

熱帯対流圏中層に見られる  
湿潤層状構造に関する数値的研究

大塚成徳



## 要旨

本研究は大気中に見られる鉛直に薄い湿潤空気の層（湿潤層状構造）に関する数値的研究である。湿潤層状構造は熱帯の対流圏内においてしばしば観測されるが、観測データの不足により理解が進んでいない。ここでは湿潤層状構造の運動学的特徴、気候学的な時空間分布、及び形成過程について研究を行った。

まず、東部太平洋赤道域で観測された湿潤層状構造の一事例を領域大気モデルを用いて再現し、層状構造の3次元的分布と時間変化を明らかにした。層状構造は熱帯収束帯の南に広がる晴天域に出現し、水平規模は1000 km、鉛直規模は約1 km、持続時間が約2日であった。この湿潤層状構造の形成過程を大量粒子追跡実験により調べたところ、湿潤な空気と乾燥した空気の境界付近に水平風の鉛直シアが存在することが分かった。湿潤空気塊は熱帯収束帯が存在する北西方向から、その上下の乾燥空気塊は南東方向から水平に輸送されてきていた。また、これらの高度で流線解析を行い、熱帯収束帯付近に2つの1000 km規模の渦があり、その間にある鞍点の水平位置が高度とともにずれているために、このような鉛直シアが生じていることを明らかにした。

次に、東部太平洋赤道域における対流圏の湿潤層状構造の時空間分布について調べるために、2005年1月から2006年12月までの2年間について全球客観解析データのダウンスケーリング実験を行った。湿潤層状構造は高度5 km, 10 km, 16 kmに多く出現していた。これらの高度は、乾燥している高度帯と湿潤な高度帯の境界に一致しており、そのため乾燥空気塊と湿潤空気塊の移流の結果として層状構造が出現しやすいと考えられる。また、層状構造の出現頻度の変動では、1年周期変動が卓越していた。北緯6度以北では北半球の冬に多く、夏に少なかった。北緯6度以南では逆の傾向を示した。層状構造は、背の高い積乱雲の多い領域にはあまり出現せず、そのような積乱雲の少ない領域あるいは時期に多く見られた。また、対流圏内で3つの高度に集中する傾向にも季節依存性が見られた。さらに、1999年～2006年の3月・9月・12月について同様の計算を行ったところ、3月の方が9月よりも層状構造の出現頻度が高い傾向はどの年も同じであった。これらより、層状構造出現頻度の1年周期変動は、基本的に熱帯収束帯の季節変化、すなわち、強度の変化と南北移動に伴うものであると結論した。また、ラニーニャの年には9月の層状構造出現頻度が高いという年々変動の特徴も見出した。

最後に、多数の湿潤層状構造の形成過程を統計的に分類し、形成過程と背景場との関係について明らかにするために理想化した初期条件・境界条件の下で数値実験を行った。水

蒸気の移流方程式に基づく形成過程の分類方法を開発し、270日の長時間データの統計として層状構造形成過程を診断したところ、湿潤空気塊の貫入により形成されている場所（貫入型領域）とシア一流による湿潤空気塊の引倒しによる場所（線形シアー型領域）を識別することができた。線形シアー型領域は緯度・高度に依らず幅広く見られたが、貫入型領域は対流による鉛直混合の少ないところに特に多く見られた。子午面循環の多層構造が明瞭な9月には、対流域から晴天域へのアウトフロー領域の内部で貫入型の層状構造形成過程が卓越していた。

---

---

# 目次

<b>1</b>	<b>はじめに</b>	<b>5</b>
1.1	研究の背景	5
1.1.1	熱帯大気の子午面循環と鉛直構造	5
1.1.2	鉛直に薄い層状構造の観測	8
1.2	観測データの解析	10
1.2.1	層状構造の定義	11
1.2.2	データ	12
1.2.3	解析	12
1.2.4	第1.2節のまとめ	13
1.3	本研究全体の目的	14
<b>2</b>	<b>モデル計算設定</b>	<b>17</b>
2.1	使用したモデル	17
2.2	共通の実験設定	19
<b>3</b>	<b>赤道東太平洋で見られた湿潤層状構造に関する数値実験</b>	<b>21</b>
3.1	実験設定	21
3.2	結果	24
3.2.1	層状構造の分布	24
3.2.2	大量粒子追跡実験	25
3.2.3	流線解析	26
3.3	第3章のまとめ	28
<b>4</b>	<b>薄い湿潤層状構造の時空間分布に関する数値実験</b>	<b>31</b>
4.1	実験設定	31
4.2	2005年–2006年の統計	31
4.3	2005年–2006年の季節変化	34
4.4	1999年–2006年の年々変動	39

---

---

4.5	議論	41
4.6	第4章のまとめ	43
5	湿潤層状構造の形成過程に関する数値実験	45
5.1	実験設定	45
5.2	層状構造の時空間分布	46
5.3	流れ場の診断	51
5.4	議論	58
5.5	第5章のまとめ	61
6	まとめ	63
	基礎となった論文	65
	謝辞	67
付録A	移流による層状構造形成	69
A.1	移流による層状構造形成のソース項	69
A.2	シンプルシアーによる層状構造形成の具体例	70
A.3	相対湿度での取扱い	72
A.4	水蒸気鉛直プロファイルの局所的構造と層状構造	74

---

# 第1章 はじめに

まずは、1.1.1 節において熱帯の大気循環およびその鉛直構造に関するレビューを行う。次に、1.1.2 節において本研究の直接的な主題である層状構造についてのレビューを行う。その後、本論に入る前に1.2 節においてラジオゾンデデータの簡単な解析を行い、1.3 節で本研究の目的について述べる。

## 1.1 研究の背景

### 1.1.1 熱帯大気の子午面循環と鉛直構造

熱帯対流圏の子午面循環において最も基本となるのがハドレー循環であり、それは下層の貿易風、熱帯収束帯 (ITCZ) での上昇流、ITCZ から亜熱帯へ向かう上部対流圏のアウトフロー、亜熱帯の下降流から構成される。それに加えて熱帯対流圏の子午面循環は多層構造を持っている。Madden and Zipser (1970) は Line Islands Experiment 期間中に観測された南北風の多層構造を報告している。近年の研究により、熱帯の大規模子午面循環の鉛直構造についていくつかの特徴が明らかになってきた。まずは、その中心的役割を果たしていると考えられている  $0^{\circ}\text{C}$  高度の安定層について述べた後、熱帯の子午面循環の鉛直構造に関する最近の研究を紹介する。

$0^{\circ}\text{C}$  高度の安定層 Johnson et al. (1996) は TOGA COARE (Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment) の IFA (Intensive Flux Array) のラジオゾンデデータを解析し、気温が  $0^{\circ}\text{C}$  になる高度付近 (熱帯では約 5 km) に安定層が見られることを示し、さらにそれらがちょうど  $0^{\circ}\text{C}$  の高度に見られる「冷たく湿った」ものと、 $0^{\circ}\text{C}$  高度よりやや上に見られる「暖かく乾いた」ものの2種類からなることを示した。前者は積雲対流中での降水粒子の融解により直接作られると考えられている。後者の形成過程については、Mapes and Zuidema (1996) が移流により湿潤な領域に亜熱帯からの “dry tongue” が入り込み (Numaguti et al., 1995)、その乾燥層の下端で放射冷却が起こることにより安定層が形成される可能性について議論している。Mapes and Zuidema (1996)

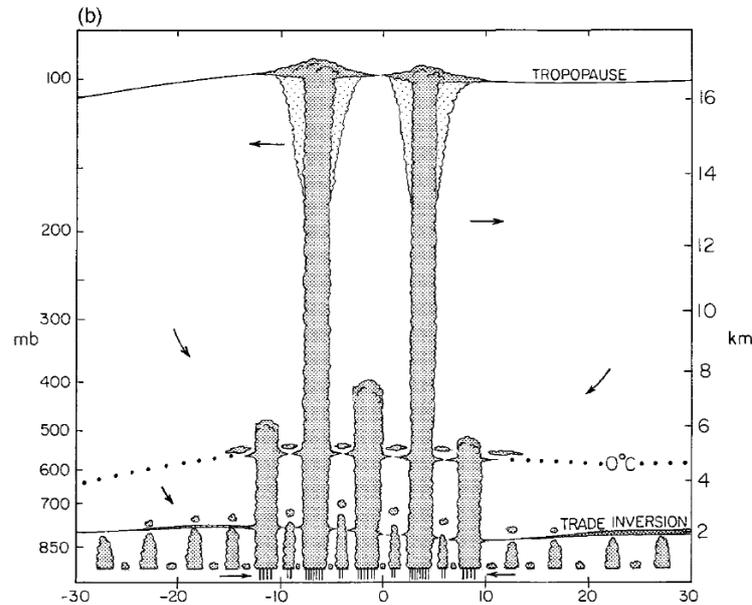


図 1.1: 熱帯の積雲対流と子午面循環の模式図。Johnson et al. (1999) より引用。

は他にも断熱下降による温度変化が安定層を形成する要因となる可能性や、対流域での加熱に対する重力波応答が安定層を形成する要因となる可能性についても議論しているが、TOGA COARE で見られた  $0^{\circ}\text{C}$  高度付近の冷たく湿った安定層の多くは “dry tongue” の移流により形成されたものであると結論付けている。

安定度の高い層では積雲対流からのデトレインメント量が増加する (e.g., Bretherton and Smolarkiewicz, 1989)。そのため、 $0^{\circ}\text{C}$  高度の安定層が存在することにより、そこを突き抜ける積雲対流は  $0^{\circ}\text{C}$  高度におけるデトレインメント量が増加したり、あるいは対流の成長が止まったりすると考えられている (e.g., Mapes and Zuidema, 1996)。その結果、対流圏中層に雲頂を持つ雄大積雲 (cumulus congestus) が増加すると考えられている。Johnson et al. (1999) は TOGA COARE のレーダー観測により得られたエコー頂分布において対流圏中層にピークが見られることを示し、熱帯の積雲は古典的に支配的と考えられてきた「浅い積雲」および「積乱雲」に「雄大積雲 (congestus)」も加えた 3 種類が重要な存在であることを示した。図 1.1 はそれを模式的に示したもので、雄大積雲や  $0^{\circ}\text{C}$  高度付近の “detrainment shelf” と呼ばれる雲が描かれている。一方で、TOGA COARE 期間中に観測された個々の発達したメソスケール対流系の発散プロファイルでは  $0^{\circ}\text{C}$  高度付近に強い収束 (melting convergence) が見られることが報告されている (Mapes and Houze, 1995)。この深い対流系の中層の収束は 1000 km 規模で見たときには周囲の雄大積雲の発散場と相殺

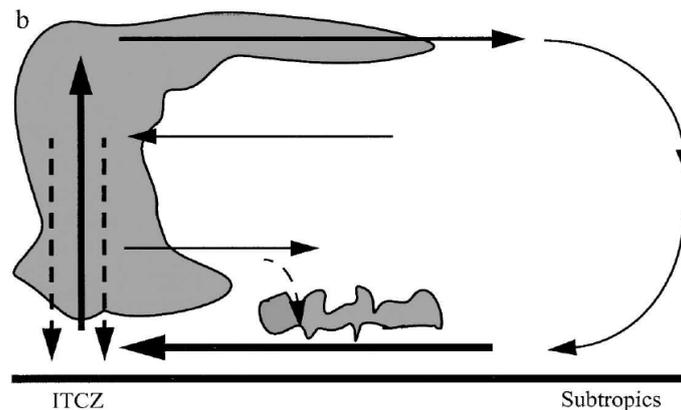


図 1.2: 熱帯の子午面循環が持つ多層構造の模式図。実線が水の輸送を示し、破線が降水による鉛直輸送と蒸発を示す。Nolan et al. (2007) より引用。

している可能性が指摘されている (Folkins et al., 2008)。

熱帯の子午面循環に見られる鉛直 2 セル構造  $0^{\circ}\text{C}$  高度の安定層の存在は単に積雲の 3 極分布を作り出すだけでなく、その積雲活動を通じて熱帯の子午面循環に鉛直 2 セル構造を作り出していると考えられている。その 2 セル構造は古典的なハドレー循環に加えて高度 2–5 km に見られる ITCZ から亜熱帯に向けたアウトフロー（浅い子午面循環）と高度 7–8 km に見られる亜熱帯から ITCZ へのインフローにより特徴付けられる（図 1.2 参照）。

熱帯の対流域と晴天域間の質量収支を見ると、深い対流のアウトフロー域（高度 10–17 km）と浅い対流のアウトフロー域（高度 2–5 km）では対流域から晴天域への発散が大きい、静的安定度の低い高度帯（高度 5–10 km）では発散が小さく (e.g., Folkins and Martin, 2005)、その高度帯では雲分布の極小が見られることが知られている (Zuidema, 1998)。Mapes (2001) は「ハドレー循環の上昇流域の 8–10 km 付近という高い所にある収束域」を熱帯の鉛直循環についての 2 ボックスモデルと単純な加熱プロファイル、及び観測された安定度プロファイルを用いて再現している。Mapes (2001) は他にも全球再解析データの東西平均南北風において 2 セル構造の循環が見られることを報告している。

熱帯の子午面循環においてハドレー循環に対応する深い鉛直循環以外に対流圏下層に極大を持つ循環が見られることについては以前から知られていたが、熱帯海洋上では現場観測データが少ないために情報が限られていた。全球再解析データを用いた研究では Trenberth et al. (2000) が発散場を用いて浅い子午面循環について調べている。こうした浅い子午面循環はアフリカ、東部太平洋、東部大西洋で顕著に見られること、また陸上ではモンスーンに伴い風向が反転し、海上でも明瞭な季節変化を伴うことが報告されている。Zhang et al.

(2008) では再解析データの生の風速場を用いて浅い子午面循環を示すとともに、複数の再解析データ間で浅い子午面循環の時空間分布に相違が見られることも報告している。

数値モデルを使った研究としては、古くは Schneider and Lindzen (1977) がニュートン冷却と積雲の非断熱加熱を模した加熱によって駆動される線形 2 次元軸対称モデルによる子午面循環の定常解の計算において、積雲による運動量輸送を考慮した上で地表面温度勾配がある場合に、ハドレー循環に加えて 800 mb 以下に浅い直接循環が出現することを示している。現実的な 3 次元モデルを用いた数値実験としては Wang et al. (2005) による東部太平洋南半球側の下層の層積雲の放射冷却の影響を調べた実験や、Nolan et al. (2007) による実験がある。しかしながら未だにその形成メカニズムについての完全な理解には至っていない。

直接現場観測では Zhang et al. (2004) がラジオゾンデ、ドロップゾンデ、ウィンドプロファイラーのデータを用いて東部太平洋赤道域の浅い子午面循環の存在を観測的に示している。他の地域においても、例えば Takayabu et al. (2006) が西部太平洋で得られたレーウィンゾンデデータにおいて南北風に  $0^{\circ}\text{C}$  高度付近に発散、350–400 hPa に収束が見られることを報告している。

このように、熱帯対流圏の鉛直成層には特徴的な高度として高度 1–3 km (貿易風逆転層)、5 km ( $0^{\circ}\text{C}$  安定層)、15–16 km (圏界面) があり、循環場には亜熱帯から ITCZ へ向かう貿易風、ITCZ から亜熱帯へ向かう浅いリターンフロー、ITCZ における対流圏中層での収束、ITCZ から亜熱帯へ向かう対流圏上部の流れ場という構造が見られる。これらの特徴によって熱帯対流圏の物質循環が決定されることになる。特に、積雲対流に伴う湿潤空気とハドレー循環の下降流域で形成された乾燥空気によって水蒸気の頻度分布に 2 極性が生じる (Zhang et al., 2003)。

### 1.1.2 鉛直に薄い層状構造の観測

鉛直に局在する構造は色々な物理量の高層観測において中緯度や熱帯を含む多くの地域でしばしば観測されるが、これまであまり注目されてこなかった。その理由の 1 つとして考えられることは、現業の高層観測のデータにおいては指定気圧面と特異点以外の高度のデータは保存されずに捨てられてしまうことがほとんどであるということである。そのため日々多くのゾンデ観測がなされるにも関わらず、鉛直に薄い層状構造の研究に使うことのできるデータは限られており、主に研究のために行われた観測キャンペーンで得られた高鉛直分解能データを用いることになる。

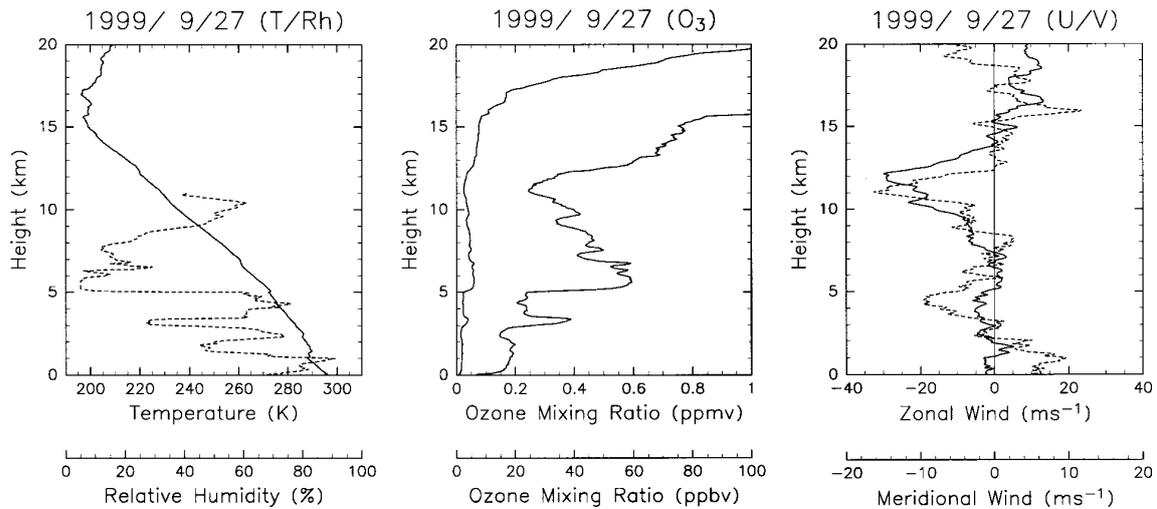


図 1.3: 東部太平洋で観測された層状構造。Shiotani et al. (2002) より引用。

層状構造の直接的な観測 Chuda et al. (2007) は日本周辺のラジオゾンデ観測によって得られた温度プロファイルや湿度プロファイルにおいて鉛直に細かい構造が普遍的に見られることを報告している。水蒸気混合比擾乱は温度擾乱と逆相関を示しており、混合比擾乱のピークは浮力振動数の極大のすぐ下に位置していた。

熱帯での層状構造の観測については、古くは Danielsen et al. (1987) によるハワイ周辺での航空機観測による大気微量成分の層状構造の報告がある。Newell et al. (1996) と Stoller et al. (1999) は熱帯から中緯度にかけての太平洋上で行われた航空機観測によって得られた層状構造について報告している。これらの2つの研究は水蒸気やオゾン、一酸化炭素、メタンなどの大気微量成分を層状構造を構成する空気塊の起源を同定するためのトレーサーとして用いている。

Zuidema et al. (2006) は船上観測で見られた東部太平洋 ITCZ への乾燥空気流入について報告し、その対流への影響について議論している。彼らは2つの異なる乾燥空気の起源を示している：赤道付近の下降流域で形成された乾燥空気と、海洋温度躍層に見られる Costa Rica Dome (Xie et al., 2005) と呼ばれる冷水塊上で形成された乾燥空気である。こうした乾燥空気塊の流入により、深い対流活動が抑制される。

Shiotani et al. (2002) は東部太平洋赤道域における船上観測について報告している。彼ら是对流圏中層に鉛直スケールが 1 km ほどの湿潤でオゾン濃度の低い層が見られたことを報告している (図 1.3)。オゾンと相対湿度はほとんど完全に逆相関を示しており、温度プロファイルのわずかな逆転層とも対応していた。またオゾンが少なく湿潤な高度では北風が支配的であった。オゾンは海面上で破壊されるため、オゾンに乏しく湿潤な空気塊は

対流によって持ち上げられたこと、複数の高度に見られるということは複数の雲頂高度もしくは対流システムの複数の高度でのアウトフローにより作られ、北風によって ITCZ から赤道域へと運ばれてきたということが推察された。

**薄い雲層** 薄く広がる雲層はその部分のみ相対湿度が高いことを意味しており、鉛直に薄い湿潤層状構造が可視化されたものと言える。そのような雲はどのような高度でも存在しうるが、高度 5 km 付近には特に多く見られることが知られており (e.g., Yasunaga et al., 2006)、氷の融解過程が関係しているのではないかと思われる。前の節で述べたとおり、0°C 安定層付近には積乱雲から “detrainment shelf” と呼ばれる棚状の雲層が流れ出すと考えられており (Mapes and Zuidema, 1996; Johnson et al., 1999)、1つの有力候補と言える。

一方、Yasunaga et al. (2006, 2008) は “melting-layer cloud” と呼ばれる雲の形成過程を示している。これは、対流圏上部から落下してきた雪や氷が融解層を通過する際に融解熱を吸収し、負の温度偏差をもたらして凝結を起こすというものである。

**層状構造のもたらす影響** 対流圏中層における湿潤な層、あるいは乾燥した層の存在というのは深い対流の発達や抑制にとって重要な役割を果たしていることが知られている (e.g., Sherwood, 1999; Numaguti et al., 1995; Zuidema et al., 2006)。湿潤な層 (あるいは乾燥した層) は大気の外放射にも大きな影響を及ぼす。Mapes and Zuidema (1996) は乾燥空気塊 (“dry tongue”) の流入に伴いその乾燥空気塊の下端で放射冷却が起こることにより安定層が形成されることを示し、Fujiwara et al. (2003) は水蒸気からの外放射が上部対流圏に見られる逆転層の形成において重要であることを示した。また Zhang et al. (2003) は水蒸気頻度分布が1極分布の場合と2極分布の場合で平均晴天外放射の強さにかなりの違いがあると指摘した。

こうしたことから鉛直に薄い湿潤層あるいは乾燥層の存在は放射収支、温度成層、積雲対流などを通じて大きな影響を及ぼす可能性を持っており、正しく理解することが重要である。

## 1.2 観測データの解析

数値モデルを用いた研究では結果の信頼性を高めるために観測による裏付けが必要となる。そこで、数値モデルを用いた本格的な研究を行う前に、まずは Shiotani et al. (2002) で報告されたような湿潤層状構造が東部太平洋赤道域においてどのような気候学的性質を持つのか観測データを用いて明らかにすることを試みる。ここで得られた結果は主に第4章

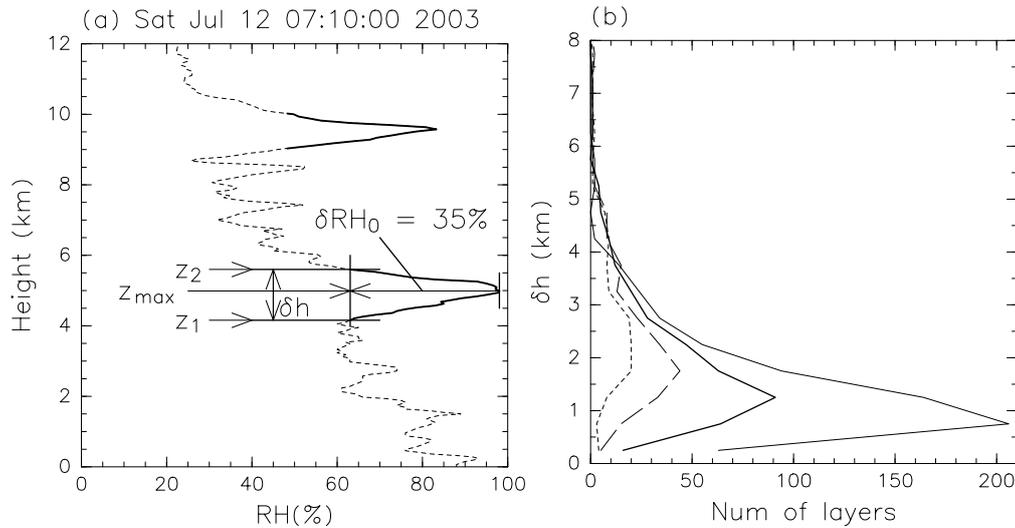


図 1.4: (a) 2003 年 7 月 12 日に San Cristóbal で観測された相対湿度の鉛直プロファイルと検出された層状構造。層状構造の定義については本文参照。太線部は  $\delta RH_0 = 35\%$  及び  $\delta h_0 = 2$  km を用いた場合の薄い湿潤層状構造を示す。(b)  $\delta h$  のヒストグラム。ビン幅は 500 m。実線、太実線、破線、点線はそれぞれ  $\delta RH_0 = 25\%$ ,  $35\%$ ,  $45\%$ ,  $55\%$  に対応する。

でモデル計算の妥当性の評価に用いる。また、ここで用いる解析手法は以降のモデル計算の結果の解析においても再び用いる。

### 1.2.1 層状構造の定義

湿潤層状構造を定量的に評価するためには、まず湿潤層状構造を定義しなくてはならない。ここでは相対湿度の鉛直プロファイル  $RH(z)$  を用いて湿潤層状構造を定義する。なお、気温が  $0^\circ\text{C}$  以下の場合には氷に対する相対湿度を用いる。まず、極大値  $RH(z = z_{\max})$  を求める。次に、以下の条件を満たす二つの点  $z_1$  及び  $z_2$  (一方は極大高度より下方、他方は極大高度より上方) を求める：

$$RH(z_1) = RH(z_2) = RH(z_{\max}) - \delta RH_0, \quad (1.1)$$

ここで  $z_1 < z_{\max} < z_2$  であり、 $\delta RH_0$  は与えられたパラメータである。 $z_1$  及び  $z_2$  を求める際には線形補間を用いた。本研究における「薄く湿潤な層」の基準は以下で与えられる：

$$\delta h \equiv z_2 - z_1 \leq \delta h_0, \quad (1.2)$$

ここで  $\delta h_0$  は与えられた閾値である。これより先、 $z_{\max}$  は薄い湿潤層の高度を指し、 $\delta h$  はその層の厚さを指す。

## 1.2.2 データ

本章で用いたデータはSouthern Hemisphere Additional Ozonesondes (SHADOZ; Thompson et al., 2003) のアーカイブより取得したガラパゴス諸島 San Cristóbal (89.60°W, 0.92°S) における相対湿度の鉛直プロファイルである。ここでは1998年3月25日から2007年11月8日までの343本のプロファイルを用いた。鉛直解像度は2004年9月2日以前は約40 mであり、2004年9月9日以降は100 mである。図1.4aは観測されたプロファイルの一例で、 $\delta RH_0 = 35\%$ 及び $\delta h_0 = 2$  km で定義された薄い湿潤層の定義を重ね書きしている。

## 1.2.3 解析

上記の湿潤層状構造の定義を用いて343本のプロファイルの基本的な統計を算出した。図1.4bは $\delta RH_0 = 25\%, 35\%, 45\%, 55\%$ の場合における $\delta h$ のヒストグラムを示している(ここでは厚い層も含めるために $\delta h_0$ は設定していない)。 $\delta RH_0$ が増えるに連れて層の数は減り、モード値は大きくなる。しかしながらおよそ対数正規分布なヒストグラムの形状は $\delta RH_0$ が変わってもそれほど変化しない。 $\delta RH_0 = 35\%$ とした場合、頻度分布の最頻値は1–1.5 kmになり、 $\delta h < 2$  kmの層の数は全体の65%を占める。本研究においては $\delta RH_0 = 35\%$ 及び $\delta h_0 = 2$  kmを薄い湿潤層状構造の定義に際して用いることとする。

図1.5aは $\delta RH_0 = 25\%, 26\%, \dots, 45\%$ 及び $\delta h_0 = 1$  km, 1.1 km, ..., 3 kmの $21 \times 21$ 通りの組み合わせで計算した薄い湿潤層状構造の高度 $z_{\max}$ の確率密度分布の平均である。ビン幅は1 kmで、各高度で使用したデータの数(折れ線と上部の目盛で示す)で規格化してある。高度範囲は15 kmまでのみ表しているが、これは上部対流圏においてはここで用いられた湿度センサーの精度が低いためである(Thompson et al., 2003)。今後、「出現頻度」という言葉を高度1 kmあたりの層状構造検出数の平均として用いる(このように数える方法はStoller et al. (1999)に基づく)。薄い層状構造の出現頻度は高度8–9 kmに極大、7–8 kmに極小を持つ。図1.5aにおける単位確率密度(1プロファイル当たりの平均の層状構造検出数)は $\delta RH_0 = 35\%$ 及び $\delta h_0 = 2$  kmの時の出現頻度で $0.68 \text{ km}^{-1}$ に対応するので、高度8–9 kmの極大での出現頻度はおよそ $0.078 \text{ km}^{-1}$ ということになる。ここで図1.5aのエラーバーは観測誤差を表しているのではなく、 $\delta RH_0$ と $\delta h_0$ の選び方に起因する不確実性を示していることに注意が必要である。エラーバーを見ると、高度8–9 kmの極大と7–8 kmの極小はここでのパラメータの範囲内でロバストであることが分かる。高度10 km以上における急激な出現頻度の低下はMiloshevich et al. (2001)の図1に示されているようにVaisalaのラジオゾンデで観測した場合に高度10 km以上の湿潤層では相対湿度がしばしば過小評価されるということにより説明できる。

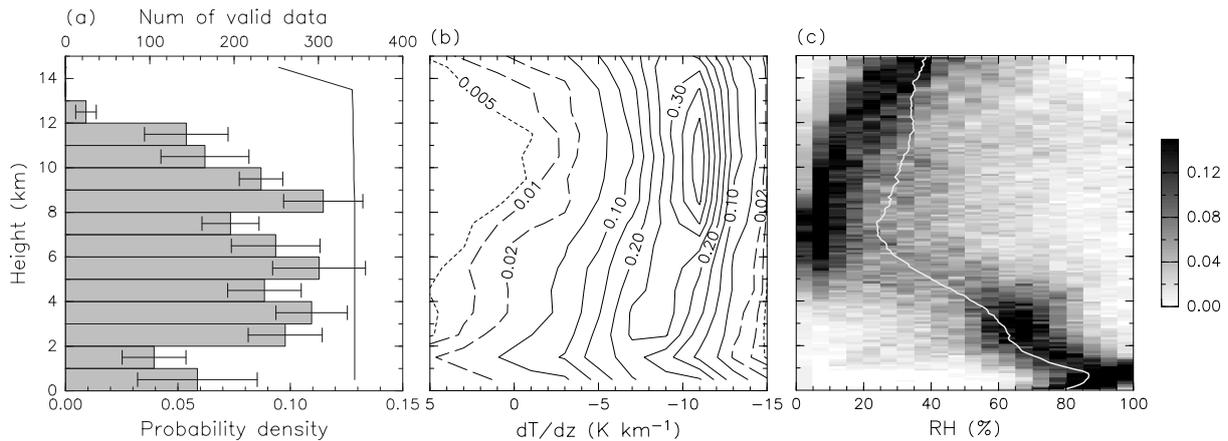


図 1.5: (a)  $\delta RH_0 = 25\%$ ,  $26\%$ , ...,  $45\%$  及び  $\delta h_0 = 1 \text{ km}$ ,  $1.1 \text{ km}$ , ...,  $3 \text{ km}$  の  $21 \times 21$  通りの組み合わせで計算した薄い湿潤層状構造の高度  $z_{\max}$  の確率密度分布の平均。各高度で使用したデータの数（折れ線と上部の目盛で示す）で規格化してある。エラーバーは標準偏差を示す。(b) 各高度における温度減率の頻度分布。温度プロファイルは高度  $10 \text{ m}$  毎に内挿した後、 $1 \text{ km}$  毎に平均した。頻度分布を計算する際の温度減率のビン幅は  $2 \text{ K km}^{-1}$  である。(c) 各高度における相対湿度の頻度分布。氷点下の場合は氷に対する相対湿度を用いた。鉛直解像度は  $100 \text{ m}$  である。頻度分布の計算に用いた相対湿度のビン幅は  $5\%$  である。白線は平均プロファイルを示す。

図 1.5b は各高度における温度減率の頻度分布を示している。高度  $5 \text{ km}$  付近に比較的安定な（頻度分布の裾野がより  $dT/dz$  の大きい側（左側）に伸びている）高度帯が見られる。図 1.5c は各高度における相対湿度の頻度分布をグレースケールで表しており、鉛直解像度は  $100 \text{ m}$  である。相対湿度の頻度分布の計算に用いたビン幅は  $5\%$  である。相対湿度の平均プロファイル（右図の白線）は高度  $1 \text{ km}$  で最大で、 $7 \text{ km}$  で最小となる。高度  $5 \text{ km}$  において、相対湿度の頻度分布は湿潤な対流圏下層から乾燥した対流圏中層へ不連続に変化する。ここで、相対湿度が非常に乾燥した値から非常に湿潤な値まで幅広い値を取る高度において薄い湿潤層状構造の出現頻度が高い、ということは記憶にとどめておくべきである。

#### 1.2.4 第 1.2 節のまとめ

相対湿度の差と層の厚さに関する二つの閾値を用いて相対湿度の鉛直プロファイルから薄い湿潤層状構造を抽出する定量的な方法確立し、それを用いてガラパゴス諸島 San Cristóbal で観測された相対湿度の鉛直プロファイル 300 本以上を解析した。高度  $2\text{--}10 \text{ km}$  において多くの薄い湿潤層状構造が見られたが、特に顕著な極大が高度  $8\text{--}9 \text{ km}$  に、顕著

な極小が高度 7–8 km に見られた。高度 10 km 以上においてはゾンデの湿度センサーの特性により層状構造の数が過小評価されると考えられるが、鉛直頻度分布に見られる高度 10 km 以上の急激な減少はそのことと整合的であった。

### 1.3 本研究全体の目的

第 1.1.2 節で示した先行研究や第 1.2 節で示した観測データの解析結果より、熱帯の対流圏中層において層状構造が見られることは明らかであるが、その統計的性質や物理的性質を知るにはデータが不足している。例えば現場観測データは時間的にも空間的にも限られており、全球客観解析データは空間的に荒い。また衛星観測も時間的・空間的制限や精度上の制限がある。そのため層状構造の運動学的特徴、時空間分布、形成過程などについてはまだ明らかにされていない。もし数値実験により時空間 4 次元データが得られれば、それらについて詳細な解析を行うことができる。そこで本研究では湿潤層状構造の運動学的特徴、時空間分布、形成過程を明かにすることを目的とし、そのための手段として数値モデルによる実験を行う。特に、鉛直解像度を高くすることで鉛直に細かい構造の解析を可能にする。第 2 章では本研究で用いる領域大気モデルについて説明する。

第 3 章では Shiotani et al. (2002) で報告されている東部太平洋赤道域で観測された湿潤層状構造についての数値実験を行い、その形成過程や層状構造周辺の流れ場の特徴についての詳細を調べる。特に、数値モデルによって得られた風速場を用いて仮想粒子の輸送実験を行う。

第 1.2 節ではガラパゴスにおける観測データを用いて湿潤層状構造の鉛直頻度分布を示したが、限られた観測データだけでは層状構造の地理的分布や季節変化などを読み取ることにはできない。また、第 3 章の実験はある特定の事例について調べるものであり、そこで見られた現象が東部太平洋赤道域の気候学的特徴を代表しているとは限らない。そこで第 4 章では第 3 章で用いたものと同じ領域大気モデル・同じ実験設定による客観解析データのダウンスケーリングにより時間的・空間的に密なデータを長期間作成し、東部太平洋赤道域における湿潤層状構造の気候学的性質、特に時空間分布を明らかにする。

第 3 章ではある特定の事例について層状構造の形成過程を調べるが、第 5 章では層状構造の形成過程を指標化して多くの層状構造の形成過程を統計的に分類する。ここではその解析を容易にするために計算領域全体を海洋とし、東西一様な単純化した初期値・境界値の下で数値実験を行う。このように単純化することにより、東部太平洋で見られる地形に起因した複雑な構造の ITCZ ではなく、理想化された ITCZ を見ることができる。この理想化された ITCZ が作り出す熱帯海洋上の典型的な風速分布・水蒸気分布が湿潤層状構造

の形成過程とどのような関係にあるのかを解析する。



## 第2章 モデル計算設定

### 2.1 使用したモデル

本研究で使用したモデルは、非静力学領域大気モデルの The Fifth-Generation Pennsylvania State University (PSU) / National Center for Atmospheric Research (NCAR) Mesoscale Model (MM5) Version 3.6.2 である (Grell et al., 1995)。MM5 では規格化した気圧である  $\sigma$  を鉛直座標変数に用いることで地形に沿ったモデル格子点の配置を実現している。 $\sigma$  は基本場の圧力を用いて次のように定義される。

$$\sigma = \frac{p - p_t}{p_s - p_t} = \frac{p - p_t}{p^*} \quad (2.1)$$

ここで  $p$  が任意の場所の気圧、 $p_t$  がモデル上端の気圧、 $p_s$  がモデル下端の気圧、 $p^* \equiv p_s - p_t$  である。モデル面の幾何高度は時間変化せず鉛直と気圧偏差を予報変数に持つため、いわゆる圧力座標系とは異なる点に注意が必要である。以下に基礎方程式系を示す。

圧力：

$$\frac{\partial p'}{\partial t} - \rho_0 g w + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{V} = -\mathbf{V} \cdot \nabla p' + \frac{\gamma p}{T} \left( \frac{\dot{Q}}{c_p} + \frac{T_0}{\theta_0} D_\theta \right) \quad (2.2)$$

運動方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{m}{\rho} \left( \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) = -\mathbf{V} \cdot \nabla u + v \left( f + u \frac{\partial m}{\partial y} - v \frac{\partial m}{\partial x} \right) - e w \cos \alpha - \frac{u w}{r_{earth}} + D_u \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{m}{\rho} \left( \frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) = -\mathbf{V} \cdot \nabla v + u \left( f + u \frac{\partial m}{\partial y} - v \frac{\partial m}{\partial x} \right) - e w \sin \alpha - \frac{v w}{r_{earth}} + D_v \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\rho_0}{\rho} \frac{g}{p^*} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} + \frac{g p'}{\gamma p} = -\mathbf{V} \cdot \nabla w + g \frac{p_0}{p} \frac{T'}{T_0} - \frac{g R_d p'}{c_p p} + e (u \cos \alpha - v \sin \alpha) + \frac{u^2 + v^2}{r_{earth}} + D_w \quad (2.5)$$

熱力学方程式：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla T + \frac{1}{\rho c_p} \left( \frac{\partial p'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla p' - \rho g w \right) + \frac{\dot{Q}}{c_p} + \frac{T_0}{\theta_0} D_\theta \quad (2.6)$$

移流項は次のように展開できる。

$$\mathbf{V} \cdot \nabla A \equiv m u \frac{\partial A}{\partial x} + m v \frac{\partial A}{\partial y} + m \dot{\sigma} \frac{\partial A}{\partial \sigma} \quad (2.7)$$

$$\dot{\sigma} = -\frac{\rho_0 g}{p^*} w - \frac{m\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} u - \frac{m\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} v \quad (2.8)$$

発散場は次のように展開できる。

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = m^2 \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u}{m} \right) - \frac{m\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial \sigma} + m^2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v}{m} \right) - \frac{m\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - \frac{p_0 g}{p^*} \frac{\partial w}{\partial \sigma} \quad (2.9)$$

ここで  $\mathbf{V} \equiv (u, v, w)$  は3次元風速、 $p$  は圧力、 $\rho$  は密度、 $T$  は温度、 $R_d$  は乾燥空気の気体定数、 $c_p$  は等圧比熱、 $\gamma$  は比熱比、 $g$  は重力加速度、 $f$  はコリオリパラメータ、 $e = 2\Omega \sin \lambda$ 、 $\lambda$  は緯度、 $\alpha = \phi - \phi_c$ 、 $\phi$  は経度、 $\phi_c$  は中心経度、 $m$  はマップスケールファクタ、 $r_{earth}$  は地球半径である。変数  $A(x, y, z, t)$  に対して  $A_0(z)$  は水平に一様な基本場、 $A'(x, y, z, t)$  は擾乱であり、 $A = A_0 + A'$  である。

$D_A$  は変数  $A$  の水平・鉛直拡散項と惑星境界層内の乱流混合、乾燥対流調節などの効果を表す。水平拡散項  $F_H$  は4次の高階粘性を用いており、水平拡散係数  $K_H$  は流れ場の変形率  $D$  に応じて計算される。

$$F_H = K'_H \nabla_\sigma^4 A \quad (2.10)$$

$$K'_H = \Delta x^2 K_H \quad (2.11)$$

$$K_H = K_{H0} + 0.5k^2 \Delta x^2 D \quad (2.12)$$

$$D = \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

$$K_{H0} = 3 \times 10^{-3} \frac{\Delta x^2}{\Delta t} \quad (2.14)$$

ここで  $k(=0.4)$  はカルマン定数、 $\Delta x$  は水平格子間隔、 $\Delta t$  は時間刻みである。鉛直拡散項  $F_V$  はK-理論モデルを用いており、鉛直渦粘性係数  $K_z$  は局所的なりチャードソン数  $R_i$  に依存する。

$$F_V = \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial A}{\partial z} \quad (2.15)$$

$$K_z = K_{z0} + l^2 S^{\frac{1}{2}} \frac{R_{ic} - R_i}{R_{ic}} \quad \text{for } R_i < R_{ic} \quad (2.16)$$

$$K_z = K_{z0} \quad \text{for } R_i \geq R_{ic} \quad (2.17)$$

$$R_i = \frac{g}{\theta S} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.18)$$

$$S = \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + 10^{-9} \quad (2.19)$$

ここで  $K_{z0} = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $l = 40 \text{ m}$  であり、臨界リチャードソン数  $R_{ic}$  は層厚  $\Delta z$  (単位は m) の関数で、

$$R_{ic} = 0.257 \Delta z^{0.175} \quad (2.20)$$

であり、 $\Delta z \sim 300$  m の時  $R_{ic} \sim 0.70$  である。ただし雲層の内部では湿潤断熱過程を考慮した補正を加えた  $K_z$  を用いる。

これらの式に加えて水蒸気や雨といった水物質の予報方程式がある。時間発展は2次のリープフロッグ法で解いている。完全圧縮系のため、音波の関係する項を分離してより細かい時間間隔で計算するタイムスプリット法を用いている。空間方向の離散化は差分法を用いている。水平方向の離散化には Arakawa-B 型のスタッガード格子を用い、水平風はその他の物理量とは半格子ずれて配置されている。鉛直方向にもスタッガード格子を用い、鉛直流はその他の物理量とは半格子ずれて配置されている。

## 2.2 共通の実験設定

ここでは以降の3つのモデル計算実験において共通の内容について説明する(表2.1)。以降の実験ではすべて2つの計算領域(外側: Domain1、内側: Domain2)を設定し、Domain2ではDomain1の計算結果を側面境界条件に用いる一方、Domain2の計算結果をDomain1にフィードバックする“2-way nesting”を用いている。Domain1の水平格子間隔は63 km(第3章・第4章)もしくは60 km(第5章)、Domain2の水平格子間隔は21 km(第3章・第4章)もしくは20 km(第5章)である。地図投影法はメルカトル図法である。モデル上端は10 hPa(約27 km)で、地表面からモデル上端まで鉛直に62層取っており、鉛直格子間隔は不等間隔である。対流圏中層での鉛直格子間隔は約300 mである。モデル上端は放射境界条件を用いている。

積雲対流パラメタリゼーションはDomain1ではAnthes-Kuo、Domain2ではGrellを用いた。どちらもサブグリッドスケールの積雲中での温度変化率(式2.6の $\dot{Q}$ )と水蒸気混合比 $q_v$ の変化を計算し、陽に解像された場へフィードバックする。微物理計算法はReisner Mixed-Phaseを用いており、水蒸気・雲水・雨水・雲氷・雪の混合比を予報する。短波放射・長波放射の計算にはCloud radiation schemeを用いた。放射による温度変化率(これも $\dot{Q}$ に寄与する)は運動方程式の時間刻みよりも長い時間刻みで更新される。惑星境界層のパラメタリゼーションにはBlackadarのモデルを用いた。

表 2.1: 主な実験設定

		Domain 1	Domain 2
水平格子間隔	第3章・第4章	63 km	21 km
	第5章	60 km	20 km
地形の解像度	第3章	0.5 度	0.167 度
	第4章	0.033 度	
鉛直層数		62	
時間刻み	第3章	80 秒	26.67 秒
	第4章・第5章	60 秒	20 秒
積雲対流スキーム		Anthes-Kuo	Grell
Shallow Cumulus スキーム		使用	
微物理スキーム		Reisner Mixed-Phase	
惑星境界層		Blackadar	
放射スキーム		Cloud Radiation	
放射計算時間刻み	第3章	30 分	
	第4章・第5章	10 分	
土壌モデル		Five-layer	
基本場の飽和水蒸気圧	第3章	水に対して	
	第4章・第5章	氷に対して	
基本場の海面高度における気温		300 K	
基本場における 対流圏界面の扱い	第3章	考慮せず	
	第4章・第5章	気温 195K の等温層	
基本場の温度減率		50 K (ln Pa) <sup>-1</sup>	
基本場のモデル上端気圧		10 hPa	
基本場の海面気圧		1000 hPa	

## 第3章 赤道東太平洋で見られた湿潤層状構造に関する数値実験

1999年に東部太平洋赤道域において調査船「照洋丸」によるオゾンゾンデ観測が Soundings of Ozone and Water in the Equatorial Region (SOWER)/Pacific 計画の一環として行われた (Shiotani et al., 2002)。照洋丸は北緯 2 度線に沿って西経 140 度 (9 月 21 日) から 110 度 (9 月 28 日) まで東進し、その後北緯 10 度、西経 95 度 (10 月 7 日) まで北東に進んだ (図 3.1 の緑色の線)。彼らはその期間中オゾンゾンデ観測を行い、相対湿度とオゾンの層状構造を高度 2km、5km、9km 付近にしばしば観測した。鉛直スケールは約 1~2km であった。これらの層では相対湿度がオゾンや南北風と逆相関になっていた。つまり湿潤な層はオゾンの濃度が低く、北風が吹いていた。彼らは、海面付近の空気はオゾンに乏しいことから、ITCZ において対流圏中層に持ち上げられた湿潤でオゾンに乏しい空気塊が北風で移流されてきたと推測した。

ラジオゾンデ観測や飛行機観測は時間的・空間的に限られるが、もし数値実験により 4 次元データが得られれば、層状構造の時間変動、力学的特徴、物質輸送的特徴などについて知ることができる。そこで、本章ではメソスケールの領域大気モデルを用いて、照洋丸観測期間のうちの 3.5 日間について数値実験を行う。また、層状構造を形成する流れ場について理解するために大量のトレーサー粒子を用いて輸送実験を行う。

### 3.1 実験設定

計算領域は図 3.1 に示したように東部太平洋の西経 62 度~128 度、南緯 1 度~北緯 20 度である。外側の Domain 1 は 40×120 グリッドで、格子間隔は 63 km である。内側の Domain 2 は 73×211 グリッドで、格子間隔は 21 km である。計算期間は 1999 年 9 月 26 日 00 UTC ~ 9 月 29 日 12 UTC の 3.5 日間である。初期値・境界値に与えるデータとしては水平解像度 1 度、時間間隔 6 時間の National Centers for Environmental Prediction (NCEP) Global Tropospheric Analyses (FNL) を用いた。FNL の鉛直格子間隔は対流圏中層で 50 hPa であるのでここでのモデル設定に比べて粗い。

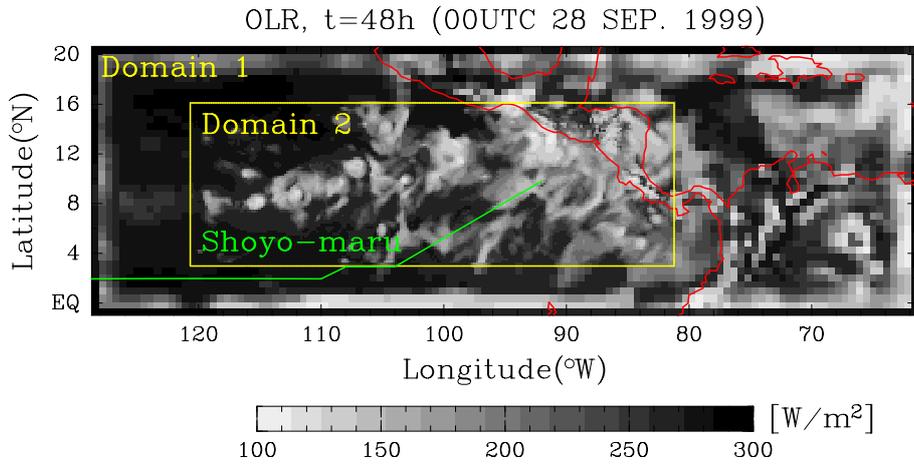


図 3.1: 計算開始から 48 時間後 ( $t = 48 \text{ h}$ ) の上向き赤外放射。内側の黄線で囲った範囲が Domain 2 の領域。図の左下の緑線は照洋丸の航路。

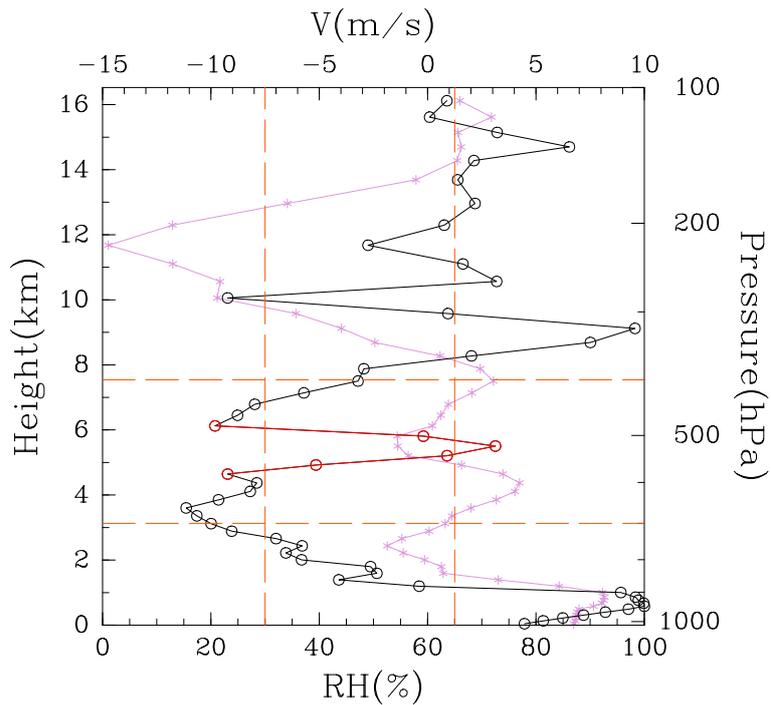


図 3.2: 西経 109.7 度、北緯 4.9 度、 $t = 48 \text{ h}$  における相対湿度 (RH、白丸付の実線) と南北風 ( $V$ 、アスタリスク付の紫色の線、北向きが正) の鉛直プロファイル。橙色の鉛直破線は層状構造の判定に使う閾値を示す。橙色の水平破線は解析範囲を示す。相対湿度の赤線部分は層状構造の例を示す。

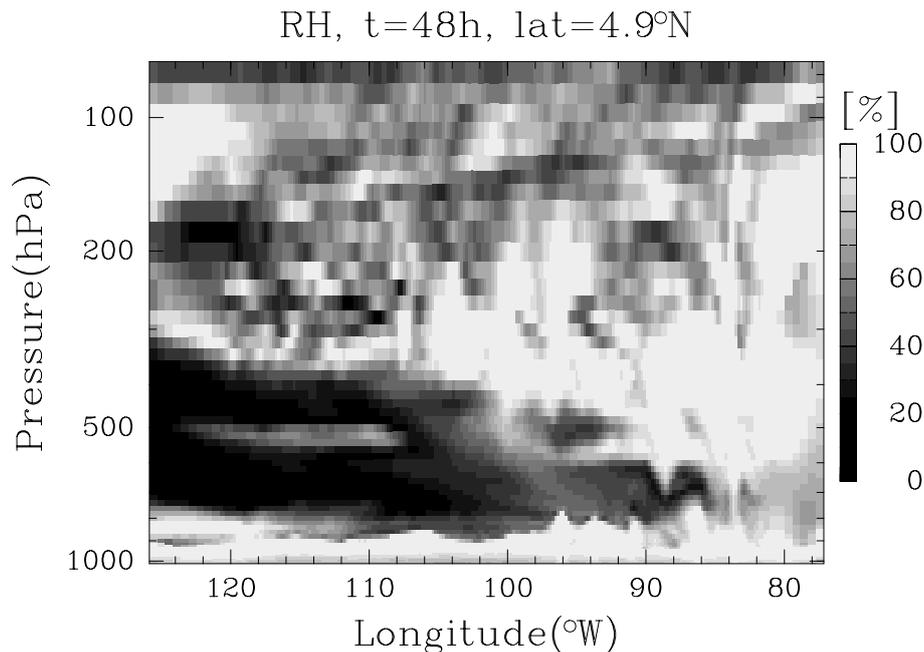


図 3.3: 計算結果の北緯 4.9 度、 $t = 48 \text{ h}$  (1999 年 9 月 28 日 00UTC) における相対湿度の東西鉛直断面図。

モデルの再現性を示すためにいくつかの結果を示す。図 3.1 は計算開始から 48 時間後 (9 月 28 日 00 UTC) の上向き長波放射 (OLR) の図である。OLR の分布は衛星赤外画像のパターンとよく似ている (e.g., Kochi University “Weather home”)。ITCZ の雲列が北緯 10 度付近に沿って西経 120 度から 80 度付近まで伸びている。

相対湿度の鉛直分布も照洋丸観測の結果とよく似た分布を示す。図 3.2 は計算で得られた対流圏中層の湿潤な層状構造の例である。南北風 (紫の実線) が高度 2~6 km で相対湿度 (黒または赤の実線) と逆相関を示しているのがわかる。つまり湿潤な部分では南向きの風が吹き、乾燥した部分では北向きの風になっている。高度 5~6 km 付近にある湿潤層の鉛直スケールは約 1.5 km で、照洋丸観測で得られたものと同程度である。図 3.3 は計算結果における相対湿度の東西鉛直断面図である。全般に対流圏上部は相対湿度が高く、東の方ほど湿潤な部分の下端が低い。また、図 3.2 に見られた 500 hPa 付近の湿潤層が西経 108 度~122 度に広がっている。この結果は Shiotani et al. (2002) の図 7 や Fujiwara et al. (2003) の図 3a で示されているような照洋丸観測における相対湿度の経度分布と似た特徴を示している。

我々の計算結果は層状構造の様々な特徴をよく再現しており、MM5 における積雲や微物理のパラメタリゼーションの選び方についても適切と判断できる。そこで以下ではこの対

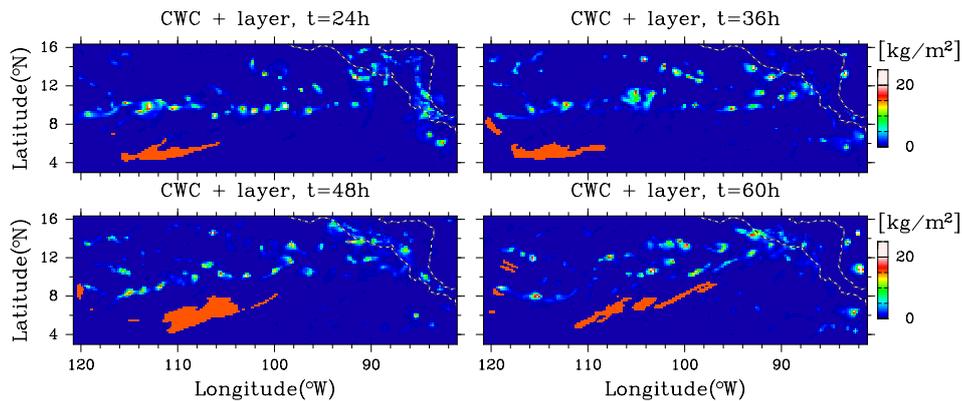


図 3.4:  $t = 24$  h、 $36$  h、 $48$  h、 $60$  h における層状構造の水平分布（橙部分）と雲水量鉛直積算量（カラートーン）。

流圏中層の層状構造についてさらに解析を進める。

## 3.2 結果

### 3.2.1 層状構造の分布

まず相対湿度の鉛直プロファイルを用いて層状構造の定義を行う。ここでは最も湿潤な部分が相対湿度 65%以上、湿潤な部分の上下で最も乾燥した部分が相対湿度 30%以下のものを層状構造とした。Domain 2 の計算結果のうち対流圏中層に注目するために解析は 700 ~ 400 hPa の範囲に限って行った。また、この範囲で特に薄い層に注目するために相対湿度 30%以上の部分の厚さが 150 hPa ( $\sim 2$  km) 以下のものを抽出した。図 3.2 はこれらの条件で得られた層状構造の典型例である。その鉛直の広がり約 1.5 km である。

図 3.4 は層状構造が見られた領域の水平分布図である。背景のトーンは固体・液体の水の鉛直積算量を示している。北緯 8 度 ~ 12 度には ITCZ の対流雲のかたまりが見える。層状構造は ITCZ の南側の対流活動の少ない穏やかな領域に出現している。一方 ITCZ の北側には層状構造は見られない。層状構造の出現領域の東西スケールは約 1000 km、南北スケールは約 400 km である。最も大きい層状構造のかたまりは  $t = 20$  h くらいに出現し始め、 $t = 48$  h に面積が最大になった後、東西に引き伸ばされながら縮小していった。このかたまりの寿命は 1 ~ 2 日くらいである。層状構造の下端（相対湿度が 30% になるところ）の高度は約 4.5 km で層状構造のかたまりの中ではほぼ一様であるが、層状構造の厚さは西の方ほど厚く ( $\sim 1.5$  km)、東の方ほど薄い ( $< 1$  km)。

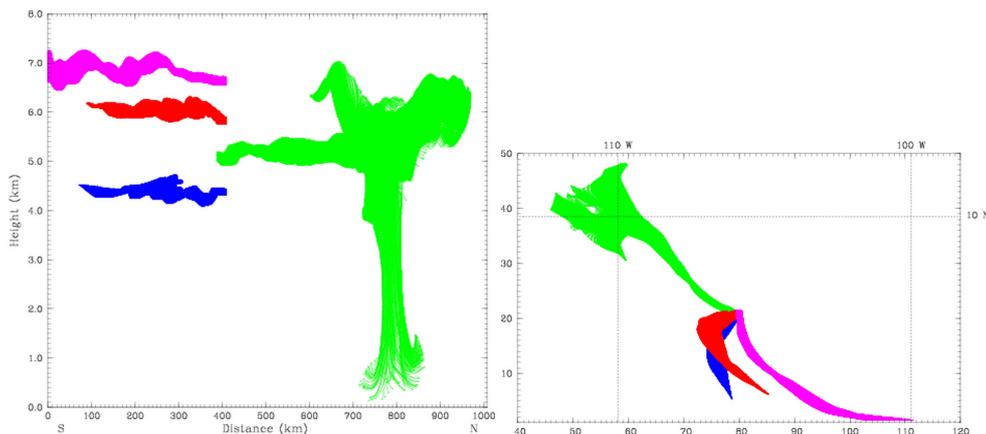


図 3.5: 後方流跡線解析。左：流跡線の南北鉛直平面への投影図。「初期」位置は図の南端から約 400 km の地点の高度 4.4 km (青)、5.1 km (緑)、5.8 km (赤)、6.6 km (桃) 付近。右：流跡線の水平面への投影図。「初期」位置はグリッド番号  $(x, y) = (80, 21)$  で、西経 106 度、北緯 6.5 度付近になる。色分けは左図と同じ。

### 3.2.2 大量粒子追跡実験

層状構造を作り出す流れ場について理解するために、計算された風で仮想粒子を流す輸送実験を数種類行った。ここでは 10 分間隔で数値モデルから出力した 3 次元風速場を 100 秒間隔に線形内挿したものをを用いてオフラインで計算を行った。一つめの実験として、 $t = 48$  h に層状構造の下 (4.4 km)、中央 (5.1 km)、上 (5.8 km と 6.6 km) の限られた領域に 6250 個ずつ粒子を配置し、時間を遡って  $t = 12$  h まで追跡する後方流跡線解析を行った。湿潤層の内部においた粒子は北西から来ていた (図 3.5 右図の左上の粒子群)。その粒子の多くは海洋上の大気境界層から対流によって持ち上げられて対流圏中層に来ていた (図 3.5 左図の右の粒子群)。一方、湿潤層の上下にある乾燥した層に置いた粒子は、南東からほぼ水平に来ていた (図 3.5 左図の左の粒子群、右図の右下の粒子群)。これらの結果は湿潤層が北風の部分と対応しているという観測結果とも一致し、高湿度の空気が ITCZ から水平に移流されてきたという Shiotani et al. (2002) の推測を裏付けるものである。

次にもうひとつ時間を遡って粒子群の起源を調べる後方粒子群追跡実験を行った (図 3.6)。 $t = 48$  h において層状構造が見られた全領域で、湿潤部分 (550 hPa) に水平に粒子を配置し、 $t = 12$  h まで後方追跡した。空気塊の動きは、図 3.4 に示した層状構造の動きとは異なり、時間が進むにつれて、粒子が存在する領域は南西から北東の方向に引き伸ばされ、北西から南東の方角には圧縮されていた。これは次の 3.2.3 節で見るように、水平流速場がよどみ点 (鞍点) を持つことに起因する。

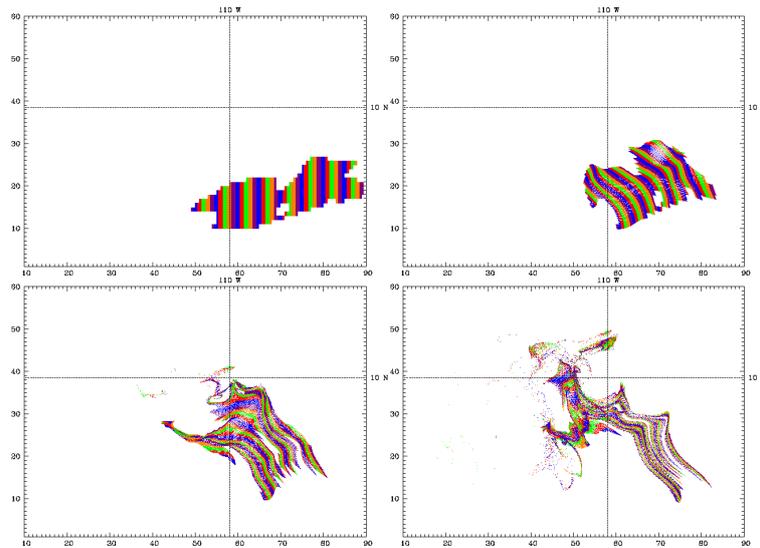


図 3.6: 後方粒子追跡実験。左上が  $t = 48$  h (粒子を配置した時刻)、右上が  $t = 36$  h、左下が  $t = 24$  h、右下が  $t = 12$  h。

最後に層状構造形成の空間依存性を調べるために、 $t = 24$  h から  $t = 48$  h までの前方粒子群追跡実験を行った。初期時刻 ( $t = 24$  h) に粒子を東西鉛直断面に平行な面上に格子状に配置した (図 3.7 の上段)。位置は北緯 5.9 度、西経 115.8 度 ~ 99.9 度、高度 4 ~ 7 km である。図 3.7 の中段は 12 時間後、下段は 24 時間後の粒子群の位置を表す。赤色と青色の粒子はそれぞれ元の位置に対して南に動いたものと北に動いたものを表す。格子全体としては東西方向に引き伸ばされている。一方、南北方向の変位についてはやや複雑である。大半の粒子は北向きに変位し、特に変位が大きかったのは格子の東側上部である。一方、格子の中央部分の高度 5.5 km 付近の粒子は南に変位した。南への変位が見られる高度は西ほど高かった。この経度依存性により層状構造は緩やかに傾いており、東ほど高度が低くなっている。このことは層状構造が西で厚く東で薄いこととも関連している。

### 3.2.3 流線解析

図 3.2 を見てわかるように、ITCZ の南側において対流圏下層では ITCZ に向かって北向きに風が吹き、一方、対流圏上層では ITCZ から南向きに風が吹いている。この流れは基本的にハドレー循環の一部である。しかし対流圏中層では複雑な南北流分布になっている。層状構造に伴う風のオイラー的運動を調べるために、流線解析を行った。

$t = 48$  h における  $\sigma = 0.45$  ( $\sim 460$  hPa)、 $0.51$  ( $\sim 520$  hPa)、 $0.57$  ( $\sim 580$  hPa) での流線を図 3.8 の白線で示す。ここで  $\sigma$  は式 (2.1) で定義される鉛直座標変数である。各レベルに

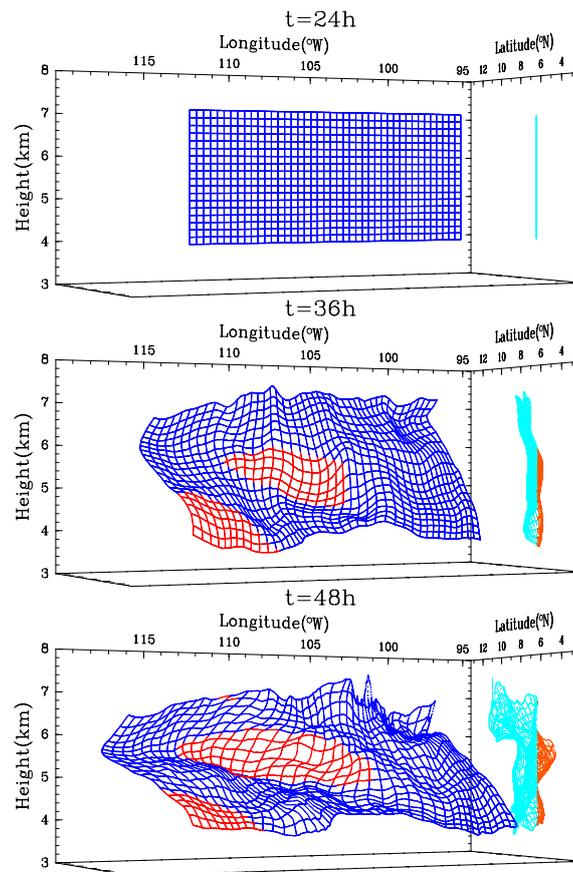


図 3.7: 多数の仮想粒子からなる格子の変形によって可視化した 3 次元的物質輸送。南向きに変位した粒子を赤で、北向きに変位した粒子を青で示す。南北鉛直平面への投影図では南向きに変位した粒子を橙で、北向きに変位した粒子を水色で示す。

において、西経 120 度、北緯 8 度付近に時計回りの渦があり、さらにもう 1 つ西経 90 度、北緯 5 度付近にも時計回りの渦がある。この 2 つの渦の間には × 印で示した位置によみ点、より正確には鞍点がある。ここで  $\sigma = 0.51$  レベルでは鞍点は層状構造 (図 3.8 において灰色の線で囲まれた領域) の東の端にある。一方、他の 2 つのレベルでは鞍点は層状構造の位置よりも西の方にある。 $\sigma = 0.51$  での鞍点と  $\sigma = 0.45$  での鞍点に挟まれた領域では、南北風成分は層状構造の形成に寄与する分布になっている。つまり  $\sigma = 0.51$  では南向きの風が吹き、他の 2 つの高度では北向きの風が吹いている。南向きの風は ITCZ から湿潤な空気を運び、北向き風は相対的に乾燥した空気を運んでいる。結果として、水平風の鉛直シアーによりこの経度帯に相対湿度の層状構造が形成されている。

$\sigma = 0.45$  の高度から下向きに見ると、鞍点の位置は連続的に東にずれていっている。 $\sigma = 0.57$  における鞍点の位置は  $\sigma = 0.51$  や  $\sigma = 0.45$  における鞍点の位置よりも不連続的

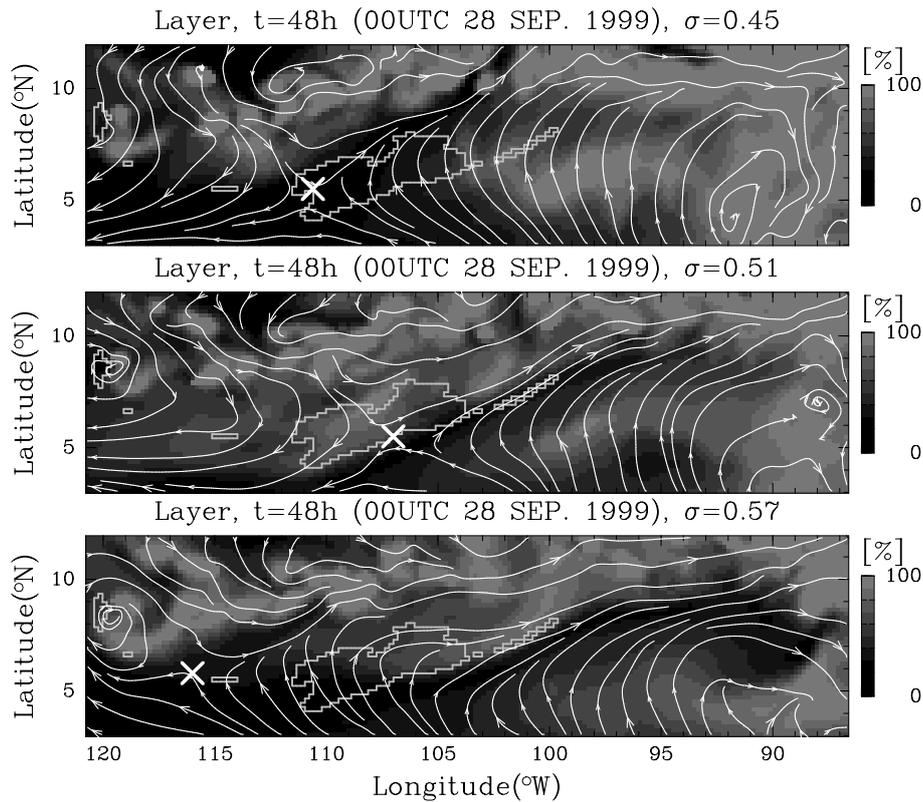


図 3.8:  $\sigma = 0.45$  (上段、約 460 hPa)、 $0.51$  (中段、約 520 hPa)、 $0.57$  (下段、約 580 hPa) における  $t = 48$  h での相対湿度 (グレートーン) と流線の水平断面。×印は各高度での流れ場の鞍点を示す。灰色の線で囲った領域は層状構造を示す。

にずっと西にずれている。層状構造より上側において鞍点の位置が高度と共に連続的にずれていることにより、図 3.7 で見たような層状構造の緩やかな傾斜を形成している。図 3.7 で赤色と青色の領域の上側の境界はほぼ鞍点の位置に一致している。

図 3.9 は  $\sigma = 0.51$  における流線の時間変化を相対湿度とともに示したものである。 $t = 12$  h から 48 h まで、先に述べた 2 つの総観規模渦と鞍点構造が継続的に見られることがわかる。鞍点の部分では乾燥した空気と湿潤な空気が接しており、その空気塊が北東–南西方向に引き伸ばされている様子が見てとれる。

### 3.3 第3章のまとめ

東部太平洋赤道域で 1999 年の照洋丸観測の際に見られた相対湿度の層状構造について調べるために、領域大気モデル MM5 を用いて数値実験を行った。その結果、ITCZ の南側の

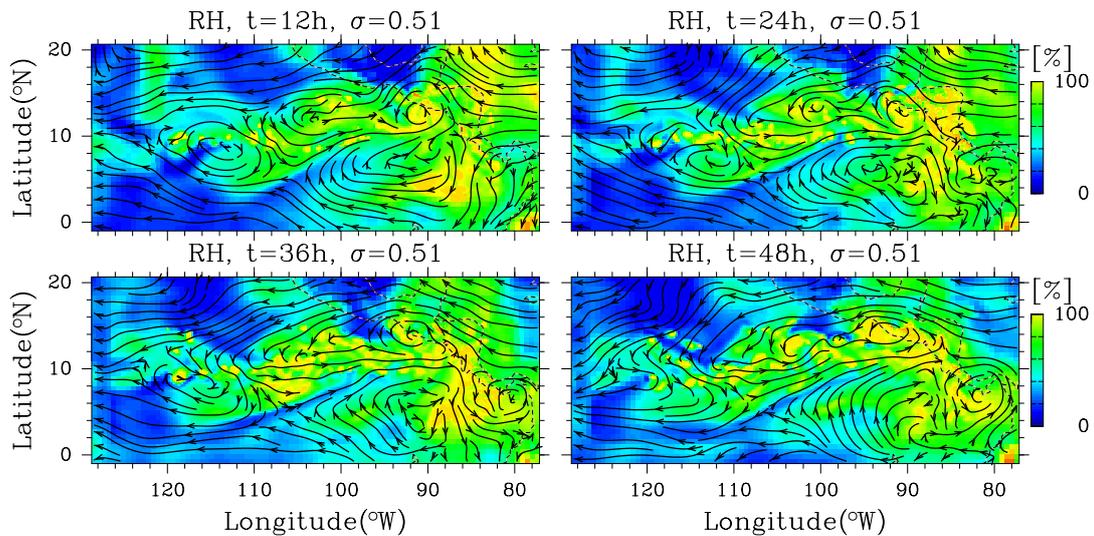


図 3.9:  $\sigma = 0.51$  における相対湿度と流線の水平断面の時系列。  $t = 12$  h から  $t = 48$  h まで 12 時間おき。

高度 5 km 付近に相対湿度の高い層状構造が再現された。鉛直プロファイルの特徴は照洋丸観測において観測された層状構造のものと似ている。層状構造のうち最も面積の大きいかたまりは東西スケールが約 1000km、南北スケールが約 400km、鉛直スケールが 1~2km であった。これらの特徴は照洋丸観測中に得られたものと近かった。層状構造のかたまりを形成する時間スケールは約 1~2 日であった。この時間スケールは主に総観規模の流れ場によって支配されている。その理由は、一般的に数値モデルにおいては現実大気よりも渦拡散が強いために何らかの維持する仕組みがなければ 1 日ほどで層状構造は消えてしまうからである。熱帯では対流活動によって対流圏の上から下までよく混合されている。しかし層状構造は対流によって乱されることなく 1~2 日持続していた。このことは、対流によって乱されない限り、穏やかで成層した大気の状態が空間的には総観規模の広がり、時間的には数日の長さで存在する可能性を示している。

大量粒子の後方流跡線解析により、湿潤な層の空気は層状構造の北側の ITCZ から水平に移流されて来ていることがわかった。一方、乾燥した層の空気は南から来ていた。また、この粒子追跡実験より湿潤な層内の空気粒子の多くは海洋上の境界層から対流によって持ち上げられて来ていることもわかった。これらの結果は Shiotani et al. (2002) による、湿潤な層の空気が ITCZ から輸送されてきているのではないかと示唆を裏付けるものである。

粒子群を東西鉛直面内に格子状に配置した前方粒子追跡実験により、層状構造が東西方

向にやや傾いていることがわかった(図3.7)。また、流線解析より西経120度、北緯8度、および、西経90度、北緯5度付近に位置する2つの総観規模渦の間にある鞍点が3次元的な層状構造の形成過程に果たす役割が明らかになった。層状構造の緩やかな傾きは層状構造より上において鞍点の位置が上ほど西にずれていることに起因することがわかった。今の時点では、2つの渦と鞍点の形成過程については明らかでない。

一般に、薄い層状構造は、構成する空気塊が元々どのような空気塊であったかという意味での「起源」が鉛直に厚いものか薄いものか、によって分類できる。ここでいう空気塊は水蒸気やオゾンといった微量成分の混合比によって互いに識別されるものである。起源となる空気塊が十分薄く、大気が安定成層している場合には薄い層状構造が形成されうる。一方、空気塊の起源が薄くなくても、循環場が強い鉛直シアーを持っていれば薄い層状構造が形成されうる(e.g., Haynes and Anglade, 1997)。例えば、対流によって境界層から自由対流圏に貫入した空気塊は、厚い起源の好例であるが、流れの鉛直シアーによってすみやかに引き伸ばされて薄い層状構造ができる。

Johnson et al. (1999)の図13bには、熱帯の $0^{\circ}\text{C}$ 安定層付近において積乱雲からのドレインメントが棚状雲としてただよっている様子が描かれている。これは層状構造の薄い起源の例といえる。我々のモデルでは $0^{\circ}\text{C}$ 安定層は存在するものの、これらの雲を表現するには空間解像度が不足している。一方、我々の粒子追跡実験では、対流域という厚い湿潤空気塊から鉛直シアーによって薄い層状の湿潤域が形成されていた。我々の例における層状構造は、 $0^{\circ}\text{C}$ 安定層に伴う棚状雲というよりは、より鉛直シアーの果たす役割が大きい構造と考えられる。

赤道付近ではコリオリパラメタが小さいので大気の運動は温度風の関係に強く縛られることはなく、従って鉛直に薄い積雲群からの吹き出しや強い鉛直シアーが可能となる。つまり、赤道付近の水平の流れは鉛直に独立になってもよく、このことが今回の実験において層状構造が専らITCZの南側に現れていることの原因となりうる。

予備的にNCEP/NCAR再解析データを調べたところ、今回見られたような渦と鞍点は東部太平洋において9月と10月にはよく見られることがわかった。よって、このような渦運動やそれに伴う層状構造はこの領域の気候学的特徴である可能性がある。層状構造の出現頻度やその物質輸送・混合過程における役割についてさらなる解析が必要である。

## 第4章 薄い湿潤層状構造の時空間分布に関する数値実験

第1章で述べたように、熱帯海洋上の観測データは時間的・空間的にまばらであり、現在のところ観測データだけで熱帯対流圏で見られる層状構造の時空間分布を把握することは困難である。一方、第3章では領域大気モデルを用いることにより東部太平洋赤道域で実際に観測された湿潤層状構造を再現することに成功し、その形成過程についての詳細な解析を行うことができた。ただし、第3章の実験はある特定の事例について調べたものであり、そこで見られた現象が東部太平洋赤道域の気候学的特徴を代表しているとは限らない。そこで、この章では第3章で用いたのと同じ領域大気モデル・同じ実験設定による客観解析データのダウンスケーリングにより時間的・空間的に密なデータを長期間作成し、東部太平洋赤道域における湿潤層状構造の気候学的性質、特に時空間分布を明らかにする。

### 4.1 実験設定

モデル計算領域や計算設定は前章のものと同じである。初期値・境界値も同じく NCEP FNL を用いている。解析には内側の計算領域 (Domain 2) を用いる。また、本章の計算においては時間積分は区分的に行った。すなわち、2日おきに3日積分を行い、後半2日を解析対象としてつなげていくことにより最大で2年分の連続的な長期間データを得た。このようにすることにより、大規模な場の変動が領域モデルの特性に依存して計算時間とともに客観解析から大きくずれていくということがなくなるため、客観解析に基づく現実的な環境場が作り出す湿潤層状構造について調べることができる。モデル出力は3時間間隔である。

### 4.2 2005年–2006年の統計

2005年1月1日03 UTC から2007年1月1日00 UTC までの2年分のモデル出力について本節と次節で解析を行った。薄い湿潤層状構造の定義は式(1.1)と(1.2)を  $\delta RH_0 = 35\%$  及

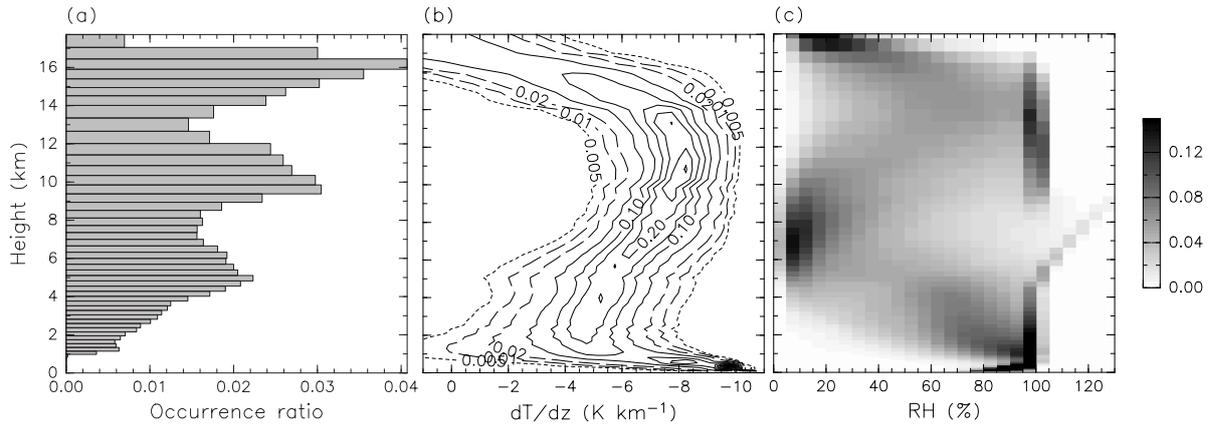


図 4.1: (a) 2005 年–2006 年のモデル結果を元に計算した薄い湿潤層状構造の出現高度  $z_{max}$  のヒストグラム。水平格子点数と時間ステップ数で規格化。高度方向のビン幅は各高度におけるモデルの鉛直格子間隔の平均を用いた。(b) 2005 年–2006 年のモデル結果を元に計算した海洋上の各高度における温度減率の頻度分布。頻度分布の計算に用いた温度減率のビン幅は  $0.5 K km^{-1}$ 。(c) 2005 年–2006 年のモデル結果を元に計算した海洋上の各高度における相対湿度の頻度分布。氷点下の場合には氷に対する相対湿度を用いた。頻度分布の計算に用いた相対湿度のビン幅は 5%。

び  $\delta h_0 = 2 km$  として用いた。図 4.1a は 2 年分のデータを元に計算した薄い湿潤層状構造の出現高度のヒストグラム、つまり水平・時間平均した薄い湿潤層状構造の出現頻度の高度分布である。高度方向のビン幅は各高度におけるモデルの鉛直格子間隔の平均を用いた。高度 5 km, 10 km, 16 km に 3 つの極大、高度 7 km, 13 km に 2 つの極小が見られる。高度 5–9 km において、モデル計算結果 (図 4.1a) は San Cristóbal における観測 (図 1.5a) と整合的である。一方、高度 5 km 以下と 10 km 以上においては図 1.5a と 4.1a は異なる分布を示す。高度 5 km 以下の違いは San Cristóbal が計算領域よりも南に位置していることに起因している。のちに図 4.8g で示すように、計算領域の南側では北半球の夏季に高度 2–3 km における出現頻度が相対的に高く、これは図 1.5a における高度 2–4 km のピークと整合的である。高度 10 km 以上での違いはゾンデのセンサーが高度 10 km 以上において薄い湿潤層状構造の数を過小評価するという事実と整合的である。よって、以降の解析では 4–7 km と 7–12 km という 2 つの高度帯に着目して対流圏中層に見られる 2 つのピークの特徴を明らかにしていく。高度 5 km 付近に見られる極大値は約  $0.02 km^{-1}$  であり、これは San Cristóbal で観測された値の約  $1/4$  である (1.2.3 節参照)。これはモデルの鉛直解像度がラ

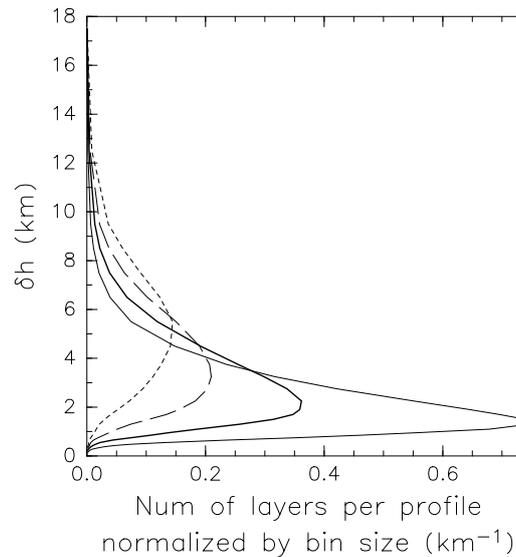


図 4.2: 2005年–2006年のモデル結果を元に計算した薄い湿潤層状構造の厚さ  $\delta h$  のヒストグラム。 $\delta RH_0$  の値と対応する線種は図 1.4b のものと同じ。

ジオゾンデプロファイルの鉛直解像度に比べて荒いこと、及びモデルが拡散的であることに起因する。

図 4.1b はモデル領域内の海洋上の各高度における温度減率の頻度分布を示す。高度 5 km 付近に安定な高度帯が、高度 10 km 付近にもやや安定な高度帯が、頻度分布の  $dT/dz$  の小さい方への変位（つまりコンターラインの折れ曲がり）として見られる。これらの安定な高度帯は薄い湿潤層状構造の出現頻度の 2 つのピークとよく一致している。高度 5 km 付近の安定層は Johnson et al. (1996) の指摘する  $0^\circ\text{C}$  高度付近の “tropical inversion” と一致する。

図 4.1c はモデル領域内の海洋上の各高度における相対湿度の頻度分布を示す。図 4.1a の 3 つのピークは湿潤層と乾燥層の境界と一致する。これらの高度では水蒸気の頻度分布の 2 極性 (e.g., Zhang et al., 2003) が顕著である。この相対湿度の頻度分布は上部対流圏の湿潤部分を除いて SHADOZ のプロファイル (図 1.5b) と似ている。上部対流圏の湿潤部分は ITCZ 内の対流に起因する。

図 4.2 は  $\delta RH_0 = 25\%$ ,  $35\%$ ,  $45\%$ ,  $55\%$  の場合における層の厚さ  $\delta h$  のヒストグラムを示す。これらの分布は定性的には SHADOZ の観測データのもの (図 1.4b) と同じであるが、 $\delta h$  のピークの値は観測のものより大きい。これはここで用いたモデルの鉛直解像度が有限であることに起因する。

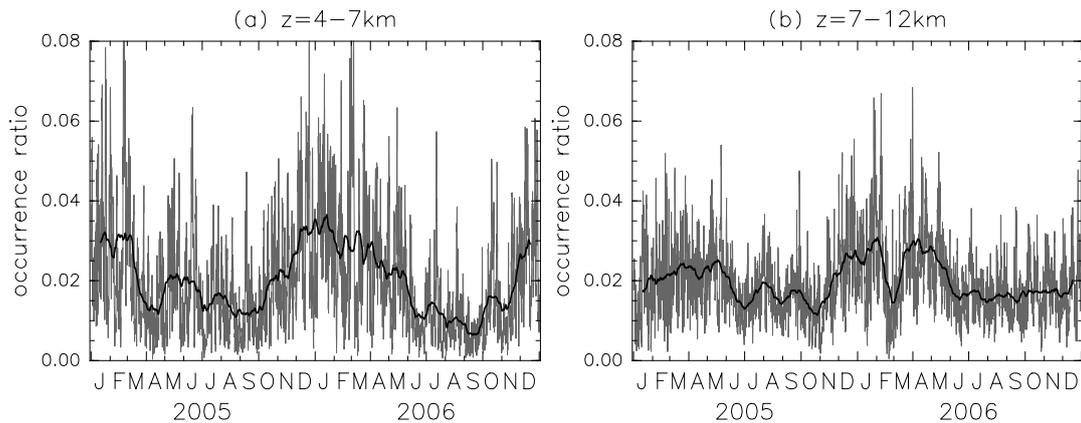


図 4.3: 2005 年 1 月から 2006 年 12 月までの水平平均した薄い湿潤層状構造の出現頻度の時系列。太線は 30 日移動平均を示す。左が高度 4–7 km の出現頻度、右が高度 7–12 km の出現頻度を示す。

### 4.3 2005 年–2006 年の季節変化

図 4.3 は 2 つの高度範囲 4–7 km 及び 7–12 km における薄い湿潤層状構造の出現頻度の領域平均の時系列を示す。薄い湿潤層状構造はどの季節においても見られることが分かる。高度 4 km から 7 km の間（左図）では季節変化が明瞭である。すなわち、北半球冬季に出現頻度が高く、夏季に低い。より周期の短い季節内変動とその年々変動も明瞭である。高度 7 km から 12 km の間（右図）では季節変化は高度 4 km から 7 km の間と比べて小さい。2006 年 1 月と 4 月に突出したピークが見られる。

ここで層状構造の出現頻度が明瞭な季節変化を示す高度 4–7 km に着目する。図 4.4a は 2005 年から 2006 年の 4 つの「季節」ごとに平均した薄い湿潤層状構造の水平分布を示す。4 つの季節とは 1–3 月、4–6 月、7–9 月、10–12 月である。一方、図 4.4b, c はそれぞれ同じ 4 つの季節毎の平均雲頂高度の水平分布と、高度 6 km における平均相対湿度と水平風の流線を示す。ここで各季節における ITCZ の位置は図 4.4b を用いて決める。出現頻度が最も高い 1 月から 3 月には  $5^{\circ}\text{N}$  付近にある ITCZ のすぐ北に ( $92^{\circ}\text{W}, 8^{\circ}\text{N}$ ) と ( $115^{\circ}\text{W}, 10^{\circ}\text{N}$ ) に中心を持つ 2 つのピークがある。前者は ( $90^{\circ}\text{W}, 5^{\circ}\text{N}$ ) に見られる相対湿度の極大のすぐ隣に位置しており、後者は乾燥した領域から湿潤な領域に向けて北西向きの風が吹いている。他方、7 月から 9 月には出現頻度は最も低く、ほとんどの層状構造が  $8\text{--}10^{\circ}\text{N}$  にある ITCZ よりも南側に分布しており、その場所では最も湿った領域から最も乾いた領域に向けて南西向きの風が吹いている。4 月から 6 月と 10 月から 12 月には ITCZ は  $6\text{--}8^{\circ}\text{N}$  にあり、層状構造は東太平洋の沿岸部を除いて広く分布している。4 月から 6 月には ( $120^{\circ}\text{W}, 11^{\circ}\text{N}$ ) に

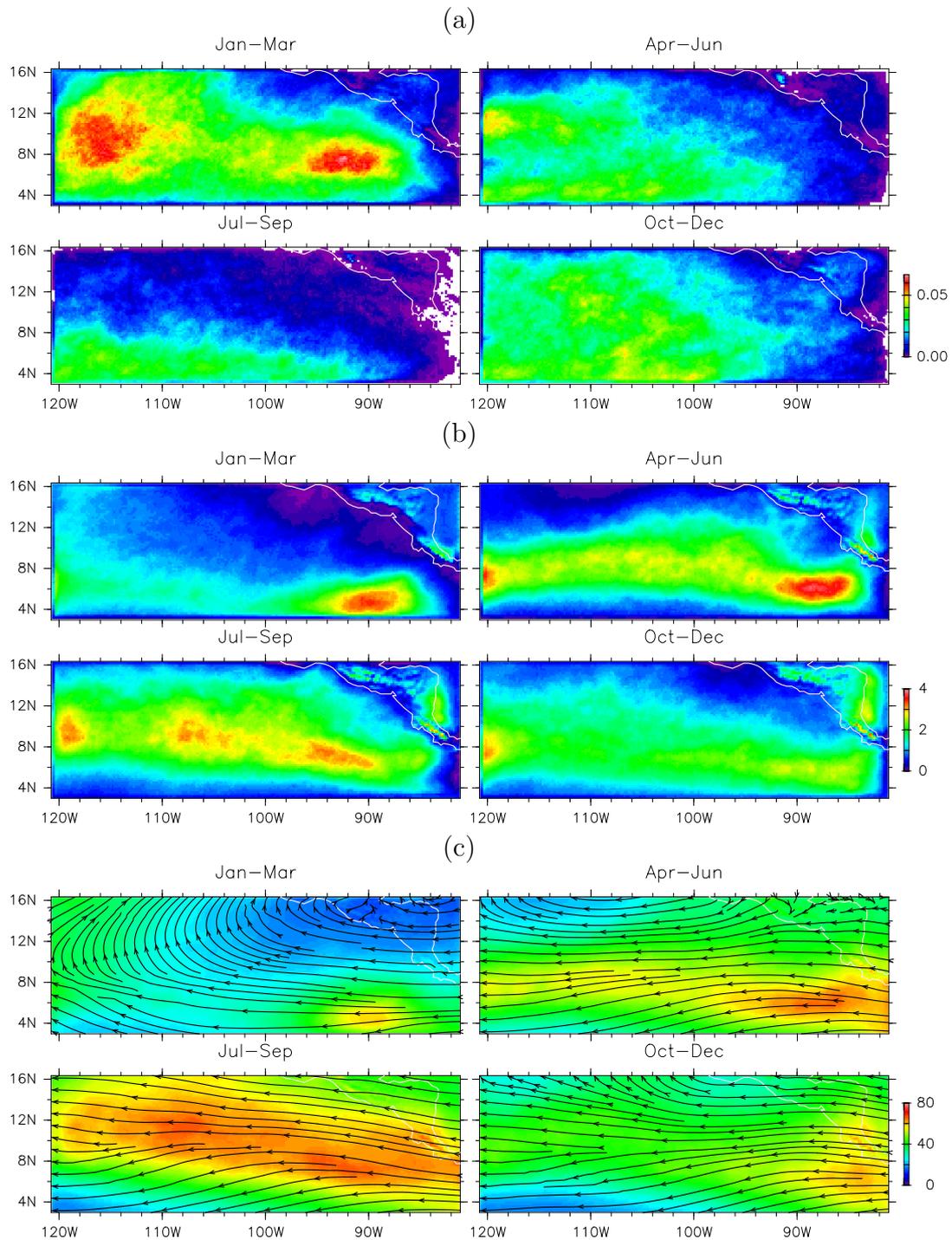


図 4.4: (a) 2005年–2006年の1–3月、4–6月、7–9月、および10–12月における高度4–7 kmの層状構造出現頻度の水平分布。(b) 同じ季節における平均雲頂高度 (km) の水平分布。雲域は水の凝結物混合比が  $10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$  以上の領域として定義した。雲の無いピクセルは0 km として扱う。(c) 同じ季節における高度6 km での平均相対湿度 (%) の水平分布と水平流の流線。

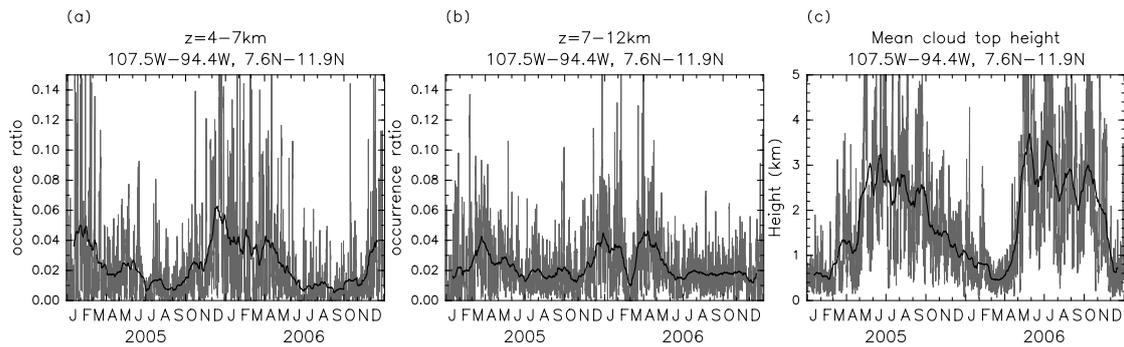


図 4.5: (a, b) 図 4.3 と同じだが、内側計算領域の中央部分  $1/9$  ( $107.5^{\circ}\text{W}-94.4^{\circ}\text{W}$ ,  $7.6^{\circ}\text{N}-11.9^{\circ}\text{N}$ ) における時系列。(c) 同じ領域における平均雲頂高度の時系列。雲域の定義は図 4.4 におけるものと同じ。各図の太線は 30 日移動平均値を示す。

見られる出現頻度の極大は相対湿度の水平勾配が高い場所の近くに位置しており、時間平均で見た ITCZ の位置のあたりで層状構造の出現頻度がやや低くなっている。10 月から 12 月については ( $108^{\circ}\text{W}-100^{\circ}\text{W}$ ,  $4^{\circ}\text{N}-8^{\circ}\text{N}$ ) に見られる出現頻度の極大は比較的湿った領域から乾燥した領域に向けて西北西向きの風が吹いている領域に一致する。

次に計算領域の部分領域に注目する。というのは図 4.3 は対流域と非対流域の両方を同時に含むため領域平均により年変化が不明瞭になるからである。図 4.5 は計算領域の中央部分  $1/9$  (経度方向に中央  $1/3$ 、緯度方向に中央  $1/3$ ) での層状構造の出現頻度の時系列 (高度  $4-7$  km (a) と  $7-12$  km (b)) と、平均雲頂高度の時系列 (c) である。高度  $4-7$  km では層状構造の出現頻度の年変化は図 4.3 に比べてよりはっきりしている。年変化は基本的には平均雲頂高度の年変化と逆相関になっているが、これは主に図 4.4 に示されているような ITCZ の年周期の移動によるものである。北半球の夏季には雲頂高度 (c) において 40-50 日周期の季節内振動が顕著であり、そのシグナルは東に伝搬する (図は省略)。しかし層状構造には季節内振動のシグナルが見えない。このことより、季節内よりも短い時間スケールにおける湿潤層状構造の出現頻度の変動は対流そのものによって支配されている訳では無いことが示唆される。

図 4.6 は高度  $4-7$  km (a, b, c) 及び  $7-12$  km (d, e, f) における湿潤層状構造の出現頻度と雲頂高度 (g, h, i) の 30 日移動平均値の緯度時間断面図を示しており、 $120.6^{\circ}\text{W}-107.6^{\circ}\text{W}$  (a, d, g)、 $107.4^{\circ}\text{W}-94.4^{\circ}\text{W}$  (b, e, h)、及び  $94.2^{\circ}\text{W}-81.2^{\circ}\text{W}$  (c, f, i) での平均である。高度  $4-7$  km では  $6^{\circ}\text{N}$  以北において層状構造の出現頻度が 12 月から 3 月の北半球冬季に比較的高く、6 月から 11 月の北半球夏季に逆に低い。一方  $6^{\circ}\text{N}$  以南では出現頻度は北半球夏季に高い傾向が見られる。経度依存性もまた顕著であり、出現頻度は領域西側 ( $120.6^{\circ}\text{W}-107.6^{\circ}\text{W}$ ) で

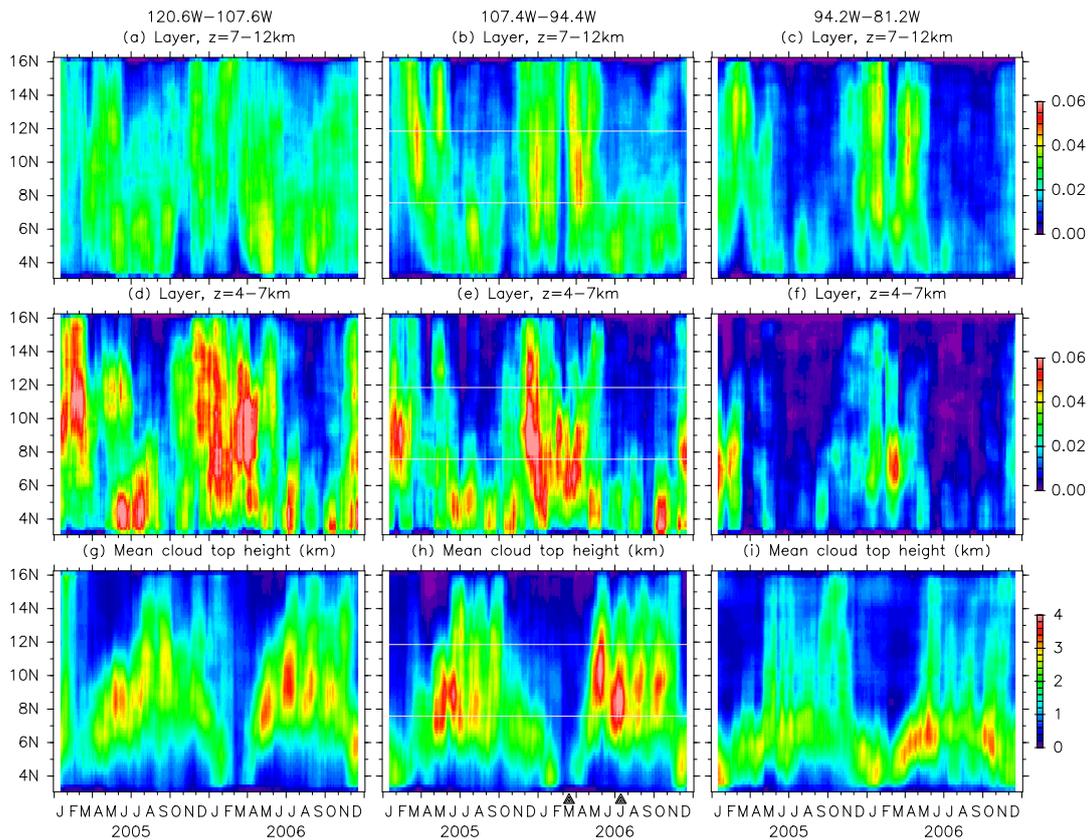


図 4.6: 30 日移動平均した (a, b, c) 高度 7–12 km 及び (d, e, f) 高度 4–7 km における薄い湿潤層状構造の出現頻度と雲頂高度 (g, h, i) の緯度–時間断面図。それぞれ 120.6°W–107.6°W (a, d, g)、107.6°W–94.4°W (b, e, h)、および 94.2°W–81.2°W (c, f, i) における平均を示す。図 4.5 は中央の列の各図に示した 2 本の白線の間での緯度平均を示している。図の下端の三角の印は図 4.7 で示している月を示す。

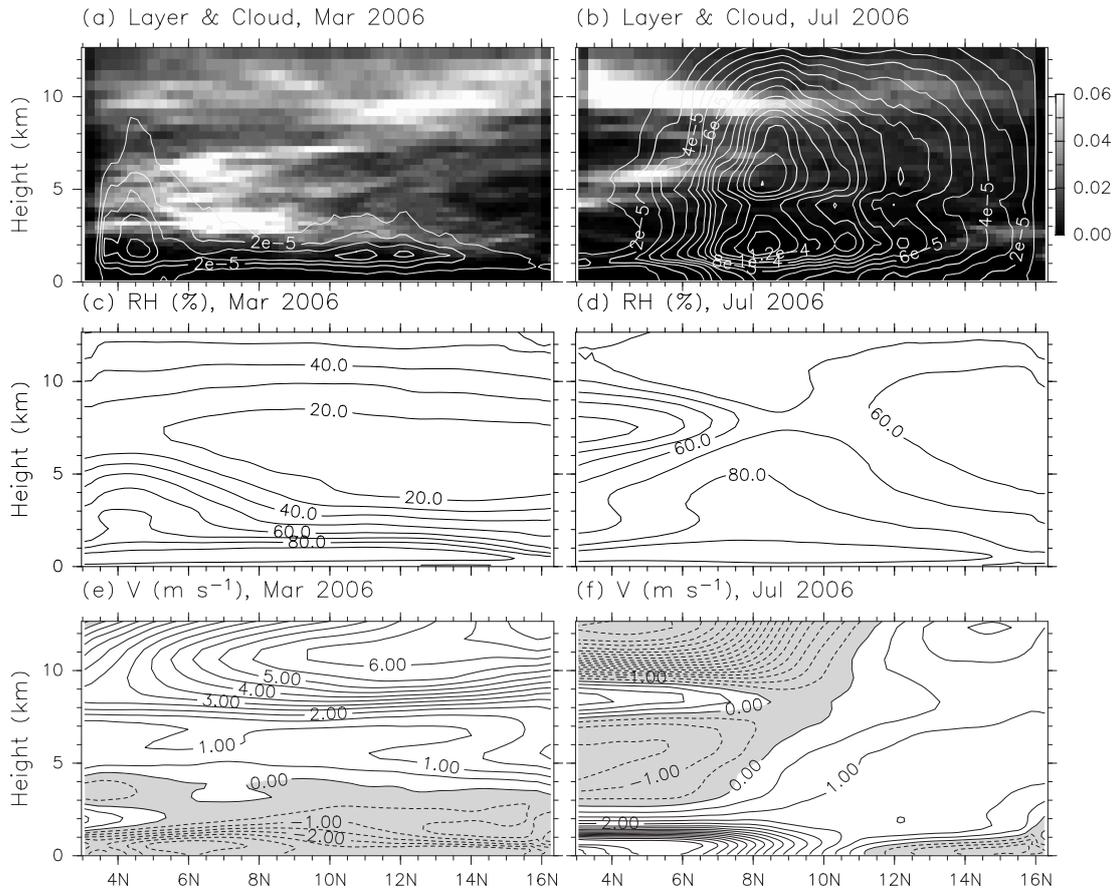


図 4.7: (a, b)  $107.4^{\circ}\text{W}$ – $94.4^{\circ}\text{W}$  の間で平均した薄い湿潤層状構造の出現頻度 (トーン) と月平均の水の凝結物混合比 (コンター) の子午面断面図。(c, d) 同じ領域における月平均相対湿度の子午面断面図。(e, f) 同じ領域における月平均南北風の子午面断面図。南向きの風に影をつけている。(a), (c), (e) は 2006 年 3 月の図、(b), (d), (f) は 2006 年 7 月の図である。

最大で領域東側 ( $94.2^{\circ}\text{W}$ – $81.2^{\circ}\text{W}$ ) で最小である。図 4.4 や 4.5 で示唆されたように出現頻度の高い値と雲頂高度の低い値が同時に見られる。同じような年変動は高度 7–12 km の出現頻度にも見られるが、年変動の位相の境目となる緯度は北にずれて  $8^{\circ}\text{N}$  付近に見られる。

図 4.7 は湿潤層状構造の出現頻度 (a, b のトーン)、水の凝結物の混合比 (a, b のコンター)、相対湿度 (c, d) 及び南北風 (e, f) の領域中央部分 ( $107.4^{\circ}\text{W}$ – $94.4^{\circ}\text{W}$  の平均) での月平均値の子午面断面図を示しており、左側が 2006 年 3 月、右側が 2006 年 7 月である。この 3 月と 7 月はこの領域の対流活動の年変化において反対の位相にあたる。3 月には、水凝結物 (図 4.7a のコンター) は対流圏下層に局在しており、7 月 (図 4.7b のコンター) に比べて比較的浅い対流を示唆している。薄い湿潤層状構造はその対流域の上、対流圏中・

上層に幅広く分布している(図4.7aのトーン)。同じ月の相対湿度場(図4.7c)を見ると、乾燥域が高度6–7 kmを中心として緯度方向には幅広く広がっている。南北風(図4.7e)を見ると対流圏中層には北向きの風が吹いており、その部分では層状構造の出現頻度が高くなっている。一方、下部対流圏では南向きの風が吹き、層状構造の出現頻度は低い。この図では下層の収束が不明瞭であり、このことはこの経度帯でITCZの対流活動が非常に低いことと整合的である。

7月には深い対流の領域が $10^{\circ}\text{N}$ 付近に位置しており、薄い湿潤層状構造はITCZの南側の高度5 kmと10 km付近で出現頻度が高い(図4.7b)。相対湿度(図4.7d)はほとんどの領域で高いが、ITCZの南側の高度8 km付近では乾燥している。月平均南北風(図4.7f)は明瞭な多層構造を持っている。ITCZの南側では4つの層が見られる。海面付近及び高度8.5 km付近の北向きの風の層と、高度4.5 km及び上部対流圏の南向き風の層である。ITCZの南側の高度8.5 kmの北向きの風は乾燥領域に対応しており、そのすぐ上と下で図4.7bに示したのと同様に層状構造の出現頻度が極大になっている。ITCZの北側では南向きの風が海面付近で吹き、惑星境界層の上では北向きの風が吹いているが、対流圏中層では南北風にははっきりした鉛直構造は見られない。このことは層状構造の出現頻度がITCZに対して南北非対称となる原因かもしれない。

図4.8は計算領域を9分割した部分領域における高度12 kmまでの薄い湿潤層状構造の出現頻度の月–高度断面図を2年分重ねたものである。図4.1aに示したように特に西側と中央の領域において高度5 kmと10 km付近にピークが見られる。 $3.1^{\circ}\text{N}$ – $7.4^{\circ}\text{N}$ (図4.8g, h)では北半球夏季に出現頻度が高い。高度10 km付近のピークは明瞭な年変化を示すが、5 km付近のピークはより短い時間スケールの変動を示す。 $7.6^{\circ}\text{N}$ – $11.9^{\circ}\text{N}$ (図4.8d, e)では北半球冬季には高度3–10 kmで出現頻度が高く、北半球夏季には高度10 km付近にのみ層状構造が見られる。 $12.0^{\circ}\text{N}$ – $16.3^{\circ}\text{N}$ (図4.8a, b)では北半球冬季には高度3–10 kmで出現頻度が高いが、北半球夏季にはどの高度帯にもあまり層状構造が見られない。

## 4.4 1999年–2006年の年々変動

薄い湿潤層状構造の出現の年々変動を調べるために2000年–2006年の3月と1999年–2006年の9月及び12月に関して数値実験を行った。東部太平洋赤道域における対流活動は3月と9月の間でコントラストが最大になる(Mitchell and Wallace, 1992)が、一方で高度4–7 kmにおける薄い湿潤層状構造の出現頻度は12月と9月の間でコントラストが最大になり、9月が極小である(図4.3)。図4.9はそれらの月における高度4–7 kmでの薄い湿潤層状構造の出現頻度を示す。出現頻度は一般に12月と3月に高く、9月に低い。また年々変動は

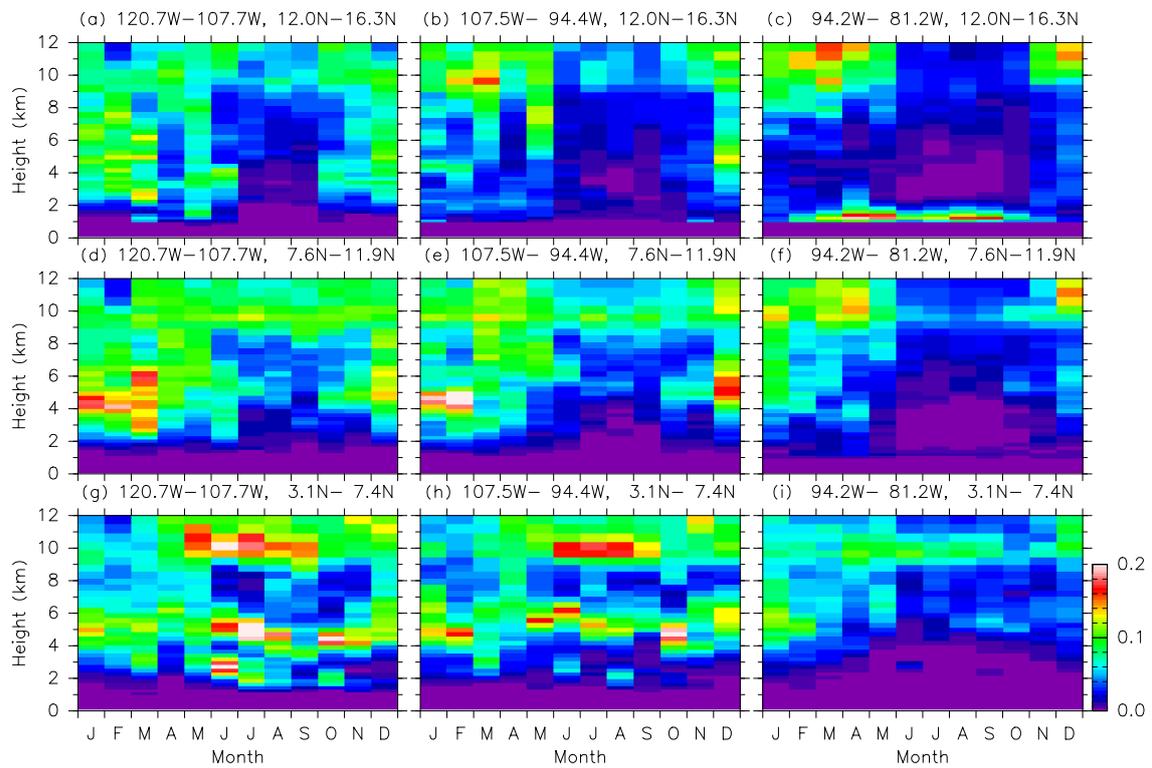


図 4.8: 内側計算領域の9つの部分領域における薄い湿潤層状構造の出現頻度の2年分を合成した月-高度断面図。

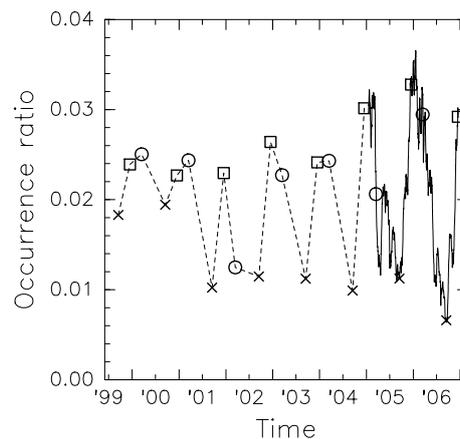


図 4.9: 2000 年–2006 年の 3 月および 1999 年–2006 年の 9 月と 12 月の高度 4–7 km における薄い湿潤層状構造の月平均出現頻度。丸印は 3 月、× 印は 9 月、四角印は 12 月を示す。実線は 2005 年–2006 年の 30 日移動平均の層状構造出現頻度を示す。

9 月に大きく、1999 年と 2000 年の 9 月の出現頻度は他の年の 9 月に比べて約 2 倍大きい。この高い出現頻度は 1999 年から 2000 年にかけて観測されたラニーニャに因るものである。毎年 9 月には東太平洋の海水面温度における “cold tongue” と呼ばれる冷水域が計算領域南側での対流を抑制し、ITCZ の南に乾燥領域を生み出す。この乾燥領域が水蒸気場に強い南北傾度をもたらし、薄い湿潤層状構造の出現頻度を高める。ラニーニャ期間中はこの冷水域が強化される。このようにして、ラニーニャの年の 9 月には ITCZ の南で薄い湿潤層状構造の出現頻度が高められる。

## 4.5 議論

既に図 4.7f で示したように ITCZ から赤道に向けて高度 3–7 km 及び 10 km 以上において南向きの風が吹いている。高度 10 km 以上の南向き風は地表の貿易風及び ITCZ の上昇流と合わせてハドレー循環を形成する。一方、高度 3–7 km の南向き風は浅い子午面循環のリターンフローである (Zhang et al., 2004)。これらの南向き風は高度 3–7 km 及び 10–16 km において ITCZ から赤道に向かって湿潤な気塊を移流する。さらに、図 4.7f を見ると高度 8.5 km において ITCZ の南側に北向きの流れが明瞭である。Mapes (2001) はこの「ハドレー循環の上昇流域の 8–10 km 付近という高い所にある収束域」を熱帯の鉛直循環についての 2 ボックスモデルと単純な加熱プロファイル、及び観測された安定度プロファイルを用いて再現している。この高度 8.5 km の北向き風は ITCZ の南側の高度 6–9 km に見られ

る乾燥域 (図 4.7d) の形成に寄与している。

月平均の場合においては乾燥した流入域と湿潤な流出域は滑らかにつながっているが、図 4.1c においてこれらの高度帯に見られる相対湿度の頻度分布における 2 極分布によって示されているように、両者の境界はそれぞれの日においては非常に乾燥した気塊と非常に湿潤な気塊からなっている可能性がある。薄い湿潤層状構造は総観規模の流れ場が薄い層を形成するのに適した条件を満たしている時、例としては水平風の鉛直シアがある時 (第 3 章の事例) に、そのような相対湿度の 2 極分布が見られる高度において良く見られる。流れ場の多層構造は北半球夏季により強く、その時期には ITCZ における対流活動が強い。その結果、図 4.8g, h に示したように北半球夏季に ITCZ の南側において薄い湿潤層状構造の出現頻度のピーク値がより大きくなる。

気温  $0^{\circ}\text{C}$  高度付近の安定層と高度 5 km に見られる薄い湿潤層状構造の鉛直分布のピークが良い一致を見せることは、安定層が存在することにより薄い湿潤層状構造の形成が強化されることを示唆する。総観規模から惑星規模においては、この安定層は熱帯における熱収支・質量保存・水循環などを通して南北循環の多層構造と背景の水蒸気場の形成にも寄与している可能性がある (e.g., Mapes, 2001; Folkins and Martin, 2005)。他方、雄大積雲の雲頂からのデトレインメントや積乱雲の “detrainment shelf” (Johnson et al., 1999) は水平規模 10–100 km における薄い湿潤層状構造の主な起源の 1 つである可能性がある。近年、Yasunaga et al. (2006, 2008) は “melting-layer cloud” の形成を示したが、これもまた水平スケール 10–100 km において高度 5 km 付近での薄い湿潤層状構造の直接的起源になりうる。しかしここで用いたモデルでは解像度が限られているためそのような薄い層状雲を表現することは難しい。気温  $0^{\circ}\text{C}$  高度の安定層はまたその高度における発散を強化することが知られており (Mapes and Zuidema, 1996)、その発散場が総観規模において水平風の鉛直シアを生成することが考えられる。第 3 章において示した層状構造形成過程はそのような種類の層状構造形成過程の 1 例である可能性がある。

もし図 4.1c に示したような水蒸気の頻度分布の 2 極性が薄い湿潤層状構造の形成に本質的であるならば、層状構造の時空間分布は水蒸気分布の 2 極性の時空間分布に依存する可能性がある。Zhang et al. (2003) は対流圏中層の月平均可降水量の頻度分布における 2 極性が地域性を持つことを示し、熱帯東部太平洋を「2 極性が卓越する領域」の 1 つと特定した。この地域性やその時間変動が薄い湿潤層状構造の出現頻度の時空間分布を決めている可能性がある。ただし日々の変動のようなより短い時間スケールでの 2 極性の地域性については Zhang et al. (2003) では調べられていない。

## 4.6 第4章のまとめ

東部太平洋赤道域の対流圏中層における薄い湿潤層状構造の時空間分布をモデル計算を用いて明かにした。主な結論は3つである。

まず第一に、湿潤層状構造の鉛直頻度分布は高度 5 km, 10 km, 16 km に極大を、7 km, 13 km に極小を持っていた (図 4.1)。高度 5–9 km の分布はガラパゴスにおける観測 (図 1.5) と整合的であり、5 km 以下での両者の違いについてはガラパゴスの地理的な位置によって説明できる (図 4.8)。東部太平洋での子午面循環の多層構造と上記3つの極大高度付近で見られる水蒸気頻度分布の2極性がこの鉛直分布を作り出している。

第二に、湿潤層状構造は1–3ヶ月という時間スケールにおいては対流不活発域に見られる傾向があった (図 4.4 及び 4.6)。このことは深い対流が層状構造の形成に不利な背景水蒸気場を作り出す、あるいは鉛直混合により層状構造の平均持続時間を縮めているということを示唆している。

第三に、湿潤層状構造の出現頻度は1年周期変動が卓越する (図 4.3 及び 4.5)。北半球冬季には層状構造はITCZの北側に多く出現し、北半球夏季にはITCZより赤道側に多く出現する (図 4.4)。ラニーニャ期間中は9月にITCZの南側で湿潤層状構造の出現頻度が増加するためにこの領域の出現頻度の年変化は小さくなる (図 4.9)。東部太平洋のSSTに見られる“cold tongue”が強められることで積雲活動が抑制されてITCZの南に乾燥領域が作られ、水蒸気の南北傾度が強くなるからである。

ここで得られた層状構造の気候学的時空間分布はすべて領域モデルによる計算結果であるが、第1章1.2節の観測データの解析結果は少なくとも鉛直頻度分布については支持する内容となっている。今後より多くの観測的証拠を用いて、ここで得られた結果の検証を行うことが望まれる。



# 第5章 湿潤層状構造の形成過程に関する 数値実験

第4章では東部太平洋の限られた領域で現実的な地形及び初期値・境界値の下で数値実験を行い、湿潤層状構造の時空間分布を明かにした。しかし第4章では第3章で見たような湿潤層状構造の詳細な形成過程については見なかった。一方、第4章では東部太平洋赤道域に見られる子午面循環の多層構造が層状構造の時空間分布の決定に重要である可能性が示された。

本章では湿潤層状構造の形成過程についての解析を行う。ここでは層状構造の部分での流れ場の特徴を指標化してその統計を見ていく。特に子午面循環との関わりに着目して解析を行うが、緯度・高度によっては層状構造の出現頻度が低いため、東西平均値を見るにはなるべく幅広い経度帯からサンプルを得る必要がある。現実の東部太平洋では大陸の存在によりメキシコ付近でITCZが北に湾曲しており、一度に幅広い経度帯を見ることはできない。そこで、本章では新たに単純化した条件の下で数値実験を行う。計算領域全体を海洋とし、東西一様な初期値・境界値を用いる。これにより、理想化されたITCZが作り出す熱帯海洋上の典型的な風速分布・水蒸気分布が湿潤層状構造の形成過程とどのような関係にあるのかを解析することが可能になる。

## 5.1 実験設定

NCEP-Department of Energy (DOE) Atmospheric Model Intercomparison Project (AMIP-II) reanalysis (Kanamitsu et al., 2002) の1979年~2007年までの各月の気候値を西経130度~110度の海上部分のみで東西平均した東西一様な場を初期値として数値実験を行った(図5.1)。計算領域は2つ用意して2-way nestingしており、外側(Domain 1)は西経160度~80度、南緯35度~北緯40度、内側(Domain 2)は西経138度~101度、南緯17度~北緯22度である。地図投影法はメルカトル図法で、格子点数は $147 \times 152$  (Domain 1) および $210 \times 225$  (Domain 2)、水平格子間隔は60 km (Domain 1) および20 km (Domain 2) である。地形は無く、全領域を海面としている。側面境界条件は固定値を用いた nudging で

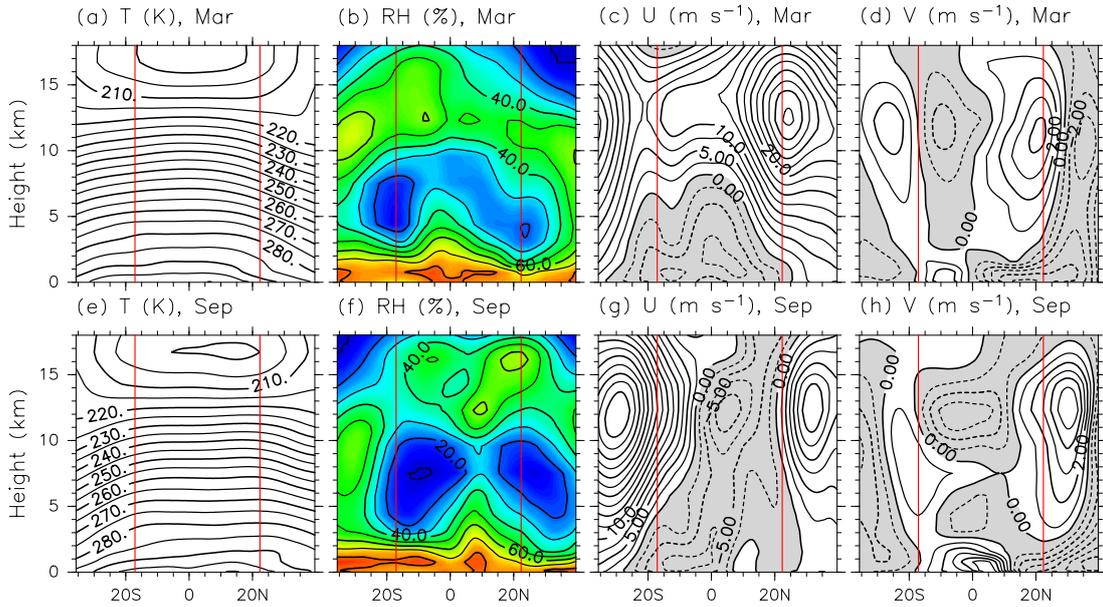


図 5.1: 初期条件 (及び側面境界条件) の子午面断面図。(a, e) 気温、(b, f) 相対湿度 (氷点下の場合は氷に対して)、(c, g) 東西風 (西向き風に影)、(d, h) 南北風 (南向き風に影)。上段が3月、下段が9月。2本の赤線は Domain 2 の南北境界を示す。

ある。3月と9月に対して各月の1日00 UTCを開始時刻にして14日積分を各々30ラン実行した。初期擾乱は温度場の最下層に1点、+1 Kのノイズを与えた。モデル出力は3時間間隔である。パラメタリゼーション等は第2章に書いたとおりである。以下の解析結果では特に断りの無い限りアンサンブル平均を示している。

## 5.2 層状構造の時空間分布

まずは第4章同様にモデル領域内における層状構造の時空間分布とそれに関連する物理量の分布を見ていく。なお本章でも層状構造の定義には式(1.1)と(1.2)を用い、 $\delta RH_0 = 35\%$ 、 $\delta h_0 = 2\text{ km}$ とする。また、計算開始から4-5日ほどでモデル内の湿潤層状構造の面積が準定常な状態になるため、本章では計算開始6日目以降を解析対象とする。

図5.2は層状構造出現頻度の鉛直ヒストグラムを示す。3月には高度3 km, 6 km, 10 km付近にピークが見られる。一方、9月には高度3 km, 10 km, 12 km付近にピークが見られる。これを第4章の実験の結果(図4.1a)と比べると、高度5-6 km, 10 kmのピークについてはおよそ一致している。9月に高度5 km付近の出現頻度が低いことは図4.8と整合的である。高度10 km以上の出現頻度が大きく異なるが、その理由としては第4章の実験で

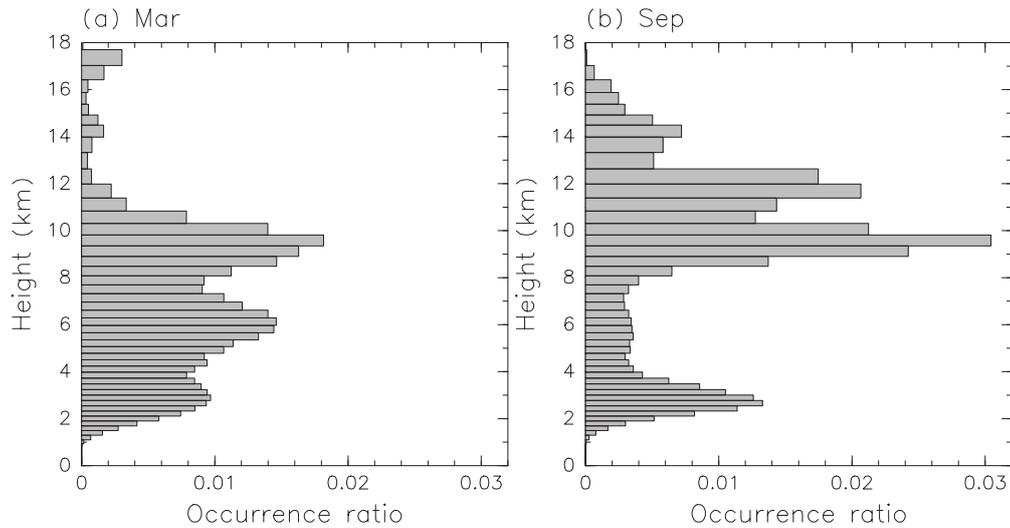


図 5.2: Domain 2 全体での層状構造出現頻度の鉛直ヒストグラム。(a) 3月、(b) 9月。

は季節内振動や季節変化、年々変動に伴い様々な異なる大気の状態のサンプルが含まれているということが考えられる。高度 3 km のピークについてはのちに図 5.4 で見るように主にハドレー循環の下降流域に見られる特徴であり、第 4 章の実験ではほとんど含まれていなかった領域のものである。そのため図 4.1a では高度 3 km がピークとして検出されなかったものと思われる。計算領域内におけるハドレー循環の下降流域の割合が相対的に大きい 9 月の方が高度 3 km のピークが顕著になっている。主に対流不活発域に位置するガラパゴスの観測データ (図 1.5a) では高度 3–4 km にピークが見られることから、この特徴は現実と整合的であると言える。

図 5.3 は上から高度 4–7 km における薄い湿潤層状構造の出現頻度、平均雲頂高度、高度 6 km における相対湿度と流線の水平分布を示す。左が 3 月、右が 9 月である。まず 3 月の出現頻度を見ると南緯 6 度、北緯 2 度にピークがあり、北緯 8–10 度にもやや大きな値が見られる。図 5.3a のトーンのスケールと図 4.4a のトーンのスケールが異なることに注意すると、図 5.3a の北緯 8–10 度の出現頻度は図 4.4a のそれとほぼ同じであることが分かる。中部～東部太平洋では 3 月頃に double-ITCZ が形成される (e.g., Waliser and Gautier, 1993)。境界条件の SST がそれを反映したものになっているため対流活動の盛んな緯度帯は南緯 4 度付近と北緯 5 度付近の 2ヶ所あり (図 5.3c)。そのあたりでは出現頻度がやや低い。南緯 6 度のピークは東西には計算領域の東半分のみになり、北緯 2 度、8–10 度のピークは領域中央よりやや東側に最大値を持ちつつも東西にはほぼ領域全体に広がる。南緯 2 度のピークに関しては南側の対流域のすぐ南側に位置しており、流れ場 (図 5.3e) を見ると ITCZ 南

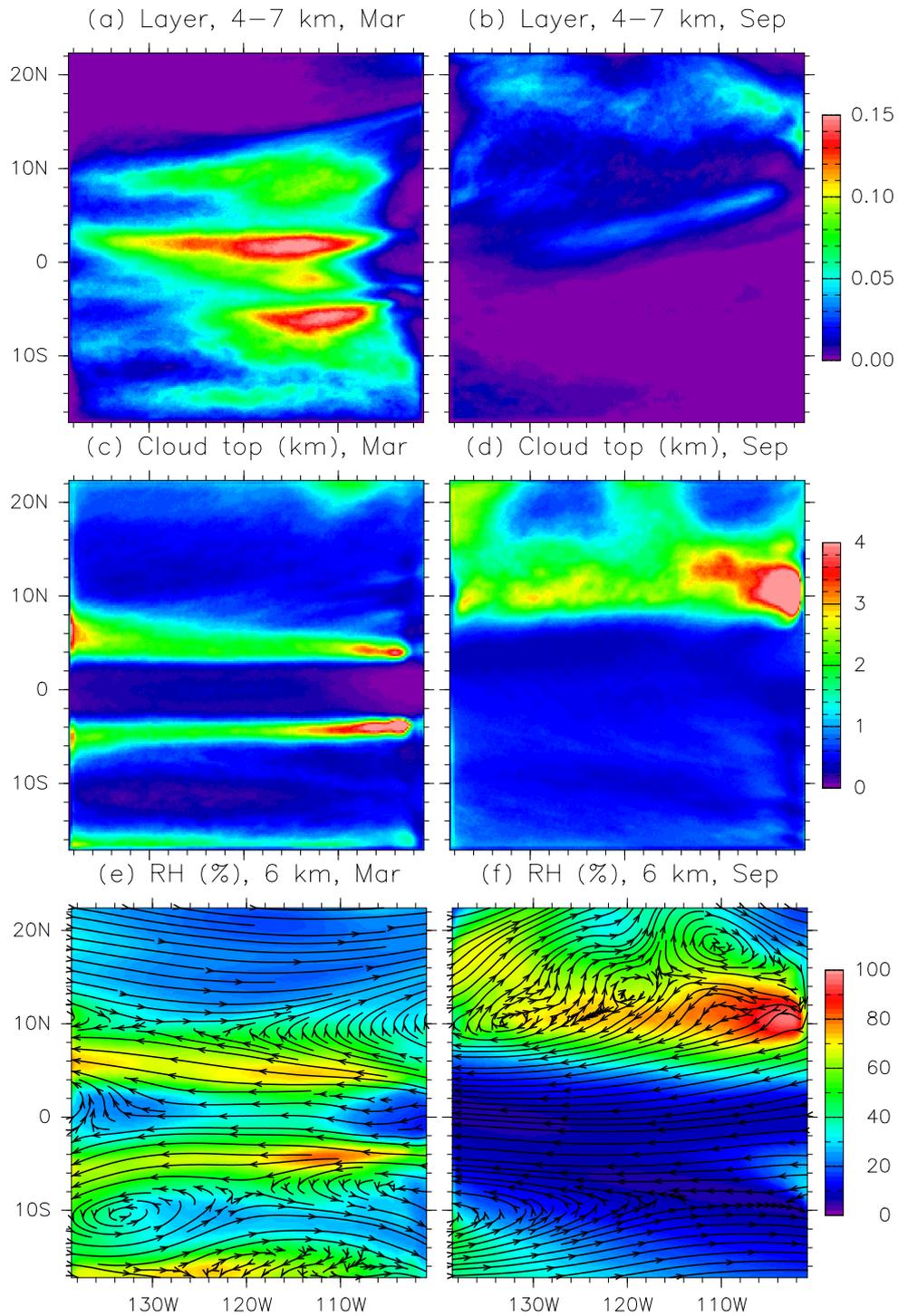


図 5.3: (a, b) 高度 4–7 km における薄い湿潤層状構造の出現頻度、(c, d) 平均雲頂高度、(e, f) 高度 6 km における相対湿度と流線の時間平均水平分布図。左が 3 月、右が 9 月。雲頂高度の定義は図 4.4 と同じ。

側の北東風が南に行くに連れて北西風に変わる転向点にあたり、そのすぐ西側は領域西側に見られる 1000 km 規模の渦との間の鞍点が見られる。北緯 8–10 度のピークについてもその中心は北側の対流域のすぐ北側、南東風が北に行くに連れて南西風に変わる転向点にあたり、その西側にはやはり鞍点が見られる。湿潤な対流域とその外側の乾燥域の間の湿度の水平勾配が大きく、なおかつ総観規模の渦どうしの中間点に鞍点が見られるような場所で層状構造が多く見られるというのは第 3 章で見た事例と整合的であり、同じような作用が働いている可能性が考えられる。

次に 9 月を見ると、層状構造はほとんど北半球側にのみ見られる (図 5.3b)。この高度帯 (4–7 km) においては出現頻度そのものは 3 月に比べてかなり低い。出現頻度が高い場所は (130°W, 2°N)–(105°W, 8°N) にかけての領域と、(130°W, 19°N) 付近、(105°W, 18°N) 付近に見られる。逆に対流活動の盛んな北緯 10 度付近はやや出現頻度が低い。流れ場 (図 5.3f) を見ると対流域の南側は北東風になっており、第 4 章の場合と同じである。一方対流域の北側を見ると渦状の構造が並んでいる。南半球側は対流圏中層に非常に乾燥した領域が広がり、層状構造はほとんど見られない。

この実験では東西一様な初期値・境界値を与えているためその計算結果もある程度東西一様性が期待されるが、周期境界条件ではなく固定境界条件を用いていること、時間方向の短さに起因して平均を取った後もある程度渦状の構造が残っていることから完全に東西一様ではない。しかし基本的性質はある程度東西一様性を保っており、この後の解析では主に東西に平均を取って緯度・高度依存性について見ていく。

図 5.4 は上から薄い湿潤層状構造の出現頻度、相対湿度、南北風の時間平均東西平均子午面断面図を示す。左が 3 月、右が 9 月である。3 月は北緯 12 度以南、高度 11 km 以下に層状構造の出現頻度の高い部分が広がる (図 5.4a)。特に出現頻度の高い場所は北緯 2 度、高度 5 km 付近と、南緯 5 度、高度 6 km 付近、それに北緯 8 度、高度 10 km 付近である。一方、深い対流域のある南緯 4 度と北緯 5 度の周囲では高度 5 km 以下の出現頻度が低い。北緯 12 度以北では高度 2–3 km に層状構造が集中している。南北風 (図 5.4e) を見ると、下層風の収束は 2 つの対流域に対応して南北 5 度付近にある。一方、ハドレー循環の上部対流圏部分は北半球側では明瞭で、北緯 5 度の対流域の北側の高度 11 km 付近に北向きの風が吹いている。その南側は一度風速が弱まった後、南緯 4 度の対流域のすぐ北側にはやはり同様に高度 11 km 付近に北向きの流れが見え、さらにその南側は高度 10 km 付近に最大風速を持つ南向きの流れ場が見える。高度 2–8 km の対流圏中層の流れ場は不明瞭であるが、高度 8 km 付近の流れ場は高度 10 km 以上の風向と逆になっている場所が 2 つの対流域よりも高緯度側、南緯 14–6 度と北緯 14–20 度にかけて見られる。これは Mapes (2001) のいう高度 8–10 km の収束域に対応していると思われる。一方、浅い子午面循環 (Zhang

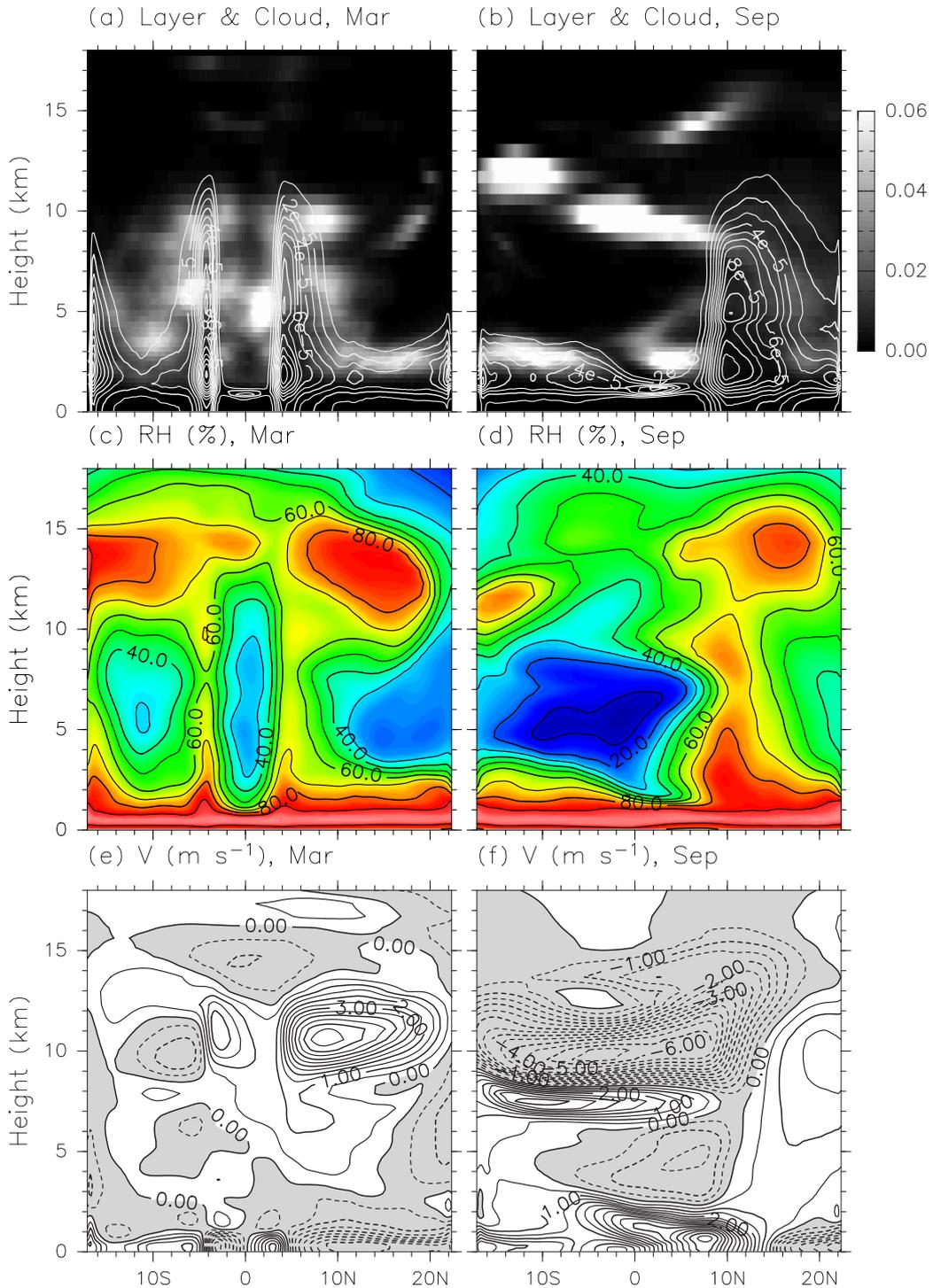


図 5.4: 時間平均東西平均子午面断面図。(a, b) 薄い湿潤層状構造の出現頻度 (トーン) と水凝結物混合比 (コンター)、(c, d) 相対湿度、(e, f) 南北風。左が3月、右が9月。

et al., 2004) はほとんど見られない。

9月を見ると、北緯10度以南では高度3 km, 10–12 km, 14–16 km付近に集中して層状構造が見られる(図5.4b)。このうち高度3 kmのピークについてみると、南半球側では層状構造が見られる高度帯まで水物質の混合比が高い領域が広がっているが、北半球側のピーク付近では雲は高度1.5 km以下にしか存在しないという違いが見られる。深い対流域の北緯10度以北では層状構造は特定の高度には集中せずに高度3–12 kmに幅広く分布している。北緯10度付近に深い対流に対応して下層から上層まで湿潤な部分がある(図5.4d)。一方、北緯10度以南の高度3–9 kmは非常に乾燥している。この乾燥域は図5.4bで層状構造の見られない領域と一致している。また南北風(図5.4f)を見ると子午面循環の多層構造が明瞭である。北緯10度以南では下層の北向き貿易風、高度10 km以上の南向き風がハドレー循環を構成しており、高度4 km付近には南向きの浅いリターンフロー(Zhang et al., 2004)が見られる。高度8 km付近には北向きの流れがある(Mapes, 2001)。北緯10度以北では下層に南向き貿易風が吹いており、それより上部は北向き風となっている。

以上の特徴を第4章の計算範囲と同じ北緯4–16度で見ると第4章の実験の結果(図4.7)と整合的であることが分かる。9月の高度5 km付近は図5.4bでは図4.7bに比べてそれほど出現頻度が高くないが、図4.7bは7月の月平均であり、月–高度断面図(図4.8g, h)を見るとやはり第4章の結果においても9月は7月に比べ高度5 km付近の出現頻度がやや低く、この点でも第4章の実験の結果と整合的である。

### 5.3 流れ場の診断

ある場所が層状構造の中心高度となるための必要条件は水蒸気鉛直プロファイルの極大であること、つまり水蒸気の鉛直分布の鉛直2階微分が負であることである。水蒸気混合比のようなソースが無い場合にラグランジュ的に保存するような量の場合には鉛直2階微分の時間変化は以下の様に見える(詳しくはAppendix A.1参照)。

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} = & - \left( \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \frac{\partial q}{\partial y} \right) - \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \frac{\partial q}{\partial z} \\ & - 2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial x \partial z} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial y \partial z} \right) - 2 \frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (5.1)$$

右辺の各項(以下層状構造のソース項、あるいは単にソース項と呼ぶ)は移流により水蒸気分布が変形されて鉛直2階微分を形成する様子を表している。ここで右辺の各項をその表している運動形態に応じて以下の様に分類する。

1. 右辺第1項：貫入項

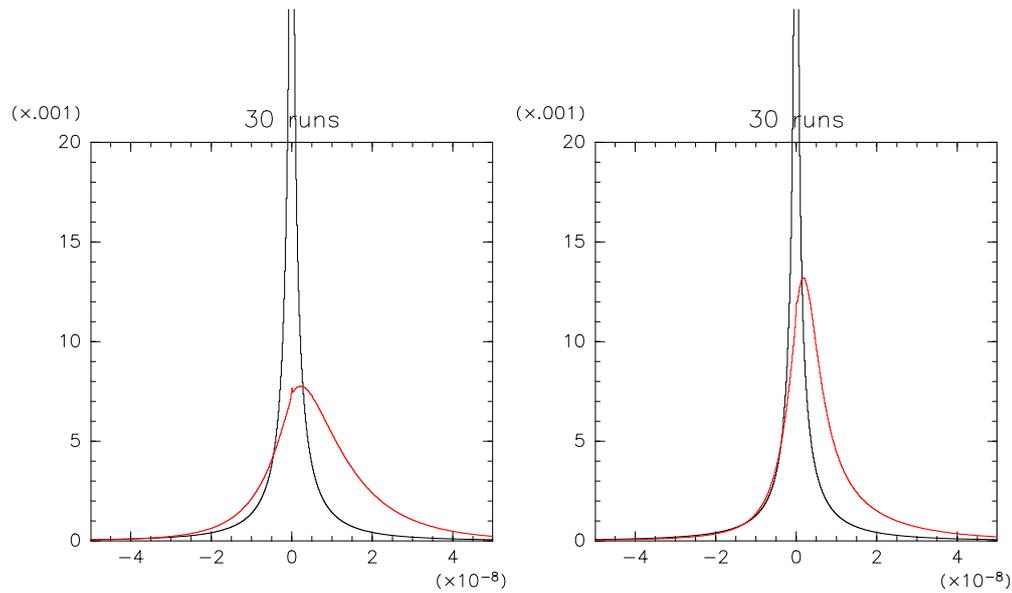


図 5.5: ソース項の総和のヒストグラム。赤線が層状構造の中心高度  $z_{\max}$  での頻度分布、黒線が層状構造以外の領域での頻度分布。ただし層状構造の近傍では  $z_1 \leq z \leq z_2$  を層状構造の内部領域とし、それ以外の場所を層状構造以外の領域とする（記号については第 1.2.1 節参照）。左：3月、右：9月。

2. 右辺第 2 項：鉛直移流項
3. 右辺第 3 項：線形シアー項
4. 右辺第 4 項：圧縮項

これらの各項は負の値を持つときに層状構造の生成・強化に寄与することになるが、以降の解析では簡便のために符号を反転させて、正の値のときに層状構造の生成・強化に対する寄与を示すようにして説明・作図している。

以降の解析ではラグランジュ保存量である水蒸気混合比ではなく相対湿度を用いる。その理由としては水蒸気混合比はスケールハイトが約 2 km であり、地表面付近と対流圏界面付近（～16 km）では現象の振幅が何桁も異なることになり、鉛直構造を統一的に眺めるのには不向きだからである。相対湿度を用いることの妥当性は Appendix A.3 で検討する。相対湿度を用いたことにより、蒸発・凝結・非断熱加熱・鉛直流の大きいところではここでの見積りは正確ではない。しかし対流域の中心以外ではおよそ問題ないと考える。

図 5.5 は上記のソース項 4 項の総和の頻度分布である。赤線が層状構造の中心高度での頻度分布、黒線が層状構造以外の領域での頻度分布を示している。これを見ると、層状構

造の部分での値は確かにそうでない場所に比べて大きい（この場合、層状構造の生成に寄与する傾向）。個々の層状構造は、ある瞬間には成長しているものもあれば減衰しているものもあり、生成と破壊に対する移流の寄与が等しければこのソース項の頻度分布は原点对称になる可能性もある。しかしそうではない理由として、破壊は主に乱流拡散によって支配されているということが挙げられる。また、移流以外のプロセス（例えば放射加熱、重力波による温度偏差、蒸発・凝結・昇華による水蒸気混合比変化など）によって生成された層状構造についてはソース項が必ずしも大きくないと思われる。3月と9月を比べると、層状構造以外の領域における分布には大きな差は無いが、層状構造の中心部分においては3月の方が9月よりも分散が大きく、全体に正の値の方に寄った分布になっている。

Appendix A.4 に示したように、式 (1.1) と (1.2) 及び  $\delta RH_0 = 35\%$  と  $\delta h_0 = 2 \text{ km}$  という層状構造の検出基準は、層状構造の内部の形状にもよるが  $\partial^2 RH / \partial z^2 < -0.7 \times 10^{-4} \% \text{ m}^{-2}$  という必要条件と一致する。図 5.5 で示したようなソース項の大きさの場合、例えば  $1 \times 10^{-8} \% \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  の場合には、層状構造の形成に要する時間はおよそ2時間となる。層状構造は実際には対流活動と同じような時間スケールから長い物で数日という時間スケールの現象であるが、発達期のみを考えれば2時間というのは妥当な時間スケールである。

図 5.6 は9月の実験結果において、層状構造の部分におけるソース項各項の値の東西平均の子午面分布を示す。赤が層状構造の形成に寄与する傾向、青は破壊する傾向を示す。貫入項（左上）は全体に層状構造の形成に寄与している。線形シアー項（左下）は北緯10度付近の高度16 km 付近以外は正の寄与を示す。圧縮項（右下）は北緯10度以北の高度14 km 以上と南半球の高度4 km 以下で特に層状構造の強化に寄与している。これはハドレー循環の上昇流域の上部、下降流域の下部という場所に位置する。鉛直移流項（右上）は全域で層状構造の破壊に寄与している。3月についてもソース項各項の子午面分布は同様である。

結局、層状構造を実質的に新しく形成しているのは貫入項と線形シアー項のみであるので、その作用がどの場所で最も働いているのかを見るために層状構造の部分におけるその2つの項の和の東西平均の子午面断面図を図 5.7 上段に示す。赤色が層状構造の生成、青色は破壊を示す。一方、図 5.7 下段はその2つの項のうちどちらが支配的であるか見るために貫入項から線形シアー項を引いたものの東西平均の子午面断面図を示す。赤が貫入項による層状構造生成の卓越する場所、青が線形シアー項の卓越する場所を示す。3月を見ると、層状構造の生成項が強いのは2つの対流域より高緯度側であり、その場所では線形シアー項が卓越していることが分かる。また、2つの対流域中心付近の高度5 km 以上でも層状構造が生成されていることが分かる。一方、赤道付近のすべての高度と南緯6度付近の高度5 km 以下は貫入項が卓越しているが、層状構造の生成項は比較的小さいことが分かる。こ

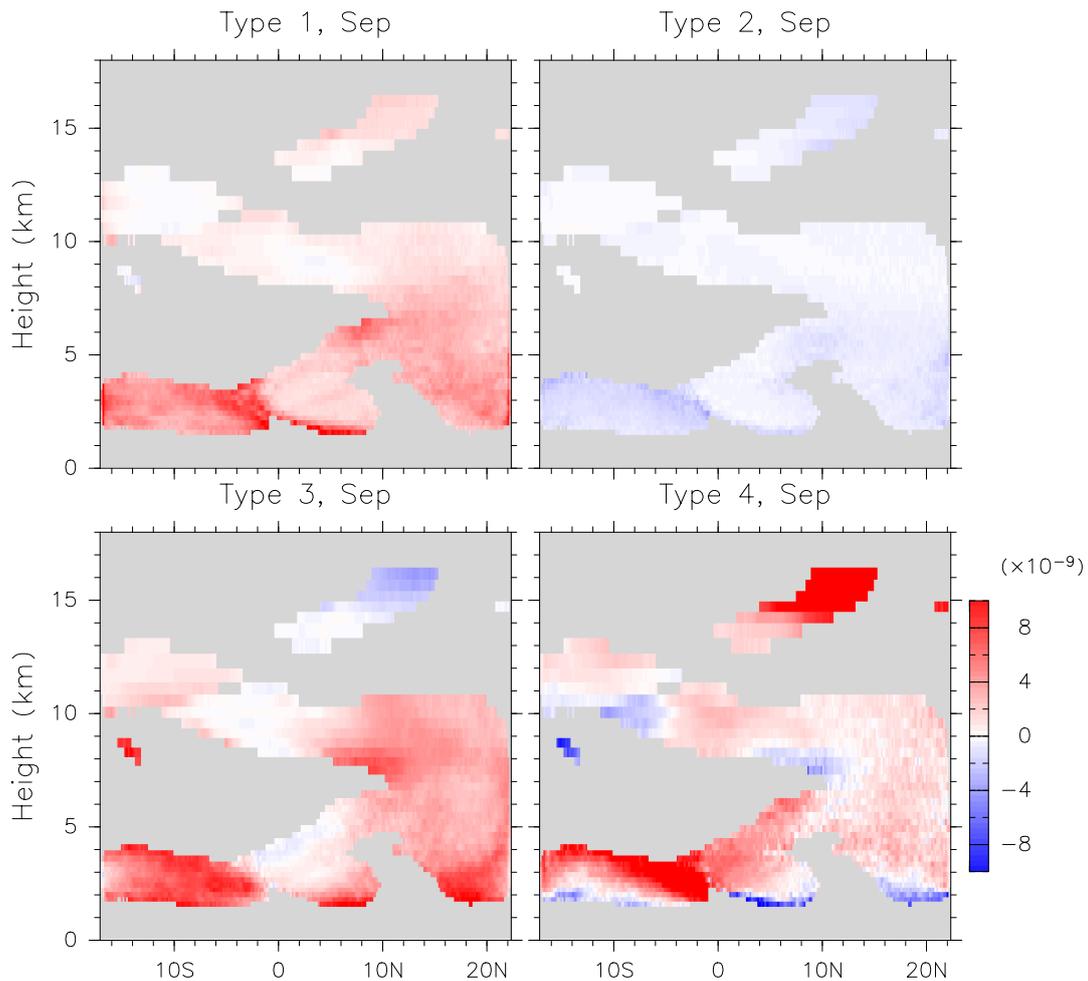


図 5.6: 層状構造の中心高度におけるソース項各項の値の東西平均の子午面分布。左上: 貫入項、右上: 鉛直移流項、左下: 線形シアー項、右下: 圧縮項。層状構造の出現頻度が  $0.01 \text{ km}^{-1}$  以下のところには灰色に影をつけている。赤色が層状構造の生成に寄与する傾向、青色が破壊する傾向を示す。9月。

これらの場所は深い対流域の南側に位置している。

9月を見ると南緯4度～北緯6-10度の高度2-7 kmと南緯10度～北緯4度の高度8-12 km、及び高度12 km以上は貫入項が卓越していることが分かる。これらの場所はほぼ南向きの風が吹く領域と一致している(図5.4f)。逆に線形シアー項が卓越しているのは南緯4度以南の高度2-4 km、北緯6度以北の高度2-4 km、南緯10度以南の高度8-12 km、北緯4度以北の高度7-12 kmである。高度2-4 kmに着目すると、南半球側の線形シアー項が卓越する領域は水物質の混合比が高く、北半球側の貫入項が卓越する領域には雲は見られなかった(図5.4b)。このことは対流から直接層状構造が形成される場合と、対流域から離

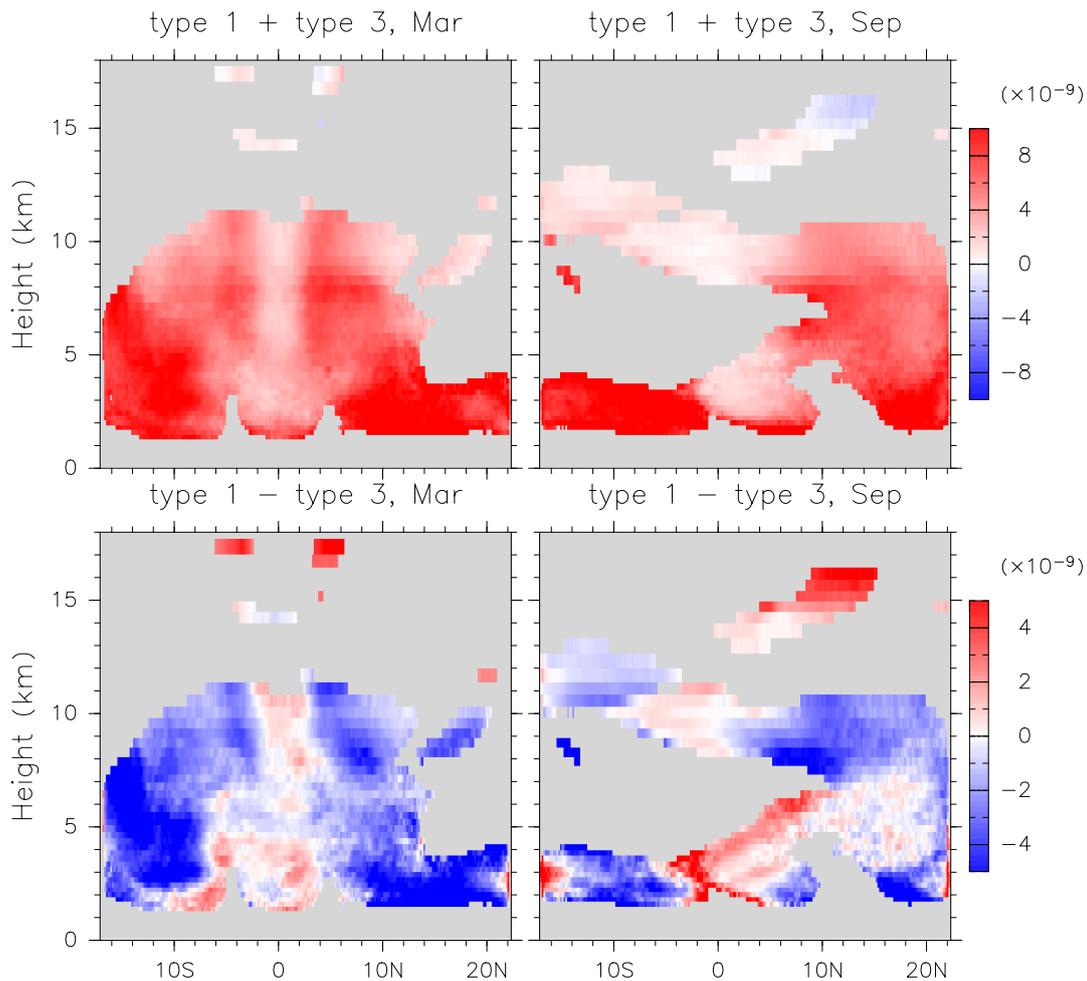


図 5.7: 上段：貫入項と線形シアー項の和の東西平均の子午面断面図。下段：貫入項から線形シアー項を引いたものの東西平均の子午面断面図。赤色が貫入項の卓越する場所、青色が線形シアー項が卓越する場所。左：3月、右：9月。

れたところに層状構造ができる場合で形成メカニズムが異なる可能性を示唆している。北緯6度以南の高度8–13 kmと北半球側の高度13 km以上の部分は層状構造の生成項が比較的小さく、別の場所で形成された層状構造が移流されてきたことを示唆している。第3章で示した層状構造の形成過程は貫入項であるが、それが見られた場所は北緯4–8度、高度5 km付近であるので図5.7右下においては赤色で示されている貫入項が卓越する領域に当たり、第3章で見た事例はこの領域における代表的な湿潤層状構造形成過程であったと思われる。

対流から直接層状構造が形成される場合と、対流域から離れたところに層状構造ができる場合で違いが見られるかどうか確認するために、貫入項から線形シアー項を引いたもの

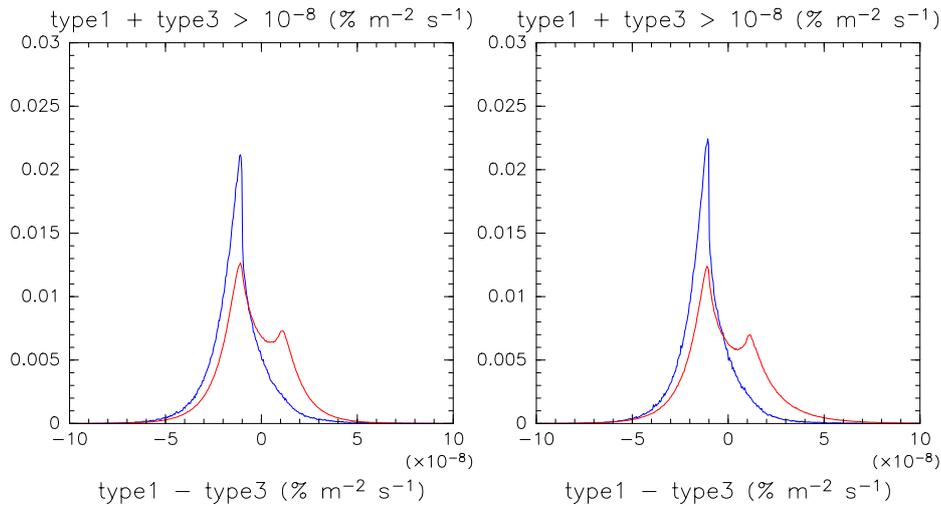


図 5.8: 貫入項から線形シアー項を引いたものの頻度分布。層状構造の見られる場所のうち、貫入項と線形シアー項の和が  $10^{-8} \% \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  以上の部分のみを用いて計算。赤線が水凝結物の混合比が  $10^{-5} \text{ kg kg}^{-1}$  以下の部分、青線がそれ以上の部分における頻度分布。左: 3月、右: 9月。

の頻度分布を水凝結物の混合比が  $10^{-5} \text{ kg kg}^{-1}$  以下の部分（雲域外）とそれ以上の部分（雲域）に分けて作成したのが図 5.8 である<sup>1</sup>。現在成長している層状構造のみを見るために、層状構造が見られる場所のうち貫入項と線形シアー項の和が  $10^{-8} \% \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  以上の部分のみを取り出して計算している。赤線が雲域外における頻度分布を示しているが、線形シアー項側（負の領域）に最大値を持ち、貫入項側（正の領域）にもう 1 つ極大を持つことが分かる。一方、青線は雲域における頻度分布であるが、線形シアー項側にのみピークを持つ。この特徴は 3 月と 9 月の両方に見られる。このことより、線形シアー項による層状構造の形成は雲域でも雲域外でも見られるが、貫入項による層状構造形成はほとんど雲域外においてのみ見られることが分かる。また、貫入項と線形シアー項が互いに無相関であれば原点で最大値を持つことが考えられるが、雲域外の場合においては原点が極小になっている。これは貫入項と線形シアー項がむしろ排他的に働いていることを示唆する。なお、このモデルでは鉛直解像度の制限のため対流圏中層の薄い層状性の雲はほとんど見られないことから、ここで言う雲域とは対流雲（浅い対流・深い対流どちらも含む）もしくは深い対流からのアンビルを示していると思われるが、現実大気では対流域から離れたところにも頻りに薄い雲層が存在するという点には注意が必要である。また、もう一つ注意して

<sup>1</sup>図 5.3 などでは雲域の閾値として  $10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$  を用いていたが、ここでは雲域とその近傍も含めるために  $10^{-5} \text{ kg kg}^{-1}$  とした。

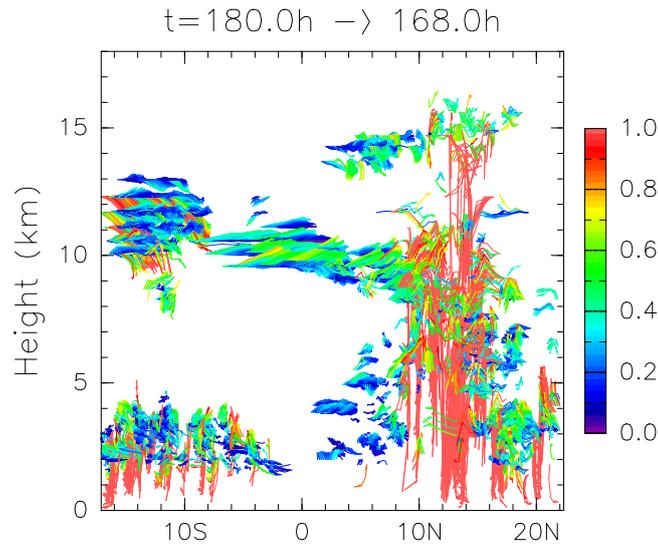


図 5.9: 9月のコントロールランの計算開始から 180 時間において、層状構造の中心高度  $z_{\max}$  の格子点に仮想粒子を置いて粒子の位置を 12 時間遡る後方流跡線解析を行い、子午面断面に射影したものの。色は粒子の最大鉛直変位 (km) を示す。

おくべきことは、ここで用いているソース項の算出には相対湿度を用いており、前述のとおり対流内部では使えないということである。しかし図 5.8 で示している量は層状構造が「検出された」場所における量である。少なくとも現在のモデル計算においては活発な対流の内部で層状構造が見られることはない。従って、ここでのソース項の見積りの前提条件が破綻するような状況を見ているわけではなく、あくまで対流からのデトレインメントなどを見ているものと思われる。

図 5.9 は層状構造の見られた格子点に仮想粒子を置いて粒子の位置を 12 時間遡る後方流跡線解析を行い、子午面断面に射影したものである。粒子の最大鉛直変位に応じて色を変えてある。9月のコントロールランの計算開始から 180 時間を解析対象とした。これを見ると、鉛直変位の大きい粒子が多いのは南半球側の高度 2–4 km と 10–13 km、北半球側の対流活発域であることが分かる。これらの領域では層状構造の形成過程として線形シア一項が卓越して貫入項があまり見られないことを図 5.7 右下で示した。また赤道から北緯 10 度にかけての高度 2–7 km や南緯 10 度～北緯 8 度の高度 8–12 km、北緯 2–10 度の高度 13–15 km においては層状構造を構成する粒子の鉛直変位が小さいことが分かるが、これらの領域は貫入項が卓越する領域と一致する。この結果からも雲域（対流雲内）では線形シア一項のみが働き、雲域外では貫入項も働くという図 5.8 における推測が支持される。なお、このモデルでは積雲パラメタリゼーションを用いているためにモデル中の鉛直流の意味につ

いては注意を要する。さらに3時間間隔のモデル出力を6分間隔に線形内挿したものを用いて流跡線を計算した点には注意が必要である。

## 5.4 議論

Zuidema (1998) によれば、対流圏中層の雲で地上からの目視観測で最もよく報告される種類は「積雲が拡散してできた高積雲」である。元々の積雲は対流圏下層から上空に向かって伸びる柱状のもので、高積雲は多くは水平に広がっているものと思われる。また、貿易風積雲が発達を終えた後にデトレインしてシアー下流側に棚状に広がる様子を捉えた写真が Simpson (1983) に示されている。このようにして積雲から水平に広がる雲が形成される仕組みはまさにシンプルシアーによる引き倒しであり、ここで線形シアー型と呼んでいるものである。本章のモデル計算においては雲水を伴う層状構造はほとんどが線形シアー型により形成されていることを示した(図5.8)が、このことは上記の観測的事実と整合的であるといえる。

第4章よりも計算範囲を赤道を越えて南側に広げたことにより、ハドレー循環の下降流域の貿易風逆転層の上部に顕著な層状構造のピークが見られることが分かった(図5.4)。貿易風逆転層付近では貿易風積雲による海面からの上向きの水蒸気輸送と下降流による乾燥のせめぎあいになっている。貿易風逆転層は通常ITCZに向かって深さが増していく構造をしているため、水平移流によってもエントレインメントが起きる(Schubert et al., 1995)。つまり貿易風逆転層のすぐ上に薄い湿潤層状構造が多く見られるのはこの様な過程を見ているという可能性がある。貿易風積雲が発達し、乾燥した自由大気に接したところで水平風の鉛直シアーがあると、引き倒されて層状構造になると考えられる(線形シアー型)。一方、この様な場所では水蒸気場の水平勾配は小さいと考えられるので、“dry intrusion”のようなものによる層状構造の形成(貫入型)は少ないと思われる。図5.7下段はこの考え方を支持する結果となっている。

Haynes and Anglade (1997) は流れ場の水平ひずみと鉛直シアーの組み合わせによりトレーサー分布の水平スケールと鉛直スケールがどのように小さくなっていくかについて、流れ場が定常な場合の理論的考察と非定常な場合の数値解について示している。この場合にはトレーサー分布の水平スケールの指数関数的減少に伴いその鉛直スケールも指数関数的に減少することが示されている。従って流れ場の水平ひずみにより水蒸気場の水平勾配自体が時間的に強化されているような場所では層状構造の形成速度もより大きくなると考えられる。第3章で見た鞍点付近での層状構造形成過程はまさに鞍点により湿度の水平勾配が強化されている場所で貫入型の層状構造形成が見られた良い例である。本研究で用い

た指標は鉛直スケールの時間変化のみに着目しているため水平スケールの変化も含めた実際の時間発展に比べると層状構造の形成速度をやや過小評価している可能性がある。

本研究では専ら移流による層状構造形成に着目してきた。重力波による層状構造形成も考えられるが、この場合あまり大きな振幅を作り出すことができないと思われる。鉛直変位による温度変化の影響を考えた場合、高度 5 km 付近で相対湿度 100% の場合では  $1^{\circ}\text{C}$  の温度偏差で高々 10% の相対湿度偏差しか作り出さず、本研究で主に用いた閾値 35% を越える振幅を作り出すのは容易ではない。また重力波の変位による直接的な移流効果を考えるのも、空間 100 km スケールの層状構造の場合には現実的ではない。また既存の温度場における層状構造が重力波の形で伝播して拡大する可能性は、重力波の群速度が  $N/m$  ( $N$ : ブラントバイサラ振動数、 $m$ : 鉛直波数) で代表されることを考えると、鉛直に薄ければ薄いほど伝播しにくいことが分かる (Mapes and Zuidema, 1996)。ただし層状構造の近傍では重力波による伝播が見られるかもしれない。

一方で “detrainment shelf” や “melting layer cloud” のような積雲対流に直接的に起因する層状構造については見ている水平スケールが小さくなるにつれて重要になることが考えられる。さらに、これらのものが対流活動が収まった後にも引き続き残ることにより、広い範囲に渡って層状構造を形成する可能性がある。本研究で用いた数値モデルでは解像度の制限によりこうしたものがほとんど再現されず、過小評価になっている可能性が高い。これらの効果がどの程度重要であるかは雲解像モデル計算による検証が必要と思われる。ただし積雲からのデトレインメント量は雲頂からのものが支配的であると考えられるので (Mapes and Houze, 1995)、本研究で示された結果が大幅に変わることはないものと考えている。

いずれにせよ、総観規模の移流による層状構造の形成というのは、広範囲に渡ってある程度の強度を持った鉛直に薄い層状構造を形成する過程として支配的であると考えられ、本研究で見てきたことが熱帯の層状構造の性質をある程度代表しているものと思われる。

この章で用いた解析手法は局所的な流れ場の特徴を指標化することで層状構造の形成過程を統計的に扱うというものであったが、一方で第 3 章では総観規模の渦同士の間にある鞍点が高度により水平位置がずれていることによって局所的に層状構造を形成する働きが生じる様子を見た。この「局所的な視点」と「場全体からの視点」をつなぐことで、より一層理解が深まるものと考えられる。図 5.10 は予備的にこの章の解析手法を第 3 章のデータに適用した解析結果であり、層状構造の面積が最大になる時刻  $t = 48$  h より少し前の  $t = 45$  h の  $\sigma = 0.51$  ( $\sim 520$  hPa) での断面図を示している。図 3.8 において  $t = 48$  h では北緯 8–10 度に位置する ITCZ から湿潤気塊が移流されてきて西経 106 度、北緯 5 度にある鞍点付近で乾燥気塊と接している様子を示したが、 $t = 45$  h でも同様の状況である。水色で

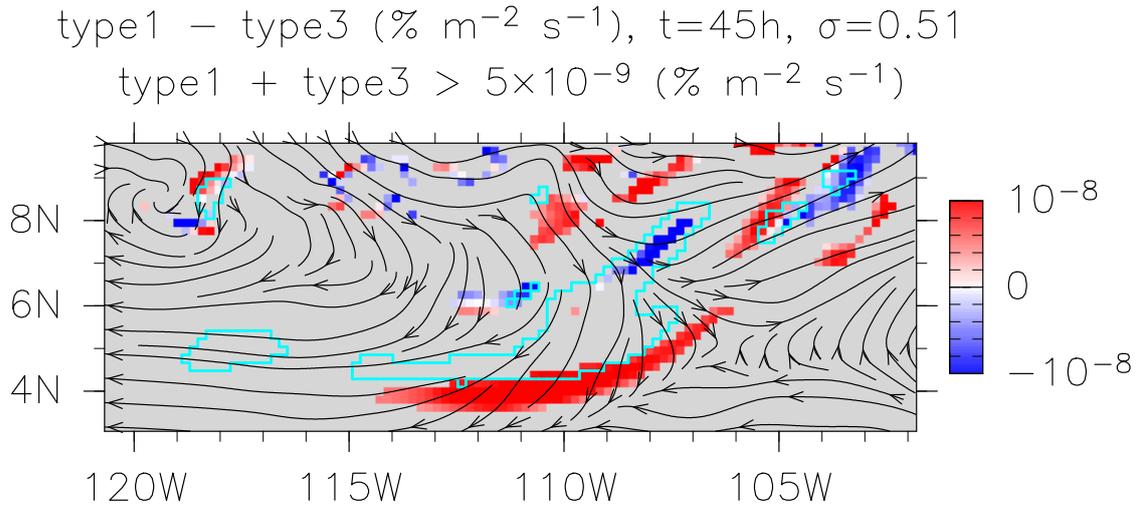


図 5.10: 第 3 章の実験における時刻  $t = 45 \text{ h}$ , 高度  $\sigma = 0.51$  での貫入項と線形シアー項の差の分布図。貫入項と線形シアー項の和が  $5 \times 10^{-9} \text{ \% m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  以下の領域は灰色に影をつけている。流線は同じ時刻・高度における水平風を示し、水色の枠は同じ時刻に  $\sigma = 0.51$  に相対湿度の極大を持つ湿潤層状構造の領域を示す。

囲った部分はこの高度に相対湿度の極大を持つ湿潤層状構造の分布を示している。カラートーンは図 5.7 下段同様に貫入項から線形シアー項を引いたものを示しており、赤が貫入項の卓越する領域を示す。層状構造が発達中（ここでは貫入項と線形シアー項の和が  $5 \times 10^{-9} \text{ \% m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  以上）の領域のみ示している。これを見ると西経 115 度 ~ 107 度に広がる層状構造のすぐ南側で貫入項による層状構造形成作用が働いていることが分かる。この層状構造は第 3 章で見たように湿潤気塊が南向きに移流され、その上下で乾燥気塊が北向きに輸送されることで形成しており、貫入型の層状構造形成過程の典型例と言える。従ってこの層状構造が南に向かって拡大する最前面で「貫入項」が大きくなっているということは、ここでの解析手法が妥当であることを示すとともに、この章で見てきた「局所的」な特徴が、「場全体」で見たときに具体的にどのような流れ場と関係しているのかを示している。このように局所的な層状構造形成過程と大気の渦運動、大気波動、鉛直成層などがどのように関係しているのか、あるいはそれが第 4 章で見たような層状構造の時空間分布とどのように関係しているのかについて明かにすることが今後望まれる。

## 5.5 第5章のまとめ

熱帯対流圏に見られる薄い湿潤層状構造の形成過程について調べるために東部太平洋を模した単純化した初期条件・境界条件の下で領域大気モデルによる実験を行った。層状構造の時空間分布を調べたところ3月には南緯4度と北緯5度付近に double-ITCZ が見られ、それぞれの対流域の南北に多くの層状構造が出現し、高度 3 km, 6 km, 10 km に極大が見られた。9月には北緯10度付近に ITCZ が見られ、高度 3 km, 10–12 km において ITCZ の南側に多くの層状構造が出現した。これらの数値実験の結果は第1章 1.2 節のガラパゴスでの観測結果や第4章の数値実験の結果と整合的である。

移流によって水蒸気の鉛直プロファイルの2階微分を生成する項をまとめると4つに分類でき、そのうち以下の2つが実質的に新しく薄い湿潤層状構造を形成する。

- 水蒸気場が水平勾配を持ち、水平風が鉛直2階微分を持つ場合（貫入型）
- 水蒸気場が水平2階微分を持ち、それが水平風の鉛直シアーにより引き倒される場合（線形シアー型）

両者の和は新たに層状構造を形成する傾向の強さを示し、両者の差はどちらの形成作用が支配的であるかを示す。このような指標を適用することにより層状構造の形成過程の違いを統計的に区別することが可能になった。単純化した数値実験の結果にこの指標を導入したところ赤道付近では貫入型が卓越し、南北10度付近では線形シアー型が卓越する様子が見られた。特に、子午面循環の多層構造が明瞭な9月には北半球側にある対流域から乾燥した南半球側に向けてのアウトフローが卓越する緯度・高度において貫入型の層状構造形成作用が働く様子が示された。この様な季節・場所による層状構造形成作用の違いは対流雲から直接層状構造が形成されるか（線形シアー型）あるいは対流域から離れたところに層状構造が形成されるか（貫入型）という違いに起因している可能性が示された。



## 第6章 まとめ

本研究では熱帯対流圏中層に見られる鉛直に薄い湿潤空気の層（湿潤層状構造）に関して数値モデルを用いて研究を行った。熱帯海洋上における観測データの不足により、湿潤層状構造はその時空間分布も物理的性質も大気循環の中における役割も分かっていなかった。湿潤層状構造について数値モデルを用いた研究を行い、観測データのみでは得られなかった詳細な理解を得たのは本研究が初めてだと思われる。

第3章では湿潤層状構造周辺での物質輸送について実際に観測された層状構造を例に詳しく解析を行い、2つの総観規模渦の間にある鞍点の水平位置が高度とともにずれているために水平風の鉛直シアが生じて層状構造を形成する様子を示した。さらに、仮想粒子の追跡実験を用いることでその鞍点周辺においてどのように空気塊が輸送されているのかを示した。また、第5章ではこのような層状構造形成作用がどこでどのように働いているのかを定量的に調べるために層状構造の形成過程を診断、分類する指標を開発した。これを数値計算の結果に適用したところ、緯度、高度、季節などに応じて層状構造を形成する作用の種類や強度が変わることを見出した。特に、線形シアー項による層状構造の形成は雲域でも雲域外でも見られるが、貫入項による層状構造形成は大抵の場合雲域外においてのみ見られるということを示した。このように、鉛直スケールの小さい構造に捕捉された物質輸送がどのくらいの広がりを持って、どのくらいの時間持続するのか、あるいはどのくらい頻繁に見られるのかといったことを知ること、あるいはそれを指標化して定量的に評価することは、単に水蒸気のみならずオゾンやメタンなど多くの化学成分やエアロゾルなどの熱帯域における輸送混合過程の理解にも役立つと考えられる。

第4章では東部太平洋赤道域における湿潤層状構造の気候学的な時空間分布を明らかにするために領域大気モデルを用いて2年分のダウンスケーリング実験を行った。その結果、層状構造が特定の高度（高度5 km, 10 km, 16 km）に多く見られることが明らかになった。また、第5章で行った単純化した条件の下での実験ではこれらに加えて高度3 kmにもピークが見られた。この高度分布は第1章で示したガラパゴスにおける観測データと整合的である。また、これらの高度に共通する特徴として、水蒸気の頻度分布において非常に湿潤な値と非常に乾燥した値の2点にピークを持つ2極分布が見られた。こうした水蒸気分布

は東部太平洋赤道域における子午面循環の多層構造、すなわち古典的ハドレー循環に加えて浅いリターンフロー（高度 5 km 付近）と ITCZ における対流圏中層での収束場（高度 7–8 km）があることによってもたらされている可能性を示した。また時間変動については 1 年周期変動が卓越することを示した。この変動は東部太平洋の ITCZ の年変動と強いつながりが見られた。こうした湿潤層状構造の時空間分布については今後観測面からも検証がなされる必要がある。

本研究からの今後の発展としては少なくとも 2 つ考えられる。1 つは湿潤層状構造が熱帯の気候にどのようなインパクトを持っているのかを明らかにすることである。水蒸気は対流活動に不可欠で、大気放射に対する影響も大きい。現在の多くの天気予報モデルや気候予測モデルは鉛直解像度が荒く、湿潤層状構造のような鉛直微細構造の影響は考慮されていないといえる。もしインパクトが大きいようであれば、例えばその影響を無視して計算した気候変動予測の信頼性にも疑問が残ることになる。

もう 1 つは層状構造を形成する力学過程のさらなる解明である。本研究では第 3 章で層状構造周辺の具体的な流れ場を示し、第 5 章では局所的な流れ場を見ることで層状構造形成過程の診断を行ったが、こうした流れ場を作り出す力学的要因が何なのかについては明らかにしていない。熱帯の場合、積雲対流やそれにより誘起される大気波動、あるいは熱力学的構造が流れ場の構造の決定に重要であると考えられる。この点を明らかにすることにより、熱帯における物質循環に対する一体的な理解が可能になると考えられる。

# 基礎となった論文

Thesis の基礎となった出版済及び投稿済の論文は以下のとおりである。

1. Numerical experiments on the layered structures in the mid-troposphere over the equatorial Pacific  
SOLA、1 巻、69–72 頁、2005 年  
大塚成徳、余田成男 の共著
2. 領域大気モデルを用いた熱帯対流圏中層の層状構造に関する数値実験  
京都大学防災研究所年報、第 48 号 B、467–474 頁、2005 年  
大塚成徳、余田成男 の共著
3. Temporal-spatial distribution of thin moist layers in the mid-troposphere over the tropical eastern Pacific  
Journal of Climate、改訂中  
大塚成徳、余田成男 の共著

なお、上記の論文は指導教員である余田教授との共著であるが、研究の遂行にあたって筆者は数値計算と解析のすべて、考察の多くを行い、主要な役割を果たしている。

その他参考となる出版済の論文は以下のとおりである。

4. An experimental numerical weather prediction in Indochina region with a meso-scale model  
京都大学防災研究所年報、第 49 号 B、459–465 頁、2006 年  
Palikone Thalongsechanh、Tri Wahyu Hadi、庭野将徳、大塚成徳、余田成男 の共著
5. A downscale experiment on numerical weather prediction in Indochina region with a mesoscale model  
京都大学防災研究所年報、第 51 号 B、457–463 頁、2008 年  
Palikone Thalongsechanh、大塚成徳、余田成男 の共著



# 謝辞

大変お忙しい中、丁寧に御指導いただきました余田成男先生には深く感謝申し上げます。また、様々な面でご指導下さいました石岡圭一先生、内藤陽子先生、西澤誠也博士をはじめとする京都大学気象学研究室の皆様にご感謝致します。

本研究の作図には地球流体電脳ライブラリ及びRIPを用いました。

数値計算には京都大学学術情報メディアセンターのHPC2500及びHX600クラスタを利用しました。ここに記して謝意を表します。



# 付録A 移流による層状構造形成

## A.1 移流による層状構造形成のソース項

移流による層状構造形成について考える。あるスカラー量  $q$  (例えば水蒸気混合比) の時間変化は

$$\frac{Dq}{Dt} = \text{source} + \text{diffusion} \quad (\text{A.1})$$

ここで  $q$  はラグランジュ保存量とし、ソース項、粘性項は考えないこととする。ある流体要素の周りに層状構造を形成する必要条件は

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) < 0 \quad (\text{A.2})$$

である。ここで流速  $\mathbf{u} = (u, v, w)$  とすると、

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{Dq}{Dt} \\ &= \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) q \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} + \mathbf{u} \cdot \nabla \left( \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) + 2 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \cdot \nabla \left( \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} \cdot \nabla q \\ &= \frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) + 2 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \cdot \nabla \left( \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} \cdot \nabla q \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

よって

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) &= -\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \frac{\partial q}{\partial y} - \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \frac{\partial q}{\partial z} \\ &\quad - 2 \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial x \partial z} - 2 \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial y \partial z} - 2 \frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

と書けて、 $\frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) < 0$  であればその流体要素の周辺に層状構造が形成されるということになる。

ここから式 (A.4) の右辺各項の解釈を行う。

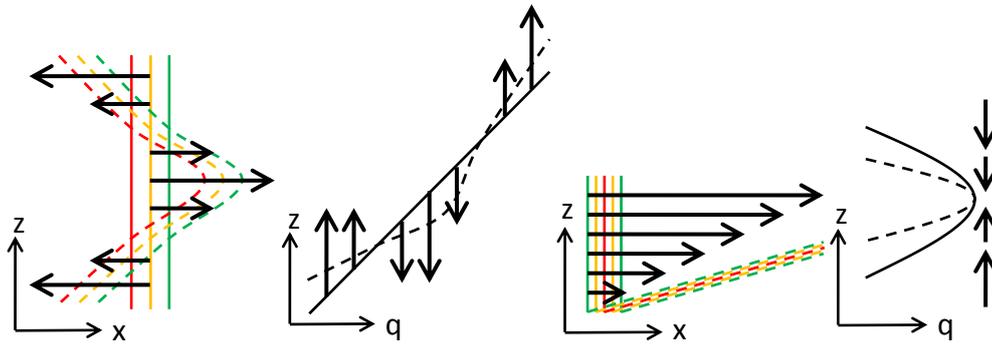


図 A.1: 移流による層状構造形成過程の模式図。左から貫入項、鉛直移流項、線形シア項、圧縮項。 $x-z$  平面図はカラーの線が水蒸気のコンターを模したもので実線が初期分布、点線が移流後。ベクトルは水平風を模したもの。 $q-z$  平面図は黒線が水蒸気の鉛直プロファイルを模したもので実線が初期プロファイル、点線が移流後。ベクトルは鉛直風を模したものの。

1. 貫入項：第 1 項・第 2 項は水平流の鉛直 2 階微分がある場合に鉛直一様で水平に勾配のある湿度場を引きのばして層状構造を形成するソースである。第 3 章の事例で見られた層状構造形成過程がこれにあたる。
2. 鉛直移流項：第 3 項は鉛直流の鉛直 2 階微分がある場合に湿度場の鉛直勾配を引きのばして層状構造を形成するソースである。
3. 線形シア項：第 4 項・第 5 項は複雑ではあるが、具体例としてはシンプルシアーにより湿度の水平 2 階微分を倒すことで層状構造を形成する過程がこれにあたる。
4. 圧縮項：第 6 項はすでにある層状構造を圧縮することで強化する項である。

## A.2 シンプルシアーによる層状構造形成の具体例

線形シア項は主にシンプルシアーによる引き倒しの効果を示すが、式 (A.4) における表現はあまり直観的でない。そこでここでは具体例を挙げて説明する。

水蒸気の時間変化が移流のみに因るとすると、

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -(\vec{u} \cdot \nabla q) \quad (\text{A.5})$$

ここで  $v = w = 0$  とすると、

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -u \frac{\partial q}{\partial x} \quad (\text{A.6})$$

ここで風速は定常で、その空間微分を

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \text{const} > 0 \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.9})$$

とし、水蒸気の初期分布を

$$\frac{\partial q}{\partial x} \neq 0 \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} < 0 \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial q}{\partial y} = \frac{\partial q}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.12})$$

とすると、層状構造を形成する傾向は

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{\partial q}{\partial t} = -2 \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial x \partial z} - u \frac{\partial^3 q}{\partial x \partial z^2} \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) = -2 \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial x \partial z} \quad (\text{A.14})$$

初期の段階では式 (A.13) あるいは (A.14) の右辺は0。ここで式 (A.6) の辺々を  $x$  と  $z$  で微分すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial q}{\partial x} = -u \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 q}{\partial x \partial z} = -\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} - u \frac{\partial^3 q}{\partial x^2 \partial z} \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial x \partial z} \right) = -\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \quad (\text{A.17})$$

なので、 $t = 0$  において式 (A.17) 右辺が正になる。従って式 (A.14) より微小時間経過後には

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) \Big|_{t>0} < 0 \quad (\text{A.18})$$

となる。あるいは式 (A.13) を  $t$  で微分すると最終的には

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) \right) = 2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \quad (\text{A.19})$$

となり、この式の右辺は  $t = 0$  において負である。式 (A.6) 及び (A.9) から

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \right) = 0 \quad (\text{A.20})$$

であるから、式 (A.19) 右辺は負の定数。それを  $-A$  とすると、ラグランジュ的には

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) = -At + B \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial z^2} = -\frac{1}{2}At^2 + Bt + C \quad (\text{A.22})$$

ここで  $B$  及び  $C$  は積分定数。初期条件より  $B = C = 0$  なので、

$$\frac{\partial^2 q}{\partial z^2} = \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \left( \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \right) t^2 \quad (\text{A.23})$$

この式の右辺は負で  $t^2$  に比例するので、時間と共に層状構造が強化されることが分かる。式 (A.23) のスケール解析を行う。 $q$  の初期分布の水平スケールを  $L$ 、 $q$  の鉛直スケールを  $H$  とすると、

$$\frac{q}{H^2} \sim \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \frac{q}{L^2} t^2 \quad (\text{A.24})$$

これより  $q$  の時刻  $t$  における鉛直スケール  $H$  は

$$H \sim \frac{L}{\frac{\partial u}{\partial z} \cdot t} \quad (\text{A.25})$$

で代表される。

### A.3 相対湿度での取扱い

相対湿度はラグランジュ保存量ではないため、相対湿度を用いて層状構造の検出を行う場合はその点について考慮する必要がある。ここで  $p$  : 気圧、 $e$  : 水蒸気圧、 $e_s$  : 飽和水蒸気圧、 $\epsilon$  : 水蒸気と乾燥空気の平均分子量比 0.622、 $q$  : 水蒸気混合比、 $q_s$  : 飽和水蒸気混合比とすると  $p \gg e_s \geq e$  より、

$$\begin{aligned} \frac{DRH}{Dt} &= 100 \times \frac{D}{Dt} \left( \frac{e}{e_s} \right) \\ &= 100 \left( \frac{1}{e_s} \frac{De}{Dt} - \frac{e}{e_s^2} \frac{De_s}{Dt} \right) \\ &= 100 \left( \frac{1}{e_s} \frac{D}{Dt} \left( \frac{\epsilon e p}{p \epsilon} \right) - \frac{e}{e_s^2} \frac{De_s}{Dt} \right) \\ &\simeq 100 \left( \frac{1}{e_s} \frac{D}{Dt} \left( \frac{\epsilon e p}{p - e \epsilon} \right) - \frac{e}{e_s^2} \frac{De_s}{Dt} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= 100 \left( \frac{p}{\epsilon e_s} \frac{Dq}{Dt} + \frac{q}{\epsilon e_s} \frac{Dp}{Dt} - \frac{e}{e_s^2} \frac{de_s}{dT} \frac{DT}{Dt} \right) \\
 &\simeq 100 \left( \frac{1}{q_s} \frac{Dq}{Dt} + \frac{e}{e_s p} \frac{Dp}{Dt} - \frac{e}{e_s^2} \frac{de_s}{dT} \frac{DT}{Dt} \right) \\
 &\simeq \text{RH} \left( \frac{1}{q} \frac{Dq}{Dt} + \frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} - \frac{1}{e_s} \frac{de_s}{dT} \frac{DT}{Dt} \right) \\
 &= \text{RH} \left( \frac{1}{q} \frac{Dq}{Dt} + \frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} - \frac{1}{e_s} \frac{de_s}{dT} T \left( \frac{1}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \frac{R}{c_p p} \frac{Dp}{Dt} \right) \right) \\
 &= \text{RH} \left( \frac{1}{q} \frac{Dq}{Dt} - \frac{1}{e_s} \frac{de_s}{dT} \frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} + \left( 1 - \frac{T}{e_s} \frac{de_s}{dT} \frac{R}{c_p} \right) \frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} \right) \quad (\text{A.26})
 \end{aligned}$$

ここでは温位  $\theta$  の式

$$\theta = T \left( \frac{p_{00}}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (\text{A.27})$$

を用いて温度のラグランジュ微分を変換した。 $R$  は気体定数、 $c_p$  は乾燥大気の等圧比熱である。ここで式 (A.26) 右辺括弧内の各項のうち、凝結・蒸発・昇華といった水蒸気量の変化が無いとして  $q$  がラグランジュ保存量だとすると、最初の項は消える。第2項、第3項がどのくらいの大きさであるか見積もるために、MM5 のモデル中で用いられている氷に対する飽和水蒸気圧の式

$$e_s = 611 \times \exp(22.514 - 6150/T) \quad (\text{A.28})$$

を用いる。対流圏中層を念頭に  $T = 253 \text{ K}$  とすると、 $e_s = 102 \text{ Pa}$ ,  $de_s/dT = 9.76 \text{ Pa K}^{-1}$ ,  $p \sim 50000 \text{ Pa}$  である。まず右辺第2項において  $D\theta/Dt$  があるが、Mapes (2001) によるとハドレー循環下降域の放射冷却率として  $-1 \sim -2 \text{ }^\circ\text{C day}^{-1}$  という見積りがあるのでそれを用い、式 (A.27) より  $\theta \sim 308 \text{ K}$  とすると、

$$\begin{aligned}
 &-\text{RH} \frac{1}{e_s} \frac{de_s}{dT} \frac{T}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} \\
 &\sim 100 \times \frac{1}{102} \times 9.76 \times \frac{253}{308} \times (-2) / (24 \times 60 \times 60) \\
 &\sim 1.88 \times 10^{-4} \quad (\text{A.29})
 \end{aligned}$$

一方第3項はハドレー循環の下降域を念頭に  $Dp/Dt \sim dp/dz \cdot w \sim -\rho g w \sim 0.5 \times 9.8 \times 0.005 \sim 0.0245 \text{ Pa s}^{-1}$  とする。Mapes (2001) においては放射冷却率  $Q$  と静的安定度  $\sigma$  のバランスから非断熱鉛直流速を  $Q/\sigma$  と見積もっている。 $Q \sim -2 \text{ K day}^{-1}$ ,  $\sigma \sim -6.5 \text{ K (100 hPa)}^{-1}$  を入れると  $Dp/Dt \sim 0.0356 \text{ Pa s}^{-1}$  となり同様の値になる。すると、

$$\text{RH} \left( 1 - \frac{T}{e_s} \frac{de_s}{dT} \frac{R}{c_p} \right) \frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt}$$

$$\begin{aligned} &\sim 100 \times \left(1 - \frac{253}{102} \times 9.76 \times 0.286\right) \times \frac{1}{50000} \times 0.0245 \\ &\sim -2.9 \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

となり、第2項と第3項の和は約  $-1 \times 10^{-4} \% \text{ s}^{-1}$  となる。一方、左辺の代表的な値を  $u \sim 10 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\partial \text{RH} / \partial x \sim 10 / 100000 = 10^{-4} \% \text{ m}^{-1}$  と与えると、

$$u \frac{\partial \text{RH}}{\partial x} \sim 10^{-3} \% \text{ s}^{-1} \quad (\text{A.31})$$

となる。これより式 (A.26) 右辺は左辺に比べて (水平風速や水蒸気の水平勾配によるが) 小さいことが分かる。この場合、相対湿度をラグランジュ保存量と同じように扱っても誤差はあまり大きくない。

#### A.4 水蒸気鉛直プロファイルの局所的構造と層状構造

湿潤層状構造は水蒸気鉛直プロファイルの極大であるから、局所的には  $\frac{\partial^2 \text{RH}}{\partial z^2} < 0$  であるはずである。層状構造の定義式 (1.1) と (1.2) における閾値をそれぞれ  $\delta \text{RH}_0 = 35 \%$  と  $\delta h_0 = 2 \text{ km}$  とした場合に層状構造部分での  $\frac{\partial^2 \text{RH}}{\partial z^2}$  の最大値を考えてみる。層状構造の中心高度  $z_{\text{max}}$  と上下端  $z_1, z_2$  を直線的に結んだ場合を差分法的に考える。 $\delta \text{RH} = \delta \text{RH}_0$ ,  $\delta h = \delta h_0$  とし、 $\delta h_1 = z_{\text{max}} - z_1$  とおくと、

$$\frac{\Delta^2 \text{RH}}{\Delta z^2} = \frac{-\delta \text{RH}_0}{\delta h_0 - \delta h_1} - \frac{\delta \text{RH}_0}{\delta h_1} \quad (\text{A.32})$$

$$= \frac{-35}{2000 - \delta h_1} - \frac{35}{\delta h_1} \quad (\text{A.33})$$

この値は  $\delta h_1 = \delta h_0 / 2 = 1000 \text{ m}$  のときに最大値を持ち、 $-0.7 \times 10^{-4} \% \text{ m}^{-2}$  である。 $\delta h_1 \neq \delta h_0 / 2$  であればこれよりも小さな値になる。実際のプロファイルは直線的なプロファイルではないので、中心高度付近で平坦なプロファイルの場合には直線的に見積もった場合よりも大きな値 (0 に近い値) を取りうる。逆に中心高度付近に勾配が集中した場合は小さな値を取りうる。

図 A.2 は第 5 章の九月のコントロールランの結果について層状構造の検出時の  $z_1, z_2, z_{\text{max}}, \delta \text{RH}_0$  を用いて計算した  $\partial^2 \text{RH} / \partial z^2$  を横軸に、層状構造の中心高度  $z_{\text{max}}$  での局所的な  $\partial^2 \text{RH} / \partial z^2$  を縦軸に取った頻度分布図である。横軸は  $\delta h (= z_2 - z_1)$  と上下非対称性により値が決まる。これを見ると局所的な値の方が定義式より計算した層状構造内部の平均的な勾配よりも値が小さい (絶対値で見ると大きい) ことが分かる。つまり層状構造の中心高度に近い所に勾配が集中している層が多いことが分かる。

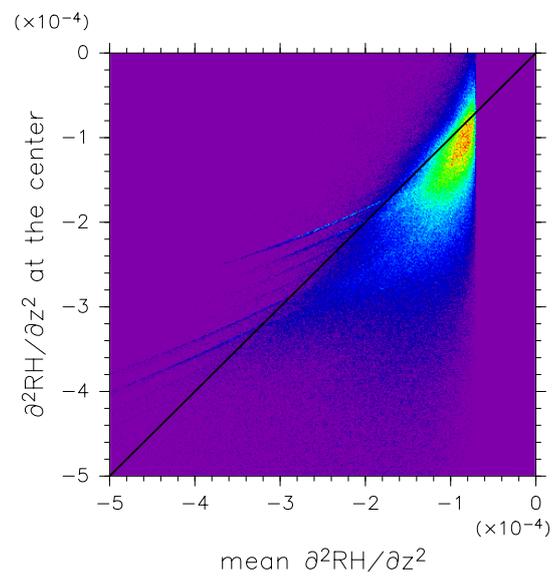


図 A.2: 横軸は層状構造の検出時の  $z_1, z_2, z_{\max}, \delta RH_0$  を用いて計算した  $\partial^2RH/\partial z^2$ 、縦軸は層状構造の中心高度  $z_{\max}$  での局所的な  $\partial^2RH/\partial z^2$ 。9月のコントロールランの結果より計算。



---

## 参考文献

- Bretherton, C. S. and P. K. Smolarkiewicz, 1989: Gravity waves, compensating subsidence and detrainment around cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 740–759.
- Chuda, T., R. Kimura, and H. Niino, 2007: Vertical fine structures of temperature and water vapor in the free atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85**, 583–597.
- Danielsen, E. F., S. E. Gaines, R. S. Hipskind, G. L. Gregory, G. W. Sachse, and G. F. Hill, 1987: Meteorological context for fall experiments including distributions of water vapor, ozone, and carbon monoxide. *J. Geophys. Res.*, **92**, 1986–1994.
- Folkens, I., S. Fueglistaler, G. Lesins, and T. Mitovski, 2008: A low-level circulation in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1019–1034.
- Folkens, I. and R. V. Martin, 2005: The vertical structure of tropical convection and its impact on the budgets of water vapor and ozone. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 1560–1573.
- Fujiwara, M., S.-P. Xie, M. Shiotani, H. Hashizume, F. Hasebe, H. Vömel, S. J. Oltmans, and T. Watanabe, 2003: Upper tropospheric inversion and easterly jet in the tropics. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4796, doi:10.1029/2003JD003928.
- Grell, G., J. Dudhia, and D. Stauffer, 1995: A description of the fifth-generation Penn State/NCAR mesoscale model (MM5). NCAR Tech. Note NCAR/TN-398+STR, 122 pp.
- Haynes, P. H. and J. Anglade, 1997: The vertical-scale cascade in atmospheric tracers due to large-scale differential advection. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1121–1136.
- Johnson, R. H., P. E. Ciesielski, and K. A. Hart, 1996: Tropical inversions near the 0°C level. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1838–1855.
- Johnson, R. H., T. M. Rickenbach, S. A. Rutledge, P. E. Ciesielski, and W. H. Schubert, 1999: Trimodal characteristics of tropical convection. *J. Climate*, **12**, 2397–2418.
-

- 
- Kanamitsu, M., W. Ebisuzaki, J. Woollen, S.-K. Yang, J. Hnilo, M. Fiorino, and G. L. Potter, 2002: NCEP-DEO AMIP-II reanalysis (R-2). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **83**, 1631–1643.
- Kochi University, 2005–2008: Weather home (in Japanese). available online at <http://weather.is.kochi-u.ac.jp/>.
- Madden, R. A. and E. J. Zipser, 1970: Multi-layered structure of the wind over the equatorial Pacific during the line islands experiment. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 336–342.
- Mapes, B. E., 2001: Water's two height scales: the moist adiabat and the radiative troposphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 2353–2366.
- Mapes, B. E. and R. A. Houze, Jr., 1995: Diabatic divergence profiles in western pacific mesoscale convective systems. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1807–1828.
- Mapes, B. E. and P. Zuidema, 1996: Radiative-dynamical consequences of dry tongues in the tropical troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 620–638.
- Miloshevich, L. M., H. Vömel, A. Paukkunen, A. J. Heymsfield, and S. J. Oltmans, 2001: Characterization and correction of relative humidity measurements from Vaisala RS80-A radiosondes at cold temperatures. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 135–156.
- Mitchell, T. P. and J. M. Wallace, 1992: The annual cycle in equatorial convection and sea surface temperature. *J. Climate*, **5**, 1140–1156.
- Newell, R. E., et al., 1996: Vertical fine-scale atmospheric structure measured from NASA DC-8 during PEM-West A. *J. Geophys. Res.*, **101**, 1943–1960.
- Nolan, D. S., C. Zhang, and S.-H. Chen, 2007: Dynamics of the shallow meridional circulation around intertropical convergence zone. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2262–2285.
- Numaguti, A., R. Oki, K. Nakamura, K. Tsuboki, N. Misawa, T. Asai, and Y.-M. Kodama, 1995: 4–5-day-period variation and low-level dry air observed in the equatorial western pacific during the TOGA-COARE IOP. *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 267–290.
- Schneider, E. K. and R. S. Lindzen, 1977: Axially symmetric steady-state models of the basic state for instability and climate studies. part I. linearized calculations. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 263–279.
-

- 
- Schubert, W. H., P. E. Ciesielski, C. Lu, and R. H. Johnson, 1995: Dynamical adjustment of the trade wind inversion layer. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2941–2952.
- Sherwood, S. C., 1999: Convective precursors and predictability in the tropical western Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2977–2991.
- Shiotani, M., M. Fujiwara, F. Hasebe, H. Hashizume, H. Vömel, S. J. Oltmans, and T. Watanabe, 2002: Ozonesonde observations in the equatorial eastern Pacific –the Shoyo-Maru survey–. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 897–909.
- Simpson, J., 1983: Cumulus role in tropical circulations. *Mesoscale Meteorology – Theories, Observations and Models*, D. K. Lilly and T. Gal-Chen, Eds., D. Reidel, 375–398.
- Stoller, P., et al., 1999: Measurements of atmospheric layers from the NASA DC-8 and P-3B aircraft during PEM-Tropics A. *J. Geophys. Res.*, **104**, 5745–5764.
- Takayabu, Y. N., J. Yokomori, and K. Yoneyama, 2006: A diagnostic study on interactions between atmospheric thermodynamic structure and cumulus convection over the tropical western Pacific Ocean and over the Indochina Peninsula. *J. Meteor. Soc. Japan*, **84A**, 151–169.
- Thompson, A. M., et al., 2003: Southern hemisphere additional ozonesondes (SHADOZ) 1998–2000 tropical ozone climatology 1. comparison with total ozone mapping spectrometer (TOMS) and ground-based measurements. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8238, doi: 10.1029/2001JD000967.
- Trenberth, K. E., D. P. Stepaniak, and J. M. Caron, 2000: The global monsoon as seen through the divergent atmospheric circulation. *J. Climate*, **13**, 3969–3993.
- Waliser, D. E. and C. Gautier, 1993: A satellite-derived climatology of the ITCZ. *J. Climate*, **6**, 2162–2174.
- Wang, Y., S.-P. Xie, B. Wang, and H. Wu, 2005: Large-scale atmospheric forcing by southeast Pacific boundary layer clouds: A regional model study. *J. Climate*, **18**, 934–951.
-

- 
- Xie, S.-P., H. Xu, W. S. Kessler, and M. Nonaka, 2005: Air-sea interaction over the eastern Pacific warm pool: Gap winds, thermocline dome, and atmospheric convection. *J. Climate*, **18**, 5–20.
- Yasunaga, K., A. Hashimoto, and M. Yoshizaki, 2008: Numerical simulations of the formation of melting-layer cloud. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 223–241.
- Yasunaga, K., et al., 2006: Melting layer cloud observed during R/V *Mirai* cruise MR01-K05. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3020–3032.
- Zhang, C., B. E. Mapes, and B. J. Soden, 2003: Bimodality in tropical water vapour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 2847–2866.
- Zhang, C., M. McGauley, and N. A. Bond, 2004: Shallow meridional circulation in the tropical eastern Pacific. *J. Climate*, **17**, 133–139.
- Zhang, C., D. S. Nolan, C. D. Thorncroft, and H. Nguyen, 2008: Shallow meridional circulations in the tropical atmosphere. *J. Climate*, **21**, 3453–3470.
- Zuidema, P., 1998: The 600–800 mb minimum in tropical cloudiness observed during TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2220–2228.
- Zuidema, P., B. E. Mapes, J. Lin, C. Fairal, and G. Wick, 2006: The interaction of clouds and dry air in the eastern tropical Pacific. *J. Climate*, **19**, 4531–4544.
-