

修士学位論文

雲解像モデルを用いた積雲対流の長時間計算 - 圧力方程式における熱膨張項の寄与 -

平成 25 年 3 月 18 日

専攻名 地球惑星科学専攻
学籍番号 102s414s
氏名 黒田 美紀

神戸大学大学院 理学研究科 博士課程前期課程

要旨

我々のグループ (地球流体電脳倶楽部) が開発している雲解像モデルにおいて現実的な放射スキームを導入し, 地球設定での長時間計算を行ったところ, 地表面気圧の領域平均値が大幅に減少する, という問題が生じた. 雲解像モデルとは, 大気循環の数値シミュレーションモデルの一つであり, 積雲対流を陽に表現することのできる時空間解像度 ($O(100\text{ m})$ が目標空間解像度) と物理過程を備えたモデルの名称である. 本論文では, この地表面気圧問題に取り組んだ. このモデルで用いられている方程式系の近似で無視した項のうち, この地表面気圧問題の原因として特に疑われるのは圧力方程式における熱膨張項である. この計算において, 大きな地表面気圧変化が生じた理由を調査するために, それと同じ方程式系でいくつかの計算を行い, どの程度地表面気圧問題が解消するかを見積もった. 地表面フラックスの計算に使う地表面気圧として, 各タイムステップでの値を用いる場合 (Default 実験と呼ぶ) と基本場の値に固定する場合 (CtlPress_atSfcFlux 実験と呼ぶ) について, それぞれ鉛直領域を, 30 km を標準として, 24 km, 30 km, 36 km, 48 km として計算を行った. 「温度上昇 \rightarrow 圧力減少 \rightarrow 水蒸気混合比増加 \rightarrow 温度上昇」という蒸発量のフィードバックを抑えることによって, 地表面気圧の減少が抑制されるだろう, という見通しを立てて行った CtlPress_atSfcFlux 実験については, 鉛直領域が 30 km の場合では Default 実験よりも大気最下層の気圧の減少幅が, 初期値を基準として 3.2 % 減少しており, 鉛直領域 48 km の場合では 2.2 % 減少した. しかし, 鉛直領域を変える実験については, 鉛直領域を広くとる程大気最下層の気圧の減少幅は小さくなることが分かったが, このようになる原因は明らかに出来なかった. 次に熱膨張項を含む方程式系での数値計算を行い, 地表面気圧問題がどの程度解決するかを調べた. この実験は, 先に行った計算設定のうち, もっとも地表面気圧の減少幅が小さかった CtlPress_atSfcFlux_z48km について行った. 熱膨張項を含まない方程式系と, 熱膨張項を含む方程式系それぞれについて実験を行ったところ, 熱膨張項を含む方程式の方が熱膨張項を含まない方程式系よりも, 初期値を基準として 4.8 % 減少幅が小さくなった. しかし, 熱膨張項を含む方程式系では積分時間終了後も大気最下層の気圧が減少し続ける可能性があり, さらなる数値モデルの改良が必要である.

目次

第1章 序章	3
1.1 はじめに	3
1.2 本論文の目的・構成	4
第2章 モデルの概要	6
2.1 基礎方程式系	6
2.2 雲物理過程のパラメタリゼーション	8
2.3 放射加熱項の表現	10
2.4 乱流混合のパラメタリゼーション	11
2.4.1 運動方程式中の拡散項	11
2.4.2 熱の式の拡散項	12
2.4.3 乱流拡散係数の式	12
2.4.4 散逸加熱項の表現	13
2.4.5 地表面フラックスの表現	13
2.5 離散化の概要	13
第3章 地表面フラックスの計算に使う地表面圧力を固定する実験と鉛直領域を変えた実験	16

3.1	計算設定	16
3.2	地表面フラックスの計算に使う地表面圧力を固定する場合の設定 . .	17
3.3	結果と考察	18
第 4 章	熱膨張項を含む方程式系での計算	21
4.1	方程式系	21
4.2	計算設定	21
4.3	結果と考察	22
第 5 章	結論	25
	謝辞	27
	参考文献	28

第1章 序章

1.1 はじめに

地球の大気中には水蒸気が含まれており、水の相変化を伴う鉛直対流が生じている。これは積雲対流と呼ばれる。その典型的な空間スケールは、背の高い水平方向に 10 km 程度の大きさを持つ積乱雲群に着目すれば 1 km - 10 km のオーダーであり、その時間スケールは、寿命で定義すれば約 1 時間のオーダーである。積雲対流は熱帯大気の平均鉛直温度構造を決めるのに重要な役割を果たしている。放射によって大気が冷却され、対流不安定になると積雲対流が発生し、それによって大気が温められることによって熱帯大気の平均温度構造が維持されている。

大気中における、放射過程と対流過程の両方の物理過程を考慮した熱的つりあいを放射対流平衡という。地球などの湿潤大気の平均構造を求めるには、雲解像モデルにおいて長時間計算を行う必要がある。雲解像モデルとは、大気循環の数値シミュレーションモデルの一つであり、積雲対流を陽に表現することのできる時空間解像度 ($O(100\text{ m})$ が目標空間解像度) と物理過程を備えたモデルの名称である。例えば、Held et al. (1993) では、雲と放射の相互作用を考慮した雲解像モデルを用いた長時間計算が行われた。その結果得られた大気平均鉛直構造 (図 1.1) は、多くの点で平均的な熱帯大気平均鉛直構造に似ている。

我々の研究グループ (地球流体電脳倶楽部) でも雲解像モデル (deepconv) の開発を行っており、長時間積分を行ったケースがある。中島 (1994) では、個々の積乱雲から総観規模に至るまでの積雲対流の階層的組織化の直接計算を行った。この計算領域は、水平 4096 - 16384 km, 鉛直 22.6 km であり、積分時間は 8 日以上である。そしてこの研究では、多種のパラメタ軸による数値実験において、個々の積乱雲や、メソ対流系、クラウドクラスターが現れ、積雲対流の階層構造のうち、これらのものが積雲対流自身の属性であることが示された。また今関 (2011) では、自由対流圏に湿度をゼロとした層を水平非一様に与える実験と、ある高度以上の全領域の大気湿度の基本場をゼロにする実験を行い、大気湿度に対する積雲対流の発達感度を調べた。計算領域は、水平 512 km, 鉛直 30 km, 積分時間は 60 時間であ

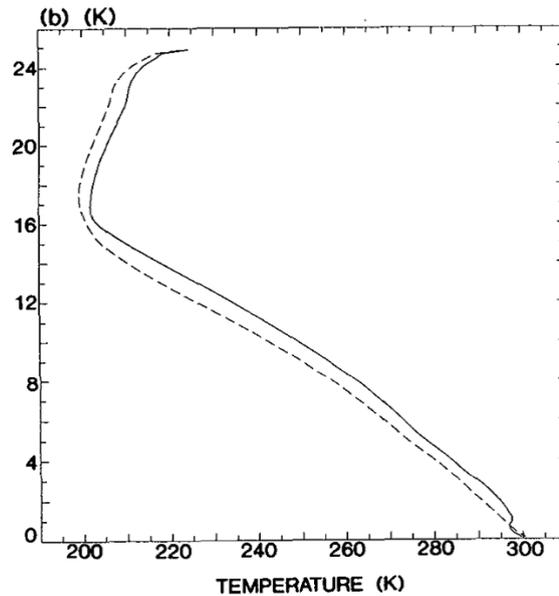


図 1.1: Held et al. (1993) で得られた温度分布.

る. この研究では, 自由対流圏下部に乾燥した層が存在すると積雲対流の発達が抑制され, また初期の大気湿度分布を水平非一様にする, それよりも強く雲対流の発達が抑制されること, 乾燥していない領域で生じる雲対流の強度が著しく増すことが示された. さらに, 放射過程の高度化の第一歩として, 雲と放射過程の相互作用を扱える現実的な放射スキームを導入し, 地球設定で長時間計算を行った (林ほか, 2012). 導入した放射過程については, 短波 11 バンド, 長波 10 バンドを用い, 水蒸気, 二酸化炭素, オゾン, 雲による吸収を考慮している. また計算領域は, 水平 512 km, 鉛直 30 km, 時間積分は 50 - 80 日である. ところが地表面気圧の領域平均値が大幅に減少するという問題が生じた. この減少幅は, 80 日で 28 % 以上である. この地表面気圧問題については, モデルで使っている方程式系 (準圧縮方程式系, Klemp and Wilhelmson, 1978) の近似に問題があると疑っている. なぜなら, Bryan and Frisch (2002) は, 準圧縮方程式系が厳密な方程式系での計算と比較して質量, エネルギーに誤差を生じることを示しているからである.

1.2 本論文の目的・構成

本論文では, deepconv において地球設定で行った計算において生じた地表面気圧問題にとりくむ. ただし, この地表面気圧の減少は放射過程を高度化したことによるとは考えにくい, ため, 本論文では放射過程として簡単な一様冷却を用いる. ま

た、このようにより簡単な物理過程に立ち返って方程式系の見直しを行うことは、数値モデルを開発するにあたって重要なステップであると考えられる。現在、方程式系の近似の際に無視した項のうち、原因として特に疑われるのは圧力方程式における熱膨張項である。その根拠は、同じ方程式系の圧力方程式に熱膨張項を入れて火星設定で行った計算 (山下, 2009) では、地表面気圧に目立った変動が無いことである (山下, 2012, personal communication)。そこでまず、deepconv における地球設定で行った計算において大きな地表面気圧変化が生じた理由を調査するために、それと同じ方程式系でいくつかの計算を行い、その計算においてどの程度地表面気圧が減少するかを見積もる。具体的には、地表面フラックスの計算に使う地表面気圧として、各タイムステップでの値を用いる場合と基本場の値に固定する場合について、それぞれ鉛直領域を変化させた計算を行う。前者の実験は、「温度上昇 → 圧力減少 → 水蒸気混合比増加 → 温度上昇」という蒸発のフィードバックを抑えることによって、地表面気圧の減少が抑制されるだろう、という見通しの下で行う。次に熱膨張項を含む方程式系での数値計算を行い、地表面気圧問題がどの程度解決するかを調べる。

本論文の構成は以下のようにになっている。第 2 章では数値モデルの概要を示し、第 3 章では、deepconv において地球設定で行った計算において用いられたのと同じ方程式系で行った計算について、そして、第 4 章でその圧力方程式に熱膨張項を入れた計算について、それぞれ地表面気圧減少問題がどの程度解決するかを調べる。最後に第 5 章で結論を示す。

第2章 モデルの概要

今回改良した雲解像モデル `deepconv` は、水平・鉛直の三次元モデルであるが、本論文における実験では水平・鉛直の二次元モデルとして使っている。そのため、本章ではモデルの概要を二次元で示す。以下では水平方向の座標変数を x 、鉛直方向の座標変数を z 、時間方向の変数を t と表す。

2.1 基礎方程式系

モデルの方程式系について述べる。力学的な枠組みは、準圧縮方程式系 (Klemp and Wilhelmson, 1978) を用いる。この方程式系では、予報変数を以下のように水平一様な基本場とそこからのずれに分離し、方程式の線形化を行っている。

$$\begin{aligned}
 u &= u'(x, z, t), \\
 w &= w'(x, z, t), \\
 \pi &= \bar{\pi}(z) + \pi'(x, z, t), \\
 T &= \bar{T}(z) + T'(x, z, t), \\
 \theta &= \bar{\theta}(z) + \theta'(x, z, t), \\
 q_v &= \bar{q}_v(z) + q'_v(x, z, t), \\
 q_c &= q'_c(x, z, t), \\
 q_r &= q'_r(x, z, t)
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで、 u, w はそれぞれ x, z 方向の速度、 π はエクスター関数、 T は温度、 θ は温位、 q_v, q_c, q_r はそれぞれ水蒸気、雲水、雨水混合比であり、 $(\bar{\quad})$ をつけた変数は基本場を、 $(\quad)'$ をつけた変数は基本場からのずれを表す。密度の式では乾燥成分と湿潤成分の分子量の差を考慮するが、熱の式では考慮しない。また、地球の回転を無視している。

運動方程式

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - c_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial x} + Turb.u', \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - c_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} + Turb.w' \\ & + \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_v} \right). \end{aligned} \quad (2.3)$$

圧力方程式

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = - \frac{\bar{C}_s^2}{c_{pd} \bar{\rho} \bar{\theta}_v^2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{\theta}_v u_j). \quad (2.4)$$

熱の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) \\ & + Turb.\bar{\theta} + Turb.\theta'. \end{aligned} \quad (2.5)$$

混合比の保存式

$$\frac{\partial q'_v}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_v}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_v}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} + Src.q'_v + Turb.q'_v + Turb.\bar{q}_v, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial q'_c}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_c}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_c}{\partial z} \right) + Src.q'_c + Turb.q'_c, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial q'_r}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_r}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_r}{\partial z} \right) + Src.q'_r + Fall.q'_r + Turb.q'_r. \quad (2.8)$$

エクスター関数 π

$$\pi \equiv \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R_d/c_{pd}}. \quad (2.9)$$

温位 θ

$$\theta \equiv T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/c_{pd}} = \frac{T}{\pi}. \quad (2.10)$$

密度 ρ

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{p}{R_d T} \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q_c + q_r) \\ &= \frac{p}{R_d T} \\ &= \frac{p_0 \pi^{c_{vd}/R_d}}{R_d \theta_v}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

仮温位 θ_v

$$\theta_v = \frac{\theta}{\left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v}\right)(1 + q_v + q_c + q_r)}. \quad (2.12)$$

音波速度 C_s

$$C_s^2 = \frac{c_{pd}}{c_{vd}} R_d \pi \theta_v. \quad (2.13)$$

ここで, c_{pd}, c_{vd} はそれぞれ乾燥大気の定圧比熱, 定積比熱, R_d は乾燥大気の気体定数, M_d, M_v はそれぞれ乾燥大気, 湿潤大気の分子量, p_0 は標準圧力, $Q_{cnd}, Q_{rad}, Q_{dis}$ はそれぞれ凝結, 放射, 拡散による加熱・冷却項, $Turb.$ は粘性拡散項, $Fall.$ は落下項, $Src.$ は生成項である.

2.2 雲物理過程のパラメタリゼーション

方程式系に含まれる凝結による加熱 Q_{cnd} , 生成項 Src , 落下項 $Fall$ の評価は, 中島 (1998) で用いられた Kessler (1969) のパラメタリゼーションに従う.

暖かい雨のバルク法のパラメタリゼーションでは, 気相と凝縮相を表 2.1 に記載した三つのカテゴリーに分ける. 三つのカテゴリー間で生じる微物理素過程を表 2.2 に示す. これらの量はすべて正の値として定義される. なお, 水蒸気が直接雨水に凝結する過程は無視する.

表 2.1: Kessler (1969) のパラメタリゼーションにおけるカテゴリー.

記号	意味	内容
q_v	水蒸気混合比	気体の状態で存在する水.
q_c	雲水混合比	落下速度がゼロな液体の粒子. 実際の大气中の雲水に相当する.
q_r	雨水混合比	通常 $100 \mu\text{m}$ 以下の微小な流体粒子. 有意な落下速度を持つ液体の粒子. 実際の大气中の雨粒に対応する.

表 2.2: Kessler (1969) のパラメタリゼーションにおける雲微物理素過程.

記号	内容
CN_{vc}	凝結による水蒸気から雲水への変換 (condensation).
EV_{cv}	蒸発による雲水から水蒸気への変換 (evaporation).
EV_{rv}	蒸発による雨水から水蒸気への変換 (evaporation).
CN_{cr}	併合成長による雲水から雨水への変換 (autocondensation). 併合や水蒸気拡散により, 雲粒子が雨粒の大きさにまで成長する.
CL_{cr}	衝突併合による雲水から雨水への変換 (collection). 大水滴が小水滴を衝突併合する.
PR_r	雨水の重力落下に伴う雨水混合比の変化率 (precipitation).

この微物理素過程を用いて (2.5) - (2.8) 式を書き直すと, 以下のようになる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{L}{c_{pd} \bar{\pi}} (CN_{vc} - EV_{cv} - EV_{rv}) \\ & + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{rad} + Q_{dis}) + Turb. \bar{\theta} + Turb. \theta', \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q'_v}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial q'_v}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_v}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} - (CN_{vc} - EV_{cv} - EV_{rv}) \\ & + Turb. q'_v + Turb. \bar{q}_v, \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q'_c}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial q'_c}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_c}{\partial z} \right) + (CN_{vc} - EV_{cv} - CN_{cr} - CL_{cr}) \\ & + Turb. q'_c, \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q'_r}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial q'_r}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_r}{\partial z} \right) + (CN_{cr} + CL_{cr} - EV_{rc}) + PR_r \\ & + Turb. q'_r. \end{aligned} \quad (2.17)$$

雲物理素過程は以下のように定式化する.

水蒸気と雲水の間の変換: $-CN_{vc} + EV_{cv}$

雲水は粒が小さく, 水蒸気との間で瞬間的に飽和調節が起こるものとする. すなわち, 移流などの項を計算した後の温度と水蒸気量が過飽和状態となっている場合には, ちょうど飽和になる量の水蒸気を凝縮させる. 一方, 移流などの項を計算した後に, 雲水が存在するにもかかわらず未飽和になっている場所では, ちょうど飽和になる量の雲水を蒸発させる.

雲水の併合成長: CN_{cr}

Kessler (1969) に従って, 以下のように与える.

$$CN_{cr} = (q_c - q_{c0})/\tau_{ac}. \quad (2.18)$$

雲水の衝突併合: CL_{cr}

Kessler (1969) に従って, 以下で定式化する.

$$CL_{cr} = 2.2q_c(\bar{\rho}q_r)^{0.875}. \quad (2.19)$$

雨の蒸発: EV_{rv}

$$EV_{rv} = 4.85 \times 10^{-2}(q_{vsw} - q_v)(\bar{\rho}q_r)^{0.65}. \quad (2.20)$$

雨水のフラックス: PR_r

雨水の重力落下による混合比の変化率は,

$$PR_r = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho}U_r q_r) \quad (2.21)$$

であり, 雨水の終端落下速度 U_r [ms^{-1}] は,

$$U_r = 12.2(q_r)^{0.125} \quad (2.22)$$

で与える.

2.3 放射加熱項の表現

放射加熱項 Q_{rad} は正味の上向き放射フラックス F_{net} を用いて以下のように表される.

$$Q_{rad} = -\frac{1}{\bar{\rho}c_{pd}} \frac{dF_{net}}{dz}. \quad (2.23)$$

本モデルでは F_{net} は陽に計算せず, Q_{rad} は高度のみに依存するパラメタとして与える. 与えることができる Q_{rad} の一例として, 中島 (1994) の表式を以下に示す.

Q_{rad} を

$$Q_{rad} \equiv \frac{1}{\pi} Q_R + Q_N \quad (2.24)$$

と表現する. ここで Q_R は

$$Q_R(z) = \begin{cases} 0 & [\text{K/day}] & z > 15000[\text{m}], \\ 1(15000 - z)/5000 & [\text{K/day}] & 1000[\text{m}] < z < 15000[\text{m}], \\ 1 & [\text{K/day}] & z < 10000[\text{m}] \end{cases} \quad (2.25)$$

であり, 高度によって変化する水平一様な冷却を表している. また, Q_N はニュートン冷却であり,

$$Q_N = \frac{\theta'_{meanX}}{D_N} \quad (2.26)$$

である. ここで θ'_{meanX} は温位の擾乱成分を x 方向に平均した値で, $D_N = 1/5$ [1/day] は Q_N の強度である. この項は, モデル全体の温度が基本場から大きく離れないようにする項である.

2.4 乱流混合のパラメタリゼーション

2.4.1 運動方程式中の拡散項

Klemp and Wilhelmson (1978) および CReSS (坪木と榊原, 2001) と同様に, 1.5 次のクロージャーを用いることで粘性拡散項は以下のように書ける.

$$\begin{aligned} Turb.u_i &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{(u'_i u'_j)} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[-K_m \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} E \right]. \end{aligned} \quad (2.27)$$

ここで K_m は運動量に対する乱流拡散係数であり, E はサブグリッドスケールの乱流運動エネルギー

$$E = \frac{1}{2} \overline{\{(u')^2 + (w')^2\}} = \frac{K_m^2}{C_m^2 l^2} \quad (2.28)$$

である.

2.4.2 熱の式の拡散項

Klemp and Wilhelmson (1978) および CReSS (坪木と榊原, 2001) と同様に, 1.5 次のクロージャーを用いることで温位の粘性拡散項は以下のように書ける.

$$\begin{aligned} T_{urb.\theta} &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i \theta'} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right). \end{aligned} \quad (2.29)$$

ここで K_h は温位に対する乱流拡散係数である.

2.4.3 乱流拡散係数の式

Klemp and Wilhelmson (1978) および CReSS (坪木と榊原, 2001) と同様に, 1.5 次のクロージャーを用いることで, 乱流拡散係数の時間発展方程式は以下のように書ける.

$$\begin{aligned} \frac{\partial K_m}{\partial t} &= - \left(u \frac{\partial K_m}{\partial x} + w \frac{\partial K_m}{\partial z} \right) - \frac{3gC_m^2 l^2}{2\theta_v} \left(\frac{\partial \theta_{el}}{\partial z} \right) \\ &\quad + (C_m^2 l^2) \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \\ &\quad + \frac{C_m^2 l^2}{2} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right\} - \frac{K_m}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 K_m^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 K_m^2}{\partial z^2} \right) + \left(\frac{\partial K_m}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial K_m}{\partial z} \right)^2 - \frac{1}{2l^2} K_m^2. \end{aligned} \quad (2.30)$$

ここで $C_\varepsilon = C_m = 0.2$, 混合距離 $l = \text{Min}(\Delta z, \Delta x)$ とする. ただし $\Delta x, \Delta z$ はそれぞれ x, z 方向の格子点間隔である. θ_{el} は以下のように定義する.

$$\theta_{el} = \overline{\theta}_v + \theta'_v \quad (\text{for } q_c = 0), \quad (2.31)$$

$$\theta_{el} = \overline{\theta}_v + \theta'_v + \frac{Lq_v}{c_{pd}p_i} \quad (\text{for } q_c > 0). \quad (2.32)$$

ただし,

$$\overline{\theta}_v + \theta'_v = \overline{\theta}_v \left\{ 1 + \frac{\theta}{\overline{\theta}} + \frac{q_v/M_v}{1/M_d + q_v/M_v} - \frac{q_v + q_c + q_r}{1 + \overline{q}_v} \right\} \quad (2.33)$$

である.

2.4.4 散逸加熱項の表現

散逸加熱項 Q_{dis} は、乱流運動エネルギーの散逸項をもとに、以下のように与える。

$$Q_{dis} = \frac{1}{c_p} \frac{C_\varepsilon}{l} \frac{K_m^3}{(C_m l)^3}. \quad (2.34)$$

2.4.5 地表面フラックスの表現

本モデルでは、地表面からの運動量、熱、水蒸気のフラックスの表現として、中島 (1994) による単純なバルク法の定式化を採用している。以下では、地球大気に対する単純なバルク法の表式を示す。

地表面からの運動量、熱、水蒸気のフラックスをそれぞれ F_u, F_θ, F_{q_v} とすると、

$$F_u = -C_D V_{sfc} \rho u_{z=0} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} F_\theta &= -C_D V_{sfc} \rho (T_{z=0} - T_{sfc}) \\ &= -C_D V_{sfc} \rho \left(\theta_{z=0} - \frac{T_{sfc}}{\Pi_{sfc}} \right) \Pi_{sfc} \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} F_{q_v} &= -C_D V_{sfc} \rho (q_{vz=0} - q_{sfc}) \\ &= -C_D V_{sfc} \rho \left(q_{vz=0} - \frac{M_v e_{sfc}}{M_d p_{sfc}} \right) \end{aligned} \quad (2.37)$$

である。ここで、 $C_D = 0.0015$ はバルク係数、 e は飽和蒸気圧であり、下付き添字“ $_{z=0}$ ”は大気最下層の値を意味し、下付き添字“ $_{sfc}$ ”で地表面の値を示す。また、地表面風速 V_{sfc} は

$$V_{sfc} = \sqrt{u^2 + v_0^2} \quad (2.38)$$

で表される。ここで v_0 [m/s] は風速の最低値であり、風が吹いていなくてもある程度の蒸発量と熱フラックスがあることを保証するためのものである。

2.5 離散化の概要

本モデルでは、図 2.1 に示すように、水平・鉛直方向の格子点をずらして互い違いに配置する。配置方法は、水平方向に Arakawa C グリッド、鉛直方向に Lorenz グリッドを用いている。すべてのスカラー量（気圧偏差、温位偏差、水蒸気混合比、

雲水混合比, 雨水混合比) を格子の中心に配置する. ベクトル量 (速度など) は中心から次のように半格子ずらして配置する. x 方向ベクトル量を評価する点は, 鉛直方向にスカラー量と同じとし水平方向に半格子ずらす. z 方向ベクトル量を評価する点は, 水平方向にスカラー量と同じとし鉛直方向に半格子ずらす. 格子点のラベルづけおよび境界は, 図 2.2 のように設定する.

空間方向の離散化は二次精度または四次精度の中心差分を用いて行い, 時間方向の離散化は時間分割法を用いて行う. 運動方程式と圧力方程式は短い時間刻み $\Delta\tau$ で時間積分を行う. 音波に関する項の離散化には HE-VI 法を採用し, u の式は前進差分, w, π の式は後退差分で評価する. 音波に関わらない項についてはリーブフロッグ法を用いて積分する. 熱力学の式とその他のトレーサーの式は, リーブフロッグ法を用いて長い時間刻み Δt で時間積分を行う.

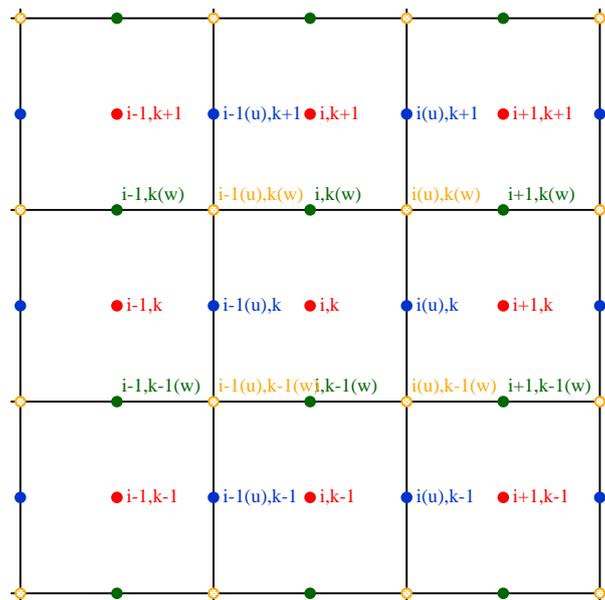


図 2.1: 格子点の配置 (地球流体電脳倶楽部, 2012).

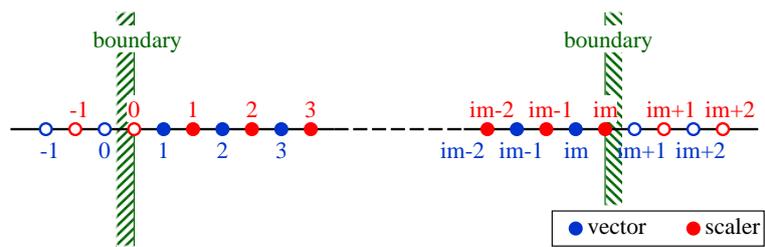


図 2.2: 添字と境界の設定. 実際に計算する添字の範囲は 1 から im とする (地球流体電脳倶楽部, 2012).

第3章 地表面フラックスの計算に使う地表面圧力を固定する実験と鉛直領域を変えた実験

本章では、圧力方程式における熱膨張項の寄与を調べる前に `deepconv` を用いて行った実験について述べる。この実験では、地表面フラックスの計算に使う地表面気圧として各タイムステップでの値を用いる（第2章で述べた方法で地表面フラックスを計算する）場合と、基本場の値に固定する場合について、それぞれ鉛直領域を、30 km を標準として、24 km, 30 km, 36 km, 48 km として計算を行った。

3.1 計算設定

この実験における計算設定は以下のようにした。

- 計算領域: $x = 256$ km, $z = 24$ km, 30 km, 36 km, 48 km
- 格子点間隔: $\Delta x = 1$ km, $\Delta z = 300$ m
- タイムステップ: $\Delta t = 4$ sec, $\Delta \tau = 2$ sec
- 積分時間: 4320000 sec (50 day)
- 境界条件: 水平方向は周期境界, 鉛直方向は 下部 \rightarrow 温度 302 K 固定, $w = 0$, 地表面フラックスを考慮, 上部 $\rightarrow w = 0$
- 大気組成: 乾燥成分 N₂, 凝結成分 H₂O

ここで、 $\Delta x, \Delta z$ はそれぞれ x, z 方向の格子点間隔、 $\Delta t, \Delta \tau$ はそれぞれ第2章で述べた長いタイムステップ、短いタイムステップである。次に、本実験で与えた初期場の設定について述べる。まず、基本場を以下のように与えた。

1. 302 K に固定した地表面温度から乾燥断熱減率に沿った温度分布を求める。
2. 静水圧平衡の関係から圧力分布を求める。
3. 相対湿度と上記で求めた温度と圧力から、水蒸気混合比分布を求める。

そしてこの基本場に、水平 50 km, 鉛直 0 km の位置に半径 500 m で温位擾乱の最大値が 2.0 K の擾乱を置き、これを初期場とした。

3.2 地表面フラックスの計算に使う地表面圧力を固定する場合の設定

本論文における、“地表面フラックスの計算に使う地表面圧力を固定する” 場合に行っている設定について述べる。第 2 章で述べたとおり、本論文では地表面からの運動量、熱、水蒸気のフラックスの表現として、中島 (1994) による単純なバルク法の定式化を採用しているが、“地表面フラックスの計算に使う地表面圧力を固定する” 場合には、地表面圧力を各タイムステップで計算される値ではなく基本場の値に固定して、地表面フラックスの計算を行う。これは、次に述べる蒸発量のフィードバックによって生じる誤差の増幅を抑制するためである。このフィードバックは、「大気中の温度が上昇すると、上端が $w = 0$ でふたをされているために地表面の圧力が下がる → 地表面の圧力が下がる → (2.37) より地表面からの水蒸気フラックスが増加し、大気中の水蒸気混合比が増加する → 大気中の水蒸気混合比が増加する、すなわち単位質量あたりの潜熱が増えるので、大気中の温度が上がる。」というものである。“地表面フラックスの計算に使う地表面圧力を固定する” 場合の地表面フラックスの計算の表記は、

$$F_u = -C_D V_{sfc} \rho u_{z=0} \quad (3.1)$$

$$F_\theta = -C_D V_{sfc} \rho \left(\theta_{z=0} - \frac{T_{sfc}}{\Pi_{BZsfc}} \right) \Pi_{BZsfc} \quad (3.2)$$

$$F_{q_v} = -C_D V_{sfc} \rho \left(q_{vz=0} - \frac{M_v}{M_d} \frac{e_{sfc}}{p_{BZsfc}} \right) \quad (3.3)$$

となる。ここで、“ BZ ” は基本場の値を表す。

これ以降は、“地表面フラックスの計算に使う地表面圧力を固定する” 実験 ((3.1) - (3.3) を用いて地表面フラックスの計算を行う実験) を CtlPress_atSfcFlux 実験、このような強制を行っていない実験 ((2.35) - (2.37) を用いて地表面フラックスの計算を行う実験) を Default 実験と呼ぶことにする。また、それぞれ実験について、

表 3.1: 予備実験の実験設定.

鉛直領域 \ 地表面フラックスの計算での p_{sfc}	各時刻での値	基本場の値
24 km	Default_z24km	CtlPress_atSfcFlux_z24km
30 km	Default_z30km	CtlPress_atSfcFlux_z30km
36 km	Default_z36km	CtlPress_atSfcFlux_z36km
48 km	Default_z48km	CtlPress_atSfcFlux_z48km

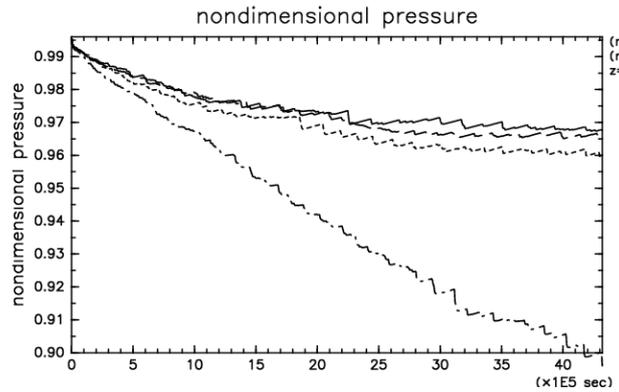
表 3.2: 各実験ごとの 50 日積分後の変化量. 初期値を基準としている.

実験名	$\pi_{z=0}$ の減少率	$p_{z=0}$ の減少率
Default_z24km	9.9 %	35 %
Default_z30km	3.6 %	13 %
Default_z36km	2.9 %	10 %
Default_z48km	2.8 %	9.7 %
CtlPress_atSfcFlux_z24km	5.0 %	18 %
CtlPress_atSfcFlux_z30km	2.6 %	9.3 %
CtlPress_atSfcFlux_z36km	2.3 %	8.2 %
CtlPress_atSfcFlux_z48km	2.2 %	7.5 %

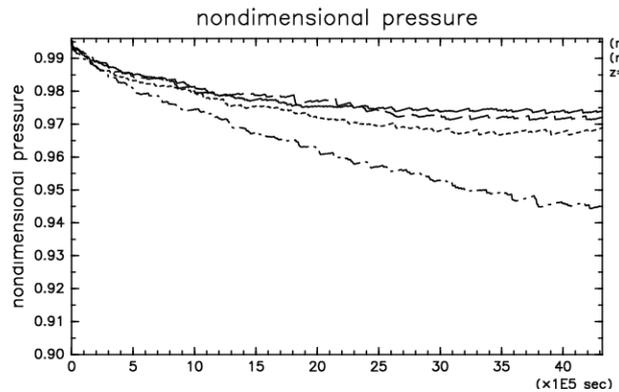
鉛直領域を変えた場合の設定と実験名の対応を表 3.1 に示す. ここで, p_{sfc} は地表面の値を表す.

3.3 結果と考察

各実験における, 大気最下層での水平平均したエクスター関数の時間発展を図 3.1 に示す. Default 実験よりも CtlPress_atSfcFlux 実験の方が, 大気最下層での気圧の減少幅が小さく, また鉛直領域を広くした方が, 大気最下層での気圧の減少幅が小さいことがわかる. また, 各実験での大気最下層のエクスター関数, 気圧の減少率の詳細な値を表 3.2 にまとめている. ここで, $p_{z=0}$ は大気最下層での値を表す. 標準実験とした鉛直領域 30 km については, Default 実験よりも大気最下層の気圧の減少幅が, 初期値を基準として 3.2 % 減少しており, 鉛直領域 48 km の場



(a) 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: エクスナー関数 [1].



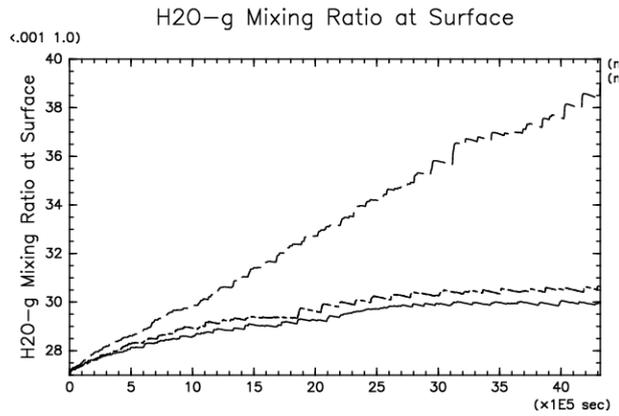
(b) 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: エクスナー関数 [1].

図 3.1: (a): Default 実験, (b): CtlPress_atSfcFlux 実験における大気最下層での水平平均エクスナー関数の時間変化. それぞれ, 実線: 鉛直領域 48 km, 破線: 鉛直領域 36 km, 点線: 鉛直領域 30 km, 一点鎖線: 鉛直領域 24 km である.

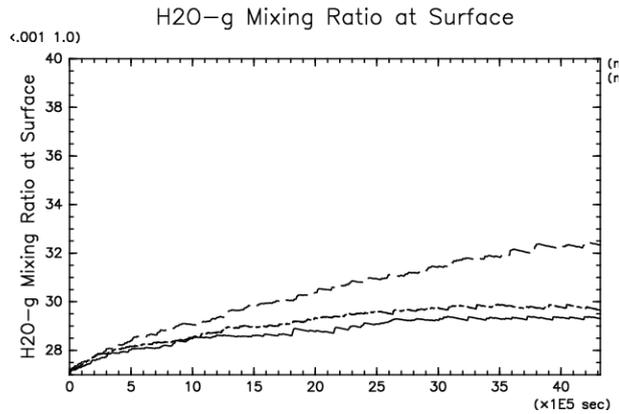
合では 2.2 % 減少した.

図 3.2 に, 地表面での水平平均した水蒸気混合比の時間変化を示す. これより, 大気最下層のエクスナー関数の時間変化と地表面での水蒸気混合比の時間変化に対応が見られ, Default 実験よりも CtlPress_atSfcFlux 実験の方が, 大気最下層での気圧の減少幅が小さいのは, 「温度上昇 → 圧力減少 → 水蒸気混合比増加 → 温度上昇」という蒸発フィードバックを抑えたためと思われる. 鉛直領域を広くした方が, 大気最下層での気圧の減少幅が小さいことについては, なぜこのような結果になったのかわかっていない. 上部境界を遠ざけたことが原因と考えられるものの, その根拠は明らかでない.

この結果から, もっとも減少幅が小さい CtlPress_atSfcFlux_z48km について, 圧力方程式に熱膨張項を入れた場合と入れない場合の比較を行う.



(a) 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: 水蒸気混合比 [10^{-3} Kg/Kg].



(b) 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: 水蒸気混合比 [10^{-3} Kg/Kg].

図 3.2: (a): Default 実験, (b): CtlPress_atSfcFlux 実験における地表面での水平平均水蒸気混合比の時間変化. それぞれ, 実線: 鉛直領域 48 km, 破線: 鉛直領域 36 km, 点線: 鉛直領域 30 km, 一点鎖線: 鉛直領域 24 km である.

第4章 熱膨張項を含む方程式系での計算

圧力方程式に熱膨張項を含む方程式系で計算を行った。計算設定は、第3章の結果において地表面気圧の減少率が一番小さかった CtlPress_atSfcFlux_z48km である。

4.1 方程式系

用いるのは第2章で述べた方程式系とほぼ同じである。異なる点は、圧力方程式に熱膨張項を加えている点である。熱膨張項を含む圧力方程式を以下に記載する。

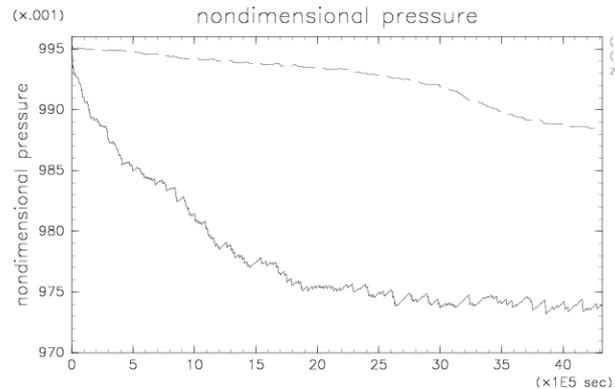
圧力方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \pi'}{\partial t} = & - \frac{\overline{C_s}^2}{c_{pd} \overline{\rho} \overline{\theta}_v^2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho} \overline{\theta}_v u_j) \\ & + \frac{\overline{C_s}^2}{c_{pd} \overline{\theta}_v} \left\{ \underbrace{\frac{\theta'}{\overline{\theta}}}_{(\dagger 1)} - \underbrace{\left(\frac{\dot{q}_v + \dot{q}_c + \dot{q}_r}{1 + \overline{q}_v} - \frac{\dot{q}_v / M_v}{1 / M_d + \overline{q}_v / M_v} \right)}_{(\dagger 2)} \right\}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

この二行目が熱膨張項である。そのうち (†1) に比例する項は非断熱的な加熱による圧力変化を表しており、(†2) に比例する項は凝結による組成の変化に伴う圧力変化を表している。

4.2 計算設定

本実験における計算設定は第3章で示した設定とほぼ同じであるが、以下の点異なる。ただし、地表面フラックスの計算については CtlPress_atSfcFlux 実験に



(a) 横軸: 時刻 [sec], 縦軸: エクスナー関数 [1].

図 4.1: 大気最下層でのエクスナー関数の時間変化. 実線: 林ほか (2012) と同じ方程式系での結果, 破線: 熱膨張項を入れた方程式系での結果.

おける方法を用いる.

- 計算領域: $x = 256 \text{ km}, z = 48 \text{ km}$
- タイムステップ: $\Delta t = 2 \text{ sec}, \Delta \tau = 1 \text{ sec}$

ここで, $\Delta x, \Delta z$ はそれぞれ x, z 方向の格子点間隔, $\Delta t, \Delta \tau$ はそれぞれ第 2 章で述べた長いタイムステップ, 短いタイムステップである. また, 初期場についても第 3 章で示したものと同一である.

4.3 結果と考察

熱膨張項を含まない方程式系で計算した結果とその圧力方程式に熱膨張項を入れた方程式系で計算した結果を比較する. 各実験における, 大気最下層でのエクスナー関数の時間発展を図 4.1 に示す. 各実験での, 大気最下層のエクスナー関数, 気圧の減少率の詳細な値は表 4.1 にまとめている. ここで, $z=0$ は大気最下層での値を表す. 図と表から明らかなように, 方程式系に熱膨張項を導入することによって地表面気圧の減少に大きな影響を及ぼすことがわかる.

しかし, 方程式系に熱膨張項を加えた実験でも, 大気最下層でのエクスナー関数の減少がこの先も続くと予想される. そこで, 大気最下層でのエクスナー関数の変化は何によってもたらされるのかを考える. 図 4.2 の (c)-(h) では, 領域内の水蒸

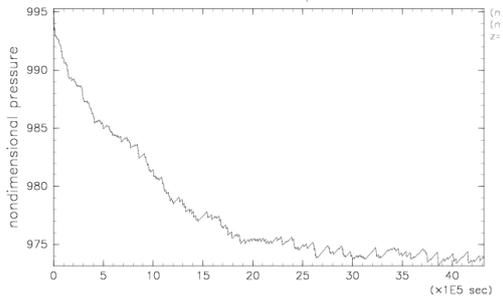
表 4.1: 各実験ごとの 50 日積分後の変化量.

実験名	$\pi_{z=0}$ の減少率	$p_{z=0}$ の減少率
熱膨張項なし	2.2 %	7.7 %
熱膨張項あり	0.67 %	2.3 %

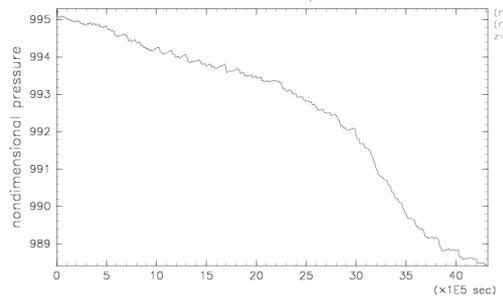
気の総量, 降水量の積算, 蒸発量の積算のそれぞれ時間変化を示している. そこで, 連続の式は改良の余地があると思われる. なぜなら, 蒸発や降水による水蒸気の領域への出入りによって地表面気圧は変化すると考えられるが, これらどの量の時間変化にも, 大気最下層のエクスナー関数の時間変化との対応が見られないからである. deepconv で用いられている連続の式は

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.2)$$

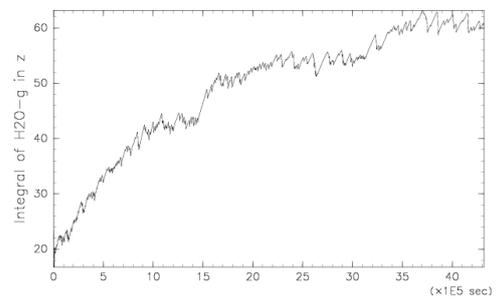
であり, この式に地表面で蒸発した水蒸気が大気中に入る分, あるいは降水によって水蒸気が大気中から出て行く分が考慮されていない恐れがある. この点については, 今後確認する必要がある.



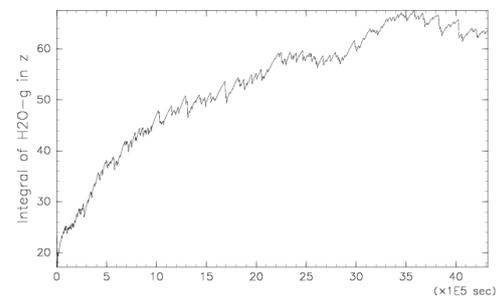
(a) 大気最下層でのエクスター関数の時間変化. 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: エクスター関数 [1].



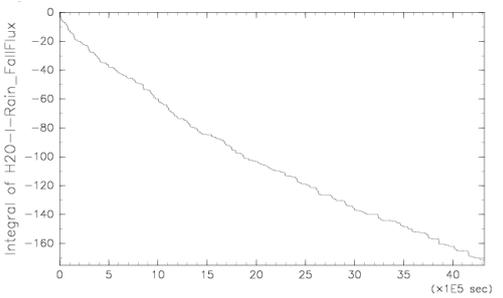
(b) 大気最下層でのエクスター関数の時間変化. 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: エクスター関数 [1].



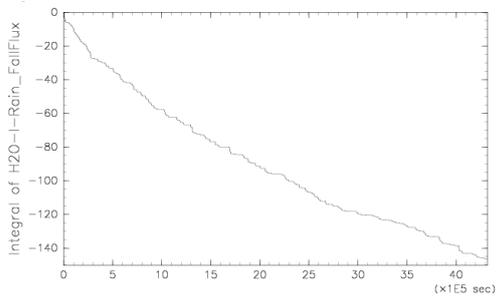
(c) 領域内の水蒸気の総量の時間変化. 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: 水蒸気の総量 [Kg/m^2].



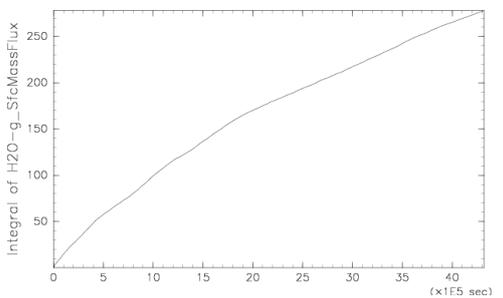
(d) 領域内の水蒸気の総量の時間変化. 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: 水蒸気の総量 [Kg/m^2].



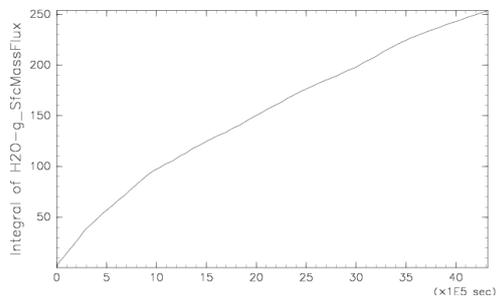
(e) 領域内の降水量の積算の時間変化. 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: 降水量の積算 [Kg/m^2].



(f) 領域内の降水量の積算の時間変化. 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: 降水量の積算 [Kg/m^2].



(g) 領域内の蒸発量の積算の時間変化. 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: 蒸発量の積算 [Kg/m^2].



(h) 領域内の蒸発量の積算の時間変化. 横軸: 時刻 [10^5 sec], 縦軸: 蒸発量の積算 [Kg/m^2].

図 4.2: 左: 林ほか (2012) と同じ方程式系での水平平均値, 右: 熱膨張項を含む方程式系での水平平均値.

第5章 結論

本論文では、我々のグループが行った `deepconv` において現実的な放射スキームを導入して行った地球設定での長時間計算で生じた問題のうち、地表面気圧問題に取り組んだ。このモデルで用いられている方程式系の近似で無視した項のうち、この地表面気圧問題の原因として特に疑われるのは圧力方程式における熱膨張項である。この計算において大きな地表面気圧変化が生じた理由を調査するために、それと同じ方程式系でいくつかの計算を行い、どの程度地表面気圧問題が解消するかを見積もった。地表面フラックスの計算に使う地表面気圧として、各タイムステップでの値を用いる場合 (Default 実験と呼ぶ) と基本場の値に固定する場合 (`CtlPress_atSfcFlux` 実験と呼ぶ) について、それぞれ鉛直領域を、30 km を標準として、24 km, 30 km, 36 km, 48 km として計算を行った。蒸発によるフィードバックによって、地表面気圧の減少が増幅されるだろう、という見通しを立てて行った `CtlPress_atSfcFlux` 実験については、水平平均した大気最下層での気圧の変化と水蒸気混合比の変化が対応しており、また、鉛直領域が 30 km の場合には Default 実験よりも大気最下層の気圧の減少幅が、初期値を基準として 3.2 % 減少しており、鉛直領域 48 km の場合には 2.2 % 減少した。鉛直領域を変える実験については、鉛直領域を広くとる程大気最下層の気圧の減少幅は小さくなること分かったが、このようになる原因は明らかに出来なかった。次に熱膨張項を含む方程式系での数値計算を行い、地表面気圧問題がどの程度解決するかを調べた。この実験は、先に行った計算設定のうち、もっとも地表面気圧の減少幅が小さかった `CtlPress_atSfcFlux_z48km` について行った。熱膨張項を含まない方程式系と、熱膨張項を含む方程式系それぞれについて実験を行ったところ、熱膨張項を含む方程式の地表面気圧の減少幅は熱膨張項を含まない場合の約 3 分の 1 になった。

しかし、図 4.1 に見られるように、熱膨張項を含む方程式系でも積分時間終了後も大気最下層の気圧が減少し続ける可能性があり、さらなる数値モデルの改良が必要である。この大気最下層の気圧が減少し続ける原因を見つけることはできなかったが、連続の式は改良の余地があるだろう。なぜなら、第 4 章で見たように、大気最下層でのエクスター関数の時間変化と領域内の水蒸気混合比の総量の時間変化、領域内の降水量や蒸発量の積算値の時間変化が対応していないからである。現在、`deepconv` で用いられている連続の式の形から、この式に地表面で蒸発した水蒸気

が大気中に入る分,あるいは降水によって水蒸気が大気中から出て行く分が考慮されていない恐れがある.この点については,今後確認する必要がある.

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方々にご協力いただきました。指導教官である神戸大学の林祥介教授、岩山隆寛准教授には、ご多忙にもかかわらず多くの時間を割いていただき、研究方針などに様々なコメントを頂きました。九州大学の中島健介助教、北海道大学の小高正嗣助教、杉山耕一朗特任助教や山下達也氏には、テレビ会議システムを通じて deepconv の使い方を教えていただき、また研究につまづいた際にアドバイスを頂きました。特に、中島健介助教には、ご多忙にもかかわらず日々の研究についてご指導いただきました。神戸大学地球および惑星大気科学研究室関係者の皆様にも非常にお世話になりました。高橋芳幸助教には、deepconv で発生したエラーについてアドバイスをくださったり、論文をひも解く際に基本的なことからとても丁寧に教えて頂きました。納多哲史氏、村上真也氏、2010 年度から京都大学に所属することとなった佐々木洋平氏には、研究や研究室生活全般においてご指導頂きました。2011 年度で修了された今関翔氏には、deepconv のインストールの仕方や使い方、コードの読み方などを直接指導していただき、また手本を示していただきました。2012 年度に修了された井谷優花氏とは、研究のことや計算機のことを話しながら日々切磋琢磨し刺激を受けました。また、高橋由実子氏とは、同じ deepconv を使う者同士、様々な研究の話をしたり、日常生活での他愛のない話をしたり、多くの時間を過ごしました。なお、本研究の解析には地球流体電脳倶楽部 deepconv プロジェクトの arare5、Ruby プロジェクトの Ruby-DCL、GPhys を利用させて頂きました。

皆様に心より感謝申し上げます。

参考文献

- Bryan, G. H., Fritsch, J. M., 2002: A benchmark simulation for moist non-hydrostatic numerical models. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2917–2928.
- Held, I. M., Hemler, R. S., Ramaswamy, V., 1993: Radiative-convective equilibrium with explicit two-dimensional moist convection. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3909–3927.
- Kessler, E., 1969, On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteor. Monogr., Amer. Meteor.Soc.*, **32**, 84 pp.
- Klemp J. B., Wilhelmson, R. B., 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070–1096.
- Manabe, S., Strickler, R. F., 1964: Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361–385.
- Ramanathan, Y., Coakley, J. A., 1978, Climate modeling through radiative convective models, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 465–489.
- 浅井富雄, 武田喬男, 木村竜治, 1981, 大気科学講座 2 -雲や降水を伴う大気-, 東京大学出版会, 249pp.
- 今関翔, 2011, 熱帯大気中の二次元積雲対流の数値計算 初期の大気湿度に対する感度-, 神戸大学大学院理学研究科修士論文.
- 岸保勘三郎, 田中正之, 時岡達志, 大気科学講座 4 -大気の大循環 -, 東京大学出版会, 256pp.
- 地球流体電脳倶楽部, 2012, 非静力学モデル deepconv の定式化, 44 pp. URL: https://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare5/arare5_current/doc/dailbu/pub/teishiki.pdf
- 地球流体電脳倶楽部, 2012, 非静力学モデル deepconv の離散化, 43 pp. URL: https://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare5/arare5_current/doc/dai2bu/pub/risan.pdf

- 時岡達志, 山岬正紀, 佐藤信夫, 1993, 気象の教室 5 -気象の数値シミュレーション-, 東京大学出版会, 247pp.
- 中島健介, 1994, 積雲対流の大規模組織化の直接数値計算. 東京大学理学研究科博士論文.
- 山下達也, 2009, 大気主成分の凝結を考慮した2次元湿潤対流 -火星大気中のCO₂ 氷雲を伴う対流に関する基礎的な数値実験-. 北海道大学理学院修士論文.
- Hayashi, Y. -Y., Nakajima, K., Ishiwatari, M., Takahashi, Y. O., Odaka, M., 2012: A parameter study on moist atmospheres with various solar constants by the use of non-hydrostatic convection model, <http://www.cger.nies.go.jp/publications/report/i106/i106.pdf>, 86–93.