

# 修士学位論文

## 積雲成長の初期条件依存性に関する数値実験

平成 25 年 3 月 19 日

専攻名 地球惑星科学専攻  
学籍番号 119s413s  
氏名 高橋 由実子

神戸大学大学院 理学研究科 博士課程前期課程

## 要旨

熱帯域において、積雲対流はエネルギーの鉛直輸送を担う主要な過程である。そのエネルギー輸送の仕組みは観測や数値実験によってこれまで調べられ、その積雲対流のまわりの環境場の影響の重要性が明らかになっている。環境場の変化が積雲対流に与える影響の先行研究は、温度場、相対湿度場、風速場を変化させ、複数の雲を長時間積分し統計的に議論したものが多い。また、物理場の中でも、雲の組織化に影響を与える風速場に注目しているケースが多い。しかしながら、観測、数値実験から相対湿度場の変化によって雲の寿命や対流の深さが変化することも示されている。そのため本研究では様々な相対湿度場において積雲対流を理想化した実験を行い、どの素過程によって積雲成長が影響を受けるのか考察を行った。

まず、高度 1, 2, 3, 4, 5km 以上で基本場の相対湿度を 0%, 35%, 100% に固定する 15 通りの基本場に対して、地表付近にサーマルをおいて数値積分を行った（実験 I）。この結果、もとの観測値よりも相対湿度が小さくなる 0%, 35% の場合には、乾燥している領域が低いほど、凝結、加熱が少なくサーマルは上昇しにくくなった。この原因として、上昇する空気塊の直上で相対湿度が乾燥している領域では雲水の蒸発による冷却が起きていることが考えられる。

上の仮説を確かめる為に、蒸発過程なしの実験（実験 II）を行うことにした。

実験 II では実験 I の固定させる相対湿度 35% の一連の実験の設定にさらに雲水・雨水からの蒸発がないとする設定を加え、初期値にサーマルをおいて数値積分を行った。その結果、実験 I の相対湿度 35% の場合よりサーマルの上昇する高度は高くなり、実験 I で見られた空気塊直上での冷却は小さくなった。これより、相対湿度場の変化は、主に上昇する空気塊直上の雲水・雨水の蒸発過程を介して積雲成長に影響を与えることがわかった。

# 目次

第1章 序論	3
1.1 熱帯における積雲成長の重要性	3
1.2 本論文の構成	5
第2章 使用モデル	7
2.1 支配方程式	7
2.2 雲微物理過程のパラメタリゼーション	8
2.3 乱流パラメタリゼーション	11
2.4 格子と離散化の概要	12
第3章 計算設定	13
3.1 基本場の初期値	13
3.2 ある高度以上で湿度を固定する場合: 実験 I	13
3.3 雲水・雨水からの蒸発なしの場合: 実験 II	16
3.4 領域サイズと格子点数と初期擾乱	16
第4章 結果と考察	18
4.1 実験 I	18

---

4.1.1	観測値の湿度プロファイルの場合 . . . . .	18
4.1.2	$H_0, H_{35}$ の場合 . . . . .	18
4.1.3	$H_{100}$ の場合 . . . . .	29
4.1.4	実験 I のまとめ . . . . .	29
4.2	実験 II: 雲水・雨水からの蒸発なしの場合 . . . . .	32
第 5 章 結論		36
謝辞		37
Appendix: 変数リスト		38
参考文献		38

# 第1章 序論

## 1.1 熱帯における積雲成長の重要性

地球大気に含まれる水蒸気は、その放射特性と熱力学的な性質の為に、水の相変化を伴う鉛直対流を生じさせる。この上昇領域が「積雲」と呼ばれていたことから、この対流は「積雲対流」と呼ばれている。一つの積雲の空間スケールは 1 - 10km オーダーであり、時間スケールは 1 時間のオーダーである。

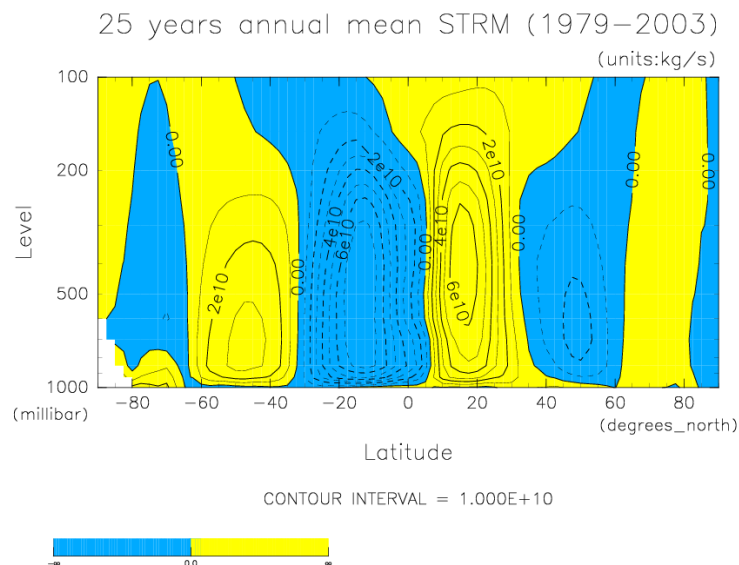


図 1.1: 子午面方向の質量流線関数の年平均. NCEP 再解析データを図示したもの. (dcchart プロジェクト <http://gfd-dennou.org/arch/dcchart/>)

地球には図 1.1 で示すような大循環が存在することが知られている。ここで熱帯に注目すると、上向きの質量輸送が存在することがわかる。しかしながら、この鉛直エネルギー輸送を行う仕組みは自明ではない。

Riehl and Malkus (1958) は湿潤静的エネルギーに基づく熱帯のエネルギー輸送を議論した. 図 1.1 は湿潤静的エネルギーの鉛直プロファイルである. この図において, 単純に湿潤静的エネルギーが地表から移流によって輸送されるならば, 高度が高くなるにつれて減少していくはずである. しかしながら実際には図 1.1 で示された通り湿潤静的エネルギーは高度 600hPa 付近で極小となり, それ以上は増加する. このような分布を実現するエネルギー輸送の仕組みとして, Riehl and Malkus (1958) では積雲対流の「混ざらない」コアが擬断熱的に上昇する “hot tower” 仮説を提唱した.

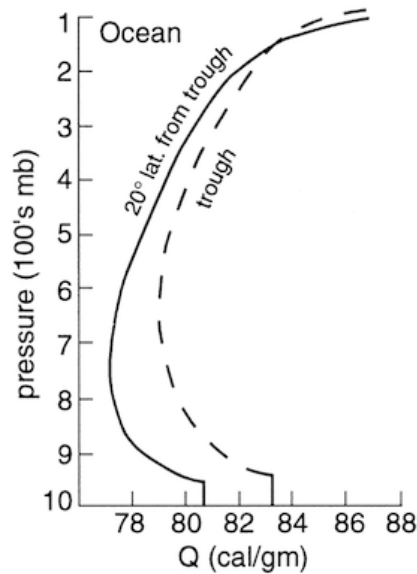


図 1.2: Riehl and Malkus (1958) で示された湿潤静的エネルギー ( $Q$ ) の熱帯における鉛直プロファイル.

そのような “hot tower” が存在するのか, 観測や数値計算によって検証がなされてきた. 例えば観測においては, 熱帯における TOGA-COARE<sup>\*1</sup> の観測結果として, 境界層上部と高度 500mb での相対湿度が低い場合, 雲の寿命は短くなる (LeMone *et al.* 1998) ことなどが示された. この他の多くの観測によって, Riehl and Malkus が仮定したような「混ざらない」上昇のコアはほぼ存在しないと結論付けられた (Zipser 2003).

このように結論付けられてからも, 環境場が積雲対流に与える影響は調べられてきた. Derbyshire *et al.* (2004) では温度場, 相対湿度場のプロファイルを高度 2km 以上で 25% ~ 90% の範囲で変化させた. その結果より湿ったプロファイルでは強い降水を伴い深い対流が発生し, 乾燥した場合のみ浅い対流が見られ, 境界層以上

<sup>\*1</sup>Tropical Ocean Global Atmosphere Coupled Ocean - Atmosphere Response Experiment

の環境場が積雲対流の発達に大きな影響を与えることを示した。Takemi (2007) では熱帯と中緯度の設定で、温度場、風速場、境界層の湿度分布を変化させ、スコールラインの構造がどのように変化するかを調べた。その結果、下層で相対湿度が低く中層で高い場合より、下層で相対湿度が高く中層で低い場合の方がよりスコールラインが強くなることや、鉛直シアアの強さの違いがスコールラインの強度だけでなくその構造にも影響を与えることを示した。

以上に上げた先行研究はすべて複数の雲を取り扱い、長時間積分を行い、それらの統計的な影響を議論していることが多い。それは実際の観測においてみられるスコールラインなどの組織化した長い寿命の積雲対流が、エネルギーの鉛直輸送を行う主要な役割を果たしていると考えられているためである。それゆえ雲一つ一つにおいて、環境場がどのような過程によって影響を与えるかといった細かい考察は行われていない。また細かな議論が行われているのは風速場の鉛直シアアに対するものが多く、湿度場の影響について検討しているものは少ない。これは鉛直シアアが雲の組織化やスコールラインの形成に重要である。しかしながら、一つ一つの雲に対する細かな考察は、それらの積み重ねである大規模長時間計算の結果を考察する上で必要である。

今関 (2011) では、本論文で用いる雲解像モデル `deepconv`<sup>\*2</sup> の前バージョンである `deepconv/arare4` を用いて、熱帯の設定で二次元長時間計算を行った。ここでモデルの妥当性は、予備実験において Takemi (2007) の実験の一部を追試し比較することで検討された。しかし、この比較では定性的な結果の一致のみを判断材料としており、より詳細に結果を検討することが必要である。また、今関 (2011) の独自実験においては、個々の積雲一つ一つの性質や、エントレインメントなどの議論が詳細にはされておらず、考察の余地がある。

以上より本論では、長時間大規模領域の計算に向けた足がかりとして、解像度がそれほど高くない設定において、様々な相対湿度場に対する理想化した一つ積雲発達の数値計算を行う。そして、積雲対流の中のどの過程によって環境場による影響がもたらされるかを議論する。

## 1.2 本論文の構成

第二章では本論で用いる雲解像モデル `deepconv/arare5` の概要について述べる。第三章では数値実験の設定について、ある高度以上の湿度を固定する場合 (実験 I) と実験 I の設定においてさらに雲水、雨水からの蒸発をなくす場合 (実験 II) に分

<sup>\*2</sup>地球流体電脳倶楽部 <http://www.gfd-dennou.org>

けて詳細を述べ, 第四章でそれぞれの結果と議論を行う. そして, 第五章で本論をまとめる.



## 第2章 使用モデル

本論で用いる雲解像モデル deepconv/arare5 について概要を述べる.

### 2.1 支配方程式

このモデルでは準圧縮方程式系 (Klemp and Wilhelmson, 1978) を用いる. 予報変数は水平一様な基本場とそこからのずれの成分に分けて記述する. 例えば温位であればそれぞれ  $\bar{\theta}$ ,  $\theta$  となる. 空間座標は水平方向に  $x, y$  鉛直方向に  $z$  で表し, 時間方向の変数は  $t$  で表す. なお, 本文で説明のない変数については付録の変数リストを参照されたい. 用いる方程式は以下の通りである.

運動方程式:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) - c_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi}{\partial x} + Turb.u, \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) - c_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi}{\partial y} + Turb.v, \quad (2.1.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} = & - \left( u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) - c_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi}{\partial z} + Turb.w \\ & + \left( \frac{\theta}{\bar{\theta}} + \frac{q_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_v} - \frac{q_v + q_c + q_r}{1 + \bar{q}_v} \right) g. \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

圧力方程式:

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = - \frac{\bar{C}_s^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}_v^2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{\theta}_v u_j). \quad (2.1.4)$$

熱力学の式:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \left( u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) - w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \frac{1}{\pi} (Q_{cnd} + Q_{dis}). \quad (2.1.5)$$

水物質の混合比保存式:

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial q_v}{\partial x} + v \frac{\partial q_v}{\partial y} + w \frac{\partial q_v}{\partial z} \right) - w \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial x}, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial q_c}{\partial x} + v \frac{\partial q_c}{\partial y} + w \frac{\partial q_c}{\partial z} \right) + Src.q_c + Turb.q_c, \quad (2.1.7)$$

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial q_r}{\partial x} + v \frac{\partial q_r}{\partial y} + w \frac{\partial q_r}{\partial z} \right) + Src.q_r + Fall.q_r + Turb.q_r. \quad (2.1.8)$$

水物質は Kessler (1969) の分類に従っており,  $q_v$ ,  $q_c$ ,  $q_r$  はそれぞれ水蒸気, 雲水, 雨水の混合比を表している. 詳細は次節で述べる.

$\pi$ ,  $\theta_v$  はそれぞれエクスター関数, 仮温位で次のように表される.

$$\Pi = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{R_d/C_{pd}}, \quad (2.1.9)$$

$$\Theta_v = \frac{\Theta}{\left( \frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q_c + q_r)}. \quad (2.1.10)$$

ここで大文字は物理量の全量を表し, 例えばエクスター関数は  $\pi = \Pi - (\bar{\pi})$  である. また密度は

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{p}{R_d T} \left( \frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q_c + q_r) \\ &= \frac{p}{R_d \theta_v} = \frac{p_0 \pi^{c_{vd}}}{R_d \theta_v} \end{aligned} \quad (2.1.11)$$

と表される. 方程式系の導出の詳細は `deepconv` の定式化 (杉山ほか 2012) を参照されたい

## 2.2 雲微物理過程のパラメタリゼーション

前節の方程式系に含まれる凝結による加熱項  $Q_{cnd}$ , 生成項  $Src.$ , 落下項  $Fall.$  は Kessler(1969) のパラメタリゼーションに従う. Kessler (1969) における水物質のカテゴリーわけとその過程の種類をそれぞれ表 2.1, 2.2 に, それらの概念図を図 2.1 に示す.

この微物理過程を用いて (2.1.5), (2.1.6) ~ (2.1.8) を書き換えると, 以下のように

表 2.1: Kessler (1969) におけるパラメタリゼーションのカテゴリー

表記	物理量	定義
$q_v$	水蒸気混合比	気体の状態で大気中に存在する水
$q_c$	雲水混合比	落下速度がゼロな液体の粒子 100 $\mu m$ 以下の微小な流体粒子
$q_r$	雨水混合比	有意な落下速度を持つ液体の粒子

表 2.2: Kessler (1969) におけるパラメタリゼーションの雲微物理素過程

表記	定義
$CN_{vc}$	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)
$EV_{rv}$	蒸発に寄る雨水から水蒸気への変換 (evaporation)
$CN_{cv}$	併合成長による雲水から雨水への変換 (autocondensation)
$CL_{cr}$	衝突併合による雲水から雨水への変換 (collection)
$PR_r$	雨水の重力落下を伴う雨水混合比の変化率 (precipitation)

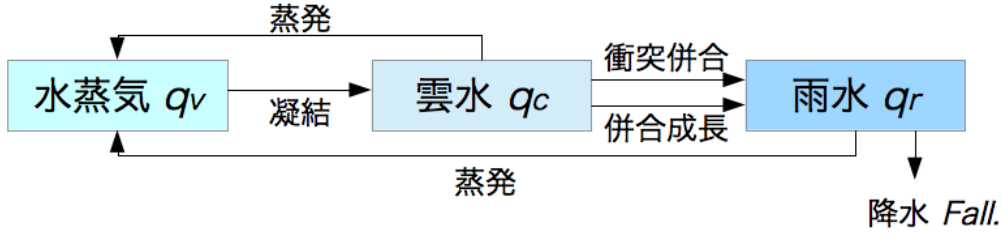


図 2.1: Kessler (1969) の水物質の分類とその過程をまとめたもの.

なる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & - \left( u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) - w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \frac{L}{c_{pd} \bar{\pi}} (CN_{vc} - EV_{cv} - EV_{rv}) \\ & + \frac{1}{\bar{\pi}} Q_{dis} + Turb. \bar{\theta} + Turb. \theta \end{aligned} \quad (2.2.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_v}{\partial t} = & - \left( u \frac{\partial q_v}{\partial x} + w \frac{\partial q_v}{\partial z} \right) - w \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial x} - (CN_{vc} - EV_{cv} - EV_{rv}) \\ & + Turb. q_v + Turb. \bar{q}_v \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_c}{\partial t} = & - \left( u \frac{\partial q_c}{\partial x} + w \frac{\partial q_c}{\partial z} \right) + (CN_{vc} - EV_{cv} - CN_{cr} - CL_{cr}) \\ & + Turb. q_c \end{aligned} \quad (2.2.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_r}{\partial t} = & - \left( u \frac{\partial q_r}{\partial x} + w \frac{\partial q_r}{\partial z} \right) + (CN_{cr} + CL_{cr} - EV_{rv}) + PR_r \\ & + Turb. q_r \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

ここで  $L_v$  は水の蒸発の潜熱,  $c_{pd}$  は乾燥成分の定圧比熱である. それぞれの素過程の詳細な定義は以下に示す.

水蒸気と雲水の間の変換:  $CN_{vc}, EV_{cv}$

雲水は水蒸気との間で瞬間的に飽和調節が起こるものとする. つまり, 移流などの計算後に水蒸気量が過飽和となっている場合, 飽和になるまで水蒸気を凝結させる. 一方雲水が存在するにも関わらず未飽和である場合, 飽和になるまで雲水を蒸発させる.

雲水の併合成長:  $CN_{cr}$

Kessler(1969) に従って以下のように与える.

$$CN_{cr} = (q_c - q_{c0})/\tau_{ac}. \quad (2.2.16)$$

雲水の衝突成長:  $CL_{cr}$

$$CL_{cr} = 2.2q_c(\bar{\rho}q_r)^{0.875}. \quad (2.2.17)$$

雨水の蒸発:  $EV_{rv}$

$$EV_{rv} = 4.85 \times 10^{-2}(q_{vsu} - q_v)(\bar{\rho}q_r)^{0.65}. \quad (2.2.18)$$

ここで  $q_{vsu}$  はある温度で飽和に達したときの水蒸気混合比を表す.

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

$$PR_r = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho}U_r q_r). \quad (2.2.19)$$

ここで  $U_r [ms^{-1}]$  は雨水の終端落下速度で

$$U_r = 12.2(q_r)^{0.125} \quad (2.2.20)$$

で与える.

雲物理のさらなる詳細は `deepconv` の定式化 ( 杉山ほか 2012 ) を参照されたい.

## 2.3 乱流パラメタリゼーション

運動方程式中の拡散項  $Turb.u_i$  の評価には Klemp and Wilhelmson (1978) の 1.5 次クロージャーを用いる. ここでプライムのついた変数はサブグリッド内の変数である.

$$\begin{aligned} Turb.u_i &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{(u'_i u'_j)} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ -K_m \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} E \right]. \end{aligned} \quad (2.3.21)$$

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

$$E = \frac{1}{2} \overline{(u')^2 + (v')^2 + (w')^2} = \frac{K_m^2}{C_m^2 l^2} \quad (2.3.22)$$

である.

熱の式の拡散項も同様に 1.5 次クロージャーを用いる.

$$\begin{aligned} Turb.\theta &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i \theta'} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left( K_h \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right). \end{aligned} \quad (2.3.23)$$

ここで  $K_h$  は温位に対する乱流拡散係数である.

散逸加熱項  $Q_{dis}$  は

$$Q_{dis} = \frac{1}{\bar{c}_p} \frac{C_\epsilon}{l} \frac{K_m^3}{C_m l^3} \quad (2.3.24)$$

と表す. ここで  $l$  は各次元の格子点間隔の中で最も小さいもの,  $C_\epsilon, C_m$  は 0.2 としている.

## 2.4 格子と離散化の概要

水平・鉛直方向の変数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, 鉛直方向には Lorentz グリッドを用いる.

空間方向の離散化は 2 次精度の中心差分を用いる. 時間方向の離散化に時間分割法を用いる. 運動方程式と圧力方程式は短い時間刻み  $\Delta\tau$  を使い, 音波関連項の離散化には HE-VI 法, 水平方向の式には先進差分, 鉛直方向と圧力の式は後退差分で評価する. 熱力学の式とその他のトレーサーの式はリーブフログ法を用いて, 長い時間刻み  $\Delta t$  で評価する.

## 第3章 計算設定

湿度分布に対して、理想化された積雲がどのように成長するのかを調べるため、以下のような設定をで計算を行った。

### 3.1 基本場の初期値

温度と相対湿度の基本場には、今関 (2011) と同様に Yamasaki (1983) の初期場として用いられた GATE<sup>\*1</sup> による熱帯における観測値 (表 3.1) を用いる。水蒸気のみを考慮した静水圧平衡の式

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g \frac{\bar{q}}{\bar{T} [R_* / (M_d + r_v (M_v - M_d))]} \quad (3.1.1)$$

から気圧の基本場を求める。ここで  $r_d$  は水蒸気のみを考慮した静水圧平衡の式から求めた乾燥比である。また、モデル内では相対湿度は混合比に変換して用いている。

### 3.2 ある高度以上で湿度を固定する場合: 実験 I

上記の初期場を用いた上で、サーマルの湿度に対する上昇高度の変化を確かめるために、ある一定以上の高さで相対湿度を固定することにする。固定する相対湿度の値は、Yamasaki (1983) のプロファイルが鉛直平均するとおおよそ 70% であると考え、0%, 35%, 100% とし、これらの実験をそれぞれ  $H_0$ ,  $H_{35}$ ,  $H_{100}$  と呼ぶことにする。以降では便宜的に、相対湿度を一定にする高さを、0, 35% の場合には乾燥高度、100% の場合には湿潤高度と呼ぶことにする。乾燥 (湿潤) 高度は 1, 2, 3, 4, 5km の 5 ケース行い、実験のラベルには乾燥高度の高さを付ける。以上のように定めた実験の名称を表 3.2 にまとめている。さらに、もとの相対湿度プロファイル

<sup>\*1</sup>Global Atmospheric Research Program, Atlantic Tropical Experiment.

表 3.1: Yamasaki (1983) における初期値.

高度 (km)	温度 (K)	高度 (km)	温度 (K)	高度 (km)	相対湿度	高度 (km)	相対湿度
0.05	299.60	7.50	256.55	0.00	83.0	11.40	63.0
0.16	298.72	8.10	252.50	0.60	91.0	12.0	63.0
0.29	297.68	8.70	248.15	1.20	85.0	12.7	64.0
0.44	296.48	9.30	243.50	1.80	80.0	13.4	67.0
0.61	295.13	9.90	238.70	2.40	75.0	14.2	75.0
0.80	293.90	10.50	233.90	3.00	71.0	15.1	74.0
1.02	292.47	11.10	229.10	3.60	68.0	16.0	46.0
1.28	290.90	11.70	224.30	4.20	66.0	17.1	26.0
1.58	289.40	12.35	219.25	4.80	65.0	18.3	7.0
1.95	287.55	13.05	213.85	5.40	64.0	19.6	1.0
2.37	285.45	13.80	208.50	6.00	66.0	21.0	0.5
2.82	283.13	14.65	203.70	6.60	65.0	22.6	0.2
3.33	280.38	15.50	200.55	7.20	64.0		
3.90	277.25	16.55	199.60	7.80	63.0		
4.50	273.95	17.70	201.40	8.40	62.0		
5.10	270.65	18.95	205.15	9.00	61.0		
5.70	267.35	20.30	209.20	9.60	61.0		
6.30	263.90	21.80	212.90	10.20	62.0		
6.90	260.30			10.80	62.0		

表 3.2: 実験 I の各実験に対するラベル.

乾燥高度 \ 相対湿度	-	1km	2km	3km	4km	5km
観測値	標準実験					
0%(H <sub>0</sub> )		H <sub>0</sub> 1	H <sub>0</sub> 2	H <sub>0</sub> 3	H <sub>0</sub> 4	H <sub>0</sub> 5
35%(H <sub>35</sub> )		H <sub>35</sub> 1	H <sub>35</sub> 2	H <sub>35</sub> 3	H <sub>35</sub> 4	H <sub>35</sub> 5
100%(H <sub>100</sub> )		H <sub>100</sub> 1	H <sub>100</sub> 2	H <sub>100</sub> 3	H <sub>100</sub> 4	H <sub>100</sub> 5

のままで行った計算を標準実験と呼ぶ。これら一連の実験を実験 I と呼ぶことにする。乾燥高度を入れた実験の相対湿度の基本場のプロファイルの例として 35% の場合を図 3.2 に示す。



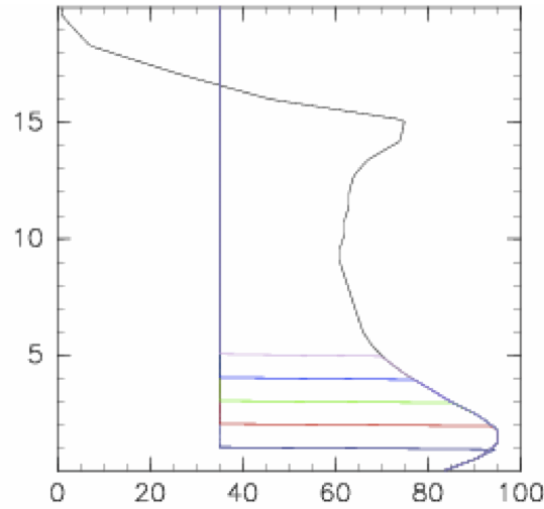
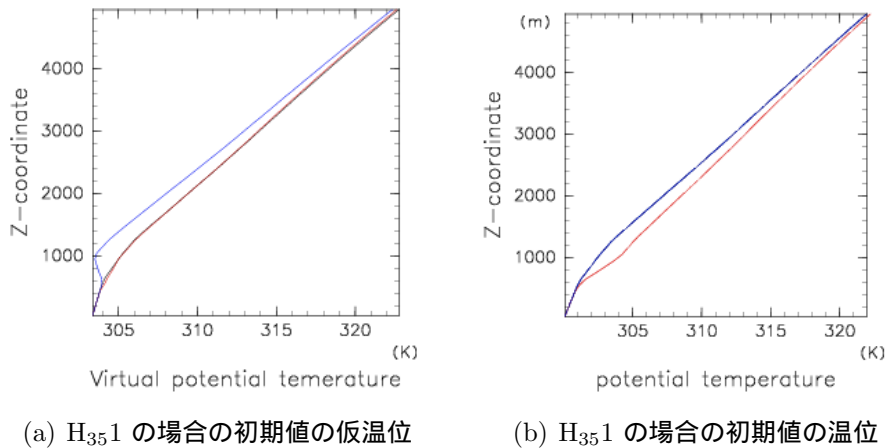


図 3.1: 一定高度以上の相対湿度を 35% とする場合の相対湿度の初期値. 黒が Yamasaki (1983) で用いられたもの, 濃い青, 赤, 黄緑, 青, 薄紫の順にそれぞれ 1, 2, 3, 4, 5km 以上で湿度 35% としたもの.



(a)  $H_{351}$  の場合の初期値の仮温位

(b)  $H_{351}$  の場合の初期値の温位

図 3.2: (a) 仮温位の初期値. 縦軸が高度, 横軸が仮温位を表す. 黒線が標準実験の場合, 青線が高度 1km 以上で相対湿度 35% とする場合, 赤線が青線の場合からさらに仮温位を標準実験と合わせるように温度を調整した場合 ( $H_{351}$ ). (b) 温位の初期値. 横軸は温位を表す. 線の色は (a) の場合と同じ. 仮温位を標準実験に合わせるために温度をあげているため, 温位も上がっている.

ここで, 乾燥高度が低い場合, 乾燥高度の上で仮温位がその下の高度よりも低くなる. 図 3.2 の青い線が  $H_{351}$  の場合の仮温位を示している. この場合, 基本場が乾燥高度の上の方が下より重くなり不安定となり, 対流が発生してしまう. 本論では相対湿度場に対して, サーマルの上昇に伴う湿潤過程がどのように振る舞うかを議論するので, このような不安定が現れるのは望ましくない. したがってこれを取

表 3.3: 各実験に対するラベル.

乾燥高度	1km	2km	3km	4km	5km
35%液相からの蒸発なし (H <sub>35</sub> NE)	H <sub>35</sub> NE1	H <sub>35</sub> NE2	H <sub>35</sub> NE3	H <sub>35</sub> NE4	H <sub>35</sub> NE5

り除くために、乾燥高度を入れた場合の仮温位プロファイルが標準実験の仮温位プロファイル (図 3.2 の黒線) に一致するように温度を補正した。その結果、図 3.2 に示されているように温位は Yamasaki (1983) のプロファイルからずれる。またここには示さないが、温度場を補正した分、水蒸気混合比は補正をしない場合よりも最大で  $5.0 \times 10^{-5}$  程度多くなるが、この違いは十分に小さいとして無視する。この仮温位の補正は H<sub>35</sub>, H<sub>100</sub> の場合に行う。

### 3.3 雲水・雨水からの蒸発なしの場合: 実験 II

サーマルが上昇して乾燥高度に到達した場合、パーセルは冷やされて、凝結によって稼いだ浮力を失うことが今関 (2011) では示唆されている。これを確認し、詳細な議論を行うために、実験 I の設定から、さらに雲水から水蒸気への変換と雨水から水蒸気への変化の効果を抜いて、H<sub>35</sub>1 ~ H<sub>35</sub>5 の実験を行う。この一連の実験を実験 II と呼ぶ。このとき、各混合比の変化の式は、(2.2.12) ~ (2.2.15) において  $EV_{rv}$ ,  $EV_{cv}$  をゼロとしたものになる。この場合の各計算の略称を表 3.3 に示す。

### 3.4 領域サイズと格子点数と初期擾乱

領域サイズと格子点数は、あらかじめ行った予備実験の結果から決めた。予備実験では本実験で用いる典型的な強度のサーマルにおいて水平・領域のサイズ、水平・鉛直格子点間隔を変えたいくつかの計算を行った。領域サイズと格子点間隔は、このテストケースの中でサーマルの発達を妨げない広さ、かつ計算コストが最も小さいものを選び、領域サイズは水平領域 40km、鉛直領域 20km、水平格子点間隔 400m、鉛直格子点間隔 100m とする。

その他の計算設定を以下に示す。積分時間は一つの雲の一生を追うのに十分な時間として 3 時間 (10800 秒) とした。境界条件は水平方向には周期境界、鉛直境界は固定境界とした。擾乱の初期条件は、水平領域の中心に高度 300m に水平半径

5000m, 鉛直半径 500m, ガウス分布の温位擾乱 2K のサーマルを置くとする. これらサーマルの強度は, 湿度場に対して違いが顕著になるように, 予備実験において上昇が起きるかどうかの境界に近いものを選んだ. 数値積分の時間ステップは  $\Delta t = 1.0$  秒,  $\Delta \tau = 0.1$  秒とした.

## 第4章 結果と考察

### 4.1 実験 I

#### 4.1.1 観測値の湿度プロファイルの場合

標準実験の場合の温位擾乱, 鉛直速度擾乱のスナップショットを図 4.1 に示す. サーマルの中心に収束が起こり, 空気塊が上昇している. さらにその空気塊の上昇に伴って凝結が起こり, 雲水が形成されている. 潜熱加熱によって温位擾乱は上昇し, さらに上昇する. 空気塊の直上の空気は押し上げられるため, 負の温位擾乱が見える. 図 4.2 は標準実験での温位擾乱の水平領域の中心 ( $x=20000$ ) での  $zt$  断面である. 図 4.1 からわかるように, 4000 秒から 6000 秒にかけて, 二回目の上昇があるが, これについては本論では議論しない.

#### 4.1.2 $H_0, H_{35}$ の場合

まず, 標準実験よりも相対湿度を小さくする  $H_0, H_{35}$  の場合の結果を示す. サーマルがどの程度上昇したかの一つの示準として, サーマル自身の上昇, もしくはその上の空気が押し上げられることによって形成された雲の到達高度を比べることにする. 表 4.1 はサーマルの中心, すなわち水平領域の中心において雲水混合比が  $4 \times 10^{-4}$  以上の部分が 4000 秒以内に到達したおよその高度をまとめている. ここで閾値を  $4 \times 10^{-4}$  としたのは, 計算を行ったケースの中で最もサーマルの上昇が顕著でなかった場合にも現れ, なおかつサーマルが上昇したケースでもサーマルの上昇に伴う雲の輪郭を十分に表していると判断したためである. また, 4000 秒以内としたのは, 二段階に分けてサーマルが上昇するケースにおいて一段階目のサーマル上昇に伴う雲水の到達高度のみを有効とするためである. 表 4.1 の  $H_0, H_{35}$  のケースをグラフにしたものが図 4.3 である. これを見ると, まず大まかに乾燥高度が低いほど, サーマルに伴う雲の到達高度は低くなるのがわかる.

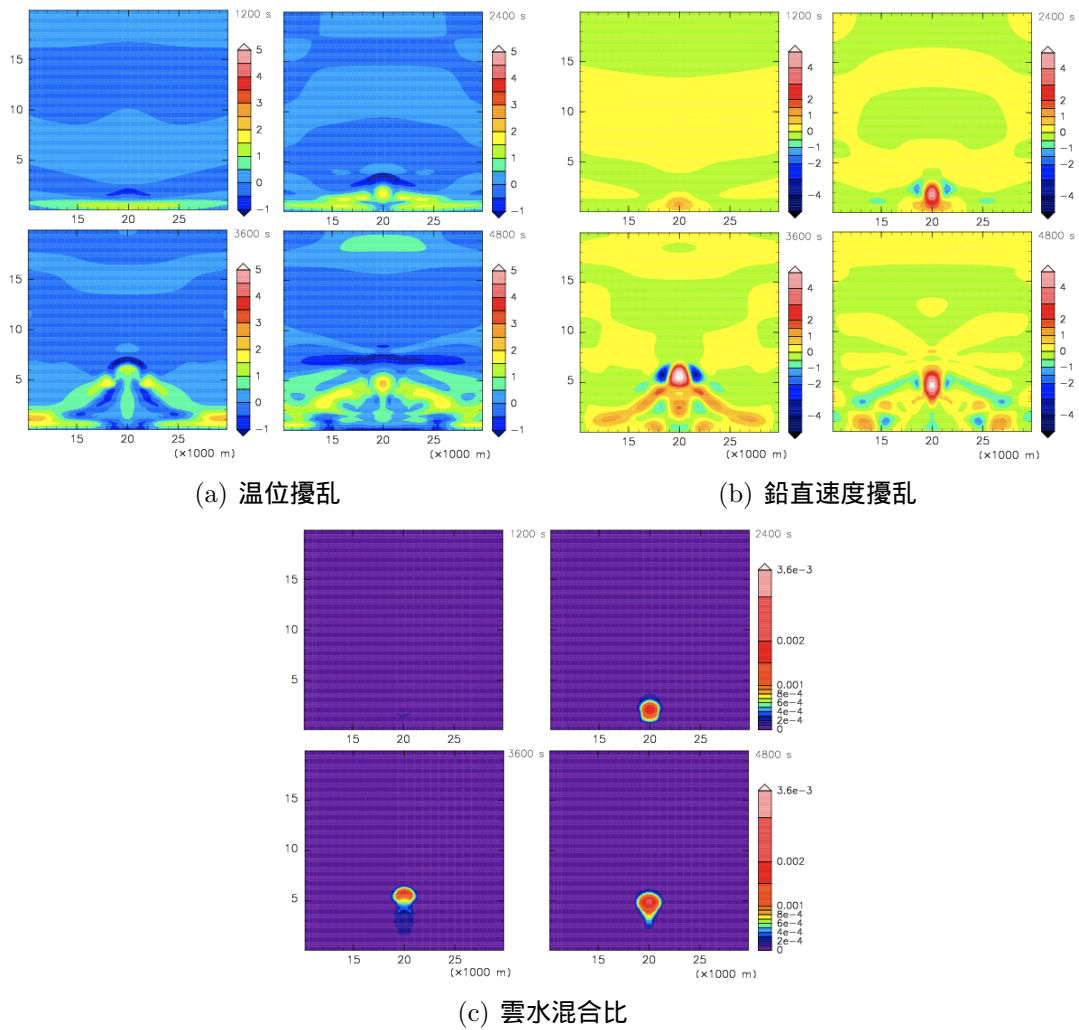


図 4.1: 標準実験での各物理量の 1200 秒ごとのスナップショット. 横軸は水平領域 10 - 30 km, 縦軸は鉛直領域 0 - 20km を表す.

表 4.1: 各実験での雲の高度.

	-	1km	2km	3km	4km	5km
0%	標準実験	H <sub>0</sub> 1	H <sub>0</sub> 2	H <sub>0</sub> 3	H <sub>0</sub> 4	H <sub>0</sub> 5
雲水の到達高度 (m)	7500	1300	2000	2500	4500	6000
35%		H <sub>35</sub> 1	H <sub>35</sub> 2	H <sub>35</sub> 3	H <sub>35</sub> 4	H <sub>35</sub> 5
雲水の到達高度 (m)		1500	2000	2500	5000	6500
100%		H <sub>100</sub> 1	H <sub>100</sub> 2	H <sub>100</sub> 3	H <sub>100</sub> 4	H <sub>100</sub> 5
雲水の到達高度 (m)		12500	12500	12000	10000	9500

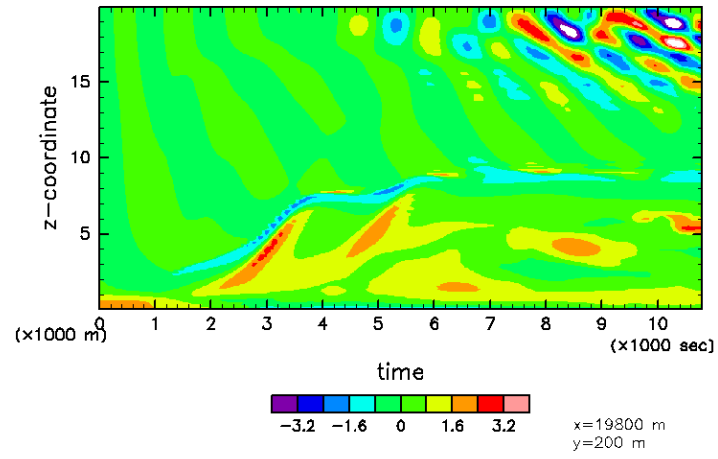


図 4.2: 標準実験における温位擾乱の, 水平領域の midpoint での  $zt$  断面.

また  $H_{35}$  のケースの方がややサーマルの到達高度は高いが、相対湿度の乾燥の度合いによる違いは、0% の 35% 間ではそれほどないこともわかる。また、乾燥高

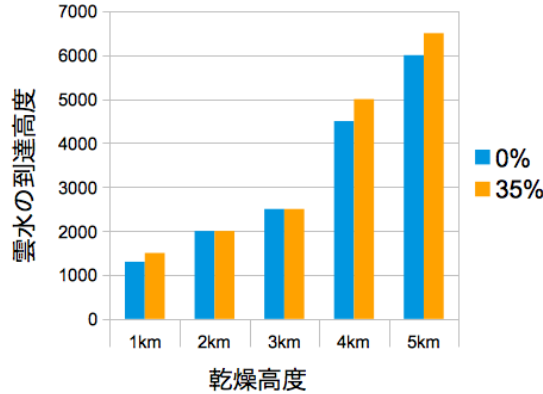


図 4.3:  $H_0$ ,  $H_{35}$  における水平領域の中心における到達高度。

度 3km と 4km の間で、乾燥高度に対する雲水の到達高度の変化率が変わっているように見える。この結果は、今関 (2011) において乾燥高度が 3km 以下の場合、強い雲対流の発達が遅れるという結果と整合的である。

今関 (2011) では乾燥高度 3km 以下で深い対流の発生が遅れる原因を、乾燥高度以下で発生した雲対流が、上昇後すぐに乾燥領域に入って雲水が蒸発し、冷却することであるとした。図 4.4, 4.5 はそれぞれのケースにおける温位擾乱の水平方向中点での  $zt$  断面である。これを見ると確かに、空気塊が上昇した温位擾乱の暖かい部分の上に冷たい部分があるのがわかる。表 4.1 と図 4.4, 4.5 を見比べると、この温位擾乱が負の部分と、雲頂の高度はおおよそ一致していることがわかる。これより、この温位擾乱が負の部分は、サーマルの上昇によってその上の空気が持ち上げられたことに加え、雲水が蒸発して冷やされていることによって形成されていると考えることができる。例として、乾燥高度が 3km と 5km の場合の潜熱加熱の水平領域の中点における  $zt$  断面を図 4.6 に示す。図 4.5 と見比べると、サーマル上昇部の上の負の温位擾乱は  $O(1)$  であるのに対し、潜熱加熱による負の寄与は  $O(10^{-2})$  しかない。また、(a) $H_03$ , (c) $H_{35}3$  を見ると、乾燥高度は 3km であるから、もし今関 (2011) のように乾燥領域に上昇した雲水が蒸発して上昇が妨げられているならば、高さ 3km 付近にまわりよりも強い冷却が現れるはずである。

したがって、乾燥高度が 3km 以下の場合、凝結はおこるものの十分な浮力が乾燥領域に達する前に稼げず、ほとんど上昇を起こさずに終わると考えられる。また乾燥領域が 4km 以上の場合には、サーマルはある程度の浮力を得て乾燥領域以上に上昇するが、サーマルに伴う凝結によってできた雲水がまわりの乾燥した空気とまざり蒸発することで冷却され、浮力を失い、標準実験の高度には到達できないと

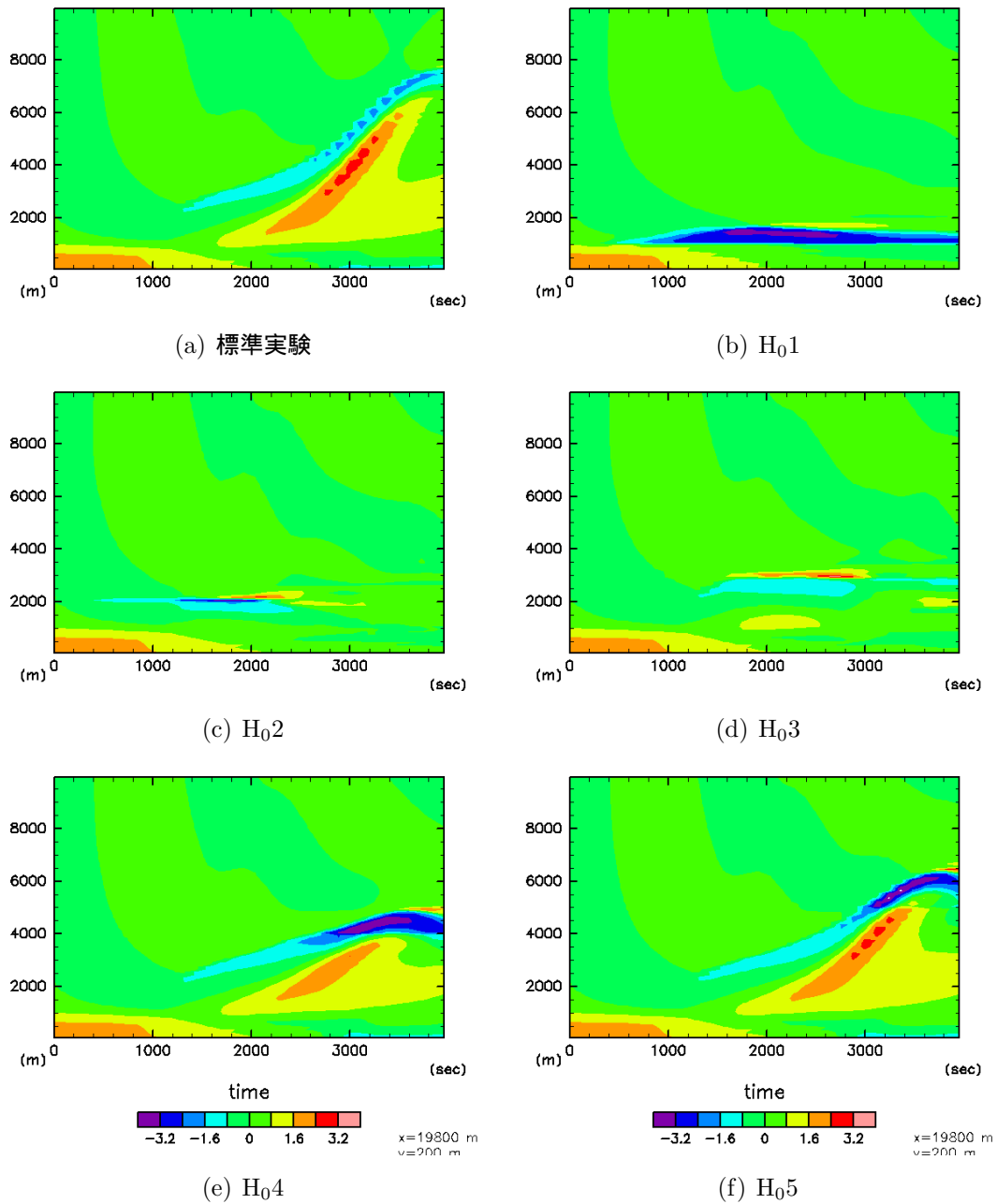


図 4.4: 標準実験と  $H_0$  における温位擾乱の水平領域中心での  $zt$  断面. 縦軸が高度, 横軸が時間を表し, それぞれ 0 - 10km, 0 - 4000 秒までの範囲を示している.

考えられる.



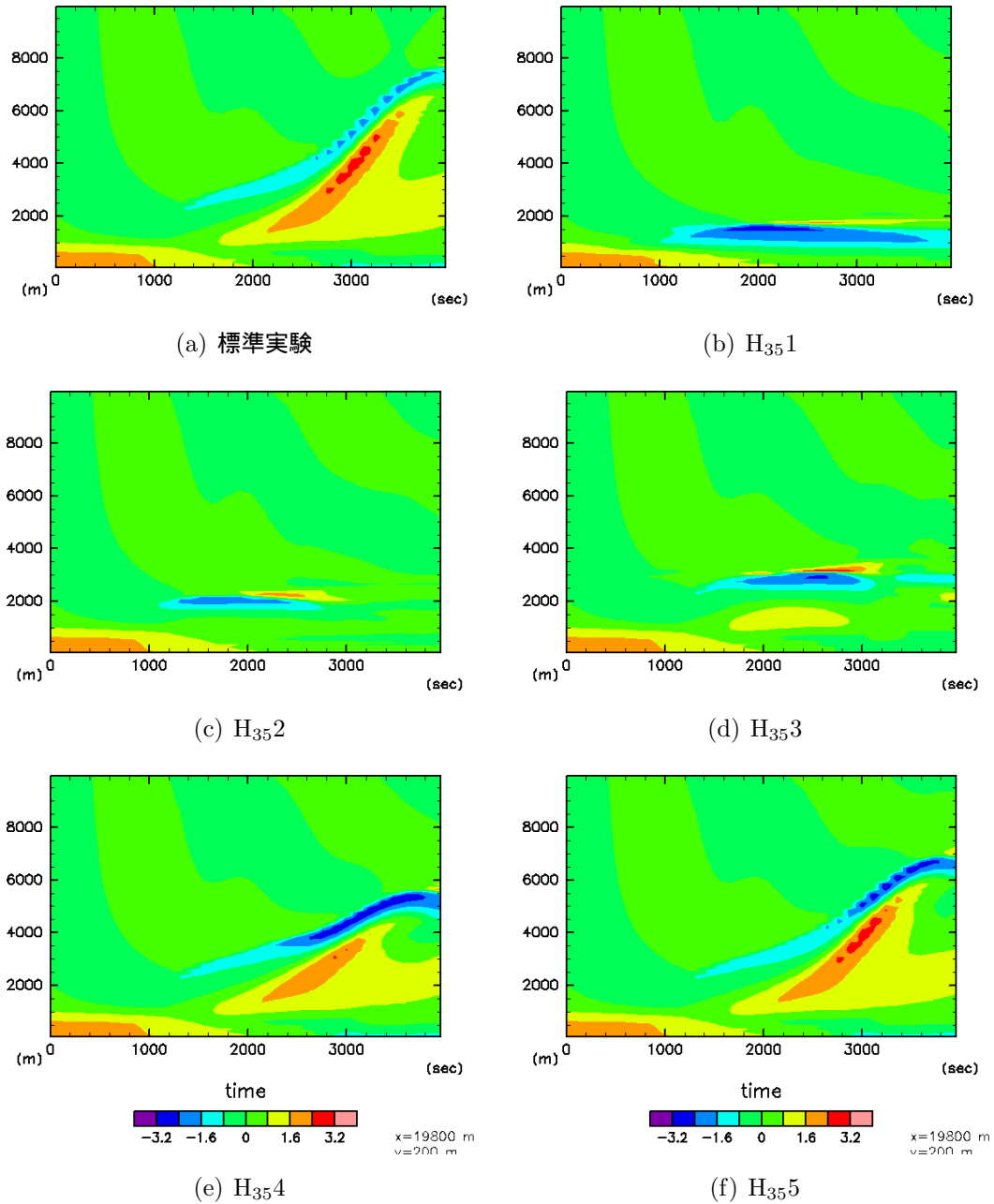


図 4.5: 標準実験と H<sub>35</sub> における温位擾乱の水平領域中心での  $zt$  断面.

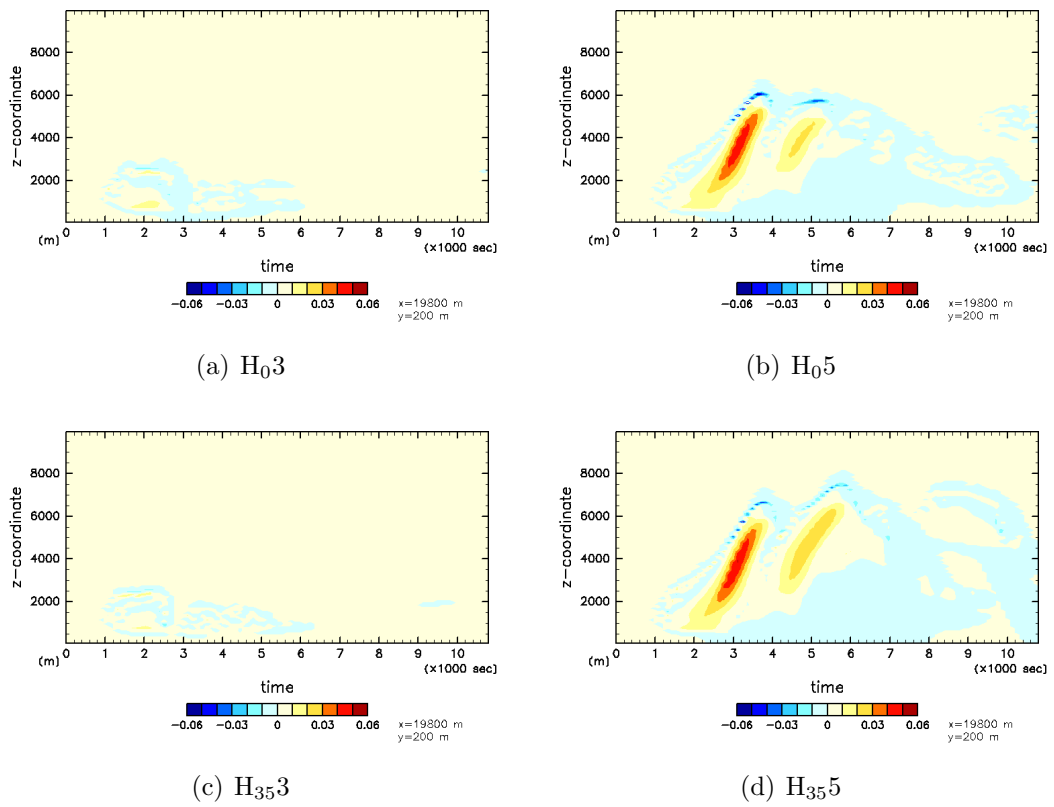


図 4.6: 水平領域の中心における潜熱加熱 [K] の  $zt$  断面. 縦軸は高さ 10km までを描いている.

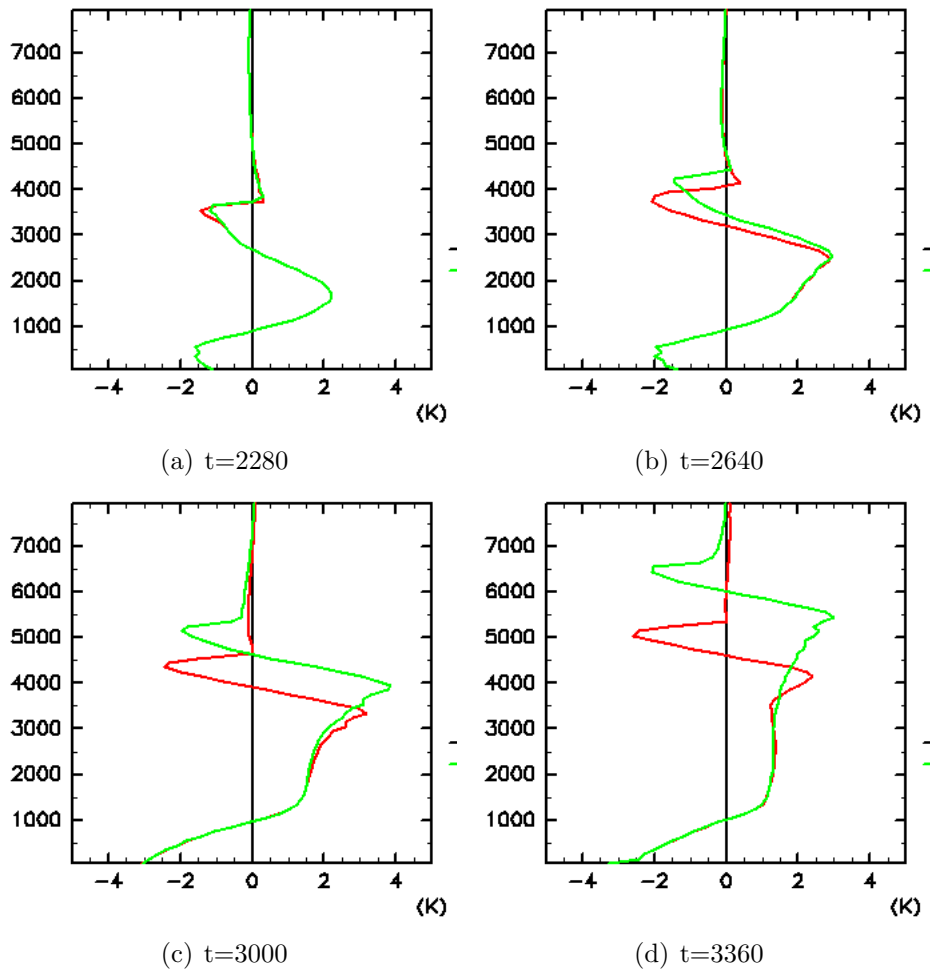


図 4.7: 水平領域中点での仮温位擾乱の鉛直断面の各時間ごとのスナップショット. 横軸が仮温位擾乱, 縦軸が高度. 赤が  $H_{354}$  の場合, 緑が標準実験の場合のプロファイル.

次に上昇する空気塊の浮力から議論を行うために仮温位のプロファイルを示す. 図 4.7 は水平領域中点での仮温位擾乱の時間ごとの鉛直プロファイルである. 赤が  $H_{354}$  の場合, 緑が標準実験の場合である. 同様に図 4.8 は同じ時刻の雲水混合比のプロファイルである. まず, (a) 2280 秒の時点では標準実験と  $H_{354}$  との間に大きな差はないが, 高度 3500m 付近の負の極値がわずかに  $H_{354}$  の方が低い. 次に (b) 2640 秒を見ると, 仮温位の最大の正の擾乱は両者ともほぼ同じだが, 負の擾乱の極値は  $H_{354}$  の場合の方が約 1K 低い. (c), (d) になると負の極値は (b) と同じく  $H_{354}$  のケースが 1K 程度低く, 正の極値も 1K 程度低くなっていることがわかる. ここから, 乾燥領域の影響は, まずサーマルが上昇した暖かい空気塊の上の冷たい部分に現れるということがわかる. また, (a) から (b) にかけて, 空気塊の上昇する速度に差ができています. 赤線はいま乾燥高度 4km であるから, 上昇する空気塊の上の冷たい部分がこの乾燥高度のすぐ下にまで到達した地点でサーマルの上昇

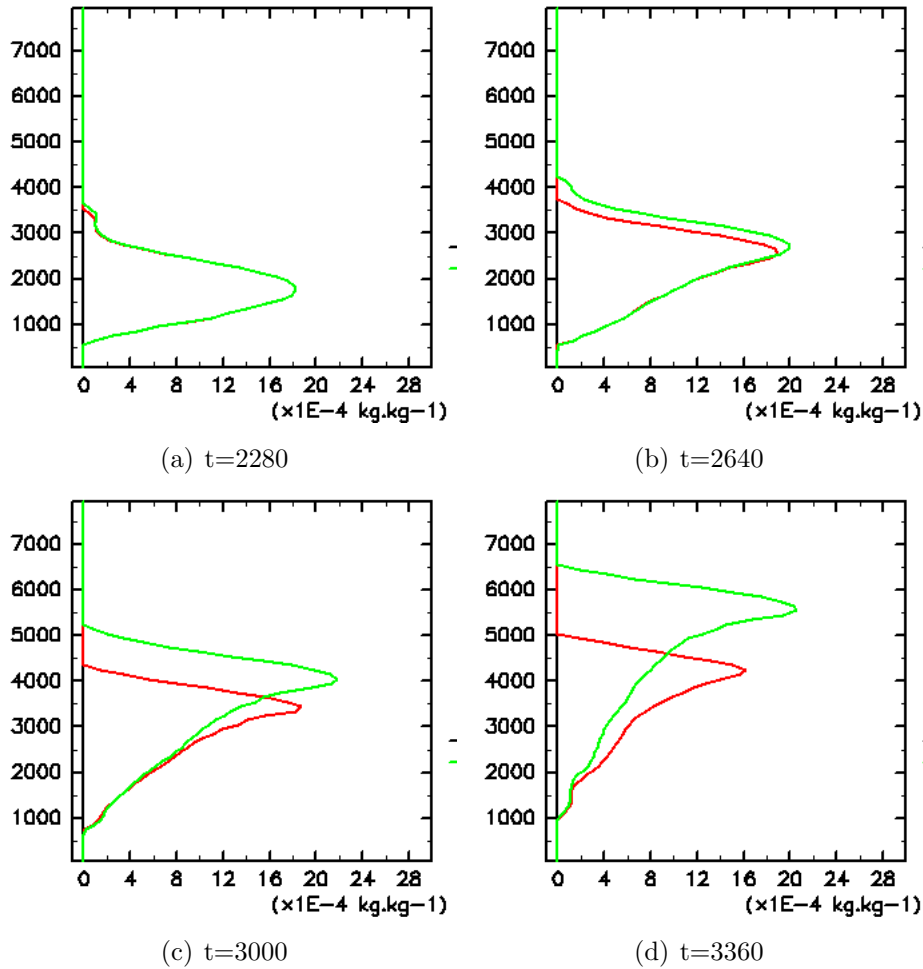


図 4.8: 水平領域中点での雲水混合比の鉛直断面の各時間ごとのスナップショット. 横軸が温位擾乱, 縦軸が高度. 赤が  $H_{354}$  の場合, 緑が  $H_{354NE}$  の場合.

が妨げられるような影響を受けると考えることができる. 図 4.7 と 4.8 を比較すると, 最も空気塊の上の冷却が最も強い部分は雲水が存在する上端と一致していることがわかる. これより, 上昇する空気塊の上の冷却は雲水が乾燥高度に達し, 雲水が蒸発することによって冷却されていると考えることができる. また図 4.7(b), (c) の  $H_{354}$  の正の極値は乾燥高度 4km の下にあるが乾燥による影響を受けているように見える. これは上昇する空気塊の上が蒸発によって冷却され, 仮温位の高度の差が大きくなることによって, 空気塊の暖かい部分とその上の冷たい部分との不安定度が大きくなり, この上下間で混合が起こると考えることができる.

次に, 空気塊が周囲の空気と混ざっているかを判断するために相当温位を示す. 相当温位  $\theta_e$ , 飽和相当温位  $\theta_{es}$  は Bolton (1980) の近似式を用い, 以下のようにし

て求める。

$$\theta_e = T \frac{p_0}{p}^{0.2854(1-0.28q_v)} \exp \left[ q_v(1 + 0.81q_v) \left( \frac{3376}{T_L} - 2.54 \right) \right]. \quad (4.1.1)$$

ここで  $T_L$  はある空気塊に対して、その空気塊が凝結が始まる高度まで持ち上げた場合の温度であり、

$$T_L = \frac{1}{\frac{1}{T-55} - \frac{\ln(RH/100)}{2840}} + 55 \quad (4.1.2)$$

と近似する。

図 4.9(a), (b) はそれぞれ  $H_{05}$ ,  $H_{35}$  の場合の相当温位, 飽和相当温位の水平領域の中心における鉛直プロファイルである。黒線が相当温位の基本場, 薄桃色の線が飽和相当温位の基本場, 赤, 薄紫, 青が 1920 秒から 3720 秒まで 360 秒ごとのそれぞれの秒ごとの全相当温位を表す。もし上昇する空気塊がまわりの空気と混ざらない, すなわち “hot tower” であるとき相当温位は保存され, 飽和相当温位の環境場にぶつかる高度 13 km 程度まで上昇するだろう。しかし (a) ~ (c) いずれの場合も空気塊の中心の相当温位は上昇とともに減少し, まわりの乾いた空気と混ざっていることがわかる。また (a) ~ (c) の各時刻ごとの相当温位の極大値を比べると, その値は乾燥高度以上に達していてもおおよそ同じであることがわかる。したがって環境場の相対湿度の値は, 上昇する空気塊がまわりの空気と混ざることに対しては特に影響を与えないと言える。

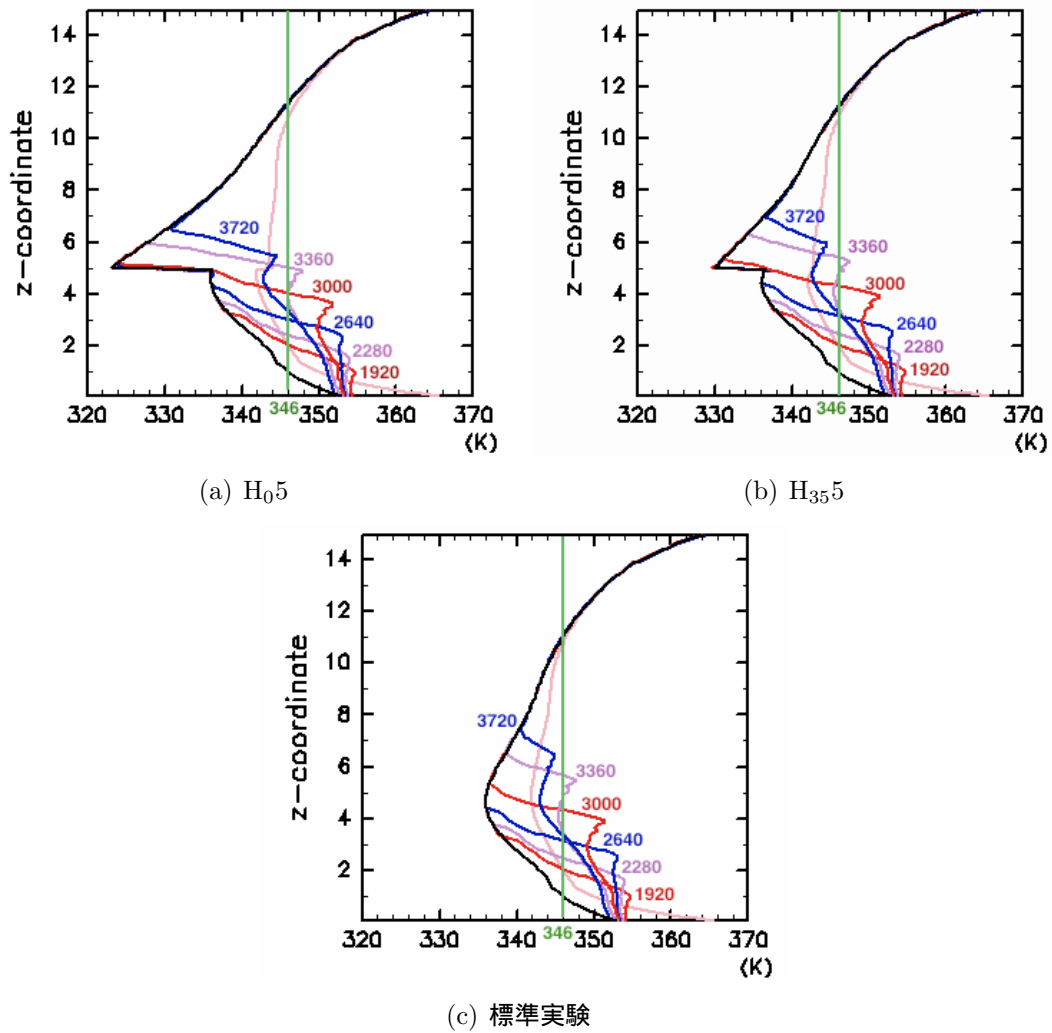


図 4.9: (a) $H_{05}$ , (b) $H_{355}$ , (c) 標準実験における水平領域の中心における相当温位と飽和相当温位の高度変化. 黒線が相当温位の基本場, 薄桃が飽和相当温位の基本場, 赤, 薄紫, 青が各時刻ごとの相当温位の全量の鉛直プロファイルである. 比較しやすくするために 346K に緑の線を入れている.

### 4.1.3 $H_{100}$ の場合

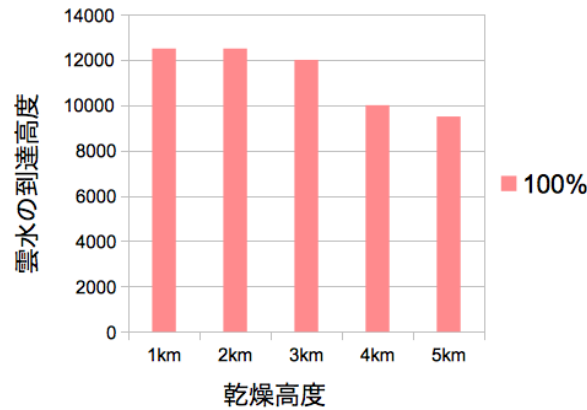


図 4.10:  $H_{100}$  の場合の水平領域中点での雲水の到達高度.

$H_{100}$  の場合には表 4.1 からわかるように 10km 超えるような高度まで雲水が到達する. 表 4.1 の  $H_{100}$  の場合をグラフにしたものが図 4.10 である. 乾燥させる場合と逆に, 湿潤高度が 3km 以下の場合には 12km と, サーマルの相当温位が保存すると考えた場合に近い高度まで上がる. 図 4.11 は  $H_{100}$  の場合の温位擾乱の  $z$ t 断面であり, 上から順に  $H_{100}1, 2, 3, 4, 5$  を表す. この図より, 乾燥させる場合と比べると, 上昇する空気塊の上に顕著な冷却がないことがわかる. さらに,  $H_{100}4,5$  の場合を見ると, 空気塊が湿潤高度付近に達するまではその直上に冷却がある. 図 3.2 から, 高度 0km ~ 3km の環境の相対湿度は 80% ~ 95%, 3km ~ 5km は 80% ~ 70% であることから, おおむね 80% 以下になると雲水・雨水の蒸発による冷却が顕著になり, 空気塊の上昇を妨げると考えられる.

次に  $H_{100}1$  の場合の相当温位の鉛直プロファイルを図 4.12 に示す. 表記の仕方は図 4.9 の場合と同じである. 乾燥させた場合に比べて, 時間とともに相当温位は保存され, 空気塊がまわりと混ざらないときに近い高度まで上昇している.  $H_{100}$  の場合, 空気塊の上昇域の環境の湿度も 100% であるため, 周りの空気と混ざったとしても, 上昇への影響は少ないと考えられる.

### 4.1.4 実験 I のまとめ

実験 I の結果から以下のようなことが考えられる. 乾燥させた場合に空気塊が上昇しにくくなる原因としては, 以下の二つが考えられる.

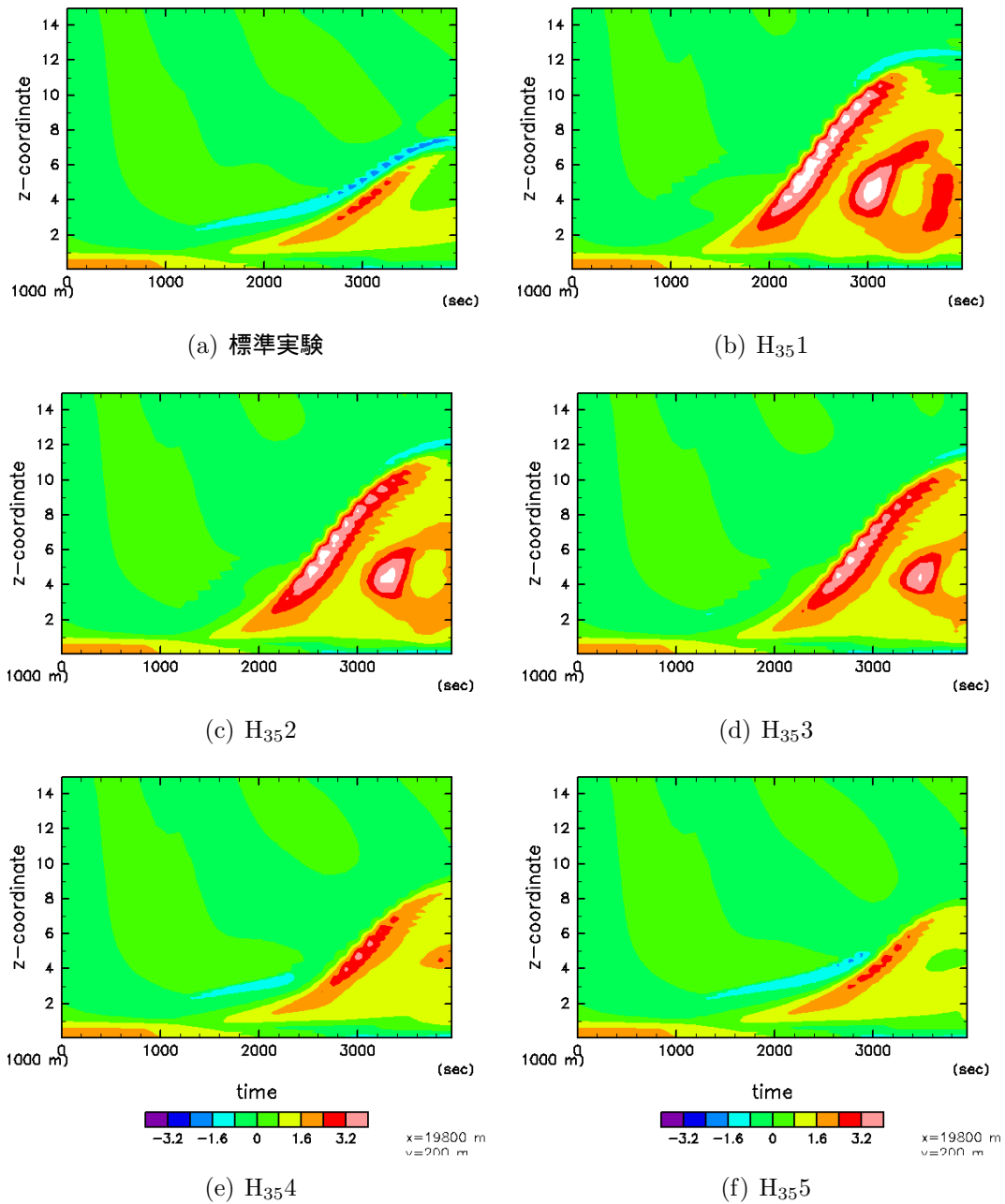


図 4.11: 標準実験と H<sub>100</sub> の温位擾乱の水平領域中心での  $zt$  断面. 縦軸が高度, 横軸が時間.

- 乾燥高度が低いため周りよりも十分に大きい浮力を得るだけの凝結が起きない.
- 空気塊が乾燥高度に達するほど上昇しても, 周りの乾いた空気との混合が起こり, 雲の蒸発して冷却されるため空気塊の浮力は失われる.



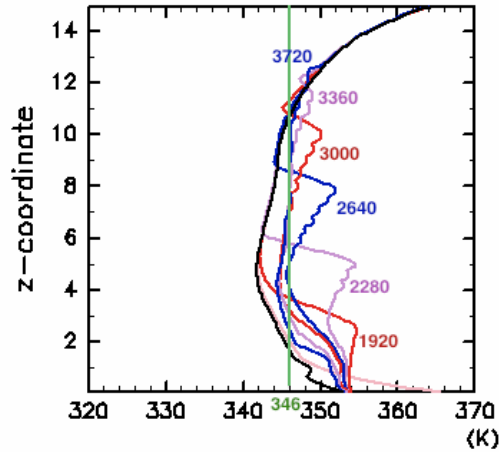


図 4.12:  $H_{1001}$  の場合の水平領域の中心における相当温位と飽和相当温位の高度変化. 黒線が相当温位の基本場, 薄桃が飽和相当温位の基本場, 赤, 薄紫, 青が中心における各時間ごとの相当温位の鉛直プロファイルである. 湿潤高度以上では, 相当温位の基本場は飽和相当温位の基本場と一致している.

前者については実験 I では乾燥高度 1, 2, 3 km の場合に対応し, 例えば図 4.6 の乾燥高度 3km の場合である (a) と (c) を見ると, 2000 秒付近でわずかに潜熱加熱があるものの, それ以降はほとんど負となり, 一度凝結した雲水が蒸発している様子が伺える. 後者は 4, 5km の場合に対応し, 図 4.6 の乾燥高度 5km の場合である (b), (d) を見ると, 高度 5km 以上をサーマルが上昇するとき, 特に蒸発による冷却が大きいことから, 乾燥高度の影響を受けていると考えられる. この蒸発による影響は次節で議論する. 一方, 乾燥高度が 3km と 4km の間を境に空気塊の上昇のふるまいが変わるのは, 相対湿度の基本場が原因ではないかと考えられる. 図 3.2 を見ると観測値の基本場は, 高度 3km 以下に相対湿度 80% を超える極大が存在する. この非常に湿った空気が基本場が存在することによって, 乾燥高度 4km 以上のケースではより空気塊は上昇しやすいと考えられる. 今関 (2011) でも同様に 3km と 4km の間で深い対流の起きる時刻が大きく変化したのも, 同じ基本場を用いたためと考えることができる. したがって, 別の相対湿度の基本場を用いる実験をすれば, この空気塊の到達高度の変化は大きく変わる可能性がある.

## 4.2 実験 II: 雲水・雨水からの蒸発なしの場合

実験 I の  $H_{35}$  のケースから雲水・雨水の蒸発過程をなくした場合  $H_{35}NE$  の結果を示す. 図 4.14 は水平領域の中心における温位擾乱の  $zt$  断面である. 図 4.5 の  $H_{35}$  と比べると特に乾燥高度が 4, 5km の場合にサーマルの加熱された領域の上昇する高さが  $H_{35}NE$  の場合の方が高いことが顕著である. また上昇するサーマルの上にてできる温位擾乱が負の部分も 4, 5km の場合には 1K 程度大きく, 蒸発による冷却がなくなったことを示唆している. 表 4.2 は実験 I と同様に雲水混合比が  $1 \times 10^{-5}$  以上の部分が水平領域の中心において 4000 秒以内に達した高度を示している. 比較のため, 表 4.1 で示した  $H_{35}$  の場合も示している. また, 図 4.2 はこの表をグラフにしたものである. ここからも蒸発なしの場合, 雲水の到達高度がより高くなっていることがわかる. 実験 I と同様, 乾燥高度が 3km の場合と 4km の場合の間に到達高度の大きな差が現れる. 乾燥高度が高いほど, 蒸発なしの到達高度とありの到達高度の差は開く傾向があるが, これは上昇する空気塊が乾燥した領域を通る距離が長くなり, 潜熱による冷却がない効果がより表れやすいためであると考えられる.

表 4.2:  $H_{35}NE$  での雲の高度.

	1km	2km	3km	4km	5km
35%蒸発なし	$H_{35}NE1$	$H_{35}NE2$	$H_{35}NE3$	$H_{35}NE4$	$H_{35}NE5$
雲水の到達高度 (m)	2000	3000	4000	8000	9000
35%	$H_{35}1$	$H_{35}2$	$H_{35}3$	$H_{35}4$	$H_{35}5$
雲水の到達高度 (m)	1500	2000	2500	5000	6500

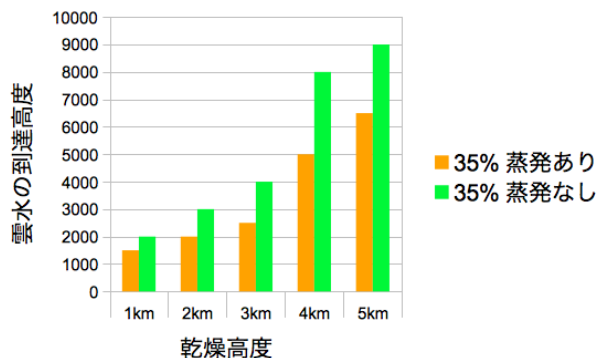


図 4.13:  $H_{35}$  と  $H_{35}NE$  の場合の水平領域中点における雲水の到達高度.

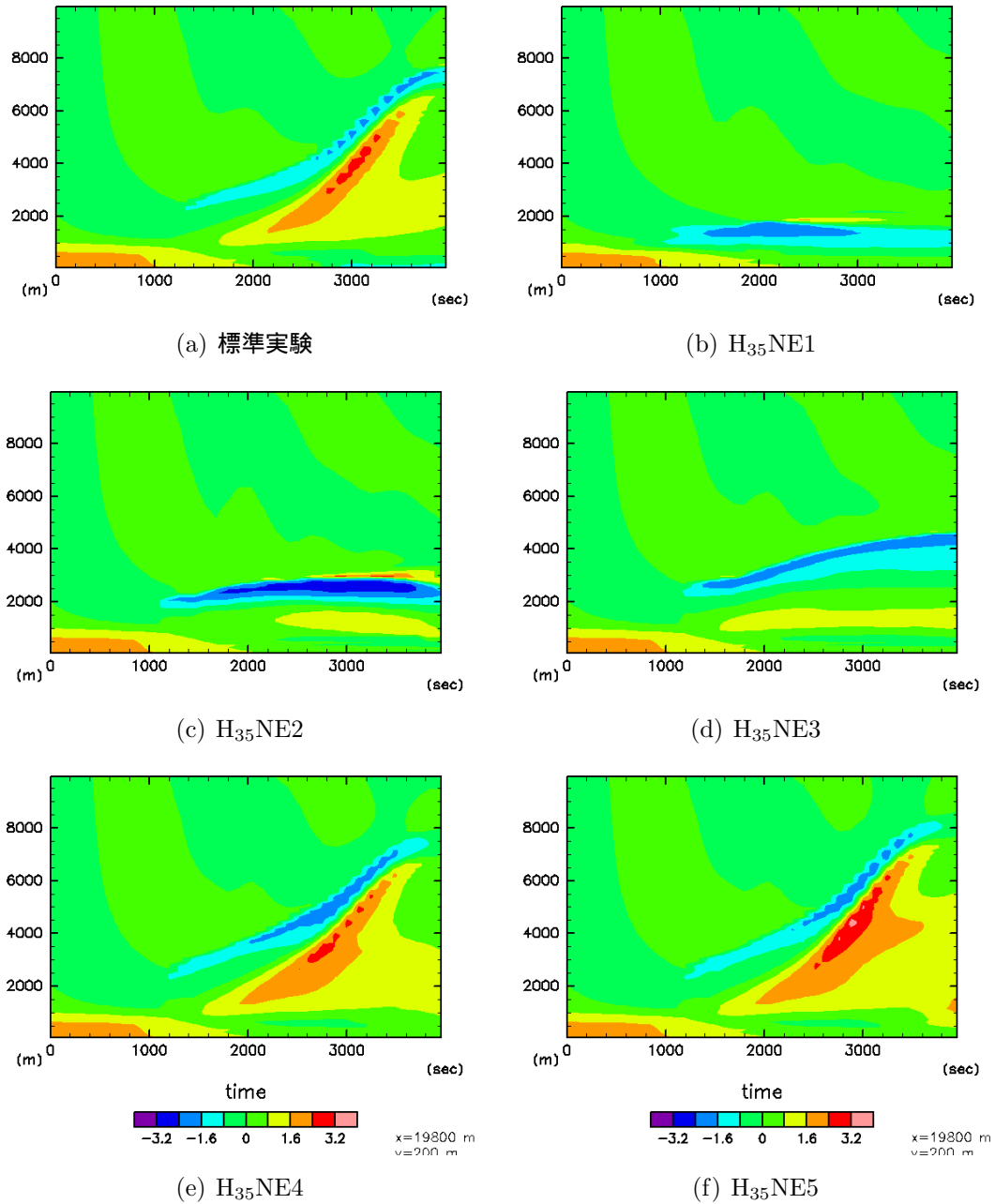


図 4.14: H<sub>35</sub>NE の温位擾乱のサーマルの中心での  $zt$  断面.

次に実験 I と同様、浮力の考察を行うために仮温位擾乱と雲水混合比の鉛直プロファイルを図 4.15, 4.16 に示す。まず、(a) においてすでに H<sub>35</sub>4 と H<sub>35</sub>4NE のプロファイルはずれているが、このずれは 1000 秒程度ですでに発生しており、(a) のように正の極大値が高い状態が続いている。これは空気塊が乾燥高度に達する前までに生成された雲粒が蒸発しない分だけ、H<sub>35</sub>NE の方が仮温位が高くなってい

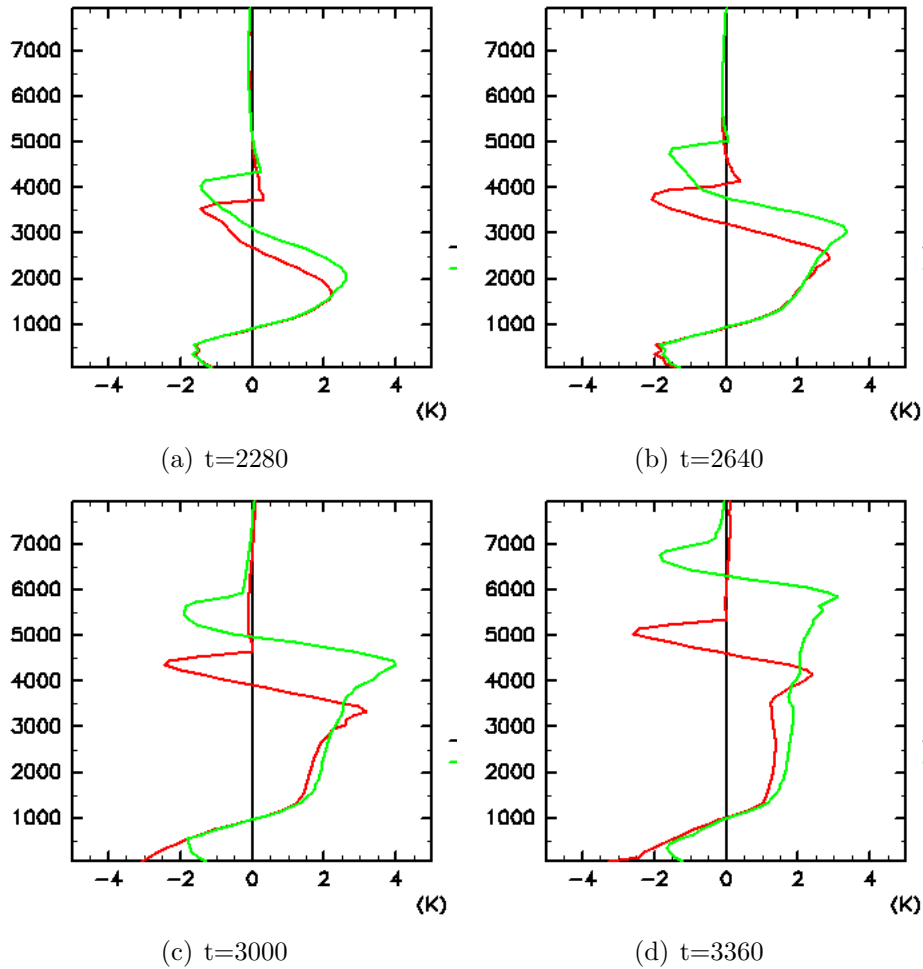


図 4.15: 水平領域中心での仮温位擾乱の鉛直断面の各時間ごとのスナップショット。横軸が温位擾乱, 縦軸が高度。赤が  $H_{354}$  の場合, 緑が  $H_{354NE}$  の場合。

るためだろう。その後, (b) 以降のように空気塊が乾燥高度付近に達すると, 今度は負の極小値の部分に  $0.5K \sim 1K$  の差が生じる。これは空気塊の上の部分乾燥高度に達して蒸発し冷却される分の差が表れている。また, 仮温位と図 4.16 の雲水混合比の蒸発なしのプロファイルを見比べると, 空気塊の最も冷却されている部分は雲水混合比の上端より少し低い。実験 I においてはこの二つは一致していたが, 実験 II では蒸発過程なしになることで雲水混合比の上端からの冷却がなくなっていることを示している。

これらの結果から, 上昇する空気塊の上の雲水の蒸発による冷却が, 空気塊の上昇を妨げている原因の一つと考えられる。ここでは示していないが, 潜熱加熱の  $xz$  を見ると, 上昇する空気塊の直上の冷却が最も効いているように見える。このことから, 相対湿度の基本場の分布を本計算のように鉛直方向にだけ変化させるだけ

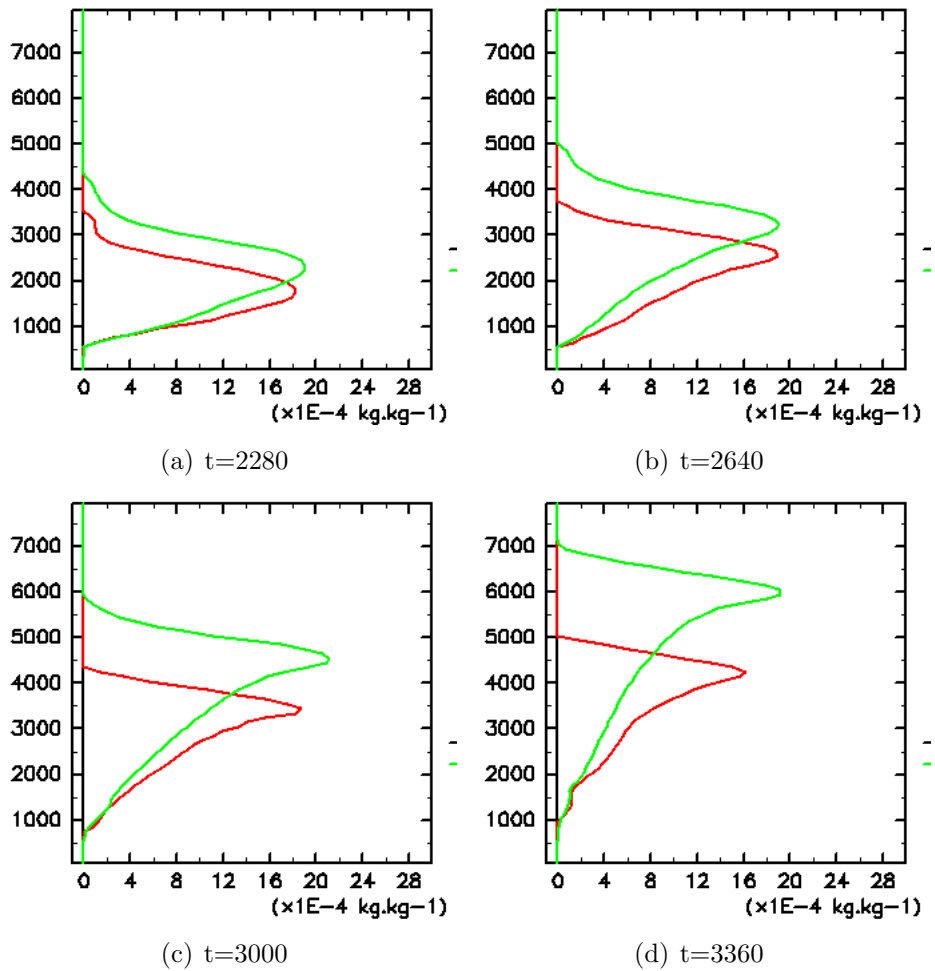


図 4.16: 水平領域中心での雲水混合比の鉛直断面の各時間ごとのスナップショット. 横軸が温位擾乱, 縦軸が高度. 赤が  $H_{354}$  の場合, 緑が  $H_{354NE}$  の場合.

ではなく, 上昇する空気塊の幅の上空だけを乾燥させる設定などを行うと, 空気塊のどの部分の蒸発が最も影響を及ぼすのかといった細かな原因がわかるかもしれない.

## 第 5 章 結論

熱帯域における鉛直エネルギー輸送を担う積雲対流について、そのまわりの相対湿度場による影響を調べるために、本研究では様々な相対湿度場において積雲対流を理想化した実験を行った。また、どの素過程によって積雲成長が影響を受けるのかを、相当温位、仮温位から考察した。

実験 I では高度 1, 2, 3, 4, 5km 以上で基本場の相対湿度を 0%, 35%, 100% に固定する 15 通りの基本場に対して、地表付近にサーマルを置いて数値積分を行った。この結果、もとの観測値よりも相対湿度が小さくなる 0%, 35% の場合には、乾燥している領域が低いほど、凝結、加熱が少なくサーマルは上昇しにくくなった。この原因として、上昇する空気塊の直上で相対湿度が乾燥している領域では雲水の蒸発による冷却が起きていることが考えられる。これを確かめる為に、蒸発過程なしの実験 II を行うことにした。また、0%, 35% の場合に空気塊の中心での相当温位は減少し、まわりの乾燥している空気と空気塊は混ざっていることが示唆されたが、この相当温位の低下は環境場の相対湿度の値に大きくは依存しないこともわかった。

実験 II では実験 I の固定させる相対湿度 35% の一連の実験の設定にさらに雲水・雨水からの蒸発がないとする設定を加え、初期値にサーマルを置いて数値積分を行った。その結果、実験 I の相対湿度 35% の場合よりサーマルの上昇する高度は高くなり、実験 I で見られた空気塊直上での冷却は小さくなった。

以上より、相対湿度場が乾燥しているほど、また乾燥している高度が低いほど空気塊は上昇しなくなることが確認された。そして相対湿度場の影響は、主に上昇する空気塊直上の雲水・雨水の蒸発過程を介して積雲成長に与えられることがわかった。

## 謝辞

本論文を作成するに当たり、多くの方々にご協力頂きました。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研究発表の場などで、非常に不出来な発表に対しても、発表資料の構成や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や北海道大学の小高正嗣准教授や杉山耕一朗特任助教には、遅い時期から指導をお願いしたにもかかわらず、モデルの概要から計算結果に対するコメント、研究方針など、多くの指導を頂きました。また、神戸大学地球および惑星大気科学研究室の皆様にも非常にお世話になりました。高橋芳幸特任助教には研究発表の場以外でも気にかけてくださり、特にモデルを使い始めた頃にその使い方や計算結果の見方など多くの助言をいただきました。村上真也氏、納多哲史氏には研究発表の場でコメントをいただき、また計算機の管理に関する多くの知識を教えてくださいいただきました。名古屋大学の辻野智紀氏には、相当温位の解析に関して助言をいただき、また辻野氏の相当温位の計算スクリプトを参照させていただきました。同じ修士二年生である、黒田美紀氏にはモデルの使い方に始まり、計算結果の描画の仕方、モデルにおける方程式系や物理過程の詳細など多くのことを教えていただきました。学部生からの付き合いである河合佑太氏、佐伯拓郎氏には地球流体力学の基礎から数値計算まで、多くのことをともに学び、教えていただきました。そして後輩を含め研究室の学生の皆様には研究室活動以外にもさまざまな行事や雑談につきあってくださいました。

本論文の計算には神戸大学の ITPASS で管理している情報実験機 joho05-itpass を使わせて頂きました。皆様に心より感謝申し上げます。

## Appendix: 変数・定数リスト

本文中の変数・定数についてまとめる。定数については数値計算や解析で用いた値を載せている。

$C_{pd}$	乾燥大気成分の定圧比熱 1004.0[J/kg·K]	$\theta$	温位
$C_{vd}$	乾燥大気成分の定積比熱 717.0[J/kg·K]	$\theta_v$	仮温位
$C_s^2$	音波速度	$\theta_e$	相当温位
$e$	飽和蒸気圧	$\theta_{es}$	飽和相当温位
$g$	重力加速度 9.8 [m/s <sup>2</sup> ]	$RH$	相対湿度
$M_d$	乾燥大気成分の分子量 28 [g/mol]	$L$	水の潜熱
$M_v$	湿潤大気成分の分子量 18 [g/mol]	$T$	温度
$p$	圧力	$T_v$	仮温度
$p_0$	基準気圧 101000.0 [Pa]		
$\pi$	エクスター関数		
$q_v$	水蒸気混合比		
$q_c$	雲水混合比		
$q_r$	雨水混合比		
$q_{vsw}$	水蒸気の飽和混合比		
$F_{all.}$	雨水の落下項		
$T_{urb.}$	乱流拡散項		
$Src.$	凝結成分の生成項		
$Q_{cnd}$	凝結による潜熱加熱項		
$Q_{dis}$	散逸による加熱項		
$R_*$	普遍気体定数		
$R_d$	乾燥大気の気体定数 461.0 [J/kg]		
$R_v$	水蒸気の気体定数 287.0 [J/kg]		
$\rho$	大気の密度		
$\rho_d$	乾燥大気の密度		
$r_v$	水蒸気の密度		
$T_L$	凝結が始まる高度まで上昇させたときの温度		



## 参考文献

- [1] Bolton, D., 1980: The computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.*, **108**(7), 1046-1053.
- [2] Derbyshire, S. H., Beau, I., Bechtold, P., Grandpeix, J. -Y., Piriou, J. -M., Redelsperger, J. -L., and Soare P. M. M., 2004: Sensitivity of moist convection to environmental humidity. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 3055-3079.
- [3] Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulation. Meteor. Monogr., *Amer. Meteor. Soc.*, **32**, 84 pp.
- [4] Klemp, J. B. and Wilhelmson, R. B., 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070-1096.
- [5] LeMone, M. A., Zipser, E. J., Trier, S. B., 1998: The role of environmental shear and thermodynamic conditions in determining the structure and evolution of mesoscale convective systems during TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3493-3518.
- [6] Riehl, H., and Malkus, J. S., 1958: On the heat balance of the equatorial trough zone. *Geophysica*, **6**(3), 503-538.
- [7] Takemi, T., 2007: A sensitivity of squall-line intensity to environmental static stability under various shear and moisture conditions. *Atmospheric Research*, **84**, 374-389.
- [8] Vonder Haar, T. H. and Suomi, V. E., 1971: Measurements of the earth's radiation budget from satellites during a five-year period. Part I: extended time and space means. *J. Atmos. Sci.* **28**(3), 305-314.
- [9] Yamsaki, M., 1983: A further study of the tropical cyclone without parameterizing the effects of cumulus convection. *Papers Meteor. Geophys.*, **34**, 221-260.
- [10] Zipser, E. J., 2003: Some views on "hot towers" after 50 years of tropical field programs and two years of TRMM data. *Meteorological Monographs*, **29**(51), 49-58.

- 
- [11] 浅井富雄, 1983: 大気対流の科学-大気運動の素過程を探る-. 気象学のプロムナード 14, 東京堂出版, 220pp.
- [12] 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.
- [13] 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.
- [14] 小倉義光, 1997: メソ気象の基礎理論. 東京大学出版会, 215 pp.
- [15] 杉山耕一郎, 小高正嗣, 山下達也, 中島健介, 林祥介, 2012: 非静力学モデル deep-conv の定式化. [http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare5/arare5\\_current/doc/dai1bu/pub/teishiki.pdf](http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare5/arare5_current/doc/dai1bu/pub/teishiki.pdf), 地球流体電脳倶楽部
- [16] 杉山耕一郎, 小高正嗣, 山下達也, 中島健介, 林祥介, 2012: 非静力学モデル deep-conv の離散化. [http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare5/arare5\\_current/doc/dai1bu/pub/main.pdf](http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare5/arare5_current/doc/dai1bu/pub/main.pdf), 地球流体電脳倶楽部