

修士論文

3次元雲解像モデルを用いた放射対流平衡下での
降水システムの自己組織化に関する数値実験

畔野 貴弘

京都大学 大学院理学研究科
地球惑星科学専攻 地球物理学分野
大気科学分科 平成30年度入学

要旨

大気の放射冷却と対流による熱輸送が釣り合う放射対流平衡 (Radiative-Convective Equilibrium; RCE) 状態において、対流が自発的に組織化する現象が数値実験によって初めて発見された (Held et al., 1993). この降水システムの自己組織化は 25 年以上にわたり研究され続けており、特に Bretherton et al. (2005) では顕著な自己組織化が報告され、研究コミュニティにインパクトを与えた。近年は Wing et al. (2018) により Radiative-Convective Equilibrium Model Intercomparison Project (RCEMIP) が提唱され、相互比較実験の枠組みが整備されつつある。Bui et al. (2019) では、3次元雲解像モデルを用いた数値実験により、水平風が QBO (Quasi-Biennial Oscillation; 準2年周期振動) 的振動を起こすこと、降水パターンが準平衡状態、スコールライン型、バックビルディング型を交互に繰り返すことを示した。しかしこの実験では、水平領域が矩形で、水平解像度が 5 km とかなり粗いため、他の RCE 実験との比較が困難であった。

そこで本研究では、RCEMIP の枠組みに沿って水平領域を小さな正方形とし、水平解像度を高くした実験を行い、降水パターンの振る舞いを調べることにした。あわせて、Muller and Held (2012) で示された自己組織化の水平領域と解像度に対する依存性と、Tompkins and Semie (2017) で示された sub-grid scale (SGS) の乱流混合効果に対する依存性を再検討するため、この2つの系統的なパラメータスイープ実験を行った。その結果、成層圏において QBO 的振動が起こり、これが対流圏に伝播して水平風速が大きくなり、時間変動することにより、降水パターンに影響を与えることがわかった。降水パターンは、Bui et al. (2019) の結果とは異なるものの、ランダムに対流が起こる段階、降水域が集中する段階、風の影響を受けて降水域が広がる段階という、大きく分けて3段階の変動を起こすことが確認できた。また、水平領域の大小よりも、SGS 乱流混合効果のほうが自己組織化を支配していることが明らかになった。しかし、OLR (Outgoing Longwave Radiation) や鉛直速度を用いて組織化を定量化する指標である I_{org} を計算した結果は、SGS 乱流混合効果の差を有意に表すとは言えなかった。一方、大規模な下降流から組織

化を定量化する指標である SF (Subsidence fraction) を用いると、この SGS 乱流混合効果の差が現れた。

また、気候の変化に対する降水システムの感度を調べるために、本研究では、SST (Sea-Surface Temperature) を 293 K から 307 K まで変化させ、他の条件は固定して実験を行ったところ、SST が高くなるにつれて OLR の最小値が小さくなり、降水強度が高まることが明らかになった。一方、組織化の観点からは、SST がどの値でも組織化が起こり、 I_{org} を計算しても各実験に依存するような結果は得られなかった。

本研究では計算資源の制約から小さな正方形領域での実験にとどまったが、RCEMIP の趣旨に沿った近年の研究では、小さな正方形領域での実験はあまり重視されておらず、本研究はその性質を明らかにした点に意義がある。また、成層圏変動が降水パターンに与える影響について長時間実験によって研究した例は Bui et al. (2019) 以外にはほとんどない。SST 変化実験では、SST の違いが降水強度の差につながるということに言及した例は少なく、新たな知見が得られた。

目次

要旨	i
第 1 章 序論	1
1.1 降水システムの自己組織化	1
1.2 本研究の目的	5
第 2 章 実験設定と解析手法	7
2.1 数値モデル	7
2.2 解析手法	15
第 3 章 数値的条件の検討	18
3.1 先行研究	18
3.2 実験設定	20
3.3 結果	21
3.4 議論	23
第 4 章 SST 変化実験	37
4.1 先行研究	37
4.2 実験設定	39
4.3 結果	39
4.4 議論	47
第 5 章 結論	54

謝辭

57

參考文獻

58

目次

1.1	領域平均した水平風速の高度-時間変化と、地上降水量の水平-時間変化 (Held et al., 1993).	2
1.2	SST を (a) 25°C, (b) 30°C とした場合の地上降水量の水平-時間変化 (Held et al., 1993).	3
2.1	計算領域の設定の概要.	14
2.2	上昇流のあるセルの検出の模式図 (Tompkins and Semie, 2017).	16
2.3	累積分布関数の比較の模式図 (Tompkins and Semie, 2017).	17
3.1	水平領域の大きさと解像度に対し、実験終了時に組織化していたかどうかを示した相図 (Muller and Held, 2012). 組織化していたものは赤丸、していなかったものは×で示されている. (a) 一様な初期条件から始めた場合. (b) 組織化した初期条件から始めた場合.	19
3.2	組織化した初期条件から始め、組織化が解消するまでの時間 (Muller and Held, 2012). 黒丸は組織化が維持されたことを示す.	19
3.3	70 日後の大気上端における OLR (Tompkins and Semie, 2017). (a) 3-D Smagorinsky と大気境界層スキームを組み合わせた場合. (b) 3-D Smagorinsky の場合. (c) 2-D Smagorinsky と大気境界層スキームを組み合わせた場合. (d) TKE closure と大気境界層スキームを組み合わせた場合.	20
3.4	領域平均水平風速の時間変化.	22
3.5	$t = 2.46$ 日における降水量のスナップショット.	24

3.6	$t = 36.75$ 日における降水量のスナップショット.	25
3.7	$t = 271.17$ 日における降水量のスナップショット.	26
3.8	南北平均（上段），東西平均（下段）した 1 時間降水量の時間変化.	27
3.9	領域平均 1 時間降水量の時間変化. 白実線は 30 日移動平均値，白破線は 30 日移動区間での四分位数.	28
3.10	領域平均 OLR の時間変化.	29
3.11	1 時間平均 OLR を用いた I_{org} の時間変化.	31
3.12	雲頂温度を用いた I_{org} の時間変化.	32
3.13	500hPa 面鉛直風速を用いた I_{org} の時間変化.	33
3.14	SF の時間変化.	35
3.15	各実験の SF の時間変化を個別に示したもの.	36
4.1	領域平均 OLR の 1 時間平均の時間変化 (Wing and Emanuel, 2014).	38
4.2	(a) SST の関数としての組織化が起こる確率，(b) SST によって，組織 化を支配するそれぞれの仕組みが相対的にどの程度寄与するかを表した 概念図 (Coppin and Bony, 2015).	39
4.3	気柱相対湿度の南北平均のホフメラー図 (Wing and Cronin, 2016).	40
4.4	領域平均気温の鉛直プロファイル.	41
4.5	SST と領域平均地上気温の関係.	42
4.6	$t = 2$ 日における 1 時間降水量のスナップショット.	43
4.7	$t = 25$ 日における 1 時間降水量のスナップショット.	44
4.8	南北平均（上段），東西平均（下段）した 1 時間降水量の時間変化.	45
4.9	領域平均 1 時間降水量の時間変化.	46
4.10	SST と領域平均 1 時間降水量の関係.	48
4.11	1 時間降水量のヒストグラム. 縦軸は対数軸.	49
4.12	SST と領域平均 OLR の関係.	50
4.13	SST と OLR の関係.	50
4.14	1 時間平均 OLR の最小値の時間変化.	51
4.15	1 時間平均 OLR を用いた I_{org} の時間変化.	52

4.16	500hPa 面鉛直風速を用いた I_{org} の時間変化.	53
------	---	----

第 1 章 序論

放射対流平衡実験によって降水システムの自己組織化が起こることが初めて確認されたのは 1993 年のことで、25 年以上にわたり研究が行われてきている。近年は、種々のモデルによって行われてきた研究結果を相互に比較するため、モデル間比較のための国際的な共同研究プロジェクトが立ち上がっている。本章では、Wing et al. (2017) を参考に、降水システムの自己組織化に関するこれまでの研究を紹介し、本研究の目的を述べる。

1.1 降水システムの自己組織化

放射対流平衡は、潜熱輸送がない場合に大気と地表が至る統計的な平衡状態であり、ここでは正味の放射冷却と対流加熱とが釣り合っている。この平衡状態は、熱帯大気の理想化された状態であり、さまざまなモデル結果の診断に利用されている。

降水システムの自己組織化とは、放射対流平衡の数値シミュレーションにおいて、一様な境界条件や強制を課しているにも関わらず、対流が自発的に空間的に組織化することである (Wing et al., 2017)。放射対流平衡状態においてこのような不安定は、対流、放射、周囲の水分、および地表面のフラックスの相互作用からもたらされると考えられている。

放射対流平衡下において降水システムの自己組織化が起こることを初めて報告したのは Held et al. (1993) である。領域 $640 \text{ km} \times 26 \text{ km}$ 、水平解像度 5 km の $x-z$ 2 次元雲システム解像モデルを用いた Held らの実験では、水平風速の QBO 的振動と降水システムの自己組織化が起こることが明らかになっている (図 1.1)。また、Held らは、 25°C と 30°C の 2 通りの SST (Sea-Surface Temperature) で実験を行い、 30°C の場合のほうが降水が伝播しやすいという結果を得た (図 1.2)。

Held et al. (1993) 以後、3 次元領域でも実験が行われるようになり、Bretherton et al. (2005) は、3 次元領域においても同様に降水システムの自己組織化が起こることを報告している。Bretherton らの実験は、水平領域 $576 \times 576 \text{ km}$ 、解像度 3 km の 3 次元雲解像モデル (Cloud-resolving model; CRM) によって行われた。ここでは、雲微物理には固

相を考慮しない Kessler スキーム (Kessler, 1969) が用いられていたことに注意する必要がある。また, Bretherton らは多くの感度実験を行い, 次のような結果を得ている。

- 水平領域の大きさを変化させたところ, 384×384 km 以上でなければ組織化は起きなかった。
- 領域平均の風速を地表で 0 m/s, 5 km 以下で西風 10^{-3} m/s, 5 km 以上で西風 5 m/s となるように緩和時間 2 時間でナッジングを行ったところ, 組織化が起これにくくなった。

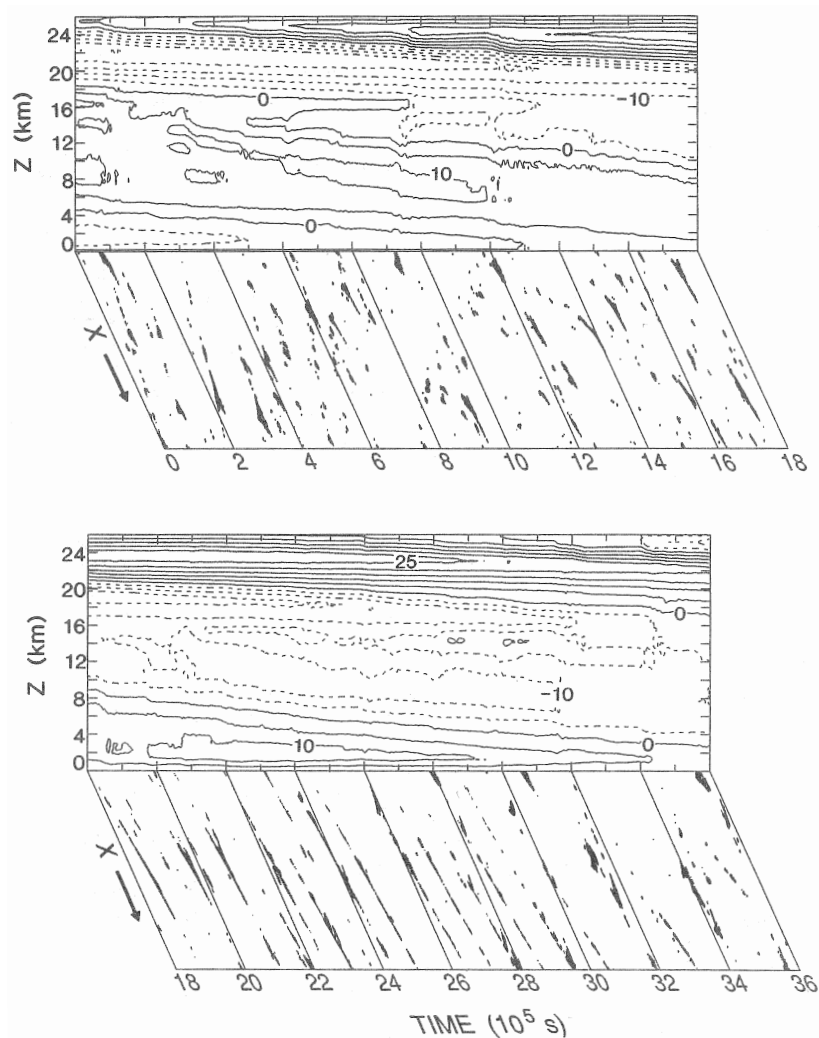


図 1.1 領域平均した水平風速の高度-時間変化と, 地上降水量の水平-時間変化 (Held et al., 1993).

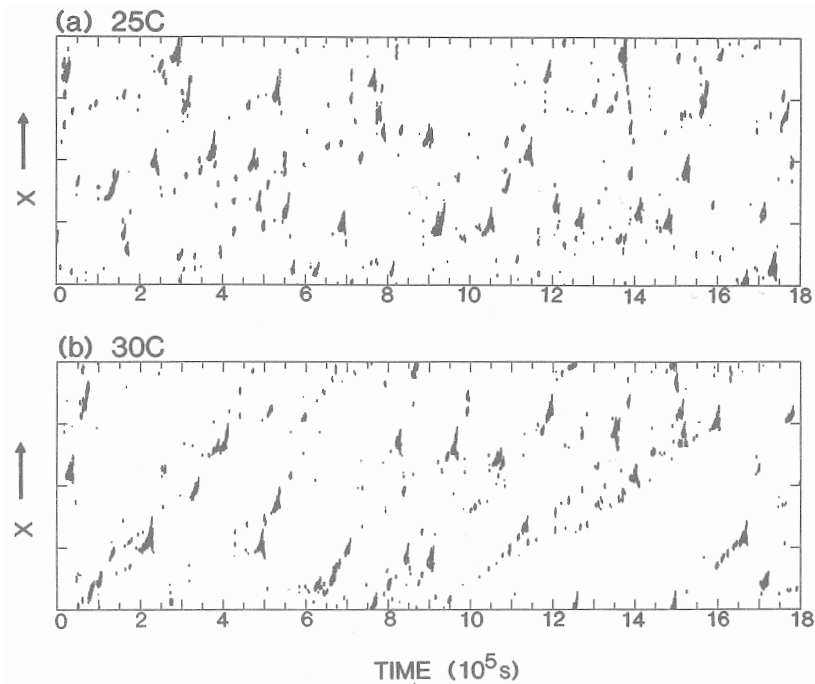


図 1.2 SST を (a) 25°C, (b) 30°C とした場合の地上降水量の水平-時間変化 (Held et al., 1993).

これらの研究以降，降水システムの自己組織化に焦点を当てたさまざまな研究が行われてきているものの，それらは多種多様なモデルや実験設定によって得られた結果であり，直接に比較対照するには不適切であった．そこで，モデル間での実験結果の直接比較を行うべく，2018年に Radiative-Convective Equilibrium Model Intercomparison Project (RCEMIP) が立ち上げられた (Wing et al., 2018)．RCEMIP では，次の3つの目的を掲げ，さまざまなモデルにおける RCE 実験の結果を集約している．

1. 温暖化に対する雲の応答や，RCE の気候感度を調べる．
2. RCE における，対流の組織化や熱帯の循環レジームの温度依存性を調べる．
3. 上の結果を含めた RCE 状態のモデル間における頑健性 (robustness) を調べる．

RCEMIP では，実験結果を比較できるように，次のような設定で実験を行うことを要請している．

- 下端境界条件として，SST は水平一様かつ一定とした上で，最低でも 295, 300, 305 K の3通りの実験を行うこと．

- モデル下端は海面とし、海水や陸地がないようにすること。
- 水平一様かつ一定な太陽放射を与え、日変化や季節変化がないようにすること。
- モデルは水平一様な温度と水分を与え、無風状態で初期化すること。対流が起こりやすいように、対称性を破るランダムノイズを加えること。
- 非回転で実験を行うこと。すなわち、コリオリパラメータ f や自転角速度 Ω は 0 であること。

最近では、RCEMIP の趣旨に沿って進められた実験も報告され始めている。Yanase and Takemi (2018) は、CRM による高解像度の RCE 実験を行い、水平解像度が雲の構造に大きく影響するということを示している。ただし、彼らの実験は太陽放射の日変化を取り入れていることに注意が必要である。

Arnold and Putman (2018) は、領域を区切った全球大気モデルを用いて、水平領域の大きさと解像度についてのパラメータスイープ実験を行った。彼らの実験では、水平領域を 1320 km 四方にとり、解像度を 55 km とした場合に組織化が起こり、この解像度を 3 km まで細かくしても組織化が維持されることが示された。また、水平領域を大きくしていくと、9900 km 四方の場合には、組織化したセルが領域内に複数現れることが示された。

Ohno and Satoh (2018) は、全球モデル NICAM (Nonhydrostatic ICosahedral Atmospheric Model) で水平解像度を 14 km として実験を行い、鉛直解像度と雲微物理スキーム、SST について検討を行っている。従来の GCM (General Circulation Model; 大気大循環モデル) による実験では積雲対流パラメタリゼーションを用いており、気候が温暖化すると上層雲量が減ることがわかっているが、Ohno and Satoh (2018) では、積雲対流をパラメタライズせず、雲微物理スキームを用いて解像することにより、気候の温暖化に対して上層雲量が多くなることを示した。また、SST に対する雲量の応答は、鉛直解像度と雲微物理スキームの両方に依存していると考えられ、放射によって駆動された鉛直循環が弱くなっても上層雲量が増えうることを報告している。

一方、これらの研究の流れとは別に、Yoden et al. (2014) は、Held et al. (1993) の鉛直 2 次元領域モデルにおいてパラメータスイープ実験を行い、Held et al. (1993) で報告された QBO 的振動や降水システムの自己組織化を再確認した。Nishimoto et al. (2016)

では、同モデルで得られた実験結果の重力波解析を行っている。成層圏では上向きの重力波による運動量輸送が卓越していてこれが成層圏の平均東西風の加速に寄与していること、対流圏では傾いた対流による運動量輸送と下向きの重力波による運動量輸送があり、前者が卓越していることを明らかにした。また、対流の組織化は平均東西風速の変動に左右され、スコールライン型の降水とバックビルディング型の降水が交互に現れることを示した。Bui et al. (2017) では、モデルの上端を下げても QBO 的振動は頑健 (robust) に起こることを示している。また、地表付近の平均東西風と降水強度には正の相関があり、風速を 0 に近づけるナッジングを対流圏下層に施すと平均降水量の変動が抑えられるが、このナッジングを対流圏中層や上層にまで施すと降水強度が再び変動することから、中層や上層の平均東西風と降水強度には負の相関があることを示した。

Bui et al. (2019) ではこれらの研究で用いてきた 2 次元領域モデルを 3 次元領域に拡張し、長時間実験を行った。対流の組織化にのみ焦点を当てた実験ではモデル上端を 30 km より下にとることが多いが、Bui らの実験ではモデル上端を 40 km とし、成層圏が対流圏に及ぼす影響をより詳しく調べた。ここでも QBO 的振動が認められ、水平風の鉛直プロファイルは反時計回りに螺旋状になることが明らかになった。また、降水システムの自己組織化については、準定常状態、スコールライン型、バックビルディング型の降水パターンが代わる代わる現れることを明らかにした。ただし、Bui らの実験は、水平に $640 \text{ km} \times 160 \text{ km}$ の矩形領域で、水平解像度が 5 km とかなり粗く、ほかの実験結果と直接比較することは困難である。

1.2 本研究の目的

以上のように、放射対流平衡実験による降水システムの自己組織化に関する研究は種々のモデルで行われてきているが、それらの結果を統一的に把握できる段階にはなく、個別の現象論的記述を積み重ねる段階にある。そもそも、熱帯における湿潤対流やその組織化したものの多階層での相互作用や連結過程は、高度に非線形であり、その研究は数値的なものに頼らざるを得ないという側面もある。本研究では、Bui et al. (2019) の実験設定を活かしつつ、Wing et al. (2018) の枠組みに沿い、今後発表されるであろう種々の実験結果と相互に比較可能な実験を行うことを目的とする。

Muller and Held (2012) は、対流が組織化するためには水平領域を大きくとり、水平解像度を粗くする必要があることを明らかにした。一方、Tompkins and Semie (2017) は、SGS 乱流混合の効果の強さによって、組織化の度合いが大きくなることを明らかにしている。これらの詳しい結果については後述するが、降水システムの自己組織化をもたらす数値的な条件について未だ議論の余地があることは論を俟たないであろう。そこで、本研究では、自己組織化に関して次の2つの観点から実験を行い、考察を加える。

- 降水システムの自己組織化が起きるための数値的条件について考察する。具体的には、水平領域の大きさ・解像度、および渦拡散スキームのどちらがより支配的であるかを調べる。
- 降水システムの自己組織化に対する物理的条件の寄与について考察する。具体的には、SST が組織化にどのような影響を及ぼすかを調べる。

本論文の以降の構成は次の通りである。第2章では、本研究に用いた数値モデルの概要と、すべての実験に共通する実験設定、および解析に使用する指標について説明する。次に、第3章で、数値的条件の検討のために行った実験の結果を示し、考察を加える。第4章では、物理的条件の検討として SST を変化させた実験の結果を示し、議論する。第5章では本研究の数値実験から得られた結論をまとめる。

第 2 章 実験設定と解析手法

本章では、本研究に用いる数値モデルと基本的な実験設定、および解析手法について述べる。

2.1 数値モデル

大気モデルは、Weather Research and Forecasting (WRF; Skamarock and Klemp, 2008; Skamarock et al., 2008) Version 3.9.1.1 を用いる。WRF は数値天気予報および大気シミュレーションの領域モデルであり、研究や現業で広く用いられている。大気の数値モデルでは、予報変数を何らかの形で離散化する必要がある。代表的なものに差分法やスペクトル法がある。WRF では差分法を採用しており、支配方程式系に施す平均操作に応じた値を格子点上に代表値として持たせている。本節では、WRF の格子点スケール (Grid-scale; GS) での支配方程式や、格子点間の距離未満のスケール (Sub-grid scale; SGS) で起きる現象を格子点上に反映させる物理過程の概要を紹介する。

2.1.1 支配方程式

WRF では、地形に沿った鉛直座標を用いて定式化している。この座標 η は、

$$\eta = (p_h - p_{ht})/\mu, \quad \text{ただし } \mu = p_{hs} - p_{ht}, \quad (2.1)$$

で表される。 p_h は圧力の静水圧成分であり、 p_{hs}, p_{ht} はそれぞれ地表と上端における値を表す。この座標の定義は、多くの静水圧大気モデルで用いられてきた σ 座標と同じであり、その値は地表で 1、上端で 0 となる。

$\mu(x, y)$ は座標 (x, y) における単位面積あたりの気柱の質量を表す。よって、物理変数はフラックス形で

$$\mathbf{V} = \mu \mathbf{v} = (U, V, W), \quad \Omega = \mu \dot{\eta}, \quad \Theta = \mu \theta, \quad (2.2)$$

と表すことができる。 $\mathbf{v} = (u, v, w)$ は水平2方向および鉛直方向の速度， $\omega = \dot{\eta}$ は η 鉛直速度である。また， θ は温位を表す。これ以外に，非保存な変数としてジオポテンシャル $\phi = gz$ ，圧力 p ，比容 $\alpha = 1/\rho$ を定義する。これらを用いると，フラックス形のオイラー方程式が次のように書ける。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}u) - \frac{\partial p\phi_\eta}{\partial x} + \frac{\partial p\phi_x}{\partial \eta} = F_U, \quad (2.3a)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}v) - \frac{\partial p\phi_\eta}{\partial y} + \frac{\partial p\phi_y}{\partial \eta} = F_V, \quad (2.3b)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}w) - g \left(\frac{\partial p}{\partial \eta} - \mu \right) = F_W, \quad (2.3c)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}\theta) = F_\Theta, \quad (2.3d)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0, \quad (2.3e)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{\mu} [(\mathbf{V} \cdot \nabla \phi) - gW] = 0. \quad (2.3f)$$

また，比容についての診断式

$$\frac{\partial \phi}{\partial \eta} = -\alpha\mu, \quad (2.3g)$$

と，状態方程式

$$p = p_0 \left(\frac{R_d \theta}{p_0 \alpha} \right)^\gamma, \quad (2.3h)$$

が得られる。ただし，添字 x, y, η は微分を表し， a を一般的な変数として，

$$\nabla \cdot \mathbf{V}a = \frac{\partial Ua}{\partial x} + \frac{\partial Va}{\partial y} + \frac{\partial \Omega a}{\partial \eta}, \quad (2.4)$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla a = U \frac{\partial a}{\partial x} + V \frac{\partial a}{\partial y} + \Omega \frac{\partial a}{\partial \eta}, \quad (2.5)$$

である。また， $\gamma = c_p/c_v = 1.4$ は乾燥大気の比熱比， R_d は乾燥大気の気体定数， p_0 は基準となる圧力（一般には 10^5 Pa）である。(2.3) 式の右辺に現れる F_U, F_V, F_W, F_Θ はモデルの物理過程，乱流混合，球座標投影，地球の自転による強制項を表している。

これを湿潤大気に適用する。鉛直座標は

$$\eta = (p_{dh} - p_{dht})/\mu_d, \quad (2.6)$$

と書ける。ただし， μ_d は乾燥大気の気柱質量， p_{dh}, p_{dht} は乾燥大気の静水圧圧力とその上端における値である。各変数は

$$\mathbf{V} = \mu_d \mathbf{v}, \quad \Omega = \mu_d \dot{\eta}, \quad \Theta = \mu_d \theta. \quad (2.7)$$

これらの定義を用いると、湿潤大気に対するオイラー方程式が次のように書ける。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}u) + \mu_d \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{\alpha}{\alpha_d} \frac{\partial p}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = F_U, \quad (2.8a)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}v) + \mu_d \alpha \frac{\partial p}{\partial y} + \left(\frac{\alpha}{\alpha_d} \frac{\partial p}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = F_V, \quad (2.8b)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}w) - g \left(\frac{\alpha}{\alpha_d} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \mu_d \right) = F_W, \quad (2.8c)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}\theta) = F_\Theta, \quad (2.8d)$$

$$\frac{\partial \mu_d}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0, \quad (2.8e)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{\mu_d} [(\mathbf{V} \cdot \nabla \phi) - gW] = 0, \quad (2.8f)$$

$$\frac{\partial Q_m}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}q_m) = F_{Q_m}. \quad (2.8g)$$

また、比容についての診断式

$$\frac{\partial \phi}{\partial \eta} = -\alpha_d \mu_d, \quad (2.8h)$$

と、状態方程式

$$p = p_0 \left(\frac{R_d \theta_m}{p_0 \alpha_d} \right)^\gamma, \quad (2.8i)$$

が得られる。 $\alpha_d = 1/\rho_d$ は乾燥大気の比容、 $\alpha = \alpha_d(1 + q_v + q_c + q_r + q_i + \dots)^{-1}$ はすべてのパーセルの密度を考慮した比容である。 $q_{v,c,r,\dots}$ は水蒸気、雲水、雨水、…の混合比である。 $\theta_m = \theta(1 + (R_v/R_d)q_v) \approx \theta(1 + 1.61q_v)$ であり、 $Q_m = \mu_d q_m$ ($q_m = q_{v,c,r,\dots}$) である。

時間差分には3次の Runge-Kutta 法を用い、移流項の差分には水平5次、鉛直3次のスキームを用いている。空間方向の離散化は Arakawa C-grid による。

2.1.2 物理過程

2.1.2.1 雲微物理

雲微物理スキームには、WRF Single-Moment 6-class (WSM6) スキーム (Hong and Lim, 2006) を用いる。このスキームは、1-モーメントバルク法を用いており、水を水蒸気、雲水、雨水、氷、あられ、雪の6つに分類し、それぞれの混合比を予報する。また、雪とあられの混合相の落下速度を計算する新たな手法が導入されており、雲解像計算に対して最適なスキームである。

2.1.2.2 長波・短波放射

放射スキームには、長波・短波とも Rapid Radiative Transfer Model for GCMs (RRTMG) スキーム (Iacono et al., 2008) を用いる。RRTMG スキームは、相関 k-分布法を用いたスペクトル帯スキームである。本研究では、Wing et al. (2018) で要請されているように、短波放射の日変化・季節変化を取り除く変更を行っている。以下にその方法を詳述する (Bui, 2017)。

太陽定数を $S_0 = 1370 \text{ W/m}^2$ 、太陽天頂角を θ_s 、太陽と地球の距離とその平均をそれぞれ d, \bar{d} とおけば、ある時刻における単位面積あたりの太陽入射フラックス S は

$$S = S_0 \left(\frac{\bar{d}}{d} \right)^2 \cos \theta_s, \quad (2.9)$$

と表すことができる。すなわち、太陽放射の日変化を表すのが $\cos \theta_s$ であり、季節変化を表すのが \bar{d}/d である。

季節変化は赤緯 δ によって表される。赤緯は、天球上で地球の赤道面の延長を 0° 、北極側の地軸の延長を 90° 、南極側の地軸の延長を -90° と定義した緯度であり、太陽の赤緯は北半球の夏至で最小値 -23.5° 、北半球の冬至で最大値 23.5° をとる。太陽の南中したときの位置からの角度を時刻で表したものを時角といい、これを h で表すと、 θ_s は緯度 ϕ を用いて

$$\cos \theta_s = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos h, \quad (2.10)$$

と表すことができる。太陽が沈んでいる間は、 $\cos \theta_s$ の値は負になる。また、日の出と日の入りのときの時角は $h_0 = -\tan \phi \tan \delta$ で表される。したがって、1時間あたりの平均の太陽放射は、 S を日の出から日の入りまで積分して24時間で割ればよく、

$$\bar{Q}^{day} = \frac{S_0}{\pi} \left(\frac{\bar{d}}{d} \right) (h_0 \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \sin h_0), \quad (2.11)$$

となる。ただし、 h_0 の単位はラジアンとする。

WRF では、 $\delta, S_0(\bar{d}/d)^2, \cos \theta_s$ の3つの量を変数として保持しているため、これらを変更することで日変化と季節変化を取り除くことができる。まず、季節変化を取り除くには、 $\delta = 0$ とし、 $S_0(\bar{d}/d)^2 = 1370 \text{ W/m}^2$ で一定とすればよい。次に、日変化を取り除くには、合計で1日分の太陽放射が入射するように $\cos \theta_s$ の値を適切に設定する必要がある。

る。この角度を θ_{s0} とすると、(2.11) から

$$\cos \theta_{s0} = \frac{1}{\pi} (h_0 \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \sin h_0), \quad (2.12)$$

である。ここで、赤道上 ($\phi = 0$)、春分の日 ($\delta = 0$) とすれば、 $h_0 = \pi/2$ である。したがって、

$$\cos \theta_{s0} = \frac{1}{\pi}. \quad \therefore \theta_{s0} = 1.24685\dots, \quad (2.13)$$

となる。このとき、入射フラックスは $S = 1370/\pi \approx 436 \text{ W/m}^2$ となる。

2.1.2.3 乱流混合

SGS の乱流混合効果を GS に反映するため、(2.8) の右辺の F_U, F_V, F_W の一部に存在する応力テンソル τ を GS 値でパラメタライズする必要がある。 τ の各成分は歪み速度テンソル D を用いて

$$\tau_{11} = -\mu_d K_h D_{11}, \quad (2.14a)$$

$$\tau_{12} = \tau_{21} = -\mu_d K_h D_{12}, \quad (2.14b)$$

$$\tau_{22} = -\mu_d K_h D_{22}, \quad (2.14c)$$

$$\tau_{13} = \tau_{31} = -\mu_d K_v D_{13}, \quad (2.14d)$$

$$\tau_{23} = \tau_{32} = -\mu_d K_v D_{23}, \quad (2.14e)$$

$$\tau_{33} = -\mu_d K_v D_{33}, \quad (2.14f)$$

と表される。歪み速度テンソル D の各成分は、モデル面高度 z が水平方向に一様であると仮定すると

$$D_{11} = 2 \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (2.15a)$$

$$D_{12} = D_{21} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}, \quad (2.15b)$$

$$D_{22} = 2 \frac{\partial v}{\partial y}, \quad (2.15c)$$

$$D_{13} = D_{31} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}, \quad (2.15d)$$

$$D_{23} = D_{32} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}, \quad (2.15e)$$

$$D_{33} = 2 \frac{\partial w}{\partial z}, \quad (2.15f)$$

と表される。ここで、渦粘性係数 $K_{h,v}$ の値を決定するため、本研究では2つのスキームを比較検討する。

2-D Smagorinsky 2-D Smagorinsky^{*1} スキームは、 K_h のみを水平の変形場から決定し、 K_v は大気境界層スキームから得る。このスキームでは、 K_h は差分化した形で

$$K_h = C_s^2 l^2 \left[0.25(D_{11} - D_{22})^2 + \overline{D_{12}^2}^{xy} \right]^{1/2}, \quad (2.16)$$

と計算される。ここで、 $C_s = 0.25$ は Smagorinsky 定数、 $l = (\Delta x \Delta y)^{1/2}$ は水平方向の長さスケールである。また、 $\overline{D_{12}^2}^{xy}$ は、 D_{12}^2 を x, y の順に隣接するグリッドで平均することを表している（以下でも同様）。

3-D Smagorinsky 3-D Smagorinsky^{*1} スキームは、 K_h と K_v を Smagorinsky-Lilly の1次乱流クロージャーによって計算する。具体的には、次の式に従う。

$$K_{h,v} = C_s^2 l_{h,v}^2 \max \left[0, (D^2 - Pr^{-1} N^2)^{1/2} \right]. \quad (2.17)$$

ただし、 Pr はプラントル数であり、ここでは一般的な値として $Pr = 0.25$ である。また、 $l_h = (\Delta x \Delta y)^{1/2}$, $l_v = \Delta z$ はそれぞれ水平方向、鉛直方向の長さスケールであり、

$$D^2 = \frac{1}{2} [D_{11}^2 + D_{22}^2 + D_{33}^2] + \left(\overline{D_{12}}^{xy} \right)^2 + \left(\overline{D_{13}}^{x\eta} \right)^2 + \left(\overline{D_{23}}^{y\eta} \right)^2, \quad (2.18)$$

である。 N はブランチ-バイサラ振動数で、次の式によって求められる。

$$N^2 = \begin{cases} g \left[A \frac{\partial \theta_e}{\partial z} - \frac{\partial q_w}{\partial z} \right], & (q_v \leq q_{vs} \text{ or } q_c \leq 0.01 \text{ g/kg}); \\ g \left[\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} + 1.61 \frac{\partial q_v}{\partial z} - \frac{\partial q_w}{\partial z} \right], & (q_v < q_{vs} \text{ or } q_c < 0.01 \text{ g/kg}). \end{cases} \quad (2.19)$$

ここで、 A は

$$A = \frac{1}{\theta} \frac{1 + 1.61 \epsilon L q_v / R_d T}{1 + \epsilon L^2 q_v / C_p R_v T^2}, \quad (2.20)$$

であり、 θ_e は相当温位で

$$\theta_e = \theta (1 + L q_{vs} / C_p T), \quad (2.21)$$

と表される。 q_w は水の総混合比（水蒸気、液相、固相の和）、 L は凝縮熱、 ϵ は乾燥大気に対する水蒸気の実質量比、 q_{vs} は飽和水蒸気混合比である。

^{*1} これらのスキームに特に名前はないが、Dudhia (2011) などで用いられている名称を便宜的に用いる。

2.1.2.4 大気境界層

上の 2-D Smagorinsky では K_v を計算しないが、代わってその役割を担うのが大気境界層スキームである。本研究では、大気境界層スキームには Yonsei University PBL (Hong et al., 2006) を用いる。

2.1.2.5 乱流輸送過程

地表面の乱流輸送過程には MM5 Monin-Obukhov スキーム (Jiménez et al., 2012) を用いる。

2.1.3 実験設定

各実験の設定については個別に各章で述べることにするが、ここではすべての実験に共通する設定について述べる。

Wing et al. (2018) では、鉛直領域は 33 km 以上とし、そのグリッドを表 2.1 のようにとることが推奨されているが、ここでは Bui et al. (2019) にならい、鉛直領域は 40 km とし、上から 5 km には重力波の増幅を抑えるため Rayleigh-damping を課す。鉛直方向の格子は、ほぼ等間隔になるように 201 層をとる。モデル下端は海面とし、SST は水平一様かつ一定とした。雲解像計算を行うため、積雲対流パラメタリゼーションは用いないこととする。初期値は、風速は全領域で全方向とも 0 とし、温度プロファイルには ERA-Interim データセット (Dee et al., 2011) から得られた気候値に、対流が起りやすくなるよう下層にのみ温度擾乱を加える (図 2.1)。

水平領域は 100×100 km, 200×200 km, 256×256 km の 3 通りとする。水平方向の格子間隔は、一部は 1 km で、その他はすべて 2 km とする。SST は、第 3 章では 300 K, 第 4 章では 293, 294, 295, 300, 305, 306, 307 K の 7 通りとする。時間積分のタイムステップは 5 秒とし、時間積分期間は、第 3 章の実験では 360 日、第 4 章の実験では 30 日とする。

なお、Bretherton et al. (2005) や Muller and Held (2012) では、水平風による降水システムの変化を抑えるため、一定の緩和時間で領域平均水平風速が 0 になるようにナッジングを行っているが、本研究では Bui et al. (2019) にならい、水平風速のナッジングは行

わないこととする。

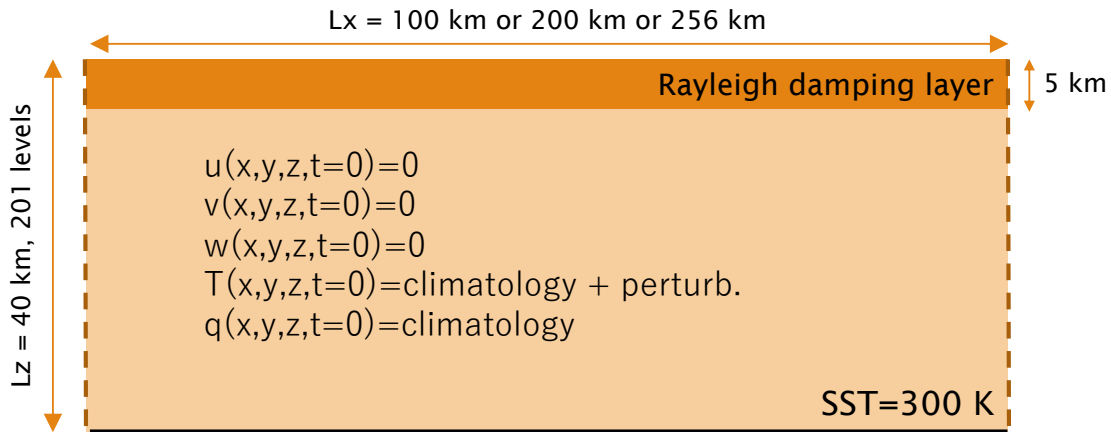


図 2.1 計算領域の設定の概要.

計算結果は、降水量は1分ごとの積算値、OLRについては1分ごとの瞬間値、それ以外の変数については1時間ごとの瞬間値を取得した。

表 2.1 RCEMIP で推奨されている鉛直グリッドの高さ.

	高さ (m)	高さ (m)	高さ (m)	高さ (m)			
1	37	20	6000	39	15500	58	25000
2	112	21	6500	40	16000	59	25500
3	194	22	7000	41	16500	60	26000
4	288	23	7500	42	17000	61	26500
5	395	24	8000	43	17500	62	27000
6	520	25	8500	44	18000	63	27500
7	667	26	9000	45	18500	64	28000
8	843	27	9500	46	19000	65	28500
9	1062	28	10000	47	19500	66	29000
10	1331	29	10500	48	20000	67	29500
11	1664	30	11000	49	20500	68	30000
12	2055	31	11500	50	21000	69	30500
13	2505	32	12000	51	21500	70	31000
14	3000	33	12500	52	22000	71	31500
15	3500	34	13000	53	22500	72	32000
16	4000	35	13500	54	23000	73	32500
17	4500	36	14000	55	23500	74	33000
18	5000	37	14500	56	24000		
19	5500	38	15000	57	24500		

2.2 解析手法

本研究では、降水量や風速などの基本的な量に注目して解析を行うが、その他に Wing et al. (2018) で定められた自己組織化の程度を表す指標を計算し、解析を行う。以下でこれらの指標について紹介する。なお、これらの計算にあたっては、Wing et al. (2018) のウェブサイト*2で提供されている MATLAB スクリプトを用いることとする。

2.2.1 I_{org}

I_{org} は、Tompkins and Semie (2017) で導入された、自己組織化の程度を表す指標の一つである。計算方法は次の通りである。

1. 使用する物理量から、上昇流のあるグリッドを検出する。連続したグリッドを1つのセルとみなす (図 2.2 の網掛けのブロック)。
2. 検出したセルの中心 (図 2.2 の赤い点) を求め、最近接セルとの中心間の距離の累積分布関数を求める。
3. 対流がランダムに起こると仮定すれば、それはポアソン点過程とみなせるので、累積分布関数はワイブル分布で与えられる (Weger et al., 1992; Chiu et al., 2013)。したがって、期待される累積分布関数は

$$NNCDF = 1 - \exp(-\lambda\pi r^2), \quad (2.22)$$

と表せる。ただし、 λ は規格化定数、 r は中心間距離である。

4. 実験結果から計算した累積分布関数と、理論上の累積分布関数を比較する。図 2.3 の網掛け部分を積分した値が I_{org} である。

水平方向には周期境界条件を課していることから、中心間距離は元のデータを x 方向に3つ、 y 方向に3つ並べてから求める。

完全にランダムに対流が起こったとすると、 I_{org} は 0.5 になる。 I_{org} がこれより高い値を示す場合、組織化が起こっているということが出来る。

*2 <http://myweb.fsu.edu/awing/rcemipsims.html>

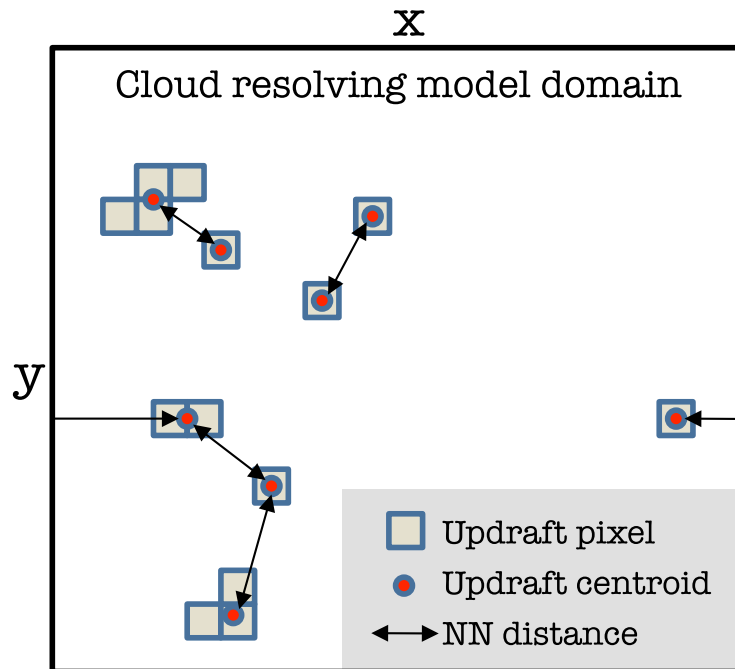


図 2.2 上昇流のあるセルの検出の模式図 (Tompkins and Semie, 2017).

I_{org} に用いることができる物理量とその閾値は表 2.2 の通りである。

表 2.2 I_{org} に用いる物理量とその条件.

物理量	条件
OLR	$< 173 \text{ W/m}^2$
雲頂温度	$< 235 \text{ K}$
500 hPa 面における鉛直速度	$> 0.5 \text{ m/s}$
730 hPa 面における鉛直速度	$> 1 \text{ m/s}$

I_{org} の計算にはこれらの物理量の 1 時間平均を使用することとされているが、本研究では OLR 以外のデータはすべて 1 時間ごとの瞬間値しか保持していないため、瞬間値をそのまま用いる。一方、OLR は 1 分ごとの瞬間値を保持しているため、これを 1 時間平均して用いる。結果を示す際には、24 時間移動平均で平滑化した値を用いる。

また、 I_{org} は領域内に条件を満たすセルが存在しない場合は 0 となることがあり、これをそのまま用いると平均などの統計操作に支障をきたすため、そのような場合は欠損値として取り扱うこととする。

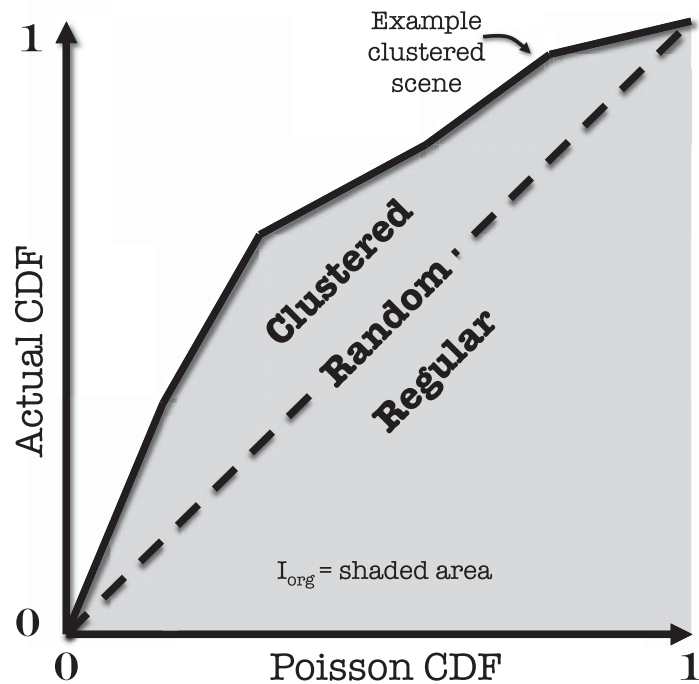


図 2.3 累積分布関数の比較の模式図 (Tompkins and Semie, 2017).

2.2.2 SF

Subsidence Fraction (SF) は, Coppin and Bony (2015) で導入された, 500 hPa 面の鉛直速度が負である下降流のグリッドの, 全体に対する割合を表した指標である. 組織化が起こっていないときは SF は 0.5 付近の値をとるが, 組織化が起こるとそれより高くなる. SF は GCM に対して考え出された指標であり, CRM に用いる際には鉛直速度を 1 日以上で平均し, かつ GCM の格子間隔に適した十分大きな領域で平均をとる必要がある.

第3章 数値的条件の検討

第1章でも述べたように、これまでの研究では、水平領域の大きさや解像度、用いる渦拡散スキームなど、降水システムの組織化が起こるための数値的条件について個別にしか調べられていない。本章では、これらの条件について系統的なパラメータスイープ実験を長時間行い、Bui et al. (2019) で見られたような降水パターンの内部変動について調査した結果を紹介する。

3.1 先行研究

組織化が起こるために必要な数値的条件について調べた研究として、Muller and Held (2012) と Tompkins and Semie (2017) の2つが挙げられる。これらの研究を紹介する。

3.1.1 Muller and Held (2012)

Bretherton et al. (2005) による感度実験では、自己組織化が水平領域の大きさに依存する可能性が示唆された。Muller and Held (2012) はこの点に着目し、自己組織化が水平領域の大きさと解像度にどのように依存しているかに焦点を当てて実験を行った。

彼らの実験は、3次元CRMで、鉛直領域を27 kmとし、SGS乱流混合は3-D Smagorinskyを適用して行われた。その結果、一様な初期条件から始めた場合は、図3.1(a)に示すように、水平領域は200 km × 200 kmより大きく、水平解像度は2 kmより粗くした場合のみ、対流の組織化が起こった。一方、自己組織化にはヒステリシスが存在し、図3.1(b)と図3.2に示すように、すでに組織化した初期条件から実験を始めると、水平解像度が2 kmより細かい場合でも組織化は維持し続けた。

3.1.2 Tompkins and Semie (2017)

Takemi and Rotunno (2003) では、スコールラインを対象とした数値実験において、

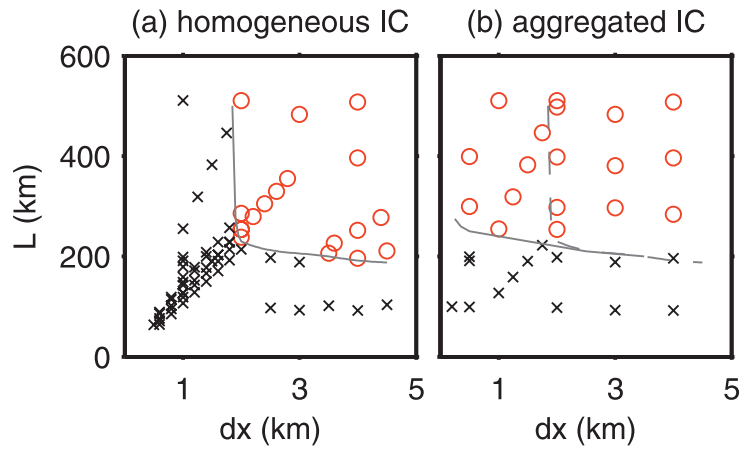


図 3.1 水平領域の大きさと解像度に対し，実験終了時に組織化していたかどうかを示した相図 (Muller and Held, 2012)．組織化していたものは赤丸，していなかったものは×で示されている．(a) 一様な初期条件から始めた場合．(b) 組織化した初期条件から始めた場合．

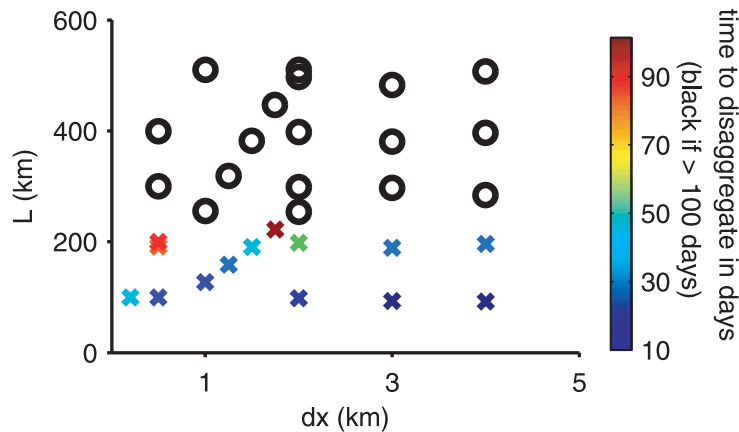


図 3.2 組織化した初期条件から始め，組織化が解消するまでの時間 (Muller and Held, 2012)．黒丸は組織化が維持されたことを示す．

SGS の渦拡散係数を適切に決定することの重要性を強調している．現実の状況では渦拡散スキームが水平の混合に与える影響についてすでに研究した例がある．しかし，RCE 実験ではこのことはあまり重視されてこなかったため，Tompkins and Semie (2017) では，WRF を用いて 3 つの渦拡散スキームを比較し，降水システムに与える影響を調べた．その結果，図 3.3 のように，3-D Smagorinsky を用いた場合は対流が組織化した，2-D Smagorinsky や TKE クロージャーを用いた場合は組織化が起らなかった．

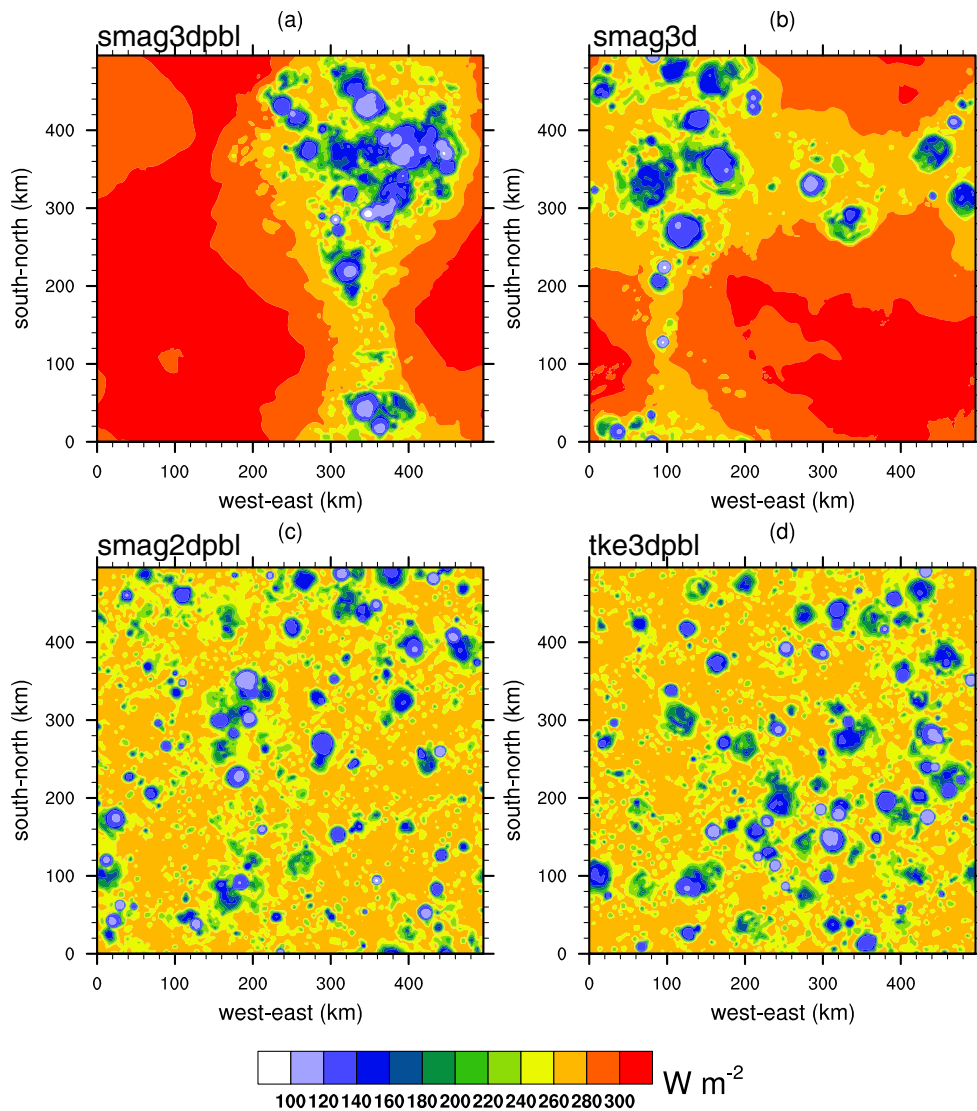


図 3.3 70 日後の大気上端における OLR (Tompkins and Semie, 2017). (a) 3-D Smagorinsky と大気境界層スキームを組み合わせた場合. (b) 3-D Smagorinsky の場合. (c) 2-D Smagorinsky と大気境界層スキームを組み合わせた場合. (d) TKE closure と大気境界層スキームを組み合わせた場合.

3.2 実験設定

本研究を通して共通した設定は 2.1.3 節で述べた通りであるが、ここでは本実験の設定を詳述する.

表 3.1 数値的条件の検討における実験設定.

名前	水平領域, 解像度 (km)	渦拡散スキーム	大気境界層スキーム
100-1-2d	100 × 100, 1	2-D Smagorinsky	YSU PBL
200-2-2d	200 × 200, 2	2-D Smagorinsky	YSU PBL
256-2-2d	256 × 256, 2	2-D Smagorinsky	YSU PBL
200-2-3d-pbl	200 × 200, 2	3-D Smagorinsky	YSU PBL
256-2-3d-pbl	256 × 256, 2	3-D Smagorinsky	YSU PBL
100-2-3d	100 × 100, 2	3-D Smagorinsky	なし
200-2-3d	200 × 200, 2	3-D Smagorinsky	なし
256-2-3d	256 × 256, 2	3-D Smagorinsky	なし

3.2.1 計算領域

水平領域の大きさを 100 km × 100 km, 200 km × 200 km, 256 km × 256 km の 3 通りとし, 渦拡散スキームは 2-D Smagorinsky と 3-D Smagorinsky, および 3-D Smagorinsky に大気境界層スキームを組み合わせた計 3 通りとし, これらを組み合わせて合計で 8 通りの実験を行う. 詳細を表 3.1 に示す. なお, 水平解像度は 100 km × 100 km の 1 通りのみ 1 km で, それ以外はすべて 2 km である.

3.3 結果

図 3.4 は, 領域平均した東西風, 南北風それぞれの時間変化を表したものである. 成層圏に着目すると, 水平領域の大きさによらず, QBO 的振動が起こることが読み取れる. 一方, 対流圏に着目すると, 3-D Smagorinsky を使用した場合は, およそ 150 日以上経過すると成層圏の QBO 的振動が対流圏に伝播し, 最終的に地上風速が大きくなっていることがわかる. 他方, 2-D Smagorinsky を使用した場合は, そのような変化は認められない.

次に, 1 時間降水量のスナップショットを見ていく. まず, 実験開始直後は, 図 3.5 のように領域内のいろいろなところで降水が確認できる. しかし, 2-D Smagorinsky に比べて 3-D Smagorinsky ではセルの数が少なく, 1 つ 1 つのセルの降水強度が大きいという違いがある. 約 20 日程度経つと, 図 3.6 のようになる. 3-D Smagorinsky では降水がある程度集中するようになるが, 2-D Smagorinsky では図 3.5 と大きな差がなく, 同じ状

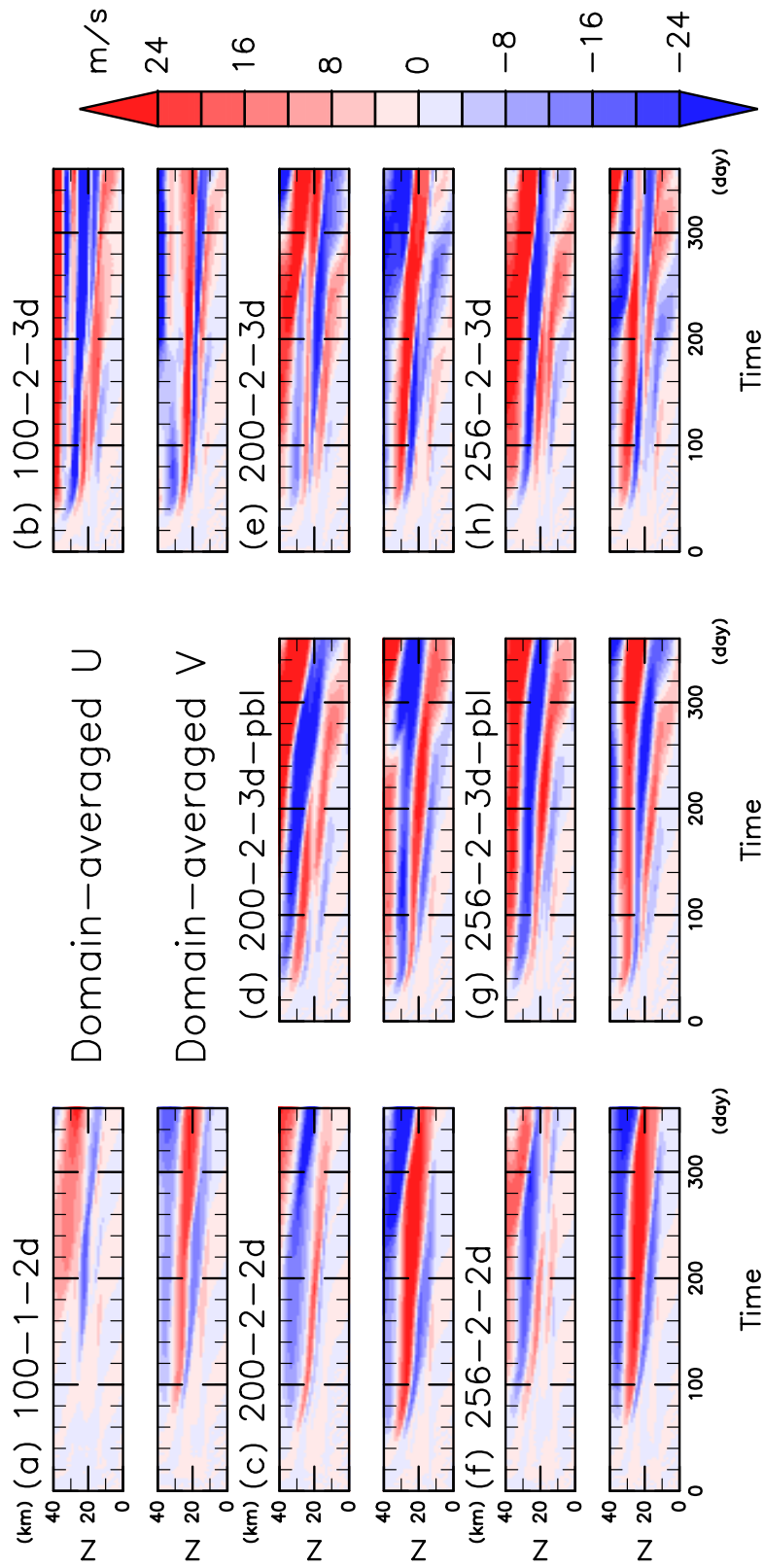


図 3.4 領域平均水平風速の時間変化.

態が続いていると考えられる。約 100 日以後は、3-D Smagorinsky では対流圏の水平風速が大きくなるため、図 3.7 のようにセルが風に流され、1 時間降水量は大きな面積をとるようになる。一方、2-D Smagorinsky では、水平風速は初期に比べると大きくなるものの、3-D Smagorinsky ほどではないため、やはり図 3.6 と大きな差が見られない。

図 3.8 は、1 時間降水量の南北平均、東西平均をそれぞれホフメラー図にしたものである。図 3.5 から図 3.7 で見たように、開始直後はランダムに降水が見られ、約 20 日以後は降水域が集中し、約 100 日以後は風の影響を受けて降水域が広がるという、3 段階の降水パターンの変化がホフメラー図にも表れている。

図 3.9 は、1 時間降水量の領域平均の時間変化を表している。図中の白い実線は 30 日移動平均降水量、白い破線は 30 日移動区間での四分位数を表している。2-D Smagorinsky の場合は分散が非常に小さく、ほとんど変動がないのに比べ、3-D Smagorinsky の場合は分散が大きいことが読み取れる。

図 3.10 は、領域平均した OLR(Outgoing Longwave Radiation) の 24 時間平均値の時間変化を表したものである。3-D Smagorinsky の場合は領域平均 OLR が大きくなり、2-D Smagorinsky の場合はその値が小さくなることがわかる。この事実は直観に反するかもしれないが、図 3.8 で見た降水量の分布と整合的な結果である。一般に、降水セルの存在するグリッドでは OLR が小さくなり、セルの存在しないグリッドでは OLR が大きい。組織化が起こっているような状況では、セルの存在するグリッドの割合が低くなるため、OLR の領域平均は大きくなると考えられる。

3.4 議論

以上で見てきたように、2-D Smagorinsky を用いた実験では組織化を認めることができず、3-D Smagorinsky を用いた実験では組織化が起こっている。この結果は、水平領域の大きさによらず、 $100\text{ km} \times 100\text{ km}$ のような小さい領域でも成り立っている。したがって、水平領域の大小よりも、渦拡散スキームが 2-D Smagorinsky であるか、3-D Smagorinsky であるかのほうが降水システムの自己組織化に対する寄与が大きいと考えられる。

しかし、ここまでは定性的な評価のみを行ってきたので、ここからは I_{org} を用いた解

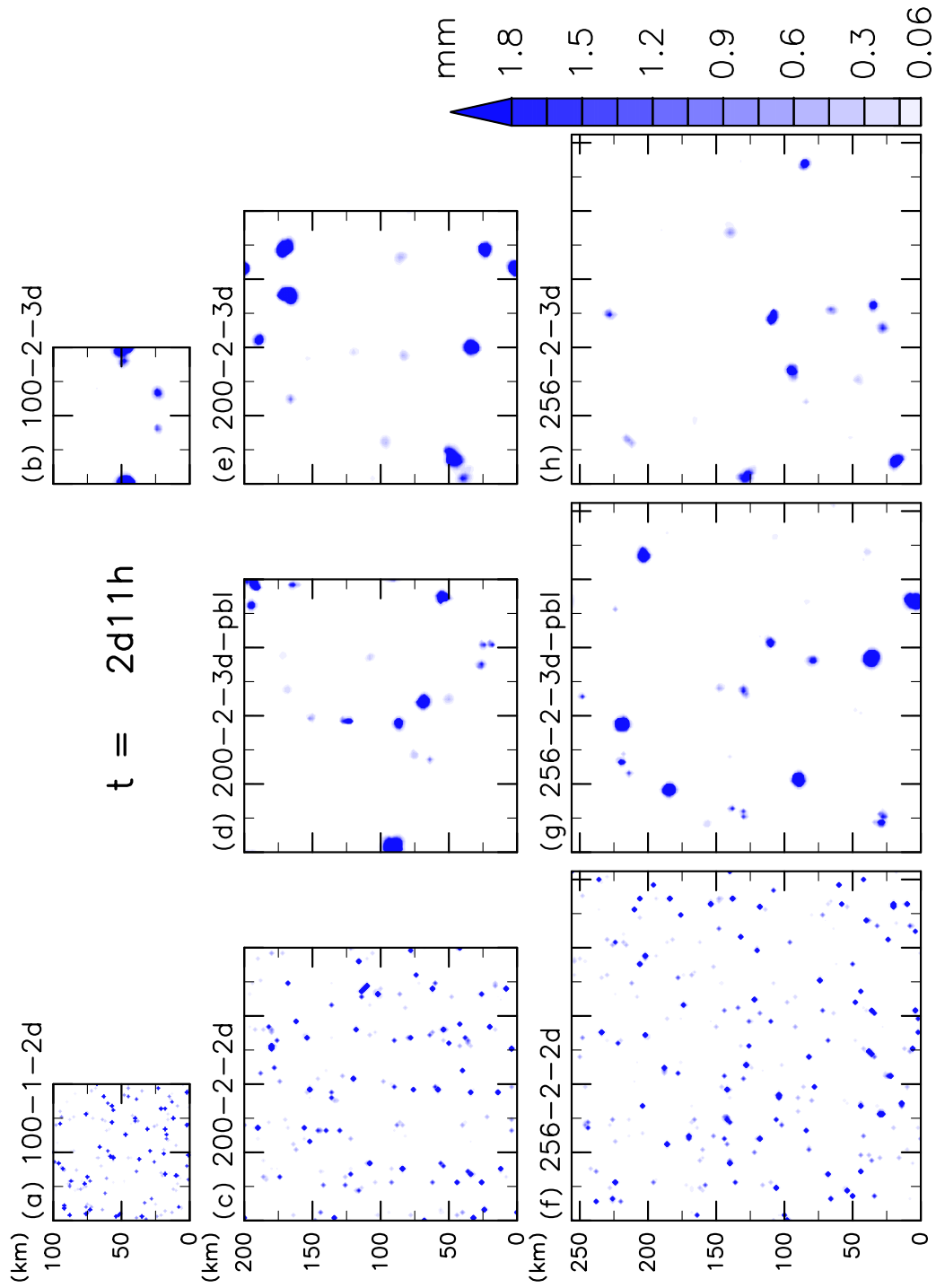


図 3.5 $t = 2.46$ 日における降水量のスナップショット.

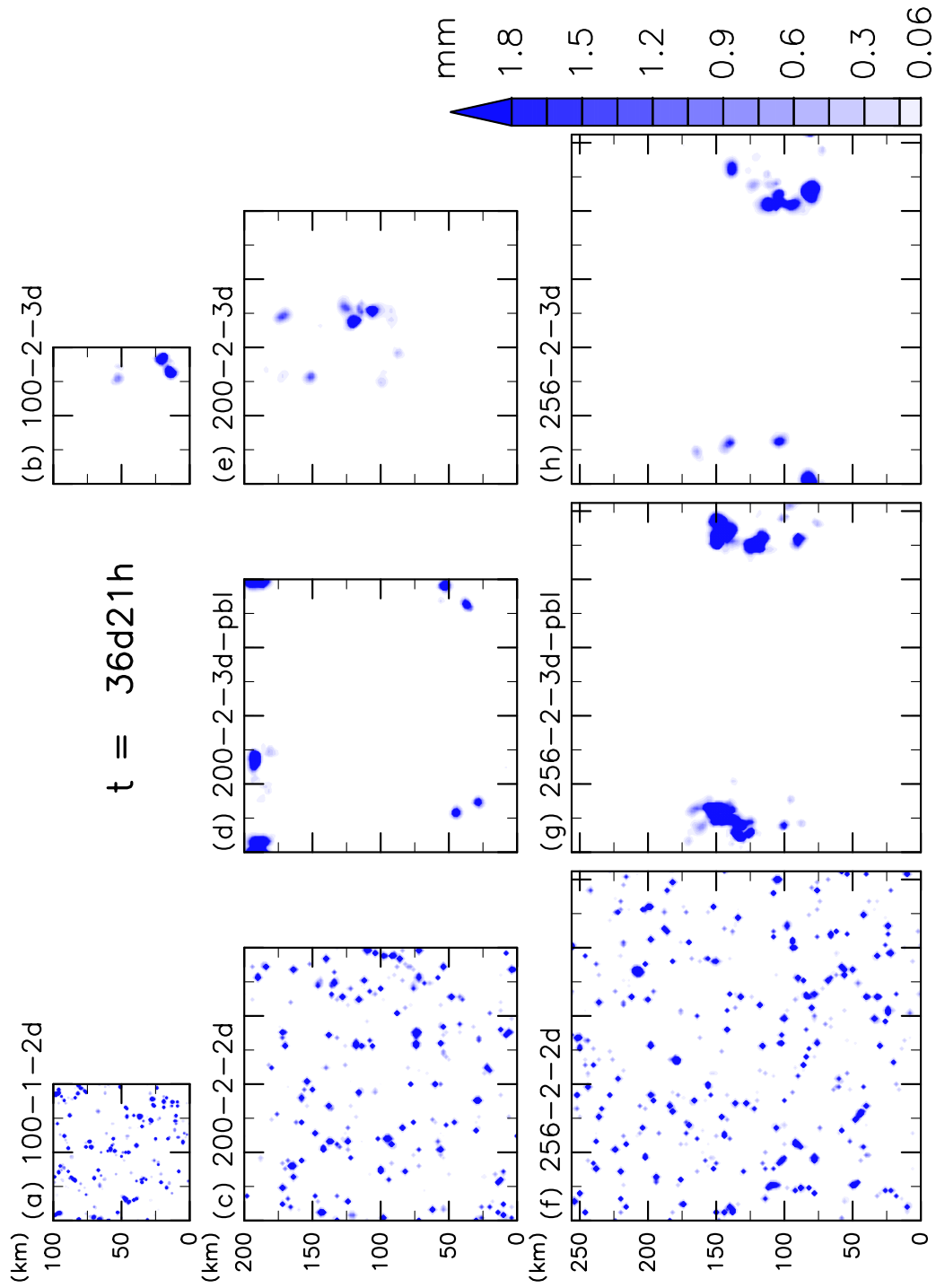


図 3.6 $t = 36.75$ 日における降水量のスナップショット.

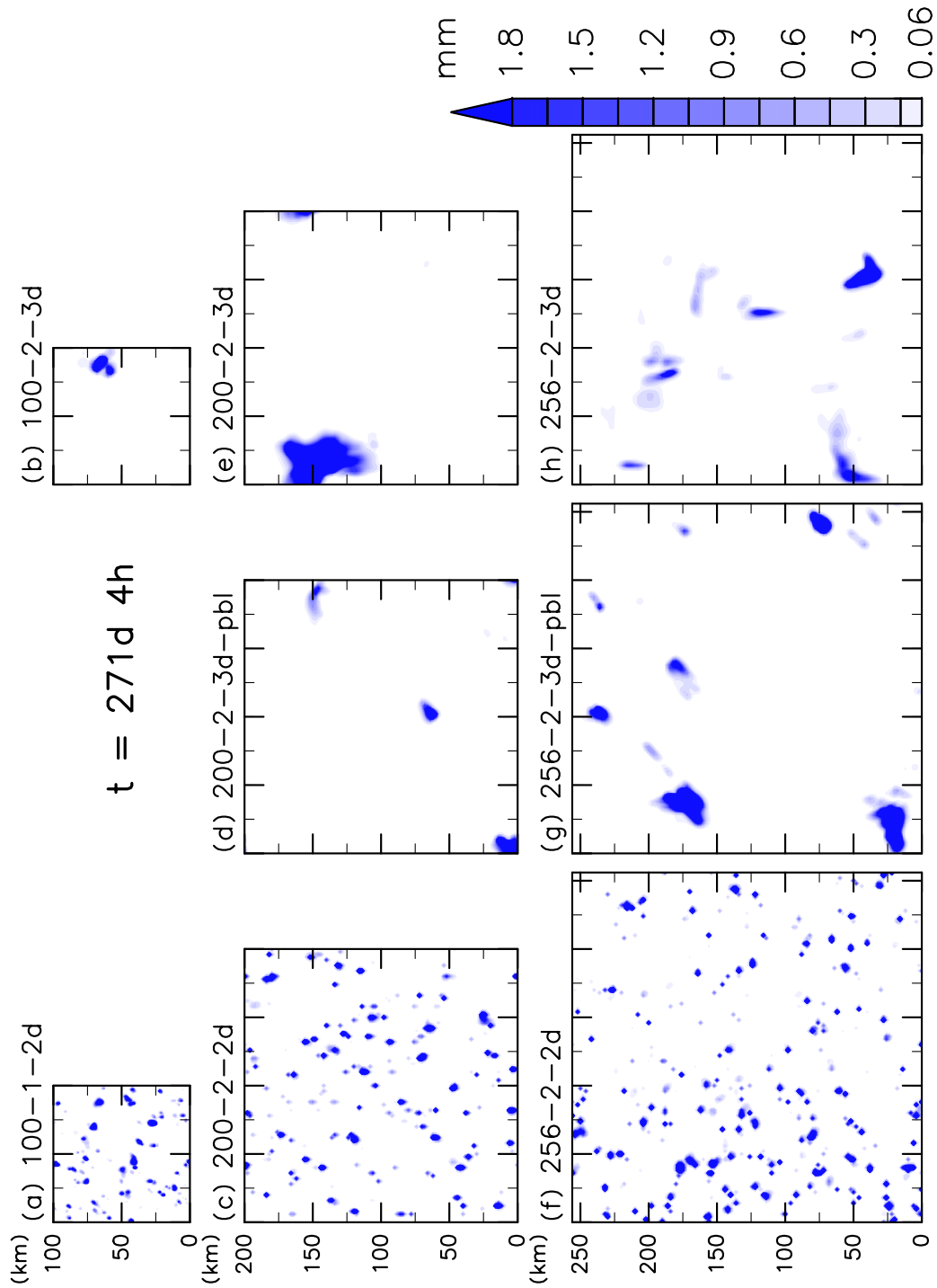


図 3.7 $t = 271.17$ 日における降水量のスナップショット.

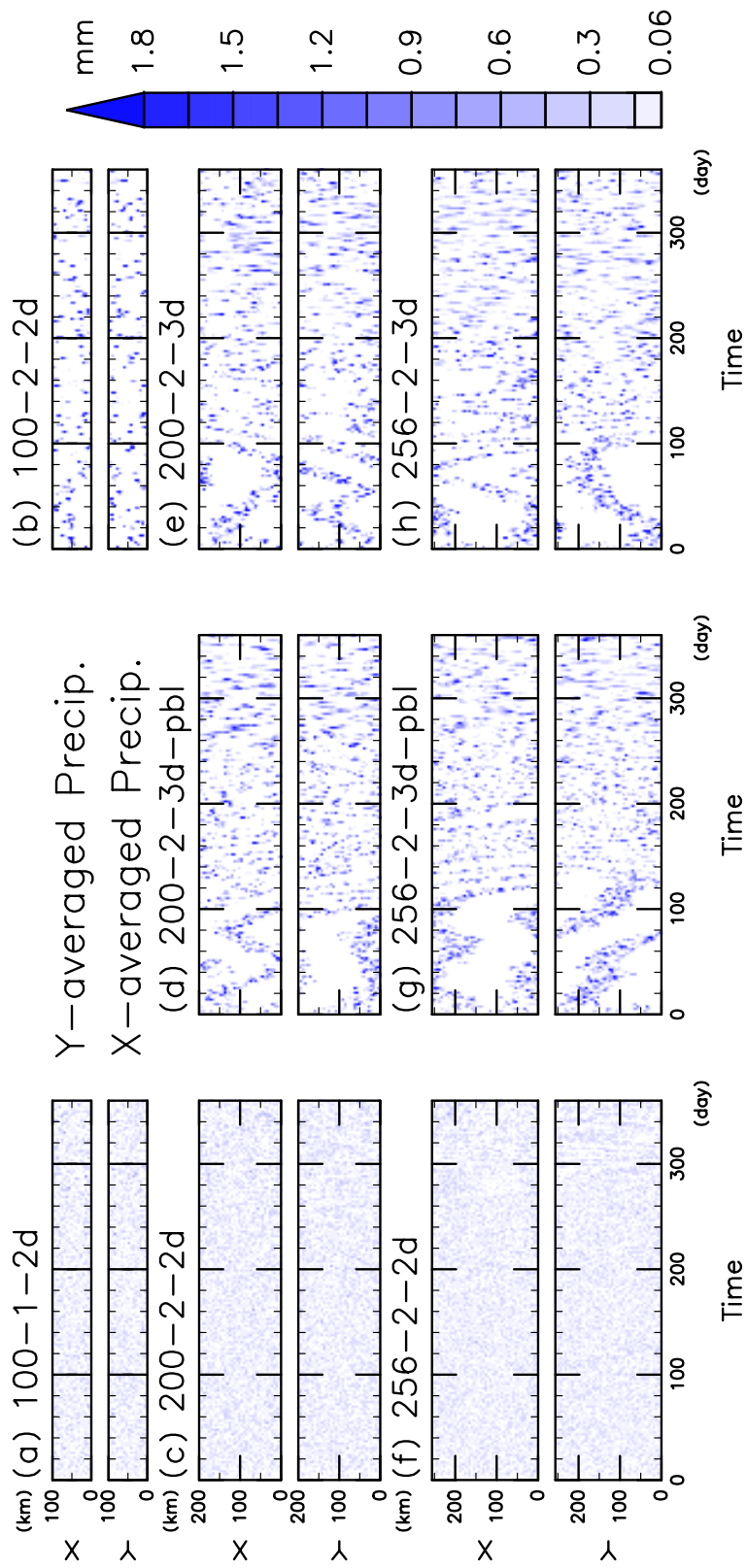


図 3.8 南北平均（上段），東西平均（下段）した 1 時間降水量の時間変化.

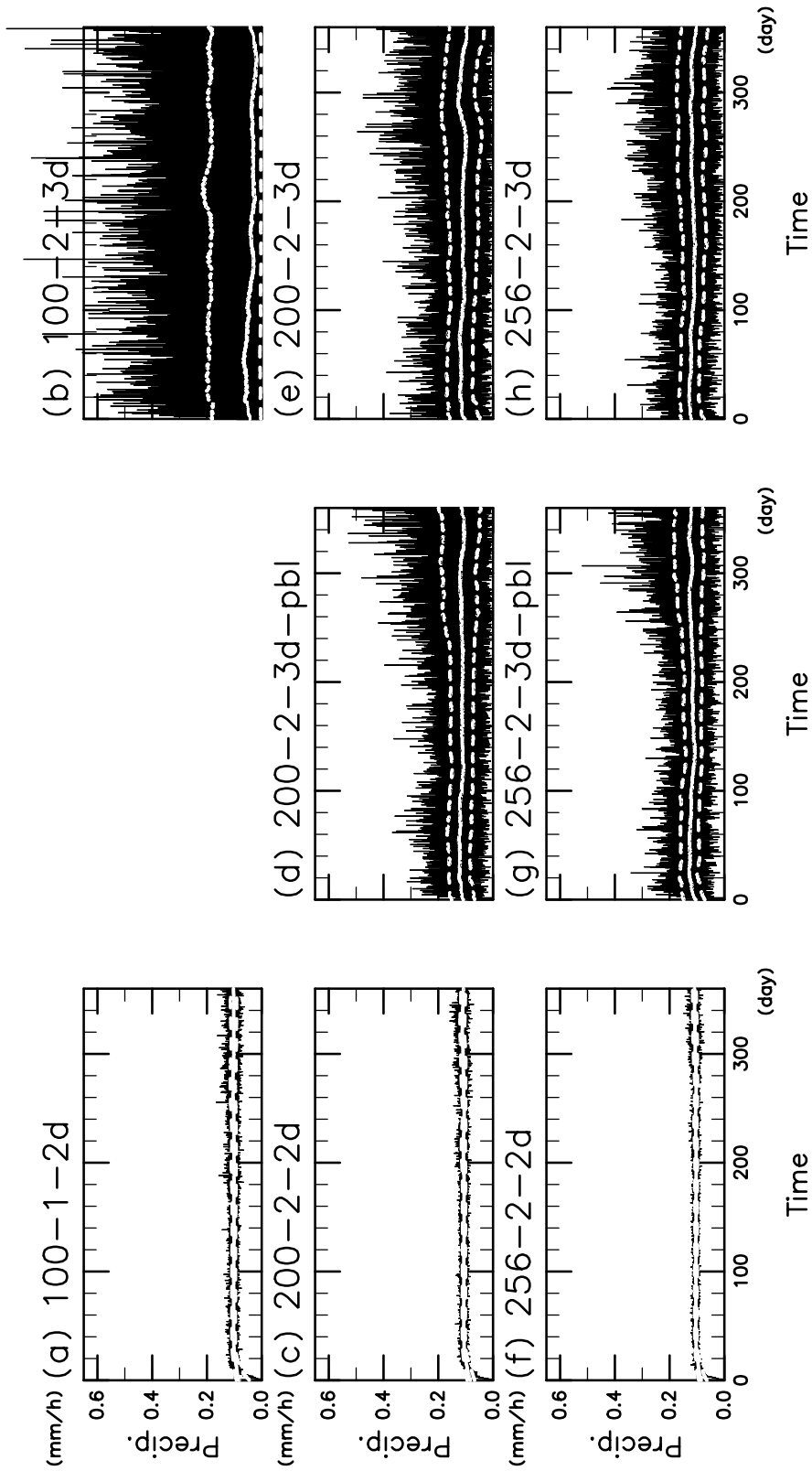


図 3.9 領域平均 1 時間降水量の時間変化。白実線は 30 日移動平均値，白破線は 30 日移動区間での四分位数。

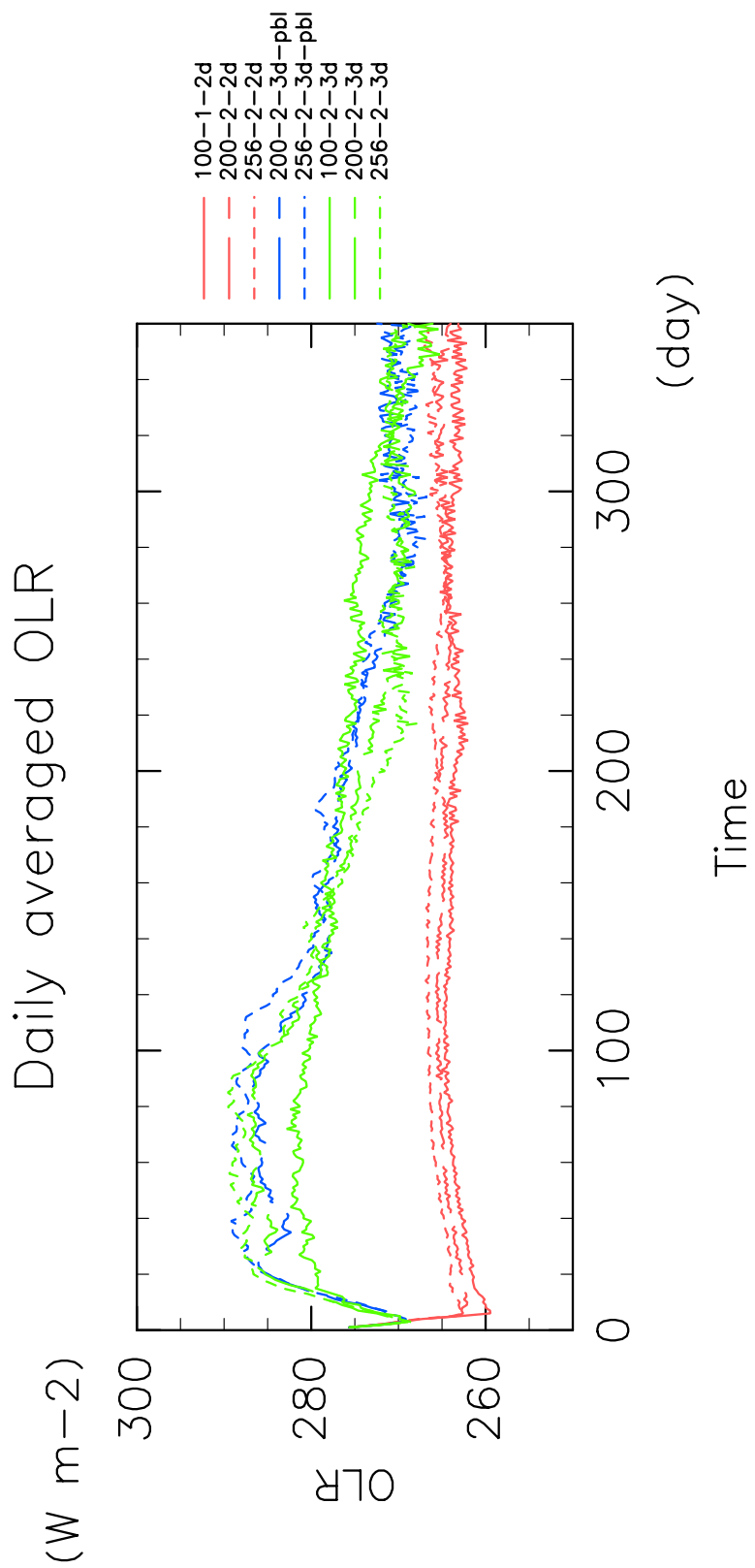


図 3.10 領域平均 OLR の時間変化.

析結果を示し、上の考察について議論したい。

図 3.11 は、1 時間平均 OLR を用いて計算した I_{org} の 24 時間移動平均値の時間変化である。2-D Smagorinsky の場合は、 I_{org} は 0.5 付近でほとんど変動しないため、対流は標準的な状態であると考えられる。このことは図 3.5 で見た結果と一致している。一方、3-D Smagorinsky の場合 I_{org} は 0.5 よりも低く、対流はやはり標準的な状態であって、組織化していると評価できる値ではない。

図 3.12 は雲頂温度を用いて計算した場合の I_{org} の時間変化である。この結果からも、 I_{org} の値から 3-D Smagorinsky の場合に組織化しているという評価はできない。図 3.13 には 500 hPa 面鉛直速度を用いて計算した場合を示す。図 3.11 や図 3.12 とは様相が異なり、2-D Smagorinsky の場合のほうが 0.5 よりも大きく、組織化していて、3-D Smagorinsky の場合は 0.5 未満であり、組織化していないという、降水場の変化から得られた認識とは逆の結果が得られた。

このように、 I_{org} を用いると降水パターンから認識される結果をうまく説明することができない。その要因としては、解析対象となる降水セルの数が非常に少ないことが考えられる。本研究では計算資源の都合上、水平領域を比較的小さな正方形として実験を行っているが、この制約によって降水セルがごく少数に限られてしまい、 I_{org} が組織化の程度を正しく評価できていない可能性がある。実際、図 3.6 で見たように、2-D Smagorinsky の場合は 3-D Smagorinsky の場合に比べて多くのセルが存在するため、図 3.11 から図 3.13 で I_{org} が完全にランダムに対流が起こっている状況を表す 0.5 に近い値を示していると考えることが可能である。

Bretherton et al. (2005) や Muller and Held (2012), Tompkins and Semie (2017) では、領域平均水平風速を 0 に近づけるナッジングを行っている。このようなナッジングを行った場合、降水セルは平均水平風の影響を受けないため、3-D Smagorinsky の場合でも図 3.5 のような多くのセルが存在する状況が持続し、 I_{org} によって組織化の程度を正しく評価することができると考えられる。しかし、本研究では成層圏変動が降水パターンに与える影響を調べることを目的としており、このようなナッジングを行うことは妥当ではない。したがって、この問題点を回避する方法としては、十分な数のセルが存在するように、より大きな水平領域で実験を行うことが考えられる。

図 3.14 と図 3.15 は、SF の 24 時間移動平均の時間変化を示している。SF を用いると、

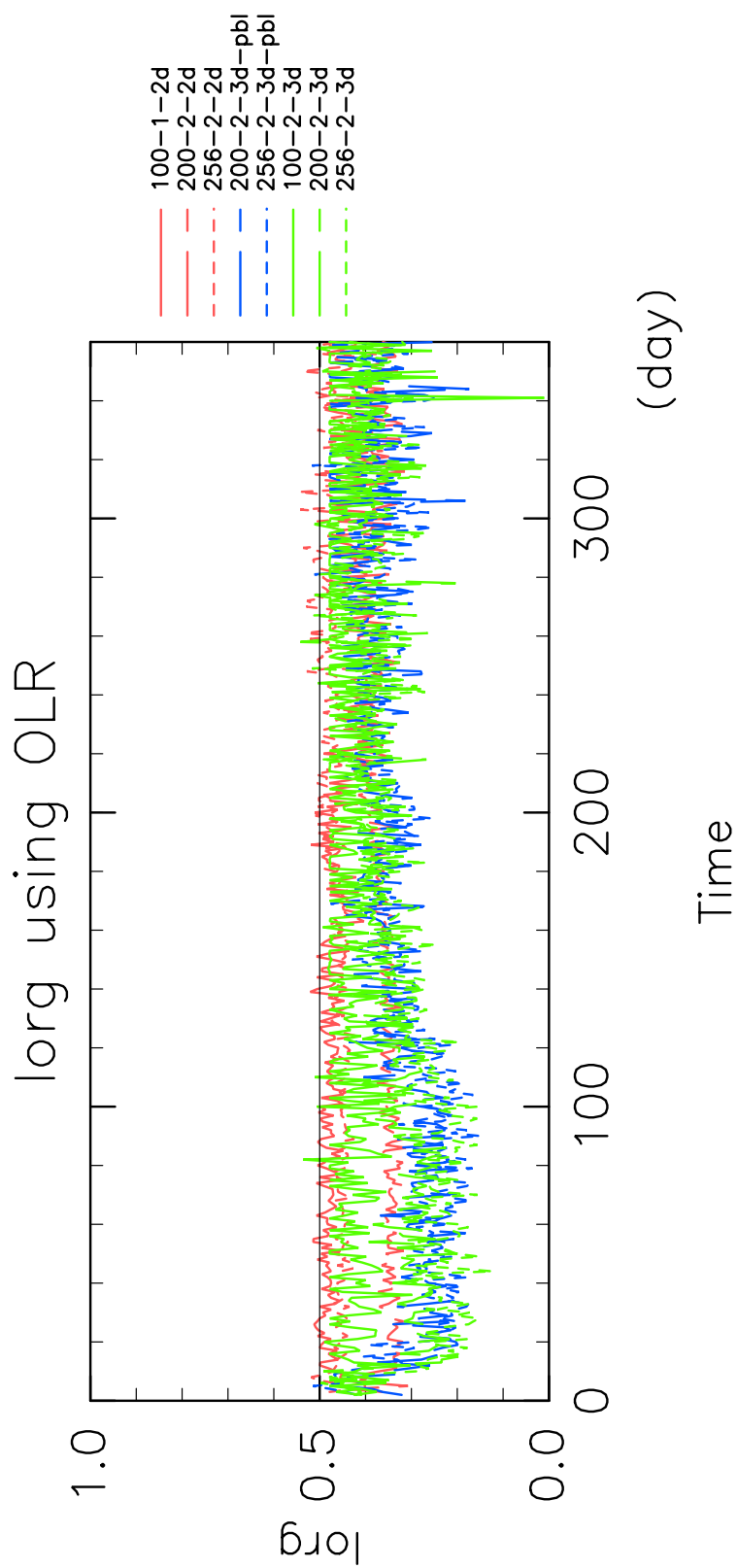


図 3.11 1 時間平均 OLR を用いた I_{org} の時間変化.

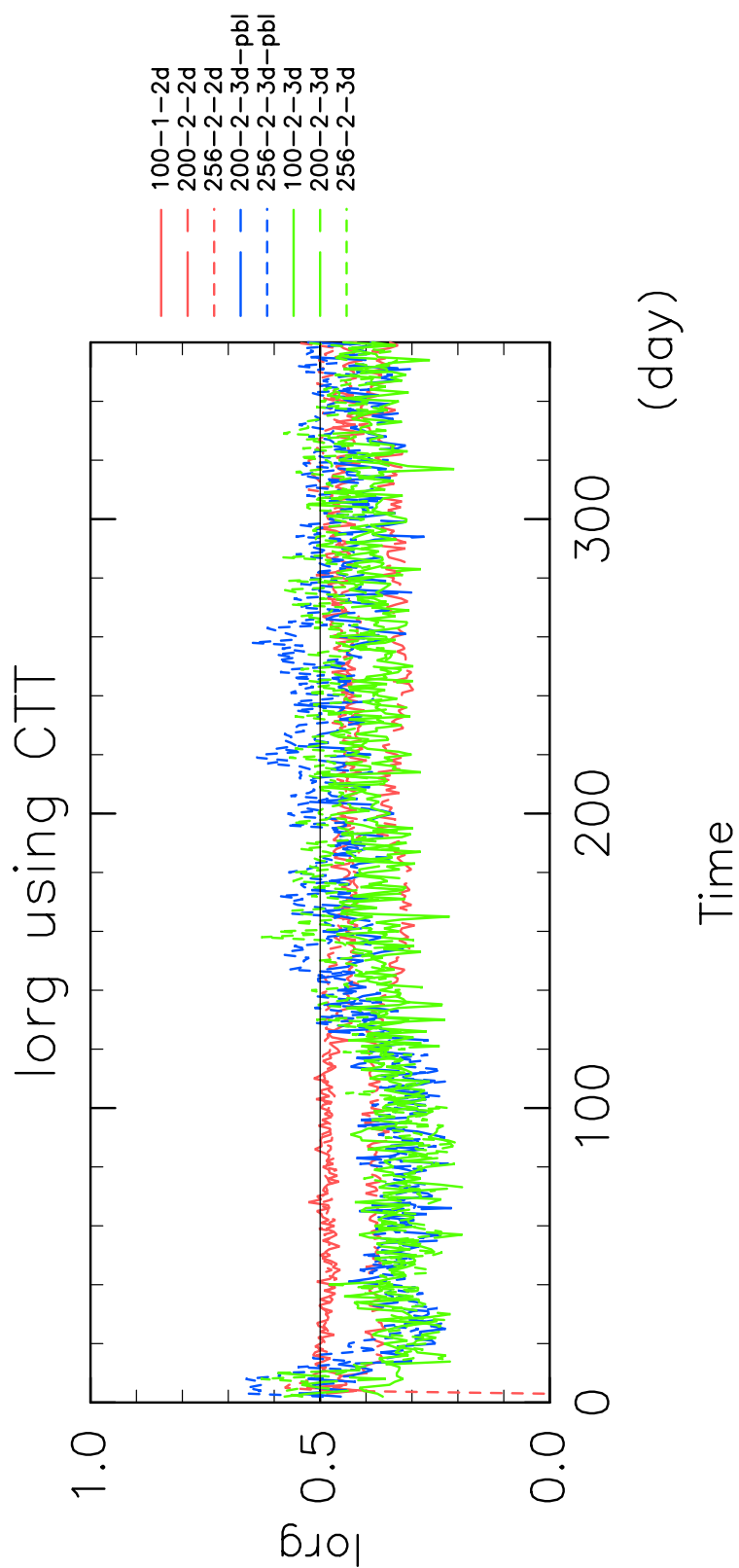


図 3.12 雲頂温度を用いた I_{org} の時間変化.

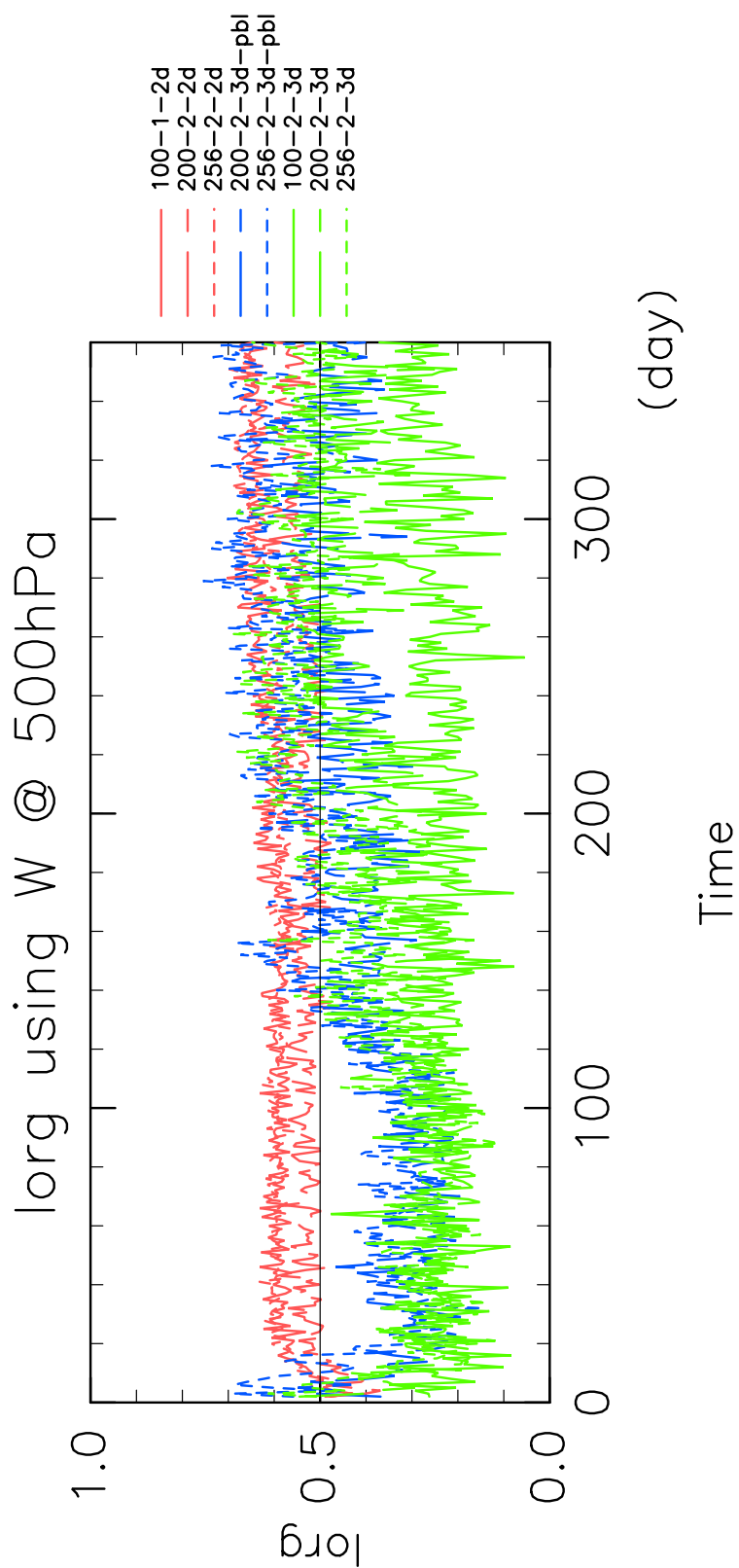


図 3.13 500hPa 面鉛直風速を用いた I_{org} の時間変化.

少なくとも最初の約 60 日間については, 3-D Smagorinsky の場合は組織化が起こっていて, 2-D Smagorinsky の場合は組織化が起こっていないと評価することができる.

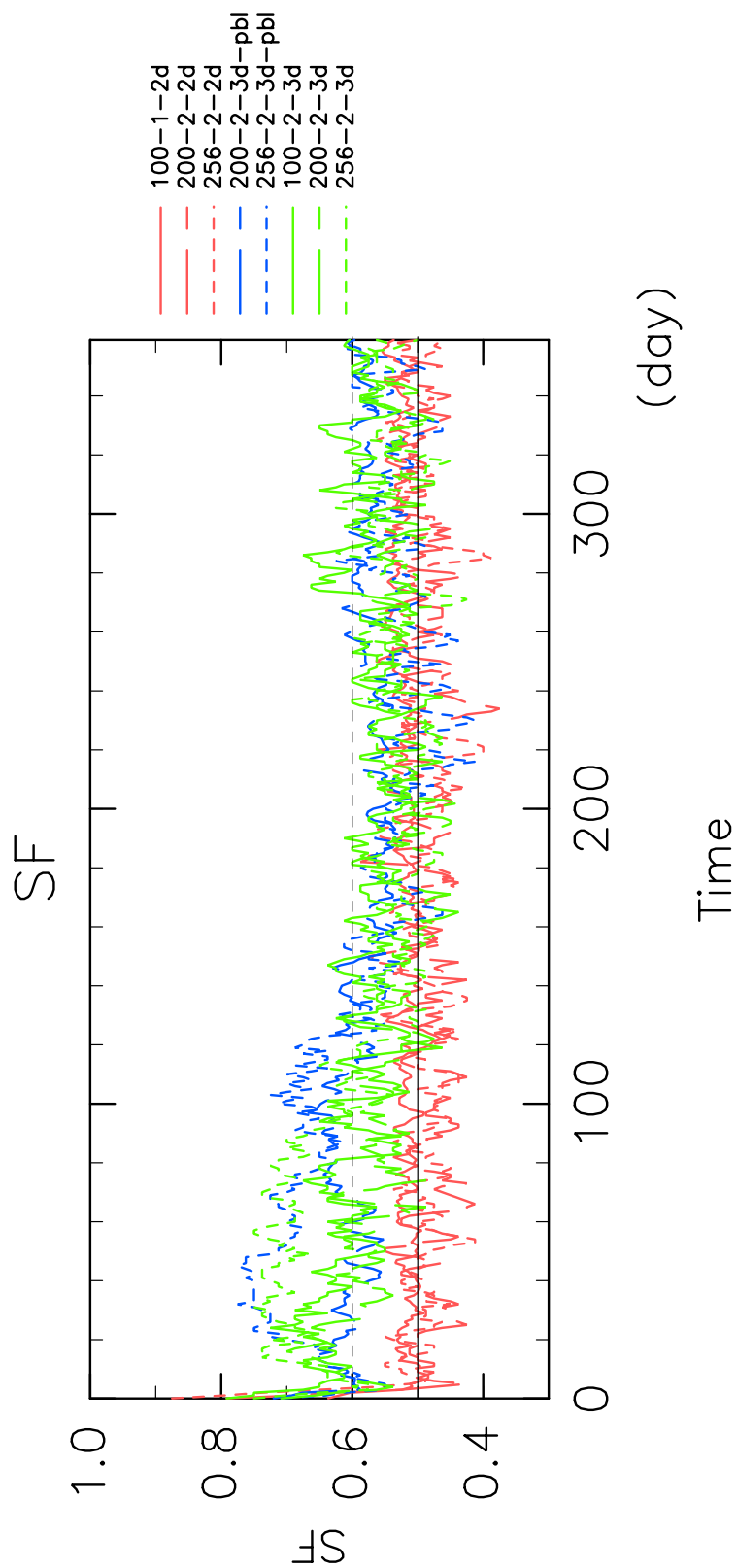


図 3.14 SF の時間変化.

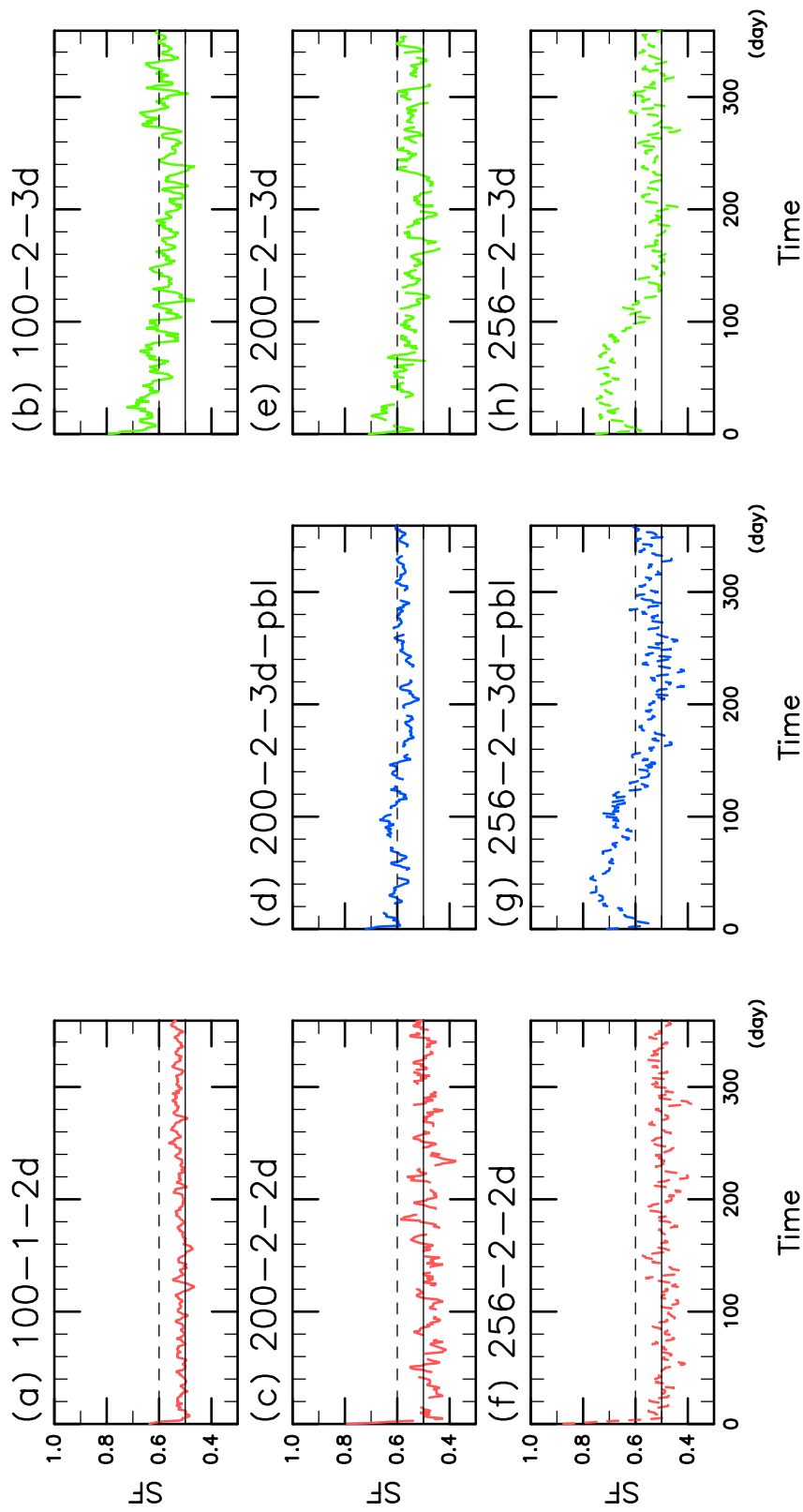


図 3.15 各実験の SF の時間変化を個別に示したもの。

第 4 章 SST 変化実験

ここまでは、水平領域の大きさと渦拡散スキームという、2つの数値的な条件について実験を行った。ここからは、物理的な条件が組織化に与える影響について実験する。具体的には、SST を変化させる実験を行う。

4.1 先行研究

降水システムの自己組織化に SST が与える影響について調べた研究は数多く存在するが、以下に代表的なものをいくつか紹介する。

4.1.1 Held et al. (1993)

第 1 章でも紹介したように、Held et al. (1993) は、2次元雲システム解像モデルにおいて SST 変化実験を行っている。SST を 25°C、30°C の 2 通りにして実験を行ったところ、図 1.2 のように、30°C のほうが組織化の程度が強くなることが示された。

4.1.2 Wing and Emanuel (2014)

Wing and Emanuel (2014) は、水平領域 768 km × 768 km、解像度 3 km の 3 次元 CRM で、SST を 297 K から 312 K まで変化させて実験を行った。その結果、図 4.1 のように、300 K 以下と 310 K 以上では組織化が起こらなかった。SST が一定値以上高いと組織化が起こらないという結果は驚くべきことであったが、水平領域を 1536 km × 1536 km と 2 倍にして再度実験を行ったところ、組織化が起こったという。これは、乾燥静的安定度が大きくなることにより、下降流が弱くなり、より大きな水平領域が必要になることが原因であると論じている。

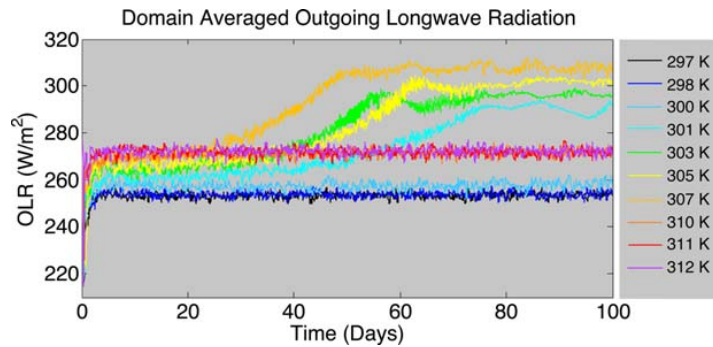


図 4.1 領域平均 OLR の 1 時間平均の時間変化 (Wing and Emanuel, 2014).

4.1.3 Coppin and Bony (2015)

Coppin and Bony (2015) は, GCM を用いて SST と初期条件に対する感度を調べた. SST が十分低いか十分高い場合には, 初期条件によらず組織化が起こるが, その中間の場合には, 初期条件に強く依存するという結果を得た. 熱帯よりはるかに低い SST でも組織化が起こるという事実は非常に興味深く, 彼らはこの結果について次のような考察を行っている.

SST が低いときには, 低層雲を形成し, その上の自由対流圏を乾燥させるのに十分強い大規模な下降流があつて, これが境界層に強い放射冷却を引き起こす. こうして放射によって駆動されたコールドプールが形成され, この外側で対流の組織化が起こる. 同時に, コールドプールは下部対流圏において大規模な下降流と低層の外出流を強め, 乾燥した領域と湿潤な領域の間に浅い循環を形成する. この浅い循環によって, 乾燥した領域での大規模な下降流と低層の外出流がさらに促され, 対流の組織化に正のフィードバックをもたらす.

一方, SST が高い場合には, 風に伴う表面熱交換 (wind-induced surface heat exchange; WISHE) が組織化を引き起こし, 維持している. 中間の SST では, 両者の効果が相対的に弱まるため, これらの仕組みがうまく組み合わなければ組織化を引き起こされない (図 4.2).

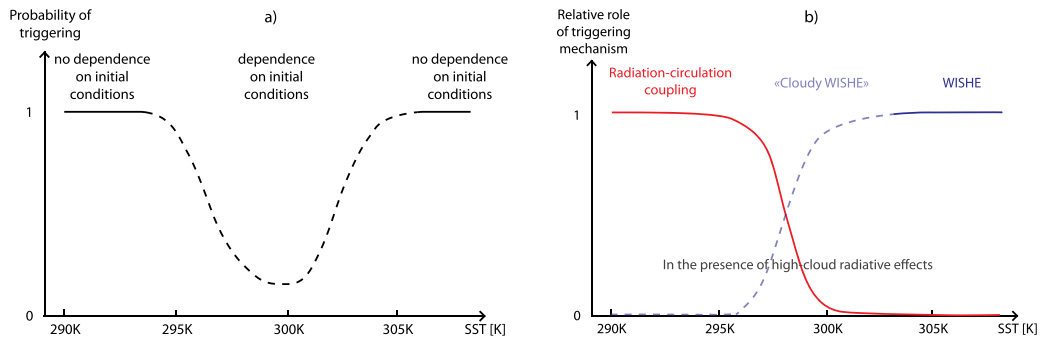


図 4.2 (a) SST の関数としての組織化が起こる確率, (b) SST によって, 組織化を支配するそれぞれの仕組みが相対的にどの程度寄与するかを表した概念図 (Coppin and Bony, 2015).

4.1.4 Wing and Cronin (2016)

Wing らは, 水平領域 $12288 \text{ km} \times 192 \text{ km}$, 水平解像度 3 km の 3 次元 CRM で, SST を 280 K から 310 K まで変化させて実験を行った. その結果, どの SST でも対流は組織化し, 湿潤な領域と乾燥した領域が帯状に複数存在するようになった (図 4.3).

4.2 実験設定

SST 変化実験においては, SST 以外の実験設定は, 第 3 章の 256-2-3d と同じとする. すなわち, 水平領域の大きさは $256 \text{ km} \times 256 \text{ km}$, 水平解像度は 2 km , 渦拡散スキームは 3-D Smagorinsky で, 大気境界層スキームは用いない. この条件のもと, SST を $293, 294, 295, 300, 305, 306, 307 \text{ K}$ の 7 通りに変化させて実験を行う.

4.3 結果

以下に示す図のうち, SST と各物理量との相関を表した図では, 各物理量の 10 日から 30 日までの値を解析対象としている.

図 4.4 は, 10 日から 30 日まで平均した領域平均気温の鉛直プロファイルである. SST を変化させると, それに対応して変化するのは圏界面高度と CPT (cold point temperature) のみで, 対流圏でも成層圏でも気温減率はほとんど変化しない. ここでは

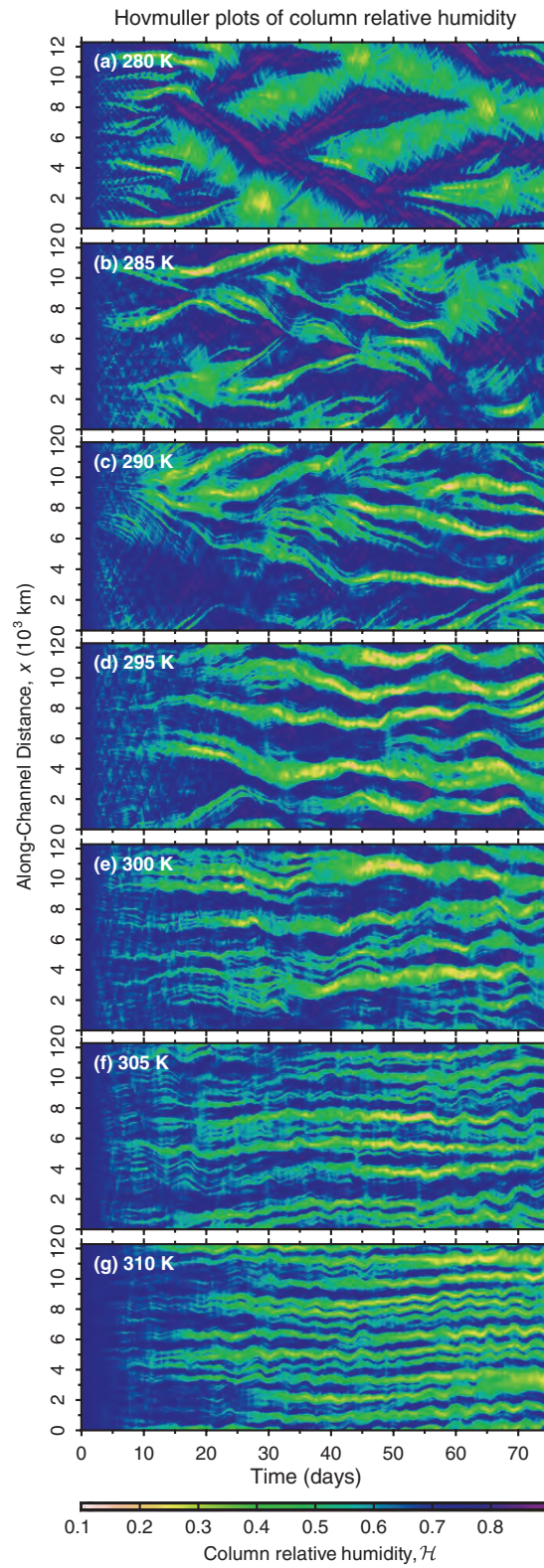


図 4.3 気柱相対湿度の南北平均のホフメラー図 (Wing and Cronin, 2016).

圏界面高度は気温の鉛直微分が0になる高さとして定義し、表 4.1 に圏界面高度と、その高度での気温を示す。

また、図 4.5 は、領域平均した地上気温と SST の関係を表している。地上気温は SST に対してほぼ線形に変化することがわかる。

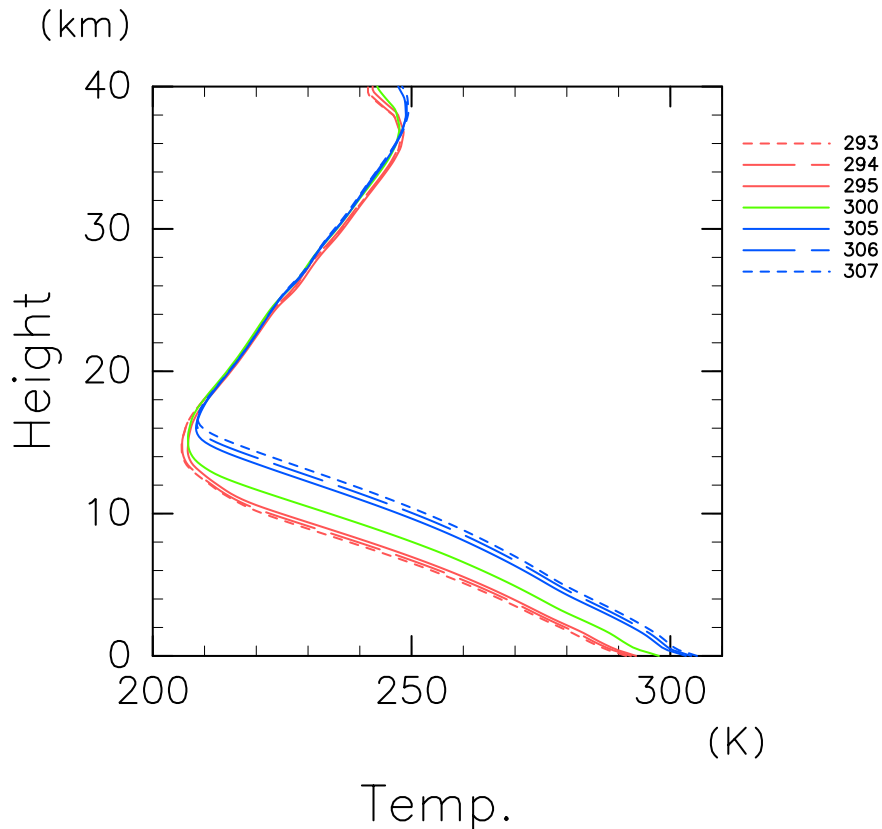


図 4.4 領域平均気温の鉛直プロファイル。

次に、1時間降水量のスナップショットを見ていく。図 4.6 は、実験開始直後 ($t = 2$ 日) の様子である。最初の降水までの時間は SST が高いほど短く、低いほど長い。しかし、十分時間が経つと、図 4.7 のように SST が低くても高くても降水域が集中ようになる。

図 4.8 は、1時間降水量の南北平均、東西平均それぞれのホフメラー図である。初めに対流が起こって降水に至るまでの時間と、降水強度の2つは SST によって変化することがわかる。一方、組織化という点では、SST によらず組織化は起こるとみなすことができる。

図 4.9 は、1時間降水量の領域平均の時間変化である。グラフの右端には、10日から30日までの四分位数と中央値を矢印で示してある。具体的な値を表 4.2 にも示す。

表 4.1 各 SST での圏界面高度と圏界面での気温.

SST (K)	圏界面高度 (km)	圏界面での気温 (K)
293	14.8	205.58
294	15.0	205.68
295	14.4	206.75
300	15.4	206.80
305	16.0	208.35
306	16.4	208.51
307	16.6	208.69

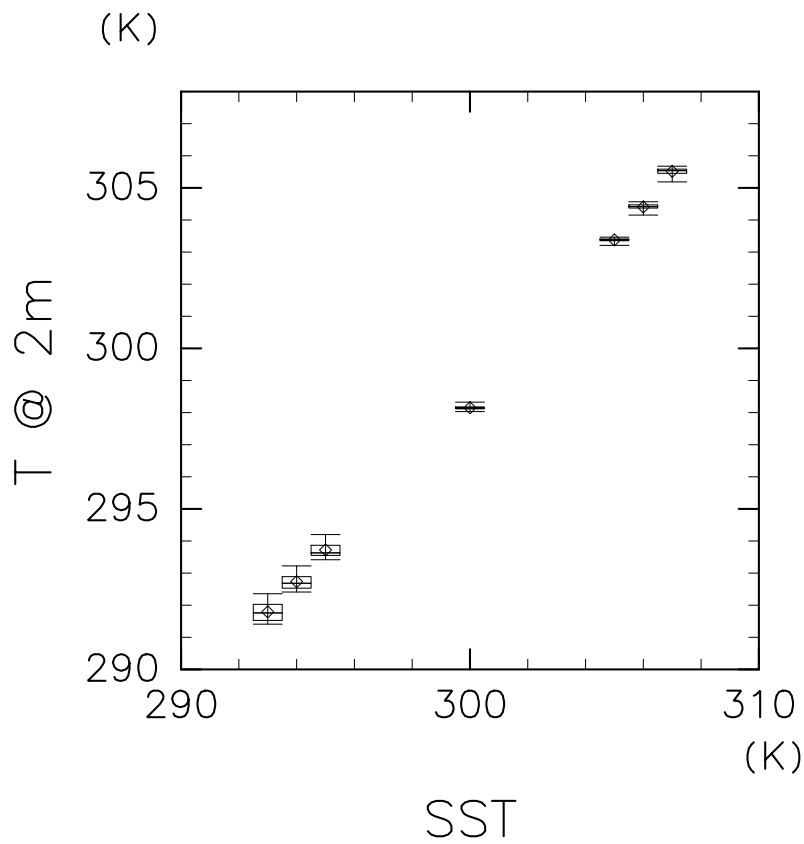


図 4.5 SST と領域平均地上気温の関係.

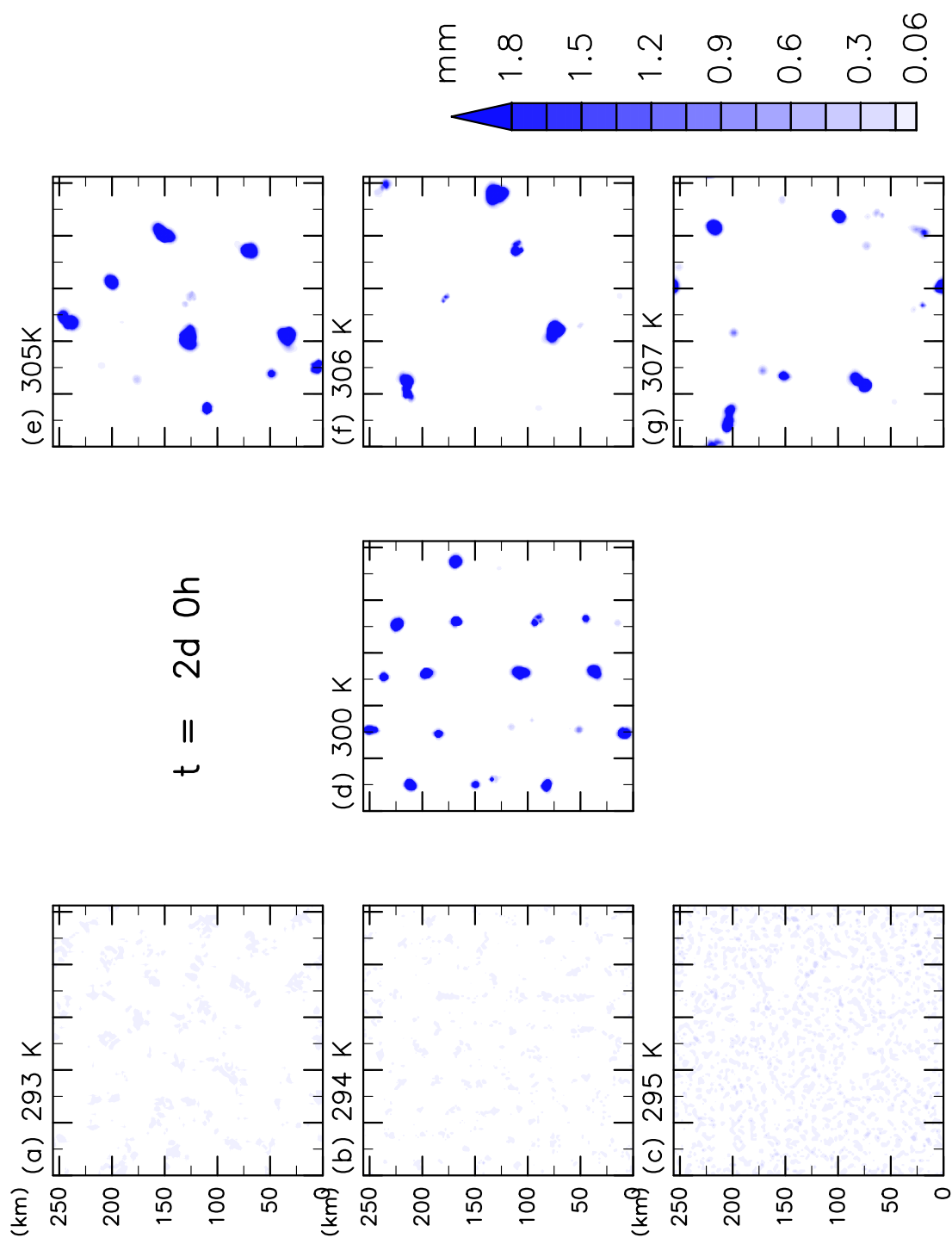


図 4.6 $t = 2$ 日 における 1 時間降水量のスナップショット.

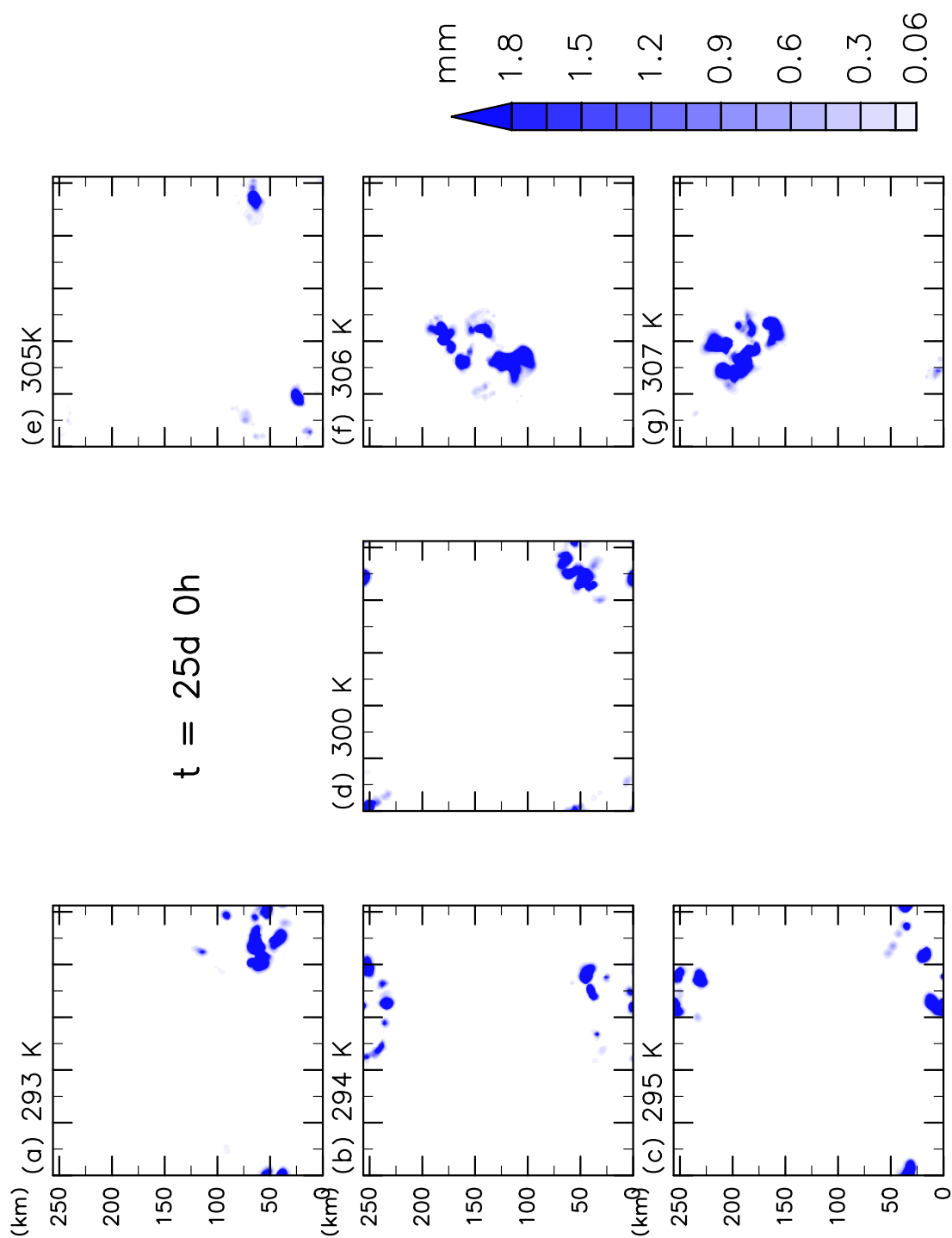


図 4.7 $t = 25$ 日 における 1 時間降水量のスナップショット.

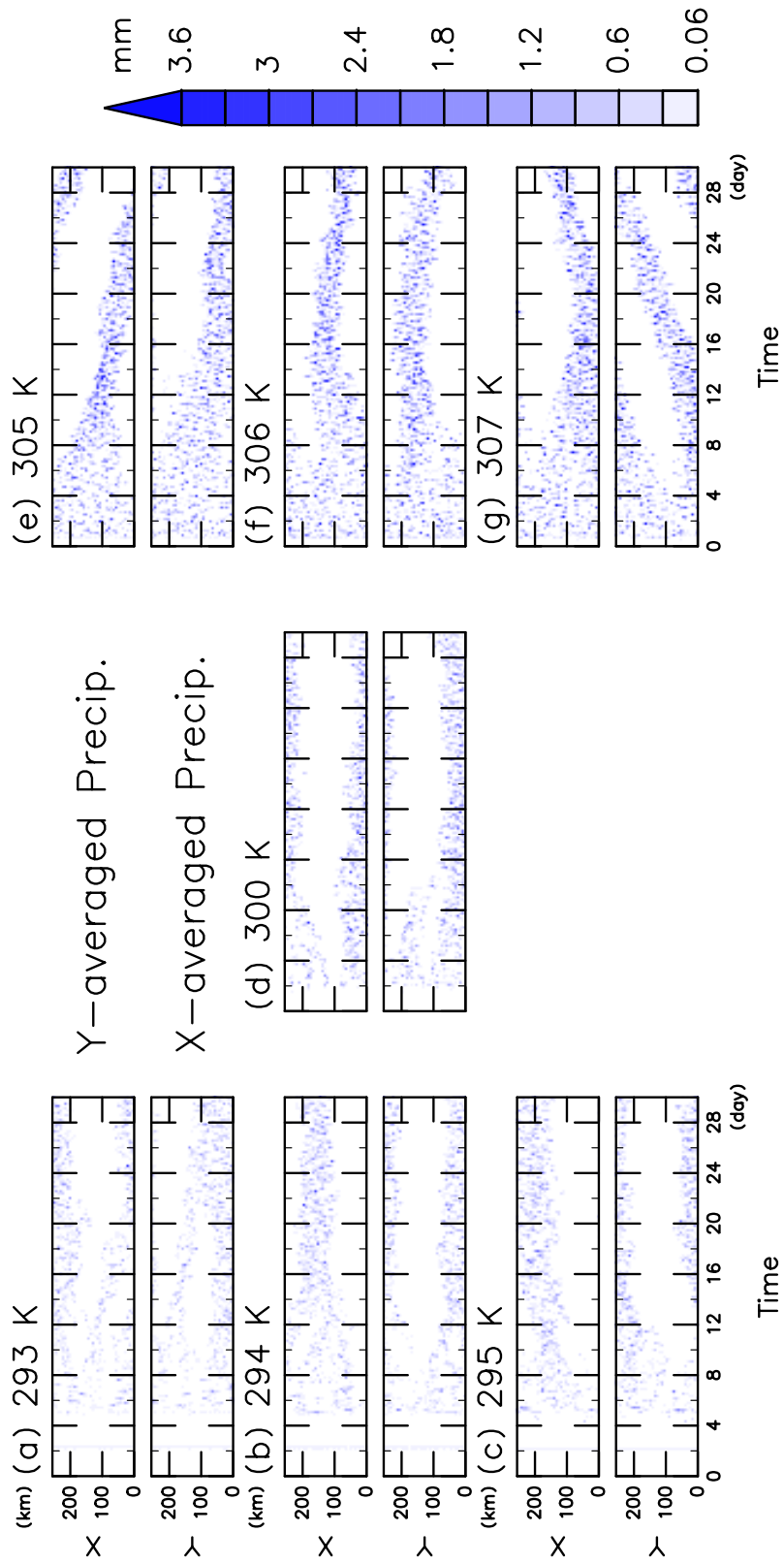


図 4.8 南北平均 (上段), 東西平均 (下段) した 1 時間降水量の時間変化.

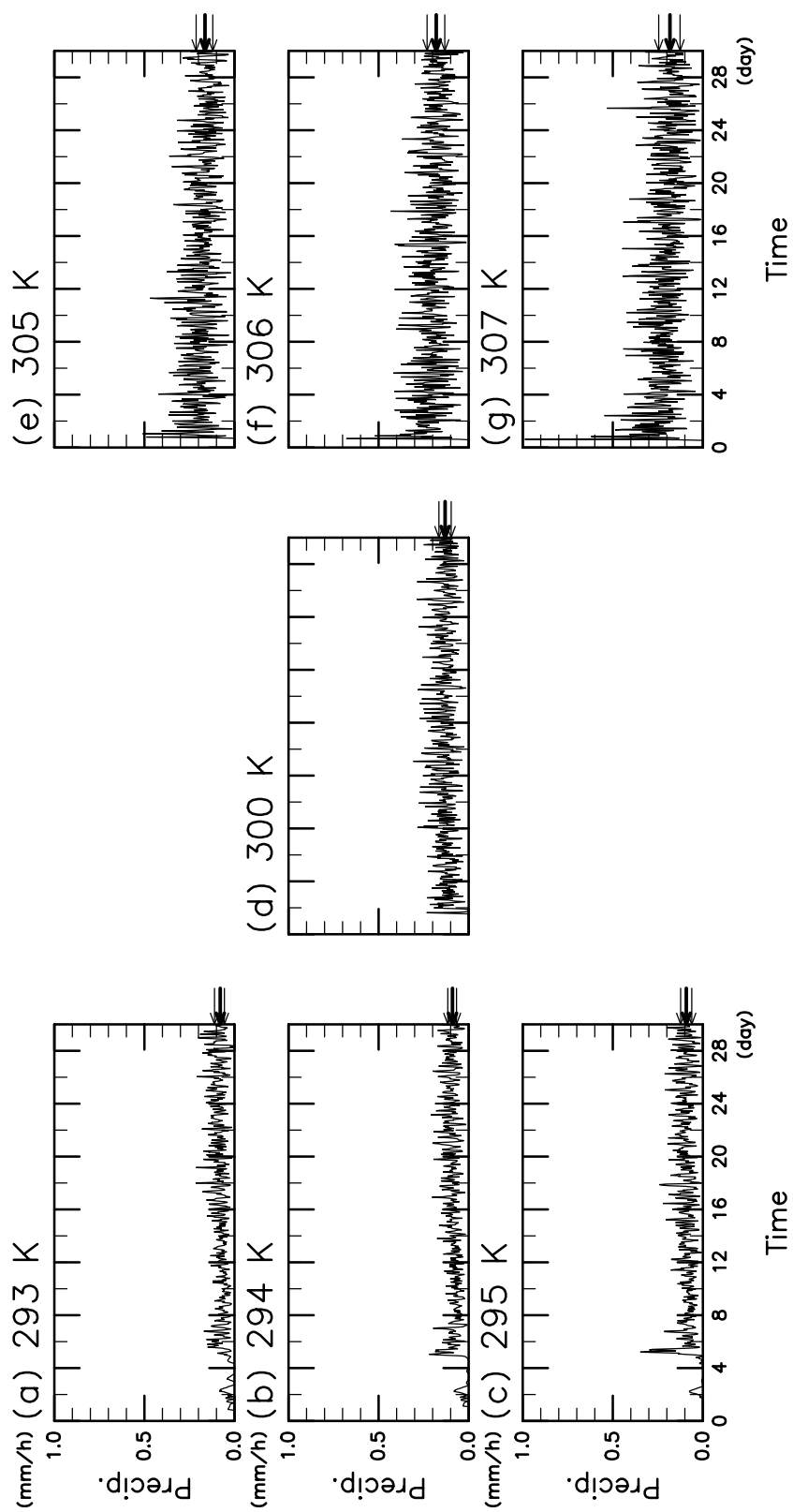


図 4.9 領域平均 1 時間降水量の時間変化.

表 4.2 各 SST における領域平均 1 時間降水量の統計量 (単位は mm).

SST (K)	第 1 四分位数	中央値	第 3 四分位数
293	0.0560	0.0791	0.1110
294	0.0675	0.0900	0.1160
295	0.0617	0.0921	0.1234
300	0.0972	0.1308	0.1652
305	0.1205	0.1637	0.2129
306	0.1327	0.1801	0.2309
307	0.1267	0.1828	0.2452

4.4 議論

図 4.10 は, 10 日から 30 日までの領域平均 1 時間降水量の統計をとり, 箱ひげ図にしたものである. SST が高くなるにつれて平均値が高くなっていくことがわかる. 一方, 最大値については, 大きな傾向としては SST と比例関係にあるものの, 305 K よりも 306 K のほうが最大値が小さいなど, 単純に線形な関係にあるとは考えにくい.

領域平均をとらず, すべてのグリッドの 1 時間降水量をヒストグラムにしたものが図 4.11 である (縦軸は対数軸). 降水がないグリッドが多いため, 0 mm 以上 5 mm 未満のビンの数は非常に多くなっているが, それ以降のビンの数は概ね指数関数的に減っていることがわかる. 注目すべき点は, SST が高くなるほど勾配が緩やかになり, 降水強度の大きな点の数が増えることである.

次に, OLR について同じような解析を試みる. 図 4.12 は, 領域平均した OLR について同様に統計をとり, 箱ひげ図にしたものである. SST が高くなるにつれて領域平均 OLR も上がっていくことがわかる. これは, 第 3 章で議論したように, 組織化が起ると降水セルのあるグリッドの割合が低くなり, 領域平均 OLR は高くなることが原因であると考えられる. 加えて, 今回は SST を変化させていることから, セルがないグリッドの OLR は SST に比例して高くなるため, 平均値が SST に比例するものと考えられる.

そこで, 領域平均をとらず, すべてのグリッドを対象に統計をとりなおすと, 図 4.13 の

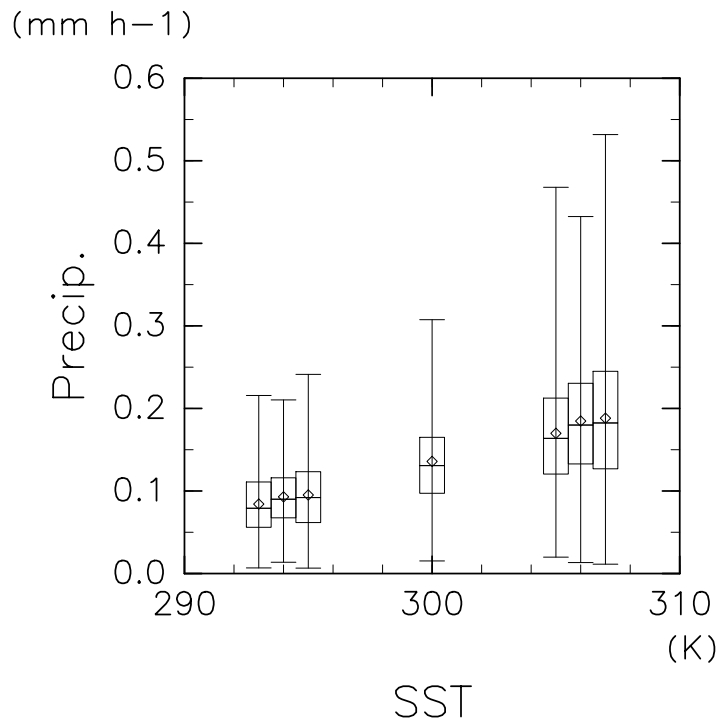


図 4.10 SST と領域平均 1 時間降水量の関係.

ようになる。こうしてみると、グリッドごとの OLR の最小値は SST が高くなるほど低くなっていくことがわかる。これは、SST と降水強度が正の相関を持つことに対応している。図 4.14 は、領域内での OLR の最小値の時間変化を表した図であり、降水量のスナップショット（図 4.6, 4.7）と整合的な結果であると考えることができる。

定量的な評価を行うため、SST 変化実験に対しても I_{org} を計算すると、OLR を用いた場合は図 4.15、500 hPa 面鉛直速度を用いた場合は図 4.16 のようになった。SST を変化させても組織化は起こるという結果と対応するように、SST の変化に対する I_{org} の鋭敏な変化は見られない。しかし、特に 305, 306, 307 K の I_{org} が、初期では高く、次第に下がっていくことから、第 3 章でも考察したように、 I_{org} は本研究の水平領域の大きさに対してはセルの数が十分でなく、組織化を正しく評価できていない可能性がある。

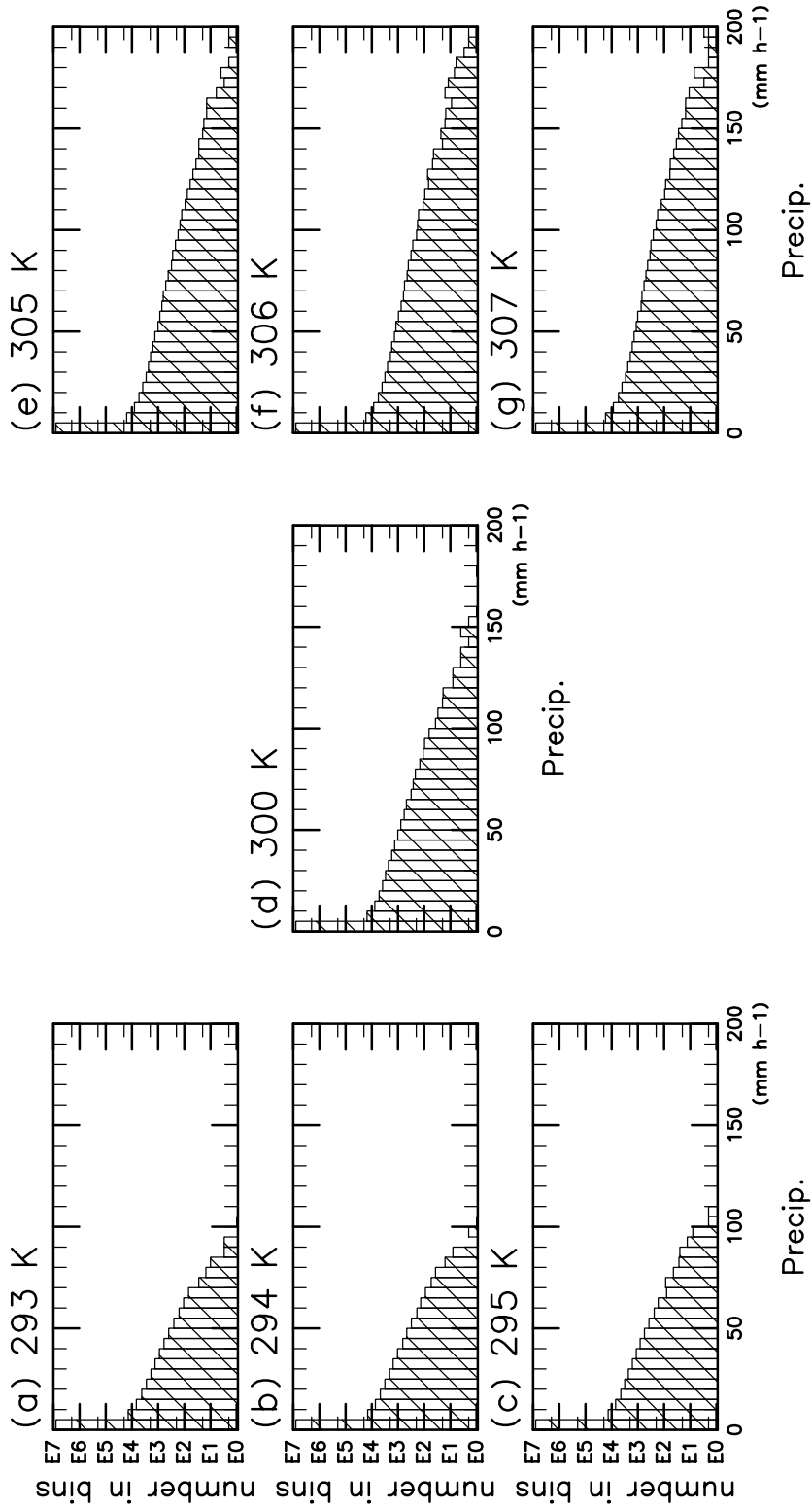


図 4.11 1時間降水量のヒストグラム。縦軸は対数軸。

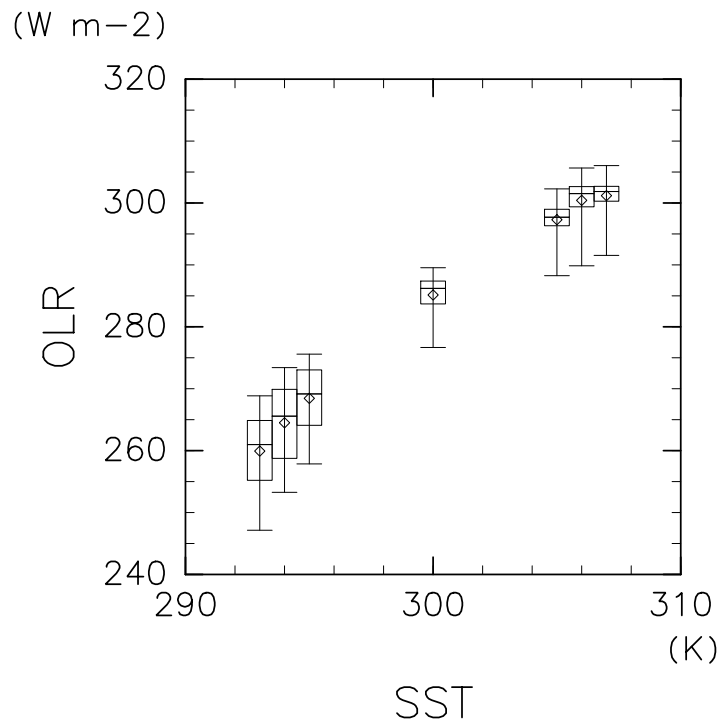


図 4.12 SST と領域平均 OLR の関係.

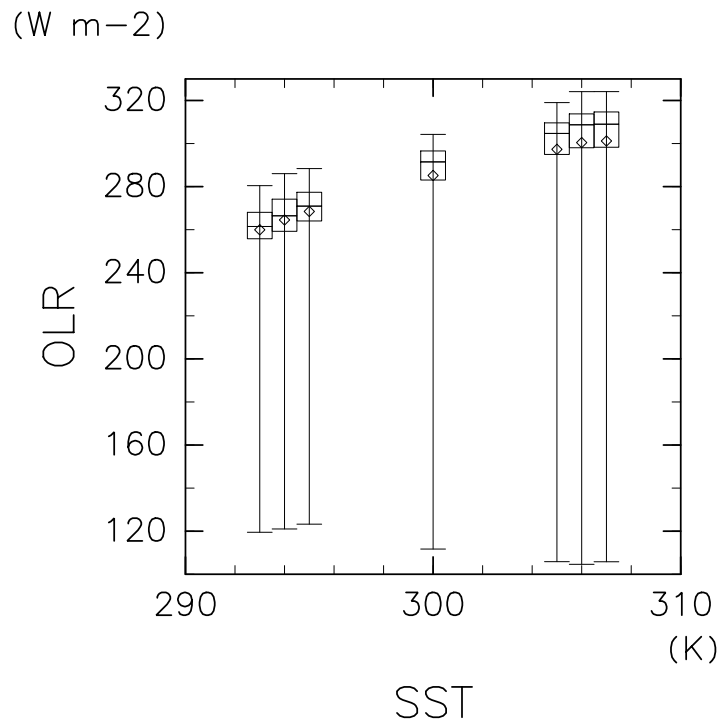


図 4.13 SST と OLR の関係.

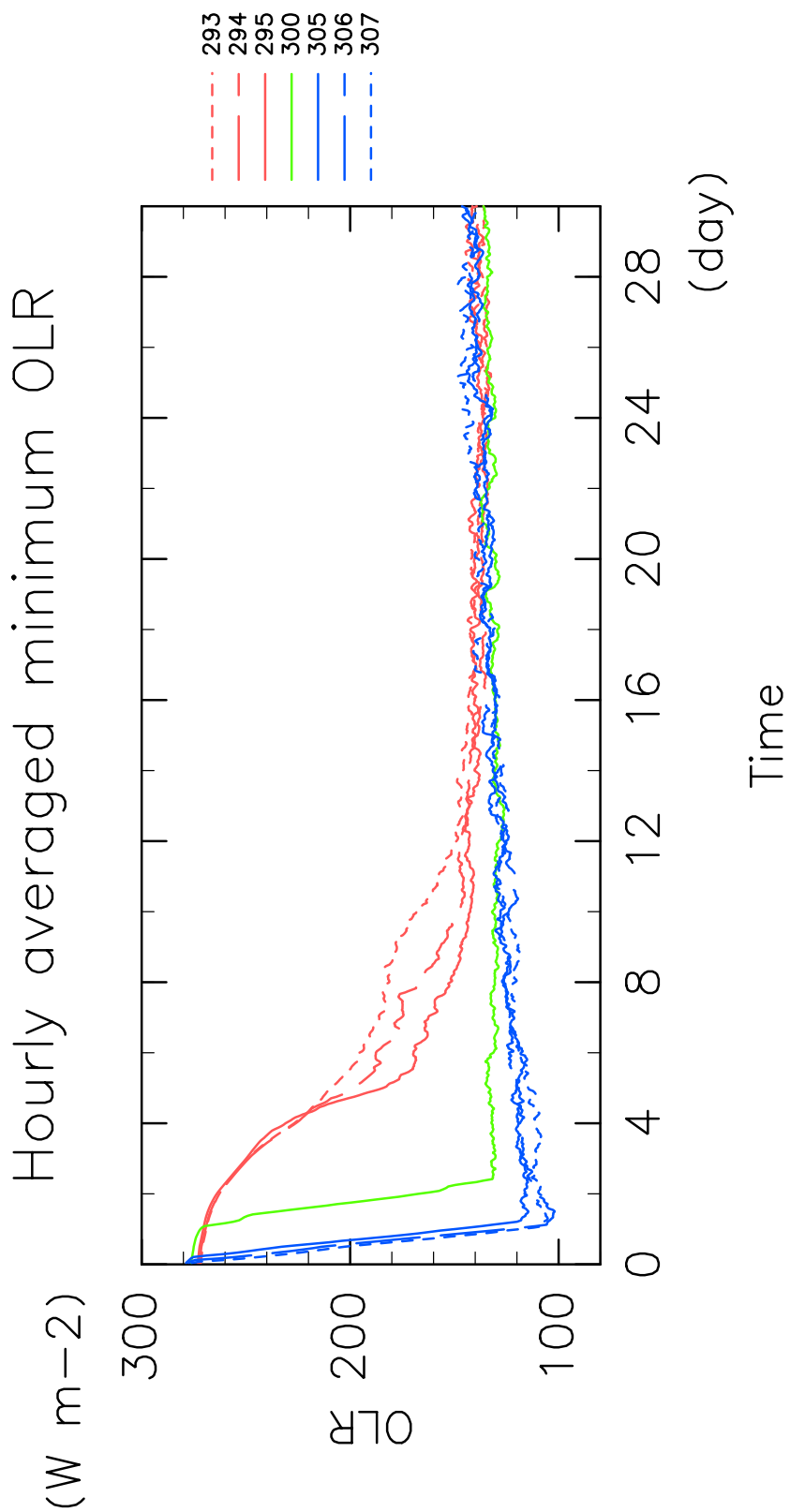


図 4.14 1 時間平均 OLR の最小値の時間変化.

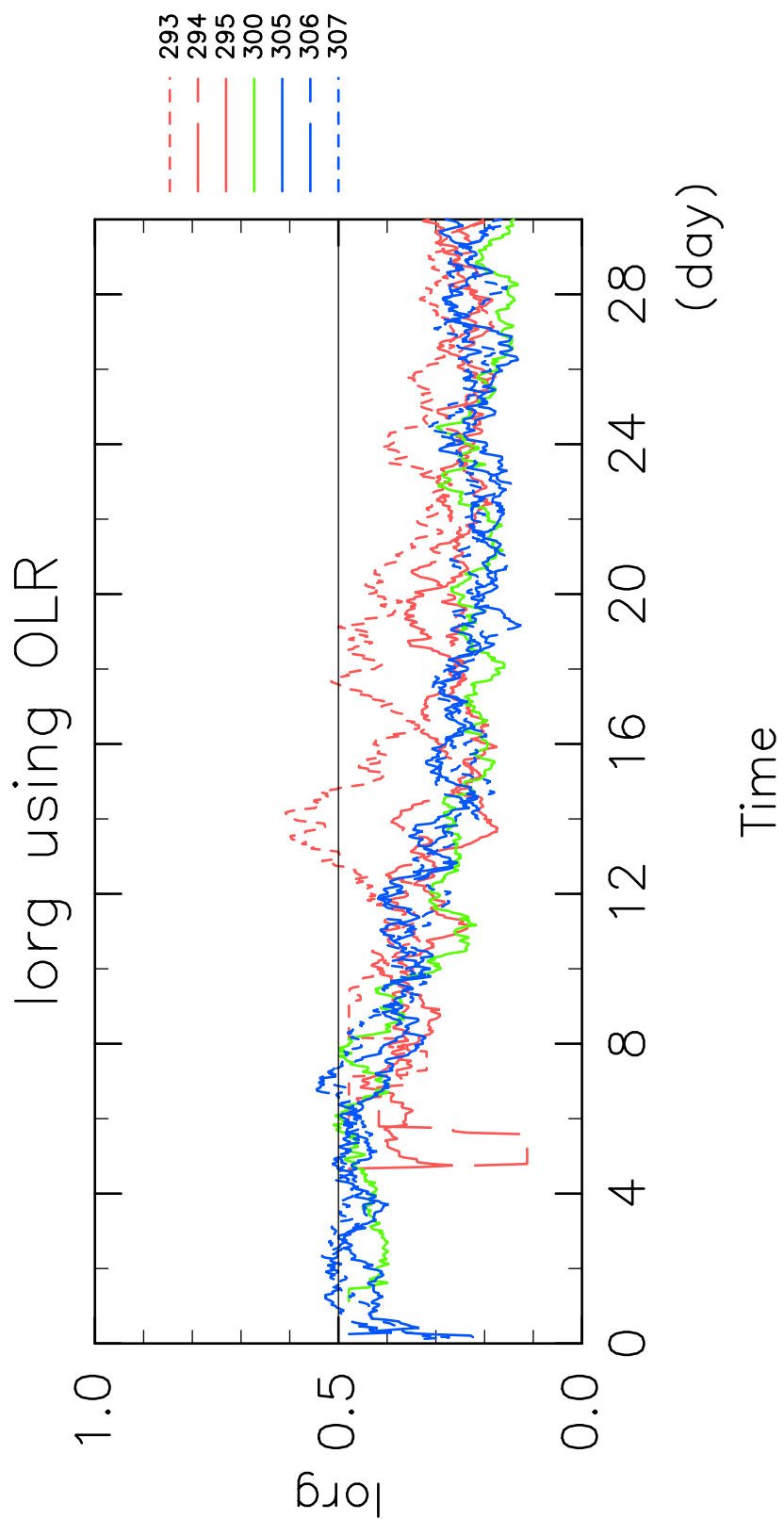


図 4.15 1 時間平均 OLR を用いた I_{org} の時間変化.

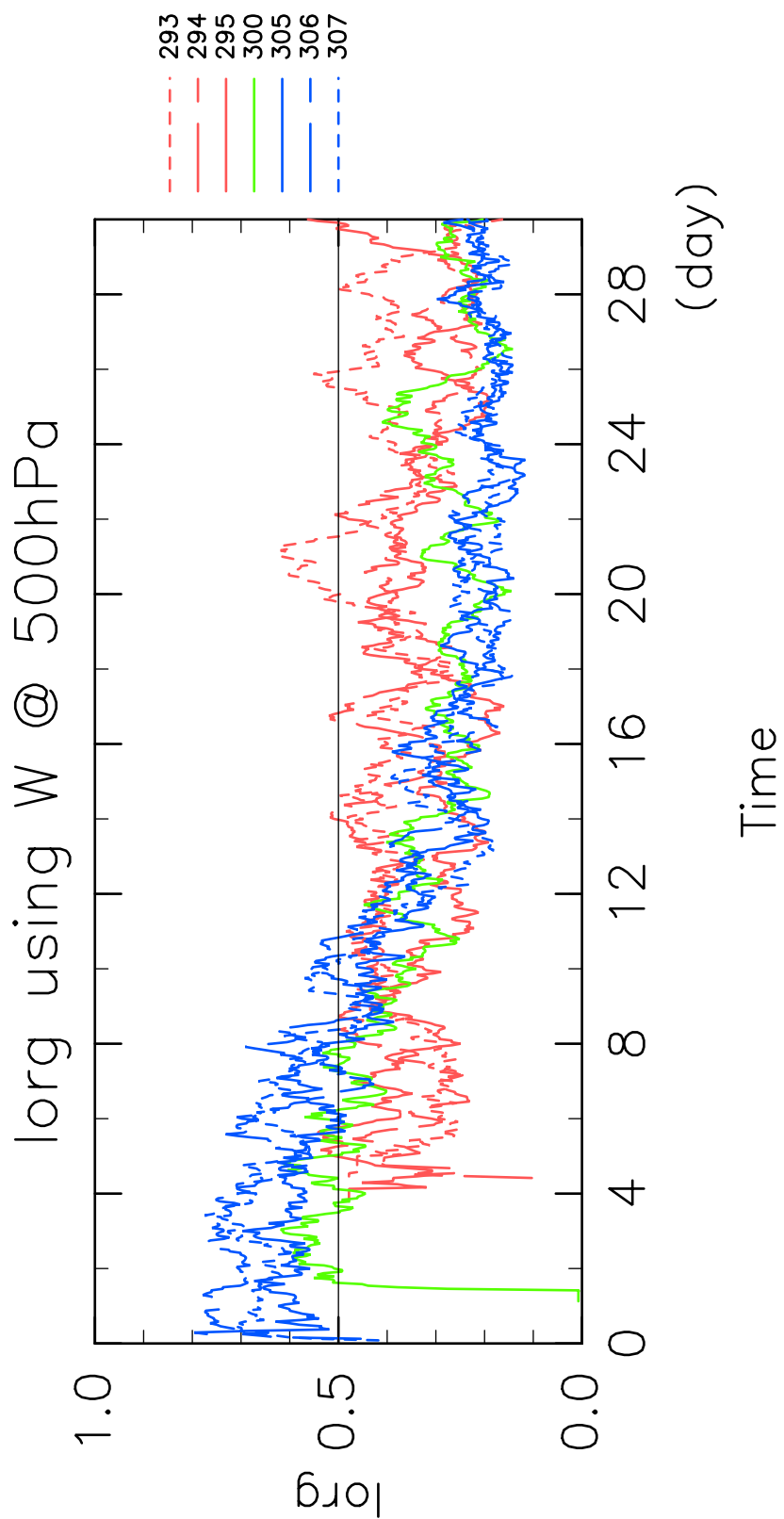


図 4.16 500hPa 面鉛直風速を用いた I_{org} の時間変化.

第 5 章 結論

本研究では, Bui et al. (2019) の実験設定を基礎とし, 降水システムの自己組織化が起こるための数値的条件についての実験と, 物理的条件として SST の変化が組織化に与える影響についての実験を行った. これらの実験結果とその議論をまとめる.

数値的条件については, 水平領域を大きくとり, 解像度を粗くすることで組織化が起こる (Muller and Held, 2012) という研究結果と, 渦拡散スキームによる SGS 乱流混合の効果が組織化に影響を与えている (Tompkins and Semie, 2017) という 2 つの先行研究があった. 本研究では, その 2 つの系統的なパラメータスイープ実験を行い, 渦拡散スキームによる乱流混合の効果が組織化の可否を決定づけていることがわかった. 具体的には, WRF では 3-D Smagorinsky を使うことが必要であるという結果になった.

3-D Smagorinsky を用いた場合, 実験開始直後はランダムに対流が起こったが, 約 20 日ほどで対流は組織化し, 一部の場所に降水が集中する期間が続いた. 約 100 日以後は, 成層圏の QBO 的振動によって水平風速が大きくなり, 風向に対応して降水域が移動する結果が得られた. 本実験では, Bui et al. (2019) で見られたような, 準定常状態, スコールライン型, バックビルディング型といった明確な降水パターンが再帰的に現れることはなかった. 一方, 2-D Smagorinsky を用いた場合, ランダムに対流が起こる状態が長く続き, 対流の組織化を認めることはできなかった.

これらの実験結果に対し, OLR や鉛直速度を用いて組織化の程度を定量化する指標 I_{org} を計算したが, 上のように 3-D Smagorinsky を用いたものは組織化が起こっており, 2-D Smagorinsky を用いたものは組織化が起こっていないという, 降水場の変化の認識と整合するような結果は得られなかった. その要因としては, 水平領域が小さすぎるため, 正しい統計的評価に必要な数のセルが存在していないことが考えられた. 一方で, 大規模な下降流から組織化を定量化する指標である SF (Subsidence fraction) を計算した結果は, この SGS 乱流混合効果の差と整合した.

SST を変化させた実験については, 初めの降水までの時間は SST が低いほど長く, 高

いほど短くなるという違いはあったが、組織化という点ではあまり違いがなく、どの SST でも組織化したと言える降水域の集中が見られた。むしろ、SST が変化することによって差が広がったのは降水強度であり、降水量に関する統計量からは、SST が約 15 K 上がると降水強度は約 2 倍になることが明らかになった。また、領域平均 OLR の統計をとると、SST に比例して平均値も大きくなった。これは領域平均をとる操作によるもので、すべてのグリッドを対象に統計をとると、SST が大きくなると OLR の最小値が小さくなるという結果が得られた。これは、SST が大きくなると降水強度が高くなることと整合的であると考えられた。

SST 変化実験に対しても I_{org} を計算したが、やはり各実験を分類するような結果は得られなかった。しかし、特に鉛直速度を用いて計算した場合 (図 4.16)、SST が高いグループでは初めの数日間の I_{org} の値が有意に高くなった。このことは、本研究で I_{org} が整合的でない要因として上で述べた説を裏付ける結果といえた。

最後に、これまでの研究に対する本研究の位置づけと、今後の課題を述べる。本研究では計算資源の制約から、最大でも $256 \text{ km} \times 256 \text{ km}$ という比較的小さな正方形領域での実験にとどまった。しかし、Bui et al. (2019) と同様に成層圏では QBO 的振動が起こり、この QBO 的振動によって対流圏内でも水平風速が大きくなり、降水パターンに影響を与えることが明らかになった。RCEMIP (Wing et al., 2018) の趣旨に沿った近年の研究では、小さな正方形領域での実験はあまり重視されておらず、本研究はその性質を明らかにした点に意義があるといえる。また、長期的な降水パターンの変動については、Bui et al. (2019) のような再帰的な変動は見られなかったものの、開始直後はランダムに降水が見られ、約 20 日以後は降水域が集中し、約 100 日以後は風の影響を受けて降水域が広がるという、大きく分けて 3 段階のパターンがあることが明らかになった。長時間実験によって成層圏変動が降水パターンに与える影響について研究した例は Bui et al. (2019) 以外にはほとんどなく、新たな知見が得られたといえる。

今後の課題としては、パラメータスイープ実験の数を増やすことが挙げられる。Muller and Held (2012) では図 3.1 のように、非常に多くの水平領域と解像度に対して組織化が起こるかどうかを調べているが、本研究では計算資源の制約から、水平領域 3 通りと渦拡散スキーム 3 通りを組み合わせた計 8 通りの実験にとどまり、水平解像度については検討を行っていない。より幅広い水平領域や解像度に対して同様の実験を行うことにより、降

水システムの自己組織化に対してさらに理解が深まると考えられる。また、感度実験としては SST 変化実験のみを行ったが、同種の実験として、CO₂ 濃度を変化させることが考えられる。

また、本研究では I_{org} を用いた定量的な評価がうまくいかなかった。この要因については上で述べたように、水平領域が小さく十分な数のセルがなかった可能性が考えられたが、その検証は本研究では行っていない。「組織化した領域」というものの定義には恣意的な選択が伴う (Muller and Held, 2012) ため、この検証を行うことはより適切な指標の定義につながると考えられる。

謝辞

本研究の実施機会を与え、終始指導してくださった余田成男教授に深く感謝いたします。また、大規模な数値実験を行うにあたり、計算機環境を提案・整備してくださり、有益な助言をくださった石岡圭一准教授、竹見哲也准教授に深く感謝いたします。WRFの設定などの計算環境の構築にあたり、多くの助言とデータを提供してくださった Hai Hoang Bui 博士、日頃から有益な討議と助言をくださった坂崎貴俊助教、研究室の学生のみなさん、また研究生活を支えてくださった秘書のみなさんに感謝いたします。

本研究における数値実験は、科研費(基盤研究(A)17H01159)の助成を受け、京都大学学術情報メディアセンターのスーパーコンピュータ、および京都大学生存圏研究所の先端電波科学計算機実験装置(A-KDK)を利用して実施しました。また、本論文中における図の作成には地球流体電脳倶楽部による Dennou-Club Library (DCL) と地球流体電脳 Ruby プロジェクトの製品を、解析のための一部のデータ作成には NCL (NCAR Command Library) と MATLAB を利用しました。

参考文献

- Arnold, N. P., and W. M. Putman, 2018: Nonrotating Convective Self-Aggregation in a Limited Area AGCM. *Journal of advances in modeling earth systems*, **10** (4), 1029–1046, doi:10.1002/2017MS001218.
- Bretherton, C. S., P. N. Blossey, and M. Khairoutdinov, 2005: An energy-balance analysis of deep convective self-aggregation above uniform SST. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **62** (12), 4273–4292, doi:10.1175/JAS3614.1.
- Bui, H., 2017: Notes on radiation. [Personal document].
- Bui, H., E. Nishimoto, and S. Yoden, 2017: Downward Influence of QBO-Like Oscillation on Moist Convection in a Two-Dimensional Minimal Model Framework. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **74** (11), 3635–3655, doi:10.1175/JAS-D-17-0095.1.
- Bui, H., S. Yoden, and E. Nishimoto, 2019: QBO-like Oscillation in a Three-Dimensional Minimal Model Framework of the Stratosphere–Troposphere Coupled System. *SOLA*, **15**, 62–67, doi:10.2151/sola.2019-013.
- Chiu, S. N., D. Stoyan, W. S. Kendall, and J. Mecke, 2013: *Stochastic geometry and its applications*. Wiley, Chichester, 544 pp., doi:10.1002/9781118658222.
- Coppin, D., and S. Bony, 2015: Physical mechanisms controlling the initiation of convective self-aggregation in a General Circulation Model. *Journal of advances in modeling earth systems*, **7** (4), 2060–2078, doi:10.1002/2015MS000571.
- Dee, D. P., and Coauthors, 2011: The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **137** (656), 553–597, doi:10.1002/qj.828.

- Dudhia, J., 2011: WRF Physics Option. NCAR WRF basic tutorial, NCAR. [https://www2.mmm.ucar.edu/wrf/users/tutorial/201107/WRF_Physics_Dudhia.ppt.pdf].
- Held, I. M., R. S. Hemler, and V. Ramaswamy, 1993: Radiative-Convective Equilibrium with Explicit Two-Dimensional Moist Convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **50** (23), 3909–3927, doi:10.1175/1520-0469(1993)050<3909:RCEWET>2.0.CO;2.
- Hong, S.-Y., and J.-O. J. Lim, 2006: The WRF Single-Moment 6-Class Microphysics Scheme (WSM6). *J.Korean Meteor.Soc.*, **42**, 129–151.
- Hong, S.-Y., Y. Noh, and J. Dudhia, 2006: A New Vertical Diffusion Package with an Explicit Treatment of Entrainment Processes. *Monthly Weather Review*, **134** (9), 2318–2341, doi:10.1175/MWR3199.1.
- Iacono, M. J., J. S. Delamere, E. J. Mlawer, M. W. Shephard, S. A. Clough, and W. D. Collins, 2008: Radiative forcing by long-lived greenhouse gases: Calculations with the AER radiative transfer models. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **113**, D13 103, doi:10.1029/2008JD009944.
- Jiménez, P. A., J. Dudhia, J. F. González-Rouco, J. Navarro, J. P. Montávez, and E. García-Bustamante, 2012: A Revised Scheme for the WRF Surface Layer Formulation. *Monthly Weather Review*, **140** (3), 898–918, doi:10.1175/MWR-D-11-00056.1.
- Kessler, E., 1969: *On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations*. American Meteorological Society, Boston, MA, 84 pp., doi:10.1007/978-1-935704-36-2.
- Muller, C. J., and I. M. Held, 2012: Detailed Investigation of the Self-Aggregation of Convection in Cloud-Resolving Simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **69** (8), 2551–2565, doi:10.1175/JAS-D-11-0257.1.
- Nishimoto, E., S. Yoden, and H. H. Bui, 2016: Vertical momentum transports associated with moist convection and gravity waves in a minimal model of QBO-like oscillation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **73**, 2935–2957, doi:10.1175/JAS-D-15-0265.1.

- Ohno, T., and M. Satoh, 2018: Roles of Cloud Microphysics on Cloud Responses to Sea Surface Temperatures in Radiative-Convective Equilibrium Experiments Using a High-Resolution Global Nonhydrostatic Model. *Journal of advances in modeling earth systems*, **10** (8), 1970–1989, doi:10.1029/2018MS001386.
- Skamarock, W. C., and J. B. Klemp, 2008: A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *Journal of computational physics*, **227** (7), 3465–3485, doi:10.1016/j.jcp.2007.01.037.
- Skamarock, W. C., and Coauthors, 2008: A Description of the Advanced Research WRF Version 3. Tech. Rep. NCAR/TN-475+STR, University Corporation for Atmospheric Research. doi:10.5065/D68S4MVH.
- Takemi, T., and R. Rotunno, 2003: The Effects of Subgrid Model Mixing and Numerical Filtering in Simulations of Mesoscale Cloud Systems. *Monthly Weather Review*, **131** (9), 2085–2101, doi:10.1175/1520-0493(2003)131<2085:TEOSMM>2.0.CO;2.
- Tompkins, A. M., and A. G. Semie, 2017: Organization of tropical convection in low vertical wind shears: Role of updraft entrainment. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, **9** (2), 1046–1068, doi:10.1002/2016MS000802.
- Weger, R. C., J. Lee, T.-R. Zhu, and R. M. Welch, 1992: Clustering, randomness and regularity in cloud fields: 1. Theoretical considerations. *Journal of Geophysical Research. D, Atmospheres*, **97** (D18), 20 519–20 536, doi:10.1029/92JD02038.
- Wing, A. A., and T. W. Cronin, 2016: Self-aggregation of convection in long channel geometry Self-Aggregation in Channel Geometry. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **142** (694), 1–15, doi:10.1002/qj.2628.
- Wing, A. A., K. Emanuel, C. E. Holloway, and C. Muller, 2017: Convective Self-Aggregation in Numerical Simulations: A Review. *Surveys in Geophysics*, **38** (6), 1173–1197, doi:10.1007/s10712-017-9408-4.
- Wing, A. A., and K. A. Emanuel, 2014: Physical mechanisms controlling self-aggregation of convection in idealized numerical modeling simulations. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, **6** (1), 59–74, doi:10.1002/2013MS000269.
- Wing, A. A., K. A. Reed, M. Satoh, B. Stevens, and S. Bony, 2018: Radia-

- tive-convective equilibrium model intercomparison project. *Geoscientific model development*, **11** (2), 793–813, doi:10.5194/gmd-11-793-2018.
- Yanase, T., and T. Takemi, 2018: Diurnal Variation of Simulated Cumulus Convection in Radiative-Convective Equilibrium. *SOLA*, **14** (0), 116–120, doi:10.2151/sola.2018-020.
- Yoden, S., H.-H. Bui, and E. Nishimoto, 2014: A Minimal Model of QBO-Like Oscillation in a Stratosphere-Troposphere Coupled System under a Radiative-Moist Convective Quasi-Equilibrium State. *SOLA*, **10**, 112–116, doi:10.2151/sola.2014-023.