

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地球惑星科学専攻
地球および惑星大気科学研究室
博士課程前期過程2年 今関 翔

2011/1/31

要旨

地球の大気中では水の相変化を伴う対流が生じ、このような対流は積雲対流と呼ばれている (中島, 1994). また, 地球大気の鉛直構造を維持するものの一つとして対流活動が知られており, この過程では地表付近のエネルギーが対流圏へと輸送される (Nakajima and Matsuno, 1988). Riehl and Malkus (1958) では熱帯集束帯でのエネルギー収支解析が行われた. 結果として, 少なくとも熱帯域では, 積雲対流が地球大気の鉛直構造を決定するうえで重要なものの一つであると示されたため, 積雲対流の発達に関する研究をすることは重要である.

先行研究として, 積雲対流に関する数々の数値実験が行われてきた. その中でも, DERBYSHIRE (2004) や Takemi (2006) では, 積雲対流の発達における環境の湿度の影響が検証されていた. これらの実験から, 低高度の湿度は対流域に吹いている風との相互作用で新たな対流系を生じさせる役割をもつ冷気プールの形成と関連し, また, 低高度~中高度の湿度は深い対流の形成を抑制するというような結果が見られた. このため積雲対流の発達の度合いは大気湿度に大きく影響されることが示され, 積雲対流の構造を決定する上で大気湿度が重要な要素であることがわかっている.

しかし, Takemi (2006) では, 高度 2 km までの大気層の湿度を変化させることに留まっている. また, DERBYSHIRE (2004) については大気の湿度を変化させる高度が 2 km に固定されていた. そして両者ともに湿度ゼロという完全に乾燥した大気での実験は行われてない. そこで, 本研究では湿度をゼロにした大気層を様々な高度に与えた数値実験を行った. また, 水平方向にも乾燥した領域とそうでない領域を与えた数値計算も行っている.

本研究においては, 積雲対流の数値実験を行う目的がもう一つある. それは, 対流現象の包括的理解に貢献するための数値モデル開発である. その意義は序章で述べることにして, ここでは開発した数値モデルについて簡単に説明する. モデルでは支配方程式に Klemp and Wilhelmson (1978) の二次元準圧縮方程式系に基づいて定式化された杉山他 (2009) の方程式系を地球用に一部修正して用いている. 乱流パラメタリゼーションについては, 乱流拡散過程を 1.5 次のクロージャーモデル

(Klemp and Wilhelmson, 1978 および CReSS (坪木と榊原, 2001)) で表現している。雲物理パラメタリゼーションは Kessler (1969) の暖かい雨のバルクパラメタリゼーションを用いており、運動量、熱、水蒸気の地表面フラックスは簡略化されたバルク法 (中島, 1994) を採用した。空間の離散化は、2 次精度または 4 次精度の中心差分を用いて行う。時間積分にはモード別時間分割法を用い、音波と凝結に関する項は短い時間ステップで評価し、その他の項は長い時間ステップで評価している。そして時間方向の離散化については次のような方法をとっている。音波関連項の離散化には HE-VI 法を用い、水平方向の運動方程式は前進差分、鉛直方向の運動方程式および圧力方程式は後退差分 (クランク・ニコルソン法) で評価する。また、Takemi (2006) の基本場を用いた再現計算を部分的に行うことで、開発したモデルの正当性を確かめた。

本論分で行った実験の設定は次の二つである。(I) 一定の高度以上の湿度の基本場の値を全てゼロに設定する。この湿度をゼロにする高度の下限は 7 km から 1 km ずつ下げて行く。この高度を便宜上、DH と呼んだ。また、初期擾乱の振幅 0.3 K を基準としてそれを $0.1, 0.3, 3, 10$ 倍にも設定する。(II) 一定の高度以上の水平領域の半分の初期の大気湿度だけをゼロに設定する。計算 (I) と同様にこの湿度をゼロにする高度の下限 DH は 7 km から 1 km ずつ下げて行く。便宜上、乾燥した層を高高度側に持つ領域を「乾いた領域」、そうでない領域を「湿った領域」と呼ぶことにした。第 5 章は本論分の主要な部分である。計算 (I) からは、 $\text{DH} = 4 \text{ km}$ 以下にすると、 $\text{DH} = 5 \text{ km}$ 以上の実験よりも高度 10 km 以上に到達するような強い雲対流の発生時間が著しく遅れ、乾燥した層の存在によって強い雲対流の発生が抑制されることがわかった。この 4 km という高度は初期擾乱の振幅の大きさをかなり大きくした場合に 1 km 変化しただけであり、ほぼ初期擾乱の影響を受けず、湿度がゼロになっている層によって強い雲対流が抑制されるという結果が得られた。計算 (II) でも、強い雲対流の発生が抑制される時の DH は 4 km であったが、強い雲対流が発生するために要する時間はさらに遅くなった。ゆえに、水平方向に湿度の不均一を与えると、強い雲対流を抑制する効果はより強いものになるという傾向が見られた。このような傾向が見られた原因は、高度 DH 付近の風速場を見ることで判明した。 $t = 15000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ の時間帯は、乾いた領域では乾燥した層によって強い雲対流が抑制されており、一方で湿った領域では強い雲対流が既に形成されている。そして、この時間で平均を取った風速場と水蒸気の擾乱分布から、乾いた領域の水蒸気が湿った領域に流れ、そこでの雲活動に取り込まれているということが示された。そのため、乾いた領域では高度 DH 以下の約 1 km の層の湿度がゼロから半分程度になり、強い雲対流の発生がより強く抑制されるという反応が現れたと考えられた。さらに温位擾乱の時間平均から、 $\text{DH} = 4 \text{ km}$ 以下の実験では、高度 10 km 以下に正の温位擾乱が広く分布することがわかった。これらの実験では乾いた領域において強い雲対流が生じにくいいため、正の温位擾乱のほとんどは湿った領域で生じたものと考えられる。そして、この温位擾乱の大きさは、乾燥した層を与

えていない実験や、 $DH = 5$ 以上の実験のように、強い雲活動が全域で生じやすい実験と同程度かそれ以上であった。これにより、水平方向に湿度の不均一があると、乾いた領域で対流が起きにくくなるだけでなく、湿った領域では雲活動が集中的に起こり、乾燥した層が無いときよりも著しく活発になるということが示された。

よって、本研究では大気湿度に対する積雲対流の発達感度として次のようなことが示された。上層に乾燥した層が存在するとき、ある一定の高度まで乾燥した層が下りてくると強い雲対流の発生が抑制される。またそれだけではなく、水平方向に湿度の不均一があると、乾燥した層を持つ領域では強い雲対流の発生がかなり抑制され、一方でそうでない側では、雲活動がより活発で集中的に生じるようになる。

目次

第1章 序章	3
1.1 はじめに	3
第2章 モデルの説明	8
2.1 基礎方程式系	8
2.2 地表面フラックス	10
2.3 放射冷却	11
2.4 雲微物理過程のパラメタリゼーション	11
2.5 乱流混合のパラメタリゼーション	14
2.6 初期の温度・湿度・気圧	15
2.7 離散化の概要	16
第3章 モデルのテスト計算	18
3.1 Takemi (2006) の概要	18
3.1.1 要旨	18
3.1.2 Takemi (2006) の背景	18
3.2 Takemi (2006) の数値計算の設定	19

熱帯大気中の二次元積雲対流	2
3.3 Takemi (2006) の基本場の説明	20
3.4 テスト計算結果と議論	21
第4章 実験設定	26
4.1 計算設定	26
4.2 実験設定	26
4.2.1 任意の高度以上で全領域を乾燥させた計算	27
4.2.2 任意の高度以上で水平領域の半分を乾燥させた計算	28
第5章 実験結果とその議論	29
5.1 任意の高度以上の全域を乾燥させた計算	29
5.2 水平方向に不均一な湿度の初期場を与えた計算	42
第6章 まとめ	61
謝辞	64
Appendix	65
Appendix A: 変数リスト	65
Appendix B: 基礎方程式系の導出	66
Appendix C: 初期場について	81
参考文献	84

第1章 序章

1.1 はじめに

中島 (1994) によると, 積雲対流とは水の相変化を伴う鉛直対流のことである. そして, 顕著な上昇運動が生じている領域においては, その空間スケールのオーダーは 1 ~ 10 km であり, 寿命は 1 時間程度である. 地球大気の鉛直構造は, 放射過程や対流過程によって維持されていることが知られており, 前者は地表でのエネルギーの増加と対流圏における減少を生じさせ, 後者は地表付近のエネルギーを対流圏へと輸送する役割を果たす (Nakajima and Matsuno, 1988). また, Riehl and Malkus (1958) では熱帯集束帯でのエネルギー収支解析が行われ, 熱帯域で生じる平均的な上昇流の大部分が積雲対流中で生じていることが示された. そのため, 少なくとも熱帯域では, 積雲対流は地球大気の鉛直構造を決定するうえで重要なものの一つであると言える.

積雲対流には大きな特徴がある. それは, 個々の積乱雲はそれぞれが独立して存在することはあるが, 多くの場合には複数個の積乱雲が大規模に組織化して, 大きな積乱雲の集団を形成するというものである. 組織化した積乱雲の集団はしばしばメソスケールの対流系を構成し, これをメソ対流系と総称する. さらに, メソ対流系はその形状から団塊状メソ対流系と線状メソ対流系に分けられる (小倉, 1984). 前者は大きさが 10 km から数十 km の塊であり, 後者は活発な積乱雲が 100 km 以上に渡って線状に並んだものである.

積乱雲の組織化の一つの例として, 図 1 では Houze et al (1989) による線状メソ対流系の一つであるスコールラインの模式図を示している. この図は, Newton (1950), Fujita (1955), Pedgley (1962), Zipser (1969, 1977), Houze (1977), Gamache and Houze (1982), Smull and Houze (1985, 1987a) 等の, 中緯度と熱帯の両方の系における概念図に基づき, Rutledge et al., (1988) と Johnson and Hamilton (1988) で示された, 1985 年 6 月 10-11 日の嵐直前に観測されたスコールラインも参考にしている. この模式図に表されるスコールラインの特徴を以下に挙げる. (1) スコールラインは線状に形成された積乱雲の列に対して, 全体的に垂直な方向へ移動す

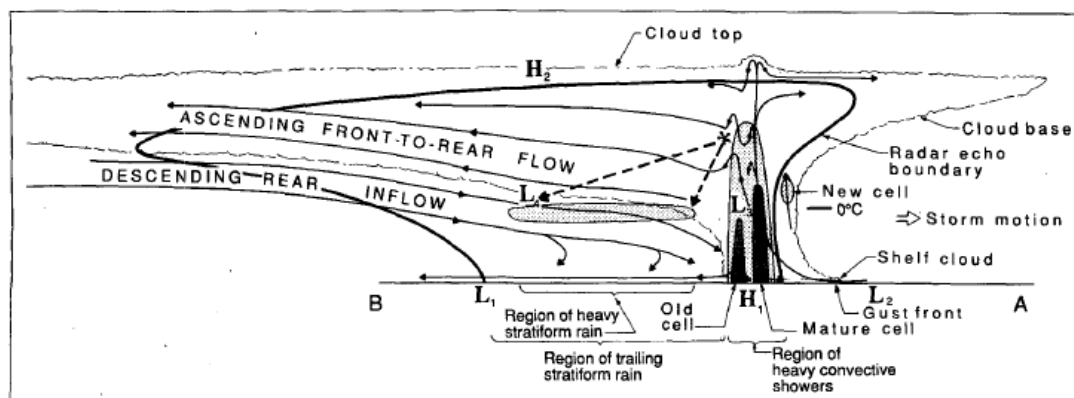


図 1.1: 層状雲領域を伴うスコールラインの鉛直断面の模式図。スコールラインは図の左から右の方向に移動しており、対流雲は紙面に垂直な方向に線状に並んでいる。ここで、太い実線は気象レーダーが表す雲の外形である。最も外側のぎざぎざの線は、航空機や人工衛星の観測によって定義される雲の輪郭である。影を付けた領域と黒塗りの領域は、レーダー反射強度が強い領域を示す。また、対流域左上の* は氷粒を意味し、その軌跡が破線で記されている。H および L はそれぞれ相対的に気圧が高い領域と低い領域である。矢印は大気の流れを示している。(Houze et al, 1989)

る。図ではスコールラインは左から右に移動している。(2) スコールラインの対流域では、強く、冷たい下降流が生じる。この下降流は、0 高度での氷粒子の融解による大気の冷却の効果や、降水粒子による大気引き下ろし及び、低高度での蒸発による大気の冷却などによって発達する。この下降流で運ばれた冷たい空気は雲底にたまり、このたまりを冷氣プールと呼ぶ。(3) 冷氣プールがある地表面の気圧は周囲よりも高く、冷気がまわりに流れ出す。これを冷氣外出流と呼ぶ。この冷氣外出流の先端が小型の寒冷前線のようになり、これをガストフロントと呼ぶ。ガストフロント付近では新たな対流セルが生じる。(4) 高高度で形成された氷粒は前方から後方への流れによって水平方向に拡散しながら運ばれ、0 高度において融解し、ブライトバンドと呼ばれる強いレーダー反射を示す領域を形成する。

積雲対流の数値計算に関する先行研究を以下に挙げる。Yamasaki (1983) では、軸対象性のある台風に関する数値実験が行われ、積雲対流をパラメタリゼーションをせずに陽に計算している。このモデルでは、地球の回転の効果を検討することで、大規模地衡流運動と雲対流の相互作用が検証された。これによって地表面摩擦がなくても組織的な積雲対流が発達することが示された。これは、大規模な低気圧と地表面摩擦との相互作用が、積乱雲の組織化に不可欠であるという従来の CISK の考えとは異なるものであった。Nakajima and Matsuno (1988) では、大規模に組織化した積乱雲の集団中で個々の積雲対流が生じるという二重スケール構造に関する研究がされた。ここでは、雲の自然な性質を見るために場の回転をなくし、大規模

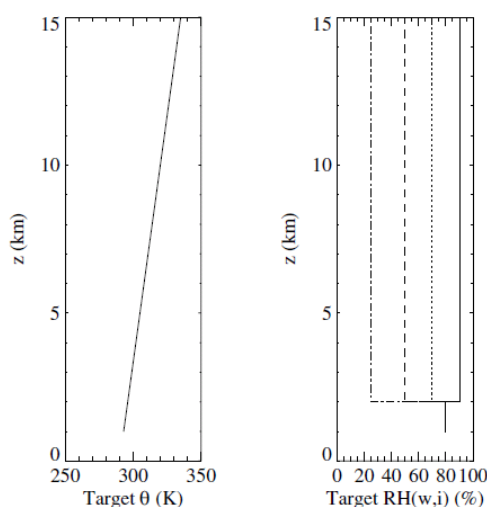


図 1.2: DERBYSHIRE (2004) で用いられたナッジングによって基本場をダンプさせる対象プロファイルの図. 左図は温位 θ , 右図は相対湿度 RH の対象プロファイルを示す. 温位の対象プロファイルは高度 1 km で 293 K であり, そこから一定の比率 3 K km^{-1} で高度とともに増加させる. 高度 2 km より上では, 湿度の対象プロファイルを複数用意してあり, 以下のように与えている. $RH_t = 90\%$ (実線), $RH_t = 70\%$ (点線), $RH_t = 50\%$ (破線), $RH_t = 25\%$ (点破線). なお, これらの図は高度 1 km まではナッジングを与えないときの対象プロファイルである.

地衡流運動がないものとしている. 雲微物理過程には Kessler (1969) のバルクパラメタリゼーション用い, 使用する雲微物理過程の組み合わせを変えた数値実験が行われた. 結果として, 大規模な流れ場がなくても雲物理過程の導入のみで積乱雲は組織化し, 個々の積乱雲も, 組織化した対流系も熱帯大気中の降水性雲対流に内在する性質であると結論付けている. さらに, 中島 (1994) では, 水平方向に $4096 \sim 16384 \text{ km}$ という極めて大きな計算領域を備えた二次元積雲対流数値モデルによって, 個々の積乱雲から総観規模に至るまでの積乱対流の階層的組織化が直接計算された. この研究では, 多種のパラメタ軸による数値実験が行われ, 個々の積乱雲や, メソ対流系, クラウドクラスターが表され, 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. Takemi (2006) では様々な湿度場と鉛直シアのある風速場を用いた, スコアライン強度の感度実験が行われた. また, この数値実験では温度場として中緯度と熱帯を仮定した二つの温度場を用いている. 結論としては, スコアラインの発達において重要な要素は, 第一に対流不安定層の静的安定度であり, 次いで, 湿度場に依存する可降水量などであるとされた. DERBYSHIRE (2004) では, 大気の温度, 湿度, 風速に対して

$$(\partial\phi/\partial t)_{nudging} = \{\phi_t(z) - \bar{\phi}(z)\}/t_n$$

という式で表されるような形式的な強制を与えた数値実験が行われた. この強制をナッジング (nudging) と呼ぶ. ここで, ϕ は変数の全量, $\bar{\phi}(z)$ は変数の平均値, $\phi_t(z)$ は図 2 に表されるような, 平均値との差による強制を与えるためのプロファイル (対象プロファイルと呼ぶ), t_n はナッジングの時間スケール, z は高さの座標軸, t は

時間の座標軸である。図 2 の右図のように相対湿度の対象プロファイルは、高度 2 km 以上で 20 % から 90 % までの幅で変化させられるように設定された。結果として、最も乾燥した相対湿度の対象プロファイルを用いると浅い対流のみが現れ、より湿った相対湿度の対象プロファイルを用いるほどより深い対流が現れることが示された。

上記のように積雲対流に関する様々な数値実験が行われており、環境の湿度に対流の発達が大きく影響されることがわかっている。よって、本研究においても大気湿度に対する対流の発達の感度を数値実験によって調べることにする。前述した先行研究に関して、Takemi (2006) では、高度 2 km までの大気層の湿度を変化させることに留まっている。また、DERBYSHIRE (2004) についてはナッキングによって大気を乾燥させる高度が 2 km 以上の大気のみであり、また、湿度ゼロという完全に乾燥した大気での実験は行われてない。そこで、本研究では湿度をゼロにした大気層を様々な高度に与えた数値実験を行った。実験設定の詳細は第四章でまとめることとして、簡単にまとめると次の三つの設定の下で数値実験は行われた。(I) 任意の高度以上の全域の湿度の基本場をゼロにする数値実験 (II) (I) の湿度の設定の下で初期擾乱の振幅の大きさを変える数値実験。(III) 任意の高度以上の水平領域の半域の湿度の初期場をゼロにする数値実験。

また、本研究において積雲対流の数値実験を行う目的がもう一つある。それは、対流現象の包括的理解に貢献するための数値モデル開発である。今回開発した数値モデルは、プロセスの付け外しやパラメータの変更を行った計算によって物理の本質を理解することを目的とするものである。ここでプロセスの付け外しとは、例えば雲物理過程について言えば、雨水の蒸発や雲水から雨水への変換過程といったものを計算から外すかどうかの選択をし、特定のプロセスの効果を評価しようとすることである。また、パラメータの変更とは初期擾乱の大きさや環境場の設定を変更することなどが当てはまる。ところが、現在、天気予報や気候予測においては現実世界に近づける方向に進み、物理の本質の理解が置き去りにになっているのではないだろうか。そのため、最低限のプロセスで対流現象の本質を理解しようするために、地球大気を想定した基礎的な数値モデルを開発した。対流現象は、惑星流体力学の分野において、惑星大気中での熱や物質の輸送に関する役割が非常に大きく、様々な惑星系で生じている対流を包括的かつ相互比較的に理解することは流体力学の分野において重要な課題として位置付けられている。特に本紙で扱うような湿潤対流に注目してみると、地球では単一の微量成分である H_2O が凝結し、火星では大気主成分の CO_2 が凝結する。さらに木星では H_2O, NH_3, NH_4SH の三種類の分子の凝結が起こる。今までも惑星の湿潤対流の研究において地球には重きが置かれ、数多くの数値実験がされてきた。しかし、依然として問題が残っているため、本紙でも地球大気を想定した数値モデル開発を行った。この問題点については、例えば Takemi (2006) でも語られている。線状メソ対流系の一つであるスコールライン

は熱力学的観点からあらゆる温度環境を設定した数値実験が行われてきた (熱帯を仮定: LeMone et al., 1988, 亜熱帯を仮定: Wang et al., 1990, 中緯度アメリカを仮定: Bluestein and Jain, 1985, 日本を仮定: Chuda and Niino, 2005). しかし, 積雲対流の静的な環境を定義するには, 擾乱を完全に除去する必要があり, 対流の発達に大きくかわる安定度の議論をする際には温度環境だけでなく湿度環境も不可欠であるために, より複雑さが増すと言われている. 上記のように様々な場を想定して数値計算が行われたのは, スコールラインが様々な気候域で発生・発達することに起因しており, 現実的な場の間にあるパラメータの違いに対するスコールライン強度の感度を調べることも, スコールラインの構造の研究において重要である. 実際, Takemi (2006) での数値計算では熱帯と中緯度の温度場を仮定されていた. このため, 大気環境場のパラメータを変えた数値実験は, 対流の発達を調べる上では不可欠である.

以上のように, 本論文では大きく分けて二つのことを行った. 一つ目は, 地球を想定した計算を行うことができる二次元非静力学モデル `deepconv arere4` の開発である. 二つ目は, 大気の湿度場に対する積雲対流の発達の感度実験である. よって本文の構成は以下のようになっている. 第二章では数値モデルの概要を示し, 第三章ではモデルの正当性を確かめるための, Takemi (2006) の部分的な再現計算によるモデルのテスト計算結果を示した. そして, 第四章で本論文で行った数値実験の設定を説明し, 第五章では数値実験結果を示し, 議論を行った. 最後に第六章でまとめを行った.

第2章 モデルの説明

2.1 基礎方程式系

今回開発した数値モデルは、水平・鉛直の二次元モデルである。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 、時間方向の座標変数を t とする。変数の定義については、Appendix A の変数リストも参照されたい。

力学的な枠組みは準圧縮方程式系 (Klemp and Wilhemson, 1978, 杉山他, 2009) を用いている。この方程式系では予報変数を水平一様な基本場とそこからのずれに分け、方程式の線形化を行っており、以下のように表す。

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

ここで、 u は x 方向の速度、 w は z 方向の速度、 π はエクスナー関数、 T は温度、 θ は温位、 ρ は密度、 q_v は水蒸気の混合比、 q_c は雲水の混合比、 q_r は雨水の混合比である。また、 $\bar{\quad}$ を付した変数は基本場を、 $'$ を付した変数は基本場からのずれを表している。なお、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。圧力方程式では非断熱加熱による大気の膨張と、凝縮に伴う圧力変化を無視している。また、地球の回転も無視している。

運動方程式

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial x} + Turb.u' + F_u, \quad (2.1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} \\ & + \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + \bar{q}_v} \right) g + Turb.w'. \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

圧力方程式

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho} (\bar{\theta}/f)^2} \nabla \cdot \{ \bar{\rho} (\bar{\theta}/f) \mathbf{u}' \}. \quad (2.1.3)$$

熱の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) \\ & + Turb.\bar{\theta} + Turb.\theta' + F_\theta. \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

混合比の保存式

$$\frac{\partial q'_v}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_v}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_v}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} + Src.q'_v + Turb.\bar{q}_v + Turb.q'_v + F_{q_v}, \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial q'_c}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_c}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_c}{\partial z} \right) + Src.q'_c + Turb.q'_c, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial q'_r}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_r}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_r}{\partial z} \right) + Src.q'_r + Fall.q'_r + Turb.q'_r. \quad (2.1.7)$$

水蒸気の分子量を考慮した静水圧平衡の式

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g \frac{\bar{p}}{T [R^* / (M_d + r_v (M_v - M_d))]}, \quad (2.1.8)$$

エクスター関数 π

$$\pi \equiv \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R_d/C_{pd}}. \quad (2.1.9)$$

温位 θ

$$\theta \equiv T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/C_{pd}} = \frac{T}{\pi}. \quad (2.1.10)$$

密度 ρ

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{p}{R_d T} \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q'_c + q'_r) \\ &= \frac{p}{R_d T_v} = \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d \theta_v}.\end{aligned}\quad (2.1.11)$$

仮温度 θ_v

$$\theta_v = \frac{\theta}{\left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q'_c + q'_r)}.\quad (2.1.12)$$

音波速度 C_s^2

$$C_s^2 = \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \pi \theta_v.\quad (2.1.13)$$

ここで, C_{pd} は乾燥大気の定圧比熱, F_u , F_θ , F_q はそれぞれ海表面からの運動量・熱・水蒸気のフラックス, g は重力加速度, M_d , M_v はそれぞれ乾燥大気と湿潤大気の分子量, p_0 は標準気圧, Q_{cnd} は凝縮による加熱項, Q_{dis} は散逸加熱項, Q_{rad} は放射冷却項, R^* は普遍気体定数, R_d は乾燥大気の気体定数, $r_v = (M_d/M_v)q_v$ は水蒸気の実モル比, θ_v は仮温度, T_v は仮温度, $Turb.$ は乱流拡散項, $F_{all.}$ は雨水の落下項, $Src.$ は凝縮成分の生成項である. また, 上記の方程式中で用いられている f は, $\theta_v \equiv \theta/f$ で表される.

2.2 地表面フラックス

海表面からの運動量, 熱, 水蒸気フラックスは中島 (1994) のように単純なバルク法によって定式化している.

$$F_u = -C_D V_{sfc} \rho u_{z=0},\quad (2.2.14)$$

$$F_\theta = -C_D V_{sfc} \rho (T_{z=0} - T_{sfc}),\quad (2.2.15)$$

$$\begin{aligned}F_{q_v} &= -C_D V_{sfc} \rho (q_{vz=0} - q_{sfc}) \\ &= -C_D V_{sfc} \rho \left(q_{vz=0} - \frac{M_v e_{sfc}}{M_d p_{sfc}} \right)\end{aligned}\quad (2.2.16)$$

ここで, $C_D = 0.0015$ はバルク係数, e は飽和蒸気圧であり, 下付き添え字 “ $_{z=0}$ ” は大気最下層の値を意味し, 下付き添え字 “ $_{sfc}$ ” で海表面の値を表す. また, 海表面風速 V_{sfc} は

$$V_{sfc} = \sqrt{u^2 + v_0^2}$$

で表される. ここで $v_0 = 3$ [m/s] は風速の最低値であり, 風が吹いていなくても日射による加熱や蒸発といった現実的な現象が起きることを保証する.

2.3 放射冷却

放射冷却に関しては, 中島 (1994) に従い, 計算時間の節約と簡単化のため, 放射過程の計算を行わない代わりに, 放射冷却の効果 Q_{rad} を熱の式 (2.1.4) の右辺に body cooling として導入した. 具体的な表式を以下に示す.

$$Q_{rad} \text{ は,} \quad Q_{rad} \equiv \frac{1}{\pi} Q_R + Q_N \quad (2.3.17)$$

である. ここで Q_R は,

$$Q_R(z) = \begin{cases} 0 & [\text{K/day}] \quad z > 15000 \text{ [m]} \\ 2(15000 - z)/5000 & [\text{K/day}] \quad 10000 \text{ [m]} < z < 15000 \text{ [m]} \\ 2 & [\text{K/day}] \quad z < 10000 \text{ [m]} \end{cases} \quad (2.3.18)$$

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,

$$Q_N = \frac{\theta'_{MeanX}}{D_N} \quad (2.3.19)$$

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 雲微物理過程のパラメタリゼーション

雲物理過程のパラメタリゼーションは杉山他 (2009) と同じものを採用した.

方程式系に含まれる凝縮による加熱項 Q_{cnd} , 生成項 $Src.$, 落下項 $Fall.$ の評価は Kessler (1969) のパラメタリゼーションに従って行っている.

暖かい雨のパラメタリゼーションでは, 気相と凝縮相を以下の 3 つのカテゴリーに分ける.

記号	意味	内容
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	落下速度がゼロな流体の粒子で、実際の大気中の雲粒に対応する。通常 $100 \mu\text{m}$ 以下の微小な流体粒子である。
q_r	雨水混合比	有意な落下速度を持つ流体粒子で、実際の大気中の雨粒に対応する。

考慮する微物理過程は以下の通りである。ただし、これらの量は全て正の値として定義され、水蒸気が直接雨水に凝結する過程は無視されている。

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。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 (autocondensation).
CL_{cr}	衝突併合による雲水から雨水への変換。大水滴が小水滴を衝突併合する (collection).
PR_r	雨水の重力落下に伴う雨水混合比の変化率 (Precipitation).

この微物理過程を用いて、(2.1.4) – (2.1.7) を書き直すと以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & - \left(u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) - w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{L}{C_{pd} \bar{\pi}} (CN_{vc} - EV_{cv} - EV_{rv}) \\ & + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{rad} + Q_{dis}) + Turb. \bar{\theta} + Turb. \theta, \end{aligned} \quad (2.4.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_v}{\partial t} = & - \left(u \frac{\partial q_v}{\partial x} + w \frac{\partial q_v}{\partial z} \right) - w \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} - (CN_{vc} - EV_{cv} - EV_{rv}) \\ & + Turb. q_v + Turb. \bar{q}_v, \end{aligned} \quad (2.4.21)$$

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial q_c}{\partial x} + w \frac{\partial q_c}{\partial z} \right) + (CN_{vc} - EV_{cv} - CN_{cr} - CL_{cr}) + Turb. q_c, \quad (2.4.22)$$

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial q_r}{\partial x} + w \frac{\partial q_r}{\partial z} \right) + (CN_{cr} + CL_{cr} - EV_{rv}) + PR_r + Turb. q_r. \quad (2.4.23)$$

ここで、 L は水の蒸発の潜熱 [$\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$], C_{pd} は乾燥大気の定圧比熱 [J K kg^{-1}] である。各微物理過程は以下のように定式化する。

$$\text{水蒸気と雲水の間の変換: } -CN_{vc} + EV_{cv}$$

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結させる。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。

$$CN_{cr} = (q_c - q_{c0})/\tau_{ac}. \quad (2.4.24)$$

ここで、 $q_{c0} = 1 \times 10^{-3}$ kg/kg は併合成長を生じる臨界混合比、 $\tau_{ac} = 1000$ sec は併合成長の時間である。

雲水の衝突併合: CL_{cr}

$$CL_{cr} = 2.2q_c(\bar{\rho}q_r)^{0.875}. \quad (2.4.25)$$

ここで、 $\bar{\rho}$ は平均の大気密度である。

雨水の蒸発: EV_{rv}

$$EV_{rv} = 4.85 \times 10^{-2}(q_{vs w} - q_v)(\bar{\rho}q_r)^{0.65}. \quad (2.4.26)$$

ここで、 $q_{vs w}$ は水蒸気の飽和混合比である。

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、

$$PR_r = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} U_r q_r) \quad (2.4.27)$$

であり、雨水の終端落下速度 U_r [m s⁻¹] は

$$U_r = 12.2(q_r)^{0.125} \quad (2.4.28)$$

で与える。

2.5 乱流混合のパラメタリゼーション

乱流混合のパラメタリゼーションは杉山他 (2009) と同じものを採用した。

(1) 運動方程式中の拡散項

Klemp and Wilhemson (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運動量の粘性拡散項は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} Turb.u_i &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{(u'_i u'_j)} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[-K_m \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} E \right]. \end{aligned} \quad (2.5.29)$$

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

$$E = \frac{1}{2} \overline{(u')^2 + (w')^2} = \frac{K_m^2}{C_m^2 l^2} \quad (2.5.30)$$

である。ここで, $C_m = 0.2$, 混合距離 $l = (\Delta x \Delta z)^{1/2}$ とする。また, $\Delta x, \Delta z$ はそれぞれ水平および鉛直格子間隔である。

(2) 熱の式の拡散項

Klemp and Wilhemson (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。

$$\begin{aligned} Turb.\theta &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{(u'_j \theta')} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right). \end{aligned} \quad (2.5.31)$$

ここで K_h は温位に対する乱流拡散係数である。

(3) 乱流エネルギーの式

Klemp and Wilhemson (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, 乱流エネルギーの時間発展方程式は以下のように

書ける.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial K_m}{\partial t} = & - \left(u \frac{\partial K_m}{\partial x} + w \frac{\partial K_m}{\partial z} \right) - \frac{3gC_m^2 l^2}{2\bar{\theta}_v} \left(\frac{\partial \theta_{el}}{\partial z} \right) \\
& + (C_m^2 l^2) \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] \\
& + \frac{C_m^2 l^2}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{K_m}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
& \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 K_m^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 K_m^2}{\partial z^2} \right) + \left(\frac{\partial K_m}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial K_m}{\partial z} \right)^2 \\
& - \frac{1}{2l^2} K_m^2. \tag{2.5.32}
\end{aligned}$$

θ_{el} は以下のように定義する.

$$\theta_{el} = \bar{\theta}_v + \theta'_v \quad (\text{for } q_c = 0), \tag{2.5.33}$$

$$\theta_{el} = \bar{\theta}_v + \theta'_v + \frac{\Sigma L q_v}{C_{pd} \bar{\pi}} \quad (\text{for } q_c > 0). \tag{2.5.34}$$

ただし,

$$\bar{\theta}_v + \theta'_v = \bar{\theta}_v \left\{ 1 + \frac{\theta}{\bar{\theta}} + \frac{\Sigma q_v / M_v}{1/M_d + \Sigma \bar{q}_v / M_v} - \frac{\Sigma q_v + \Sigma q_c + \Sigma q_r}{1 + \Sigma \bar{q}_v} \right\} \tag{2.5.35}$$

である.

(4) 散逸加熱項の表現

散逸加熱項 Q_{dis} は, 乱流エネルギーの散逸項をもとに, 以下のように与える.

$$Q_{dis} = \frac{1}{C_p} \frac{C_\varepsilon}{l} \frac{K_m^3}{(C_m l)^3} \tag{2.5.36}$$

ここで, $C_\varepsilon = 0.2$, $l = (\Delta x \Delta z)^{1/2}$ である.

2.6 初期の温度・湿度・気圧

本実験で設定した初期の温度・湿度・気圧の鉛直分布は以下のようにして与えた.

- (1) 初期に与える温度と相対湿度の鉛直分布は, Yamasaki (1983) でも用いられた GATE による観測値を使用する. なお, 具体的な値は Appendix C に記した.

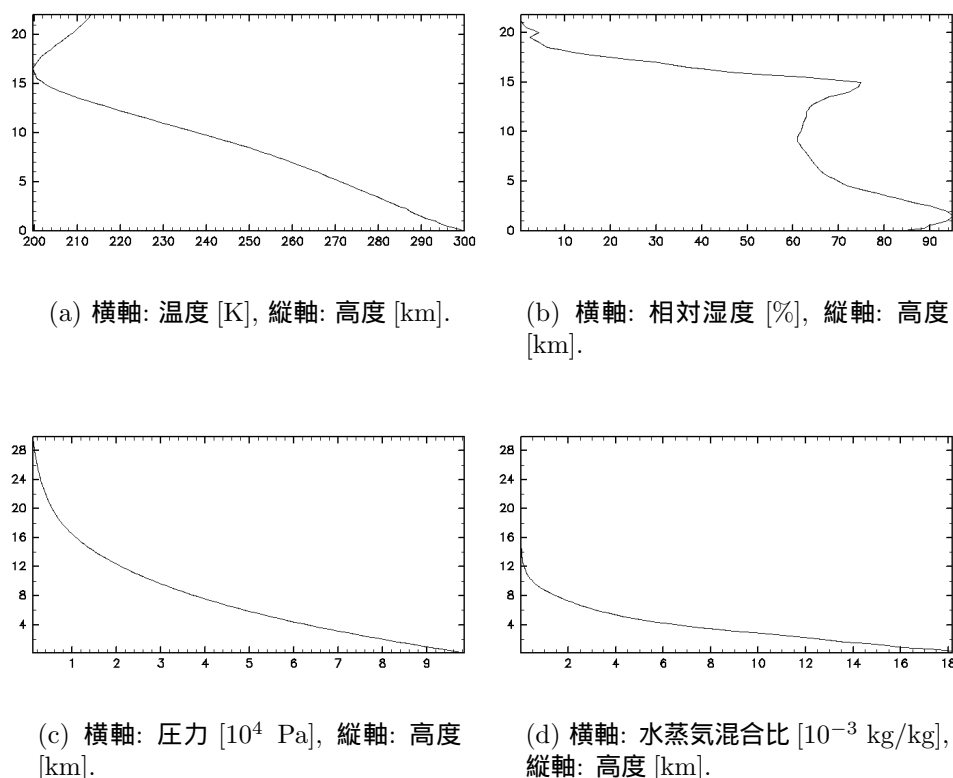


図 2.1: (a): 初期の温度の鉛直分布, (b): 初期の湿度の鉛直分布, (c): 初期の圧力の鉛直分布, (d): 初期の水蒸気混合比の鉛直分布.

- (2) 上記の温度と相対湿度の鉛直分布と, 水蒸気の分子量を考慮した静水圧平衡の式 (2.1.8) から初期の気圧を求める. 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.

図 2.1 は上記のようにして得られた温度・湿度・気圧の初期場を表す.

2.7 離散化の概要

離散化は杉山 (2006) と同じ方法を採用しており, ここではその概要を簡単に説明する. 本モデルにおける格子点の配置方法は, 水平方向に Arakawa C グリッド, 鉛直方向には Lorenz グリッドを用いており, 図 2.2 に示す. 図にあるように全てのスカラー量は格子点の中心に配置する. ベクトル量については, x 方向のベクトル量は水平方向に半格子ずらし, 鉛直方向にはスカラー量と同じとしている. また, z 方向のベクトル量は鉛直方向に半格子ずらし, 水平方向にはスカラー量と同じとして

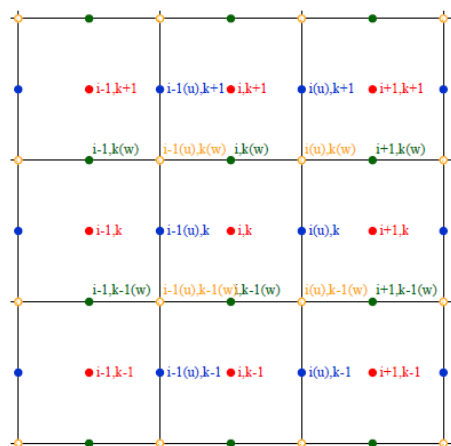


図 2.2: 格子点の配置 (杉山他, 2006).

いる.

空間の離散化は, 2 次精度または 4 次精度の中心差分を用いて行う. 時間積分にはモード別時間分割法を用い, 音波と凝結に関する項は短い時間ステップで評価し, その他の項は長い時間ステップで評価している. そして時間方向の離散化については次のような方法をとっている. 音波関連項の離散化には HE-VI 法を用い, 水平方向の運動方程式は前進差分, 鉛直方向の運動方程式および圧力方程式は後退差分 (クランク・ニコルソン法) で評価する.

第3章 モデルのテスト計算

本章では、本研究で用いた数値モデルの地球を仮定した計算にける正当性を確かめるために行ったテスト計算結果を示す。テスト計算では、Takemi (2006) の再現計算を部分的に行い、Takemi (2006) と大まかに結果が一致することを目的とした。

3.1 Takemi (2006) の概要

3.1.1 要旨

Takemi (2006) では、環境のプロファイルが様々である気候域で発達するスコールラインについて、温度・湿度・風速のシアーといった環境のプロファイルに対するスコールライン強度の感度が調べられている。Takemi (2006) で行われた数値実験では、中緯度の陸域と熱帯の海域を仮定した温度の二つの鉛直プロファイルに対して、様々な湿度の鉛直プロファイルと風速のシアーが与えられている。

3.1.2 Takemi (2006) の背景

スコールラインの発達機構に関しては次のような先行研究がある。まず、Rotunno et al. (1988), Weisman et al. (1988), Fovell and Ogura (1989), Robe and Emanuel (2001), Weisman and Rotunno (2004) では、鉛直シアーのある風とメソ降水系の発達に伴い形成される、冷氣プールの相互作用によるスコールラインの発達機構の研究がされた。この研究によって、冷氣プールの厚さなどの構造と、鉛直シアーのある風のバランス具合がスコールラインの発達の度合いに寄与することが示された。また、序章でも説明したが、熱力学的観点からスコールラインの発達について数々の研究がされた。(熱帯を仮定: LeMone et al., 1988, 亜熱帯を仮定: Wang et al., 1990, 中緯度アメリカを仮定: Bluestein and Jain, 1985, 日本を仮定: Chuda

and Niino, 2005). また Takemi (2006) では中緯度を仮定した温度場で、様々な湿度場と鉛直シアのある風を設定したスコールライン強度の感度実験が行われた。以上の先行研究を通して、Takemi (2006) では異なる温度場でのスコールライン強度の感度実験結果の検証・比較が残っているとし、二つの温度場と様々な湿度場、鉛直シアのある風を用いたスコールライン強度の感度実験が行われた。

3.2 Takemi (2006) の数値計算の設定

Takemi (2006) で行われた数値計算の設定を以下に記す。

- 数値モデル: Weather Research and Forecasting (WRF) モデルのバージョン 1.3 (Skamarock et al., 2001). これは 3 次元の完全圧縮方程式系を用いている。
- 境界条件: 水平方向は開いた境界で、鉛直方向は固定境界 (上端) とすべりなし条件 (下端)。
- 雲物理過程: Kessler, (1969) の暖かい雨のバルクパラメタリゼーションと, Lin et al. (1983) の氷相スキーム。
- 物理過程: コリオリ力, 地表面過程, 放射過程は無視。
- 乱流過程: Klemp and Wilhemson (1978) の 1.5 次のサブグリッドスケールの乱流モデル。
- 計算領域: (中緯度場): 水平 (x) 450 km, 水平 (y) 160 km, 鉛直 (z) 18 km.
- 計算領域: (熱帯場): 水平 (x) 450 km, 水平 (y) 40 km, 鉛直 (z) 18 km.
- 格子間隔: 水平 (x, y): 1 km, 鉛直 (z): 500 m (熱帯場の下層は 125 m)。
- 積分時間: 6 時間。
- 初期条件: x 方向 20 km, z 軸方向 3 km の大きさで, y 軸に平行なラインサーマルを高度 300 m に置く。サーマルの中心は 1.5 K とし, 正規分布させている。また, ラインサーマルに加えて振幅 0.1 K のランダムな擾乱も分布させる。

3.3 Takemi (2006) の基本場の説明

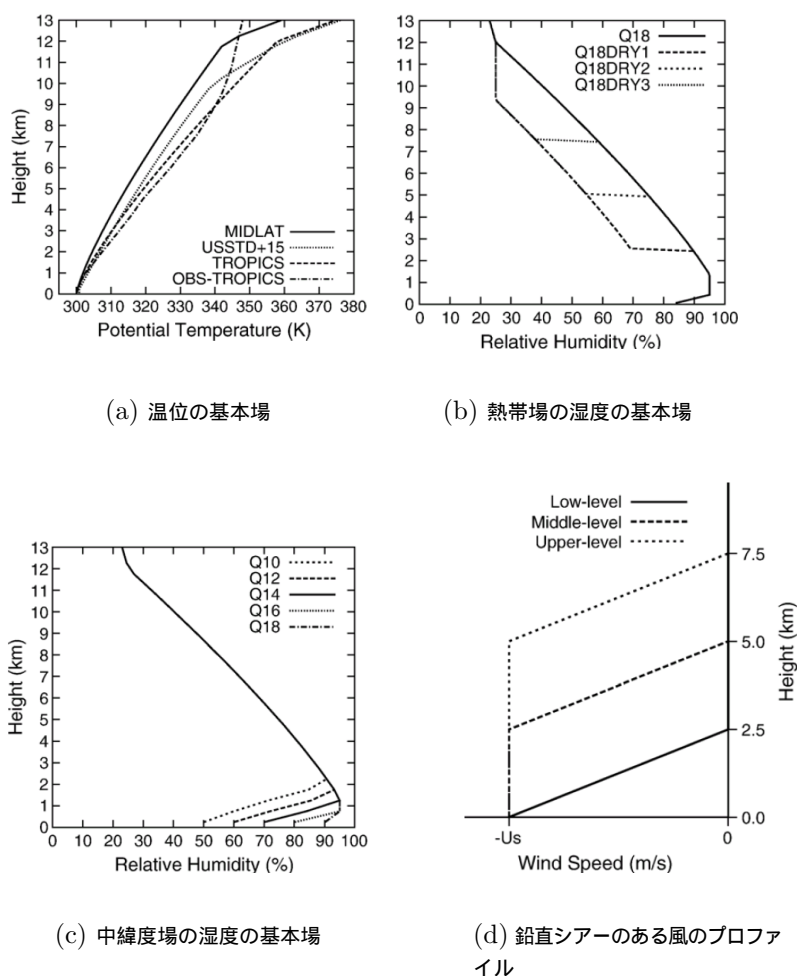


図 3.1: Takemi (2006) で用いられた基本場の温位と湿度の鉛直プロファイルと鉛直シアアのある風のプロファイル. (a) 基本場の温位の鉛直プロファイル. 計算に用いられたのは実線の中緯度場 (MIDLAT) と破線の熱帯場 (TROPICS) である. USSTD+15 はアメリカ標準大気, OBS-TROPICS は熱帯で観測された温度の鉛直プロファイルを意味する. (b) 熱帯場に与える基本場の湿度の鉛直プロファイル. (c) 中緯度場に与える基本場の湿度の鉛直プロファイル. (d) 鉛直シアアのある風のプロファイル. シアアを与える高度には 3 パターンあり, 高度 0 ~ 2.5 km, 高度 2.5 ~ 5.0 km, 高度 5.0 ~ 7.5 km である. U_s はシアアのある風の最大風速である.

ここで, Takemi (2006) の基本場について説明する. なお, これ以降は中緯度の温度場を仮定した場合を中緯度場, 熱帯の温度場を仮定した場合を熱帯場と呼ぶことにする. 図 3.1(a) は Takemi (2006) で用いられた基本場の温位の鉛直プロファイル $\bar{\theta}(z)$ を示しており, 実線で描かれた MIDLAT は中緯度場を意味し, 破線で描かれ

た TROPICS が熱帯場を意味する. このプロファイルは,

$$\bar{\theta}(z) = \begin{cases} \theta_0 + (\theta_{tr} - \theta_0) \left(\frac{z}{z_{tr}} \right)^{5/4} & z \leq z_{tr} \\ \theta_0 \exp \left[\frac{g}{C_p T_{tr}} (z - z_{tr}) \right] & z > z_{tr} \end{cases} \quad (3.3.1)$$

で表される (Weisman and Klemp, 1982). ここで, $\theta_0 = 300$ K は地表面の温位, θ_{tr} は対流圏界面での温位, C_p は定圧比熱, $z_{tr} = 12$ km は対流圏界面高度, T_{tr} は対流圏界面での温度である. 中緯度場と熱帯場は, それぞれ $\theta_{tr} = 343$ K, $\theta_{tr} = 358$ K とすることで区別される. 一方で図 3.1(b),(c) で示される, 基本場の湿度の鉛直プロファイル $RH(z)$ は, 地表面から高度 1.5 km までは一定の水蒸気混合比が与えられ, 10, 12, 14, 16, 18 g/kg という値を与えている. なおこの数字は, 図 3.1(b),(c) 中のラベルに書かれた数字に対応しており, これ以降はラベルの表記に従う (例えば下層の湿度が 10 g/kg ならば Q10 と表す). そして, 高度 1.5 km 以上では,

$$RH(z) = \begin{cases} 1 - 0.75 \left(\frac{z}{z_{tr}} \right)^{5/4} & z \leq z_{tr} \\ 0.25 & z > z_{tr} \end{cases} \quad (3.3.2)$$

で与えられる (Weisman and Klemp, 1982). 図 3.1 (d) では鉛直シアのある風の形が示されている. 図中の U_s は中緯度場と熱帯場で異なる値を与えており, 中緯度場では $U_s = 0, 10, 20$ m/s, 熱帯場では $U_s = 0, 5, 15$ m/s である.

3.4 テスト計算結果と議論

テスト計算では, Takemi (2006) で雲の外形, 降水域, 冷気プールを示した際の計算の再現を行った. 行った計算設定を以下に示す.

- I 中緯度場, 湿度 Q14, $U_s = 0, 10, 20$ m/s で高度 0 ~ 2.5 km にシアを与える.
- II 熱帯場, 湿度 Q18, $U_s = 0, 5, 15$ m/s で高度 0 ~ 2.5 km にシアを与える.
- III 中緯度場, 湿度 Q14, $U_s = 10, 20$ m/s で高度 2.5 ~ 5.0 km にシアを与える.
- IV 熱帯場, 湿度 Q18, $U_s = 5, 15$ m/s で高度 2.5 ~ 5.0 km にシアを与える.

また, テスト計算時の本モデルの計算設定は以下のようにした.

- 数値モデル: deepconv arare4. 2次元の準圧縮方程式系を使用.
- 境界条件: 水平方向は周期境界で, 鉛直方向は固定境界 (上端) とすべりなし条件 (下端).
- 雲物理過程: Kessler (1969) の暖かい雨のバルクパラメタリゼーション.
- 物理過程: コリオリ力, 地表面過程, 放射過程は無視.
- 乱流過程: Klemp and Wilhemson (1978) の 1.5 次のサブグリッドスケールの乱流モデル.
- 計算領域: 中緯度場と熱帯場でともに水平 (x) 450 km, 鉛直 (z) 18 km.
- 格子間隔: 水平 (x, y): 1 km, 鉛直 (z): 500 m.
- 積分時間: 6 時間.
- 初期条件: 中心が 1.5 K で x 方向 20 km, z 軸方向 3 km の大きさを正規分布させたサーマル.

図 3.2(a),(b), 図 3.3(a),(b) では各図の上段と下段にそれぞれ Takemi (2006) と deepconv で計算された雲の外形, 降水域, 冷気プールを示している. これらの図は計算開始から 4 時間後のスナップショットである. ここで, 雲の外形は雲水と雨水の総量が 0.1 g/kg 以上存在する領域の外形, 降水域は雨水が 0.1 g/kg 以上存在する領域, 冷気プールは -1 K 以上の温位擾乱がある地表付近の領域と定義している. 図 3.2, 図 3.3 で用いられているコンター等について説明する. まず, Takemi (2006) の図では, 雲の外形を実線で表し, 降水域は影付の領域で表しており, 濃い影は 1 g/kg 以上の雨水が存在する領域を, 薄い影は 0.1 g/kg 以上の雨水が存在する領域を示す. また, 破線が冷気プールを示す. 次に deepconv による図では, 雲の外形を白い領域で表し, 降水域は黄色およびオレンジ色の領域で表しており, オレンジの領域は 1 g/kg 以上の雨水が存在する領域を, 黄色い領域は 0.1 g/kg 以上の雨水が存在する領域を示す. また, 水色の領域が冷気プールを表している. なお, deepconv の図は, 雲の外形, 降水域, 冷気プールをそれぞれ描画した後に重ねたもののため, 絵が重なっている部分の裏には別の絵があることに注意されたい (例えば, 下層の雲の外形は, 上に重ねられた降水域が表している).

図 3.2, 図 3.3 の上段に表されている Takemi (2006) の図から次のようなことが示された. (a) 中緯度場は熱帯場よりも対流不安定であるため, 雲頂高度は中緯度の対流系のほうが高い. (b) 中緯度場での計算をした図 3.2(a), 図 3.3(a) のほうが厚い冷気プールが形成された. (c) 中緯度場では U_s が大きくなるほど雲系が直立していく傾向があり, 雲系が発達していく. (d) 熱帯場では $U_s = 5$ m/s の時に最も

雲系が発達し、図 3.2(b) の $U_s = 0$ m/s での計算と、図 3.3(b) の計算ではスコールラインは形成されなかった。

以上を踏まえて deepconv によるテスト計算結果を見ると次のようなことが見られる。(a) 全体として、中緯度場の方が雲頂高度が高くなる傾向が見られ、大気の安定度を反映できていることを示唆すると思われる。(b) 中緯度場での計算をした図 3.2(a)、図 3.3(a) では 1~2 km の厚い冷氣プールが見られ、熱帯場での計算をした図 3.2(b)、図 3.3(b) では 1 km 未満の薄い冷氣プールが見られた。これは下層がより乾燥しているため、雨の蒸発による冷却効果が強まったことを反映したと思われる。(c) 中緯度場において U_s が大きくなるほど雲系が直立していく傾向と、強降水域の拡大といった雲系の発達が見られたが、この傾向は熱帯場でも見られた。(d) Takemi (2006) とは異なり、 U_s の値およびシアーを与える高度に関わらず、熱帯場での雲系の発達が見られた。

このように、Takemi (2006) と大筋で結果は一致していると思われる。Takemi (2006) と deepconv で相違点が生じた理由としては、両者の計算設定を見ればわかるように、扱う雲物理過程の違い、方程式系および次元の違いなどがあるからだと思う。特に、雲の形成過程を支配する雲物理過程の違いによるところが大きいのではないだろうか。また、Takemi (2006) では熱帯場においてスコールラインが発達しにくいことが見られたが、図 3.2、図 3.3 の Takemi (2006) による図は y 方向に平均したものであり、線状に積雲対流が生じにくかったことを示すが、個々の積雲対流はそれなりに生じていた可能性はある。よって、結果を完全に再現したわけではないが、妥当な違いであり、地球を仮定した計算をするための数値モデルの開発には成功していると言えるであろう。

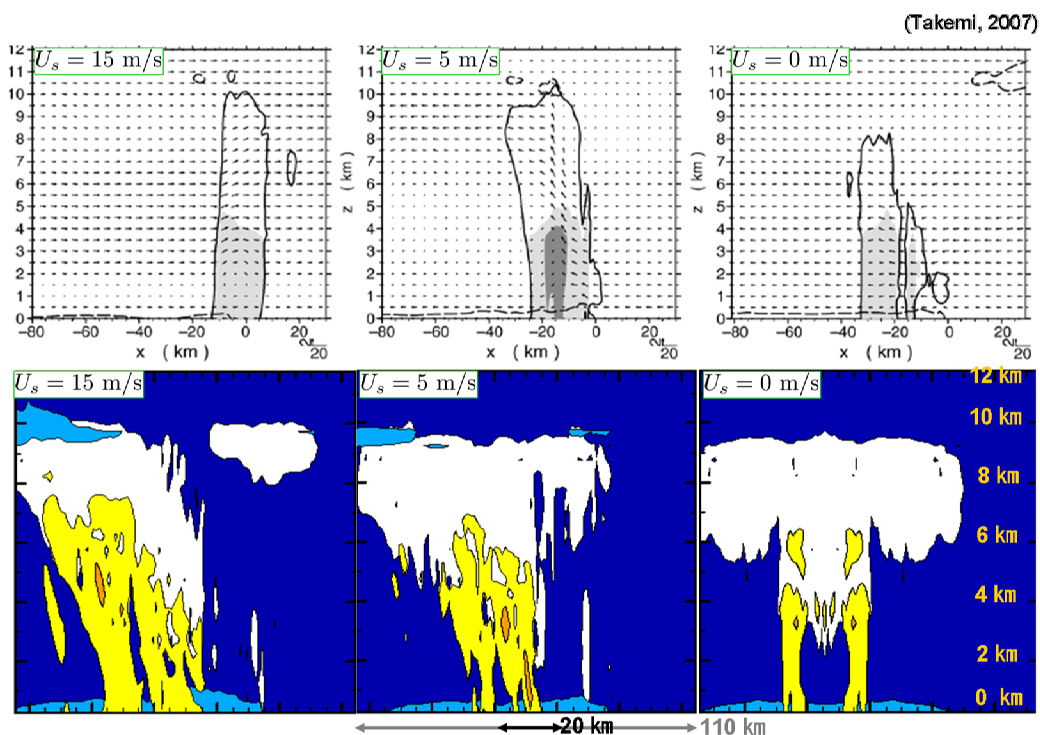
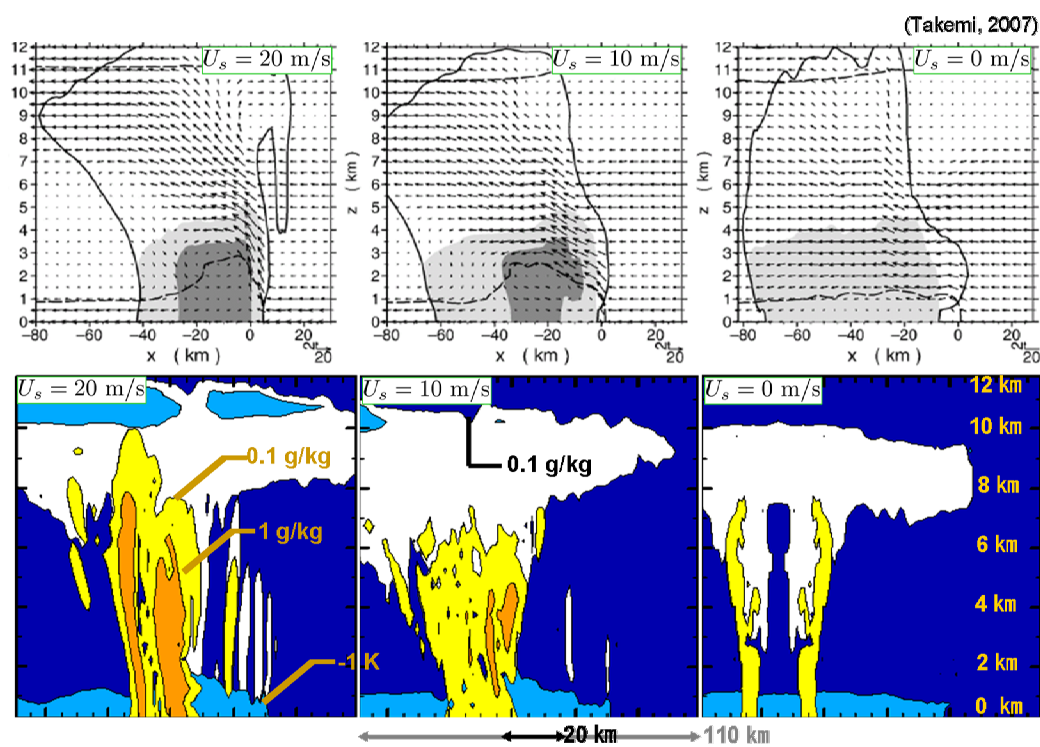
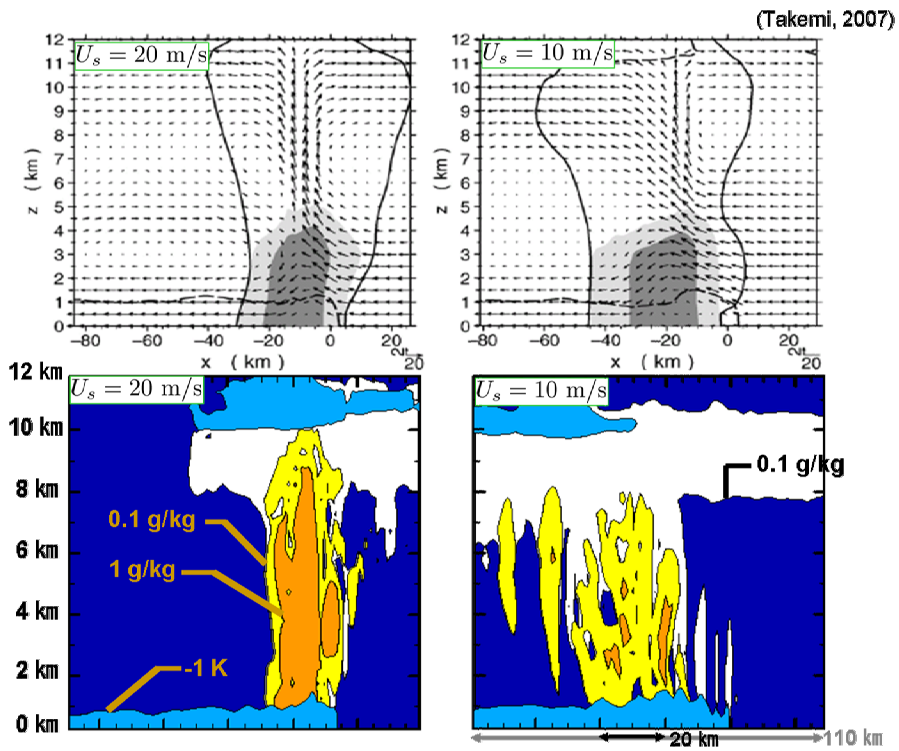
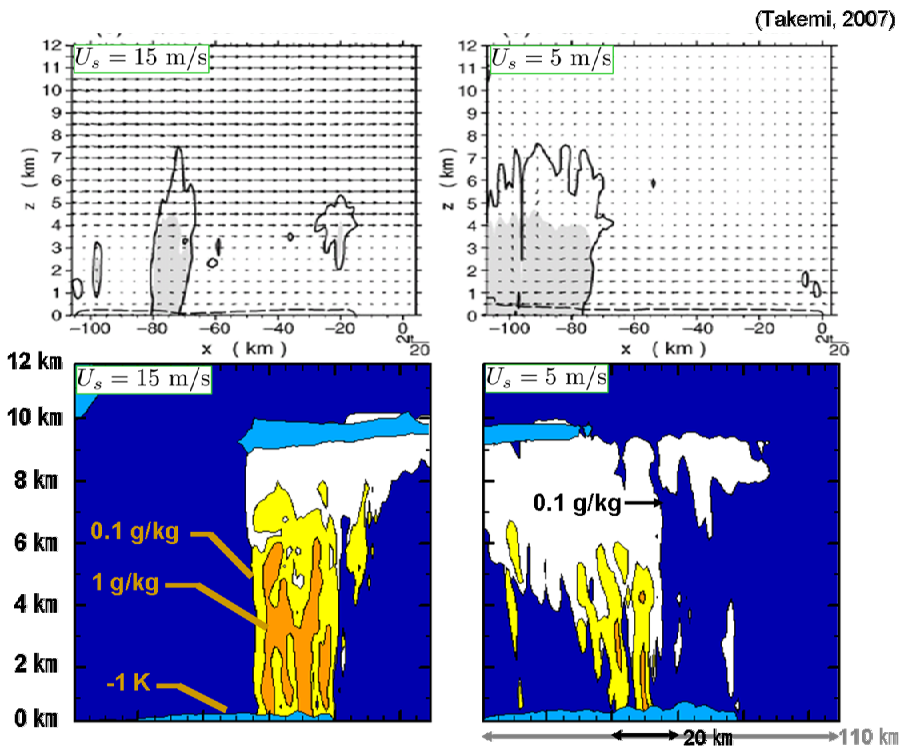


図 3.2: (a) 計算設定 I の下で描かれた雲の外形, 降水域, 冷氣プールの図. 右から順に $U_s = 0, 10, 20$ m/s での結果を示す. (b) 計算設定 II の下で描かれた雲の外形, 降水域, 冷氣プールの図. $U_s = 0, 5, 15$ m/s での結果を示す. deepconv による図の下側にある矢印は水平領域のスケールを表す.



(a) 中緯度場, 湿度 Q14. 上段: Takemi (2006). 下段: deepconv.



(b) 熱帯場, 湿度 Q18. 上段: Takemi (2006). 下段: deepconv.

図 3.3: (a) 計算設定 III の下で描かれた雲の外形, 降水域, 冷気プールの図. $U_s = 10, 20$ m/s の結果を示す. (b) 計算設定 IV の下で描かれた雲の外形, 降水域, 冷気プールの図. $U_s = 5, 15$ m/s の結果を示す. deepconv の図の下側にある矢印は水平領域のスケールを表す.

第4章 実験設定

4.1 計算設定

本論分における計算設定は以下のようにした.

- 計算領域: $(x, z) = (512 \text{ km}, 30 \text{ km})$.
- 格子間隔: $(\Delta x, \Delta z) = (500 \text{ m}, 250 \text{ m})$.
- 時間ステップ: $(\Delta t, \Delta \tau) = (5 \text{ sec}, 0.5 \text{ sec})$
- 積分時間: 216000 sec (60 hour).
- 初期条件: 高度 300 m にランダムな擾乱を与える. 本実験では, 初期擾乱の振幅 0.3 K を標準実験としている.
- 物理過程 I: 運動量・熱・水蒸気の地表面フラックスを考慮する.
- 物理過程 II: 放射冷却過程は直接計算しないが, その効果を熱の式に含めている.

ここで, $\Delta t, \Delta \tau$ はそれぞれ 2.7 節で説明した長い時間ステップと短い時間ステップである.

4.2 実験設定

実験設定について説明する. 先に述べたように, 本論文では大気の湿度に対する対流の発達之感度を検証する. そこで, 様々な高度に湿度ゼロの乾燥した層を与える実験を行った. 乾燥の与え方は以下の二通りである.

- 一定の高度以上で全域の大気湿度の基本場をゼロにする.
- 一定の高度以上で水平領域の半分 ($x=0$ km ~ 256 km) の大気湿度の初期場をゼロにする.

上記のような設定を与えた場合の大気湿度の基本場及び初期場の分布の例を図 4.1 に示しておく. このような実験設定を与えることで, 大気湿度中の乾燥した層の雲対流の発達への影響が現れることを期待する.

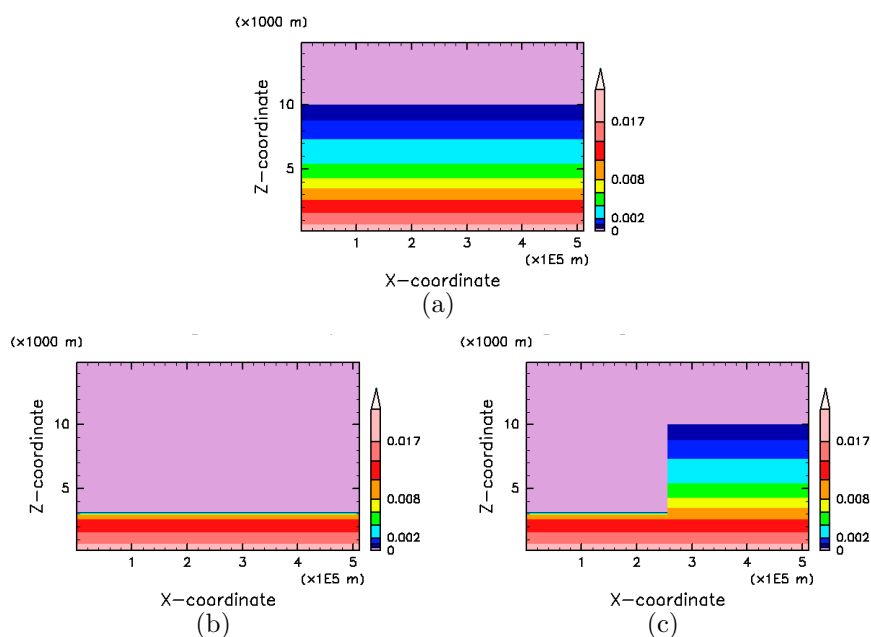


図 4.1: (a) 乾燥を与えていない場合の水蒸気混合比の分布. これは基本場と初期場の両方を表す. (b) 高度 3 km 以上の全域の大気湿度の基本場をゼロにして乾燥した層を与えた場合の水蒸気混合比の基本場. (c) 高度 3 km 以上の半域の大気湿度の初期場ゼロにして乾燥した層を与えた場合の水蒸気混合比の初期場. 各図の水蒸気混合比量の単位は [kg/kg], 縦軸は z [$\times 10^3$ m], 横軸は x [$\times 10^5$ m] である.

4.2.1 任意の高度以上で全領域を乾燥させた計算

任意の高度以上で全領域を乾燥させた計算の実験パラメータの組を表 4.1 に示す. 表に書かれたように, これ以降は湿度をゼロにする高度の下限を DH と呼び, A_0 は初期擾乱の振幅の基準値で 0.3 K とする. また, 表中に書かれた $DH \times Ax$ は各実験名を示すことにする. なお, 実験名の書かれていない計算については興味のないものとして行っていない.

振幅 DH	$0.1A_0 = 0.03$ [K]	$0.3A_0 = 0.09$ [K]	$A_0 = 0.3$ [K]	$3A_0 = 0.9$ [K]	$10A_0 = 3.0$ [K]
DH = 8 [km]					DH8A30
DH = 7 [km]	DH7A003	DH7A009	DH7A03	DH7A09	DH7A30
DH = 6 [km]	DH6A003	DH6A009	DH6A03	DH6A09	DH6A30
DH = 5 [km]	DH5A003	DH5A009	DH5A03	DH5A09	DH5A30
DH = 4 [km]	DH4A003	DH4A009	DH4A03	DH4A09	DH4A30
DH = 3 [km]	DH3A003	DH3A009	DH3A03	DH3A09	DH3A30
DH = 2 [km]	DH2A003	DH2A009	DH2A03	DH2A09	DH2A30
DH = 1 [km]	DH1A003	DH1A009	DH1A03	DH1A09	DH1A30

表 4.1: 任意の高度以上で全領域を乾燥させた計算の実験設定

4.2.2 任意の高度以上で水平領域の半分を乾燥させた計算

任意の高度以上で水平領域の半分を乾燥させた計算の実験パラメータの組を表 4.2 に示す. この実験では初期擾乱の振幅は 0.3 K で行った.

DH	実験名
DH = 7 [km]	DH7
DH = 6 [km]	DH6
DH = 5 [km]	DH5
DH = 4 [km]	DH4
DH = 3 [km]	DH3
DH = 2 [km]	DH2
DH = 1 [km]	DH1

表 4.2: 任意の高度以上で水平領域の半分を乾燥させた計算の実験設定

第5章 実験結果とその議論

5.1 任意の高度以上の全域を乾燥させた計算

振幅 DH	$0.1A_0 = 0.03$ [K]	$0.3A_0 = 0.09$ [K]	$A_0 = 0.3$ [K]	$3A_0 = 0.9$ [K]	$10A_0 = 3.0$ [K]
DH なし			7800 sec		
DH = 8 [km]					4800 sec
DH = 7 [km]	11400 sec	10200 sec	7800 sec	4800 sec	4800 sec
DH = 6 [km]	11400 sec	10200 sec	7800 sec	4800 sec	6600 sec
DH = 5 [km]	11400 sec	10200 sec	7800 sec	4800 sec	12000 sec
DH = 4 [km]	37200 sec	37200 sec	30000 sec	34200 sec	19200 sec
DH = 3 [km]	62400 sec	58200 sec	60600 sec	54600 sec	54600 sec
DH = 2 [km]	11500 sec	67200 sec	67200 sec	69600 sec	49800 sec
DH = 1 [km]					

表 5.1: 高度 10 km 以上に到達するような強い雲対流が初めて生じた時間 t_0 をまとめた表。「DH なし」は乾燥した層を与えていない計算を意味する。

一定の高度以上の全域を乾燥させた計算では、初めに初期擾乱の振幅 0.3 K での計算を行った。すると、乾燥した層を与える高度の下限 DH を変えていくと、高度 10 km 以上に到達するような強い雲対流が一番初めに生じる時間 t_0 に著しい差が生じることがわかった。ここで言っている、強い雲対流の発達過程は DH = 6 km の場合を例として図 5.1 に示してある。また、この強い雲対流の発生する時間は、表 5.1 の $A_0 = 0.3$ K の列にまとめてある。表 5.1 からわかるように、DH = 5 km と DH = 4 km を境に t_0 に約 8 時間という著しいずれが生じている。これは高度 9875 m における雲水混合比の変化量の $x-t$ 断面を示した図 5.2 にも見られる。図 5.1 (j) に代表されるように、本実験では強い雲対流によって生じた雲は高度約 10 km ~ 12 km に溜まるようになる。そのような雲対流が発生した高度からは、どの雲対流が高度 10 km まで到達したのかは判断しにくい。そのため図 5.2 では、高度 10 km 以上に溜まる雲の雲底高度付近、すなわち高度 9875 m での $x-t$ 断面図によ

て t_0 のずれを見ることを目的としている。これにより、表 5.1 に表されている t_0 のずれを確認できる。これらの結果から湿度ゼロの乾燥した層を低高度に下ろしていくと強い雲対流が生じにくくなることがわかった。

このように乾燥した層が存在すると、強い雲活動が発達しにくくなるという影響が見られた。しかし、この実験だけでは、強い雲対流の発生に影響し始める高度を決定するには不十分である。なぜならば、初期擾乱をより強くしたり弱くしたりすることも雲対流の発達に寄与し得るからである。そのため、 A_0 を 0.1 倍、0.3 倍、3 倍、10 倍にした計算を行った。その結果も表 5.1 にまとめている。初期擾乱の振幅を変えた計算結果も含めることで表 5.1 より次のようなことが言える。

- 初期擾乱の振幅の大きさによって t_0 は変化するが、 t_0 のずれがかなり大きくなり、強い雲対流が相対的に生じにくくなるのは、振幅を 10 倍したときを除いて、 $DH = 2 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ としたときであった。
- 振幅 10 倍の計算では、 t_0 に大きな差が出たのは $DH = 2 \sim 3 \text{ km}$ であった。
 - ここで、他の計算で t_0 に生じた差の平均約 7 時間を基準に、 t_0 がかなり遅くなる境を $DH = 2 \sim 3 \text{ km}$ と判断した。

また、水の相変化に伴う潜熱放出による温位擾乱に注目し、 x 方向に平均した値を図 5.3 示す。図 5.3 と表 5.1 から、最初に潜熱による大きな正の温位擾乱が見られた時刻と、 t_0 とが対応していることがわかる。そして、この潜熱による正の温位擾乱は、高度 2 km ~ 6 km に中心をもつことが見られるため、これらの高度で獲得した浮力によって、高度 10 km 以上にまで到達するような強い雲対流に発達したと考えられる。

ここで、 t_0 が著しく遅れた $DH = 4 \text{ km} \sim 2 \text{ km}$ の実験において、強い雲対流が発生するまでの過程に注目する。図 5.4(a) は $DH = 4 \text{ km}$ の実験における計算開始から 60000 sec までの、 x 平均したトータルの水蒸気混合比の分布である。すると、約 8000 sec から下層で強い雲対流が生じ始めた 30000 sec 過ぎまで、高度 4 km 以上で水蒸気量が緩やかに増加していることがわかる。次に図 5.4(b),(c) を見る。これらの図はそれぞれ、水蒸気混合比の移流拡散と乱流拡散による擾乱の分布を表している。図 5.4(b),(c) から、図 5.4(a) の (A) $t = 6000 \text{ sec} \sim 10000 \text{ sec}$ の高度 4 km 以上での $0.0005 \text{ kg/kg} \sim 0.001 \text{ kg/kg}$ (濃紺色) の水蒸気の緩やかな増加は移流拡散によるもので、(B) $t = 10000 \text{ sec} \sim 13000 \text{ sec}$ には移流拡散に加えて乱流拡散も加わったことで $0.002 \text{ kg/kg} \sim 0.004 \text{ kg/kg}$ (水色) の水蒸気のわずかに急な増加が見られ、(C) $t = 13000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ は乱流拡散によってもともと湿度ゼロであった領域に、 $0.0005 \text{ kg/kg} \sim 0.004 \text{ kg/kg}$ の水蒸気が供給されたと考えられる。図 5.5

では $DH = 2 \text{ km}$ と 3 km の実験における, 図 5.4 と同様な図を表しており, $DH = 4 \text{ km}$ の実験と同様に移流拡散と乱流拡散によって高度 DH 以上の水蒸気量が増加していることがわかる. これら移流拡散と乱流拡散は初期擾乱によって生じたものと思われる.

以上から次のことが示唆されるのではないだろうか. 乾燥した層が比較的に高高度に存在する $DH = 5 \text{ km}$ 以上の実験では, 下層の湿った空気を含んだ上昇流は, 到達した高度にそれなりに湿度があるために飽和でき, 水蒸気の凝結による潜熱から浮力を得られる. この浮力によって上昇流はより高高度に上昇できるようになる. 乾燥した層が低高度に存在する $DH = 4 \text{ km}$ 以下では, 下層の湿った空気を含んだ上昇流はすぐに乾燥している高度に入ってしまう, 飽和できなくなる. そのため 上昇流は潜熱を得られないために, 周りの大気によって冷却されて消滅してしまう. しかし, 初期擾乱や, 地表面からの熱フラックスによって生じた上昇流が下層の水蒸気を高度 DH 以上に輸送することを繰り返し, 高度 DH 以上がそれなりに湿ると, 結局は強い雲対流が発達できるようになる. このようなことを背景として, $DH = 4 \text{ km}$ 以下での実験では強い雲対流が生じにくかったと考えられる.

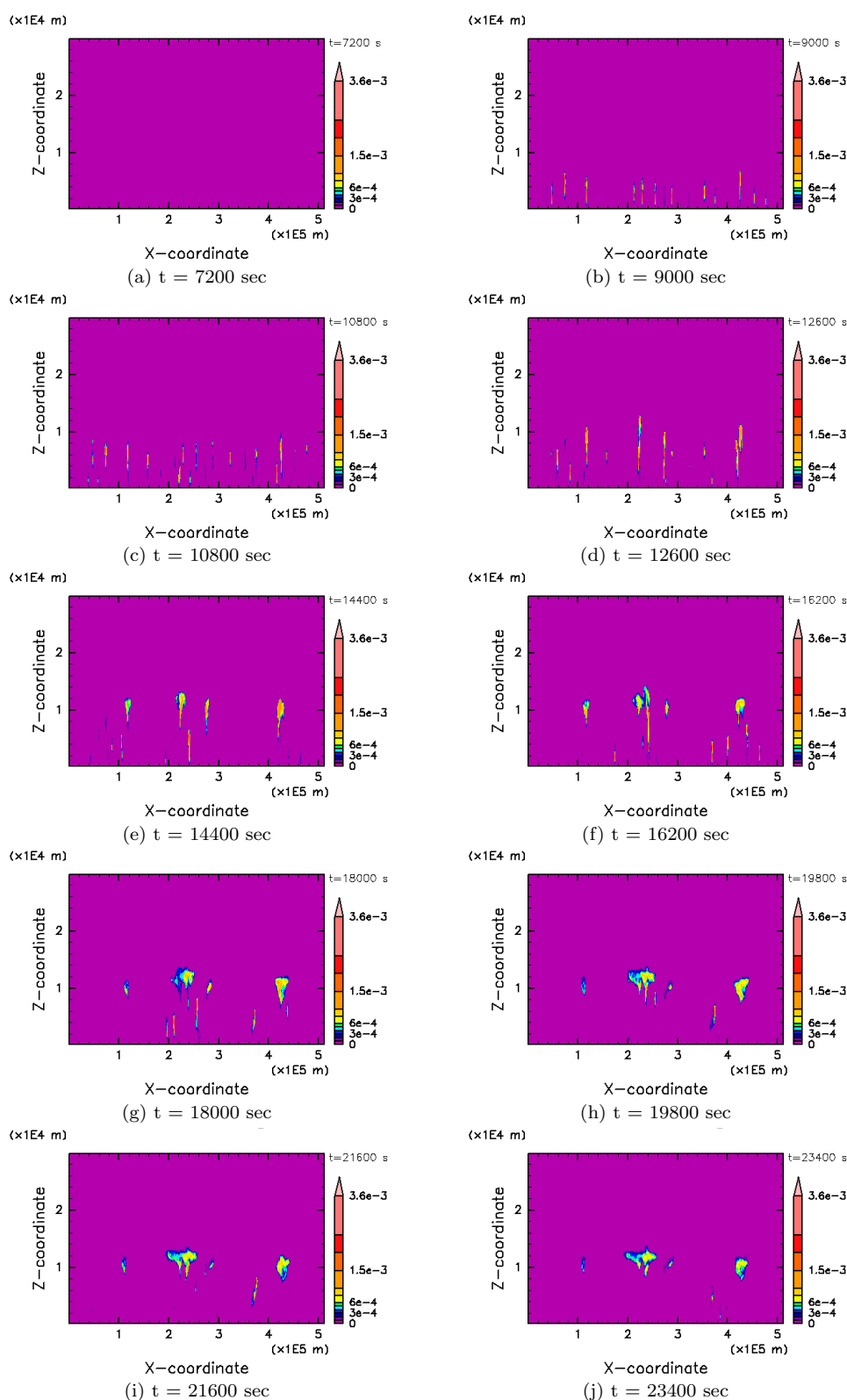


図 5.1: DH6A03 実験において、強い雲活動が初めに生じたときの発達過程. 図では $t = 7200$ sec ~ 23400 sec の雲水混合比擾乱の時間変化を表しており、雲対流が生じていることを意味する. 雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 縦軸は $z [\times 10^4 \text{ m}]$, 横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$ である.

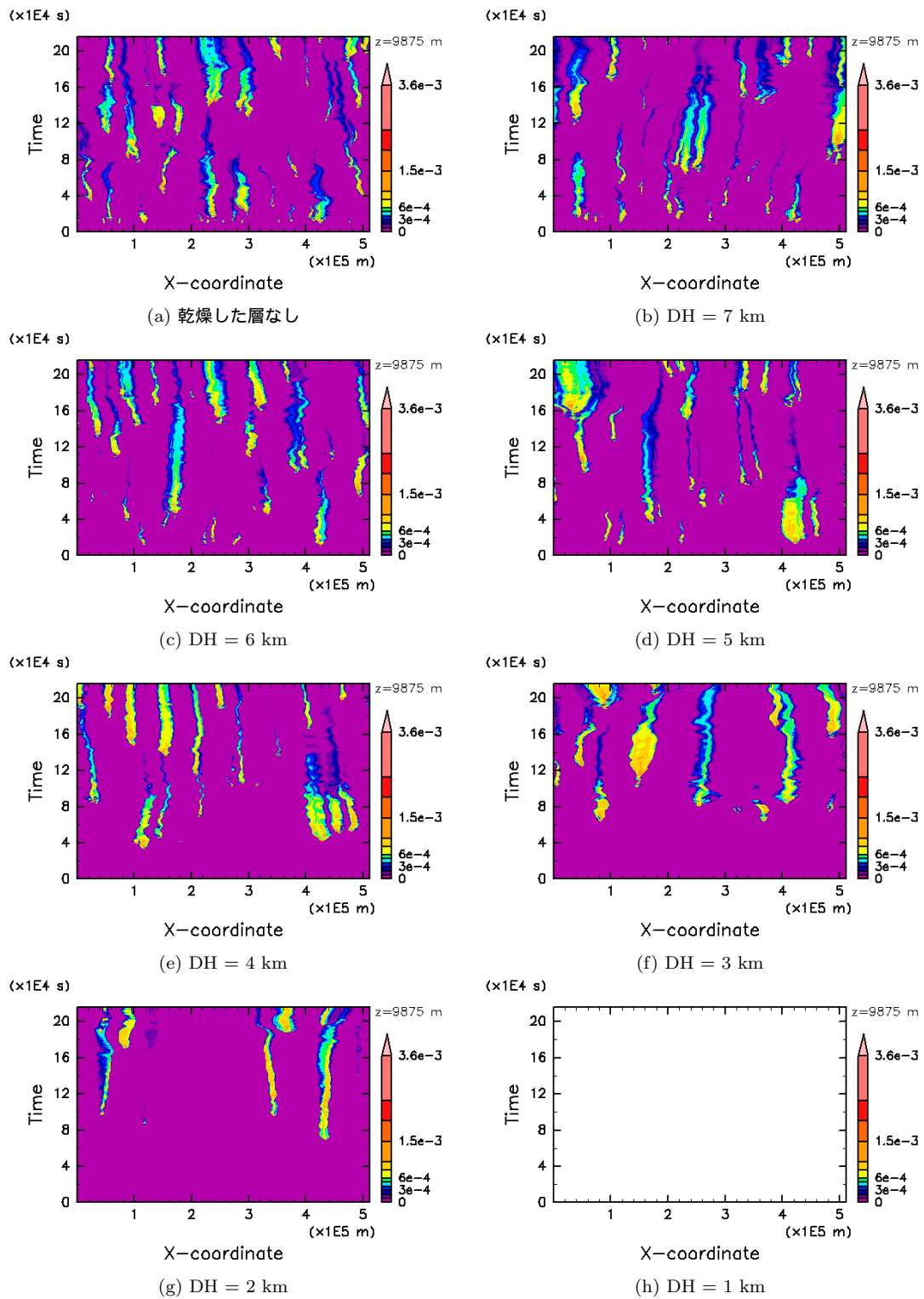


図 5.2: DH1A03 ~ DH7A03 実験における, 雲水混合比擾乱の高度 9875 m での $x-t$ 断面図. 雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$, 縦軸は $t [\times 10^4 \text{ sec}]$ である.

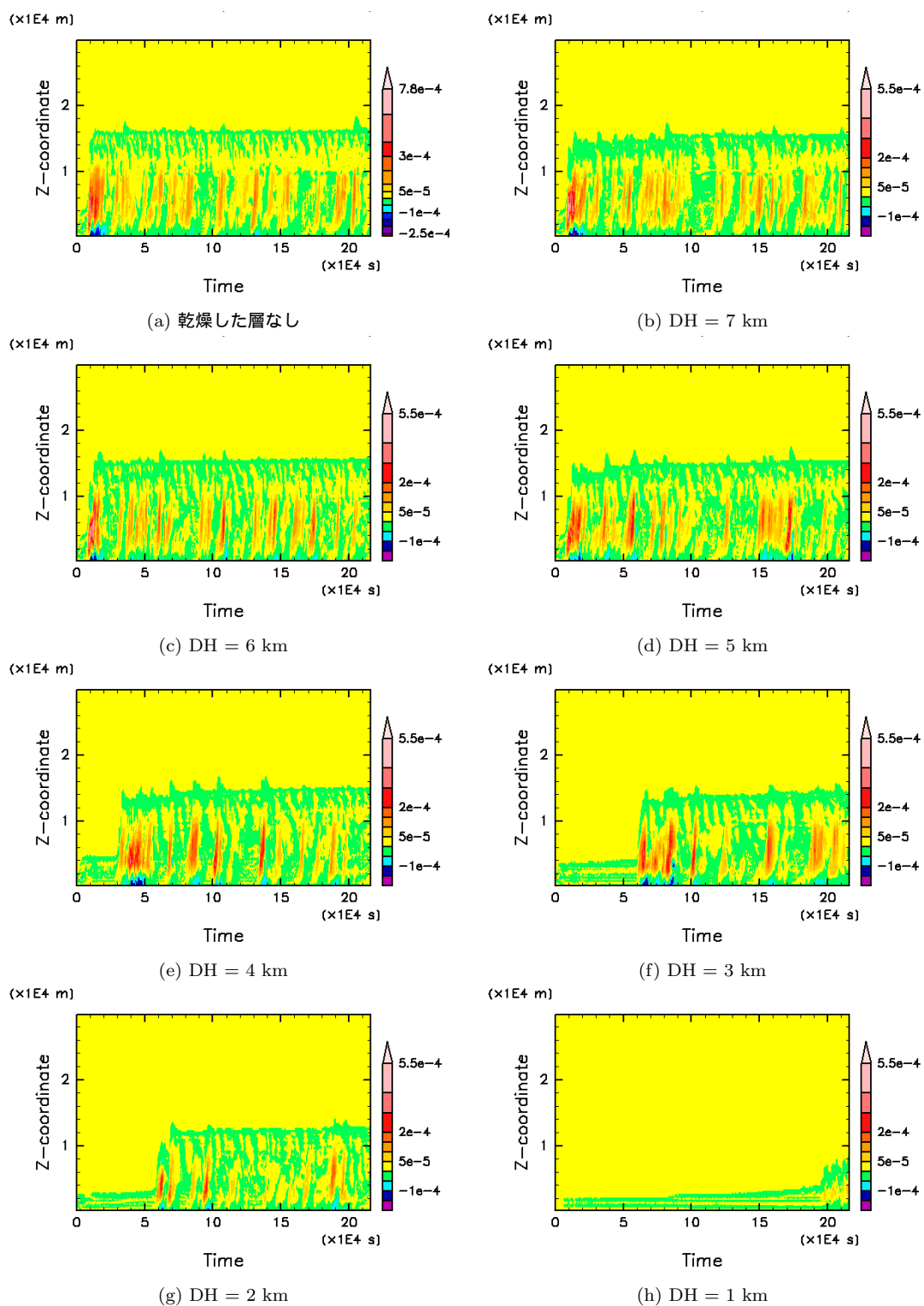


図 5.3: 水の相変化に伴う潜熱放出による温位擾乱の x 平均図. 温位の単位は [K], 横軸は t [$\times 10^4$ sec], 縦軸は z [$\times 10^4$ m] である.

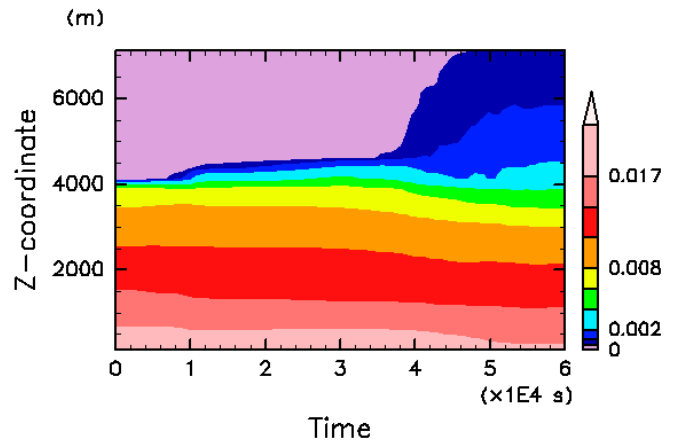
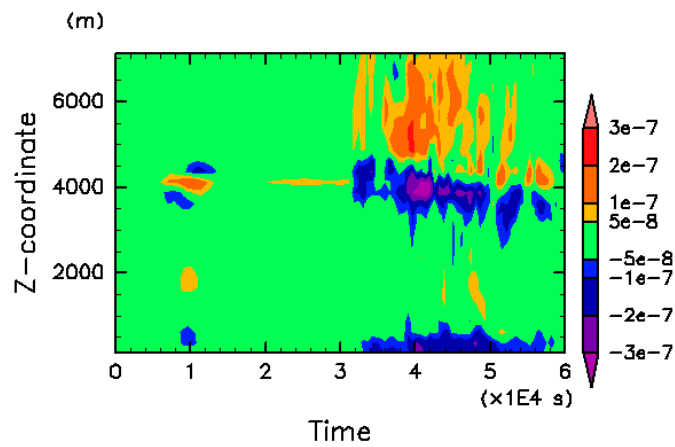
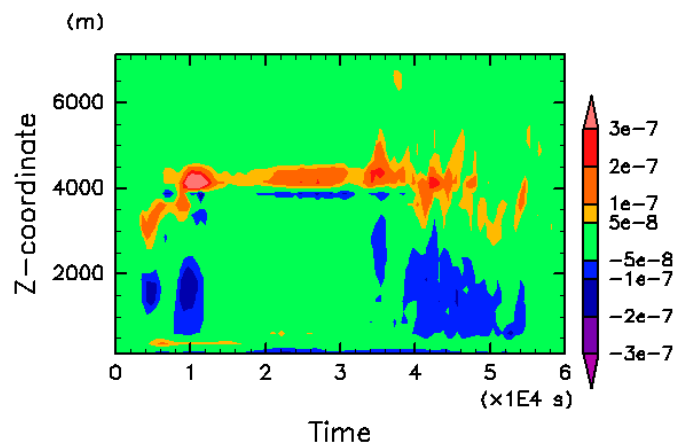
(a) DH = 4 km, x 平均したトータルの水蒸気混合比(b) DH = 4 km, x 平均した水蒸気混合比の移流拡散(c) DH = 4 km, x 平均した水蒸気混合比の乱流拡散

図 5.4: これらの図は全て DH4A03 実験によるものであり, x 方向に平均した値を示す. 図は左から順に, トータルの水蒸気混合比, 移流拡散による水蒸気混合比擾乱, 乱流拡散による水蒸気混合比擾乱の図である. これらの図の水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 横軸は $t [\times 10^4 \text{ sec}]$, 縦軸は $z [\text{m}]$ である.

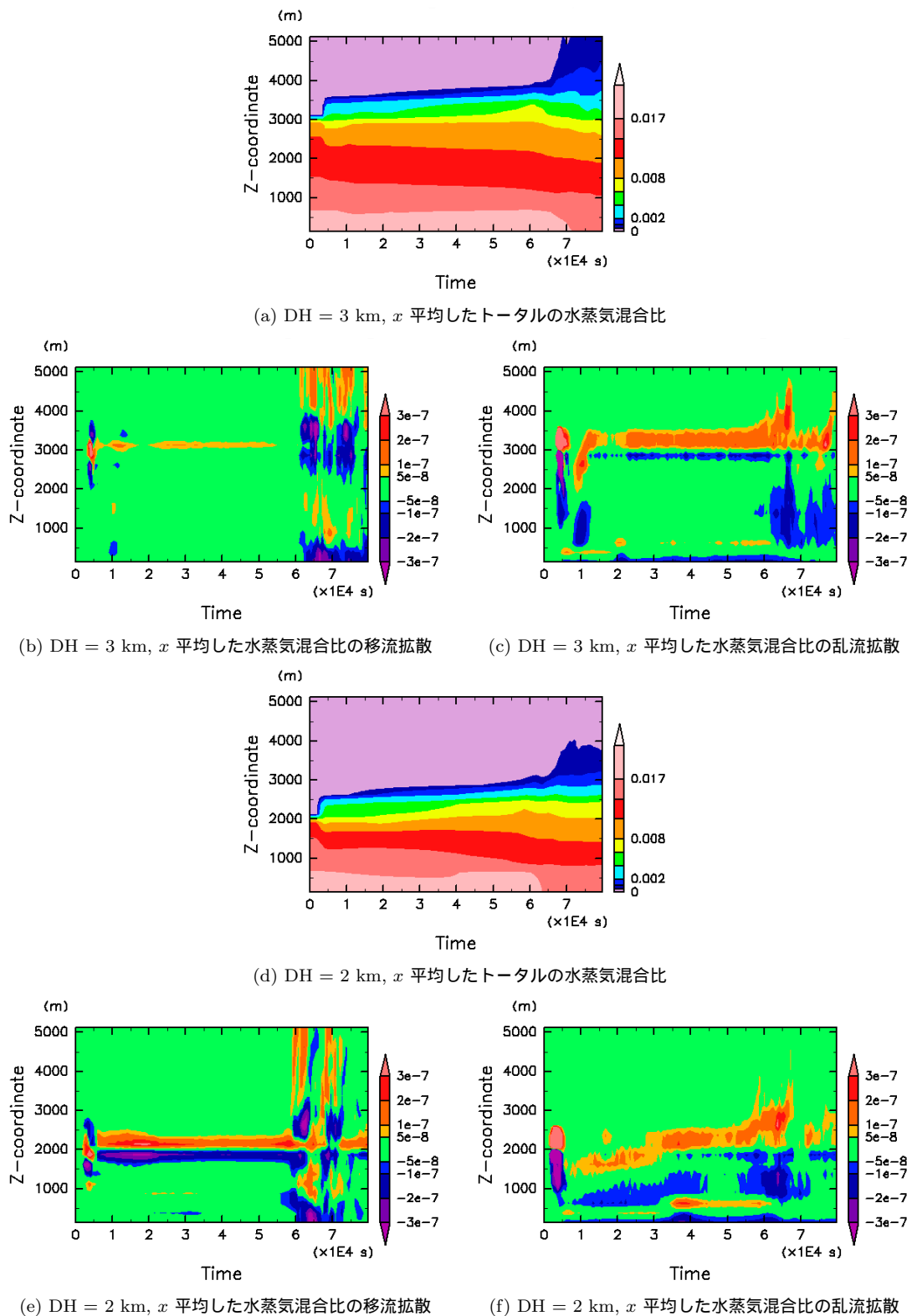


図 5.5: これらの図は DH3A03, DH2A03 実験によるものであり, 全て x 方向に平均した値を示す. 図は左から順に, トータルの水蒸気混合比, 移流拡散による水蒸気混合比擾乱, 乱流拡散による水蒸気混合比擾乱の図である. これらの図の水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 横軸は $t [\times 10^4 \text{ sec}]$, 縦軸は $z [\text{m}]$ である.

図 5.6 では計算時間の最後である $t = 216000$ sec の雲の分布を表している. 図 5.6(a) ~ (d) は $DH = 7$ km ~ 4 km での計算結果であり, 高度 10 km 以上で水平方向の全域に広がるような雲の分布が見られる. ここで, $DH = 4$ km での計算結果である図 (d) については, 水平方向の全域に雲の分布が見られるが, 全体として幅 40 km 程度のばらついた雲が分布し, 雲と雲の間に隙間ができ始めているようである. 一方で図 5.6(e),(f) は $DH = 3$ km, 2 km での計算結果であり, 高度 10 km 以上に雲があるものの雲が存在しない空間が目立つ. 図 5.6(e),(f) に見られる雲量の減少は, 一見すると乾燥した層が厚いために水蒸気量の不足しているためであると解釈できそうである. しかし, $DH = 3$ km での計算結果である図 5.6(e) において, 水平方向に 100 km を超える大きさの雲が形成されていることがわかるように, 単純に雲を形成するのに十分な水蒸気量が少ないことが要因であるとは考えにくい. そこで, 図 5.7 のように, 水蒸気の基本場の値と擾乱成分を合わせたトータルの水蒸気量の時間変化を検証することにした.

図 5.7 は計算時間の真ん中 ($t = 108000$ sec) と最後 ($t = 216000$ sec) のトータルの水蒸気量の分布を表している. 図 5.7 では高度 DH よりも高高度側に水蒸気が湧き上がっているような様子が見られる. これは雲対流の上昇流が通ったことで湿った部分である. $t = 108000$ sec の図を見ると, 全体として高度 DH 以上で水蒸気混合比がゼロの部分 (薄紫色) と雲対流が通過して湿った部分 (水色と紺色) がはっきりと分かれており, 水平方向に水蒸気が不均一に分布していることがわかる.

しかし, $t = 216000$ sec では, 高度 DH が上がっていくほどに計算時間の中頃までは水蒸気混合比がゼロであった部分にも水蒸気が供給され, 水平方向の水蒸気分布の不均一さの度合いが小さくなっていくことがわかる. 特に, $DH = 6$ km, 7 km では高度 DH 以上の大部分がほとんど湿った状態にあると言えるだろう. 対照的に, $DH = 2$ km, 3 km では時間が経っても水蒸気混合比がゼロのままの領域が大きく残っていることがわかる. なお, $DH = 4$ km の実験での水平方向の湿度の不均一の程度は, $DH = 2$ km, 3 km と $DH = 5$ km ~ 7 km の中間であると位置づけておく.

ここで, $DH = 2$ km, 3 km における, 湿度の水平方向の不均一と計算時間最後の高度 10 km 以上に溜まる雲同士の隙間が大きい分布との関係性を考える. 図 5.8(a) は $t = 108000$ sec でのトータルの水蒸気分布を表す. 図 5.8(b),(c) はそれぞれ $DH = 3$ km での $t = 108000$ sec, 216000 sec での雲の分布を表す. まず図 5.8(a) の $x = 80$ km, 490 km 付近を見ると, 最大で高度約 10 km まで到達している湿った「柱」がある. しかし図 5.8(b) において, これらの湿った柱がある場所を見ると, $x = 80$ km ではこの湿った柱を作った雲活動の残りである雲がかすかに存在し, $x = 490$ km にはそのような雲は存在しない. これらの湿った柱は $t = 108000$ sec 以降も存在し続けたが, 目立った雲活動が起きない時間が 10 時間以上継続した. しかし, 図

5.8(c) を見ると, 高度約 10 km, $x = 30 \text{ km} \sim 140 \text{ km}$ および $120 \text{ km} \sim 510 \text{ km}$ に広がる雲が見られる. 前者の形成過程は図 5.8(d) ~ (i) に, 後者の形成過程は図 5.8(j) ~ (o) に示してある. これらの図を見ると, 計算時間の後半に生じる強い雲対流の発生場所は $x = 80 \text{ km}, 490 \text{ km}$ 付近にあり, この場所はそれ以前の雲活動で大気が湿った部分であることが図 5.8 からわかる.

以上の図 5.6 ~ 図 5.8 の検証を通してみると次のような推測ができる. 高度 DH がより低高度にあるほど, 水平方向に不均一な湿度分布が見られる. そして水蒸気分布が水平方向に不均一であると, 新たに生じる雲活動はそれ以前の雲活動によって湿った部分に集中し, 結果として雲の分布の偏りが大きくなる.

しかし, $DH = 2 \text{ km}, 3 \text{ km}$ に比べれば水平方向の不均一な湿度分布の度合いが小さいとしても, $DH = 4 \text{ km}, 5 \text{ km}$ でもそれなりに不均一が見られ, その影響が出ていてもよいはずである. この疑問を確かめるため, 水蒸気分布の初期状態において水平方向の不均一が存在する状況を作り, 一定の高度以上の半域だけを乾燥させる数値実験を行った. この結果は次節に続く.

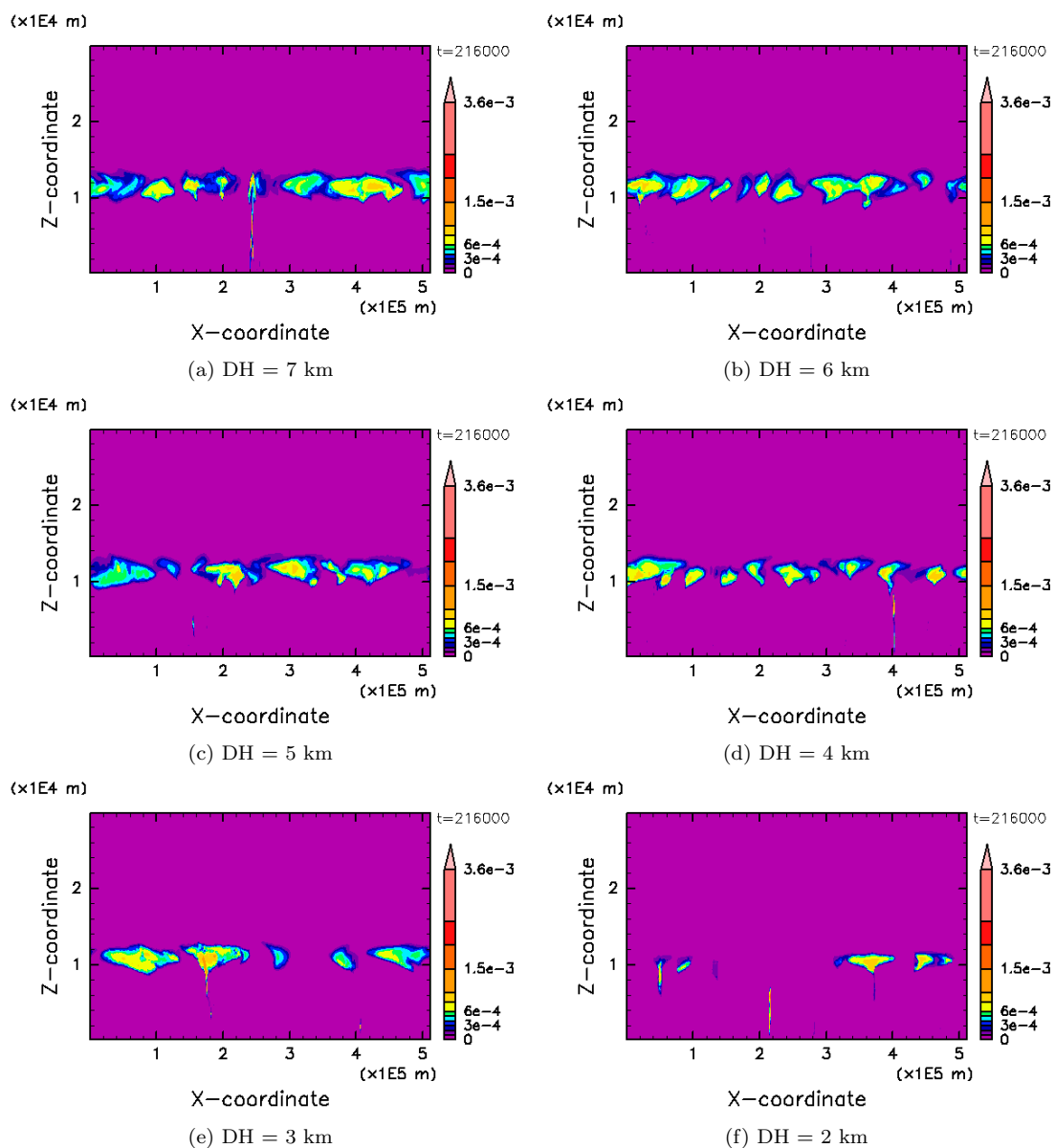


図 5.6: 計算時間の最後である $t = 216000$ sec の雲水混合比擾乱の分布図. ここで, 雲水混合比擾乱の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$, 縦軸は $z [\times 10^4 \text{ m}]$ である.

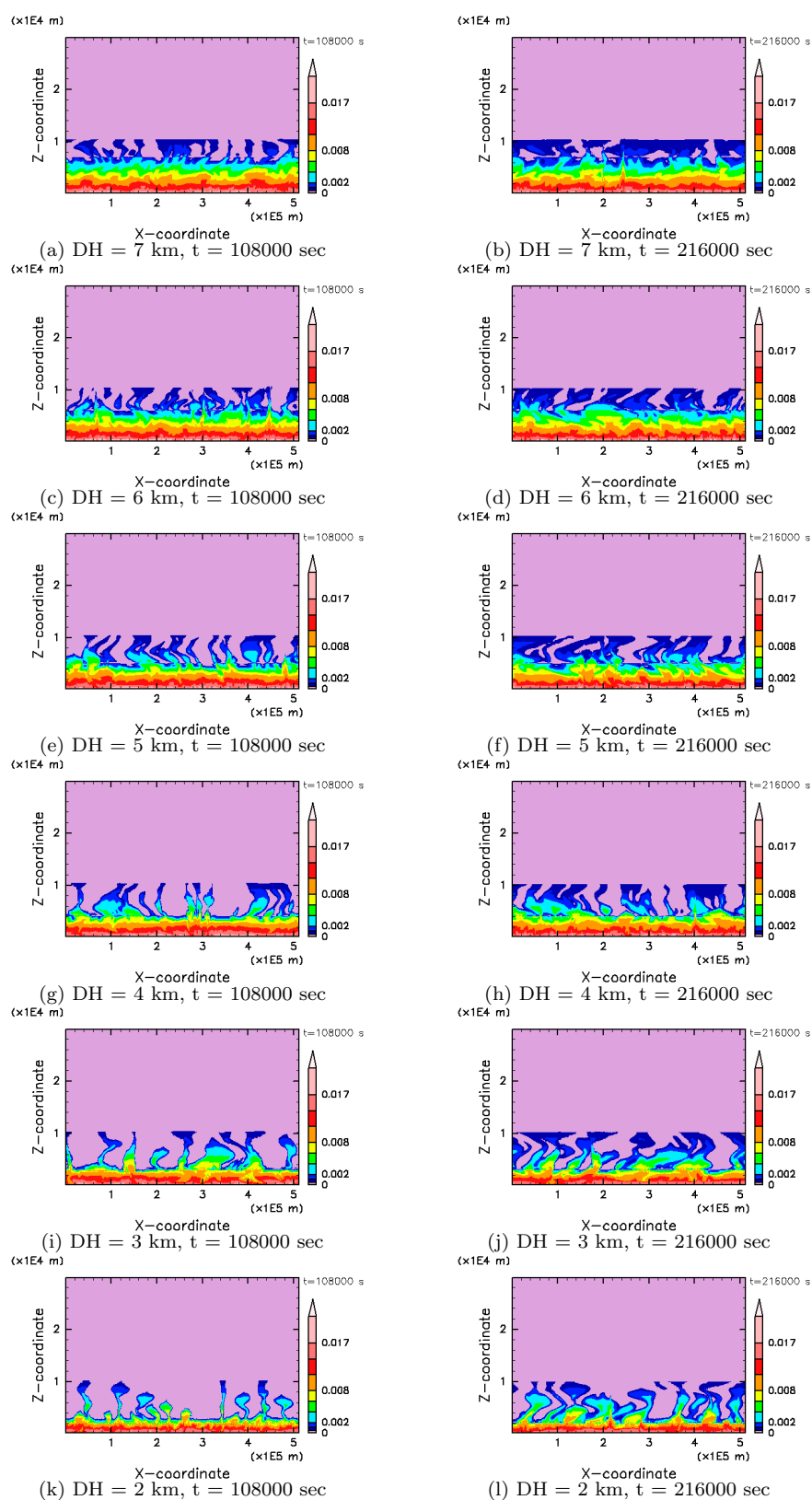


図 5.7: 計算時間の真ん中 ($t = 108000$ sec) と最後 ($t = 216000$ sec) のトータルの水蒸気混合比の分布図。ここで、水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$ 、横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$ 、縦軸は $z [\times 10^4 \text{ m}]$ である。

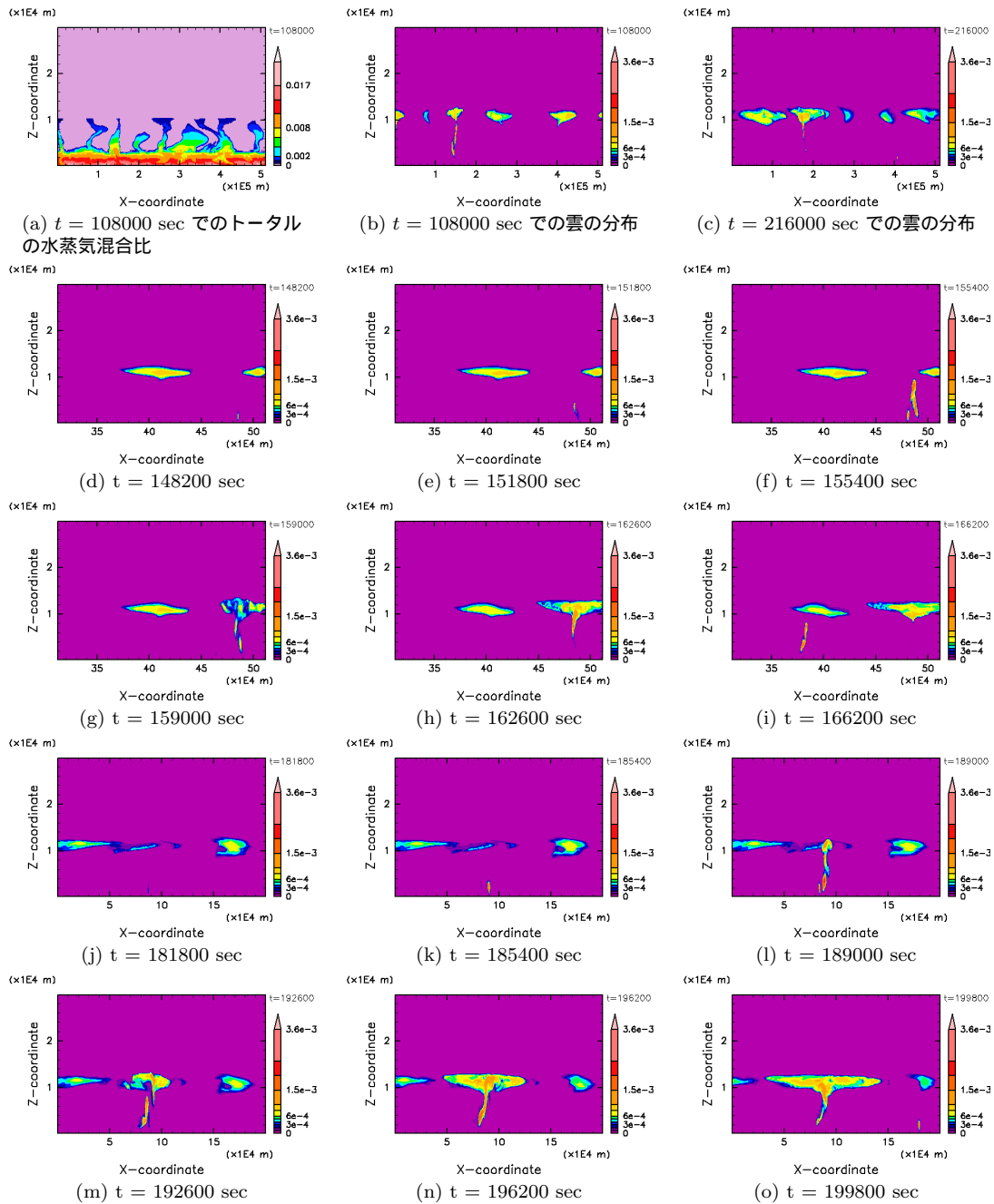


図 5.8: (a),(b) はそれぞれ $t = 108000$ sec でのトータルの水蒸気混合比の分布と雲水混合比擾乱の分布であり, (c) は $t = 216000$ sec の雲水混合比擾乱分布である. (d) ~ (o) は, 計算時間前半の雲活動によって湿った場所から生じた, 強い雲活動の発生・発達過程を示す. (d) ~ (i) では $x = 0 \sim 200$ km を描画し, $x = 80$ km 辺りを根とした雲活動の発達が見られる. (j) ~ (o) では, $x = 312 \sim 512$ km を描画し, $x = 490$ km 辺りを根とした雲活動が見られる. ここで, 水蒸気混合比と雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, (a) ~ (c) の横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$, (d) ~ (o) の横軸は $x [\times 10^4 \text{ m}]$, 縦軸は全て $z [\times 10^4 \text{ m}]$ である. なお, これらの図は全て DH3A03 実験によるものである.

5.2 水平方向に不均一な湿度の初期場を与えた計算

水平方向に不均一な湿度の初期場を与えた計算では、高度 DH 以上の水平領域の半分 ($x = 0 \text{ km} \sim 256 \text{ km}$) の湿度の初期場をゼロにするような水蒸気混合比の擾乱を与えている。これ以降は、湿度の初期場がゼロになっている層が存在する $x = 0 \text{ km} \sim 256 \text{ km}$ 領域の大気層を乾いた領域、湿度の初期場に変化を与えていない $x = 256 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$ の領域の大気層を湿った領域と呼ぶことにする。また、前節の一定の高度以上の湿度をゼロにした計算を全域乾燥計算と呼び、本節での計算を半域乾燥計算と呼ぶことにする。

半域乾燥計算からは以下のような特徴が見られた。なお、詳細についてはこれ以降に議論する。

- A: 大気初期湿度をゼロにする高度の下限 DH を変化させていった際に、乾いた領域において最初に強い雲対流が発生する時間 t_0 が著しく遅れるのは高度 DH を 4 km 以下にした時であった。この 4 km という高度は、全域乾燥計算での結果と同じであった。しかし、同じ DH における全域乾燥計算と半域乾燥計算での t_0 には大きなずれが生じ、 $DH = 4 \text{ km}$ では約 40000 sec 、 $DH = 3 \text{ km}$ では約 60000 sec 、 $DH = 2 \text{ km}$ では約 30000 sec の遅れが半域乾燥計算で生じた。
- B: 強い雲対流の生じにくさが現れる $DH = 4 \text{ km}$ 以下では、湿った領域での雲対流が著しく活発になるようである。

A については、高度 9875 m での雲の分布の $x-t$ 断面を描いた図 5.9, 図 5.10 を比較するとわかる。ここで、図 5.9, 図 5.10 の左側が全域乾燥計算での結果であり、右側が半域乾燥計算での結果である。まず $DH = 4 \text{ km}$ の結果である図 5.10(a),(b) に注目すると、乾いた領域で初めに高度 9875 m に強い雲対流が到達した時間は、全域乾燥計算では約 30000 sec であり、半域乾燥計算では約 70000 sec であるため、後者のほうが約 40000 sec 遅いことがわかる。また、同様な時間を $DH = 3 \text{ km}$ の結果である図 5.10(c),(d) を見ると、全域乾燥計算では約 60000 sec で、半域乾燥計算では約 120000 sec であるため、後者のほうが約 60000 sec 遅れている。さらに、 $DH = 2 \text{ km}$ の結果である図 5.10(e),(f) においては、全域乾燥計算では約 70000 sec までには強い雲対流が生じているのに対し、半域乾燥計算では約 100000 sec であるため、後者のほうが約 30000 sec 遅れている。そのため、半域乾燥計算では全域乾燥計算と比べてより強い雲対流の発生が抑制されていると考えられるため、その原因を考える。

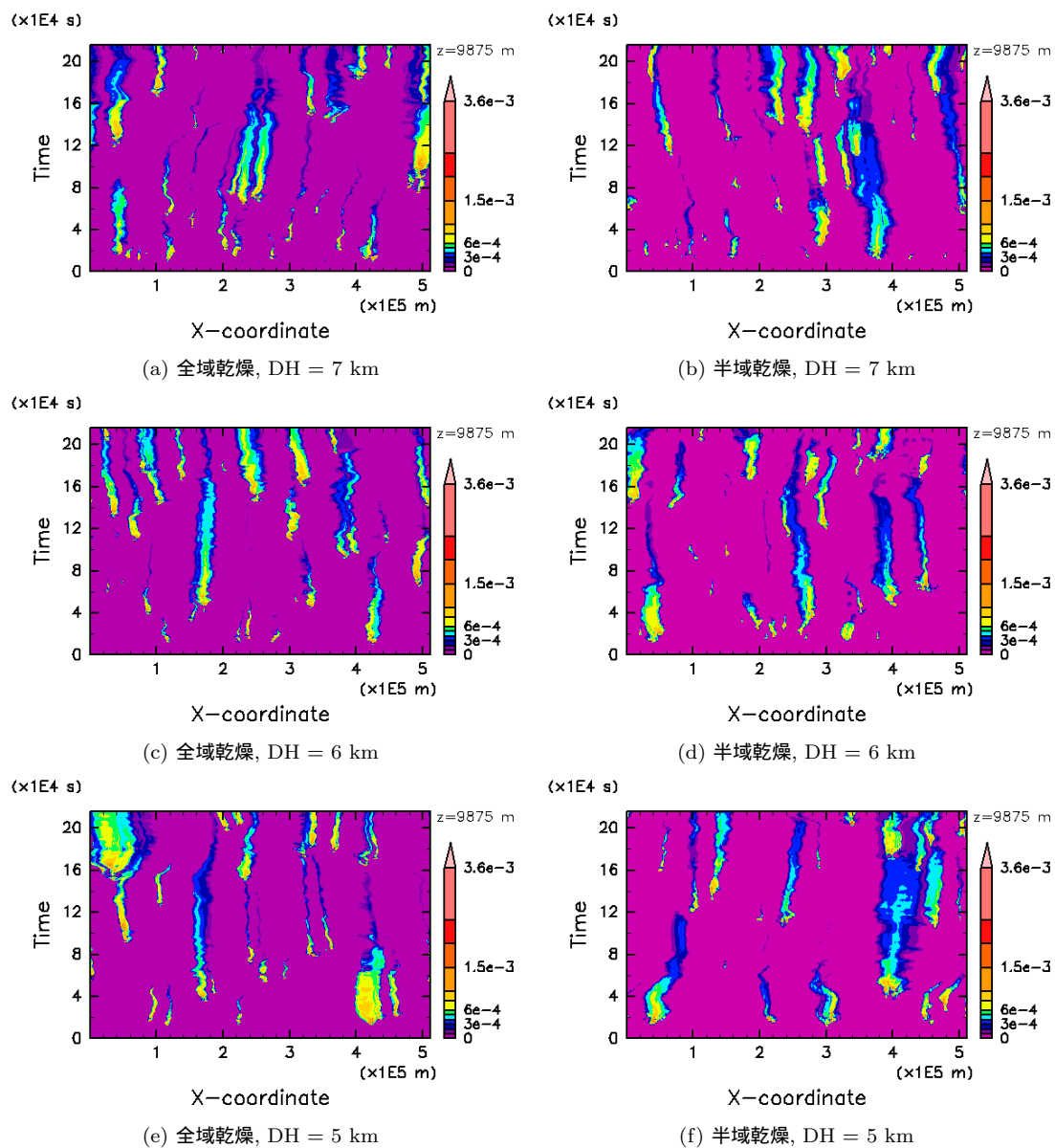


図 5.9: 高度 9875 m での雲水混合比擾乱の $x-t$ 断面. 左側の列の図が高度 DH 以上の全領域を乾燥させた計算で, 右側の列が高度 DH 以上の水平領域の半分だけを乾燥させた計算であり, それぞれ全域乾燥と半域乾燥と表記している. 雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 縦軸は $t [\times 10^4 \text{sec}]$, 横軸は $x [\times 10^5 \text{m}]$ である.

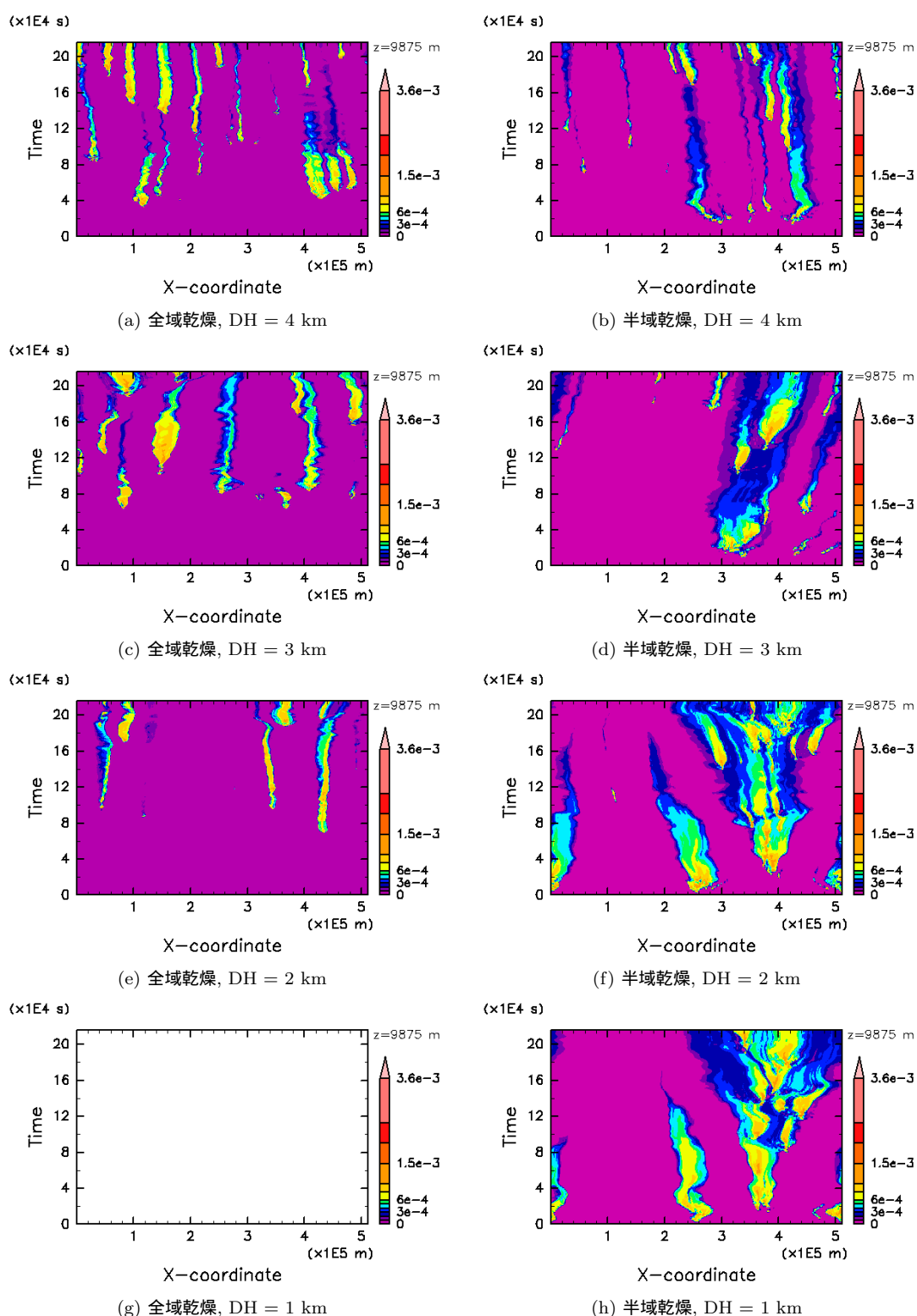


図 5.10: 高度 9875 m での雲水混合比擾乱の $x-t$ 断面. 左側の列の図が高度 DH 以上の全領域を乾燥させた計算で, 右側の列が高度 DH 以上の水平領域の半分だけを乾燥させた計算であり, それぞれ全域乾燥と半域乾燥と表記している. 雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 縦軸は $t [\times 10^4 \text{sec}]$, 横軸は $x [\times 10^5 \text{m}]$ である.

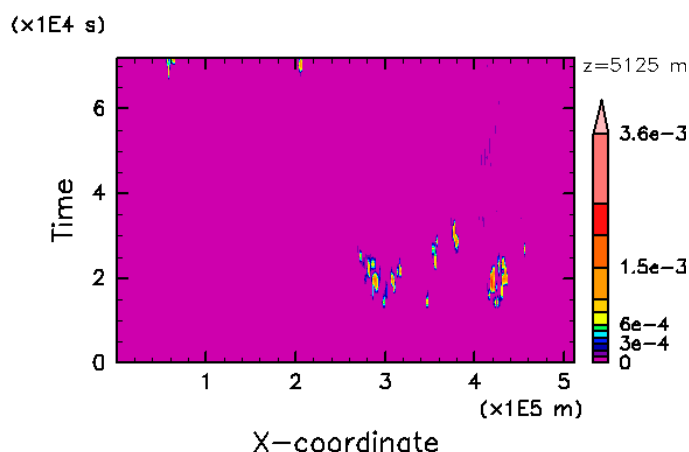
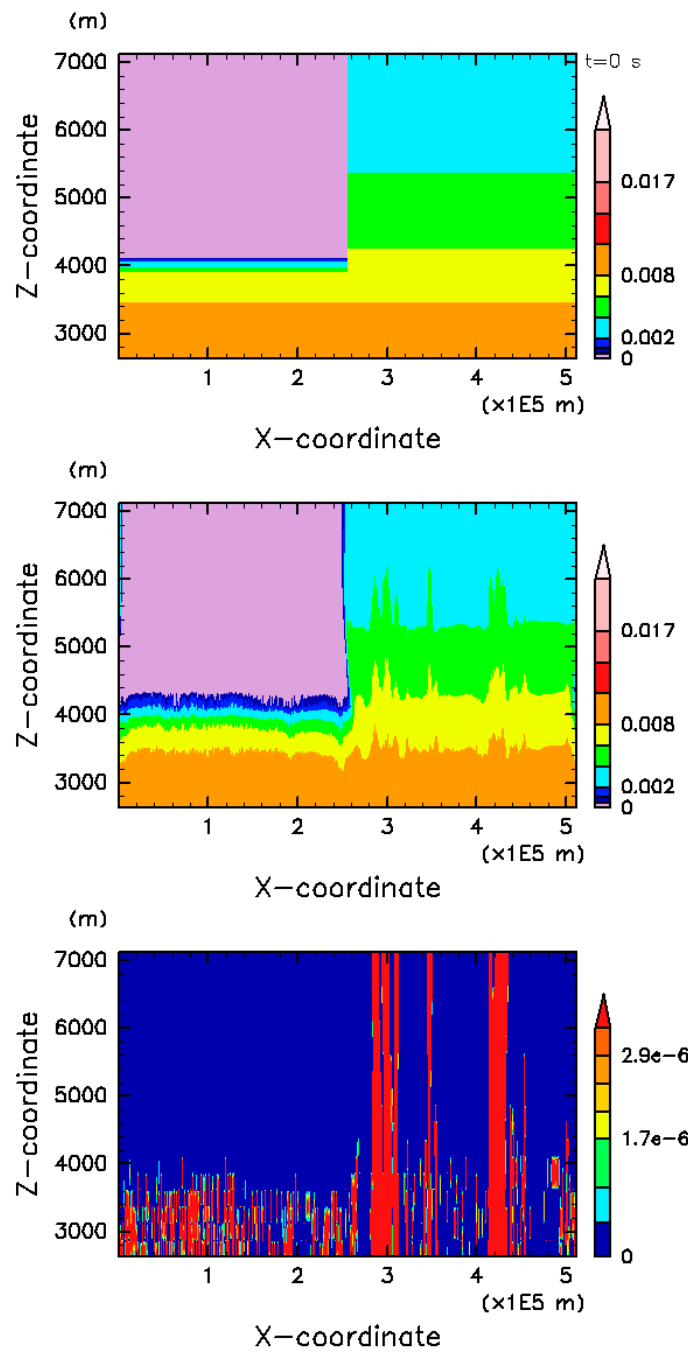


図 5.11: DH = 4 km の半域乾燥計算における, $z = 5125$ m での雲水混合比擾乱の $x-t$ 断面. 雲水混合比擾乱の単位は [kg/kg], 縦軸は t [$\times 10^4$ sec], 横軸は x [$\times 10^5$ m] である.

初めに, DH = 4 km について考える. 計算開始から $t = 70000$ sec までの $z = 5125$ m における雲水擾乱の $x-t$ 断面を表す図 5.11 を見る. すると, $t = 10000$ sec を過ぎた頃から湿った領域では高度 DH よりも 1 km 以上高高度に上昇する雲対流が多く生じていることがわかる. さらに, 大気の初期湿度を示した図 5.12(a) と, $t = 12600$ sec ~ 18000 sec での時間平均を取ったときのトータルの水蒸気混合比の分布を示した図 5.12(b) を見る. 図 5.12(a),(b) を比較すると図 5.12(b) において, 乾いた領域では高度 4 km から鉛直方向上側の 400 m 未満の層内で, 水蒸気が初期場よりも 0.001 kg/kg ~ 0.002 kg/kg 増加し, 一方で湿った領域では, 高度 3.5 km 以上で水蒸気が初期場よりも 0.002 kg/kg ほど増加している部分が見られる. この水蒸気量の増加は, 図 5.12(b) と同じ時間で平均を取った雲水混合比擾乱を表す図 5.12(c) からわかるように, 雲活動が起こった跡であると思われる. つまり, 乾いた領域では高度 4 km 付近までは雲が上昇してきたが乾燥した層に入ったことで雲水が蒸発したために, 高度 4 km 以上の薄い層を少し湿らせ, 湿った領域では, 高度 4 km を超えてもある程度の湿度があるために雲は上昇を続けることができ, 雲が存在する場所もしくは通った跡の水蒸気量が増加していると思われる.

以上から, 計算を開始した初め頃に乾いた領域で活発な雲対流の発生を抑制していたのは, 高度 DH = 4 km 以上に広がる乾燥した層の影響であることがわかる. しかし, この雲対流を抑制する効果は全域乾燥計算と同様なものであり, 計算時間後半に強い雲対流が抑制された直接的な原因とはなっていないと考えられる.



(c) 時間平均した雲水混合比擾乱

図 5.12: $DH = 4$ km の半域乾燥計算における、湿度の初期場の図と、トータルの水蒸気混合比 [kg/kg] と雲水混合比擾乱 [kg/kg] をそれぞれ時間平均した図. (a) の湿度の初期場はトータルの水蒸気混合比 [kg/kg] で表されている. (b),(c) では $t = 12600$ sec ~ 18000 sec の間で時間平均した値が表されている. ここで、縦軸は z [m], 横軸は x [$\times 10^5$ m] である.

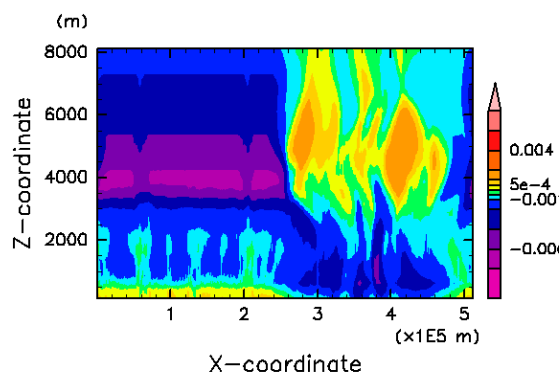


図 5.13: DH = 4 km での半域乾燥計算における, 時間平均した水蒸気混合比擾乱の分布. 図では $t = 16200 \text{ sec} \sim 30600 \text{ sec}$ の間で時間平均している. 水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$ であり, 縦軸は z [m], 横軸は x [$\times 10^5 \text{ m}$] である.

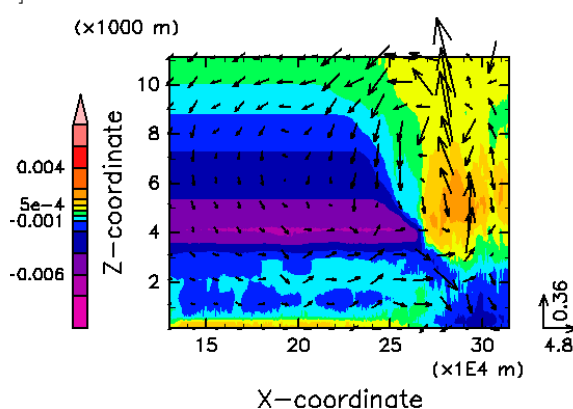
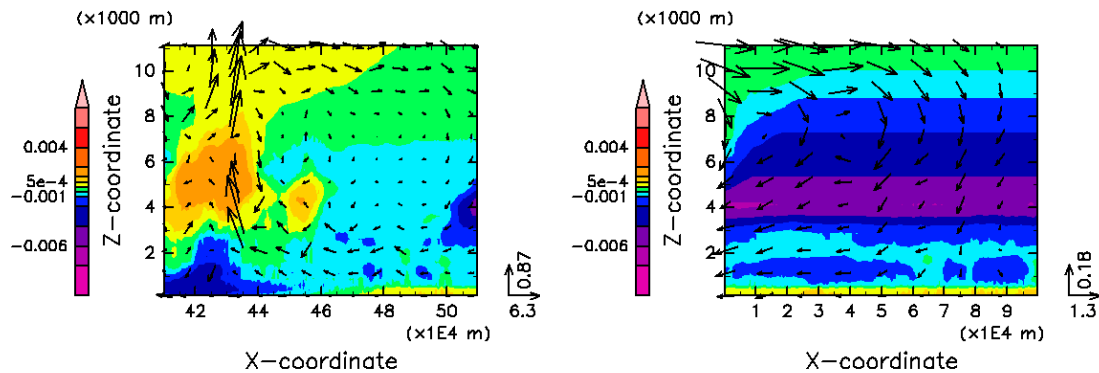


図 5.14: DH = 4 km での半域乾燥計算における, 時間平均した水蒸気混合比擾乱の分布とベクトルで表した風速場の図. ここで描かれている領域は, 図 5.13 の乾燥した領域と湿った領域の境界付近である, $x = 140 \text{ km} \sim 340 \text{ km}$, $z = 0 \text{ km} \sim 11 \text{ km}$ を拡大した図である. この図では $t = 16200 \text{ sec} \sim 30600 \text{ sec}$ の間で時間平均している. 水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$ であり, 図中の矢印は風速のベクトルを意味し, 図の右下に単位ベクトル $[\text{m}/\text{sec}]$ の大きさを表している. ここで, 縦軸は z [$\times 10^3 \text{ m}$], 横軸は x [$\times 10^4 \text{ m}$] である.

次に, $t = 16200 \text{ sec} \sim 30600 \text{ sec}$ の間で時間平均した湿度場の変化に注目する (図 5.13). 図 5.13 は, 時間平均した水蒸気混合比擾乱の分布である. また, $t = 16200 \text{ sec} \sim 30600 \text{ sec}$ は図 5.11 からわかるように, 湿った領域で初めに雲活動が活発になり, 乾いた領域では目立った雲活動が見られない時間帯である. 図 5.13 を見ると, 乾いた領域では高度 $3 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ で $0.002 \text{ kg}/\text{kg} \sim 0.008 \text{ kg}/\text{kg}$ の水蒸気量の減少が見られ, 湿った領域では $x = 260 \text{ km} \sim 320 \text{ km}$ と $x = 380 \text{ km} \sim 440 \text{ km}$ の $z = 3 \text{ km} \sim 6 \text{ km}$ 辺りでの $0.001 \text{ kg}/\text{kg} \sim 0.004 \text{ kg}/\text{kg}$ の水蒸気量の増加が見られる. 湿った領域に見られる水蒸気量の増加領域は図 5.11 の雲活動が集中している部分と一致していることから, 活発な雲活動が起きている場所に相当するであろう. そして, 乾いた領域では目立った雲対流が見られないことから, 乾いた領域での減少した水蒸気量は湿った領域での活発な雲活動に取り込まれたのではないかと推測される.

この推測を確かめるために, 図 5.14 のように $x = 140 \text{ km} \sim 340 \text{ km}$, $z = 2 \text{ km}$



(a) $x = 410 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$ の水蒸気混合比擾乱の分布と風速場.

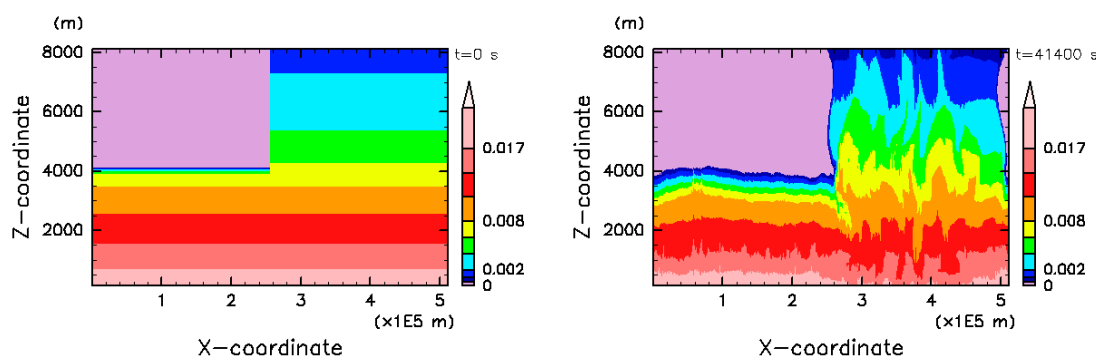
(b) $x = 0 \text{ km} \sim 100 \text{ km}$ の水蒸気混合比擾乱の分布と風速場.

図 5.15: DH = 4 km での半域乾燥計算における, 時間平均した水蒸気混合比擾乱の分布とベクトルで表した風速場の図. ここで描かれている領域は, 図 5.13 の乾燥した領域と湿った領域の境界付近である, $x = 410 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$, $0 \text{ km} \sim 100 \text{ km}$, $z = 0 \text{ km} \sim 11 \text{ km}$ を拡大した図である. (a), (b) は水平方向の周期境界条件のために, $x = 512 \text{ km}$ と $x = 0 \text{ km}$ で繋がっていることに注意されたい. この図では $t = 16200 \text{ sec} \sim 30600 \text{ sec}$ の間で時間平均している. 水蒸気混合比の単位は [kg/kg] であり, 図中の矢印は風速のベクトルを意味し, 図の右下に単位ベクトル [m/sec] の大きさを表している. ここで, 縦軸は $z [\times 10^3 \text{ m}]$, 横軸は $x [\times 10^4 \text{ m}]$ である.

$\sim 11 \text{ km}$ の領域における $t = 16200 \text{ sec} \sim 30600 \text{ sec}$ の間で時間平均した水蒸気混合比擾乱の分布とベクトルで表した風速場を見る. この領域は $x = 256 \text{ km}$ にある乾いた領域と湿った領域との境界付近である. 図 5.14 を見ると, $x = 260 \text{ km} \sim 300 \text{ km}$, 高度約 3 km 以上に存在する上昇流域と, $x = 140 \text{ km} \sim 260 \text{ km}$ に広がる下降流域, 高度 2 km \sim 4 km に図の右方向へ向かい上昇流域に入っていく流れが見られる.

図 5.14 と同様に図 5.15(b), (c) には $x = 425 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$, $z = 2 \text{ km} \sim 11 \text{ km}$ と $x = 0 \text{ km} \sim 100 \text{ km}$, $z = 2 \text{ km} \sim 11 \text{ km}$ の領域における $t = 16200 \text{ sec} \sim 30600 \text{ sec}$ の間で時間平均した水蒸気混合比擾乱の分布とベクトルで表した風速場を示した. これらの領域は周期境界条件によって領域が繋がっており, 乾いた領域と湿った領域の $x = 0 \text{ km}$ (すなわち $x = 512 \text{ km}$) にある境界付近を表している. 図 5.15(b), (c) からは $x = 430 \text{ km}$ 付近で, 高度約 3 km 以上に存在する上昇流域と, $x = 440 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$, $0 \text{ km} \sim 100 \text{ km}$ に広がる下降流域, 高度 2 km \sim 4 km に図の左方向へ向かい上昇流域に入っていく流れが見られる.

図 5.14, 図 5.15 から, 乾燥した領域の高度 2 km \sim 4 km (= DH) の大気層で水蒸気が湿った領域に流れ込み, 湿った領域の上昇流域に取り込まれていたことが示された. ここで, 図 5.11 に見られた, 湿った領域において雲活動が集中的に起きる時間の最後である $t = 30000 \text{ sec}$ から 3 時間後の $t = 41400 \text{ sec}$ における湿度を見る. 図 5.16(a) はトータルの水蒸気混合比の初期場を表し, 図 5.16(b) は $t = 41400$



(a) トータルの水蒸気混合比の初期場

(b) $t = 41400$ sec におけるトータルの水蒸気混合比の分布

図 5.16: $DH = 4$ km での半域乾燥計算における、トータルの水蒸気混合比の初期場と $t = 41400$ sec におけるトータルの水蒸気混合比の分布. 水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$ であり、縦軸は z $[\text{m}]$, 横軸は x $[\times 10^5 \text{ m}]$ である.

sec におけるトータルの水蒸気混合比の分布である. 図 5.16(a),(b) を比較すると、高度 $3 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ の大気層で最大で約 $0.006 \text{ kg}/\text{kg}$ の水蒸気が減少していることがわかる. 大まかに見ると高度 $3 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ では湿度が初期場の半分以下になり、高度 $3.5 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ に注目すると $x = 0 \text{ km}$ 付近と、 $x = 150 \text{ km} \sim 250 \text{ km}$ の高度 $3.5 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ 辺りでは湿度がゼロになっている場所さえある. ゆえに、計算初期には乾いた領域において、乾燥した層が存在するのは高度 4 km 以上であったが、湿った領域に乾燥した領域の水蒸気が取り込まれていくと、乾燥した層は高度 3 km にまで下がって行くことがわかった.

$DH = 4 \text{ km}$ とした場合、乾いた領域の高度 $3 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ の水蒸気が湿った領域に流れていくことで、この大気層の湿度が初期状態の半分以下になり、強い雲対流の発生が抑制されることが示唆された. それにも関わらず、 $t = 70000 \text{ sec}$ 頃になると強い雲対流は生じていることが図 5.11 からわかる. よって、上層の湿度をかなり失った状態でも強い雲対流が結局は生じた要因を考える. まず、図 5.13 の下層 500 m に注目すると、乾いた領域では $0.001 \text{ kg}/\text{kg}$ 以下の水蒸気の増加が見られ、湿った領域では $0.004 \text{ kg}/\text{kg}$ 以下の水蒸気の減少が見られる. このような乾いた領域と湿った領域の下層の水蒸気量の変化の違いは図 5.16(b) にも見られる. ここでは下層 500 m において、乾いた領域のトータルの水蒸気量は $0.017 \text{ kg}/\text{kg}$ 以上で初期場とほとんど変わらないのに対し、湿った領域のトータルの水蒸気量は全体として $0.0014 \text{ kg}/\text{kg} \sim 0.0017 \text{ kg}/\text{kg}$ で初期場よりも減少していることがわかる. よって下層の湿度に関してさらに詳しく見ることにする.

図 5.17(a) は $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ で時間平均した温位擾乱の分布である. こ

ここで $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ とは湿った領域で雲活動が活発化した時間から乾燥した領域中でも強い雲対流が生じた時間を意味している. 図 5.17(a) から, 湿った領域では下層約 500 m に $-0.5 \text{ K} \sim -1.5 \text{ K}$ の冷気の塊があることがわかる. 次に, 図 5.17(a) と同じ時間で時間平均した地表面降水量を表す図 5.17(b) を見る. ここで, 降水過程は雨水の重力落下による雨水混合比の変化量で表されるため, 負の時に雨水が落下しており降水を意味している. 図 5.17(b) から, 地表面降水のほとんど全てが湿った領域内である $x = 260 \text{ km} \sim 470 \text{ km}$ に集中しており, 乾いた領域における地表面降水量は非常に小さいことがわかる. 実際に $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ の間に計算領域に降った地表面降水の総量を計算すると, $x = 0 \text{ km} \sim 256 \text{ km}$ の乾いた領域では約 0.0083 kg/kg であり, $x = 256 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$ の湿った領域では 0.15 kg/kg であるため, 10 倍以上の差があることがわかる. よって, 湿った領域における冷気の塊と降水過程が関連していることが示唆される. さらに, x 方向に平均した水の相変化に伴う潜熱放出による温位擾乱を表す図 5.17(c) を見る. すると, 湿った領域で雲活動が活発であった $t = 15000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ は下層が潜熱によって冷却されていることがわかる. ここで, x 方向に平均した雨水の生成と蒸発による雨水混合比擾乱を表した図 5.17(d) と, x 方向に平均した蒸発 (正) と凝結 (負) による水蒸気混合比擾乱を表した図 5.17(e) に注目する. 図 5.17(d),(e) から, $t = 15000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ に蒸発した雨水の量だけ水蒸気が増加していることが明らかとなる. これらの一致から, 湿った領域では激しい雨が降り, その雨が地表付近で蒸発したことによって, 大気を冷却していたことがわかる. これは積雲対流が発達したときに積乱雲の雲底以下の地表付近に見られる冷気プールに相当すると考えられる. 一方で, 乾いた領域では雨がほとんど降らないため, 大気を著しく冷却する要因がなかったと考えられる. そして, 図 5.17(a) の乾いた領域の下層 200 m 以下の 0.5 K 以下の温位擾乱は地表面からの熱フラックスなどによって供給された熱であると思われる.

図 5.18(a) は $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ の間で時間平均した水蒸気混合比擾乱の分布である. この図では湿った領域で $-0.001 \text{ kg/kg} \sim -0.004 \text{ kg/kg}$ の水蒸気混合比の減少と, 乾いた領域での $5 \times 10^{-4} \text{ kg/kg} \sim 0.001 \text{ kg/kg}$ の水蒸気混合比の増加が見られる. ここで, x 方向に平均した移流による水蒸気混合比擾乱の図 5.18(b) に注目すると, $t = 15000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ の湿った領域における水蒸気混合比の減少が著しい. この減少量は, 図 5.17(e) に見られる雨の蒸発による水蒸気の増加量よりも 10 倍程度の差があり, 水蒸気の減少量が十分に大きい. よって, 湿った領域における地表面での水蒸気の減少は移流によるものであると考えられる. 一方で乾いた領域では地表面からの水蒸気フラックスなどによって $5 \times 10^{-4} \text{ kg/kg}$ 程度の水蒸気の増加が見られているのであろう.

以上のように, 図 5.17, 図 5.18 から乾いた領域の下層にはそれなりに水蒸気と熱があり, 乾燥した層が低高度まで下がってきても結局は強い雲対流を生じさせるこ

とができたのであろう。

以上をまとめると次のようなことが言えるのではないだろうか。乾いた領域では、初期の大気湿度がゼロとなっている高度を超えるような雲対流が発達できない状態が続き、一方で、湿った領域では強い雲対流が発生し続ける。この時、湿った領域に乾いた領域の水蒸気が流れ込み、湿った側の雲活動に取り込まれてしまう。そうすると、乾いた領域の下層には初期とあまり変わらない量の水蒸気があるため雲活動は起こるが、初めに与えた乾燥層よりも下側の乾燥が進んでいく。そのため、下層から上昇する湿った空気塊はすぐに乾燥した領域に入ってしまう、計算初期よりも強い雲対流が発達しにくい状態となる。ゆえに、 $DH = 4$ km の場合において、全域を乾燥させたときよりも強い雲対流がかなり起きにくくなるということが見られたのではないだろうか。なお、 $DH = 3$ の場合にも上記の議論と矛盾しない図が表された^{*1}。よって、上記のような過程によって、乾燥した層が低高度にあると、乾いた領域ではより雲対流が発達しにくくなると考えられる。ただし、地表面からの熱フラックスと水蒸気フラックスによって下層で雲対流を生じさせることはできるため、過度に水蒸気量が少ない $DH = 1$ km を除いて、時間はかかるが乾燥した層に水蒸気を供給して湿らせることで最終的には強い雲対流を発生させるまでに至る。

^{*1}図はできているがまだ tex には製作中

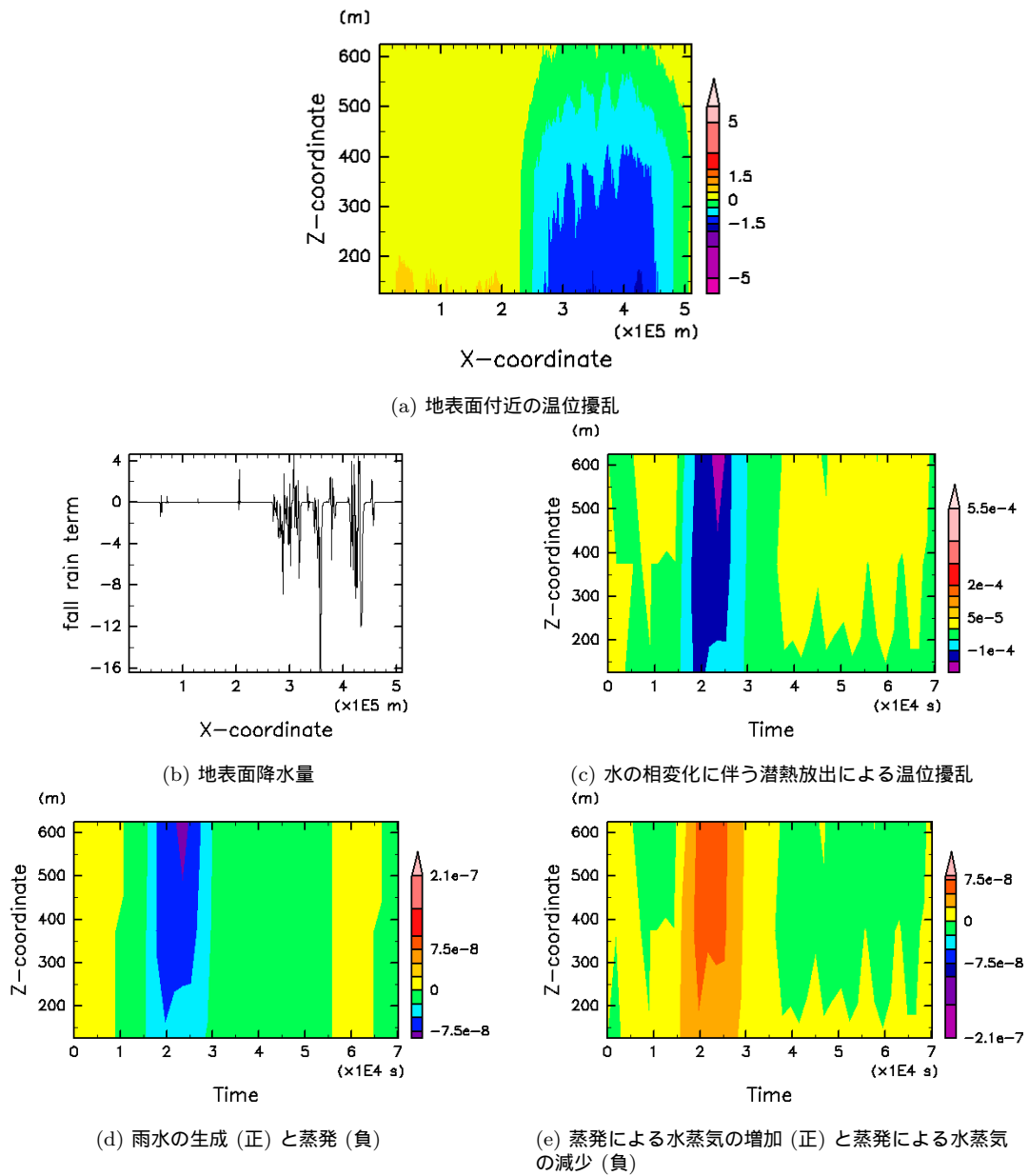


図 5.17: 図は $DH = 4 \text{ km}$ での半域乾燥計算によるものであり、地表付近の領域に注目している. (a) $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ の間で時間平均した温位擾乱 [K]. 縦軸は z [m], 横軸は x [$\times 10^5 \text{ m}$] である. (b) $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ の間で時間平均した地表面降水量. 縦軸は地表面降水量 [$\times 10^{-5} \text{ kg/kg}$], 横軸は x [$\times 10^5 \text{ m}$] である. (c) x 方向に平均した水の相変化に伴う潜熱放出による温位擾乱 [K/sec]. (d) x 方向に平均した雨水の生成 (正) と蒸発 (負) による雨水混合比擾乱 [kg/(kg sec)]. (e) x 方向に平均した蒸発 (正) と凝結 (負) による水蒸気混合比擾乱 [kg/(kg sec)]. (c), (d), (e) の縦軸は z [m], 横軸は t [$\times 10^4 \text{ s}$] である.

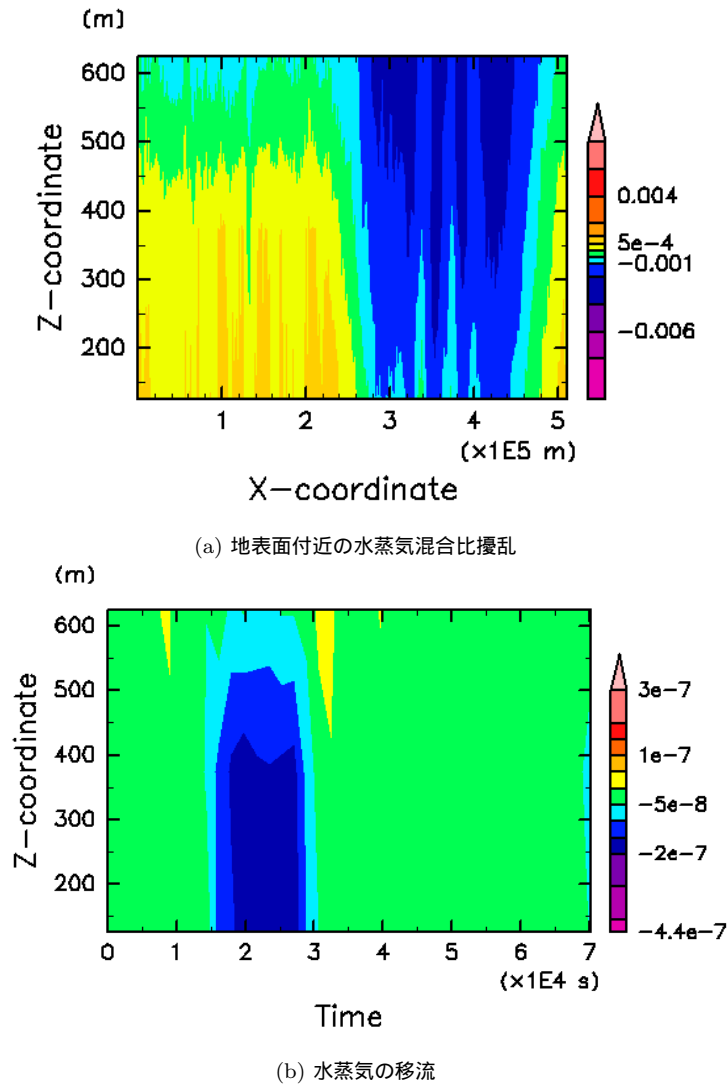


図 5.18: 図は $DH = 4 \text{ km}$ での半域乾燥計算によるものであり, 地表付近の領域に注目している. (a) $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ の間で時間平均した水蒸気混合比擾乱 $[\text{kg}/\text{kg}]$. 縦軸は z $[\text{m}]$, 横軸は x $[\times 10^5 \text{ m}]$ である. (b) x 方向に平均した移流による水蒸気混合比擾乱 $[\text{kg}/(\text{kg sec})]$. 縦軸は z $[\times 10^3 \text{ m}]$, 横軸は t $[\times 10^4 \text{ m}]$ である.

B の特徴については、温位擾乱を x 方向の全領域で平均した $z-t$ 分布を表す図 5.19, 図 5.20 からわかる。図 5.19(a) は乾燥した層を与えていない計算結果であり、後の図については左側に全域乾燥計算、右側に半域乾燥計算の結果を表している。図 5.9, 図 5.10 からわかるように、 $DH = 1 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ での乾いた領域で発生する強い雲対流は、湿った領域に比べるとかなり少ない。つまり、乾いた領域では水蒸気が凝結することで得られる潜熱はかなり小さいはずである。それにも関わらず、 $DH = 1 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ での半域計算における高度 10 km 以下で見られる温位上昇は $DH = 5 \text{ km} \sim 7 \text{ km}$ の全域乾燥計算にも半域乾燥計算にも匹敵するかそれ以上値である。特に、前述のように $DH = 4 \text{ km}$ 以下の半域乾燥計算で湿った領域での雲活動が活発になる $t = 15000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ の間の温位上昇が著しく、 $DH = 1 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ と $DH = 5 \text{ km} \sim 7 \text{ km}$ を比べると、前者の方が $2 \text{ K} \sim 3 \text{ K}$ 上回っている領域もある。また、全域乾燥計算では $DH = 1 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ の実験では、高度 10 km 以下では負の温位擾乱が目立ち、 $DH = 5 \text{ km}$ 以上の実験よりも最大で約 3 K は温位の減少が見られていることから、半域乾燥計算の DH が低高度にある実験における温位上昇は、湿度の水平不均一の影響と見てよいであろう。そしてこの事実は、乾いた領域の水蒸気が湿った領域の雲対流に取り込まれることは、湿った領域で雲対流が著しく活発になり集中的に生じたということを反映しているのではないだろうか。これにより、全域乾燥計算では曖昧であった、湿度の水平方向の不均一が雲対流の発達に及ぼす効果が明確になったと言える。すなわちその効果とは、水平方向に乾いた領域と湿った領域が存在するという湿度の不均一は、湿った領域に雲対流が集中するという、局所的な雲活動を誘発するということである。

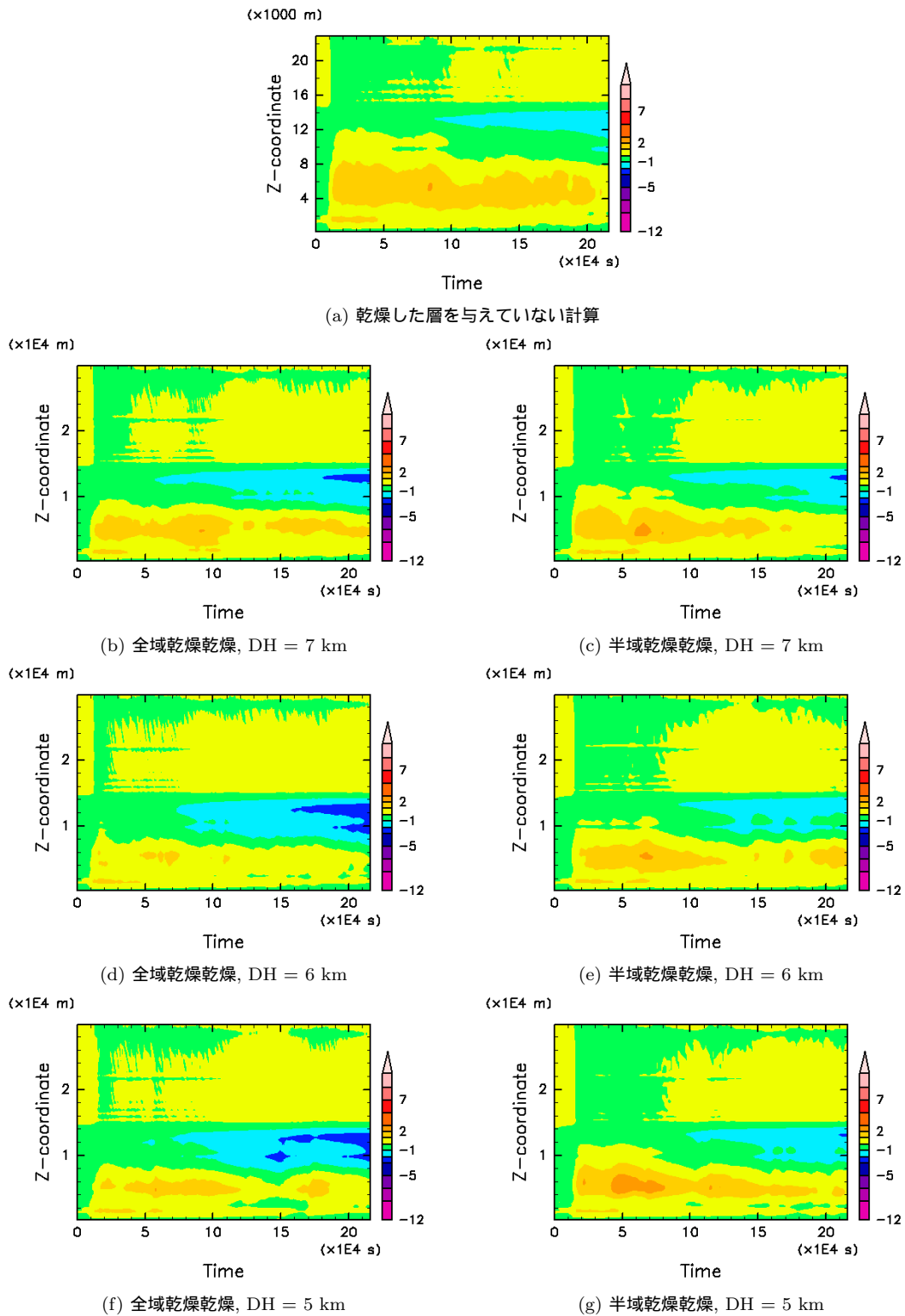


図 5.19: 温位擾乱の全時間平均の図. ここでは乾燥した層を与えていない計算, 全域乾燥計算, 半域乾燥計算による計算結果を表している. 温位擾乱の単位は [K], 横軸は $z [\times 10^4 \text{ m}]$, 横軸は $t [\times 10^4 \text{ sec}]$ である.

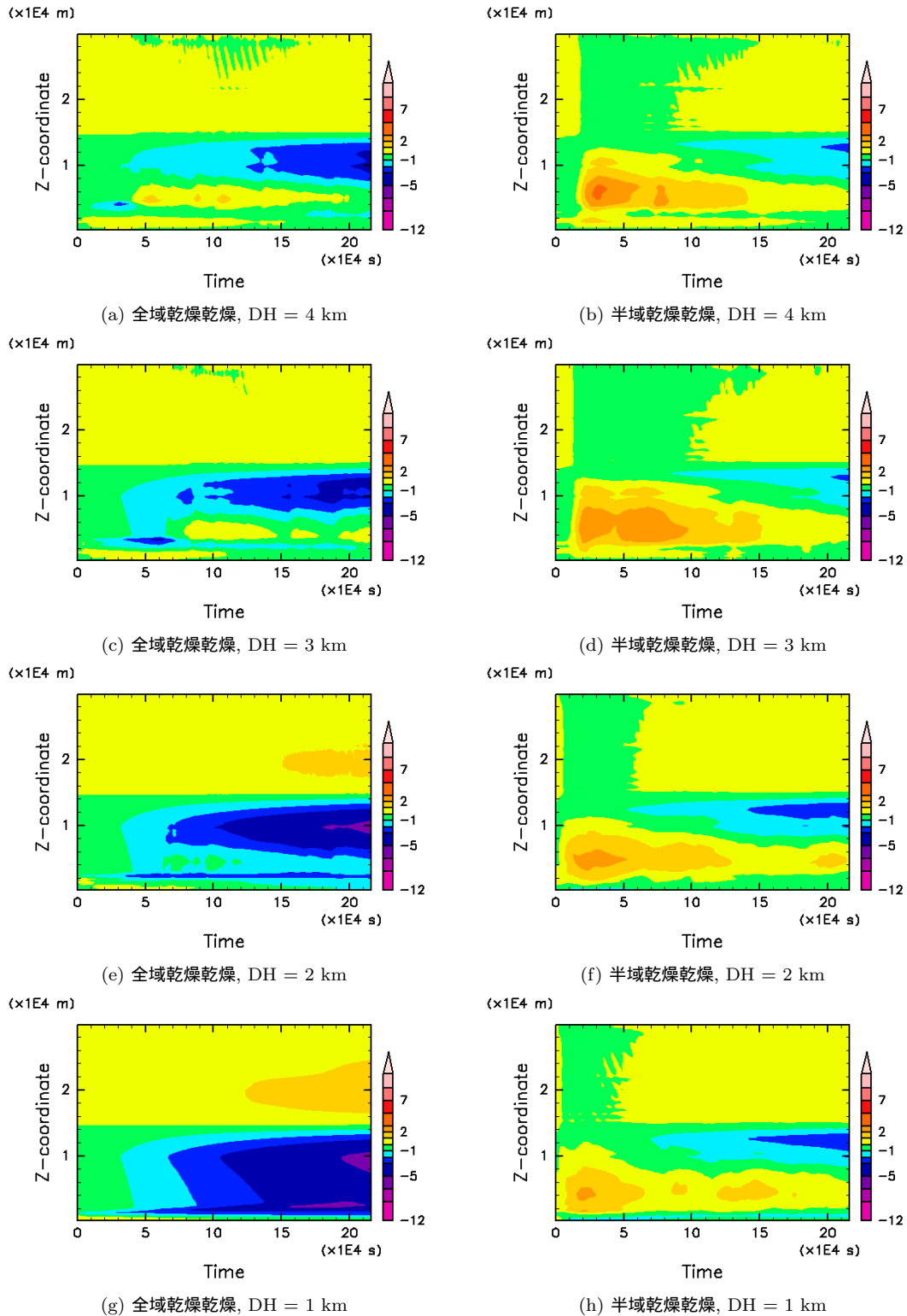


図 5.20: 温位擾乱の全時間平均の図. ここでは全域乾燥計算, 半域乾燥計算による計算結果を表している. 温位擾乱の単位は [K], 縦軸は $z [\times 10^4 \text{ m}]$, 横軸は $t [\times 10^4 \text{ sec}]$ である.

湿った領域への雲活動の著しい集中は、地表面降水量からもわかる。図 5.21 は全時間で平均した地表面降水量であり、図 5.22 は $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ で時間平均した地表面降水量である。この $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ という時間は、図 5.20 で見られたように、 $DH = 1 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ の実験全てで 1 K 以上の正の温位擾乱が高度 10 km 以下に生じており、雲活動の集中化が生じていたと考えられる時間である。まず、図 5.21 と図 5.22 を比較すると、 $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ の間は降水量が多く、雲活動が活発であったことが示唆される。次に図 5.21 と図 5.22 において、乾燥を与えた高度による地表面降水量を比較すると、乾燥を与えていない計算と $DH = 5 \text{ km}$ 以上の実験では領域全体に平均的に降水が見られるのに対して、 $DH = 4 \text{ km}$ 以下では、湿った領域に降水が集中し、特に $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ の時間帯ではその差が極端に大きいことがわかる。最後に、全時間平均した地表面降水量と、 $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ で時間平均した地表面降水量を、さらに領域平均した値をまとめた表 5.2 に注目する。全時間平均の領域平均では、その降水量は、 $DH = 5 \text{ km}$ 以上と比べると、 $DH = 4 \text{ km}$ の実験は同程度で、 $DH = 3 \text{ km}$ は少し小さく、 $DH = 1 \text{ km}, 2 \text{ km}$ では $1/5$ 程度である。しかし、 $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ での領域平均では、 $DH = 4 \text{ km}$ の実験が最も高い値を示し、 $DH = 1 \text{ km} \sim 3 \text{ km}$ の実験の値ですら $DH = 5 \text{ km}$ 以上の実験に匹敵するものである。さらに、この時間帯では、乾燥した層を与えていない計算の値が最も小さいこともわかる。よって、地表面降水からも、水平方向に湿度の不均一がある場合の、湿った領域への著しい雲活動の集中化が見られたといえるであろう。

DH	全時間平均を領域平均	$t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ の平均を領域平均
乾燥した層なし	$6.6 \times 10^{-7} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$1.2 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$DH = 7 \text{ [km]}$	$2.3 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$4.6 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$DH = 6 \text{ [km]}$	$3.0 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$4.4 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$DH = 5 \text{ [km]}$	$2.5 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$3.8 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$DH = 4 \text{ [km]}$	$2.5 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$5.2 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$DH = 3 \text{ [km]}$	$1.8 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$4.1 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$DH = 2 \text{ [km]}$	$4.7 \times 10^{-7} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$4.0 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$DH = 1 \text{ [km]}$	$4.0 \times 10^{-7} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$3.2 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$

表 5.2: 時間平均と領域平均した地表面降水量.

このように、水平方向に湿度の不均一な分布を与える実験から、湿った部分への雲活動の集中が見られた。ここで、前節の最後に残っていた疑問について考える。それは、 $DH = 5 \text{ km}$ の実験でもそれなりに水平方向の不均一が生じていたにもかかわらず、湿った領域への雲活動の集中という特徴は見られないことである。半域

乾燥計算で見られた雲活動の集中が生じたのは、もともとは乾燥した層が低高度にあるために、乾いた領域で強い雲対流が生じにくくなっていたことに起因していた。そのため、強い雲対流の発生の抑制を受けていない $DH = 5 \text{ km}$ の実験では、湿った領域への雲活動の集中が見られなかったのであろう。

以上のように、強い雲対流の発生の抑制と関連して見られた、湿度が水平方向に不均一で乾燥した層が低高度にある際に現れる雲対流の局所性が、初期の大気湿度に対する雲対流の発達に対する感度ではないであろうか。この結果は、積雲対流の発達の機構は、上層の大気湿度が湿っていれば雲は発達するというような単純なものではないことを示唆しているのではないだろうか。

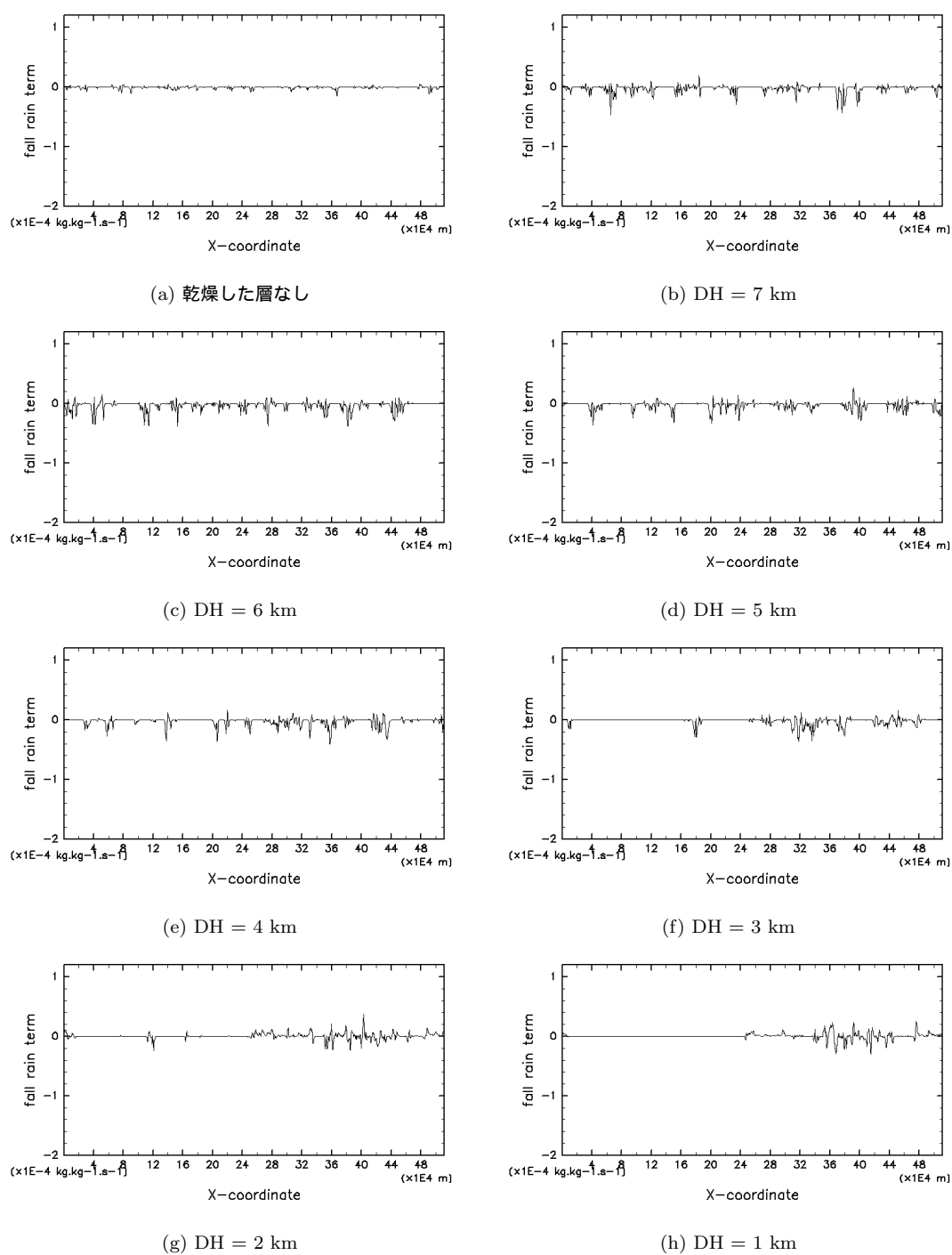


図 5.21: 全時間で平均した地表面降水量. 縦軸は降水量 $[\times 10^{-4} \text{ kg}/(\text{kg sec})]$, 横軸は $x [\times 10^{-4} \text{ m}]$ である.

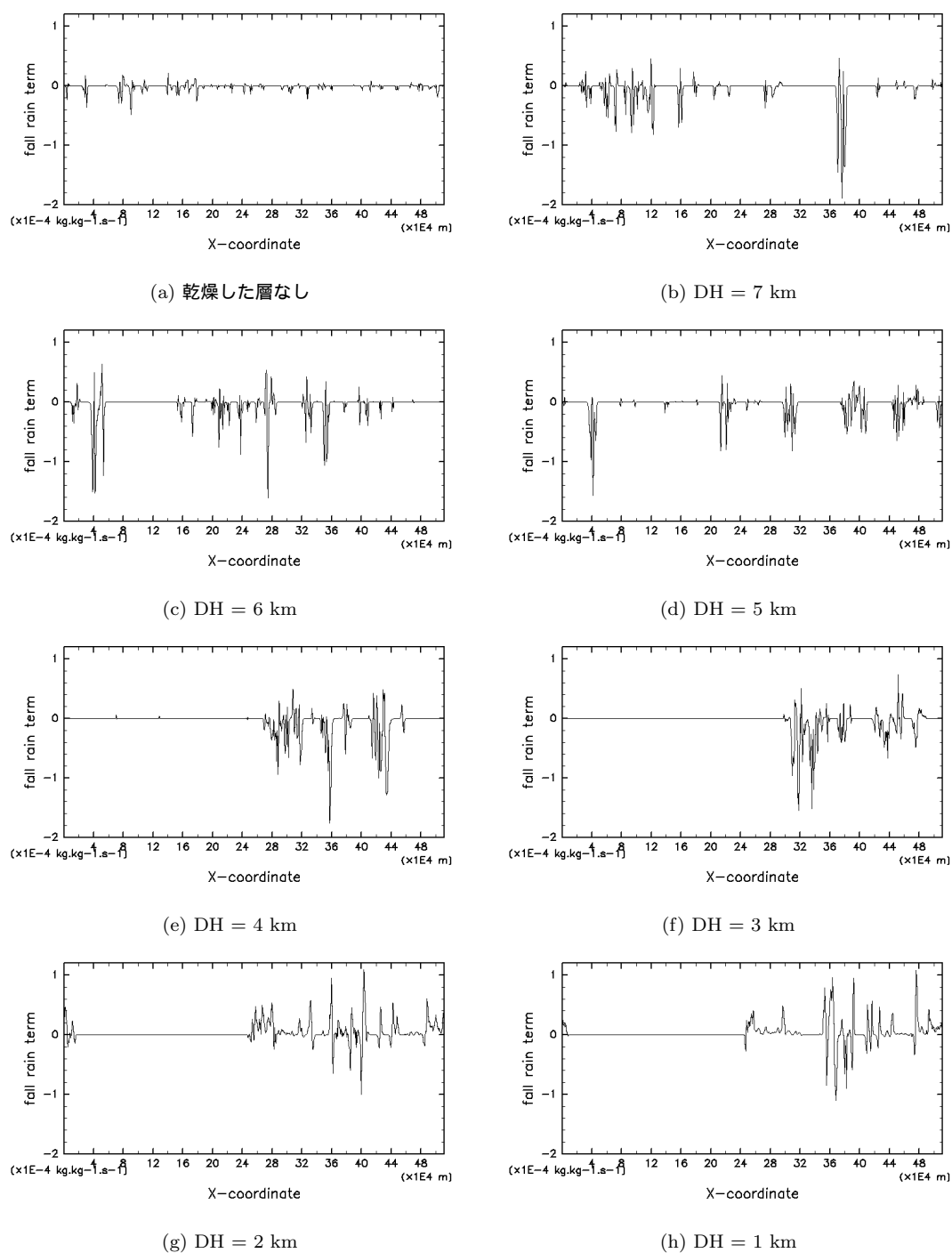


図 5.22: $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ で平均した地表面降水量. 縦軸は降水量 $[\times 10^{-4} \text{ kg}/(\text{kg sec})]$, 横軸は $x [\times 10^{-4} \text{ m}]$ である.

第6章 まとめ

本論文は大きく分けて二つの目的について書いた。一つは地球の湿潤対流を扱える数値シミュレーションモデルの開発であり、もう一つは大気の初期湿度に対する対流の発達に感度実験を行うことである。

前者は Takemi (2006) の再現計算を部分的に行うことでモデルの正当性を確かめた。この再現計算では Takemi (2006) と同様な冷氣プールや雲頂高度を持つ雲の形成が見られ、鉛直シアのある風を与えた際には雲系が直立傾向を示し、降水領域が集中するという環境場の風に対する雲系の構造の変化が見られた。雲物理過程や方程式系の違いがある上で、上記のような一致が見られたことから地球の湿潤対流を扱うことにおけるモデルの正当性は十分であろう。

後者は、二つの湿度場を与える数値計算によって進められた。一つ目は、一定の高度以上で領域全体の大気湿度の基本場をゼロにして乾燥した層を与えるというものであり、本研究では全域乾燥計算と呼んだ。もう一つは、一定の高度以上で水平領域の半分の初期の大気湿度をゼロにするような水蒸気混合比の擾乱を与え、不均一な初期の湿度場を与えるというものであり半域乾燥計算と呼んだ。全域乾燥計算からは、乾燥を与える高度の下限 DH を下げていくと、 $DH = 4$ km 以下では高度 10 km 以上に達するような強い雲対流が発生しにくくなるという感度が見られ、これは、強い雲対流が初めて発生する時刻の違いから判断された。上記の結果は次のことを示唆していると考えられた。乾燥した層が高高度に存在する $DH = 5$ km 以上では、下層の湿った空気を含んだ上昇流は、到達した高度にそれなりに湿度があるために飽和でき、水蒸気の凝結による潜熱から浮力を得られる。この浮力によって上昇流はより高高度に上昇できるようになる。乾燥した層が低高度に存在する $DH = 4$ km 以下では、下層の湿った空気を含んだ上昇流はすぐに乾燥している高度に入ってしまい、飽和できなくなる。そのため上昇流は潜熱を得られないために、周りの大気によって冷却されて消滅してしまう。しかし、初期擾乱や、地表面からの熱フラックスによって生じた上昇流が下層の水蒸気を高度 DH 以上に輸送することを繰り返し、高度 DH 以上がそれなりに湿ると、結局は強い雲対流が発達できるようになる。このようなことを背景として、 $DH = 4$ km 以下での実験では強い雲対流が生じにくかったと考えられる。

また、計算時間後半に高度 10 km 以上に溜まる雲の分布が DH を下げていくと変化するということが見られた。これは DH = 4 km ~ 7 km では全域に雲が分布するが、DH = 2 km, 3 km では雲の数が減り、雲同士の隙間が目立つようになるということであった。この変化の原因を検証するために、水蒸気の分布の変化を見た。すると、計算時間中頃までは DH の値に関わらず水蒸気の水平分布が乾燥した領域と湿った領域が混在するという不均一な分布を示していることがわかった。そして計算時間後半では DH = 5 km ~ 7 km ではこの不均一はほぼ解消され、DH = 2 km, 3 km では不均一な部分が残ったままであることが見られた。そのため、DH = 3 km での雲の分布をさらに細かく見ると、高度 10 km に生じる雲を形成する雲対流は、計算時間前半に生じた雲対流によって湿った場所であり、湿度の水平方向の不均一が生じると、湿った領域に雲活動が集中するのではないかという推測がされた。しかし、この計算設定だけではこの推測を明確にするには不十分であったため、ある高度以上で水平領域の半分だけを乾燥させるという計算を行った。

この半域乾燥計算では、全域乾燥計算のように、DH = 4 km 以下になると強い雲対流が生じにくくなることがまず見られた。しかし、全域乾燥計算よりも強い雲対流の発生を抑制する効果が強くなっていることも示唆された。これは次のような過程から原因が考えられた：全域を乾燥させたときと同様に、DH = 4 km 以下では乾燥した層が厚いために強い雲対流の形成が遅れる。一方で湿った領域では強い雲対流が連続して形成される。そして、湿った領域において、乾燥した領域と湿った領域の境界付近で発生する雲対流は、その雲活動に乾いた領域の水蒸気も取り込んでしまう。このような過程によって、初期に与えられた高度 DH よりも下側の乾燥が進み、強い雲対流はより形成されにくい状況が生じる。

さらに、温位擾乱の時間平均を、乾燥した層を与えない計算と全域を乾燥させた計算、半域を乾燥させた計算とで比較したことから次のことがわかった。全域乾燥計算では DH = 4 km 以下での高度 2 km ~ 6 km で負の温位擾乱が広く分布し、DH = 5 km 以上では正の温位擾乱が広く分布する。そして両者の差は最大で 3 K ほどにもなる。一方で半域を乾燥させた計算では高度 2 km ~ 6 km において、DH = 4 km 以下のときの温位擾乱が DH = 5 km 以上のときの温位擾乱に匹敵するか約 1 K 上回るということが見られた。この大きな正の温位擾乱の発生は、湿った領域がほぼ全て担っているはずである。

以上から言えることは、鉛直方向だけでなく、水平方向にも乾燥した領域と湿った領域が存在するという、湿度の水平不均一を与えると、雲活動は湿った領域に集中する。そして、湿度の水平不均一が進むほどに湿った領域には乾燥した領域の湿度が取り込まれ、全域にほぼ等しく湿度が分布するときと同じかそれ以上の雲水を凝結させる非常に活発な雲対流が発生するということである。

よって、乾燥した層を与えるという大気の初期湿度に対する雲対流の発達感度としては、まず、上空が乾燥した層で覆われていると強い雲対流が発達しにくくなるという感度が見られた。そしてこれだけではなく、水平方向に湿度の不均一があると、雲活動は湿った領域に著しく集中するという感度も見られた。

謝辞

本論分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ご多忙にもかかわらず多くの時間を割いていただき、日常や研究発表の場で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杉山耕一郎特任助教、山下達也氏にはネットワーク会議を通じてモデルのテスト段階から今に至るまで細部に渡るチェックをして頂き、数々のバグの発見と改善をすることができ、研究の進める上で様々な助言を頂きました。さらに、山下達也氏には遠く離れた大学にいながら論文のチェックもして頂き、非常に貴重な意見を頂きました。また、神戸大学地球および惑星大気科学研究室関係者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非常に多くの時間を私の研究に割いて頂きました。修士1年の9月の初めにFORTRANの知識が全くなかった状態の私にプログラミングの基礎から教えて頂けたからこそ、今日の私があるといっても過言ではありません。西澤誠也助教には、研究発表の際に的確なご指摘や、発表が行き詰った場合にヒントを頂き、幾度となく救って頂きました。また、村上真也氏、納多哲史氏には研究に関する相談をさせていただけただけでなく、息抜きの日常会話にも付き合ってもらい、楽しい時間を過ごさせて頂きました。私が修士1の時に京都大学 大学院理学研究科 数学教室へ所属することとなった佐々木洋平氏にはdeepconvを動かすことにつまづいているところを助けて頂きました。また、学部時代から付き合いが始まった地球惑星科学専攻の皆様とは非常に楽しい思い出を作ることができ、いつでも心の支えとなりました。特に同じ研究室に所属していた、北野太郎氏はわからないことを互いに教えたり教えられたりして不足していた技術を補えました。また島津通氏は計算機の扱い方の相談を何度もさせていただいたおかげで計算機を故障させずに今日まで使ってこれました。さらに須賀友也氏はコーヒブレイクを通して研究の話ができました。

本論分の計算には神戸大学のITPASSで管理している情報実験機joho09,06,12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

Appendix A: 変数リスト

- C_D : バルク係数.
- C_{pd} : 乾燥大気の定圧比熱.
- C_{vd} : 乾燥大気の定積比熱.
- C_s^2 : 音波速度.
- e : 飽和蒸気圧.
- F_{all} : 雨水の落下項.
- F_{qv} : 水蒸気の地表面フラックス.
- F_θ : 熱の地表面フラックス.
- F_u : 運動量の地表面フラックス.
- g : 重力加速度.
- M_d : 乾燥大気の分子量.
- M_v : 湿潤大気の分子量.
- p : 気圧.
- p_0 : 標準気圧.
- π : エクスナー関数.
- q_c : 雲水混合比.
- q_r : 雨水混合比.

- q_v : 水蒸気混合比.
- Q_{cnd} : 凝縮による加熱項.
- Q_{dis} : 散逸加熱項.
- Q_{rad} : 放射冷却項.
- R^* : 普遍気体定数.
- R_d : 乾燥大気の気体定数.
- ρ : 大気の密度.
- ρ_d : 乾燥大気の密度.
- r_v : 水蒸気の実数.
- $Src.$: 凝縮成分の生成項.
- θ : 温位.
- θ_v : 仮温位.
- $Turb.$: 乱流拡散項.
- T_v : 仮温度.
- \mathbf{u} : 速度. $\mathbf{u} = (u, w)$.
- u : x 方向の速度.
- w : z 方向の速度.
- V_{sfc} : 地表面風速.
- v_0 : 風速の最低値.

Appendix B: 基礎方程式系の導出

ここでは基礎方程式系の導出を行う.

基礎方程式系

基礎方程式系を再掲する.

運動方程式

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial x} + Turb.u' + F_u, \quad (2.1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} \\ & + \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + \bar{q}_v} \right) g + Turb.w'. \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

圧力方程式

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho} (\bar{\theta}/\bar{f})^2} \nabla \cdot \{ \bar{\rho} (\bar{\theta}/\bar{f}) \mathbf{u}' \}. \quad (2.1.3)$$

熱の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) \\ & + Turb.\bar{\theta} + Turb.\theta' + F_\theta. \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

混合比の保存式

$$\frac{\partial q'_v}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_v}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_v}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} + Src.q'_v + Turb.\bar{q}_v + Turb.q'_v + F_{q_v}, \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial q'_c}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_c}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_c}{\partial z} \right) + Src.q'_c + Turb.q'_c, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial q'_r}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_r}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_r}{\partial z} \right) + Src.q'_r + Fall.q'_r + Turb.q'_r. \quad (2.1.7)$$

エクスター関数 π

$$\pi \equiv \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R_d/C_{pd}}. \quad (2.1.9)$$

温位 θ

$$\theta \equiv T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/C_{pd}} = \frac{T}{\pi}. \quad (2.1.10)$$

密度 ρ

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

仮温位 θ_v

$$\theta_v = \frac{\theta}{\left(\frac{1/M_d}{1/M_d + \Sigma q_v/M_v} \right) (1 + \Sigma q_v + \Sigma q_c + \Sigma q_r)}.\quad (2.1.12)$$

音波速度 C_s^2

$$C_s^2 = \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \pi \theta_v.\quad (2.1.13)$$

基礎方程式系の導出

(1) 密度の式の導出

凝縮成分を考慮した大気の密度 ρ は,

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_d + \rho_v + \rho_c + \rho_r \\ &= \rho_d (1 + q_v + q_c + q_r)\end{aligned}\quad (B1)$$

ここで, $q_v = \rho_v/\rho_d$, $q_c = \rho_c/\rho_d$, $q_r = \rho_r/\rho_d$ はそれぞれ, 水蒸気・雲水・雨水の混合比である. 次に, 乾燥気体の分圧を p_d , 水蒸気分圧を p_v とおくと,

$$\begin{aligned}p_d &= p \left(1 - \frac{p_v}{p} \right) \\ &= p \left(1 - \frac{p_v}{p_d + p_v} \right) \\ &= p \left(1 - \frac{\rho_v R_v T}{\rho_d R_d T + \rho_v R_v T} \right) \\ &= p \left(1 - \frac{\rho_v \frac{R}{M_v} T}{\rho_d \frac{R}{M_d} T + \rho_v \frac{R}{M_v} T} \right) \\ &= p \left(1 - \frac{q_v/M_v}{1/M_d + q_v/M_v} \right)\end{aligned}\quad (B2)$$

となる. ここで状態方程式 $p = \rho_i R_i T$ (i は各分子を意味する) を用いている. ゆえに, 乾燥気体の密度は,

$$\rho_d = \frac{p_d}{R_d T} = \frac{p}{R_d T} \left(\frac{1/M_v}{1/M_d + q_v/M_v} \right) \quad (\text{B3})$$

ここで, 水蒸気の体積は無視できるものとした. 以上から (B1) は

$$\rho = \frac{p}{R_d T} \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q_c + q_r) \quad (\text{B4})$$

となる. ここで,

$$f \equiv \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q_c + q_r) \quad (\text{B5})$$

と定義すると (B4) は

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{p}{R_d (T/f)} \\ &= \frac{p}{R_d \pi (\theta/f)} \\ &= \frac{1}{R_d (\theta/f)} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/C_{pd}} \frac{p}{p_0} p_0 \\ &= \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d (\theta/f)} \end{aligned} \quad (\text{B6})$$

となり, $\theta_v \equiv \theta/f$, $T_v \equiv T/f$ と定義すると,

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

を得る.

(2) 運動方程式の導出

ナビエ = ストークスの運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \text{Turb}.u + F_u, \quad (\text{B7})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \text{Turb}.w - g \quad (\text{B8})$$

を気圧 p の代わりにエクスター関数 π を用いて表す. (2.1.9) より, $\pi^{C_{pd}/R_d} = p/p_0$ であり, これと (2.1.11) を用いると,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\rho} dp &= \frac{R_d \pi \theta_v}{p} d(p_0 \pi^{C_{pd}/R_d}) \\
&= \frac{R_d \pi \theta_v}{p} \left(p_0 \frac{C_{pd}}{R_d} \pi^{C_{pd}/R_d - 1} \right) d\pi \\
&= \pi \theta_v \left(C_{pd} \frac{p_0}{p} \pi^{C_{pd}/R_d - 1} \right) d\pi \\
&= \pi \theta_v \left[C_{pd} \frac{p_0}{p} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{C_{pd}/R_d} \right] d\pi \\
&= \pi \theta_v \left[C_{pd} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-R/C_{pd}} \right] d\pi \\
&= \pi \theta_v \left[C_{pd} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-R/C_{pd}} \right] d\pi \\
&= \pi \theta_v \left(C_{pd} \frac{1}{\pi} \right) d\pi \\
&= C_{pd} \theta_v d\pi
\end{aligned} \tag{B9}$$

となる. よって (B7), (B8) の右辺第二項に上式を代入して,

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) - C_{pd} \theta_v \frac{\partial \pi}{\partial x} + Turb.u + F_u, \tag{B10}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) - C_{pd} \theta_v \frac{\partial \pi}{\partial z} + Turb.w - g \tag{B11}$$

を得る.

(3) 圧力方程式の導出

(2.1.11) より,

$$\begin{aligned}
d\rho &= d \left[\frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} \right] \\
&= \frac{p_0}{R_d(\theta/f)} \frac{C_{vd}}{R_d} \pi^{C_{vd}/R_d-1} d\pi - \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d} f}{R_d} \frac{d\theta}{\theta^2} \\
&\quad + \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d \theta} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \\
&= C_{pd}(\theta/f) \frac{1}{C_{pd}(\theta/f)} \frac{p_0}{R_d(\theta/f)} \frac{C_{vd}}{R_d} \frac{1}{\pi} \pi^{C_{vd}/R_d} d\pi \\
&\quad - \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d} f}{R_d} \frac{d\theta}{\theta^2} + \frac{1}{f} \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \\
&= C_{pd}(\theta/f) \left(\frac{C_{vd}}{C_{pd}} R_d \pi \frac{\theta}{f} \right) \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} d\pi - \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} \frac{d\theta}{\theta} \\
&\quad + \frac{1}{f} \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \\
&= \frac{C_{pd} \rho \theta_v}{C_s^2} d\pi - \frac{\rho}{\theta_v} d\theta + \rho \frac{1}{f} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \tag{B12}
\end{aligned}$$

となる. ここで, 音速 $C_s^2 = \frac{C_{pd}}{C_{pv}} R \pi \frac{\theta}{f}$ を用いた. (B12) より,

$$\frac{d\pi}{dt} = \frac{C_s^2}{C_{pd} \rho \theta_v} \left[\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{\theta} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\rho}{f} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} \frac{dq_v}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_c} \frac{dq_c}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_r} \frac{dq_r}{dt} \right) \right] \tag{B13}$$

である. さらに連続の式

$$\frac{d\rho}{dt} = \rho \nabla \cdot \mathbf{u} \tag{B14}$$

を用いて,

$$\frac{d\pi}{dt} = \frac{C_s^2}{C_{pd} \theta_v} \left[-\nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt} - \frac{1}{f} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} \frac{dq_v}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_c} \frac{dq_c}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_r} \frac{dq_r}{dt} \right) \right] \tag{B15}$$

を得る.

(4) 熱の式の導出

以下では, 湿潤成分の分圧・体積・密度は考慮しないものとする. 熱力学第一法則は

$$U = -W + Q$$

である. ここで U は内部エネルギー, W は系が外界にする仕事, Q は外界から系に入った熱量である. 熱力学第一法則において, 単位質量あたりの内部エネルギー

を i とすると上式は

$$\begin{aligned}\frac{di}{dt} &= -p_v \frac{dV}{dt} + Q \\ &= -p_v \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho_d} \right) + Q\end{aligned}\quad (\text{B16})$$

となる. ここで V , ρ_d , p_v はそれぞれ乾燥大気, 体積, 密度, 分圧であり, Q は内部熱源による単位質量当りの加熱率である. 次にエントロピー S の定義

$$S \equiv \int \frac{dQ}{T}$$

より, $dS \equiv \frac{dQ}{T}$ を用いて,

$$T \frac{dS}{dt} = \frac{de}{dt} + p_d \frac{dV}{dt} = \frac{de}{dt} + p_v \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho_d} \right) \quad (\text{B17})$$

となる. よって (B16), (B17) より

$$T \frac{dS}{dt} = Q \quad (\text{B18})$$

を得る.

次に,

$$\rho_d = \rho_d(p_d, T)$$

または

$$S = S(p_d, T)$$

のように S を p_d と T の二つの独立変数のみに依存すると

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial p_d} \right)_T dp_d + \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{p_d} dT \quad (\text{B19})$$

となる. ここで, ギブスの自由エネルギー $G(p_d, T)$ について,

$$G = U - TS + pV$$

より,

$$\begin{aligned}dG &= dU - TdS - SdT + p_d dV + V dp_d \\ &= (dU + p_d dV - TdS) - SdT + V dp_d \\ &= (dU + dW - dQ) - SdT + V dp_d \\ &= -SdT + \frac{1}{\rho_d} dp_d\end{aligned}\quad (\text{B20})$$

である。ここで熱力学第一法則を用いている。また G は p_d と T の二つの独立変数のみに依存し、

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{p_d} dT + \left(\frac{\partial G}{\partial p_d} \right)_T dp_d \quad (\text{B21})$$

であるから、(B20)、(B21) を辺々比較して

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{p_d} = -S, \quad (\text{B22})$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial p_d} \right)_T = \frac{1}{\rho_d} \quad (\text{B23})$$

を得る。上式について

$$\left(\frac{\partial}{\partial p_d} \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{p_d} \right)_T = \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial G}{\partial p_d} \right)_T \right)_{p_d}$$

を用いると、

$$-\left(\frac{\partial S}{\partial p_d} \right)_T = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{\rho_d} \right)_{p_d} = -\frac{1}{\rho_d^2} \left(\frac{\partial \rho_d}{\partial T} \right)_{p_d},$$

であるので、

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p_d} \right)_T = \frac{1}{\rho_d^2} \left(\frac{\partial \rho_d}{\partial T} \right)_{p_d} \quad (\text{B24})$$

となる。また、定圧比熱 C_{pd} の定義より、

$$C_{pd} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{p_d} \quad (\text{B25})$$

であるから、(B19) は (B24)、(B25) を用いて、

$$dS = \frac{1}{\rho_d^2} \left(\frac{\partial \rho_d}{\partial T} \right)_{p_d} dp_d + \frac{C_{pd}}{T} dT \quad (\text{B26})$$

となる。さらに乾燥大気に対する状態方程式

$$\rho_d = \frac{p_d}{R_d T}$$

より、(B26) はさらに変形でき、

$$\begin{aligned} dS &= \left(\frac{RT}{p} \right)^2 \left(-\frac{p}{RT^2} \right) dp + \frac{C_p}{T} dT \\ &= -R \frac{dp}{p} + C_p \frac{dT}{T} \end{aligned} \quad (\text{B27})$$

となる. (B27) を両辺積分し, 積分定数を S_0 とすると,

$$\begin{aligned} S &= C_{pd} \ln T - R_d \ln p_d + S_0 \\ &= C_{pd} \left(\ln T - \frac{R_d}{C_{pd}} \ln p_d \right) + S_0 \\ &= C_{pd} \ln T \left(\frac{1}{p_d} \right)^{R_d/C_{pd}} + S_0, \end{aligned} \quad (\text{B28})$$

であり, 上式を整理して

$$\begin{aligned} \frac{S - S_0}{C_{pd}} &= \ln T \left(\frac{1}{p_d} \right)^{R_d/C_{pd}} \\ e^{\frac{S - S_0}{C_{pd}}} &= T \left(\frac{1}{p_d} \right)^{R_d/C_{pd}} \end{aligned} \quad (\text{B29})$$

となる. ここで, 標準気圧 $p_0 = \text{const}$ を用いて, (B29) の両辺に $p_0^{R_d/C_{pd}}$ をかけると,

$$p_0^{R_d/C_{pd}} e^{\frac{S - S_0}{C_{pd}}} = T \left(\frac{p_0}{p_d} \right)^{R_d/C_{pd}} \equiv \theta \quad (\text{B30})$$

である. 両辺を t で微分して

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{1}{C_p} p_0^{R_d/C_p} e^{\frac{S - S_0}{C_p}} \frac{dS}{dt} \\ &= \frac{\theta}{C_p} \frac{dS}{dt} \end{aligned} \quad (\text{B31})$$

を得る. (B18) を (B31) に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{\theta}{C_{pd} T} Q \\ &= \frac{Q}{C_{pd} \pi} \end{aligned} \quad (\text{B32})$$

となる. ここで

$$\frac{Q}{C_{pd}} \equiv Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}$$

と定義し, 乱流拡散項 (2.5.31) を用いると, 熱の式は

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{1}{\pi} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) + Turb.\theta, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} &= - \left(u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{1}{\pi} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) + Turb.\theta \end{aligned} \quad (\text{B33})$$

と表される.

(5) エクスナー関数を用いた静水圧平衡の式

(B9) より,

$$\frac{dp}{dz} = \rho C_{pd} \theta_v \frac{d\pi}{dz}$$

であり, 静水圧平衡の式 $dp/dz = -\rho g$ より,

$$\rho C_{pd} \theta_v \frac{d\pi}{dz} = -\rho g,$$

$$\frac{d\pi}{dz} = -\frac{g}{C_{pd} \theta_v} = -\frac{g}{C_{pd}(\theta/f)} \quad (\text{B34})$$

となり, 静水圧平衡をエクスナー関数を用いて表すことができた.

基礎方程式系の線形化

ここでは基礎方程式系の線形化を行う. 変数は基本場と擾乱場に分け, 基本場は静水圧平衡にあるものと仮定する. このとき, 変数は以下のように書ける.

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

ただし, 風速 u, w と, 雲水 q_c , 雨水 q_r の基本場はゼロと見なした. また, (B34) より, 基本場には静水圧平衡の式

$$\frac{\partial \bar{\pi}}{\partial z} = -\frac{g}{C_{pd} \bar{\theta}_v} = -\frac{g}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \quad (\text{B35})$$

が成り立つものとする.

(1) 水平方向の運動方程式の線形化

水平方向の運動方程式 (B10) を基本場と擾乱場に分離すると,

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

となる. 上式において, 2 次の微小項を消去し, 今, 基本場は水平方向には一様であるとしたため, 水平方向の運動方程式

$$\begin{aligned}\frac{\partial u'}{\partial t} &= - \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial x} + Turb.u' + F_u \\ &= - \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - C_{pd} \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} \frac{\partial \pi'}{\partial x} + Turb.u' + F_u\end{aligned}\quad (2.1.1)$$

を得る. ここで q_v について, 擾乱場の値は基本場の値に比べて非常に小さいものとして基本場周りで (B5) を線形化すると,

$$\bar{f} = \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + \bar{q}_v/M_v} \right) (1 + \bar{q}_v) \quad (B36)$$

である.

(2) 鉛直方向の運動方程式

水平方向の運動方程式と同様に (B11) を基本場と擾乱場に分離すると,

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

となる. 上式に静水圧平衡の式 (B35) を用いると,

$$\begin{aligned}\frac{\partial w'}{\partial t} &= - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) + C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{g}{C_{pd} \bar{\theta}_v} - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} + C_{pd} \theta'_v \frac{g}{C_{pd} \bar{\theta}_v} - g + Turb.w' \\ &= - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} + \frac{\theta'_v}{\bar{\theta}_v} g + Turb.w'\end{aligned}$$

を得る. ここで θ'_v は,

$$\begin{aligned}\theta'_v &= \left(\frac{\theta}{f} \right) \\ &= \frac{\theta'}{f} - \frac{1}{f^2} \theta \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \\ &= \frac{\theta}{f} \left(\frac{\theta'}{\theta} - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_v} q'_v - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_c} q'_c - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_r} q'_r \right)\end{aligned}\quad (B37)$$

である. (B37) の右辺第二項は,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_v} q'_v &= \frac{1}{\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)} \frac{\partial \frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)}{\partial q_v} q'_v \\
&= \frac{1}{\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)} \\
&\quad \left\{ \frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} - \frac{1/(M_d M_v)}{(1/M_d + q_v/M_v)^2} (1 + q_v + q_c + q_r) \right\} q'_v \\
&= \frac{q'_v}{1 + q_v + q_c + q_r} - \frac{1/M_v}{1/M_d + q_v/M_d} q'_v \tag{B38}
\end{aligned}$$

となる. (B37) の右辺第三項は,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_c} q'_c &= \frac{1}{\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)} \frac{\partial \frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)}{\partial q_c} q'_c \\
&= \frac{q'_c}{(1 + q_v + q_c + q_r)} \tag{B39}
\end{aligned}$$

となり, 同様にして (B37) の右辺第四項は,

$$\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_r} q'_r = \frac{q'_r}{(1 + q_v + q_c + q_r)} \tag{B40}$$

となる. よって, (B38) ~ (B40) を用いると (B37) は,

$$\theta'_v = \frac{\theta}{f} \left(\frac{\theta'}{\theta} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + q_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + q_v + q_c + q_r} \right) \tag{B41}$$

となる. ここで擾乱成分は基本場成分に比べて十分に小さいため, 温位と凝縮成分の全量を基本場成分に置き換え, また, $\bar{q}_v \gg q'_c + q'_r$ として,

$$\theta'_v = \frac{\bar{\theta}}{f} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + \bar{q}_v} \right) \tag{B42}$$

を得る. 上式を用いると, 鉛直方向の運動方程式

$$\begin{aligned}
\frac{\partial w'}{\partial t} &= - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} + \frac{\theta'_v}{\bar{\theta}_v} g + Turb.w' \\
&= - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} \\
&\quad + \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + \bar{q}_v} \right) g + Turb.w' \tag{2.1.2}
\end{aligned}$$

が導出される.

(3) 圧力方程式の線形化

Klemp and Wilhelmson (1978) では, 非断熱的な加熱による熱膨張と凝縮に伴う圧力変化を無視している. すなわち (B15) の大括弧内の第二項, 第三項を無視して,

$$\frac{d\pi}{dt} = -\frac{C_s^2}{C_{pd}\theta_v} \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (\text{B43})$$

が用いられた. 本モデルで考える系は, 凝縮成分が十分に小さいため, この近似を用いている. 上記の圧力方程式を基本場と擾乱場に分離する. ただし, 擾乱成分は基本場成分よりも十分小さいという仮定を用いて, $1/\theta \sim 1/\bar{\theta}$, $1/f \sim 1/\bar{f}$ とする. 音波速度 (2.1.13) は,

$$\begin{aligned} C_s^2 &= \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \pi \theta_v \\ &\sim \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d (\bar{\pi} + \pi') \left(\frac{\bar{\theta} + \theta'}{\bar{f}} \right) \\ &\sim \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \left(\bar{\pi} \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} + \bar{\pi} \frac{\theta'}{\bar{f}} + \pi' \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} \right) \\ &= \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \bar{\pi} \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} \left(1 + \frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{\pi'}{\bar{\pi}} \right) \\ &\sim \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \bar{\pi} \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} \equiv \bar{C}_s^2 \end{aligned} \quad (\text{B44})$$

である. ここで, $\theta'/\bar{\theta} \ll 1$, $\pi'/\bar{\pi} \ll 1$ を用いた. (B44) を用いると (B43) は

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\pi} + \pi')}{\partial t} + u' \frac{\partial(\bar{\pi} + \pi')}{\partial x} + w' \frac{\partial(\bar{\pi} + \pi')}{\partial z} &= -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \nabla \cdot \mathbf{u}', \\ \frac{\partial \pi'}{\partial t} &= -w' \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \nabla \cdot \mathbf{u}' \end{aligned} \quad (\text{B45})$$

となる. さらに状態方程式 (2.1.11) を π について書き換え, 基本場まわりで線形化すると

$$\begin{aligned} \pi &= \left(\frac{\rho R_d (\theta/f)}{p_0} \right)^{R_d/C_{vd}}, \\ \bar{\pi} &= \left(\frac{\bar{\rho} R_d (\bar{\theta}/\bar{f})}{p_0} \right)^{R_d/C_{vd}} \end{aligned} \quad (\text{B46})$$

であるので、上式を (B45) に用いて、

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \pi'}{\partial t} &= -w' \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{\rho} R_d (\bar{\theta}/\bar{f})}{p_0} \right)^{R_d/C_{vd}} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -w' \frac{R_d}{C_{vd}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{\rho} R_d (\bar{\theta}/\bar{f})}{p_0} \right)^{R_d/C_{vd}-1} \frac{R_d \partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})}{p_0 \partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -w' \frac{R_d}{C_{vd}} \frac{1}{\bar{\rho} R_d (\bar{\theta}/\bar{f})} \frac{R_d \partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})}{p_0 \partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -w' \frac{R_d}{C_{vd}} \frac{1}{\bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})} \frac{\partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})}{\partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -\bar{C}_s^2 \frac{1}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})^2} w' \frac{\partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})}{\partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})^2} \left\{ w' \frac{\partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})}{\partial z} + \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f}) \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \right\} \\
&= -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})^2} \mathbf{u}' \cdot \nabla \cdot [\bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})] + \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f}) \nabla \cdot \mathbf{u}' \\
&= -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})^2} \nabla \cdot \{ \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f}) \mathbf{u}' \}
\end{aligned}$$

を得る. よって、圧力方程式

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f})^2} \nabla \cdot \{ \bar{\rho}(\bar{\theta}/\bar{f}) \mathbf{u}' \} \quad (2.1.3)$$

が得られた.

(4) 熱の式の線形化

熱の式 (B33) を基本場と擾乱場に分離すると

$$\begin{aligned}
\frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial t} &= -u' \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial x} - w' \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\pi} + \pi'} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) \\
&\quad + Turb.\bar{\theta} + Turb.\theta' + F_\theta
\end{aligned} \quad (B47)$$

となる. ここで、擾乱成分は基本場成分よりも十分に小さいと仮定して、 $1/\bar{\pi} \sim 1/\pi'$ であることを利用すると、上式から熱の式

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \theta'}{\partial t} &= -\left(u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) \\
&\quad + Turb.\bar{\theta} + Turb.\theta' + F_\theta
\end{aligned} \quad (2.1.4)$$

が得られる.

(5) 混合比の保存式の線形化

凝縮成分の混合比の保存式についても, 変数を基本場と擾乱場に分離する.

混合比の保存式

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial q_v}{\partial x} + w \frac{\partial q_v}{\partial z} \right) + Src.q_v + Turb.q_v + Turb.q_v + F_{q_v}, \quad (B48)$$

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial q_c}{\partial x} + w \frac{\partial q_c}{\partial z} \right) + Src.q_c + Turb.q_c, \quad (B49)$$

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial q_r}{\partial x} + w \frac{\partial q_r}{\partial z} \right) + Src.q_r + Fall.q_r + Turb.q_r. \quad (B50)$$

について, 生成項, 落下項は擾乱成分のみ存在すると仮定し, 熱の式と同様に基本場と擾乱場に分離すると, 凝縮成分の混合比の保存式

$$\frac{\partial q'_v}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_v}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_v}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} + Src.q'_v + Turb.\bar{q}_v + Turb.q'_v + F_{q_v}, \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial q'_c}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_c}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_c}{\partial z} \right) + Src.q'_c + Turb.q'_c, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial q'_r}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_r}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_r}{\partial z} \right) + Src.q'_r + Fall.q'_r + Turb.q'_r \quad (2.1.7)$$

を得る.

Appendix C: 初期場について

初期の温度と相対湿度の鉛直分布

各実験の初期の温度と相対湿度の鉛直分布は、以下の表の分布を線形補間して与えた (Yamasaki, 1983 を参照).

(1) 初期の温度の鉛直分布

高度 [km]	温度 [K]	高度 [km]	温度 [K]
0.05	299.60	7.50	256.55
0.16	298.72	8.10	252.50
0.29	297.68	8.70	248.15
0.44	296.48	9.30	243.50
0.61	295.13	9.90	238.70
0.80	293.90	10.50	233.90
1.02	292.47	11.10	229.10
1.28	290.90	11.70	224.30
1.58	289.40	12.35	219.25
1.95	287.55	13.05	213.85
2.37	285.45	13.80	208.50
2.82	283.13	14.65	203.70
3.33	280.38	15.50	200.55
3.90	277.25	16.55	199.60
4.50	273.95	17.70	201.40
5.10	270.65	18.95	205.15
5.70	267.35	20.30	209.20
6.30	263.90	21.80	212.90
6.90	260.30		

(2) 初期の湿度の鉛直分布

高度 [km]	相対湿度 [%]	高度 [km]	相対湿度 [%]
0.00	83	9.60	61
0.60	91	10.20	62
1.20	95	10.80	62
1.80	95	11.40	63
2.40	91	12.00	63
3.00	85	12.70	64
3.60	80	13.40	67
4.20	75	14.20	74
4.80	71	15.10	75
5.40	68	16.00	46
6.00	66	17.10	26
6.60	65	18.30	7
7.20	64	19.60	1
7.80	63	21.00	0.5
8.40	62	22.60	0.2
9.00	61		

静水圧平衡の式

静水圧平衡の式を、水の混合比変化による圧力変化を考慮する形に変形した。

静水圧平衡の式は、

$$\frac{\partial p(z)}{\partial z} = -g\rho(z) \quad (\text{A1})$$

で定義される。ここで、 $p(z)$ は基本場の圧力、 $\rho(z)$ は基本場の密度、 g は重力加速度、 z は高度である。次に、状態方程式

$$pV = nR^*T \quad (\text{A2})$$

は,

$$\begin{aligned} p(z) &= \frac{nR^*T(z)}{V} \\ &= \frac{mR^*T(z)}{MV} \\ &= \rho(z)RT, \end{aligned} \tag{A3}$$

$$R = \frac{R^*}{M} \tag{A4}$$

となる. ここで, V 大気の体積, n は大気の本数, R^* は普遍気体定数, $R = R^*/M$ は乾燥大気と湿潤大気を合わせた大気の気体定数, M は大気の本平均分子量, $T(z)$ は基本場の温度である. (A1) より, (A3) は

$$\frac{\partial p(z)}{\partial z} = -g \frac{p(z)}{T(z)(R^*/M)} \tag{A5}$$

となる. さらに, 乾燥大気の本分子量と本数比をそれぞれ M_d, r_d , 湿潤大気の本分子量と本数比をそれぞれを M_v, r_v , 飽和蒸気圧を e , 相対湿度を $RH(z)$ と置くと, 水蒸気の本数比の本式

$$r_v = \frac{eRH(z)}{p(z)} \tag{A6}$$

から,

$$\begin{aligned} M &= r_d M_d + r_v M_v, \\ &= (1 - r_v) M_d + r_v M_v, \\ &= M_d + r_v (M_v - M_d) \end{aligned} \tag{A7}$$

を得る. 以上から, 水蒸気を含む大気における静水圧の本式は

$$\frac{\partial p(z)}{\partial z} = -g \frac{p(z)}{T(z)[R^*/(M_d + r_v(M_v - M_d))]} \tag{2.1.8}$$

となる.

参考文献

- Bluestein, H.B., Jain, M.H., 1985: Formation of mesoscale lines of precipitation: severe squall lines in Oklahoma during the spring. *J.Atmos.Sci.*, **42**, 1711-1732.
- Chuda, T., Niino, H., 2005: Climatology of environmental parameters for mesoscale convections in Japan. *J.Meteorol.Soc.Jpn.*, **83**, 391-408.
- Fujita, T. T., 1955: Results of detailed synoptic studies of squall lines. *Tellus*, **7**, 405-436.
- Gamache, J.F., and R.A. Houze, Jr., 1982: Mesoscale air motions associated with a tropical squall line. *Mon.Wea.Rev.*, **110**, 118-135.
- Houze, R.A., Jr., 1977: Structure and dynamics of a tropic squall-line system. *Mom.Wea.Rev.*, **105**, 1540-1567.
- Houze et al., 1989: Interpretation of Doppler Weather Radar Displays of Mid-latitude Mesoscale Convective Systems. *AmericanMeteorologicalSociety*, **70**, 608-619.
- Johnson, R.H., and P.J. Hamilton, 1988: The relationship of surface pressure features to the precipitation and air flow structure of an intense midlatitude squall line. *Mon.Wea.Rev.*, **116**, 1444-1472.
- Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulation. *Meteor.Monogr.*, **32**, Amer. Meteor. Soc., 84pp.
- Klemp, J. B., Wilhelmson, R. B., 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J.Atmos.Sci.*, **35**, 1070-1096.
- 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.

- Nakajima, K. and Matsuno, T., 1988: Numerical Experiments concerning the Origin of Cloud Clusters in the Tropical Atmosphere. *J.Atmos.Sci.*, **44**, 2341-2348.
- Newton, C.W., 1950: Structure and mechanism of the prefrontal squall line. *J.Meteor*, **7**, 210-222.
- Pedgley, D.E., 1962: A meso-synoptic analysis of the thunderstorms on 28 August 1958. *Brit.Meteor.Of.f.,Geophys.Mem.*, No. 106. London: Her Majesty's Stationery Office.
- Riehl, H., and Malkus, J.S., 1958: On the heat balance of the equatorial trough zone. *Geophysica*, **6**(3), 503-538.
- Rutledge, S.A., and D. R., MacGorman, 1988: Cloud-to ground lightning in the 10-11 June 1985 mesoscale convective system observed during O. K. PRE-STORM. *Mon.Wea.Rev.*, **116**, 1393-1408.
- S.H. DERBYSHIRE, 2004: Sensitivity of moist convection to environmental humidity. *Q.J.R.Meteorol.Soc.*, **130**, 3055-3079.
- Smull, B.F., and R.A. Houze, Jr., 1985: A midlatitude squall line with a trailing region of stratiform rain : radar and satellite observations. *Mon.Wea.Rev.*, **113**, 117-133.
- Smull, B.F., and R.A. Houze, Jr., 1987a: Dual-Doppler radar analysis of a mid latitude squall line with a trailing region of stratiform rain. *J.Atmos.Sci.*, **44**, 2128-2148.
- Takemi, T., 2006: A sensitivity of squall-line intensity to environmental static stability under various shear and moisture conditions. *AtmosphericResearch*, **84**, 374-389.
- Wang, T.-C.C., Lin, Y.-J., Pasken, R.W., Shen, H., 1990: Characteristics of a sub-tropical squall line determined from TAMEX dual- 388 Doppler data. Part I: Kinematic structure. *J.Atmos.Sci.*, **47**, 2357-2381.
- Yamsaki, M., 1983:A further study of the tropical cyclone without parameterizing the effects of cumulus convection. *PapersMeteor.Geophys.*, **34**, 221-260.
- Zipser, E.J., 1969: The role of organized unsaturated convective downdrafts in the structure and rapid decay of an equatorial disturbance. *J.Appl.Meteor.*, **8**, 799-814.

- Zipser, E.J., 1977: Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line circulation. *Mon.Wea.Rev.*, **105**, 1568-1589.
- 小倉義光, 1984: 一般気象学, 東京大学出版会, 308pp.
- 杉山耕一郎, 小高正嗣, 山下達也, 中島健介, 林祥介, deepconv 開発グループ, 2008: 非静力学モデル deepconv, <http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/>, 地球流体電脳倶楽部.
- 杉山耕一郎, 北守太一, 小高正嗣, 2006:2 次元非静力学モデルの離散化, 40 pp. http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare/arare4_current/doc/dai2bu/pub/main.pdf
- 杉山耕一郎, 北守太一, 小高正嗣, 2007:湿潤大気における 2 次元非静力学モデルの定式化. arare/deepconv 定式化マニュアル, 39 pp. http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare/arare4_current/doc/dai1bu/pub/teishiki.pdf
- 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数値実験-. 北海道大学理学院修士論文.