三角) は雲が抽出されてから 31～40 分、(黒三角) は雲が抽出されてから 41～48 分後の重心の位置の平均である (すべて Sato et al. (2014) から一部抜粋して改変)。

Figure 4 : (a) Time evolution of the slope of the peak position of Ze on the CFODD created by the signals of individual clouds in the closed-cell (red line) and open-cell (blue line) cases and the CFODD of individual clouds averaged for all individual clouds in the closed-cell case at (b) $t=2$ min, (c) $t=10$ min, and (d) $t=30$ min after each individual cloud was detected. (e) Trajectory of the center point of each cloud on the RE-COT pattern, averaged for all individual clouds of the open-cell (solid line with open square) and closed-cell (dotted line with open circle) cases, and the same figure but expanded to (f) the open-cell case and (g) closed-cell case at $t=2-10$ min (open square), $t=11-20$ min (pentagon), $t=21-30$ min (circle), $t=31-40$ min (closed triangle), and $t=41-48$ min (closed triangle). Error bars in (a), (e), (f), and (g) indicate the upper and lower quartiles. The arrow in (b) and (c), (d) indicate the arrow corresponding to non-drizzling and drizzling stages in Figure 1d, respectively. Arrows in (e) show the direction of movement of the trajectory on the RE-COT pattern that is shown in arrows A, B, and C in Figure 1b. The unit of shading in (b), (c), and (d) is $\%dBZ^{-1}$.

ムである。一方 RE-COT パターンは光学的厚さと有効半径のみから構成されている。光学的厚さは鉛直積算物理量である。また有効半径は雲頂から光学的深さが光学的厚さの 30% になる高さの有効半径を用いており、雲のある高さの情報のみを見ている。裏を返せば、RE-COT パターンは雲のある高さの情報のみを基に作成された図であり、2 次元的な情報だけで作られているダイアグラムである。そのため、仮に Suzuki et al. (2010a) が提案する雲のライフサイクルが正しいとして、ある高さでドリズルモードに該当する成長過程が支配的になっていなかったとしても、それより下層でドリズルモードに該当する成長過程が支配的になっていることがありうることを示している。そのため、RE-COT パターンで雲の成長過程を観測することが難しい場合でも、鉛直方向の情報を有している CFODD では雲の成長過程を精度よく抽出できるということが言える。今後この結果をさらに詳細に解析することによって各々のダイアグラム

上で見られる成長過程と実際に起こっている成長過程との対応関係などを詳細に明らかにしていく必要があるが、現時点では鉛直方向の情報を有している CFODD に優位性があると考えられる。

3.3.3 次世代衛星への提言

前説では CFODD が鉛直方向の情報を有しているために、RE-COT パターンに比べて優位性があることと示した。これは CFODD や RE-COT パターンに限定される知見ではなく、鉛直方向の情報を得ることが雲の成長過程を精度よく導出するのに必要であることを示している。本稿では、CFODD や RE-COT パターンを対象としたが、これらのダイアグラムを導出した目的は、雲の成長過程を衛星リモートセンシングから導出し、その知見を用いて数値モデルの雲微物理過程の不確定性を衛星リモートセンシングから制約付けることである。本稿の結果は、雲の鉛直方向の情報をより効率的に、かつ高

精度・高頻度で衛星リモートセンシングから導出していくことの重要性を示しており、アクティブセンサーの優位性を示している。アクティブセンサーは雲の鉛直情報を得るには非常に強力な手段ではあるが、現状では観測頻度が十分ではない。雲レーダーを搭載した衛星は既に運用を開始している CloudSAT と、2016 年打ち上げ予定の EarthCARE 衛星のみである。共に極軌道衛星であり、定点観測を行わないため時系列を導出することは難しい。そのため、上記のような高頻度で観測を行うのは近い将来でも実現することは困難である。そこで、本研究で行った数値モデルの解析結果から提言できることは、ひまわり 8 号などの「高頻度観測を行うイメージャーから雲の鉛直方向の情報を抽出することが重要であり、そのようなアルゴリズムの開発をするべきである」ということである。

このような鉛直方向の情報をイメージャーから導出する取り組みは既に行われている。例えば Nakajima et al. (2010) は、Aqua-MODIS センサーの異なる波長帯から導出される有効半径の差が、雲の鉛直方向の情報を有している可能性を示唆している。次世代衛星では利用できる波長帯が増加するため、衛星の異なる波長帯から得られる情報全てを総合して、イメージャーから雲の鉛直方向の情報を導出していくアルゴリズムの開発が今後は重要である。そのようなアルゴリズム開発を行う際に、アルゴリズムを検証する手段として数値モデルの結果を用いることで、計算科学からも多いに貢献ができると考えられる。また数値モデルで得られた知見と衛星観測の知見を組み合わせることで、イメージャーのみから得られる情報のみで、鉛直情報を含んだより精緻な雲成長ダイアグラムを提案することも可能になるであろう。

なお、上記でエアロゾルが多い事例では RE-COT パターンから雲のライフサイクルを導出できなかった。この原因の一つは、雲を抽出するアルゴリズムが精度よく雲を抽出できないことに起因する。本研究では LWP が 250 gm^{-2} を超えるという条件のみで雲を判定したが、エアロゾルが多い事例でライフサイクルを導出できなかったことは、LWP のみによる判別手法では不十分であることを示している。そのため、イメージャーのみから雲のライフサイクルを導出するにあたっては個々の雲を高精度に抽出する手法を開発することが鉛直方向の情報を導出することと共に重要である。

上記のような提案は数値モデルから、衛星観測への提言という新しい取り組みである。計算機能力の向上とともに、このような取り組みは今後増えていくと思われる。

4. 今後の発展と解決すべき課題

4.1 衛星解析と数値モデルの連携

3 章で示した雲のライフサイクルに関する検証は将来的に次世代衛星（ひまわり 8 号、9 号）をはじめとした衛星リモートセンシングから雲のライフサイクルを導出し、衛星リモートセンシングから数値モデルなどの雲微物理モデルを制約付け、改良していくことを念頭に置いた取り組みである。雲のライフサイクルを衛星から抽出できれば、例えば雲水から雨水への変換（Auto-conversion）の時定数を全球規模で観測することも可能になるであろう。このような手法を通して既存の数値気象モデルや数値気候モデルに用いられているパラメタリゼーションの改良、ひいては気候予測における不確定性の軽減につながっていく。さらに、このような手法は従来現場観測に検証を頼ってきた衛星解析アルゴリズムを開発する研究者に新たな検証ツールを提供することができる。すなわち、高解像度で精緻な数値モデルを用いることで、既存の数値気象モデル、数値気候モデルのみならず衛星解析アルゴリズムの改良につなげる可能性が秘められている。このように高解像モデルを用いて気候予測、気象予測、観測など様々な不確定を軽減する取り組みは、本稿のタイトルにある「計算科学からの貢献」の一端である。

しかしながら、高解像度で精緻な数値モデルにも改良する余地は多分にある。例えば、3 章で行った実験ではエアロゾルは直接予報しておらず、一定値で与えられている。このような実験設定は、大気中に十分な雲凝結核が存在するという仮定の基に成り立っている。近年の数値的研究ではエアロゾルの水平不均一性によって雲の構造（オープンセルやクローズドセルなど）が変化するという報告もある（例えば Wang et al, 2010, など）。これらの水平不均一性を数値モデル表現するには、エアロゾルの発生や消滅、エアロゾルから雲への活性化、エアロゾル自身の移流拡散などまで考慮して、エアロゾルの空間分布を直接に予報していくなど更なる精緻化が必要である。

エアロゾルから雲への活性化を正確に表現するためには、精緻な雲モデルだけでは不十分で、精緻なエアロゾルモデルも必要になる。従来は計算資源の制約や、数値モデルを開発する研究者の興味の比重から、エアロゾルモデルのみ、または雲モデルのみ精緻化されることが多かった。計算機能力が向上すれば、これらを全て精緻に取り扱っていくことが可能になる。

今後は雲・エアロゾルそれぞれに興味を持つ研究者双方が互いに連携を取り合い、雲とエアロゾルを統一的に扱う数値モデルが開発されること、またそれらの数値モデルを用いて雲とエアロゾル相互作用などの更なる理解が進んでいくことが大いに期待される。

雲・エアロゾルを統一的に扱うことを考える際、エアロゾル、雲の全てをこれまでの枠組み通り予報した場合、予報変数が莫大になる。計算機能力の向上とともに莫大な予報変数を伴う計算も徐々に可能になっていくと考えられるが、少ない予報変数で同じ精度の計算ができれば、更なる精緻化が可能になるため、これまでの枠組みを単に拡張するのみでなく、新たな枠組みの創出も必要である。新たな枠組みとして超水滴法 Shima et al. (2009) と呼ばれる数値モデルが注目を集めつつある。この超水滴法は、雲・エアロゾルを統一的に扱うのみでなく、統計的な手法で計算を行うことにより、従来のビン法雲モデルなどに比べて高速、かつ精密に雲粒の成長過程をシミュレーションできる全く新しい手法である。従来の手法の拡張のみにとどまらず、このような革新的な手法を用いた取り組みも今後重要になるであろう。詳細は本誌の「エアロゾル生成率の増加が引き起こす積雲一層雲転移に関する予備の数値実験」を参照されたい。

また、10年前では理想化実験でのみ用いられたビン法雲モデルが近年では、現実的な場を仮定した領域モデルで利用されて始めていることを考えると、今後10年でビン法や超水滴法を用いた全球規模計算も可能になると見込まれる。このように既存の数値モデルはさらに広領域計算に適応され、これまでよりも不確定性を軽減した気候予測が可能になる。これらの取り組みを通して、計算科学が今後雲・エアロゾルの本質的理解のために貢献する機会は今後ますます増えていくであろう。

4.2 気象・気候数値モデルの今後の課題

上記のように、精緻な数値モデルを用いた高解像度な実験が今後さらに一般的になると、問題となる点が後処理と前処理に必要な手間と時間の増大である。例えば本稿の3章で行った数値実験をさらに高解像 ($\Delta x = \Delta y = \Delta z = 5 \text{ m}$) で行った場合の計算と、その後処理、前処理に要した時間の一例を表1に記す。実際の計算時間は1日程度であるのに対して、計算結果のスーパーコンピュータからの移動、可視化、解析に計算の5倍以上の時間を要している。また解析は300 GB という巨大なメモリを使用しなければならない。並列計算機で計算する数値モデルが開発されても、大規模・超並列を想定して並列化された解析・描画ツールを用いていないために、計算に要する時間・メモリに比べて前処理・後処理に要する時間とメモリが長く、また大きくなっていくこと

が原因である。このような問題は大規模計算を行う以上無視できない問題である。精緻な数値モデルを使うことで、モデルの出力データが増加すればこの問題はさらに顕著になるであろう。同様の問題は数値モデルのみならず、高解像度化が進む衛星データでも生じ始めている。このような可視化や、データの解析など、データの取り扱い方法について業界全体で取り組んでいく必要性があるのではないかと考える。

5. まとめ

本稿では、AICS で現在開発中の SCALE-LES を紹介し、それを用いた数値実験と、その結果を用いて衛星観測から得られたダイアグラム (CFODD や RE-COT パターン) の検証を行った。このような取り組みは、衛星観測を用いて数値モデル自身の検証を行ってきた従来の取り組みとは逆の方向で、数値モデルを用いて衛星観測の検証・解釈を行ったという取り組みである点が新しいと言える。このような数値モデルを用いて衛星観測を検証し、将来的な利用法を提案する取り組みを可能にした要因は、数値モデルの高解像度化と精緻化であり、計算機能力の向上とともに、今後このような取り組みはさらに活発になっていくと考えられる。

精緻化に伴ってこれまで以上に雲とエアロゾルを統一的に扱う数値モデルが求められる。その点から、雲、エアロゾル双方の研究者が密に連携して数値モデルの精緻化に取り組んでいく必要がある。また高解像度化に伴って、実際の計算時間と比べて、解析・可視化に要する時間が増えていくことが考えられる。このような問題は大規模計算がより一般的になる今後さらに顕著になると考えられることから、可視化や IO を専門とする計算機科学分野との連携を図りながら数値モデルの開発を進めていかなければならない。

謝辞

本論文の結果 (の一部) は、理化学研究所のスーパーコンピュータ「京」を利用して得られたものです。SCALE-LES は理化学研究所計算科学研究機構の Team-SCALE にて開発されています。本稿に掲載した図の描画は、Vapor (<http://www.vapor.ucar.edu/>) (図2) を利用して行いました。本研究で用いた EASE

表1: SCALE-LES を用いた計算と結果の解析に要した時間 (単位は秒)
Table 1: The time (sec) required for each process

初期値の作成	実際の計算 ^{*1}	解析サーバーへの移動 ^{*2}	解析 ^{*1,*3}	可視化 (描画) ^{*1}
15.0	8.64×10^4	2.59×10^5	1.73×10^5	2.16×10^4

^{*1} 実際の計算は「京」を用いて、解析および可視化は汎用クラスターで行った

^{*2} 10 GB 回線を用いて「京」から解析サーバーへ「scp」コマンドで行った

^{*3} 約 300 GB のメモリを使用した解析である

シミュレータ, および Rstar-6b が包含された Joint-simulator は Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) EarthCARE ミッションと Joint-simulator チームによって開発されています。

AppendixA SCALE-LES の詳細

SCALE-LES は完全圧縮方程式系を完全陽解法 (HEVE) で解く。予報変数は密度 (ρ), 運動量 3 成分 ($\rho u, \rho v, \rho w$), 密度で重み付けした温位 ($\rho\theta$), トレーサー (ρq_s) である (q_s は比湿など)。格子は直交座標系で, 運動量とスカラー量の定義位置をずらした staggered 格子 (Arakawa-C grid, 図 5) を用いている。空間微分は音波に関わる項には二次中央差分, それ以外には四次中央差分を, 時間積分は三段の Runge-Kutta 法をそれぞれ用いている。以下に方程式系, 各物理過程の詳細を記述する。

A.1 方程式系

SCALE-LES の支配方程式系は質量保存式・運動量保存式・熱力学方程式・水物質の保存式で構成される。それぞれの方程式の力学過程のみを書き下すと以下のようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}), \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \nabla p - \rho g \mathbf{e}_z, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho \theta}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \theta \mathbf{u}), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho q_v}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho q_v \mathbf{u}), \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho q_l}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho q_l \mathbf{u}), \quad (12)$$

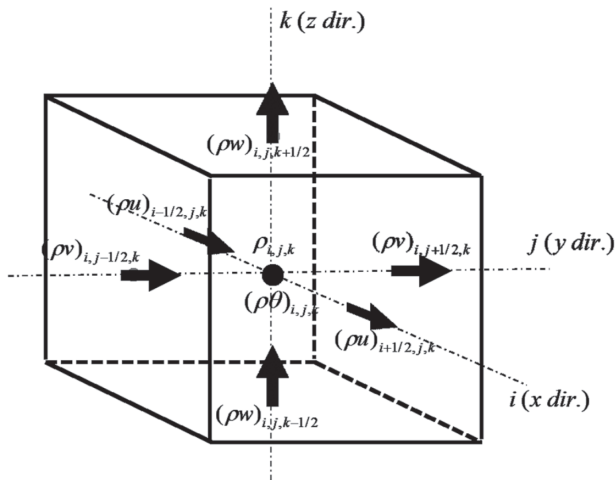


図 5: SCALE-LES で採用されている格子系と各予報変数が定義されている位置の概念図

Figure 5: Schematic illustration of grid system used in SCALE-LES.

$$\frac{\partial \rho q_f}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho q_f \mathbf{u}). \quad (13)$$

ここで太字はベクトルを表し, $\mathbf{e}_z$ は鉛直方向の単位ベクトルを表す。 q_v, q_l, q_f は水蒸気混合比, 液水混合比, 氷水混合比である。力学過程では, 運動方程式 (9) のみ気圧傾度力項 (右辺第二項)・重力項 (右辺第三項) が存在する以外, 全て移流項のみを取扱う。ここで気圧 p は

$$p = p_{00} \left(\frac{\rho \theta R^*}{p_{00}} \right)^{\frac{c_p^*}{c_p^* - R^*}}, \quad (14)$$

で与えられ, 各定数は

$$c_p^* \equiv q_d c_{pd} + q_v c_{pv} + q_l c_l + q_f c_f, \quad (15)$$

$$R^* \equiv q_d R_d + q_v R_v. \quad (16)$$

である。ここで $c_{pd}, c_{pv}, c_l, c_f, R_d, R_v$ はそれぞれ乾燥大気, 水蒸気, 水, 氷の定圧比熱, 乾燥大気, 水蒸気の気体定数である。

次に物理過程は,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial \rho q_l w_l}{\partial z} - \frac{\partial \rho q_f w_f}{\partial z}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{\partial \rho q_l \mathbf{u} w_l}{\partial z} - \frac{\partial \rho q_f \mathbf{u} w_f}{\partial z} + \text{DIFF}[\mathbf{u}], \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \theta}{\partial t} = & \frac{1}{c_p^*} \left(\frac{p_{00}}{p} \right)^{\frac{R^*}{c_p^*}} \left[Q_{ad} - \frac{\partial \rho q_l c_l T w_l}{\partial z} - \frac{\partial \rho q_f c_f T w_f}{\partial z} \right] \\ & + \text{DIFF}[\theta]. \end{aligned} \quad (19)$$

$$\frac{\partial \rho q_v}{\partial t} = S_v + \text{DIFF}[q_v], \quad (20)$$

$$\frac{\partial \rho q_l}{\partial t} = -\frac{\partial \rho q_l w_l}{\partial z} + S_l + \text{DIFF}[q_l], \quad (21)$$

$$\frac{\partial \rho q_f}{\partial t} = -\frac{\partial \rho q_f w_f}{\partial z} + S_f + \text{DIFF}[q_f], \quad (22)$$

と表される。水蒸気保存式 (20) 以外に現れる $\frac{\partial \rho q_l w_l}{\partial z}$, $\frac{\partial \rho q_f w_f}{\partial z}$ はそれぞれ水物質の落下による質量や運動量などの輸送を表す。また, 質量保存式 (17) 以外に現れる $\text{DIFF}[-]$ は拡散項である。 Q_{ad} は物理過程による非断熱加熱の項, S_v, S_l, S_f は物理過程による水蒸気, 液水, 氷水のソース項である。

A.2 SGS モデル

SCALE-LES では, サブグリッド乱流の影響を解くために, Smagorinsky-Lilly タイプのモデルに Brown et al. (1994) の安定度の影響を加えた SGS モデルを用いている。

運動量保存式, 及び, 熱力学方程式・トレーサー方程式それぞれにおいて, SGS 乱流の影響は $\frac{\partial \rho \tau_{ij}}{\partial x_j}$, $\frac{\partial \rho \tau_i^*}{\partial x_i}$ として与えられる。ここで, 添字 i, j ($=1, 2, 3$) は Einstein の規約に従う。 τ と τ^* は次のようにパラメタライズされる。

$$\tau_{ij} = -2\nu_{\text{SGS}} \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) + \frac{2}{3} \text{TKE}_{\text{SGS}} \delta_{ij}, \quad (23)$$

$$\tau_i^* = -\nu_{\text{SGS}}^* \frac{\partial \phi}{\partial x_i}, \quad (24)$$

ここで, δ_{ij} は Kronecker のデルタ, ϕ は θ や q など任意のスカラー量を表す. S はひずみ速度テンソルで以下で与えられる.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (25)$$

また, TKE_{SGS} は SGS 乱流の運動エネルギーで

$$\text{TKE}_{\text{SGS}} = \frac{1}{2} \tau_{ii} = \left(\frac{\nu_{\text{SGS}}}{C_{\text{smg}} \lambda_{tb}} \right)^2, \quad (26)$$

として与えられる. ここで, λ_{tb} は混合長を示し, C_{smg} は SGS 定数であり Moeng and Wyngaard (1988) に従って 0.1 とした. ν_{SGS} と ν_{SGS}^* はそれぞれ, SGS 渦粘性係数と熱力学変数・トレーサの拡散係数であり, $\nu_{\text{SGS}}^* = \frac{1}{Pr} \nu_{\text{SGS}}$ という関係を持つ. ここで Pr は乱流 Prandtl 数である.

Smagorinsky-Lilly モデルは, Smagorinsky (1963) のモデルに Lilly (1962) によって安定度の影響が加えられたものである. さらに Brown et al. (1994) は, 渦粘性係数・拡散係数さらに Prandtl 数が安定度に依存する形を導入した. 本研究で用いるサブグリッドモデルは基本的に Brown et al. (1994) を基づき定式化している. 係数は安定度に依存しており, 局所勾配 Richardson 数 (Ri)

$$Ri = \frac{N^2}{|S|^2}, \quad (27)$$

の関数として表される. 不安定条件下では ($Ri < 0$),

$$\nu_{\text{SGS}} = (C_{\text{smg}} \lambda_{tb})^2 |S| \sqrt{1 - C_{tb} Ri}, \quad (28)$$

$$Pr = Pr_N \sqrt{\frac{1 - C_{tb} Ri}{1 - b_{tb} Ri}}, \quad (29)$$

と与えられる. ここで C_{smg} ($=0.13$) は Smagorinsky 定数, Pr_N ($=0.7$) は中立状態の Prandtl 数である. Brown et al. (1994) に従って, 定数 c_{tb} , b_{tb} はそれぞれ 16, 40 とした. Ri が臨界 Richardson 数 ($Ri_c = 0.25$, i.e. $0 \leq Ri < Ri_c$) より低くなる弱い安定条件下では,

$$\nu_{\text{SGS}} = (C_{\text{smg}} \lambda_{tb})^2 |S| \left(1 - \frac{Ri}{Ri_c} \right), \quad (30)$$

$$Pr = Pr_N \left\{ 1 - (1 - Pr_N) \frac{Ri}{Ri_c} \right\}^{-1}, \quad (31)$$

で与えられる. さらに安定条件下では ($Ri \geq Ri_c$),

$$\nu_{\text{SGS}} = 0, \quad (32)$$

$$Pr = 1. \quad (33)$$

である.

混合長さ λ_{tb} は $\lambda_{tb} = f_{tb}(ar)\Delta$ と定義され, $f_{tb}(ar)$ は以下のように格子アスペクト比 ar の関数とする (Scotti et al., 1993)

$$f_{tb}(ar) = 1.736 ar^{1/3} \{ 4P_1(b_{tb,1}) ar^{1/3} + 0.222 P_2(b_{tb,1}) ar^{-5/3} + 0.077 P_3(b_{tb,1}) ar^{-11/3} \}$$

$$\begin{aligned} & -3 b_{tb,1} + 4 P_1(b_{tb,2}) + 0.222 P_2(b_{tb,2}) \\ & + 0.077 P_3(b_{tb,2}) - 3 b_{tb,2} \}^{-3/4}. \end{aligned} \quad (34)$$

ここで $b_{tb,1} = \arctan(1/ar)$, $b_{tb,2} = \arctan(ar) = \pi/2 - b_{tb,1}$ で,

$$P_1(l) = 2.5 P_2(l) - 1.5 (\cos(l))^{2/3} \sin(l), \quad (35)$$

$$P_2(l) = 0.98 l + 0.073 l^2 - 0.418 l^3 + 0.120 l^4, \quad (36)$$

$$P_3(l) = 0.976 l + 0.188 l^2 + 1.169 l^3 + 0.755 l^4 - 0.151 l^5, \quad (37)$$

である. 例えば, $f_{tb}(2) = 1.036$, $f_{tb}(5) = 1.231$, $f_{tb}(10) = 1.469$, $f_{tb}(20) = 1.790$ となる. Δ はフィルター幅であり, ここでは $(\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$ に比例する形にする. SCALE-LES では 2 グリッドノイズを弱めるために数値フィルターを導入しているが, これは物理的な 2 グリッド変動も弱めてしまう. つまりフィルター幅 Δ は, 単純に 1 グリッドの格子幅ではなく, 2 グリッドスケールと定義した方が良いことが示唆される. そのため本研究では Δ を

$$\Delta = 2(\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}. \quad (38)$$

とする.

A.3 雲微物理スキーム

SCALE-LES には 4 種類の雲微物理スキームが実装されている. Kessler 型の 1-モーメントバルク法 (Kessler, 1969), Lynn 型の 1-モーメントバルク法 (Tomita, 2008), 2-モーメントバルク法 (Seiki and Nakajima, 2013), および 1-モーメントビン法 (Suzuki et al., 2010a) である. Tomita (2008) の 1-モーメントバルク法と 2-モーメントバルク法は粒径分布を仮定して計算を行う. 一方 1-モーメントビン法は粒径分布を陽に計算する. 以下にそれぞれの概略を述べる.

A.3.1 1-モーメントバルク法 (Kessler, 1969)

Kessler 型のスキームでは水蒸気混合比 (q_v), 雲水混合比 (q_c), および雨水混合比 (q_r) を予報変数として予報する (氷雲は予報しない). 考慮している微物理過程は, 飽和調節, 蒸発, 雲水から雨水への変換, 雨水の衝突, 重力落下である. それぞれの予報変数の時間変化を表す式は下記で与えられる.

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = dQ|_{\text{sat}} - dQ|_{\text{auto}} - dQ|_{\text{acc}} \quad (39)$$

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} = dQ|_{\text{auto}} + dQ|_{\text{acc}} - dQ|_{\text{evap}} - F_{qr}|_{\text{sed}} \quad (40)$$

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = dQ|_{\text{evap}} - dQ|_{\text{sat}} \quad (41)$$

ここで $dQ|_{\text{sat}}$, $dQ|_{\text{auto}}$, $dQ|_{\text{acc}}$, and $dQ|_{\text{evap}}$ は飽和調節, 雲水から雨水への変換, 雨水の衝突, 蒸発による変化をそれぞれ表し, 下記のように与えられる.

$$dQ_{\text{auto}} = \begin{cases} q_c \times 10^{-3} & (q_c > 10^{-3}) \\ 0 & (\text{else}) \end{cases} \quad (42)$$

$$dQ_{\text{acc}} = 2.2 \times q_c \times q_r^{0.875} \quad (43)$$

$$dQ_{evap} = \begin{cases} f_{vent} \frac{q_{sat} - q_c}{\rho q_{sat}} \frac{(\rho \times q_r)^{0.525}}{5.4 \times 10^5 + \frac{2.55 \times 10^8}{\rho q_{sat}}} & (q_{sat} > q_c) \\ 0 & (else) \end{cases} \quad (44)$$

q_{sat} は飽和混合比, f_{vent} はベンチレーションファクタ ($f_{vent} = 1.6 + 124.9(\rho q_r)^{0.2046}$) である. また dQ_{***} の単位は $kgkg^{-1}s^{-1}$ である. $dQ|_{sat}$ は

$$dQ|_{sat} = q_v - q_{sat}. \quad (45)$$

また $F_{qr}|_{sed}$ は重力落下による変化項である. 雲水の終端落下速度 ($V_{t,c}$) と雨水の終端落下速度は ($V_{t,r}$) で与えられる.

$$V_{t,c} = 0 \quad (46)$$

$$V_{t,r} = 36.34(\rho q_r)^{0.1364} [m/s] \quad (47)$$

A.3.2 1-モーメントバルク法 (Tomita, 2008)

Tomita (2008) の1-モーメントバルク法は, 水蒸気混合比 (q_v), 雲水混合比 (q_c), 雨水混合比 (q_r), 氷混合比 (q_i), 雪混合比 (q_s), 霰混合比 (q_g) を予報する. 考慮している雲微物理過程は, 雲粒活性化 (飽和調節), 凝結, 蒸発, 衝突併合, 凍結, 融解, 分裂, 落下である. 雲水に関しては落下と粒径分布は仮定せず, それ以外の凝結物の粒径分布 (f_ξ) はマーシャルパルマー分布を仮定して以下のように与えられる.

$$f_\xi(D) = N_{0,\xi} \exp(-\lambda_{\xi,t08} D) \quad (\xi \in r, s, g). \quad (48)$$

ここで D は凝結物の直径, $N_{0,\xi}$ は定数である. また粒子の質量と終端落下速度は診断的に以下の式から与えられる.

$$m_{\xi,t08} = \alpha_{\xi,t08} D^{b_{\xi,t08}} \quad (\xi \in c, r, s, g) \quad (49)$$

$$V_{\xi,t08} = c_{\xi,t08} D^{d_{\xi,t08}} \quad (50)$$

ここで, $\alpha_{\xi,t08}$, $b_{\xi,t08}$, $c_{\xi,t08}$, $d_{\xi,t08}$ などは定数である. これらの定数と, それぞれの微物理過程の計算方法, 数値解法などに関しては Tomita (2008) に詳細に記述されているため, そちらを参照されたい.

A.3.3 2-モーメントバルク法 (Seiki and Nakajima, 2013)

2-モーメントバルク法は, 水蒸気混合比 (q_v), 雲水混合比 (q_c), 雨水混合比 (q_r), 氷混合比 (q_i), 雪混合比 (q_s), 霰混合比 (q_g) に加えて, 各凝結物の数密度 (N_c , N_c , N_i , N_s , N_g) を予報する. 考慮している物理過程は, エアロゾルからの雲粒活性化, 凝結, 蒸発, 衝突併合, 凍結, 融解, 分裂, 落下である. それぞれの凝結物はガンマ分布

$$f_\xi(m_\xi) = \alpha_{sn13} m_\xi^{\nu_\xi} \exp(-\lambda_{sn13} m_\xi^{\mu_\xi}) \quad (51)$$

$$\alpha_{sn13} = \frac{\mu_\xi N_\xi}{\Gamma\left(\frac{\nu_\xi + 1}{\mu_\xi}\right)} \lambda_\xi^{\frac{\nu_\xi + 1}{\mu_\xi}} \quad (52)$$

$$\lambda_\xi = \left[\frac{\Gamma\left(\frac{\nu_\xi + 1}{\mu_\xi}\right)}{\Gamma\left(\frac{\nu_\xi + 2}{\mu_\xi}\right)} m_\xi \right]^{-\mu_\xi} \quad (\xi \in c, r, s, g) \quad (53)$$

を仮定して計算される. ここで m_ξ は雲粒の質量, $m_\xi = \rho q_\xi / N_\xi$ である. また氷粒子の形状は, 雲粒の最大次元

(D_{sn13}), および雲粒の表面積 (A_{hydro}) と質量の間に下記の式を満たすように診断的に与えられる.

$$D_{sn13} = a_{m,sn13} m^{b_{sn13}} \quad (54)$$

$$A_{hydro} = A_{sn13} m^{B_{sn13}} \quad (55)$$

ここで, A_{sn13} , B_{sn13} , $a_{m,sn13}$, b_{sn13} は定数である. これらの詳細な値, 各雲微物理仮定の計算式, 数値解法などについては Seiki and Nakajima (2013) および, 清木 (2010) に詳細に記述されているため, そちらを参照されたい.

A.3.4 1-モーメントビン法 (Suzuki et al. 2010)

1-モーメントビン法では7種類 (雲水, 氷晶3種 (板状, 柱状, 樹枝状), 雪片, 霰, 雹) の粒径分布を陽に予報する. 予報する粒径分布は $2\mu m \sim 3mm$ を網羅し, 幅広い粒径の範囲を網羅するために, 質量の対数座標 ($\log(m)$) を用いて粒径を表現している. 考慮している雲物理過程はエアロゾルからの活性化, 凝結, 蒸発, 衝突併合, 凍結, 融解, 落下である. 以下にその詳細を記述する.

雲粒の活性化は2種類の方法で計算可能である. 一つは活性化する雲粒数 (N_{nucl}) を診断的に与える手法で, 以下のように与えられる.

$$N_{nucl} = N_{0,nucl} S_w^k \quad (56)$$

ここで, S_w は水に対する過飽和度, $N_{0,nucl}$, k は経験的な定数である. この手法で計算された雲粒数を新たに発生する雲粒として最小ビンに加える. もう一方の手法は Köhler 理論 (Köhler, 1936) に従うもので, ある過飽和度に対して活性化する臨界半径 (r_{crit}) を計算し, 臨界半径以上のエアロゾルが雲として発生する手法である. この際エアロゾルのサイズに応じて発生する雲粒のサイズも変化する. 臨界半径は,

$$r_{crit} = \left(\frac{4}{27} \frac{A_{ko}^3}{B_{ko}} \frac{1}{S_w} \right)^{1/3}, \quad A_{ko} = \frac{2\sigma_{st}}{R_v \rho_L T}, \quad (57)$$

$$B_{ko} = i_v \frac{M_v}{M_{aero}} \frac{\rho_{aero}}{\rho_L}.$$

で与えられる. ここで σ_{st} , R_v , ρ_L , T , i_v , M_v , M_{aero} , ρ_{aero} は水の表面張力, 水蒸気の気体定数, 水の密度, 温度, van't Hoff 定数 (=2), 水の分子量, エアロゾルの分子量, エアロゾルの密度をそれぞれ表す.

凝結, 蒸発, 昇華過程は雲粒の質量の時間変化式 (例えば Rogers and Yau, 1989) を解くことで計算される.

$$\begin{aligned}
\frac{dm_\xi}{dt} &= C^{(\xi)}(m_\xi) G^{(\xi)}(T) S^{(\mu)} \\
G^{(\xi)}(T) &= \begin{cases} G_w(T) & (\xi: \text{liquid}) \\ G_i(T) & (\xi: \text{ice}) \end{cases} \\
G_w(T) &= \frac{4\pi}{\frac{R_v T}{e_w(T) D_v} + \frac{L_w}{KT} \left(\frac{L_w}{R_v T} - 1 \right)} \\
G_i(T) &= \frac{4\pi}{\frac{R_v T}{e_i(T) D_v} + \frac{L_i}{KT} \left(\frac{L_i}{R_v T} - 1 \right)} \\
S^{(\xi)} &= \begin{cases} S_w & (\xi: \text{liquid}) \\ S_i & (\xi: \text{ice}) \end{cases}
\end{aligned} \quad (58)$$

ここで $C^{(\xi)}(m_\xi)$ はキャパシタンスと呼ばれ、雲粒の形状に依存する。 S_i は氷に対する過飽和度、 L_w は蒸発と凝結に伴う潜熱、 L_i は昇華に伴う潜熱、 D_v は水蒸気の拡散係数、 K は空気熱伝導率、 e_w , e_i は水と氷の飽和水蒸気圧である。 $S^{(\xi)}$ が負の場合は蒸発、正の場合は凝結を表す。

衝突併合は Stochastic-Collision-equation (たとえば Rogers and Yau, 1989) :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f(m)}{\partial t} &= \int_0^{m/2} f(m') f(m-m') K(m', m-m') dm' \\
&\quad - f(m) \int_0^\infty f(m'') K(m, m'') dm''
\end{aligned} \quad (59)$$

$$\begin{aligned}
K(m, m') &= \pi(r(m) - r(m')) |V(m) \\
&\quad - V(m')|E_{col}(m, m')E_{coag}(m, m')
\end{aligned} \quad (60)$$

を解くことで計算される。ここで m は雲粒の質量、 $f(m)$ は雲粒数密度 (粒径分布)、 $V(m)$ は雲粒の終端落下速度、 E_{col} , E_{coag} は衝突係数と捕捉係数である。 $K(m, m')$ は衝突カーネルと呼ばれる。上記の式は異なる粒子種間の衝突併合 (Riming など) にも適用されている。異なる粒子種間で衝突が起こった際に生成される

表 2: 衝突によって生成される粒子種の一覧 (Large は大粒子の粒子種, Small は小粒子の粒子種を表す)。W, I, S, G, H は雲水, 氷晶, 雪片, 霰, 雹を表す。G/H は気温が 270.15 K より低い時は霰が, 270.15 K より高い時は雹が生成されることを示す。

Table 2: Category generated by the collision between large hydrometeors and small hydrometeors. The W, I, S, G, H means water drop (droplet), ice (plate, columnar, dendrite), snow, graupel, and hail, respectively. The G/H means that graupel (hail) is generated when the temperature is smaller (larger) than 270.15K

Small \ Large	W	I	S	G	H
W	W	G/H	G/H	G/H	G/H
I	I	S	S	I	I
S	S	S	S	S	S
G	G	G	G	G	G/H
H	H	G/H	G/H	G/H	H

粒子種は表 2 で与えられる。

凍結過程は, Bigg (1953) に従い, 凍結による液水数密度の減少を以下の式で与える。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} f^{(w)}(m) &= -\frac{f^{(w)}(m)}{\tau_{fr}} \\
\tau_{fr} &= \frac{\exp[b_{fr}(T_0 - T)]}{a_{fr} m}
\end{aligned} \quad (61)$$

ここで, $a_{fr} = 10^{-4} s^{-1}$, $b_{fr} = 0.66^\circ C^{-1}$ は経験的な定数である。また T_0 は 273.15 K である。式 (61) で与えられる数密度が凍結量として雹または板状の氷晶に変換される。凍結する際, 凍結する前の雲粒のサイズが $200 \mu m$ より大きい (小さい) 場合は雹 (板状の氷晶) が生成する。凍結した粒子のサイズは凍結前の水滴のサイズと等価として計算する。

融解過程は, 273.15 K 以上になった場合, 全ての氷物質が融解するという仮定で計算される。この仮定は改良する余地がある。

詳しい数値解法に関しては, Suzuki et al. (2010a) または, 鈴木 (2006) を参照されたい。

A.4 地表面過程と地表面フラックス

SCALE-LES では, 下部境界条件について以下 3 つのいずれかを選択することが可能である

(1) フラックスは固定, (2) 表面温度は固定, (3) 表面温度は変動。

A.4.1 モニン-オブコフの相似則

モニン-オブコフの相似則により, 地表面の運動量・熱・混合比フラックスの関係式は次のように表される。

$$\frac{k_c z}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \phi_m \left(\frac{z}{L} \right), \quad (62)$$

$$\frac{k_c z}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \phi_h \left(\frac{z}{L} \right), \quad (63)$$

$$\frac{k_c z}{q_*} \frac{\partial q}{\partial z} = \phi_q \left(\frac{z}{L} \right), \quad (64)$$

ここで, k_c はカルマン定数である。 L はオブコフ長であり,

$$L = \frac{\theta u_*^2}{k_c g \theta_*}, \quad (65)$$

g は重力加速度を表す。摩擦速度 u_* , 摩擦温位 θ_* , 摩擦混合比 q_* は運動量・顕熱・混合比の鉛直渦フラックスにより,

$$u_*^2 = -\overline{u'w'}, \quad (66)$$

$$u_* \theta_* = -\overline{w'\theta'}, \quad (67)$$

$$u_* q_* = -\overline{w'q'}, \quad (68)$$

と定義される。運動量粗度長 z_0 と高度 z の間の積分により, 式 (62) (63) は,

$$u(z) = \frac{u_*}{k_c} \{ \ln(z/z_0) - \Phi_m(z/L) + \Phi_m(z_0/L) \}, \quad (69)$$

$$\Delta\theta = R_{sf} \frac{\theta_*}{k_c} \{ \ln(z/z_0) - \Phi_h(z/L) + \Phi_h(z_0/L) \}, \quad (70)$$

ここで R_{sf} は運動量と熱輸送の渦拡散係数の比 (乱流プラントル数) である. また, $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ であり,

$$\Phi_m(z) = \int_{z_0}^z \frac{1 - \phi_m(z')}{z'} dz', \quad (71)$$

$$\Phi_h(z) = \int_{z_0}^z \frac{R_{sf} - \phi_h(z')}{R_{sf} z'} dz', \quad (72)$$

となる.

A.4.2 Louis [1979] モデル

Louis (1979) は鉛直渦フラックスの簡略化モデルを構築した. 彼のモデルにおいて, オブコフ長 L は,

$$L = \frac{\theta u_*^2}{g \Delta\theta} \{ \ln(z/z_0) - \Phi_m(z/L) + \Phi_m(z_0/L) \}^2, \quad (73)$$

となる. バルクリチャードソン数 Ri_B は,

$$Ri_B = \frac{g z \Delta\theta}{\theta u_*^2}, \quad (74)$$

である. 運動量・温位フラックスは次のように記述される.

$$u_*^2 = a_{sf}^2 u_*^2 F_m\left(\frac{z}{z_0}, Ri_B\right), \quad (75)$$

$$u_* \theta_* = \frac{a_{sf}^2}{R_{sf}} u \Delta\theta F_h\left(\frac{z}{z_0}, Ri_B\right), \quad (76)$$

ここで, $R_{sf} = 0.74$ とする (Businger et al. 1971). a_{sf} は次のように表され,

$$a_{sf}^2 = \frac{k_c^2}{\{ \ln(z/z_0) \}^2}, \quad (77)$$

中立状態における抵抗係数を示す. 不安定な大気状態 ($Ri_B < 0$) において, F_i ($i = m, h$) は自由対流の限界 ($u \rightarrow 0$) で $1/u$ (即ち $\sqrt{|Ri_B|}$) として振る舞い, 中立状態 ($Ri_B \rightarrow 0$) で 1 になることを考慮し,

$$F_i = 1 - \frac{b_{sf} Ri_B}{1 + c_{i,sf} \sqrt{|Ri_B|}}, \quad (78)$$

とする. 一方, 安定状態 ($Ri_B > 0$) では,

$$F_i = \frac{1}{(1 + b'_{sf} Ri_B)^2}, \quad (79)$$

とする. ここで, $b_{sf} = 2$, $b'_{sf} = 9.4$ である. さらに,

$$c_{i,sf} = d_{i,sf} a_{sf}^2 b_{sf} \sqrt{\frac{z}{z_0}}, \quad (80)$$

ここで, $d_{m,sf} = 7.4$, $d_{h,sf} = 5.3$ とする.

A.4.3 Uno et al. [1995] モデル

Uno et al. (1995) は, Louis (1979) モデルにおいて運動量粗度長 z_0 と熱粗度長 z_t が異なることを考慮する拡張を施した. z と z_t における温位の違い $\Delta\theta_t$ は次のように表される.

$$\begin{aligned} \Delta\theta_t &= R_{sf} \frac{\theta_*}{k} \{ \ln(z_0/z_t) - \Phi_h(z_0/L) + \Phi_h(z_t/L) \} + \Delta\theta_0, \\ &= R_{sf} \frac{\theta_*}{k} \ln(z_0/z_t) + \Delta\theta_0, \\ &= \Delta\theta_0 \left\{ \frac{R_{sf} \ln(z_0/z_t)}{\Psi_h} + 1 \right\}, \end{aligned} \quad (81)$$

ここで, $\Delta\theta_0 = \theta_z - \theta_{z_0} (= \Delta\theta)$ であり,

$$\Psi_h = \int_{z_0}^z \frac{\phi_h}{z'} dz', \quad (82)$$

さらに ϕ_h は $z_t < z < z_0$ における R_{sf} で推定される. 従って,

$$\Delta\theta_0 = \Delta\theta_t \left\{ \frac{R_{sf} \ln(z_0/z_t)}{\Psi_h} + 1 \right\}^{-1}, \quad (83)$$

となり, これは

$$Ri_{B0} = Ri_{Bt} \left\{ \frac{R_{sf} \ln(z_0/z_t)}{\Psi_h} + 1 \right\}^{-1}. \quad (84)$$

と等しい. 式 (75) (76) より,

$$\Delta\theta_0 = \frac{R_{sf} \theta_*}{k_c} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \frac{\sqrt{F_m}}{F_h}, \quad (85)$$

となるが, 一方で式 (63) (82) より,

$$\Delta\theta_0 = \frac{\theta_*}{k_c} \Psi_h, \quad (86)$$

となる. ゆえに,

$$\Psi_h = R_{sf} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \frac{\sqrt{F_m}}{F_h}, \quad (87)$$

となる. Ψ_h は Ri_{B0} の従属変数なので, 式 (84) を用いて Ri_{Bt} から直接 Ri_{B0} を計算することはできず, 反復法によって Ri_{B0} を解く必要がある. Ri_{Bt} を Ri_{B0} の第一推定値とし, ニュートン・ラプソン法により次の値を求める.

$$\hat{Ri}_{B0} = Ri_{Bt} - \frac{Ri_{Bt} R_{sf} \ln(z_0/z_t)}{\ln(z_0/z_t) + \hat{\Psi}_h}, \quad (88)$$

ここで, $\hat{\Psi}_h$ は Ri_{B0} の代わりに Ri_{Bt} を用いて推定された Ψ_h である. F_m , F_h , および Ψ_h を $\hat{Ri}_{B0}$ を用いて再計算し, そして式 (83) (75) (76) を用いて $\Delta\theta_0$, u_*^2 , $u_* \theta_*$ をそれぞれ計算する.

A.4.4 粗度長

Miller et al. (1992) は, チャーノックの関係による滑らかな表面の運動量粗度長と Smith (1988, 1989) の定常な熱・混合比粗度長を合わせた数値計算に基づき, 熱帯海洋上の運動量・熱・混合比粗度長を次のように求めた.

$$z_0 = 0.11 u / \nu_* + 0.018 u_*^2 / g, \quad (89)$$

$$z_t = 0.40 u / \nu_* + 1.4 \times 10^{-5}, \quad (90)$$

$$z_e = 0.62 u / \nu_* + 1.3 \times 10^{-4}, \quad (91)$$

ここで, ν_* は大気の動粘性係数 ($\sim 1.5 \times 10^{-5}$) であり, z_0 , z_t , z_e はそれぞれ運動量・熱・混合比の粗度長である. この式において, 摩擦速度 u_* は次のように推定される.

$$u_* = \sqrt{C_{m0}} u, \quad (92)$$

ここで, C_{m0} は定常バルク輸送係数であり, SCALELES では 1.0×10^{-3} を採用している.

陸面における運動量・熱・混合比粗度長はユーザが指定し, 与えている. 運動量粗度長は必ず指定する必要がある. 一方, 陸面において一般に $\ln(z_0/z_t)=2$ という関係があり (Garratt and Francey 1978), ユーザが z_0 のみを指定した場合はこの関係から z_t および z_e を決定する.

A.4.5 バルク輸送モデルにおける運動量・温位・混合比フラックス

式 (74) より, Ri_{Bt} , 即ち Ri_{B0} の第一推定値は次のように与えられる.

$$Ri_{Bt} = \frac{gz_{a0}(\theta_{a0} - \theta_{sfc})}{\bar{\Theta} u^2}, \quad (93)$$

ここで, 添え字 $a0$, sfc はそれぞれ, 大気最下層, 地表面における値であり, $\theta_{zt} = \theta_{sfc}$, $\bar{\Theta} = (\theta_{a0} + \theta_{sfc})/2$ という仮定を置いている. $\hat{\Psi}_h$ は Ri_{Bt} を用いて式 (87) (78) (79) から計算される. 最終的な Ri_{B0} は式 (88) から得られ, Ri_{B0} から最終的な Ψ_h が得られる. 従って, 運動量・熱・水蒸気に関するバルク輸送係数 C_m , C_h , C_e が次のように決定される.

$$C_m = \frac{k_c^2}{\ln(z_{a0}/z_0)} F_m(Ri_{B0}), \quad (94)$$

$$C_h = \frac{k_c^2}{R_{sf} \ln(z_{a0}/z_0)} F_h(Ri_{B0}) \left\{ \frac{R_{sf} \ln(z_0/z_t)}{\Psi_h} + 1 \right\}^{-1}, \quad (95)$$

$$C_e = \frac{k_c^2}{R_{sf} \ln(z_{a0}/z_0)} F_h(Ri_{B0}) \left\{ \frac{R_{sf} \ln(z_0/z_e)}{\Psi_h} + 1 \right\}^{-1}. \quad (96)$$

ゆえに, 地表面における運動量・温位・混合比フラックスは, 以下の通りに与えられる.

$$\overline{\rho_{sfc} u' w'} = -C_m u \rho_{sfc} u, \quad (97)$$

$$\overline{\rho_{sfc} v' w'} = -C_m u \rho_{sfc} v, \quad (98)$$

$$\overline{\rho_{sfc} w' w'} = -C_m u \rho_{sfc} w, \quad (99)$$

$$\overline{\rho_{sfc} \theta' w'} = -C_h u \rho_{sfc} (\theta_{a0} - \theta_{sfc}), \quad (100)$$

$$\overline{\rho_{sfc} q' w'} = -C_e u \rho_{sfc} (q_{a0} - q_{sfc, sat}), \quad (101)$$

ここで, $q_{sfc, sat}$ は地表面における飽和混合比である.

A.4.6 熱エネルギー収支

次に地表面における熱エネルギー収支を考える. 地表面が薄い層であることを仮定すると, 地表面における熱エネルギー収支は次のように記述される.

$$C_{s, sf} \frac{\partial T_{sfc}}{\partial t} = F_{SW} + F_{LW} - F_{LH} - F_{SH} + F_G, \quad (102)$$

ここで, $C_{s, sf}$ は表面熱容量である. F_{SW} , F_{LW} , F_{LH} , F_{SH} , F_G はそれぞれ, 正味短波放射フラックス, 正味長波放射フラックス, 潜熱フラックス, 顕熱フラックス, 地中熱フラックスを表す. 各フラックスは次式で表される.

$$F_{SW} = (1 - \alpha_{sf}) SW_i, \quad (103)$$

$$F_{LW} = F_{LWD} - \epsilon_{sf} \sigma T_{sfc}^4, \quad (104)$$

$$F_{LH} = L_h \rho_{sfc} C_e u \beta_{sf} [q_{s, sat}(T_{sfc}) - q_{a0}], \quad (105)$$

$$F_{SH} = c_p \rho_{sfc} C_h u \left[T_{sfc} - \left(\frac{p_{sfc}}{p_{a0}} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} T_{a0} \right], \quad (106)$$

$$F_G = -\frac{2\lambda_{sf}}{\Delta z_G} (T_{sfc} - T_G), \quad (107)$$

ここで, α_{sf} , ϵ_{sf} , σ , β_{sf} , λ_{sf} はそれぞれ, 短波アルベド, 長波射出率, ステファン・ボルツマン定数, 蒸発効率, 地層熱伝導率を, T_{sfc} , T_{a0} , T_G はそれぞれ地表気温, 大気第1層の気温, 地中気温を表す. SW_i , F_{LWD} はそれぞれ, 入力短波放射フラックス, 下向き長波放射フラックスを示す.

c_p , L_h , R_v はそれぞれ, 定圧比熱, 潜熱, 乾燥大気の気体定数を表す. 添え字 G は地中第一層における値を示す.

表面層厚を無限小と仮定すると, 式 (102) の左辺は無視でき,

$$0 = F_{SW} + F_{LW} - F_{LH} - F_{SH} + F_G, \quad (108)$$

とおける. ニュートン・ラプソン法を用いると, 時刻 $n+1$ における T_{sfc} を, 時刻 n における T_{sfc} の関数として表すことができ,

$$T_{sfc}^{n+1} = T_{sfc}^n - \frac{Re(T_{sfc}^n)}{dRe(T_{sfc}^n)/dT_{sfc}}, \quad (109)$$

とおける. ここで, Re は T_{sfc} に関する残差関数であり, 式 (108) より,

$$\begin{aligned} Re(T_{sfc}) = & (1 - \alpha_{sf}) SW_i + F_{LWD} - \epsilon_{sf} \sigma T_{sfc}^4 \\ & - L_h \rho_{sfc} C_e u \beta_{sf} [q_{s, sat}(T_{sfc}) - q_{a0}] \\ & - c_p \rho_{sfc} C_h u \left[T_{sfc} - \left(\frac{p_{sfc}}{p_{a0}} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} T_{a0} \right] \\ & - \frac{2\lambda_{sf}}{\Delta z_G} (T_{sfc} - T_G), \end{aligned} \quad (110)$$

となる. また $dRe(T_{sfc})/dT_{sfc}$ は,

$$\begin{aligned} \frac{dRe(T_{sfc})}{dT_{sfc}} = & -4\epsilon_{sf} \sigma T_{sfc}^3 - \frac{2\lambda_{sf}}{\Delta z_G} \\ & - L_h \rho_{sfc} \frac{dC_e(T_{sfc})}{dT_{sfc}} u \beta_{sf} [q_{s, sat}(T_{sfc}) - q_{a0}] \\ & - L_h \rho_{sfc} u \beta_{sf} \frac{dq_{s, sat}(T_{sfc})}{dT_{sfc}} \\ & - c_p \rho_{sfc} \frac{dC_h(T_{sfc})}{dT_{sfc}} u \left[T_{sfc} - \left(\frac{p_{sfc}}{p_{a0}} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} T_{a0} \right] \\ & - c_p \rho_{sfc} C_h u, \end{aligned} \quad (111)$$

となる. バルク輸送係数の微分値は数値的に計算する.

Tomita (2009) は, 幾つかの現実的な条件下で残差関数 Re がニュートン・ラプソン法の収束条件を満たさないことを示した. これに由来する計算不安定を回避するため, 式 (109) に減衰ファクター γ を導入する.

$$T_{sfc}^{n+1} = T_{sfc}^n - \gamma^n \frac{Re(T_{sfc}^n)}{dRe(T_{sfc}^n)/dT_{sfc}}, \quad (112)$$

γ^n の値の範囲は $-1 \leq \gamma^n \leq 1$ であり, γ^n が 1 の時, 式

(109) と同値である. γ^n は次のように決定される:

(A) $dRe(T_{sf}^n)/dT_{sf} > 0$ のとき, $\gamma^n = -1$, ただし $\gamma^{n+1} = 1$,

(B) 条件 (A) でない場合, $|Re(T_{sf}^n)| > |Re(T_{sf}^{n-1})|$ のとき, $\gamma^n = A_{sf}\gamma^{n-1}$,

(C) 条件 (B) でない場合, $\gamma^{n+1} = B_{sf}\gamma^n$, ただし $\gamma^{n+1} \leq 1$.

Tomita (2009) は計算が安定かつ十分に速く行われるようにするため, $(A_{sf}, B_{sf}) = (0.5, 1.1)$ としている.

A.4.7 水収支

陸面における水収支を考慮する際, SCALE-LES はバケツモデル (Manabe, 1969) を採用している. 即ち,

$$\frac{\partial W_{sf}}{\partial t} = P - E, \quad (113)$$

である. ここで, W_{sf} , P , E , はそれぞれ, 土壌水分量, 降水率, 実蒸発率である. 実蒸発率は, 地表面から上向きの混合比フラックスと蒸発効率 β_{sf} との積に等しい. β_{sf} は W_{sf} が十分に存在する場合は 1 となるが, W_{sf} が臨界値 W_k 未満の場合は W_{sf} の関数であると仮定し, 次のように表される.

$$\beta_{sf} = \frac{W_{sf}}{W_k}, \quad (114)$$

$$W_k = 0.75 W_{max} \quad (115)$$

ここで, W_{max} は土壌が含むうる水分の最大値である. W_{sf} が W_{max} を越えた場合, その量は流出量 R_{off} となり, $W_{sf} = W_{max}$ となる.

参考文献

- Ackerman, A. S., M. C. VanZanten, B. Stevens, V. Savic-Jovicic, C. S. Bretherton, A. Chlond, J.-C. Golaz, H. Jiang, M. Khairoutdinov, S. K. Krueger, D. C. Lewellen, A. Lock, C.-H. Moeng, K. Nakamura, M. D. Petters, J. R. Snider, S. Weinbrecht, and M. Zulauf (2009), Large-eddy simulations of a drizzling, stratocumulus-topped marine boundary layer, *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 1083-1110.
- Bigg, E. K., (1953), The formation of atmospheric ice crystals by the freezing of droplets, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **79**, 510-519.
- Bretherton, C. S., P. N. Blossey, and J. Uchida, (2007), Cloud droplet sedimentation, entrainment efficiency, and subtropical stratocumulus albedo, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L03813, doi: 10.1029/2006GL027648.
- Brown, A. R., S. H. Derbyshire, and P. J. Mason, (1994) Large-eddy simulation of stable atmospheric boundary layers with a revised stochastic subgrid model, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1485-1512.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, and E. F. Bradley, (1971), Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- Chen, J.-P., and D. Lamb (1994), Simulation of cloud microphysical and chemical process using a multicomponent framework. Part I: description of the microphysical model, *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2613-2630.
- Comstock, K. K., S. E. Yuter, R. Wood, and C. S. Bretherton (2007), The Three-Dimensional Structure and Kinematics of Drizzling Stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*, **135**, 3767-3783.
- Garratt, J. R. and R. J. Francey, (1978), Bulk characteristics of heat transfer in the unstable, baroclinic atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **15**, 399-421.
- Hashino, T., M. Satoh, Y. Hagihara, T. Kubota, T. Matsui, T. Nasuno, and H. Okamoto (2013), Evaluating cloud microphysics from NICAM against CloudSat and CALIPSO, *J. Geophys. Res.*, **118**, 7273-7292, doi: 10.1002/jgrd.50564.
- Iguchi, T., T. Nakajima, A. P. Khain, K. Saito, T. Takemura, and K. Suzuki (2008), Modeling the influence of aerosols on cloud microphysical properties in the east Asia region using a mesoscale model coupled with a bin-based cloud microphysics scheme, *J. Geophys. Res.*, **113**, D14215, doi: 10.1029/2007JD009774.
- Kajino, M., R. C. Easter, and S. J. Ghan (2013), Modal Bin Hybrid Model: A surface area consistent, triple-moment sectional method for use in process-oriented modeling of atmospheric aerosols, *J. Geophys. Res. Atmos.*, **118**, 10, 01110,040, doi: 10.1002/jgrd.50685.
- Kessler, E., (1969) On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. Meteor. Monogr., **32**, Amer. Meteor. Soc., 84 pp.
- Khain, A. P., A. Pokrovsky, and I. Sednev (1999), Some effects of cloud-aerosol interaction on cloud microphysics structure and precipitation formation: Numerical experiments with a spectral microphysics cloud ensemble model, *Atmos. Res.*, **52**, 195-220, doi: 10.1016/S01698095(99)00027-7.
- Köhler, H. (1936), The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets, *Transactions of the Faraday Society*, **43**, 1152.
- Kuba, N., and Y. Fujiyoshi (2006), Development of a cloud microphysical model and parameterizations to describe the effect of CCN on warm cloud, *Atmos. Chem. Phys.*, **6**, 2793-2810.
- Lilly, D. K., (1962), On the numerical simulation of buoyant convection, *Tellus*, **14**, 148-171.
- Louis, J.-F., (1979), A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Boundary-Layer Meteorol.*, **17**, 187-202.
- Lynn, B. H., A. P. Khain, J. Dudhia, D. Rosenfeld, A. Pokrovsky, and A. Seifeld (2005), Spectral (Bin) Microphysics Coupled with a Mesoscale Model (MM5). Part II: Simulation of a CaPE Rain Event with a Squall Line, *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 59-71.
- Manabe, S., (1969), Climate and the ocean circulation: I. The atmospheric circulation and the hydrology of the earth's surface. *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 739-774.
- Matheou, G., D. Chung, L. Nuijens, B. Stevens, and J. Teix-

- eira (2011), On the fidelity of Large-Eddy Simulation of shallow precipitating cumulus convection, *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 2918–2939.
- Mellado, J. P., (2010), The evaporatively driven cloud-top mixing layer, *J. Fluid. Mech.*, **660**, 5–36.
- Miller, M. J., A. C. M. Beljaars, and T. N. Palmer, (1992), The sensitivity of the ECMWF model to the parameterization of evaporation from the tropical oceans. *J. Climate*, **5**, 418–434.
- Miyamoto, Y., Y. Kajikawa, R. Yoshida, T. Yamaura, H. Yashiro, and H. Tomita (2013), Deep moist atmospheric convection in a subkilometer global simulation, *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 4922–4926, doi: 10.1002/grl.50944.
- Moeng, C.-H. and J. C. Wyngaard, (1998), Spectral analysis of large-eddy simulations of the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3573–3587.
- Nagao, T. M., K. Suzuki, and T. Y. Nakajima (2013), Interpretation of Multi wavelength-Retrieved Droplet Effective Radii for Warm Water Clouds in Terms of In-Cloud Vertical In-homogeneity by Using a Spectral Bin Microphysics Cloud Model, *J. Atmos. Sci.*, **70**, 2376–2392.
- Nakajima, T., and M. Tanaka, (1988), Algorithms for radiative intensities calculations in moderately thick atmospheres using a truncation approximation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **40**, 51–69.
- Nakajima, T., M. D. King, J. D. Spinhirne, and L. F. Radke, (1991), Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part II: Marine stratocumulus observations, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 728–751.
- Nakajima T. Y. and T. Nakajima (1995), Wide-area determination of cloud microphysical properties from NOAA AVHRR measurements for FIRE and ASTEX regions. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 4043–4059.
- Nakajima, Y. T., K. Suzuki, and G. L. Stephens (2010), Droplet growth in warm water clouds observed by the A-Train. Part II: A multisensory view. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 1897–1907.
- 西澤誠也, 佐藤陽祐, 八代尚, 宮本佳明, 吉田龍二, 富田浩文, and Team-SCALE, (2013), 広領域・高解像度実験のための気象 LES モデルの開発, *ながれ*, **32**, 149–152.
- Okamoto, H., T. Nishizawa, T. Takemura, K. Sato, H. Kumagai, Y. Ohno, N. Sugimoto, A. Shimizu, I. Matsui, and T. Nakajima, (2008), Vertical cloud properties in the tropical western Pacific Ocean: Validation of the CCSR/NIES/FRCGC GCM by shipborne radar and lidar. *J. Geophys. Res.*, **113**, D24213, doi: 10.1029/2008JD009812.
- Rogers R. R., and M. K. Yau (1989), 3rd ed. *A short course in cloud physics*, Pergamon Press, Oxford, U.K.
- Sato, Y., K. Suzuki, T. Iguchi, I.-J. Choi, H. Kadowaki, and T. Nakajima, (2012a), Characteristics of correlation statistics between droplet radius and optical thickness of warm clouds simulated by a three-dimensional regional-scale spectral bin microphysics cloud model, *J. Atmos. Sci.*, **69**, 484–503.
- Sato, Y., T. Y. Nakajima, and T. Nakajima, (2012b), Investigation of the vertical structure of warm cloud microphysical properties using the cloud evolution diagram, CFODD, simulated by three-dimensional spectral bin microphysical model., *J. Atmos. Sci.*, **69**, 2012–2030.
- 佐藤陽祐, 西澤誠也, 八代尚, 宮本佳明, 富田浩文, (2013), 計算科学から貢献する雲の本質的理解に向けた将来展望, 2013 年度日本気象学会春季大会予稿集, **103**, 422.
- Sato, Y., S. Nishizawa, H. Yashiro, Y. Miyamoto, and H. Tomita, (2014), Potential of retrieving shallow-cloud life cycle from future generation satellite observations through cloud evolution diagrams: A suggestion from a Large Eddy Simulation, *SOLA*, **10**, 10–14.
- Scotti, A., C. Meneveau, and D. K. Lilly, (1993), Generalized Smagorinsky model for anisotropic grids, *Phys. Fluids A*, **5**, 2306–2308.
- 清木達也 (2010), 非静力学モデルにおける 2 モーメント法微物理モデルの開発と雲の光学特性に関する研究, 東京大学, 博士論文.
- Seiki, T., and T. Nakajima (2013), Aerosol effects of the condensation process on a convective cloud simulation, *J. Atmos. Sci.*, accepted.
- Sekiguchi, M., and T. Nakajima, (2008), A k-distribution-based radiation code and its computational optimization for n atmospheric general circulation model, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **109**, 2779–2793.
- 瀬古弘, 齊藤和雄, 国井勝, 露木義, 三好建正 (2013), LETKF ネストシステムを用いた 2012 年 5 月 6 日のつくばの竜巻のアンサンブル予報実験, 2013 年度日本気象学会春季大会予稿集, **103**, 413.
- Shima, S., K. Kusano, A. Kawano, T. Sugiyama, and S. Kawahara, (2009), The super-droplet method for the numerical simulation of clouds and precipitation: A particle-based and probabilistic microphysics model coupled with a non-hydrostatic model, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **135**, 1307–1320.
- Smagorinsky, J., (1963), General circulation experiments with the primitive equations, *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 99–164.
- Smith, S. D., (1988), Coefficients for sea surface wind stress, heat flux and wind profile as a function of wind speed and temperature. *J. Geophys. Res.*, **93**, 15467–15472.
- Smith, S. D., (1989) Water vapour flux at the sea surface. *Bound.-Layer Meteor.*, **47**, 277–293.
- Stevens, B., Moeng, C.-H., Ackerman, A. S., Bretherton, C. S., Chlond, A., de Roode, S., Edwards, J., Golaz, J. C., Jiang, L., Khairoutdinov, M., Kirkpatrick, M. P., Lewellen, D. C., Lock, A., Muller, F., Stevens, D. E., Whelan, E., and Zhu, P., (2005) Evaluation of largeeddy simulations via observations of nocturnal marine stratocumulus, *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 1443–1462.
- 鈴木健太郎, (2006), 粒子成長に関わる雲微物理仮定の数値モデリングに関する研究, 東京大学, 博士論文.
- Suzuki, K., T. Nakajima, T. Y. Nakajima, and A. P. Khain (2010a), A study of microphysical mechanisms for correlation patterns between droplet radius and optical thickness of warm clouds with a spectral bin microphysics model, *J. Atmos. Sci.*, **67**, 1126–1141.
- Suzuki, K., T. Y. Nakajima, and G. L. Stephens, (2010b)

- Particle growth and drop collection efficiency of warm clouds as inferred from joint CloudSat and MODIS observations. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3019–3032.
- Suzuki, K., G. L. Stephens, and M. D. Lebsock (2013), Aerosol effect on the warm rain formation process: Satellite observations and modeling, *J. Geophys. Res.*, **118**, 170–184, doi: 10.1002/jgrd.50043.
- Tomita, H., (2008), New microphysical scheme with five and six categories by diagnostic generation of cloud ice, *J. Meteorol. Soc. Japan.*, **86A**, 121–142.
- Tomita, H., (2009), Analysis of spurious surface temperature at the atmosphere-land interface and a new method to solve the surface energy balance equation. *J. Hydrometeor.*, **10**, 833–844.
- Uno, I., X-M. Cai, D. G. Steyn, and S. Emori, (1995), A simple extension of the Louis method for rough surface layer modeling, *Bound- Lay. Meteorol.*, **76**, 395–409.
- van Zanten, M. C., B. Stevens, L. Nuijens, A. P. Siebesma, A. S. Ackerman, F. Burnet, A. Cheng, F. Couvreux, H. Jiang, M. Khairoutdinov, Y. Kogan, D. C. Lewellen, D. Mechem, K. Nakamura, A. Noda, B. J. Shipway, J. Slawinska, S. Wang, and A. Wyszogrodzki, (2011) Controls on precipitation and cloudiness in simulations of trade-wind cumulus as observed during RICO, *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **3**, doi: 10.1029/2011MS000056.
- Wang, H., and G. Feingold (2009) Modeling mesoscale cellular structures and drizzle in marine stratocumulus part II: The microphysics and dynamics of the boundary region between open and closed cells, *J. Atmos. Sci.*, **66**, 3257–3275.
- Wang, H., G. Feingold, R. Wood, and J. Kazil, (2010), Modelling microphysical and meteorological controls on precipitation and cloud cellular structures in Southeast Pacific stratocumulus, *Atmos. Chem. Phys.*, **10**, 6347–6362.
- Wang, H., P. J. Rasch, and G. Feingold (2011), Manipulating marine stratocumulus cloud amount and albedo: a process-modelling study of aerosol-cloud-precipitation interactions in response to injection of cloud condensation nuclei, *Atmos. Chem. Phys.*, **11**, 4237–4249.
- Yamaguchi, T. and D. Randall, (2011), Cooling of entrained parcels in a Large-Eddy simulation, *J. Atmos. Sci.*, **69**, 1118–1136.
- Yamaguchi, T., D. Randall, and M. R. Khairoutdinov (2011), Cloud modeling tests of the ULTIMATEMACHO scalar advection scheme, *Mom. Wea. Rev.*, **139**, 3248–3264.
- Yamaguchi, T. and G. Feingold (2012), Technical note: Large-eddy simulation of cloudy boundary layer with the Advanced Research WRF model, *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **4**, M09003, doi: 10.1029/2012MS000164.
- Yokoi, N (2011), Modeling the turbulent cross-helicity evolution: production, dissipation, and transport rates, *J. Turbulence*, **12**, N27 doi: 10.1080/14685248.2011.590495.
- Zalesak, S. T. (1979), Fully multi-dimensional flux-corrected transport algorithms for fluids, *J. Comput. Phys.*, **31**, 335–362.