

学位論文

熱帯海洋上の対流活動の日変化

平成11年6月博士(理学)申請

東京大学大学院 理学系研究科

地球惑星物理学専攻

久保田尚之



①

学位論文

熱帯海洋上の対流活動の日変化

平成 11 年 6 月博士（理学）申請

東京大学大学院 理学系研究科

地球惑星物理学専攻

久保田尚之

要旨

熱帯の雲活動は潜熱の放出や放射との相互作用を通じて大気大循環と気候において重要な役割を果たしている。この対流活動は、様々な空間スケールに組織化され、様々な時間スケールで変動している。陸上の対流活動には日変化が顕著に現れることが知られているが、熱帯海洋上においても対流活動の日変化が存在することが過去の研究から示されている(Nitta and Sekine, 1994)。熱帯海洋上の対流活動の日変化は季節内変動や2日周期との関連から、その重要性が着目されてきている。ただ、海洋上では日変化をとらえられるほど密な観測が少なく、特に鉛直構造についてはこれまでほとんど知られていなかった。また、日変化を引き起こすメカニズムとしてはまだその決定的な要因が明らかとなっていない。

本研究ではまずTOGA-COARE (Tropical Ocean and Global Atmosphere - Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment) の集中観測データや海洋地球観測船「みらい」から得られたデータを解析し、海洋上の対流活動の日変化の鉛直構造を明らかにした。さらに雲が解像できる領域大気モデルを用いて対流活動の日変化を再現し、これまでに提案された日変化のメカニズムを系統的な比較実験を行なうことにより検討した結果、海洋上に現れる対流活動の日変化を引き起こす新たなメカニズムを見出した。さらに、これらの結果から対流活動の発達過程について考察を加えた。

2章では熱帯西部太平洋で行なわれた TOGA-COARE の集中観測の詳細なデータを解析した。対流活動の日変化は海洋大陸域だけでなく、島周辺海域や熱帯西部太平洋の熱帯収束帯(ITCZ)や南太平洋収束帯(SPCZ)においても存在することが確認された。熱帯西部太平洋の収束帯では上層の雲頂温度の雲活動は午前中から昼頃にピークとなるが、時間とともに最も多く現れる雲頂温度が高くなる傾向がある。TOGA-COARE 集中観測域での降水量は0時過ぎに最大となるような日変化が現れ、ほぼ同じ時刻に圏界面近くまで発達する対流活動がピークとなった。降水量の解析から対流が活発なときに顕著な日変化が現れ、強い降水を観測した対流発日で解析を行なった。夕方対流圏下層で水蒸気が増加するとともに、下層雲が現れる。夜になると上層まで発達した雲が多くなり、明け方前に対流圏下層で乾燥化がはじまり、やがて減衰する対流活動の日変化が明らかとなった。夜間

に IFA(intensive flux array) 領域規模の上昇流が強まり、対流活動に対して正のフィードバックが働いている。またこのときの SST の日変化は弱かった。

3章では熱帯海洋上の対流活動の日変化のメカニズムを考察するため、領域大気モデルを用いた数値実験を行なった。TOGA-COARE の観測をもとにした標準実験の結果、観測結果と類似した対流活動の日変化が再現された。対流活動の日変化が起きるための環境場として、大規模収束と東西風の効果が必要であることが示された。

これまでに提案された対流活動の日変化のメカニズムについて比較実験により検討した。Gray and Jacobson(1977) が主張する放射冷却の水平の違いの仮説を検討するため、雲水量を東西に一律に与えた実験を行なった。その結果、夜間に降水が最大となる日変化が再現され、Gray and Jacobson(1977) の主張は日変化を引き起こす要因ではないことが示された。また、Randall et al.(1991) による上層の雲に伴う放射冷却による不安定化のメカニズムについても検討した。雲の放射冷却を除去した実験(雲放射冷却除去実験:NOCLDR)から彼らが主張する雲の放射冷却の必要性を示した。標準実験では対流圏上層だけでなく、境界層雲の存在のために境界層上層でも強い放射冷却が現れている。彼らの説では境界層上層での強い冷却がない場合でも対流活動の日変化が現れるはずである。そこでさらに雲による放射冷却のうち境界層上層での放射冷却のみ取り去った実験を行なった。その結果には顕著な日変化が現れず、対流活動の日変化を引き起こす要因として重要となるのは、Randall et al.(1991) の主張する上層の雲による放射冷却ではなく、夜間の境界層上層付近での強い放射冷却であることが示唆された。また、Sui et al.(1998) が主張する夜間に気温低下による相対湿度の増加の効果を検討するため、標準実験に対応した温度の日変化を強制的に与えた実験を行なったが日変化が再現されず、Sui et al.(1998) の説は支持されないことを示した。

4章ではまず3章で指摘した境界層雲が存在するかどうかを観測から考察した。観測船「みらい」の観測から500m付近に相対湿度の高い層が夜間に現れ、それが上方へ拡大することがわかった。この夜間の500m付近で高湿度層が、数値実験で現れた境界層雲に対応する可能性が示された。この観測船「みらい」の観測を数値実験で再現し、対流の発達過程を調べた。境界層雲の現れた18時頃はCAPEからみた熱的に不安定であるにも関わらず、深い対流へと発達せず、0時以降になってはじめて深い対流に発達した。この18時と0時における大きな違いは、1~2kmの相対湿度が後者で高いことであることが明らかとなった。つまり熱的に不安定となるだけでなく、2km付近の高度までの相対湿度が高いことが深い対流へと発達するには重要であることが示唆された。夜間には境界層雲の放射冷却により乱流が強化され、これによって境界層からの水蒸気が上に輸送される。これが1~2km

の相対湿度の上昇をもたらし、この一連のプロセスによって対流活動が夜間に発達する傾向があることが説明される。

謝辞

この博士論文の研究は、指導教官であります沼口敦先生に御指導頂きまして深く感謝致します。新田先生が亡くなられた後、博士過程の途中にもかかわらず、指導教官を引き受けて下さいました。沼口敦先生には気象力学、数値モデル、境界層力学など非常に多くのことを丁寧に学ばせて頂きまして感謝しております。沼口敦先生のお力がなければここまで来ることができませんでした。

新田勲先生には修士論文から引き続いて博士過程の途中まででしたが、御指導頂きまして本当に感謝しております。まだまだ学びたいことがたくさんございましたが残念です。

住明正先生には熱帯気象に関して多くのことを御指導頂きました。また、新田先生が亡くなられたときにはご心配をおかけしました。そして、沼口先生が北海道へ移られてからの指導教官を引き受けて頂き、感謝しております。

木本先生にはセミナーを通して多くのことを学ばせて頂きました。

江守正多博士には領域モデル RAMS を用いるにあたってテクニカルな事柄を学ばせて頂きました。また、多くの機会にて励まされました。高数縁博士には新田先生が亡くなられた後、投稿論文について助言を頂きまして感謝しております。中島映至先生、杉ノ原信夫先生、高橋正明先生をはじめとしまして新田先生が亡くなられたときには、多くの方々も助けて頂きました。

領域モデル RAMS は江守正多博士によって改良されたのを使わせて頂きました。気象研究所の高橋清利さんにはGMSの T_{BB} ヒストグラムデータを使わせて頂きました。Woods Hole Oceanographic Institution のWeller 博士により、IMET プイデータを使わせて頂きました。JAMSTEC の米山邦夫さんには観測船「みらい」の高層観測データと海上気象データを使わせて頂きました。森一正には観測船「みらい」航海中に助言を頂きました。また、観測船「みらい」でのラジオゾンデの観測には「みらい」の乗組員をはじめ、多くの方々の御協力を頂きました。

博士過程で研究が続けられたのは両親の協力と励ましのおかげだと思っております。感謝致します。森田正光さん、ウェザーマップの方々、TBS お天気班の方々には研究を続け

ていく上でご協力頂き、また励まされました。瑞木彩さんには研究を続けていく上で励まされました。沼口研究室の菊地一佳君、須藤健悟君、鈴木健太郎君、對馬洋子さん、内藤歌織さんには読書会で活発な議論をさせて頂きました。mmru-netの方々には励まされました。相談に乗って頂きました気候システム研究センターのみなさまには感謝致します。本論文中の引用を除くすべての図は、地球流体電腦ライブラリを用いて作成しました。

目次

要旨	i
謝辞	iv
1 はじめに	1
1.1 熱帯域の対流活動の時間変動	1
1.2 熱帯域の日変化の重要性	1
1.3 海洋上の対流活動の日変化	2
1.4 本研究の目的	4
2 TOGA-COARE 期間中に観測された熱帯対流活動の日変化	5
2.1 はじめに	5
2.2 データと解析手法	7
2.2.1 データ	7
2.2.2 解析手法	8
2.3 広範囲の日変化の特徴	9
2.4 地域的な日変化の特徴	13
2.4.1 海洋大陸域の島の特徴	13
2.4.2 島周辺海域の特徴	16
2.4.3 熱帯域の収束帯の特徴	16
2.5 TOGA-COARE 観測域における日変化	19
2.5.1 レーダによる降水量の日変化	20
2.5.2 T_{BB} による雲の日変化	22
2.5.3 海上ブイによる SST の日変化	22
2.5.4 気温、水蒸気、風の日変化	28

2.5.5	熱と水蒸気収支	29
2.6	議論	30
2.7	まとめ	32
3	熱帯海洋上の対流活動の日変化のメカニズムに関する数値実験	35
3.1	はじめに	35
3.2	数値モデルと実験設定	37
3.2.1	モデル	37
3.2.2	実験設定	37
3.3	再現実験	38
3.3.1	標準実験の結果	40
3.3.2	放射の加熱率	40
3.3.3	大規模収束と東西風の効果	44
3.4	日変化のメカニズム	50
3.4.1	放射冷却の水平非一様の効果	51
3.4.2	雲頂放射冷却に伴う成層不安定の効果	60
3.4.3	夜間に相対湿度が増加する効果	64
3.5	議論	65
3.5.1	過去のメカニズムの検討	65
3.5.2	境界層雲の役割	71
3.5.3	日変化が起こるための環境場の条件	74
3.6	まとめ	78
4	対流活動の発達過程における下層雲の重要性 -case study-	81
4.1	はじめに	81
4.2	データ	82
4.3	モデルと実験設定	84
4.3.1	モデル	84
4.3.2	実験設定	84
4.4	観測データからみる下層雲の存在	85
4.5	対流の発達過程	88
4.5.1	標準実験	88
4.5.2	CAPE と LFC	93

4.5.3	大気鉛直構造の時間変化	94
4.5.4	熱・水蒸気収支と TKE 収支	96
4.5.5	境界層雲の放射効果を無視した実験	105
4.6	議論	107
4.7	まとめ	113
5	まとめ	115
	参考文献	116

第1章

はじめに

1.1 熱帯域の対流活動の時間変動

熱帯の雲活動は潜熱の放出や放射との相互作用を通じて大気大循環と気候に重要な役割を果たしている。熱帯では雲は多くの積雲を含んだ雲集団に組織化されて、対流活動を形成している。このような積雲対流活動は波動や渦と結び付きながら、様々な時間・空間スケールで変動している。例えばインド洋から中央太平洋にかけての対流活動には、30~60日周期の変動(季節内変動)が存在することがよく知られている(Lau and Chan, 1985)。この対流活動の季節内変動は、Madden and Julian(1971, 1972, 1994)が発見した赤道を東進する大規模な循環と結び付けて存在している。この季節内変動の対流の活発な領域の内部構造は、10日程度のスケールのスーパークラウドクラスターと、1~2日スケールのクラウドクラスターから構成されている。このような様々なスケールの変動の中で、季節変化を除きはっきりした外的要因のある唯一の周期変動が日変化であり、熱帯対流活動の様々な時間変動と関連して、重要な位置を占めている可能性が考えられる。例えば、2日周期で変動するクラウドクラスターが日変化と関連しているとの仮説が出されている(Chen and Houze, 1997)。

1.2 熱帯域の日変化の重要性

熱帯域では太陽放射の季節変化が小さく、様々な物理量の変動成分には季節変動より日変化(1日周期変動)が顕著に現れる(Hastenrath, 1995)。例えば、熱帯域の陸上の気温の日較差は年較差よりも大きい。また、温度の日変化に伴い風の日変化も現れ、このような日

変化の主な原因は太陽放射による加熱の変動である¹。太陽放射の日変化により日中は地表面が加熱され、夜間は長波放射により冷却される。これにより特に陸上で地表面温度が大きく日変化する。これに伴い地表からの顕熱や潜熱(蒸発)のフラックスも日変化し、大気下層の気温も日変化する。さらにこのような温度の日変化に伴い、気圧や風の日変化が現れる。例えば山谷風がその一例である。

一方海洋上では、陸上と違い、太陽放射の加熱による海面温度の日変化は小さく、大気下層の温度やフラックスの日変化も小さい。海洋上ではむしろ大気による太陽放射の吸収と長波放射冷却による、比較的上層での大気の温度の日変化が弱いながらも顕著である。また、このような陸上と海洋上の地表付近の温度変化の違いから、陸上の海岸付近や島の上では海陸風が発生する。

1.3 海洋上の対流活動の日変化

熱帯域の陸上では、前節で述べたような温度や風の強い日変化に関連して、対流活動と降水の日変化が顕著であることがよく知られている。Oki and Musiak(1994)はマレーシアの降水量データから、多くの地域では夕方に降水量が最大となることを示している。ただ、海岸部では、モンスーン循環や海陸風などが大きく影響し、降水量の最大となる時刻が場所や時期により異なっている。

一方、海洋上においては、温度や風の日変化は小さく、降水量の日変化も陸上と比べて小さい。しかし、それは確かに存在している。例えば、Gray and Jacobson(1977)は、熱帯西部太平洋上において陸の影響が小さい島で降水量を調べ、早朝に降水量の最大となる日変化が現れることを示している。

熱帯海洋上では、観測点が少なく、降水量の観測は島に限られている。このため海洋上の陸の影響がない海域に関しては、気象衛星による観測に頼る以外にない。Murakami(1983)は陸域と海洋域の対流活動の日変化の違いについて、静止気象衛星(GMS)の T_{BB} (放射黒体温度)データを用いて、熱帯西部太平洋からオーストラリア北部にかけての領域で調べている。その結果、海洋大陸域とその周辺海域とでは対照的な日変化が現れ、陸上では夕方頃に対流活動が最も活発となるのに対し、その周辺海域では午前中に活発となることを示している。Hendon and Woodberry(1993)は1983年の気象衛星データを用いた解析を行ない、太平洋の熱帯収束帯(ITCZ)や南太平洋収束帯(SPCZ)の対流活発域でやはり午前中

¹ただし、大気潮汐による半日周期が、対流活動の日変化に対して影響することも考えられるが、本論文ではこれについては論じない。

に対流活動が活発になることを示している。また、Nitta and Sekine(1994)は1980~1990年のGMSの解析から、ITCZやSPCZでは午前中に対流活動の活発となる日変化が現れるが、半日周期も存在することを示している。

これらの気象衛星データの解析結果をまとめると、海洋大陸域の周辺海域やITCZ、SPCZなどの対流活発域に共通して、対流活動には午前中に活発となるような日変化が現れている。Sui et al.(1997)はTOGA-COAREの集中観測データの解析結果から、この対流活動の日変化に付随して大気循環もまた日変化することを示している。しかしながら、熱帯域ではこのような特別観測を除いて広域な観測は気象衛星に限られる。このため海洋上では降水量そのものの日変化や、大気循環の変化など明らかとなっていないことが多い。さらに、気象衛星データを用いた解析では、放射輝度温度のしきい値より低い雲頂温度を到達した対流活動と定義して解析しているため、特定の高さ以上に発達した対流活動の活動度の情報しか得られず、雲活動の鉛直構造がわからない。

続いて対流活動の日変化を引き起こすメカニズムを考えよう。陸上では日中太陽放射が地表面を加熱し、地表面温度が上昇する。このため成層が不安定となり午後から夕方にかけて対流が発達しやすくなる。この効果が対流活動の日変化の主要因であると考えられる。一方、海洋上では海面温度の日変化が小さいため、この成層不安定性の日変化の効果による日変化は陸上と比べて小さい。したがって海洋上の対流活動の日変化を引き起こすメカニズムとしては、他に原因を考える必要がある。

これまでに海洋上の対流活動の日変化に関して、3つのメカニズムが提案されている。Gray and Jacobson(1977)は雲の内外の放射冷却の違いを対流活動の日変化を引き起こす効果として提案している。すなわち夜間は長波放射によって放射冷却が卓越するが、雲の存在する領域では存在しない領域に比べて外向きの長波放射が小さく、そのために冷却率が少ない。これによって雲の内外に温度差が生じ、雲内で上昇し雲外で下降する循環が夜間に強められ、対流活動が活発化する。一方、昼間は短波による加熱が長波による冷却と相殺するためこのような循環の強化は働かず、対流活動も活発化しない。以上がGray and Jacobson(1977)の主張である。これに対してRandall et al.(1991)は、雲にともなう放射冷却による対流圏上層の不安定化が重要であると主張している。すなわち、上層に雲が存在するときには対流圏上部で日中において加熱が、夜間においては冷却が卓越する。その結果、夜間は昼間と比べて鉛直不安定性が強められる。このような上層雲に伴う放射冷却による夜間の鉛直不安定性の強化が、日変化を引き起こすメカニズムであるとの主張である。

²例えば、Hendon and Woodberry(1993)は対流圏上層まで発達した対流活動を230K以上の輝度温度のしきい値を用いて定義しており、Nitta and Sekine(1994)は250Kをしきい値としている。

もう1つの説としてSui et al.(1998)は長波放射により大気が冷却され、夜間に相対湿度が最大となることが夜間の対流の活発化に重要であると主張している。実際Sui et al.(1997)の観測結果では夜間に相対湿度が高くなっており、またそれを再現する数値実験においても夜間に大気温度が下がり、相対湿度が増加している。

しかしながら、熱帯海洋上では詳細な観測結果が少ないため、これらのメカニズムの観測結果との整合性も十分検討されておらず、また系統的な数値実験により十分に検証されているわけでもない。このため日変化のメカニズムとしてどの説が最も有力であるかはまだはっきりとは示されていない。

1.4 本研究の目的

以上述べたように、熱帯海洋上では詳細な観測が少ないため、対流活動やそれに伴う循環の鉛直構造などが明らかとなっていないのが現状である。また、これらの観測結果をもとにした系統的な数値実験も十分に行われていない。このような状況を考慮すると熱帯海洋上の対流活動の日変化を解明するためには、まず詳細な観測や、さらにその解析結果に基づいた系統的な数値実験を行ない、数値実験の結果を観測と対応させることでメカニズムについて詳しく検討することが必要である。そこで本研究では、まずこれまではっきりと示されていない対流活動の日変化の鉛直構造を、熱帯西部太平洋で行なわれたTOGA-COAREの集中観測の詳細なデータを用いて解析することにより明らかにする。また、海洋上の対流活動の日変化のメカニズムを明らかにするため、集中観測の結果をもとに、領域大気モデルを用いた数値実験を行なう。そこでは、これまでに示された日変化のメカニズムを系統的な比較実験を行なって検討し、その結果から、妥当と思われる日変化のメカニズムとして、境界層雲による水蒸気輸送の日変化の重要性を指摘する。さらに、以上のような結果に基づいて対流活動の発達する過程について詳しく考察する。

本研究は3部から構成されている。2章では、TOGA-COAREの集中観測の解析結果を記述する。3章では、領域大気モデルを用いた再現実験と系統的な比較実験を行なう。4章では、3章で指摘した境界層雲の重要性に関して観測と数値実験の両面から検討する。

第2章

TOGA-COARE 期間中に観測された熱帯対流活動の日変化

2.1 はじめに

熱帯の対流活動にはクラウドクラスター (Leary and Houze, 1979) や季節内変動 (Madden and Julian, 1971, 1972, 1994) など、様々な時間スケールの変動が存在している。熱帯域の陸上においては、対流活動の短周期変動として日変化が顕著に現れることが知られている。これに対して海洋上の対流活動の日変化の存在については、あまり認識はされていないが、いくつかの研究例は存在する。例えば、Gray and Jacobson (1977) は、熱帯西部太平洋上の島の上で降水量を調べ、早朝に降水量が最大となるような日変化が現れることを示している。中でも強い降水の頻度を各時刻ごとに調べると、その頻度分布にはより顕著な日変化が現れることを指摘している。このことは発達した対流活動には顕著な日変化が現れるが、弱い対流の日変化ははっきりしないとしている。

熱帯海洋上では地上観測点が少ないため、主に気象衛星による観測から対流活動の日変化が調べられている。Murakami (1983) は、静止気象衛星 (GMS) の T_{BB} (放射黒体温度) データを用いて、熱帯西部太平洋からオーストラリア北部にかけての陸域及び、その周辺海域の対流活動の日変化を調べた。その結果、海洋大陸域とその周辺海域とでは対照的な日変化が現れ、陸上では夕方頃に対流活動が最も活発となるのに対し、周辺海域では午前中に活発になることを示した。Hendon and Woodberry (1993) は 1983 年秋の気象衛星データを用いて対流圏上層まで発達した対流活動の解析を行なった。そして熱帯収束帯 (ITCZ) や南太平洋収束帯 (SPCZ) では、午前中に対流活動が活発になることを示した。Janowiak (1994) は 1986-1990 年の気象衛星データの解析を行ない、熱帯海洋上の対流活動には 3~6 時頃に

ピークが現れることを示した。Nitta and Sekine (1994) は 1980-1990 年の GMS のデータを用いた解析から、ITCZ や SPCZ では午前中に対流活動の活発となる日変化が現れるが、それに加えて半日周期も存在することを示している。一方、Albright et al. (1985) は、1979 年 1 月の気象衛星データの各時刻の輝度温度をヒストグラムの形にすることにより、雲活動の鉛直分布の日変化も含めて解析した。その結果、SPCZ においては、雲頂温度が低く対流圏上部まで発達した対流は午後にはピークが現れるのに対し、雲頂温度が高くやや低い雲は夕方によく現れることを示した。

対流活動の日変化に伴う、降水量や循環の日変化に関する研究もいくつか存在する。Houze et al. (1981) は、WMONEX (International Winter Monsoon Experiment) の集中観測期間中に、ボルネオ島の北側の海域で気象衛星とレーダーを用いた観測を行ない、レーダー観測による降水のピークが、気象衛星による雲頂温度のピークよりも約 4 時間早い時刻現れることを示した。ピークの時刻が異なる理由として、気象衛星は発達した対流活動の後に広がるアンビルを捉えている可能性が考えられる。Sui et al. (1997) は TOGA-COARE 期間中の集中観測の結果から、夜間に降水が最大となる日変化が現れ、対流活動に伴い上昇流が日変化することを示している。さらに、気温や水蒸気などの鉛直構造もまた日変化することを示している。

対流活動の日変化を大規模場の波動擾乱と関連づけた研究例も存在する。McGarry and Reed (1978) は、熱帯大西洋上の対流活動は、GATE の集中観測期間中の船による観測から午後には降水量が最大となり、かつ上昇流が強くなることを示した。この GATE 期間中に観測されたクラウドクラスターは、アフリカ大陸からの東進波の影響を受けていることが考えられる。また、Chen and Houze (1997) は、熱帯西部太平洋の TOGA-COARE 期間中の観測から、大規模な対流活動は夜間に活発となるが、これは 2 日周期の西進波との関連性もあることを示している。

以上の過去の研究例をまとめると、熱帯海洋上の対流活動は陸上と比べると弱い、確かに日変化が現れており、そのほとんどの研究例において午前中に活発となっている。また対流活動の日変化に伴い、対流活動に伴う鉛直循環もまた日変化している。さらに対流活動の日変化と大規模場の波動擾乱との関連も指摘されている。しかしながら、熱帯海洋上では観測点が少ないため、広域にわたる降水量の日変化はまだ調べられていない。また、これまで行なわれた気象衛星データを用いた解析では、放射黒体温度のしきい値で対流活動を定義して用いており、特定の高さ以上に発達した対流活動の活動度の情報のみしか利用されおらず、対流活動の鉛直構造の日変化が捉えられない。さらに、対流活動に伴う循環の鉛直構造の解明も不十分である。

そこでこの章では、熱帯西部太平洋で行なわれた TOGA-COARE の集中観測から得られた詳細なデータを解析し、これまでではっきりと示されていない対流活動の日変化の鉛直構造を明らかにする。用いたデータはレーダデータ、高層観測データ、海上ブイデータである。特に、本章では GMS の T_{BB} をヒストグラムの形で用いることにより、対流活動の鉛直分布を明らかにすることを試みる。2.2 節では、用いたデータとその解析手法を示す。2.3 節は T_{BB} ヒストグラムデータを用いて広域の対流活動の日変化を明らかにする。2.4 節は地域的な日変化の特徴を示す。2.5 節は TOGA-COARE 集中観測データを用いて観測域における日変化の鉛直構造を示す。2.6 節では対流活動の日変化のライフサイクルについて模式図を示しながら議論する。2.7 節でまとめを示す。

2.2 データと解析手法

2.2.1 データ

この章では TOGA-COARE の集中観測期間中の 1992 年 11 月-1993 年 2 月に行なわれたレーダデータ、高層観測データ、海上ブイデータを用いる。また同じ期間の GMS の T_{BB} ヒストグラムデータも用いる。

2.2.1.1 T_{BB} ヒストグラムデータ

T_{BB} (放射黒体温度) は雲が存在するときには雲頂温度を表し、対流活動の指標として用いられる。ここでは対流活動の鉛直構造を調べるために、 T_{BB} データを雲頂温度ごとに頻度分布で表した T_{BB} ヒストグラムデータを用いる。

GMS の T_{BB} ヒストグラムデータは 3 時間間隔に得られ、 $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ の領域の中の 254 段階の赤外線度のピクセルの情報が頻度分布の形で含まれている。ここではこれを $1^\circ \times 1^\circ$ の領域の中に含まれる T_{BB} をとり、180K から 300K の 5K 間隔の頻度分布に直した形で用いる。ここで各雲頂温度に含まれる頻度は % で表している。

図 2.1 に熱帯西部太平洋の ($0.5^\circ \text{S}, 155.5^\circ \text{E}$) を中心とした $1^\circ \times 1^\circ$ の領域における T_{BB} ヒストグラムの時系列を示す。3 時間毎に $1^\circ \times 1^\circ$ の領域に含まれる T_{BB} の頻度を縦軸に表している。例えば、1992 年 11 月 6 日 21Z に雲頂温度 195K まで対流が発達している。この時刻では $200 \pm 2.5\text{K}$ の雲頂温度に 15% のピクセルが含まれている。また同時刻、195K ~ 220K の 6 段階の T_{BB} の範囲にはそれぞれ 10% 以上のピクセルが含まれている。これらを足し合わせると、この $1^\circ \times 1^\circ$ の領域では、80% 以上のピクセルが上層雲に覆われていることが

わかる。また、11 月 9 日 21Z においては半分以上のピクセルが 290K を示し、そのほとんどが 275K より高い雲頂温度である。この場合は雲が存在しないか、存在しても下層雲しかないことを示している。このように、ヒストグラムデータを用いることにより、雲の鉛直分布を捉えることが可能となる。

2.2.1.2 TOGA-COARE 集中観測データ

図 2.2 は TOGA-COARE の観測域を表し、内側の四角形の領域は IFA (intensive flux array) 領域と呼ぶ。この IFA 領域において、TOGA-COARE 集中観測期間中に観測された、レーダデータ、高層観測データ、海上ブイデータを用いる。MIT のレーダによるレーダデータは NASA/GSFC で処理された、($2.5^\circ \text{S}, 155.5^\circ \text{E}$) を中心とした $2\text{km} \times 2\text{km}$ の空間分解能を持つもので、それを降水量に換算したものを利用し (Short et al., 1997)、 $2^\circ \times 2^\circ$ の領域で平均して用いる (図 2.2)。また時間的にも 10 分間隔に得られたものを、1 時間降水量に積算して用いる。高層観測データは IFA 領域の 5 地点、Kavieng ($2.4^\circ \text{S}, 150.5^\circ \text{E}$)、Kapingamarangi ($1.0^\circ \text{N}, 154.5^\circ \text{E}$)、Kexue1 ($4.0^\circ \text{S}, 156.0^\circ \text{E}$)、Shiyang3 ($2.0^\circ \text{S}, 158.0^\circ \text{E}$)、Moana Wave ($2.0^\circ \text{S}, 156.0^\circ \text{E}$) についての 1 日 4 回の観測を用いる。鉛直分解能は約 50m であり、データの欠側を補うために 25hPa 間隔で補間している。WHOI による IMET 海上ブイデータは、($1.75^\circ \text{S}, 156.0^\circ \text{E}$) において、1 時間間隔に観測されたデータを用いる。

2.2.2 解析手法

上昇流は、IFA 領域内の高層観測データを用いて、海面から 100hPa までを 25hPa 毎に、各高度について IFA 領域の平面近似を行ない、最小 2 乗法から求めた (Nitta and So, 1980)。各データは

$$X = ax + by + c \quad (2.1)$$

を満たすように求める。ここで X は (u, v, T, q) を表す。 u は東西風、 v は南北風、 T は気温、 q は水蒸気混合比を表す。また、 x, y は IFA 領域の中心 ($2.0^\circ \text{S}, 155.0^\circ \text{E}$) からの相対的な経度、緯度を表す。 $X, \partial X / \partial x, \partial X / \partial y$ の IFA 領域での平均値は、式 2.1 に IFA 領域の中心の値 ($x=y=0$) を代入することによりそれぞれ a, b に対応する。水平発散 $\nabla \cdot \mathbf{V}$ は式 2.1 を用いると、 $a(X=u$ のとき) + $b(X=v$ のとき) から求められる。このとき $\bar{(\quad)}$ は領域平均を表す。鉛直速度は連続の式を鉛直積分することにより求める。その際、境界条件として地表面 ($p = p_s$) で $\omega = 0$ 、上端 ($p = 100\text{hPa}$) で $\omega = 0$ を満たすために、水平発散に定数 D_0 を加え

て補正する。

$$\omega(p=100\text{hPa}) = \omega(p=ps) - \int_{ps}^{100} (\nabla \cdot \mathbf{V} + D_c) dp \quad (2.2)$$

$$= 0$$

圧力 p での鉛直速度は

$$\omega(p) = - \int_{p_0}^p (\nabla \cdot \mathbf{V} + D_c) dp \quad (2.3)$$

のように求める。

熱と水蒸気収支は IFA 領域内の高層観測データからみかけの熱源 Q_1 とみかけの水蒸気の消失 Q_2 を用いて表す (Yanai et al., 1973)。

$$Q_1 \equiv \frac{c_p}{(p_0/p)^\kappa} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{\theta} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} \right) \quad (2.4)$$

$$Q_2 \equiv -L \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} \right) \quad (2.5)$$

ここで θ は温度、 $\kappa = R/c_p$ 、 $p_0 = 1000\text{hPa}$ 、 L は潜熱である。式 2.4, 2.5 の時間差分は 12 時間で計算する。

2.3 広範囲の日変化の特徴

この節では、広域の対流活動の日変化の特徴について調べる。TOGA-COARE 集中観測期間中の 4 カ月間について、3 時間間隔の T_{BB} ヒストグラムデータを地方時毎に平均し、日変化の第 1 調和成分を求めて、その位相と振幅を計算した。ここでは放射輝度温度の 210K と 240K の 2 つの雲頂温度に着目し、その違いについて論じる。図 2.3 は $210 \pm 2.5\text{K}$ における日変化の振幅の空間分布を表す。 $T_{BB} = 210\text{K}$ は約 150hPa の雲頂高度に対応する。海洋大陸域のボルネオ島、ニューギニア島などの島や、その周辺海域では、日変化の振幅が大きい。一方、熱帯西部太平洋の ITCZ や SPCZ に沿った海域においても、陸上と比べて振幅は弱いものの、日変化が現れている。これらの収束帯を除いた海洋上では日変化の振幅は弱い。このように、陸上だけでなく、海洋上の収束帯においても対流活動の日変化が現れることは、これまでの研究と一致している (Hendon and Woodberry, 1993; Janowiak, 1994; Nitta and Sekine, 1994)。ただし、ここで注意しなければならないのは、図において日変化

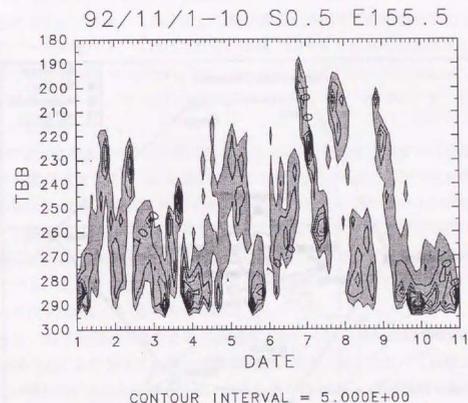


図 2.1: 1992 年 11 月 1-10 日の (0.5°S, 155.5°E) を中心とした $1^\circ \times 1^\circ$ 平均の T_{BB} ヒストグラム分布。コンターは 5 度間隔。

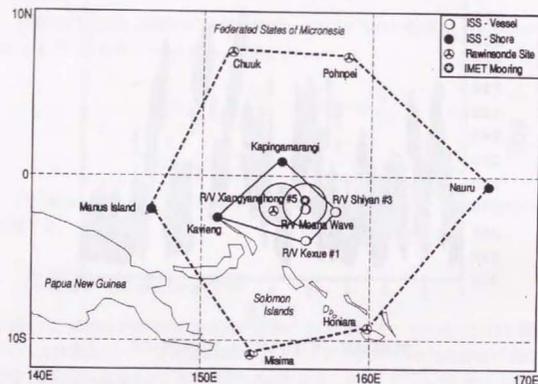


図 2.2: TOGA-COARE 観測領域を表し、内側の 4 角形の領域は IFA 領域を表す。

の振幅を絶対値で表していることにある。このためこの T_{BB} をもつピクセルの日平均頻度が大きいと、日変化の振幅も大きくなる傾向となる。

この $T_{BB}210 \pm 2.5K$ における日変化成分についての位相の分布を図 2.4(a) に示す。この図は 1 日周期成分において対流活動がピークとなる時刻を、場所ごとの太陽時で表している。まず、大きな島の上では、対流活動のピークは夕方から夜半に現れる。一方、島の周辺約 500km の海域では、早朝から昼頃にピークが現れる。この陸上とその周辺海域との対照的な日変化は、これまでに行なわれた研究結果と一致する (Houze et al., 1981; Murakami, 1983; Nitta and Sekine, 1994)。これに対して熱帯西部~中部太平洋の収束帯では、朝から午後にかけてピークが現れる。これはこれらの海域に関するこれまでの日変化の研究の結果と一致する (Hendon and Woodberry, 1993; Janowiak, 1994; Nitta and Sekine, 1994)。ただし、西太平洋の 160° - 170° E 付近と中部太平洋の 180° - 170° W では、ピークの時刻がやや異なることに注意したい。

次に 210K の雲頂温度よりやや低い雲に相当する 240K 付近の雲頂温度での日変化を調べる。図 2.4(b) は雲頂温度 $240 \pm 2.5K$ の雲の頻度の日変化のピークとなる時刻を表す。この雲頂温度は約 300hPa の雲頂高度に対応する。雲頂温度 210K の雲のピークの時刻 (図 2.4a) と比較すると、陸上においては違いが少ないが他の領域では大きく異なっている。島周辺海域では午後ピークの時刻が現れ、海洋上の収束帯においてはピークの時刻が午後から夕方となっている。これら 210K と 240K での日変化のピークとなる時刻の違いは、雲の鉛直構造の日変化を反映していると考えられる。

以上のように、海洋大陸域の島やその周辺海域においては日変化が顕著に現れている。熱帯西部太平洋の ITCZ や SPCZ に沿った海域においても、陸上と比べて振幅は小さいものの、日変化が現れていることが示された。大きな島では 210K の雲頂温度の雲も 240K の雲頂温度の雲も夕方から夜半にピークとなり、雲頂温度による違いは少ない。それに対して、島の周辺約 500km の海域や熱帯西部太平洋の収束帯では 210K の雲頂温度で早朝から午後にかけてピークが現れるが、雲頂温度により日変化のピークの時刻が大きく異なっていることが示された。

気象衛星データを用いたこれまでの解析は、放射輝度温度にあるしきい値を定め、それより低い温度に対するピクセルを発達した対流活動域と定義することにより、特定の高さ以上に発達した対流活動の活動度のみを調べていた。例えば Hendon and Woodberry (1993) は対流圏上層まで発達した対流活動を輝度温度 230K のしきい値を用いて定義しており、彼らの結果は海洋上の収束帯において対流圏上層まで発達する対流が、朝に最も活発なることを示す。一方、Nitta and Sekine (1994) は 250K をしきい値とし、彼らは 250K からの

温度差 ($250-T_{BB}$) を対流の活動度として用いている。その結果、SPCZ では地方時の5時頃と14時頃の2回ピークが現れることを示した。我々の T_{BB} ヒストグラムを用いた解析によれば、島周辺海域と海洋上の収束帯においては、雲頂高度が違くとピークの時刻が異なる。このことから考えると、Nitta and Sekine(1994) の示した半日周期は、我々の解析で210Kの雲頂温度で現れた早朝から午後のピークと、240Kの雲頂温度で現れた午後から夕方までのピークとが、混合されたため現れたものである可能性がある。

2.4 地域的な日変化の特徴

前節で明らかとなった広域の特徴をもとに、海洋大陸域の島、島周辺海域、熱帯域の収束帯における対流活動の日変化について、その鉛直構造を調べる。 T_{BB} の時系列を調べると大規模擾乱の東進に伴い海洋上における対流活動が10-60日スケールで活発化することが示される(図略)。そこでこのような対流活動が平均的に活発なときに着目して、その日変化を調べる。ここではこの対流活動が平均的に活発な日を取り出すため、230Kよりも低い雲頂温度まで発達した日のみで平均する。ただし、島の場合は、ほぼ毎日対流が発達するために単に4カ月平均で解析を行なう。

2.4.1 海洋大陸域の島の特徴

海洋大陸域に分布する島のうち、ここではニューギニア島に着目して日変化を調べる(図2.2参照)。図2.5(a)はニューギニア島 ($5.5^{\circ}\text{S}, 142.5^{\circ}\text{E}$) における1992年11月から1993年2月までの4カ月間で平均した T_{BB} 地方時ごとの頻度分布を表す。ここでは $T_{BB}=200\sim 220\text{K}$ に対応する上層雲の活動は18~21時に活発になる。一方、それより下層の230~250Kの雲は、やや遅く0時頃に最大となっている。0時以降12時頃までは、雲頂温度によらず雲の頻度が徐々に減少している。上層の雲活動が最も不活発なのは12時頃であるが、13時から18時頃に上層 ($T_{BB}=200\sim 230\text{K}$) の雲が急激に増加する。その後、230~250Kの雲が徐々に増えているが、これは深い対流の雲頂付近から広がる巻雲を捉えている可能性がある。0時を過ぎるとほぼ全ての雲頂温度で雲が減少しており、対流が衰退しアンビルや巻雲が徐々に減少していることを反映していると推測される。ここで、270K以上の雲頂温度の領域でも日変化がみられるが、この領域は地表面の日変化を表す可能性があるため、特に論じない。

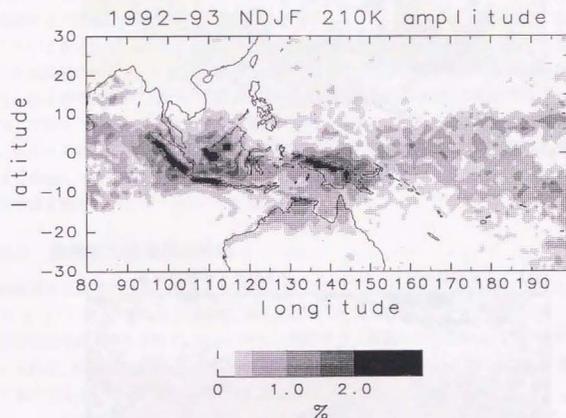


図 2.3: 210K における T_{BB} ヒストグラムを用いて、日変化成分の振幅についての領域分布を示す。振幅の単位は%である。

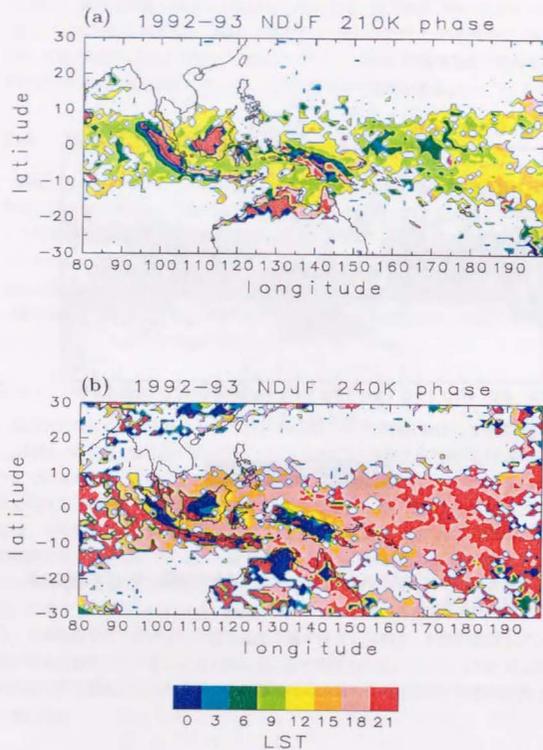


図 2.4: T_{BB} ヒストグラムから日変化のピークの時刻を示す。(a)210K,(b)240K に対応し、単位は時刻である。

2.4.2 島周辺海域の特徴

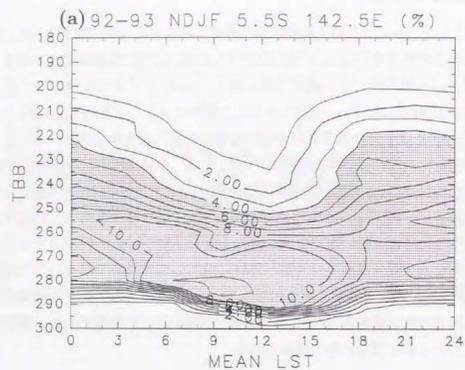
島周辺の海域として、ニューギニア島の北側の海域に着目する(図 2.2 参照)。図 2.5(b) はニューギニア島周辺海域 ($2.5^{\circ}\text{S}, 142.5^{\circ}\text{E}$) において 230K 以下の雲頂温度まで発達した日のみで平均した T_{BB} の地方時ごとの頻度分布を表す。230K 以下まで発達する日数は全体の 88% であった。21 時頃には $T_{BB}=260\text{K}$ 以下の上層雲はほとんど存在しないが、0~3 時頃にかけて $T_{BB}=240\text{K}$ より低い雲頂温度の雲が比較的急激に増大する。190~200K 付近の雲頂温度まで発達した対流活動は 6 時頃にピークとなる。9-12 時頃は 200~220K で雲が減少しているが、220~240K 付近の雲は最も多くなっている。15 時以降はほぼ全ての雲頂温度で次第に雲が減少し、再び 18~21 時には中下層の 260K より雲頂温度の高い雲のみがとなる。0~3 時頃の 240K より低い雲頂温度の雲の増加は、200~240K の範囲でほぼ一様に増加しており、異なった雲頂高度の対流雲が同時に増加しているのではないかと推測される。また 6 時頃に 250K の雲頂温度の雲が増加していることは、190K という最低の雲頂温度まで発達した対流活動が最も多くなっている時刻であることから考えると、雲頂から広がる巻雲を捉えているのではないかと推測される。

2.4.3 熱帯域の収束帯の特徴

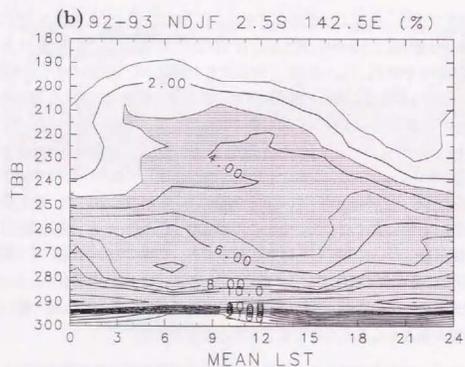
熱帯域の収束帯のうち、赤道より北側の ITCZ ($1.5^{\circ}\text{N}, 161.5^{\circ}\text{E}$) と南側の SPCZ ($5.5^{\circ}\text{S}, 161.5^{\circ}\text{E}$) に着目する(図 2.2 参照)。図 2.6(a) は ITCZ ($1.5^{\circ}\text{N}, 161.5^{\circ}\text{E}$) における T_{BB} の地方時ごとの頻度分布を表す。 $T_{BB}=200\text{K}$ に対応する上層雲はその活動のピークが 6~9 時頃に現れる。9~18 時は最も多く現れる雲頂温度が時間とともに徐々に高くなっている。より下層の 250~260K の雲は 18~21 時頃に最も多く現れる。

図 2.6(b) は SPCZ ($5.5^{\circ}\text{S}, 161.5^{\circ}\text{E}$) における T_{BB} の地方時ごとの頻度分布を表す。対流活動に伴う雲頂高度が $T_{BB}=190\text{K}$ に対応する付近まで発達しており、そのピークとなる時刻は 6~9 時頃である。この場合も、ITCZ と同様に 9~21 時頃において、最も多く現れる雲頂温度が時間とともに高くなっている。この傾向は Albright et al. (1985) が、1979 年 1 月の SPCZ の雲活動について解析した結果と対応する。中層の 250~270K より雲頂温度の雲は 21~24 時頃に最も多く現れている。ITCZ と SPCZ のいずれの場合も、3~12 時に 220~240K の雲が減少しているが、これは、同じ時刻に最大となるより上層の雲に覆われるため、下層の雲が衛星から見えないためであると推測される。

以上、この節では、海洋大陸域の島、島周辺海域、及び熱帯域の収束帯における対流活動の日変化について、その鉛直構造を調べた。ニューギニア島では 200~220K の上層雲が

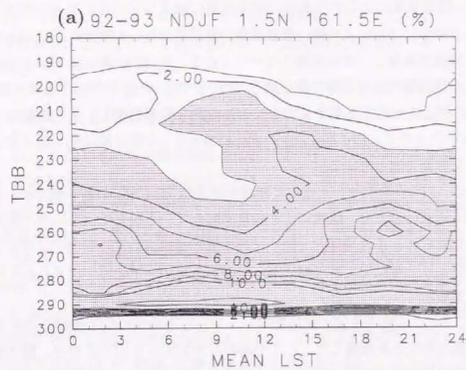


CONTOUR INTERVAL = 1.000E+00

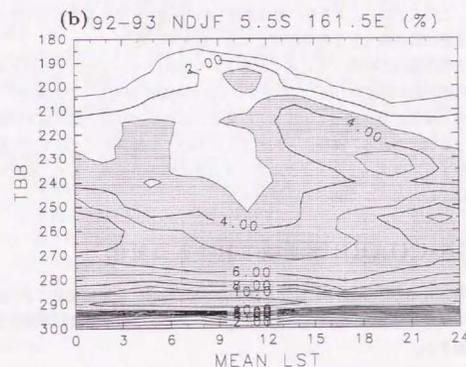


CONTOUR INTERVAL = 1.000E+00

図 2.5: (a) ニューギニア島 ($5.5^{\circ}\text{S}, 142.5^{\circ}\text{E}$) における 1992 年 11 月から 1993 年 2 月の 4 カ月平均した T_{BB} ヒストグラム分布。(b) ニューギニア島周辺海域 ($2.5^{\circ}\text{S}, 142.5^{\circ}\text{E}$) におけるしきい値を用いた 4 カ月平均した T_{BB} ヒストグラム分布。コンターは 10% までは 1% 間隔、それ以上は 5% 間隔。(a) 5% 以上に (b) 3% 以上に影をつける。



CONTOUR INTERVAL = 1.000E+00



CONTOUR INTERVAL = 1.000E+00

図 2.6: 図 2.5 と同様で (a) ITCZ ($1.5^{\circ}\text{N}, 161.5^{\circ}\text{E}$), (b) SPCZ ($5.5^{\circ}\text{S}, 161.5^{\circ}\text{E}$) における T_{BB} ヒストグラム分布。3% 以上に影をつける。

18~21時に最も活発となり、それより下層の250K付近の雲はやや遅く、0時頃に最大となる。0時以降は、雲頂温度によらず各高度の雲が次第に減少している。ニューギニア島周辺海域では、0~3時頃に240Kより低い雲頂温度の雲が増加し、6時頃に190~200K付近の雲頂温度まで対流が発達し、対流活動がピークとなる。9~12時頃には200~220Kの雲が減りはじめ、15時以降はほぼ全層で雲が減る。ITCZでは200Kに対応する高さまでが、SPCZでは190K付近に対応する高さまでそれぞれ対流活動が発達し、その活動はいずれも6~9時頃にピークとなる。ITCZ, SPCZいずれの場合も、9時以降は最も多くなる雲頂温度が時間とともに高くなっている。

島周辺海域では、ITCZやSPCZと比べて対流の発達時(0~6時)の雲の増加が急激である。これは島周辺海域において、陸風による収束が起きているからではないかと推測される。島周辺海域で見られる6~9時頃の250K付近の雲の増加がITCZやSPCZで見られないのは、この時刻より上層にアンビルが広がっているために、下の雲が捉えられていないという可能性がある。

2.3節において210Kの雲頂温度の雲活動がピークとなる時刻は同じ海洋上の収束帯でも場所によって異なることを指摘した。ここで解析したITCZとSPCZでは、雲頂温度の最も低い雲活動が活発となる時刻は同じであるが、到達する最低の雲頂温度はそれぞれ異なっている。この2つの領域では、ほぼ同じように最も多く現れる雲頂温度が時間とともに上昇している。このことから、より低い雲頂温度(高い高度)まで発達するSPCZにおいて210Kの雲頂温度の雲が最大となる時刻がより遅く見えている。

最も多く現れる雲頂温度が時間とともに高くなるという傾向についてはいくつかの可能性が考えられる。対流活動の最盛期の後に広がるアンビルの活動が弱まり、その高度が下がっていること、また上層雲の数が減っていること、あるいは逆により低い雲が徐々に増加していること、などが挙げられる。実際にどれが正しいかはこの結果からだけでは区別できない。それを判断するには T_{BB} ヒストグラムデータ以外の情報が必要であり、例えばピクセル単位のより細かいスケールで調べる必要がある。

2.5 TOGA-COARE 観測域における日変化

この節ではTOGA-COARE期間中に観測されたレーダーデータ、高層観測データ、海上ブイデータを用いて解析を行ない、雲や降水量の日変化と、それに伴う循環の日変化とを関係づけながら議論する。

ここで夜間(18時~5時)に $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ の領域で平均した降水が0.5mm/hr以上の値を記録

した日(13時から翌日の12時を1日とする)を対流活発日と定義し、この対流活発日のみのデータを用いて時刻ごとのコンポジットを作成し解析を行なう。このように1日ごとにコンポジットに算入するかどうかを決めるのは、対流活動の日変化のライフサイクルを調べるためである。

2.5.1 レーダによる降水量の日変化

図2.7は、TOGA-COARE集中観測期間中においてMITレーダーから換算した $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ の領域での平均の降水から作成した時刻ごとのコンポジットである。4ヶ月全てのデータを平均した降水量(点線)には、0時過ぎに最大となり、午前中に減少し、昼頃に最小となるような日変化が現れる。最大と最小の差は約0.07mm/hrであり、平均に対する変動の割合は約50%である。この図2.7には、0.5mm/hr以上を観測した対流活発日(実線)とそれ以外の日(破線)とに分けたときの日変化も示している。対流活発日には夜間と昼間の降水の差が約0.25mm/hrに達し、4ヶ月全体の平均の場合と比べて日変化がより顕著に現れる。この場合の平均に対する変動の割合は約60%であり、4ヶ月全体の平均の場合より大きい。一方、対流活発日を除いた日(破線)の場合は日変化がかなり弱い。以上のことは、対流活動の頻度が活発な時期に日変化が顕著に現れることを示している。

Gray and Jacobson(1977)は強い降水(7.6mm/hr以上)の頻度を集計すると、単に降水量を集計した場合と比べてより顕著な日変化が現れることを示している。我々と同じTOGA-COARE集中観測期間中における海上ブイの観測結果を解析したJanowiak et al.(1994)によれば、強い強度(3時間で44mm以上)の降水の頻度は3時に最大となっている。また、Sui et al.(1997)の解析結果は、強い降水(0.5-5mm/hr)の頻度が夜間の22時-3時に最大となっている。以上のような過去の研究は強い降水の頻度が日変化することを示しているが、本研究は対流活発日とそうでない日に分けることにより対流活発日の降水量が大きな日変化を示すという結果になっている。もし過去の研究のように強い降水のイベントに日変化が現れやすいと仮定すれば、このような強い降水のイベントが起こる日は対流活発日と分けられるため、我々のコンポジット解析で得られた結果は説明できることになる。しかし、コンポジットをとった期間の83%が大規模擾乱の東進に伴って対流活動が平均的に活発化した期間に対応する(Lin and Johnson, 1996)ことから、我々の結果は大規模擾乱に伴って平均的な対流活動が活発化したときに日変化が顕著になるということを示しているという解釈が成り立つ。

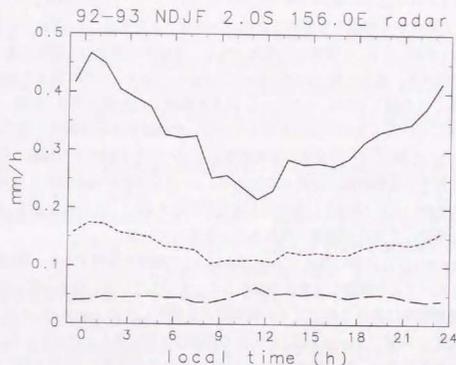


図 2.7: TOGA-COARE 集中観測期間中における ($2.0^{\circ}\text{S}, 156.0^{\circ}\text{E}$) を中心とした $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ にて 4 カ月平均した降水量 (点線) と 0.5mm/hr 以上を観測した日 (実線) とそれ以外の日 (破線) にけた降水量地方時分布。

2.5.2 T_{BB} による雲の日変化

図 2.8(a) は MIT レーダーと同じ $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ の領域で平均した、対流発発日における T_{BB} の地方時ごとの頻度分布を表す。最低の T_{BB} 190K 付近まで発達した対流活動のピークは 0~3 時頃に現れる。この 190K の雲活動のピークは、降水量が最大となる時刻に対応している (図 2.7)。この後、3~12 時にかけ最も多く現れる雲頂温度が時間とともに高くなっていく。この傾向は、前節で示した海洋上の ITCZ や SPCZ における特徴と一致している。朝から昼頃にかけては降水量が減少しており、対流活動が衰退していると推測される。12 時頃には上層の雲はかなり減少し、12~18 時頃は 250K より高い雲頂温度のみが雲が多く存在する。この高さの雲は、ITCZ や SPCZ においては 18~21 時頃に現れていたものである。降水量が 18 時以降増加することに対応して、対流活動も 18 時以降に活発になっており、18~21 時にまず 200~240K の雲が増加し、21~24 時にそれより上層の 190~200K 雲が増加するという 2 段階の発達を示す。

図 2.8(b) は対流発発日以外の日の T_{BB} の地方時ごとの頻度分布を表す。220K 付近で 12~15 時にピークとなる対流活動が現れている。しかしこれに対応した降水 (図 2.7, 破線) は、はっきりとした日変化は現れていない。Sui et al. (1997) によれば弱い降水の頻度は午後後に増加しており、これを午後に見える低い積雲と関連づけている。我々の分類した対流不活発日の降水量の変化からは、そのような傾向は非常に弱くしか認められない。ここ 230K 程度の雲の日変化は現れているものの、このような高い T_{BB} の雲はあまり降水には反映されない可能性がある。

2.5.3 海上パイによる SST の日変化

図 2.9 は海上パイにより観測された海面温度 (SST) について対流発発日でコンポジットした日変化を表す。横軸は 12-36 時の地方時を表しており、他の図とは表示が違うことに注意したい。SST は 12 時頃に最も高くなるものの日変化が小さく ($\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 程度)、より大きな負のトレンドが現れている。Sui et al. (1997) は、対流活動が平均的に不活発なときの SST の日変化は比較的大きいが、対流活動が活発な時期は小さいことを示し、後者は本研究とも一致している。対流活動が活発なときには、風が強く、また太陽放射による海面の加熱が遮られるため、SST の日変化が小さいのであると考えられる。

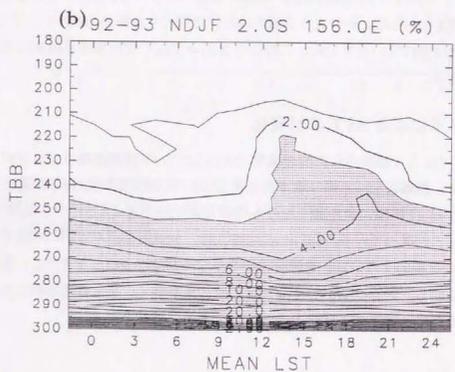
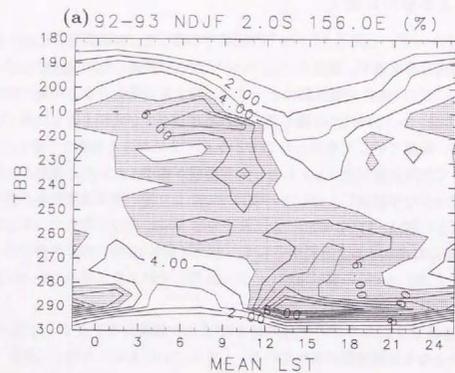


図 2.8: (a) 対流発日でコンポジットをとった T_{BB} ヒストグラム地方時分布。5%以上に影をつける。(b) それ以外の期間の T_{BB} ヒストグラム地方時分布。3%以上に影をつける。

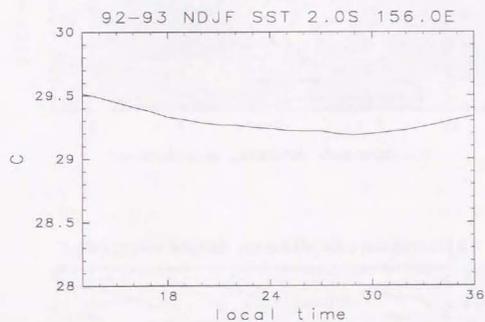


図 2.9: 対流発日でコンポジットした海上ブイでの SST の地方時分布を示す。

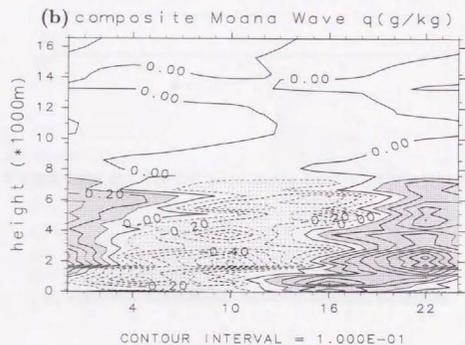
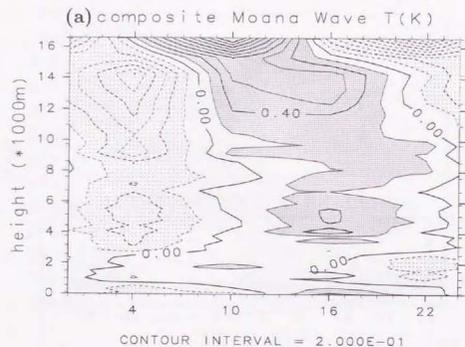


図 2.10: Moana Wave($2.0^{\circ}\text{S}, 156.0^{\circ}\text{E}$) における対流発日でコンジットをとった (a) 気温偏差, (b) 水蒸気偏差。観測はそれぞれ 4, 10, 16, 22 時の 1 日 4 回である。(a) コンター間隔は 0.2K。-0.2K 以下と 0.2K 以上には影を示す。(b) コンター間隔は 0.1g/kg で -0.1g/kg 以下と 0.1g/kg 以上に影を示す。

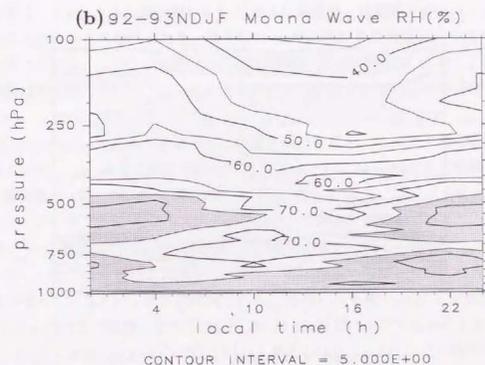
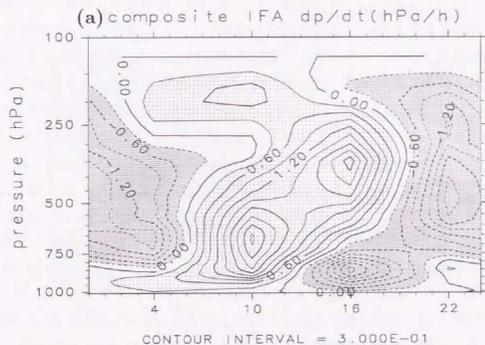


図 2.11: コンジットをとった (a) IFA 領域での鉛直流偏差と (b) Moana Wave($2.0^{\circ}\text{S}, 156.0^{\circ}\text{E}$) の相対湿度を示す。(a) コンター間隔は 0.3hPa/hr。-0.3hPa/hr 以下と 0.3hPa/hr 以上には影を示す。(b) コンター間隔は 5%。75%以上に領域に影を示す。

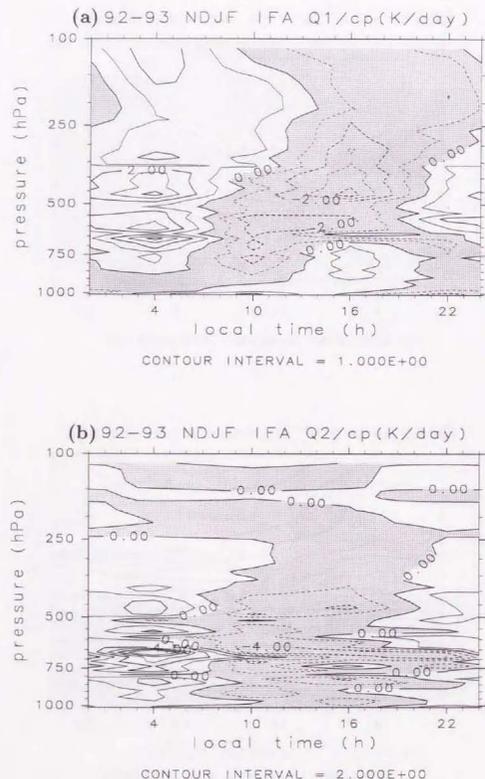


図 2.12: IFA 領域におけるコンポジットをとった (a) みかけの熱源 Q_1 と (b) みかけの水蒸気の消失 Q_2 を示す。コンター間隔は (a) 1.0K/day, (b) 2.0K/day。それぞれ負偏差の領域には影を示す。

2.5.4 気温、水蒸気、風の日変化

対流活動に伴う循環の鉛直構造を調べるため、観測点 Moana Wave ($2.0^{\circ}\text{S}, 156.0^{\circ}\text{E}$) における高層観測データを解析する。この観測点は降水量と T_{BB} の日変化を解析した $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ の領域の中に存在する。図 2.10(a) は対流発日 でコンポジットした気温の鉛直分布を日平均からの偏差として表す。観測は 1 日 4 回行なわれ、時刻は地方時で 4, 10, 16, 22 時である。それ以外の時刻は観測から線形に補間して表していることに注意したい。4-14km の高度では、16 時に気温が高く、4 時に低いという日変化が現れている。日変化の振幅は上層ほど大きく、対流圏内の 14km で最大約 1.0K に達する。最下層 1km 以下でも 16 時に気温が高く、4 時に低いという日変化が現れている。14km より上層では日変化の位相がそれより下と異なって、最も高温となるのが 10 時となっている。下層の 1-3km 付近では他の高度と比較して気温の日変化が小さい。水蒸気による太陽放射の吸収加熱は対流圏でほぼ一様である (Manabe and Strickler, 1964)。12-14km 付近では 16 時の気温偏差がかなり大きくなっているが、これは T_{BB} で現れている雲頂 210K 前後の上層雲による太陽放射の吸収加熱が起きている可能性がある。また同じ時刻に 4-8km 付近に現れている高温偏差のピークもまた、雲頂温度 250K 以上の中、下層雲による太陽放射の吸収加熱によると推測される (図 2.8a)。また、2-4km 付近で気温偏差が小さいのはこの中、下層雲によって太陽光が遮られているためであると考えられる。一方、4 時に現れる低温偏差は長波放射による冷却に起因する。14km より上層で現れている大きな振幅は、成層圏でのオゾンが太陽放射を吸収することによる可能性がある。境界層で 16 時に現れる高温偏差は SST の日変化との対応が考えられる。しかし、SST の日変化の振幅は 0.1K であるのに対し、境界層の日変化の振幅は約 0.4K であり、SST の日変化だけでは説明できない。その理由はここではわからない。

図 2.10(b) は Moana Wave で観測された水蒸気偏差を表す。16 時に下層で水蒸気の正偏差が現れており、1km 以下で顕著である。22 時にはさらに 8km 付近まで湿潤となっている。この湿潤層は 4 時には、6km 付近のみに残り、さらに 10 時にはほぼ全層で水蒸気量が負偏差となっている。また 16 時の下層の湿潤層は、下層雲と関連していることが推測される。22 時に 8km 付近まで現れる湿潤層は、この時刻に深い対流が発達していることを示唆する。一方、4 時の 6km 付近の湿潤層とその下の乾燥偏差からは、対流性の雲が消滅し層状性の雲が残っているという状況が推測される。16 時には下層 1km 以下で水蒸気が多く、22 時には 8km 付近まで湿潤となっているがこれは 16-22 時にかけて徐々に上方へ湿潤域が発達していくことを表しているのではないかと考えられる。しかし、この間の観測が存在

しないため、その詳細はわからない。図 2.11(a) は対流発日でコンポジットした IFA 領域平均の鉛直流の日変化を表す。この鉛直流は個々の対流による上昇流を表しているわけではなく、IFA 領域平均規模 (約 500km) の循環の鉛直流を表すものである。コンポジットをとった日の日平均値は、どの高さでも上昇流となっている。16 時頃に 850hPa 付近を中心に上昇流偏差が現れる。その後、22 時頃は上層まで上昇流偏差が拡大し、4 時には 250hPa より上層と 750hPa より下層で下降流偏差となる。それ以外の高度では上昇流偏差であるが、その強度は 22 時の約半分である。22 時頃の上昇流は 400-550hPa 付近で 2.1hPa/hr に達し、コンポジットの期間平均の約 40% に対応する。ここで現れている上昇流は、個々の対流の効果が積算された IFA 領域平均規模の加熱に対する応答であると推測される。対流活動が活発な 22 時以上昇流偏差が現れているが、これは上昇流による断熱冷却と、下層収束による水蒸気の増加をもたらし、対流活動に対して正のフィードバックとして働いていることが示唆される。

図 2.11(b) は Moana Wave によって観測された (これのみ偏差ではない) の相対湿度を表す。まず下層の 500hPa 以下の相対湿度の日変化に着目する。16 時には下層 1km 以下の相対湿度が高くなり、22 時には 500hPa の高度まで 75% 以上となる。4 時には 700hPa より下層では相対湿度がそれ以前に比べ低くなるが、550hPa 付近を中心に相対湿度の高い層が現れている。一方、250hPa より上層においても相対湿度の日変化が見られ、4 時に最大となり、16 時に最小となっている。下層の 1km 以下で 16 時に相対湿度が高く、22 時には 500hPa の高度まで高くなるという傾向は、図 2.10(b) の水蒸気偏差とよく対応している。このことから、下層の相対湿度の日変化は主に水蒸気の日変化によっていることが示唆される。それに対して上層の相対湿度の日変化は、最大となる 4 時頃には水蒸気最大となるのみならず、気温も最低となり、その振幅も比較的大きいことから気温の下降と水蒸気の増大の両方の効果で起きていることが推測される。

2.5.5 熱と水蒸気収支

図 2.12 は対流発日でコンポジットした IFA 領域平均での (a) みかけの熱源 Q_1 と (b) みかけの水蒸気の消失 Q_2 を表す。加熱と乾燥化が 22 時に 350-600hPa 付近の高度で現れ、4 時には 350-800hPa 付近で現れている。一方、10 時には 300hPa より下層で冷却と加湿が現れている。16 時には下層の 750hPa まで加熱が現れているのに対して、 Q_2 はほぼ全層で加湿となっている。ここで Q_1, Q_2 を計算する際に、時間差分の間隔を 12 時間にとっているため、時間変化を過小評価している可能性があることを指摘しておきたい。このために IFA 領域規模の上昇流に対応した日変化が強調されすぎている傾向がある。22 時と 4 時に現れ

ている加熱と乾燥化、10 時に現れている冷却と加湿は、この IFA 領域規模の上昇流に対応して現れている。

以上に述べた TOGA-COARE 観測データからの解析から、以下のような対流活動とそれに伴う循環の日変化が明らかとなった。降水量は 0 時過ぎに最大となり、午前中に減少し、昼頃に最小となるような日変化が現れる。この日変化は、0.5mm/hr 以上の降水が観測された対流発日のほうが、4ヶ月全体の平均と比べて顕著に現れている (図 2.7)。一方、対流発日以外の日においては、降水の日変化は小さい (図 2.7, 破線)。海面水温は 12 時頃に最も高くなるものの、振幅は 0.1K であり、日変化は小さい (図 2.9)。 $T_{BB}=190K$ の雲頂温度まで発達した対流活動のピークは、0-3 時頃であり (図 2.8a)、これは降水のピークの時刻 (図 2.7) と一致する。この対流活動がピークとなる 6 時間以上前の 16 時頃から、対流圏下層の特に 1km 以下の層が湿潤化し (図 2.10b)、これに伴って下層の雲が発達する (図 2.8a)。この時刻の 5km 付近の大きな気温偏差は、この下層雲に伴う放射加熱の影響が大きいと考えられる。対流が発達する 22 時頃は対流圏のほぼ全層、特に 8km 以下で大気が湿潤化するが、対流活動のピークを過ぎた 4 時頃には下層から乾燥化がはじまる。上層雲は比較的遅くまで残るものの、その活動は消滅し、12 時すぎには上層雲は消滅し、大気が全層にわたって乾燥化する。このようなライフサイクルの対流活動の日変化が示された。

2.6 議論

TOGA-COARE 期間中に行なわれた観測結果の解析から、日変化する対流活動の鉛直構造が明らかとなった。図 2.13 にコンポジット解析から得られた対流活動の日変化の模式図を表す。夕方 16 時ころから湿潤化がはじまり、それに伴って下層の雲が現れる。夜の時間の進行とともに上層まで発達した雲が現れるようになり、個々の対流は大規模な対流活動へと組織化されることが考えられる。このときには対流圏のほぼ全層にわたって比較的湿潤となり、また、IFA 領域規模の上昇流が現れ、この対流活動に対して正のフィードバックが働く。0-3 時頃に対流活動がピークを迎える。その後、最も多く現れる雲頂温度が時間とともに高くなり、降水量が減少し、対流が衰退過程に入る。4km 以下の下層から乾燥化がはじまり、10 時にはほぼ全層で乾燥化する。IFA 領域規模の上昇流も弱まり、対流活動を維持するフィードバックも弱まる。上層において気温が上昇し、相対湿度が減少する。12 時頃には上層の雲はかなり少なくなり、対流活動は弱まる。このとき降水量も最小となる。夜間に対流活動が強まる前の夕方には下層雲が多く現れている。この午後の下層の低い対流雲の出現については、Chen and Houze(1997) もその重要性を指摘している。彼らは午

後に太陽放射による加熱が最大となり、それによって蒸発量が増えることが、この下層雲の出現に重要であると推測している。しかし、我々の観測によれば海面温度の日変化は小さく、したがって蒸発量の日変化も小さいことが推測される。10-16時の1km以下での水蒸気の増加はむしろ境界層と自由大気との交換が昼間に抑えられる効果によるものだとここでは考えたい。さらに16時頃に下層の雲に伴って現れる850hPa付近を中心とした大規模上昇流がさらに、水蒸気収束をもたらし、この水蒸気量の増加をさらに大きくしている可能性もある。

我々の結果は、対流活動が活発な日には降水日変化がより顕著に現れることを示す。我々が対流活動日とした日のうち、83%が大規模擾乱の東進に伴って平均的な対流活動が活発化した期間に相当する(Lin and Johnson,1996)。平均的な対流活動が活発な時期には上層雲が平均的に多くなり、夜間は雲に伴う放射冷却が、日中は雲による加熱が強くなる。これは雲のない場合と比べ、大気による放射効果を強める結果となり、日変化が顕著になることが期待される。一方で、大規模擾乱に伴う水蒸気収束は大気の湿潤化をもたらし、下層雲が形成されやすくなるために、日変化が活発になることも考えられる。

本章でみたように、ITCZやSPCZを含んだ熱帯西部太平洋の収束帯域における対流活動は、明け方から昼頃に最大が現れる(図2.4.2.6)。これまでの気象衛星観測による研究においても、熱帯西部太平洋では、対流活動のピークは午前中であった(Hendon and Woodberry,1993; Nitta and Sekine,1994; Janowiak et al.,1994)。これに対して、TOGA-COARE 観測域においては、降水量と上層雲のピークとなる時刻はいずれも0-3時頃である。陸上では夕方から夜に対流活動がピークとなり、また島周辺海域では対流活動のピークの時刻が収束帯よりも早い。TOGA-COARE 観測域は最も近い大きな島であるニューギニア島から1000km以上離れており、陸上からの海陸風や波の伝播による影響は考えにくい。さらに、TOGA-COARE 観測域から陸上に近付いてもピークの時間がより早くなることはない(図2.4a)。したがって、TOGA-COARE 観測域の対流活動域のピークの時刻が早いことは、島の影響であるとは考えにくい。一方、McGarry and Reed(1978)は、熱帯大西洋のGATEIとIIIの期間中に対流活動と降水量の日変化について解析している。その結果降水量のピークは午後早くに現れ、この頃に上昇流が強くなっている。この午後というピークの時刻については、GATEにおいて観測された対流が、アフリカ大陸からの東進波による擾乱の影響を大きく受けているためであるとの解釈がある(Gray and Jacobson,1977)。これと同様、熱帯西部太平洋で対流活動の日変化が2日周期の西進波と関連している可能性が示され(Chen and Houze,1997)、このような大規模波動擾乱との相互作用により、TOGA-COARE 観測域の対流活動が、他の熱帯西部太平洋において早くピークが現れると

いう可能性も考えられる。

2.7 まとめ

TOGA-COARE 集中観測期間中の、1992年11月~1993年2月に観測された T_{BB} ヒストグラムデータ、レーダーデータ、高層観測データ、海上ブイデータを用いて、対流活動の日変化とその鉛直構造に関する解析を行なった。これまでの研究で示されたように、対流活動の日変化は海洋大陸域だけでなく、島周辺海域や熱帯西部太平洋のITCZやSPCZにおいても存在することが確かめられた。地域別にみると、大きな島の上では対流活動のピークは夕方から夜に現れるが島周辺海域や熱帯西部太平洋の収束帯では、高い雲頂高度でみた場合には午前中から昼頃にピークが現れ、これまでの研究と一致している。それに対して、雲頂高度の低い雲の活動のピークとなる時間は、高い雲頂温度の雲とは異なることが明らかとなった。ただし、大きな島においては、雲頂高度によるピークの時間の違いが小さいことがわかった。

Nitta and Sekine(1994)は、GMSの輝度温度のしきい値を定めて、対流の活動度を定義し、SPCZにおいて5時頃と14時頃の2回ピークが現れる半日周期が現れることを指摘した。この半日周期は、本研究で示した異なる雲頂高度での異なるピークが混合されたものである可能性が示唆される。このようにGMSの T_{BB} ヒストグラムデータを用いることにより、対流活動の日変化の鉛直分布、特に雲頂高度による対流活動の変化の違いを知ることが可能であることが示された。

また、TOGA-COAREのデータを用いることにより対流活動の日変化の詳細とそれに伴う循環の鉛直構造が明らかとなった。降水量は0時過ぎに最大となり、午前中に減少し、昼頃に最小となる。強い降水が観測された期間により顕著な日変化が現れた。対流活動は0~3時頃に T_{BB} 190K付近まで発達し、この最も低い T_{BB} のピークとなる時刻は、降水量のピークの時刻とほぼ一致する。この対流活動が活発となる22時から4時頃にかけては、750hPaより上層でIFA領域で平均した上昇流が観測されている。降水量の朝から昼頃にかけての減少に対応して、低い T_{BB} をもつ雲の活動度が徐々に弱くなった。発達の初期の16時頃には下層2km以下で水蒸気が増加している。この時期には、下層雲が多く観測され、また下層で平均上昇流が現れている。この夕方の下層での水蒸気の増加が、夜間に発達に何らかの役割を果たしていることが推測される。

一方、熱帯西部太平洋における対流活動の日変化はGray and Jacobson(1977)、Murakami(1983)、Hendon and Woodberry(1993)、Nitta and Sekine(1994)によって調べられ、早朝に最も活

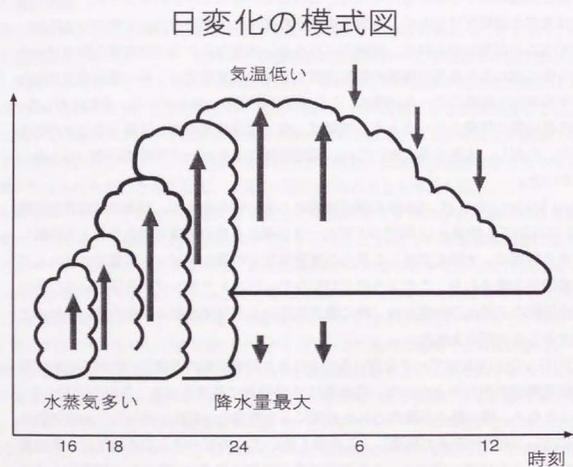


図 2.13: TOGA-COARE 観測域での対流活動の日変化の模式図

発となり、TOGA-COARE 観測域より約6時間遅く現れている。このような場所による対流活動の日変化の違いの理由を明らかにするため熱帯海洋上の広域にわたる降水量やラジオゾンデなどの観測が必要となる。

第3章

熱帯海洋上の対流活動の日変化のメカニズムに関する数値実験

3.1 はじめに

熱帯海洋上の対流活動には日変化が存在し、しかも多くの領域で夜半から午前中にかけて最も活発となることが知られている (Gray and Jacobson, 1977; McBride and Gray, 1980; Murakami, 1983; Hendon and Woodberry, 1993; Janowiak, 1994; Nitta and Sekine, 1994)。2章では熱帯西部太平洋で行なわれた TOGA-COARE の集中期間中に観測された対流活動の解析から、夕方に対流圏下層の水蒸気が増加するとともに下層雲が現れる。それから夜にかけて上層まで対流活動が発達し、午前0時過ぎに降水量が最大となるという日変化の鉛直構造が明らかとなった。この中で特に夕方の対流圏下層の水蒸気の増加とそれに伴う下層雲が、日変化をもたらすきっかけとして重要である可能性を指摘した。しかし、この下層雲と対流圏下層の水蒸気の役割に関しては仮説であり、それが本当に重要であるのか、またそれに関してどのようなメカニズムが働いているかは明らかとはなっていない。

陸上における対流活動の日変化に関しては、太陽放射が日中地表面を加熱することにより、大気鉛直不安定性が午後に最大となることが重要であると考えられている。一方、海洋上では陸上と違い、太陽放射の加熱による海面温度の日変化は小さく、したがってこれによる鉛直不安定性の変化は小さい。そのため海洋上の対流活動の日変化を引き起こすメカニズムとしては、この地表面加熱以外に原因を考える必要がある。この海洋上の対流活動の日変化のメカニズムとしては、これまでに主に3通りの仮説が提案されている。Gray and Jacobson (1977) の放射冷却水平非一様説、Randall et al. (1991) の鉛直不安定説、Sui et al. (1998) の相対湿度変動説である。

Gray and Jacobson (1977) の仮説は、雲の内外での放射冷却の違いの日変化に基づくものである。すなわち夜間には雲の存在する領域と存在しない領域において外向きの長波放射による冷却率が異なることから温度差が生じ、これによって循環が強められ雲対流活動が活発化すると考える。一方で、日中は短波による加熱が長波による冷却と相殺し、循環の強化と雲活動の活発化が起こらないという主張である。一方、Randall et al. (1991) の説は、対流圏上部の雲による放射冷却に着目する。上層に雲が存在するとき対流圏上部で日中においては加熱が、夜間においては冷却が卓越し、夜間は昼間と比べて鉛直不安定性が強められる。このような上層雲に伴う放射冷却による夜間の鉛直不安定性の強化が、対流活動の日変化を引き起こす主要因であると主張している。これに対し Sui et al. (1998) の説は、相対湿度の日変化が対流活動の日変化にとって重要であるとする。彼らは、大気中の水蒸気による放射吸収で、気温が日変化することがこの相対湿度の変化に重要であるとし、雲の放射冷却は特に重要でないと主張している。

Xu and Randall (1995) は2次元の雲を分解する領域大気モデルを用いた数値実験を行ない、放射冷却を領域一様に与えることによって、雲の領域とその外での放射冷却の違いを除去した実験を行なった。彼らの結果は日変化が現れており、これから Gray and Jacobson (1977) の仮説は日変化を引き起こす主原因ではなく、二次的なものであると結論づけている。彼らの実験では、上層雲による放射効果により対流圏上部において日中の加熱と、夜間の冷却が顕著に現れており、彼らは Randall et al. (1991) の説を支持している。これに対して Sui et al. (1998) は同様な2次元の雲分解モデルを用いた数値実験を行ない、雲の放射冷却を全く無視した場合でも対流活動の日変化が再現されることを示している。彼らは上層雲による夜の放射冷却の効果を入れた実験も行ない、雲の放射冷却を完全に無視した場合と比較することにより、Randall et al. (1991) のメカニズムは、降水量の日変化の振幅を大きくはするが、主要因ではないと主張している。Sui et al. (1998) はこれに代わって夜間の相対湿度の増加の重要性を強調するが、これもまた実験からの状況証拠に過ぎず、夜間の相対湿度の増加が本当に日変化を引き起こすメカニズムと成り得るのかをきちんとした比較実験から検証しているわけではない。このように数値実験によるメカニズムの検討はまだ不十分な段階であり、個々の実験から示したのみである。このため今一度数値実験によってこれまでに示されたメカニズムを系統的に調べていく必要がある。

2章の観測結果からは、対流圏上層で気温の日変化が大きく、しかもそれが雲の放射効果に大きく影響されていることが示されており、Randall et al. (1991) の雲の放射冷却による鉛直不安定説とは、矛盾がないように思われる。確かに鉛直不安定性は日変化してはいるものの、しかし、温度の日変化が1K以下であり、この小さな温度変化が本当に対流活動

の日変化をもたらすかには疑問が残る。また、観測から夜間に相対湿度は増加することが示されており、Sui et al.(1998)の相対湿度変動説とも矛盾しない。しかし、観測された相対湿度の日変化は、下層においては気温変化ではなく水蒸気量の変動によっており、上層においても気温の変動だけでなく、水蒸気量の変動による影響が大きい。このように気温の日変化による相対湿度の日変化はそれほど大きくないことが推測される。

以上の考察を踏まえて、この章では熱帯海洋上の対流活動の日変化に関し、雲の分解できる領域大気モデルを用いた数値実験を行なう。特に、これまでに指摘された日変化のメカニズムを比較検討しながら、海洋上の対流活動の日変化を引き起こすメカニズムを明らかにすることが目的である。3.2節では数値モデルと実験設定を示す。3.3節では観測の結果をもとに対流活動の日変化を再現し、その平均的な特徴を示す。3.4節でこれまでに指摘された日変化のメカニズムを比較検討しながら、系統的な数値実験によってこれらを評価する。3.5節ではこれまでの説には考慮されていなかった境界層雲の重要性を指摘し、それをもとに新たな日変化のメカニズムについて議論する。3.6節でまとめる。

3.2 数値モデルと実験設定

3.2.1 モデル

用いた領域大気モデルはコロラド州立大学で作られた Regional Atmospheric Modeling System (RAMS) である (Pielke et al., 1992)。このモデルは非静力学方程式系を採用している。雲物理過程では、水蒸気、雲水、雨、雲氷、雪、あられ、ひょう、雪と氷の塊の8変数について、各変数間の蒸発、衝突、併合などを考慮して計算している (Kessler, 1969; Walko, 1995)。鉛直拡散は Mellor and Yamada (1982) の level 2.5 乱流クロージャーを用い、拡散係数は乱流運動エネルギー (TKE) を用いて表す。ここで TKE はシアによる生成、浮力による生成、散逸を考慮して予報している。放射スキームは、Nakajima et al. (1995) によって提供された2ストリーム の k-distribution 法を組み込んでおり、予報された雲水と雲氷を放射計算に考慮している。地表面フラックスの計算には、Louis (1979) のバルク法を用いる。

3.2.2 実験設定

簡単のため計算領域は2次元とする。水平領域は東西に400kmを取る。水平分解能は2kmとし、個々の対流雲の発達を再現可能とする。鉛直方向には地表から30kmまでを41層に分ける。鉛直各層の厚さは最下層を30mとし、上層ほど徐々に間隔を広げて、対流圏

上層では1200mとする。下端の境界条件は一定の海面温度を設定し、地表面ブラックスを求める際には、東西風に3m/sを足している。上端は固定端とし、上端から下8kmに渡り内部重力波の反射を防ぐためにレーリー摩擦を用いる。赤道上の状況を考え、コリオリ項は無視する。側面は簡単化のために周期的境界条件を用いる。時間ステップは6秒であるが、放射については10分間隔で計算する。

TOGA-COARE の IFA 領域で1992年12月1ヶ月平均した温度、水蒸気の鉛直分布を東西一様な初期値として与える。対流活動が活発なときには海面温度の日変化が小さいという観測事実 (2章) に基づき海面温度は一定値として固定し、1992年12月平均の302.5Kを与える。初期擾乱として温位に1K以下のランダム擾乱を与える。1992年12月2日を初期値として15日間計算し、後半の10日間を解析する。

対流活動の活発なときに日変化が顕著に現れるという観測結果 (2章) を考慮し、大規模収束に対応させた東西一様な加温と冷却を与える。1992年12月平均の TOGA-COARE の Q_1, Q_2 の鉛直分布を理想化し、量的にはその鉛直積分値が観測された Q_1 の鉛直積分の $1/2^1$ になるように与えた (図 3.1)。その際、鉛直積分した冷却率と潜熱エネルギーが等しくなるようにして、系全体のエネルギーが保存するようにした。また東西風に関しては、TOGA-COARE の IFA 領域で1992年12月平均した東西風を理想化し (図 3.2)、東西一様に入れた。さらにこの東西風に関しては計算していく過程で初期値からのずれを少なくするために、時定数1日で東西平均風が初期値に近づくような緩和項を与えている。解析の便宜上、下層1700m以下の平均東西風とともに移動する座標系を用いる。ただし、地表面フラックスを計算する際の風は、海面に固定した座標系の値を用いた。

3.3 再現実験

TOGA-COARE の特別観測の降水量データから、対流活動が活発なときに、顕著な日変化が現れることが明らかとなった (図 2.7)。このことを考慮して、まず TOGA-COARE の観測データを初期値として数値実験を行ない、対流活動の日変化を再現する。また、対流活動を活発化させるために与えた大規模収束と東西風の効果についても考察する。

¹ TOGA-COARE 期間中の12月平均の降水量と同程度の降水量の対流を再現させるためにこのような値を与えている。

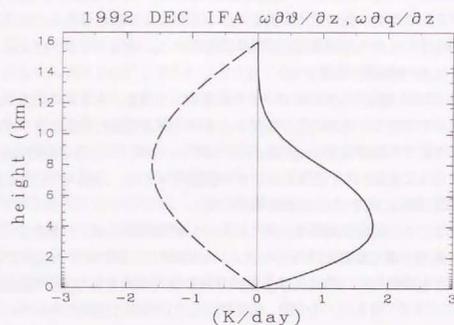


図 3.1: 大規模収束に対応した熱 (破線)・水蒸気 (実線) の鉛直移流の鉛直分布。単位は (K/day)。

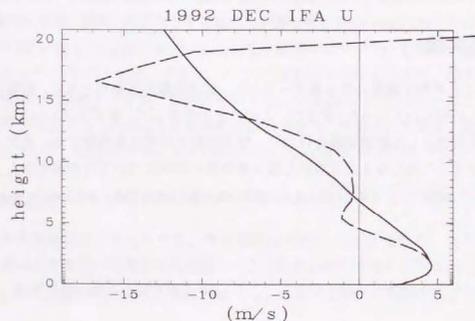


図 3.2: TOGA-COARE の IFA 領域で 1992 年 12 月 1 ヶ月平均した東西風の鉛直分布 (破線) と再現実験で与えた東西風の鉛直分布 (実線)。単位は (m/s)

3.3.1 標準実験の結果

3.3.2 節に示したような実験設定で標準実験 (STND) を行なった。異なった初期擾乱を与えた 3 例について計算を行ない、その 3 例とアンサンブル平均に対して 10 日間平均した各時刻ごとの領域平均降水量を図 3.3 に示す。降水量は 3 時頃に最大となり、正午頃に最小となるような日変化が再現されている。これは TOGA-COARE の観測で得られた日変化と比べてピークの時刻が約 2 時間遅いものの、ほぼ一致している。平均降水量は観測のほうがやや多いにもかかわらず、降水量の最大と最小の差が、観測では約 0.25mm/hr (図 2.7) であるのに対して、この標準実験ではアンサンブル平均で約 0.5mm/hr (図 3.3) であり、日変化の振幅は観測よりも大きく現れている。

図 3.4 は標準実験 (STND) における 10 日間平均した領域平均の温度偏差と水蒸気偏差を示す。温度は日中に上昇し、夜間下降する日変化が現れており、観測ともよく一致している (図 2.10a)。日中の昇温と夜間の冷却が上層ほど振幅が大きいことも観測と対応しているが、日中の高温偏差も夜間の低温偏差も観測と比べてやや小さい。また、14km 以上の高度の日変化が異なるのは、数値実験では成層圏がきちんと表現されていないためであると考えられる。水蒸気は、夕方から夜にかけて境界層付近で増加し、22 時頃には 6km 付近の高度まで増加している (図 3.4b)。この傾向は観測とよく一致しているが、日変化の振幅は境界層で 0.2g/kg であり、観測の 0.5g/kg と比べて小さくなっている。

標準実験 (STND) の降水量の水平・時間分布を図 3.5 に示す。横軸の単位は日数であり、小数点以下は 0.25-0.75 が昼間に対応する。0.1mm/hr 以上の降水に影をつけて示しており、これから対流活動の水平スケールは数十 km 程度であることがわかる。降水の持続時間は、夜間の場合は平均で約 6 時間である。昼間は夜間と比べて対流活動の水平スケールが小さく、また持続時間が短い。このため昼間は対流が散在している場合が多い。夜間に現れる対流は、降り始めは降水域が小さく、しだいに降水域が大きくなる傾向がある。また、雲が上層の西風に流されるため、降水域は降り始めた位置に対して西側に広がっている。降水分布は広域的にも組織化されており、例えば図 3.5(b) では左下~右上の対角線上に降水域が多く、右下の領域は少ない。降水域がよく現れる領域は下層 1-2km の水蒸気が多い領域に対応する (図略)。

3.3.2 放射の加熱率

日変化を引き起こす根本的な要因は放射加熱の日変化である。図 3.6 は標準実験 (STND) における 10 日間平均・領域平均した (a) 全体の放射加熱率と (b) 雲による放射加熱率の日変

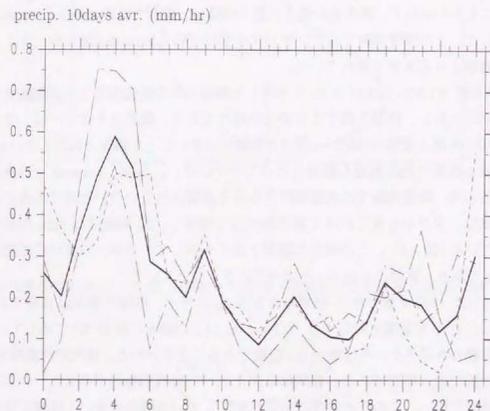


図 3.3: 標準実験 (STND) の領域平均した 10 日平均降水量日変化。太実線は 3 例のアンサンブル平均、その他は各例を表す。単位は (mm/hr)。

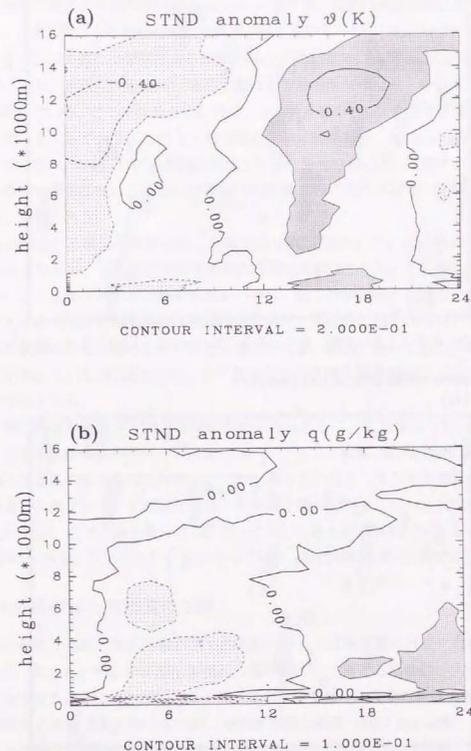


図 3.4: 標準実験 (STND) の領域平均した 10 日平均の (a) 温位偏差、(b) 水蒸気偏差の日変化。(a) 温位はコンター間隔が 0.2K で $\pm 0.2K$ 以上に影をつける。(b) 水蒸気は 0.1g/kg 間隔で $\pm 0.1g/kg$ 以上に影をつける。

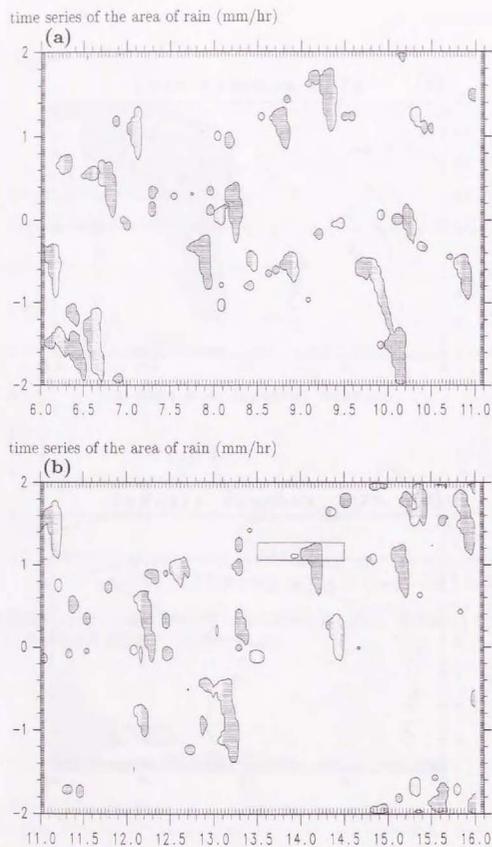


図 3.5: 標準実験 (STND) の 10 日間 (a,6-10 日)(b,11-15 日)について 0.1mm/hr 以上の降水の領域に影をつける。横軸は計算日数を表し、縦軸は領域の東西 400km を表す。

化とを表す。さらに 4 時と 12 時の鉛直分布を表したのが図 3.7 である。これらから、日中は太陽放射により大気が暖められているが、特に上層は雲による加熱の寄与が大きいことがわかる。12 時の雲による加熱率は約 2.5K/day に達する。夜間は長波放射によって冷却されており、このうち雲による放射冷却はそれほど強くないものの、15km 付近の高度を中心に現れている。このような上層雲による放射冷却の日変化は Xu and Randall(1995) の結果と一致しているが、本研究の結果では夜間の雲による放射冷却率は彼らの結果と比較してやや小さく現れている。ここで注目したいのは、対流圏下層の 500m 付近で夜間に強い放射冷却が現れていることである。このような下層の強い放射冷却は、Xu and Randall(1995) では示されていない。500m 付近の放射冷却は 4 時では最大で 6K/day に達するが、それに対して昼の冷却は非常に弱い。この放射冷却は境界層上端に現れており、境界層雲によるものであると推測される。

図 3.4(a) に示される温位の日変化は、上層で約 0.4K であり、これによる温位の変化率は 0.8K/12hr となるが、これは放射の加熱率の日変化の約 1.5K/day と一致し、位相もまた一致している。上層ほど放射加熱率が大きいのは、雲の放射加熱が上層ほど大きいことによる。図 3.4(a) ではまた境界層の温位が夕方が高く、明け方に低くなっているが、これは夜間の境界層雲による冷却のためであると考えられる。観測においてもこの境界層の気温の日変化が現れていたが (図 2.10a)、その原因はこの夜間の境界層雲による放射冷却であることが示唆される。

この境界層の冷却をもたらす境界層雲の分布をみるために、境界層雲を含む下層 (250-800m 平均) の雲水量の水平-時間分布を図 3.8 に示す。ここで下層雲の範囲は雲水量が 10^{-3} g/kg までと定義した。この雲水量の境界値は、これ以上小さい値としてもその境界がほとんど変わらないという値である。下層雲は領域の約半分を覆っており、しかも夜間に雲量が多くなる傾向がある。また、降水量分布 (図 3.5) において降水が広域的に現れない領域では下層雲は水平に 100km 以上のスケール広がっており、持続時間も約 12 時間に達する。

3.3.3 大規模収束と東西風の効果

観測結果の解析からは、対流活動が平均的に弱いときには降水量の日変化は現れないことが示された (図 2.7)。そこで日変化が現れる条件について考えるために、大規模収束と東西風を変化させることにより平均的な対流活動の強度を様々に変えた数値実験を行う。まず大規模収束のみの効果を調べるため、平均東西風を鉛直一様に 0m/s とし、大規模収束のみ与えた実験 (大規模収束実験:LSADV) を行なった。その 10 日間平均・領域平均した降水量の日変化を図 3.9(a) に示す。最大が 3 時に現れ、最小が 16 時に現れるものの、

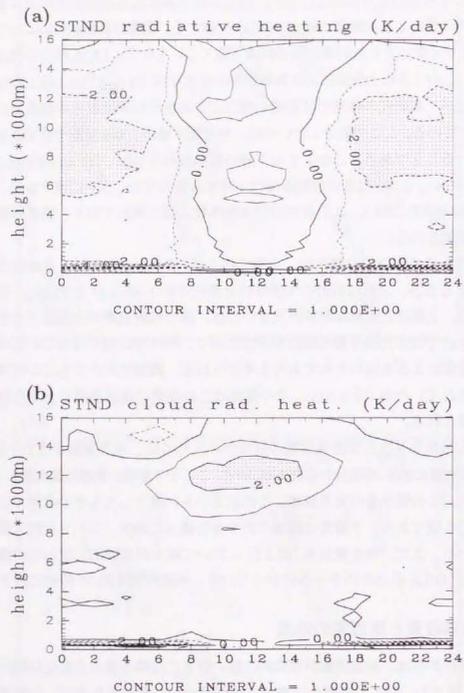


図 3.6: 図 3.4 と同様に (a) 全体の放射加熱率と (b) 雲による放射加熱率の日変化を表す。コンター間隔は 1(K/day)。

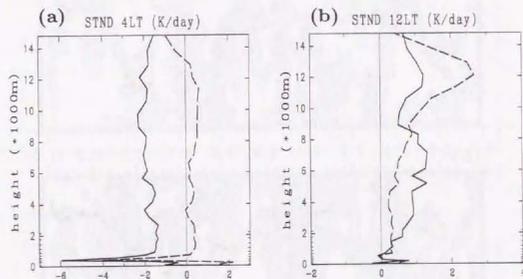


図 3.7: 標準実験 (STND) における全体の放射冷却率 (実線) と雲による放射冷却率 (破線) の 4 時 (a)、12 時 (b) の鉛直分布を表す。単位は (K/day)。

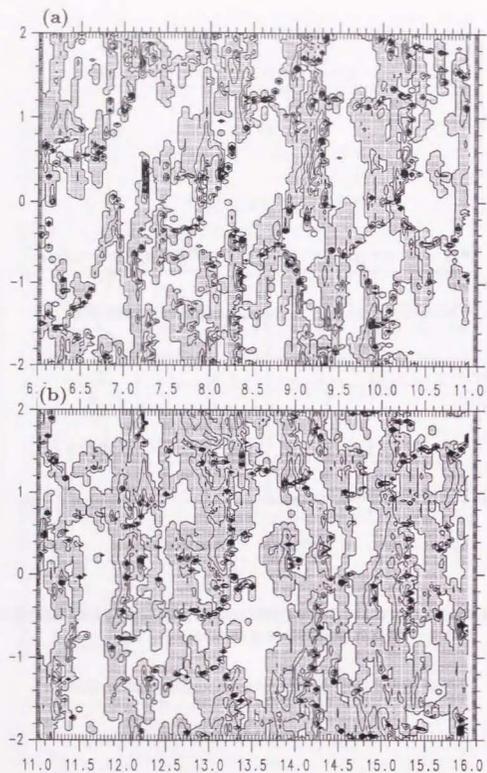


図 3.8: 図 3.5 と同様に下層雲 (250-800m 平均) 分布を表す。0.1mm/hr 以上の降水の領域に影をつける。コンターは外枠は 10^{-3} g/kg、それ以外は 0.1g/kg。

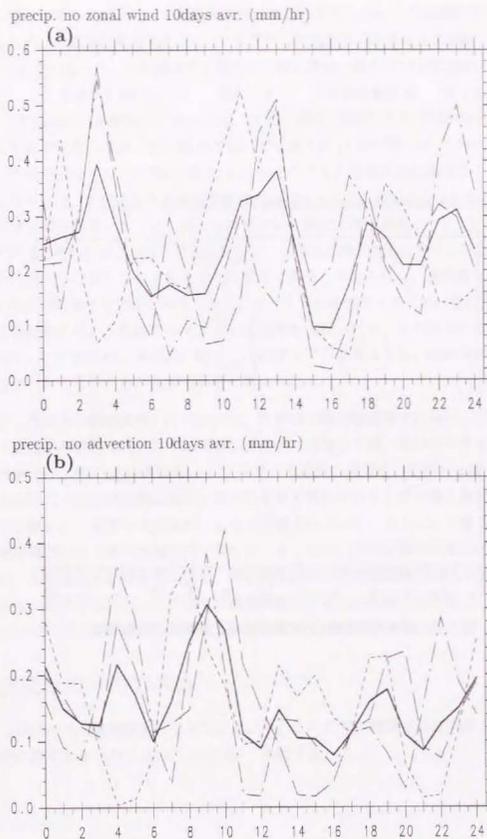


図 3.9: 図 3.3 と同様に (a) 大規模収束実験 (LSADV)、(b) 東西風実験 (ZONWND)

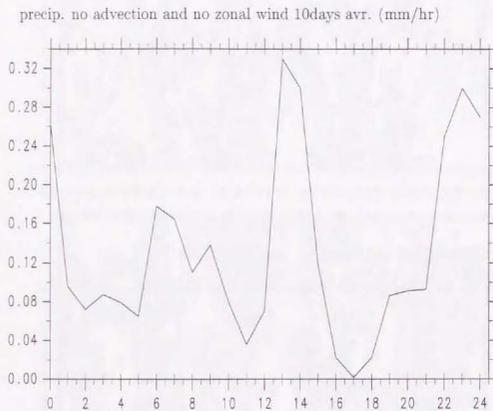


図 3.10: 図 3.3 と同様に (対流不活発化実験:WEAKCNV)

13 時や 23 時にもピークがあり、日周期変動成分ははっきりしない。次に東西風のみの効果を調べるため、大規模収束を与えずに 1ヶ月平均した東西風のみを与えた実験 (東西風実験:ZONWIND) を行なった。この場合でも最大が 9 時に現れ、最小が 16 時に現れるものの、最小値と同じような値が 6 時や 21 時にも現れており、日周期変動は弱い (図 3.9b)。

さらに、大規模収束と東西風のどちらも与えていない場合 (対流不活発化実験:WEAKCNV) についても計算を行なったが、この場合においても最大が 13 時に最小が 17 時に現れているものの、日周期成分としては弱い (図 3.10)。以上のことから降水量に顕著な 1 日周期変動が現れるためには、大規模収束と東西風両方の効果を入れる必要があることが示された。ここで大規模収束の効果としては、熱と水蒸気の鉛直移流に伴う効果を与えている。これらは大気のコールドとそれに伴う成層不安定化並びに、水蒸気の増加をもたらす。これらのいずれかあるいは全てが日変化を引き起こすのに重要であると考えられる。東西風については鉛直シアと地表風の両方の効果が考えられる。そこでこれを区別するために東西風を 0m/s とし、蒸発の計算に用いる風速のみ大きくした実験を行なったが、その結果には日変化が現れる (図略)。この結果は、東西風に関しては鉛直シアの効果よりも、地表風が強いため、蒸発量が大きくなることが重要であると考えられる。

以上に示したように標準実験 (STND) では、3 時頃に降水量が最大となり、正午頃に最小となる日変化が再現された。日中の気温の上昇と、夜間の下降、並びに夕方から夜にかけての境界層付近、更に 22 時頃の 6km 付近までの水蒸気の増加は、観測と一致している。ただし、水蒸気の日変化の振幅は観測と比べて小さく現れている。対流圏上層は日中には雲によって加熱され、夜間は長波放射によって冷却されている。さらに、下層 500m 付近で夜間に境界層雲による強い放射冷却が現れている。また、対流活動の日変化が顕著になるためには、大規模収束と東西風の効果、特に後者においては地表風の強化の効果を入れる必要があることが示された。このように標準実験で日変化が再現されたので、今後はこれをもとにいくつかの実験設定を変更することによって比較実験を行なう。

3.4 日変化のメカニズム

この節では様々な比較実験を行なうことにより、これまでに指摘された海洋上の対流活動の日変化に関する 3 つのメカニズムについて検証する。

3.4.1 放射冷却の水平非一様効果

Gray and Jacobson(1977)は対流活動域とその周辺域での夜間の放射冷却の違いによって循環が強められ、夜間に対流が活発になるという仮説を立てている。彼らの説が正しければ、放射冷却を東西一様の場合には日変化が現れないはずである。そこで、このGray and Jacobson(1977)による仮説を検討するため、放射計算に用いる雲水量を東西一様に与えた実験(一様雲水量実験:UNICLD)を行なった。

この実験においては標準実験(STND)の結果の10日平均・領域平均した雲の鉛直分布を固定して与える。標準実験における境界層雲の雲頂付近の放射冷却を再現するため、上～中層雲、境界層雲、そして雲のない領域を各格子点ごとに図3.11のような比率で存在するとして考えた。それらの領域について別々に放射計算を行ない、足し合わせたものを放射冷却率として与えている。ただし標準実験と同程度の境界層雲による放射冷却を実現させるため、境界層雲の雲水量は10日平均・領域平均の100倍を与えている。

図3.13はこの一様雲水量実験(UNICLD)の4時と12時での全体の放射冷却率と雲による放射冷却率を表す。4時の下層500m付近には、標準実験(STND)で現れた6K/dayに近い約5K/dayの強い放射冷却が見積られている。また、12時における境界層雲による加熱は、標準実験で現れているのと比べて強く現れている。上層雲による放射冷却は約0.5K/dayと標準実験とほぼ一致する。一方、12時における上層雲による加熱は、約1.0K/dayと標準実験よりやや小さいものの、定性的には一致する。以上のことから、この実験では東西にほぼ一様な加熱率になることを除き、標準実験とほぼ同じ放射冷却分布が計算されていると言える。

図3.14は、この一様雲水量実験(UNICLD)での10日平均の領域平均した降水量日変化を表す。夜半過ぎから明け方ころに降水量が多く、午後から夜半にかけて少ないといった日変化が標準実験(STND)と同じように現れている。夜間と日中の差は標準実験よりむしろ大きい。9時頃に降水量が多く現れているのは、アンサンブル平均を行なった中の1例において特に強い降水のイベントがあり、それが10日平均・領域平均したにも関わらず、残ってしまったためである。図3.15は一様雲水量実験(UNICLD)の5日間の降水量分布の時系列を示している。標準実験(STND)と同じように0時以降午前中にかけて数十kmスケールの対流活動が現れている(図3.5)。図3.16はそれぞれ温度偏差、水蒸気偏差を表す。温度の日変化は標準実験と定性的に一致し、より顕著に現れている。上層の温度偏差のピークの時刻は12-13時であり、標準実験より約6時間早くピークとなっている。水蒸気の日変化もまた標準実験と定性的に一致しつつ、より顕著に現れている。境界層では21

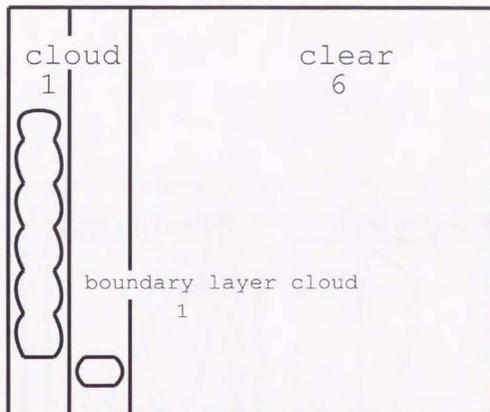


図 3.11: 上層と中層雲、境界層雲、雲のない領域の分布。一様雲水量実験(UNICLD)。

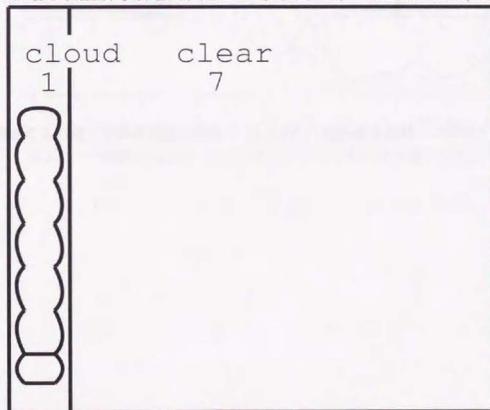


図 3.12: 上層と中層雲、境界層雲を重ね合わせた、境界層上端放射冷却除去実験(NOPBLR)。

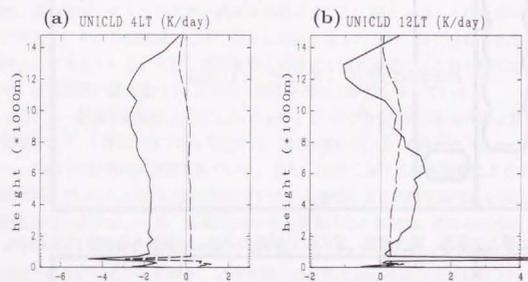


図 3.13: 図 3.7 と同様に一様雲水量実験 (UNICLD) の全体の放射冷却率と雲による放射冷却率の鉛直分布。

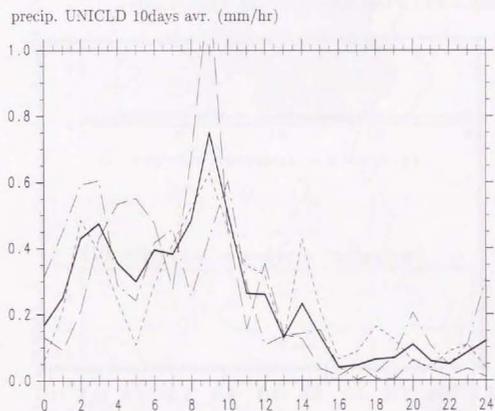


図 3.14: 一様雲水量実験 (UNICLD) の 10 日平均の降水量日変化。

precip. UNICLD time series of the area of rain (mm/hr)

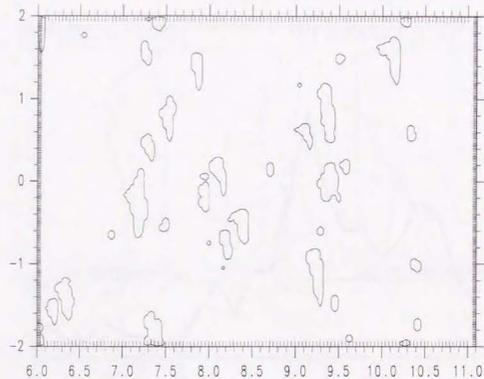


図 3.15: 図 3.5 と同様に一様雲水量実験 (UNICLD) の 6-10 日の 0.1mm/hr 以上の降水分布を表す。

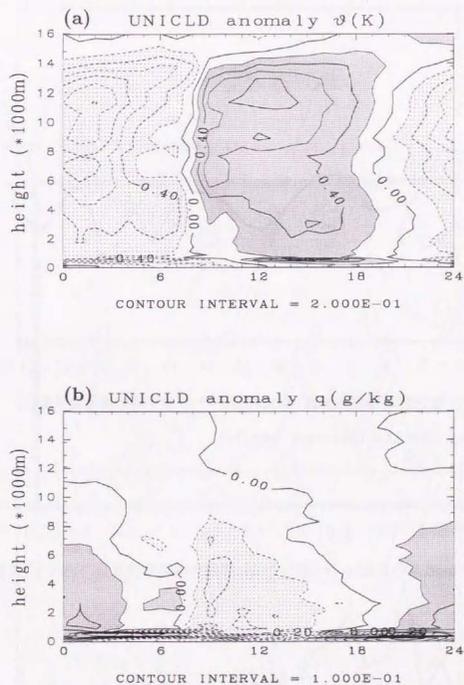


図 3.16: 図 3.4 と同様に一様雲水量実験 (UNICLD) の (a) 温度偏差、(b) 水蒸気偏差の日変化。

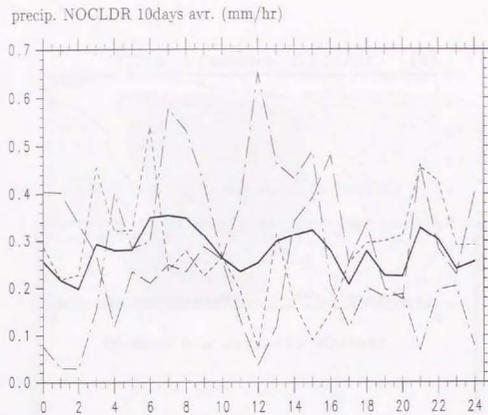


図 3.17: 雲放射冷却除去実験 (NOCLDR) の 10 日平均の降水量日変化。

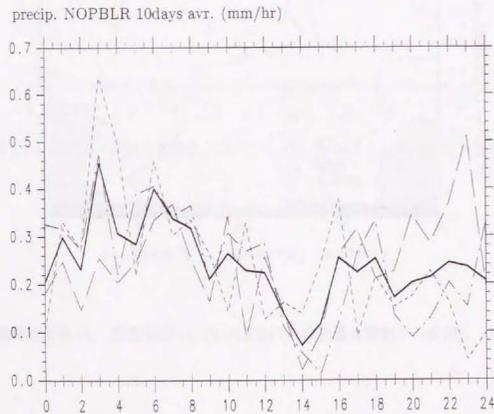


図 3.18: 境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) の 10 日平均の降水量日変化。

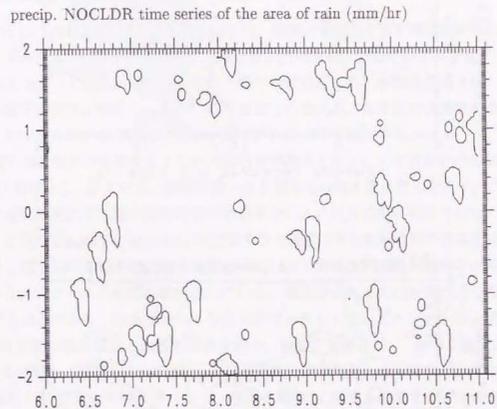


図 3.19: 図 3.5 と同様に雲放射冷却除去実験 (NOCLDR) の 6-10 日の 0.1mm/hr 以上の降水分布を表す。

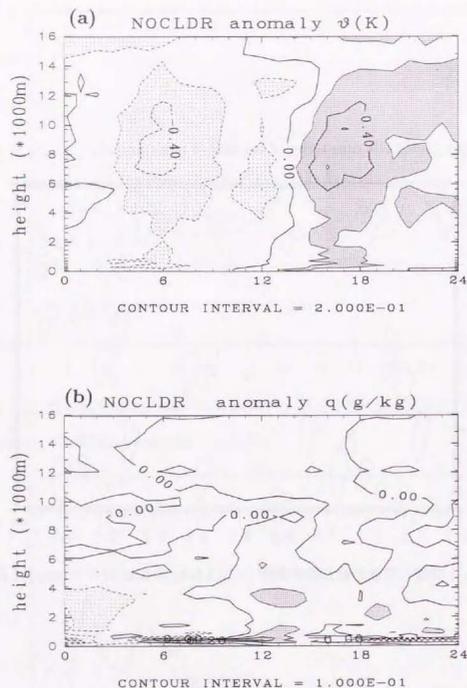


図 3.20: 図 3.4 と同様に雲放射冷却除去実験 (NOCLDR) の (a) 温度偏差、(b) 水蒸気偏差の日変化。

時に最大 8g/kg の偏差に達する。以上のことから一様雲水量実験 (UNICLD) で再現された対流活動の日変化は、標準実験 (STND) と定性的によく一致していることが示される。

以上のように放射冷却を水平にほぼ一様に与えた場合においても夜間に降水が最大となる日変化が再現された。このことは、Gray and Jacobson(1977) が提唱した水平の放射冷却の違いは日変化を引き起こす主要因ではないことを示唆する。

3.4.2 雲頂放射冷却に伴う成層不安定の効果

Randall et al.(1991), Xu and Randall(1995) は、海洋上で発生する対流活動が夜に活発になるメカニズムとして、雲にともなう対流圏上層の放射冷却による不安定化を挙げている。上層雲があるとき、その放射効果で日中は上層で加熱が起こり、夜間は冷却され、その結果夜間に鉛直不安定性が強められる。この不安定性の強化が、夜間に対流活動を活発化させるというのが彼らの主張である。このメカニズムについて検討する。

ここで雲の放射冷却の効果を見るために雲の光学的厚さを 0 にした雲放射冷却除去実験 (NOCLDR) を行なう。図 3.17 は、領域平均・10 日間平均の降水量日変化を表す。これから降水量の日変化は現れず、雲の放射冷却の効果がないときは日変化が再現されないことが示された。これは Randall et al.(1991) の主張する上層雲に伴う放射冷却の効果をサポートするものである。図 3.19 は雲放射冷却除去実験 (NOCLDR) の 5 日間の降水量分布の時系列を表す。数十 km スケールの対流活動が現れている。降水が現れるのは夜間だけでなく、日中においても現れており、時系列からも日変化がはっきりしないことがわかる。図 3.20 はそれぞれ 10 日間の温度偏差と水蒸気偏差を表す。温度の日変化は 17 時頃に最大が現れ、6 時頃に最小が現れ、振幅もまた約 0.4K と標準実験とほぼ対応している。それに対して境界層の水蒸気日変化は 10 時頃に多くなり、標準実験の 21 時頃と比較するとほぼ逆位相である。

Randall et al.(1991) は雲の放射冷却の重要性を主張しているが、ここで注意すべきなのは、実験 (UNICLD) で計算される放射冷却率は対流圏上層だけでなく、境界層上端でも大きくなっていることである。もし上層の放射冷却による不安定化が重要であると仮定するならば、この境界層上端での強い冷却がない場合でも対流活動の日変化が現れるはずである。そこで、この境界層上端での放射冷却を取り去った図 3.12 のような雲水量分布によって放射加熱・冷却を外部強制して東西一様に与えた実験 (境界層上端放射冷却除去実験、NOPBLR) を行うことにより、Randall et al.(1991) のメカニズムを検討してみることにする。図 3.21 は境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) の 4 時と 12 時での放射冷却率と雲による放射冷却率を表す。一様雲水量実験 (UNICLD) の図 3.13 と比較すると、上層の放射

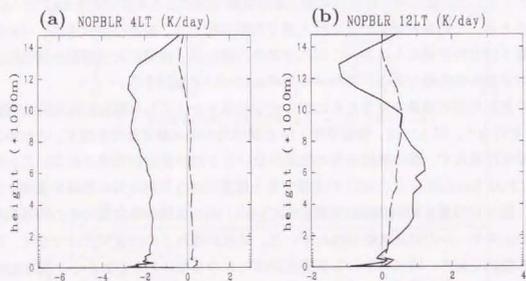


図 3.21: 図 3.7 と同様に境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) の全体の放射冷却率と雲による放射冷却率の鉛直分布。

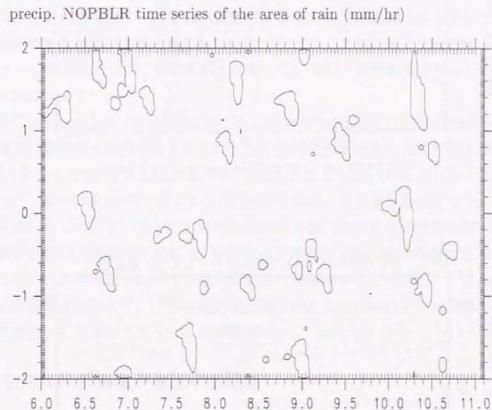


図 3.22: 図 3.5 と同様に境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) の 6-10 日の 0.1mm/hr 以上の降水分布を表す。

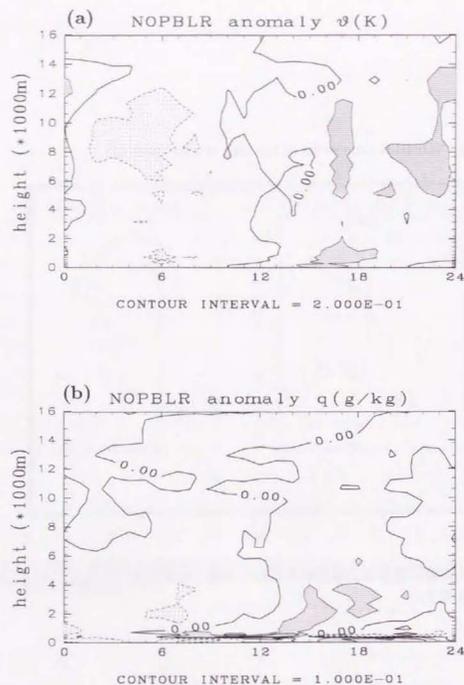


図 3.23: 図 3.4 と同様、境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) の (a) 温度偏差、(b) 水蒸気偏差の日変化。

冷却は変化していないが、境界層上端の放射冷却が取り除かれている。

この境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) での領域平均降水量の 10 日間平均の日変化を図 3.18 に示す。標準実験 (STND) や一様雲水量実験 (UNICLD) の結果と比較すると、3~9 時頃の降水が大きくなる傾向は同様に現れているものの、これらの場合に比べて 1 日周期変化の振幅はかなり小さくなっている。したがって雲にともなう上層の放射冷却で不安定化するメカニズムは否定はされないものの、その効果は小さいことを示している。図 3.22 は境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) の 5 日間の降水量分布の時系列を表す。降水分布の水平スケールや出現頻度は、標準実験と定性的にほぼ同じである。気温の日変化分布もまた標準実験を対応している (図 3.23)。これに対して境界層の水蒸気は 21 時頃にピークが現れる点は、標準実験と対応しているが、境界層雲より上方では、夜間の水蒸気の増加が小さい。

以上のように Randall et al. (1991) の雲に伴う放射冷却による不安定化の効果が確認できた。まず雲の放射冷却の効果を見るために、雲の放射冷却を除去した雲放射冷却除去実験 (NOCLDR) を行なったが、日変化が現れず、Randall et al. (1991) の説を支持する結果が示された。ただ、標準実験においては雲による放射冷却は、対流圏上層だけでなく、境界層上端でも大きくなっている。そこで対流圏上層のみの雲の放射冷却の効果を調べるため境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) を行なった結果、夜間に降水が最大となる日変化が現れたものの、標準実験と比べて 1 日周期変化の振幅は小さくなった。したがって対流圏上層の放射冷却だけでなく、むしろ境界層上端に現れる放射冷却が対流活動の日変化を引き起こす要因として重要であることが示唆される。

3.4.3 夜間に相対湿度が増加する効果

Sui et al. (1998) は夜間に放射冷却で気温が低下し相対湿度が増加することによって夜に対流活動が活発になると推測している。この節では Sui et al. (1998) のメカニズムを検討するため、標準実験 (STND) で現れていた温度の日変化 (図 3.4) をもとに、強制的に温度の日変化を与える実験 (気温強制日変化実験: TEMFRC) を行なう。彼らの仮説が正しければ、気温強制日変化実験 (TEMFRC) においても日変化が再現されることが期待される。ここで強制する温度の日変化は東西一様とし、標準実験 (STND) に対応させて上層の 12km と下層の 500m で振幅を最大にし、また、ピークの時刻を 18 時として、サイン型に日変化させる (図 3.24)。さらに、温度強制を上層でのみ与えた場合と下層でのみ与えた実験も合わせて行なった。温度強制とは、温度の予報方程式に時定数 1 時間の緩和項を付加することによって実現させる。

図 3.25はこの10日平均・領域平均した降水量の日変化である。全層に与えた場合、上層のみ与えた場合、下層のみ与えた場合を示している。いずれの場合も夜間に降水量の最大は現れず、日変化がはっきりしないことがわかる。このことから Sui et al.(1998)の説は支持されないことが示された。このときの降水分布をみると水平スケールは標準実験と同程度か、気温強制日変化実験 (TEMFRC) のほうが大きい(図 3.26)。温位は強制的に与えた日変化分布が現れている(図 3.27)。それに対応して相対湿度にもまた日変化が現れている(図略)、夜間の水蒸気の増加が現れていない(図 3.27)。つまり、気温が夜間に下降することにより相対湿度が増加し、対流活動の日変化を引き起こす効果は小さいことが示された。標準実験 (STND) と気温強制日変化実験 (TEMFRC) を比較すると、対流活動の日変化のメカニズムを考える上で重要となるのは、気温の日変化より下層水蒸気の日変化であることが考えられる。

以上のように海洋上における対流活動の日変化を引き起こすメカニズムとして提唱された Gray and Jacobson(1977)の放射冷却水平非一様説、Randall et al.(1991)の鉛直不安定説、Sui et al.(1998)の相対湿度変動説について系統的な数値実験を行なった。いずれの説も日変化の原因としては不十分であることが示された。このため新たな日変化の原因を考える必要がある。放射冷却の水平非一様性の効果を検討した一様雲水量実験 (UNICLD) では日変化が現れたが、それから境界層雲の放射冷却効果を除去した境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) では日変化が弱まることを示された。これらを考え合わせると、日変化のメカニズムとして境界層雲による放射冷却の重要性が示唆される。鉛直構造の日変化に関しては、標準実験 (STND) と気温強制日変化実験 (TEMFRC) の結果から、対流活動の日変化に関連して、下層水蒸気の日変化が重要ではないかと推測される。

3.5 議論

3.5.1 過去メカニズムの検討

TOGA-COARE 期間中の観測結果をもとに対流活動の日変化のメカニズムを探るために数値実験を行なった。まず観測された温位、水蒸気、風の鉛直分布を初期値として実験を行ない、明け方頃に降水が最大となる対流活動の日変化を再現した(標準実験:STND)(図 3.3)。この標準実験 (STND) においては日中温度が上昇し、夜間は下降する気温の日変化も再現されている。さらに、水蒸気は夕方から夜にかけて下層の境界層で増加し、夜になると6km 付近まで水蒸気が増加する観測結果も再現されている。

この結果をもとにこれまでに示された対流活動の日変化を引き起こすメカニズムについて

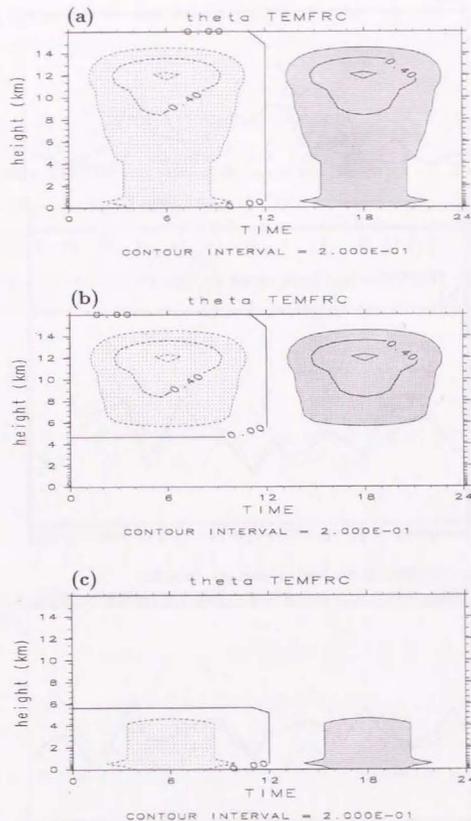


図 3.24: 気温強制日変化実験 (TEMFRC) で与えた温位の日変化。(a) 全層、(b) 上層のみ、(c) 下層のみ。単位は K。コンター間隔は 0.2K で、 $\pm 0.2K$ に影をつける。

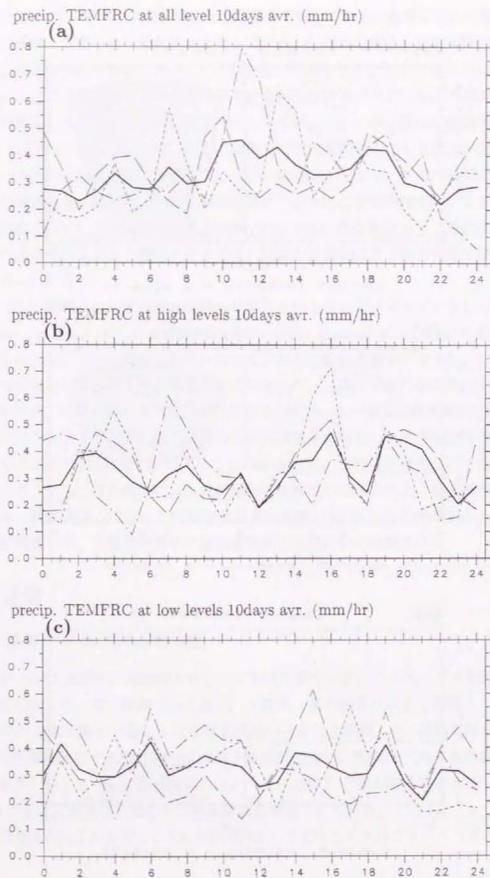


図 3.25: 気温強制日変化実験 (TEMFRC) の 10 日平均の降水量日変化。(a) 全層、(b) 上層のみ、(c) 下層のみ。

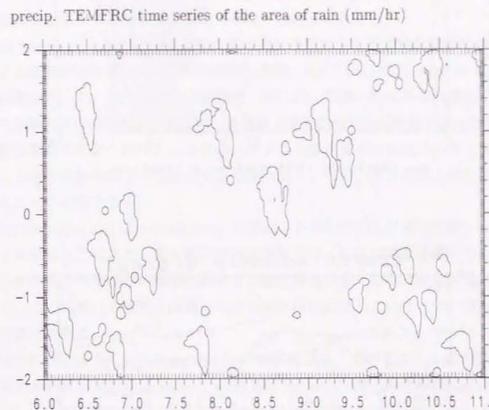


図 3.26: 図 3.5 と同様 に気温強制日変化実験 (TEMFRC) の 6-10 日の 0.1mm/hr 以上の降水分布を表す。

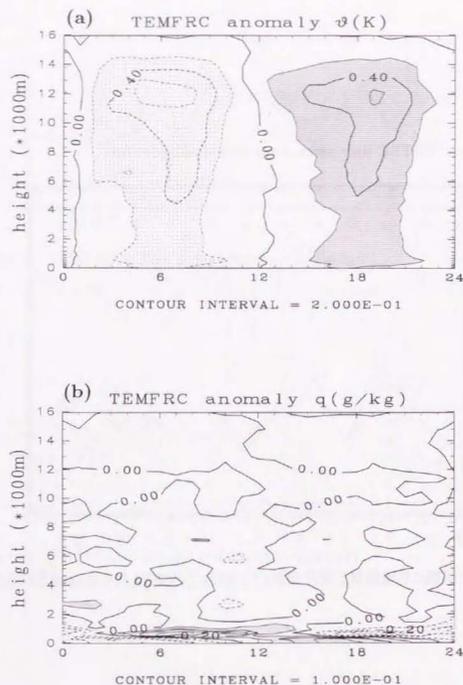


図 3.27: 図 3.4 と同様 に気温強制日変化実験 (TEMFRC) の (a) 温位偏差、(b) 水蒸気偏差の日変化。

検討した。まず Gray and Jacobson(1977) が主張する水平に非一様な放射冷却の仮説を検討するため、一様雲水量実験 (UNICLD) を行なった。その結果、夜間に降水が最大となる日変化が再現され、彼らの主張は日変化を引き起こす主要因ではないことが示された。一様雲水量実験 (UNICLD) は Xu and Randall(1995) の結果と整合的である。Xu and Randall(1995) は領域平均した放射冷却を東西一様に与えることにより、雲の内外の放射冷却の違いをなくした実験を行なっているが、夜間に対流が活発になる日変化が現れており、今回の実験 (UNICLD) の結果と対応している。この両者の一致を考えると Gray and Jacobson(1977) による仮説は日変化を引き起こす主要因ではないと考えられる。

次に Randall et al.(1991) による上層の雲の放射冷却による不安定化説について検討した。雲による放射冷却を除いた雲放射冷却除去実験 (NOCLDR) は Randall et al.(1991) を支持する結果を示した。彼らの説では境界層上端における強い冷却がない場合でも対流活動の日変化が現れるはずである。そこで、境界層上端での放射冷却を取り去った実験 (境界層上端放射冷却除去実験: NOPBLR) を行なったところ降水量の日変化が小さくなった。したがって、上層の放射冷却で不安定化する効果は弱く、むしろ境界層雲上端の放射冷却が重要であることが示唆される。

Sui et al.(1998), Liu and Moncrieff(1998) は雲による放射冷却を計算する際に、雲の光学的厚さを 0 にすることにより、雲と放射の相互作用をなくした実験を行なった。彼らの結果は雲と放射の相互作用がない場合において、夜に降水が多くなる日変化が現れることを示している。この結果は本研究とは異なる。この矛盾は計算している大気放射冷却の違いによる可能性がある。

実験 (NOPBLR) は Xu and Randall(1995) の説を否定しているが、ここで問題となるのは上層雲の放射冷却が約 0.5K/day と、Xu and Randall(1995) の上層雲による放射冷却 2K/day と比べると非常に小さいことである。このため実験 (NOPBLR) において日変化が再現されないのは、上層雲の放射冷却が過小評価されているためではないかという疑問が生じる。しかし、Xu and Randall(1995) の結果をよく調べてみると、再現されたと主張している日変化はわずか 0.08mm/hr であり、これは我々が再現した標準実験 0.19mm/hr の 4割に満たない。したがって日変化をもたらす効果として弱いという我々の主張は影響を受けないと考えられる。

一方、Sui et al.(1998) は、夜間に気温が下降することにより相対湿度が増加し、これにより夜に対流活動が活発になると推測している。そこで標準実験 (STND) に対応した温度の日変化を与える気温強制日変化実験 (TEMFRC) を行なった。その結果、降水量の日変化は再現されず、Sui et al.(1998) の説は支持されることが示された。

以上のように3例の海洋上の対流活動の日変化に関するメカニズムについて調べてきたが、水平の放射冷却の違いの効果 (UNICLD)、上層雲による夜の放射冷却の効果 (NOPBLR)、放射冷却で夜気温が下がり相対湿度が増加する効果 (TEMFRC) は、いずれも日変化を引き起こすメカニズムとして、その効果は小さいことが示された。一様雲水量実験 (UNICLD) と境界層上端放射冷却効果除去実験 (NOPBLR) の結果とを考えあわせてみると、対流活動の日変化を引き起こす要因として重要なのは、境界層上端付近での強い放射冷却であることが示唆される。

3.5.2 境界層雲の役割

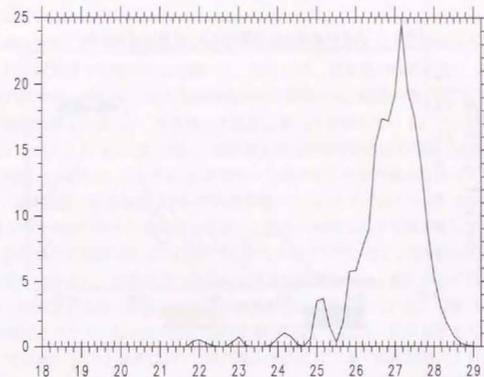
日変化のメカニズムで重要と考えられる境界層雲の放射冷却が対流活動の日変化の発達過程において、どの段階に現れるのか調べてみる。図 3.5 に示された標準実験 (STND) における 10 日間の降水量時系列のうち夜に発達した対流活動の中から 14 日の 0 時頃に降水が始まり、6 時頃まで続くケースについて詳しくみる。

ここでは $x=106\text{--}126\text{km}$ の東西 20km で平均した時系列を示す。図 3.28 は降水量と雲水の時系列を表しており、22 時頃に降水が始まり、3 時頃に降水量のピークが現れていることがわかる。このときの雲の様子をみると 20 時頃に 500m 付近に境界層雲が現れており、2 時頃になると 4km 以下の対流が発生している。その後対流の発達、衰弱を繰り返し、2 時頃になると深い対流へと発達している。

これらの対流に伴う放射冷却と水蒸気の時系列を示したのが図 3.29 である。放射冷却は 20 時頃から現れる境界層雲付近の高さで強く現れている。一方、上層雲による放射冷却は深い対流へと発達した 2 時頃から上層雲の雲頂付近で現れている。また、水蒸気は各高さに水蒸気の偏差の形で表している。これを見ると境界層雲の現れる 20 時頃から 500m 付近の水蒸気が増加している。さらに、 4km 以下の対流が発生した後の 23 時頃から 2km 付近の水蒸気が増加し、2 時頃に深い対流へと発達している。境界層雲は対流の初期に現れ、境界層雲による放射冷却が強く現れている付近で水蒸気が多くなっている。

このような境界層雲による放射冷却と下層水蒸気の関連について平均場でみても。図 3.30 は、境界層上端放射冷却効果除去実験 (NOPBLR) と一様雲水量実験 (UNICLD) における 10 日平均・領域平均した下層水蒸気偏差を示す。実験 (NOPBLR) と実験 (UNICLD) の違いは、実験 (NOPBLR) において境界層雲に伴う放射冷却が弱いことである。 500m 以下の境界層ではいずれの場合でも、水蒸気が 20-21 時頃に最大となっているが、日変化の振幅は一様雲水量実験 (UNICLD) のほうが大きい。また、一様雲水量実験 (UNICLD) では夜半から明け方頃に水蒸気が境界層から上に運ばれており、この時刻に 500m 以

time series of precipitation (mm/hr)



time series of cloud water (kg/kg)

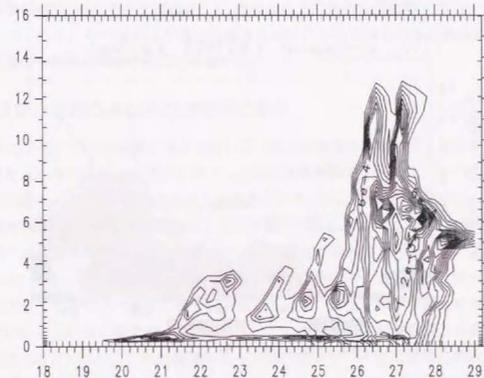
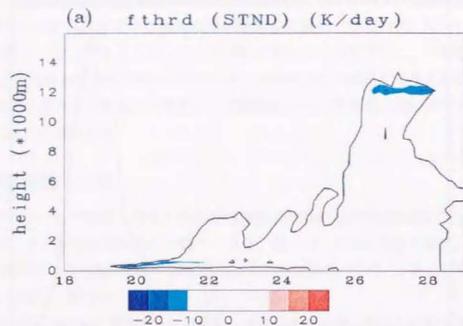


図 3.28: 再現実験のうち 14 日のケースの (a) 降水量と (b) 雲水時系列。横軸はそれぞれ時刻を表し、雲水のコンター間隔は $1.2 \times 10^{-4}\text{kg/kg}$ 。

time series of radiative heating (K/day)



time series of water vapor (kg/kg)

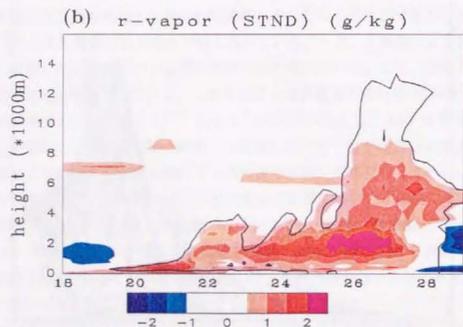


図 3.29: 図 3.18 と同様に (a) 放射冷却、(b) 水蒸気偏差時系列でそれぞれ $1.0 \times 10^{-5} \text{kg/kg}$ の雲水量を合わせて表す。放射冷却はコンター間隔が $5.0 \times \text{K/day}$ で、水蒸気偏差はコンター間隔が 5.0g/kg 。

り上の高度で水蒸気が多くなっている。これは上端放射冷却効果除去実験 (NOPBLR) でははっきりしない。

夜中から明け方頃に掛けて水蒸気がどのような過程で境界層より上に運ばれるかを明らかにするため、境界層の水蒸気収支を調べる。図 3.31 は、境界層の水蒸気変化 ($\partial q/\partial t$) の各成分を模式図で表している。それぞれ海面からの蒸発 (E)、鉛直拡散 ($\overline{w'q'}$)、鉛直移流 (\overline{wq})、境界層内の降水収支 (P)、水蒸気の大規模収束 (Q) を表している。ここで境界層の上端は便宜上 410m をとった。図 3.32 は、境界層上端放射冷却効果除去実験 (NOPBLR) と一様雲水量実験 (UNICLD) における 10 日平均・領域平均した境界層水収支の日変化を表す。ここで、鉛直拡散、鉛直移流はそれぞれ境界層から上向きを正にとっている。また、降水は境界層上端と海面の降水の差を表しており、降水の強弱により正負が現れる。ここで境界層内の水蒸気の大規模収束は 1W/m^2 以下のため表示していない。実験 (NOPBLR) では各項の日変化は小さく、水蒸気量の際だった増加も減少もない。海面からの蒸発はそのほとんどが、対流などに伴う鉛直移流により境界層の上へ運ばれている。実験 (UNICLD) では鉛直移流だけでなく、鉛直拡散とともに重要である。つまり、境界層雲を入れた実験 (UNICLD) では夜から明け方頃に掛けて境界層の水蒸気は、まず鉛直拡散により境界層より上に運ばれ、その後対流による鉛直移流で運ばれている。11 時頃から境界層の水蒸気が増加しているのは、境界層から上向きの鉛直移流、鉛直拡散が少なくなるためである。境界層の水蒸気増加は 21 時頃まで続き、22 時頃から上向きの鉛直拡散が増加することにより減少しはじめる。その後明け方頃から急速に対流による上向きの鉛直移流が増加し、さらに境界層の水蒸気は減少することがわかる。

3.5.3 日変化が起こるための環境場の条件

標準実験 (STND) では大規模収束に対応して、熱と水蒸気鉛直移流を与え、さらに観測の東西風を入れることにより蒸発を多くし、対流活動を活性化させた。その結果、明け方頃に降水が最大となる対流活動の日変化が再現された (図 3.3)。これは、TOGA-COARE 期間中に観測された、対流活動が活発なときに日変化が顕著に現れたことに対応している。過去の研究では大規模収束を入れない場合でも、日変化が現れている (Sui et al., 1998; Liu and Moncrieff, 1998)。大規模収束を与えて対流活動を活性化させることは、降水量の日変化の振幅を大きくするだけであると彼らは主張している。だが、本章では大規模収束と東西風のいずれかを入れない場合や、どちらも入れない場合には、対流活動の日変化が再現されなかった (図 3.9, 3.10)。これは観測からも対流活動が弱いときは夜間に降水が最大となる日変化が現れないことと一致する。このことから対流活動の日変化を引き起こす環

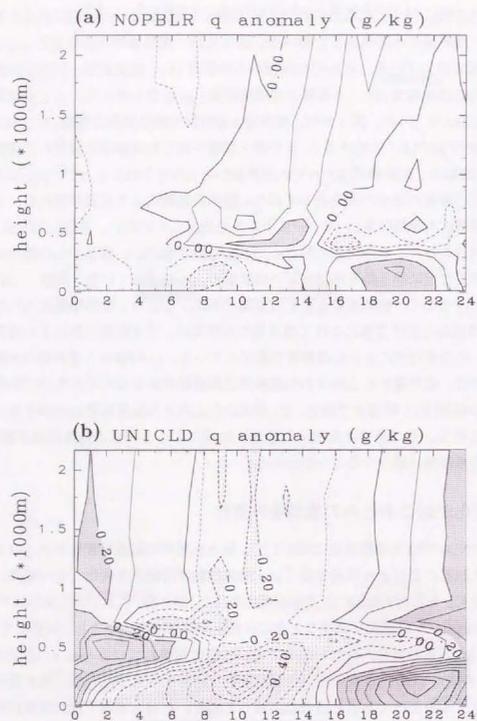


図 3.30: (a) 境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR) と (b) 一様雲水量実験 (UNICLD) の 10 日平均した下層水蒸気偏差。単位は g/kg。コンター間隔が 0.2g/kg で、±0.2g/kg 以上に影をつける。

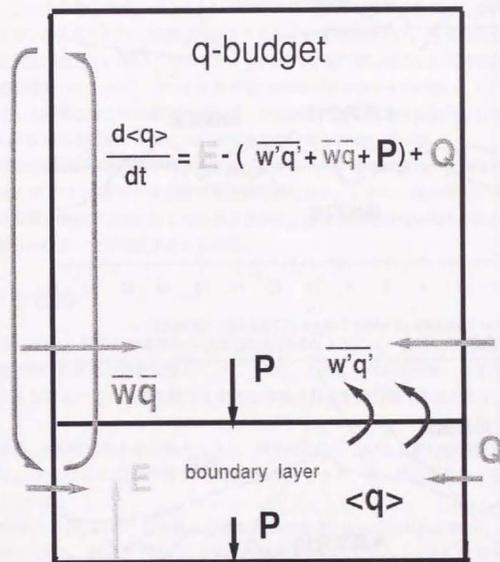


図 3.31: 境界層水収支の模式図。

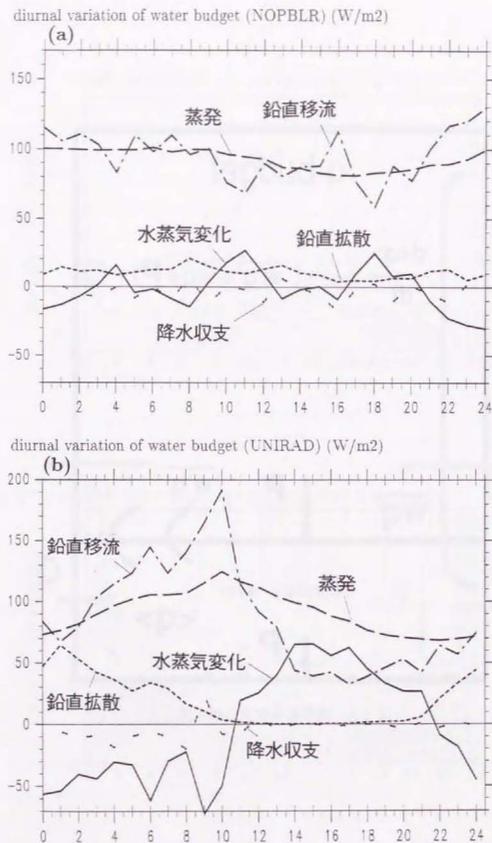


図 3.32: 10 日平均した領域平均の境界層水収支の各成分。(a) 境界層上端放射冷却除去実験 (NOPBLR)、(b) 一様雲水量実験 (UNICLD)。水蒸気変化 (実線)、蒸発 (破線)、鉛直拡散 (点線)、鉛直移流 (1 点破線)、境界層内の降水収支 (半破線) を表す。単位は W/m^2 。

境場として、大規模収束や東西風によって対流活動が活発化することが重要であると考えられる。このうち大規模収束や東西風の効果として重要であると考えられるのが、大気を冷却させ熱的に不安定になること、また水蒸気の移流や蒸発が多くなることにより、大気中の水蒸気の多くなることである。

ただ、ここで注意しなければならないのは、大規模収束と東西風を入れた実験及び、それぞれ片方しか入れていない実験、両方とも入っていない実験では、15 日間積分しているが、まだ定常に達していないことである。これは大規模収束に対応した水蒸気の鉛直移流や、蒸発を多くしたことが、そのまま降水量の増加にはつながっていないことにある。このことは、大規模収束と東西風それぞれが、対流活動を活発化させる効果として、どの程度働いているのかを説明するには、まだ足りないことを示している。

他の研究ではなぜ境界層雲が注目されてこなかったのか理由は明らかではない。本研究では、1km 以下に 10 層あり境界層の表現が可能である。しかし、他の研究では、最下層における鉛直分解能が 100m 以上であることから、鉛直分解能が粗いために境界層雲が適切に表現されなかった可能性が考えられる。

3.6 まとめ

TOGA-COARE 期間中の観測から対流活動が活発なときには、夜間に深い対流へと発達する対流活動の日変化が顕著に現れている (2 章)。このような対流活動の日変化が起きるメカニズムを探るため、対流活動の日変化を再現させる数値実験 (標準実験, STND) を行なった。

その結果、3 時頃に降水量が最大となり、日中は少ないという日変化が再現された。これは TOGA-COARE の観測で得られた強い降水のときの、夜に降水が最大となる日変化と対応している。

標準実験 (STND) における気温と水蒸気の偏差を TOGA-COARE の観測と比べると、日中温度が上昇し、明け方下降する日変化が観測と対応している。また、水蒸気は夕方から夜にかけて下層の境界層で増加し、夜になると 6km 付近まで水蒸気が増加している。ただ、観測と比べると水蒸気の日変化の振幅は小さい。標準実験 (STND) の雲による放射冷却の日変化をみると、上層雲だけでなく、下層の 500m 付近に境界層雲とみられる雲による放射冷却が夜間に強く現れることがわかった。

観測では対流活動が弱いときには夜に降水量が最大となる日変化は現れなかった。このことを受けて日変化が現れる条件について考えるために、大規模収束と東西風を変化させ

た数値実験を行なった。大規模収束と東西風のどちらか一方しか入れない場合、またどちらも入れていない場合には、降水量の日変化は再現されなかった。つまり、対流活動が弱いときには夜に降水量が最大となる日変化は現れないことがわかり、観測の結果とも対応している。

これまでに提案された日変化のメカニズムを系統的に検討し、対流活動の日変化を引き起こすメカニズムを調べた。まず Gray and Jacobson(1977)の主張する夜間に雲域とその周辺域での水平方向の放射冷却の違いが、対流活動の日変化を引き起こすという仮説である。これを検討するため、一様雲水量実験(UNICLD)を行なった。この結果、夜間に降水が最大となる日変化が再現され、Gray and Jacobson(1977)の主張は日変化を引き起こす主要因ではないことがわかった。それに対して Randall et al.(1991)は上層雲の放射冷却による不安定化が重要であると主張している。確かに雲放射冷却除去実験(NOCCLDR)では日変化が再現されず、Randall et al.(1991)の示す雲の放射冷却の効果と整合的である。だが、一様雲水量実験(UNICLD)では夜間の雲による放射冷却が対流圏上層だけでなく、境界層雲の存在のために境界層上端でも大きくなっていった。彼らの説が正しければ境界層上端における強い冷却がない場合でも対流活動の日変化が現れるはずである。そこで、境界層上端での放射冷却を取り去り、上層雲による放射加熱・冷却だけを与えた実験(境界層上端放射冷却除去実験;NOPBLR)を行なった。その結果は一様雲水量実験(UNICLD)と比べて日変化の振幅は小さいため、雲にともなう上層の放射冷却で不安定化するメカニズムの効果は弱いと思われる。もう一つの説として Sui et al.(1998)は夜間の気温の低下に伴い、相対湿度が増加することにより夜に対流活動が活発になると推測している。そこで標準実験(STND)に対応した温度の日変化を強制的に与える気温強制日変化実験(TEMFRC)を行なった。その結果、降水量の日変化は再現されず、Sui et al.(1998)の説は支持されないことが示された。

これらの結果を踏まえて境界層上端放射冷却除去実験(NOPBLR)と、境界層雲の強い放射冷却を考慮した一様雲水量実験(UNICLD)の結果とを考えあわせることにより、対流活動の日変化を引き起こす要因として重要なのは、境界層上端付近での強い放射冷却であることが示唆された。

夜に発達した対流活動の1例をみると、20時頃に境界層雲が現れ、境界層雲の放射冷却が強く現れている付近で水蒸気が増加している。その後、4km以下の対流が発生し、23時頃から2km付近の水蒸気が増加し、2時頃に深い対流へと発達している。境界層雲による放射冷却が強まる夜にかけて境界層の水蒸気が上に運ばれている。この水蒸気が上に運ばれる過程は、境界層水収支の日変化から鉛直拡散により境界層より上に運ばれ、その後対

流による鉛直移流で運ばれることが明らかとなった。

この章では、日変化を引き起こすメカニズムに、境界層雲による放射冷却を挙げているが、熱帯西部太平洋の対流活動領域で実際に境界層雲が現れているのか、という疑問が生じる。次の章で、このことを検証する。

第4章

対流活動の発達過程における下層雲の重要性 -case study-

4.1 はじめに

3章で行なった数値実験では、下層雲が夜間に活発化する対流活動の発達過程において重要となることが示唆された。通常、対流の発達過程において重要と考えられているのは、CAPE(convective available potential energy)の値が大きく潜在的に不安定となることである(Thompson et al.,1979)。それに加えて、対流のダウンドラフトによって冷気塊が生成され、下層に収束が起き、新たな対流が成長する trigger として働くことも挙げられる(Leary and Houze,1979)。しかし、これら2つの対流の発達を制御する要因の強度は、海洋上では大きく日変化するとは考えにくい。海洋上では陸上と比べて、海面温度の日変化が小さく、地表面の加熱によるCAPEの日変化は小さいことが考えられる。海洋上のダウンドラフトの強度等についても日変化する理由が見当たらない。

そこでここでは3章で指摘した下層水蒸気量の大小が、対流の発達を制限し、その日変化をもたらす要因として重要ではないかという仮説について考える。3章の数値実験では、夜間の下層雲、特に境界層雲での強い放射冷却が、対流活動の日変化を引き起こす要因として重要であることが示された。この境界層雲の強い放射冷却に伴って境界層の水蒸気が上に輸送され、それが対流の発達させると考えるのである。

3章でその重要性を指摘した海洋上の下層雲は、亜熱帯域の大陸の西海岸に近い海域においてよく発生することが知られている。このような海域では大規模な下降流が存在し、海面温度が低い。このため下層の相対湿度が高くなり、大規模に境界層雲が発生する。

この境界層雲の発達や衰退に関係する過程として、太陽放射や長波放射、乱流による混

合やエントレインメントが挙げられる(Stull,1988;Moeng1998)。下層雲はエントレインメントの存在により境界層の水蒸気を上に運ぶ役割を果たしている(Stull,1988)。夜間に下層雲の雲頂付近で長波放射の冷却があれば、それによって乱流が強められ水蒸気の上方への輸送が強められる。この過程は境界層雲のさらなる発達をもたらす。一方、日中は太陽放射の吸収のため下層雲内は安定化し、それによって乱流が弱められる。また混合層と境界層の間で乱流の相互作用がなくなり(デカップリング)、水蒸気が運ばれなくなり、境界層雲も減衰する(Nicholls,1984;Turton and Nicholls,1987)。このような過程によって境界層雲とそれに伴う水蒸気の輸送の強度が日変化すると考えられている。

この章では対流活動の日変化のメカニズムとして、下層雲による水蒸気の輸送過程に着目していく。これまで対流活発域で境界層雲が夜間に分布することは、観測からはほとんど示されることがなかった。そこでまずこの章では、日変化を引き起こすのに重要な役割を果たしている境界層雲が熱帯西部太平洋の対流活発域において実際に存在するのかを、観測船「みらい」による観測から考察する。さらに、この観測結果を数値実験で再現し、対流が発達する上での水蒸気の輸送過程の重要性について探る。4.2節では用いたデータについて述べ、4.3節では数値モデルと実験設定を示す。4.4節では観測から境界層雲の存在を確かめる。4.5節では観測結果をもとに数値実験を行ない、対流の発達過程を探る。4.6節では境界層雲から深い対流への発達過程を議論する。4.7節で全体のまとめを行なう。

4.2 データ

JAMSTEC(海洋科学技術センター)の海洋地球研究船「みらい」による慣熟訓練航海が、1998年3月から6月にかけて熱帯西部太平洋に行なわれた(図4.1)。6月16日から23日の間に観測船は東経156°を北緯5°から赤道まで南下した。そのうち19-22日にかけて、赤道上の東経156°において定点観測を行なった。この章ではこの航海期間中の6月16日から25日に観測されたデータを用いる。この1998年は観測期間中を含めて6月まで、熱帯西部太平洋で1つも台風が発生しない珍しい年であった。

高層観測データは6月16日から25日について TOGA-COARE の集中観測より細かい3時間間隔で行なわれたものを用いる。海上気象データの中で静電容量式雨量計により1時間間隔で得られた降水量データを用いる。さらに、「みらい」による観測と同じ期間の GMS IR データも用いる。GMS は $(0.05^\circ \times 0.05^\circ)$ グリッドを用いており、TOGA-COARE のときのようなヒストグラムの形にはせず、ピクセル値で解析する。



図 4.1: 「みらい」航路図

4.3 モデルと実験設定

4.3.1 モデル

この章では3章と同様のモデルすなわちコロラド州立大学で作られた Regional Atmospheric Modeling System (RAMS) を用いる (Pielke et al., 1992)。このモデルは非静力学方程式系からなり、雲物理過程では、水蒸気、雲水、雨、雲氷、雪、あられ、ひょう、雲と氷の塊の8変数について、各変数間の蒸発、衝突、併合などを考慮して予報している (Kessler, 1969; Walko, 1993)。鉛直拡散は Mellor and Yamada (1982) の level 2.5 乱流クロージャーを用い、拡散係数は乱流運動エネルギー (TKE) を用いて表す。TKE はシアによる生成、浮力による生成、減衰を考慮して予報している。放射スキームは、Nakajima et al. (1995) によって提案された2ストリーム k-distribution 法を組み込み、予報された雲水と雲氷を放射計算に考慮している。地表面フラックスの計算には、Louis (1979) のバルク法を用いる。

4.3.2 実験設定

簡単のため実験は2次元の領域で計算する。水平領域は東西に400kmを取り、水平分解能を2kmとすることにより、個々の対流雲の発達を再現可能とする。この章では境界層雲とその動きを再現するのが目的であるため、鉛直層数は67層と、3章の場合より細かくとり、その厚みは最下層の13mから上層ほど間隔を広げて、対流圏上層では1200mとする。1km以下の層数は3章で10層であったが、ここでは27層と多くなっている。下端の境界条件は海面を設定し、地表面フラックスを求める際、東西風に3m/sを足している。上端は固定端とし、上端から下8kmにわたり内部重力波の反射を防ぐためにレーリー摩擦を用いた。側面は簡単のために周期的境界条件を用いる。時間ステップは6秒であるが、放射については10分間隔で計算する。

初期値は観測船「みらい」による1998年6月21日00Zの温度、水蒸気の鉛直分布を東西一様に与える。ただし、東西風は同時刻において欠測が多かったため、1998年6月20日21Zでの値を用いた。東西風は初期値からのずれを少なくするために、時定数1日の緩和時間で東西平均風の初期値に引き戻す緩和項を領域の平均場に与えている。また、下層1700m以下の平均東西風とともに移動する座標系を用いる。ここで地表面フラックスを計算する際の風は、海面に固定した座標系の値で算出する。この実験では、3章の実験で与えた大規模収束は与えていない。また、海面温度は302.5Kに固定する。初期擾乱は温位に

1K以下のランダム擾乱を与えた。赤道上の東経156°で1日間走らせた結果を解析する。

4.4 観測データからみる下層雲の存在

6月16日から25日における観測船「みらい」で観測した降水量時系列(図4.2a)を示す。この期間中、ほぼ毎日降水が観測されている。また、図4.2(b)は同じ期間において各時刻ごとに平均した降水の日変化を表す(6時間積算値)。これを見ると0~5時までの6時間の降水量が最も多く、12~17時に最小となる日変化が現れていることがわかる。これは2章で示した、夜間に降水量が最大となるような日変化とほぼ対応している。期間中の目視とレーダーの解析(図略)から、日中の降水は低い積雲によるスコールが多く、夜間の降水は水平スケールで数kmから数十km程度の対流活動によるものが多かった。

3章では、対流活動の日変化を引き起こすメカニズムとして境界層雲の重要性を指摘したが、これまで対流活動域において夜間に境界層雲が分布することは、観測からほとんど示されていなかった。そこでまず境界層雲が実際に存在するのかどうかを、高層観測データから考察することにする。図4.3(a)は6月16日から25日における相対湿度の時系列を表す。下層の500~1500m付近と5km付近に相対湿度の高い層が現れている。この下層の500~1500m付近に現れる相対湿度の高い層は夜になると95%以上を示す。そこでこのような下層の相対湿度の日変化の特徴を明らかにするため、6月16日から23日について、時刻ごとに平均したのが図4.3(b)である。これから500m付近に相対湿度が85%以上の層が現れていることがわかる。この層の相対湿度は夜に高くなるような日変化をしている。また、夜になると500mより上の層まで相対湿度が高くなっており、1500m付近まで相対湿度の高い層が拡大している。このことは夜間に水蒸気が上へ運ばれている可能性を示している。このような夜間の500m付近の高湿度層は、数値実験で現れた境界層雲に対応するのではないかと推測される。しかし、この高湿度層が本当に雲と対応しているかは、相対湿度の結果からだけでは特定できない。GMSの赤外データからは、境界層雲の雲頂温度と海面との温度差が小さいため、境界層雲が観測できない。また可視データは夜間に現れる雲を観測できないという問題があり、この問題の解決のためには更なる観測データが必要である。

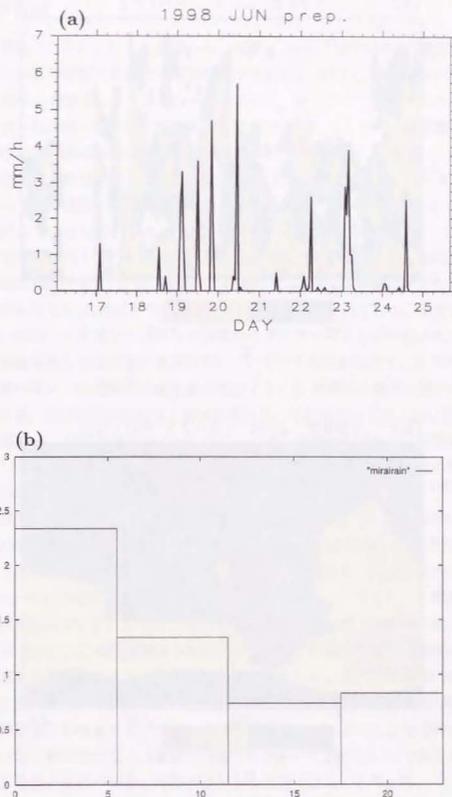


図4.2: (a)6月16日から25日の降水量時系列、(b)同じ期間の平均6時間積算値で縦軸の単位は(mm/6hr)。

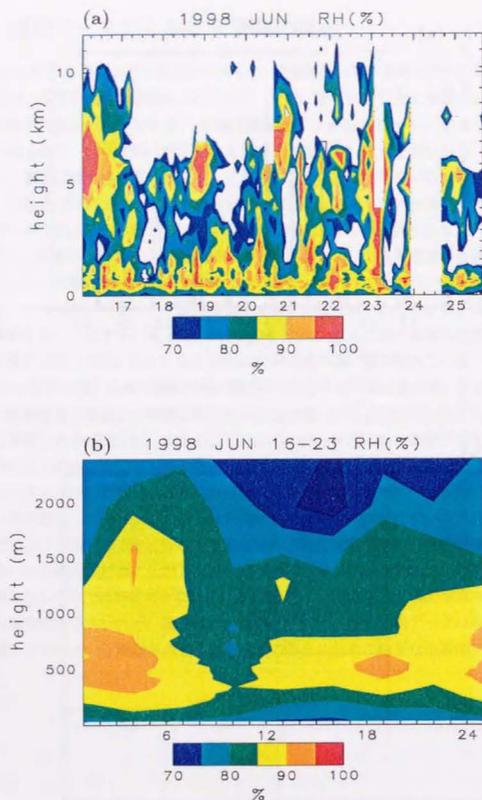


図 4.3: (a)6月16日から25日における相対湿度時系列。(b)6月16日から23日において平均した相対湿度の日変化を示す。

4.5 対流の発達過程

4.5.1 標準実験

前節では観測船「みらい」による観測から、夜間に500m付近において相対湿度の高い層が現れ、それが境界層雲に対応する可能性が示された。さらに、3章においては夜間に境界層の水蒸気が上へ運ばれていることが示唆された。そこでここでは「みらい」で観測された境界層雲と対流雲への発達を数値実験で再現することにより、境界層雲の水蒸気の輸送過程とその対流発達過程への役割を明らかにすることを試みる。「みらい」の高層観測データを初期値として数値実験(標準実験:CNTRL)を行なう。ここでは1998年6月21日の、18時頃から500m付近の相対湿度が90%以上の層が現れ、0時を過ぎると1500m付近まで相対湿度が90%以上の層が拡大した(図4.4)ケースについて再現する。

標準実験(CNTRL)は地方時の10時24分から開始し、20時間計算した。領域平均した降水量と雲水の時系列を図4.5に表す。降水は1時頃にはじまり、3時前に最大となった。また、雲水の分布をみると16時頃から500m付近に境界層雲が現れており、高度を増しながら2時頃に深い対流へと発達するという対流活動のライフサイクルが再現されている。

図4.6(a)は鉛直平均した雲水量の東西分布についてその時系列を表す。16時頃から領域一様に境界層雲が現れ、18時頃から雲水量が増加する。20時頃から東西一様に広がった雲にすき間が現れる。活発な対流活動は1時頃に現れる。それに対して図4.6(b)は、1998年6月22日標準実験の1時に相当するGMSの T_{RH} で表した雲分布である。観測を行なった赤道上の $156^{\circ}E$ の周囲に現れている対流規模は、数値実験で現れた対流の規模とほぼ対応すると思われる。

続いて相対湿度の時系列について、観測と標準実験とを比較する。標準実験において領域平均した相対湿度を図4.7(a)に示す。標準実験では、12時過ぎから500m付近で90%以上の層が現れ、18時を過ぎると500mより上の層の相対湿度が90%以上になる。観測と比べると、500m付近で相対湿度の高い層が現れ、そして上方へ拡大する2段階の発達は定性的によく再現されている。しかし、相対湿度の高い層の出現と上方への拡大は観測と比べて6時間ほど早い。この標準実験と観測との差は、1点観測の高層観測データを東西一様に与えて実験を行なったためである可能性が考えられる。また大規模場の収束発散を無視したことに原因がある可能性も考えられる。ただ、500m付近に高湿度層が現れ、上方へ拡大する境界層雲から発達するプロセス自体は再現されている。ここでは特定の対流の発達過程を調べたいわけではなく、発達のプロセスについて調べたいのであるから、モデルと観測の境界層雲の出現や発達の時間差は大きな問題ではないと考える。

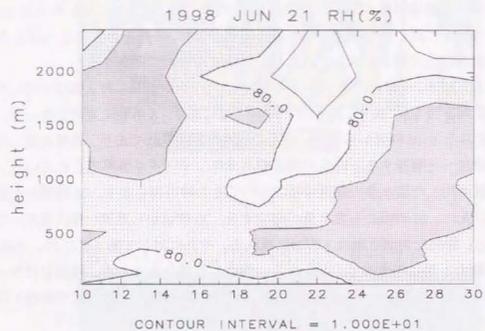


図 4.4: 1998 年 6 月 21 日-22 日の下層相対湿度時系列。横軸は地方時を表し、コンターは 10% 間隔。

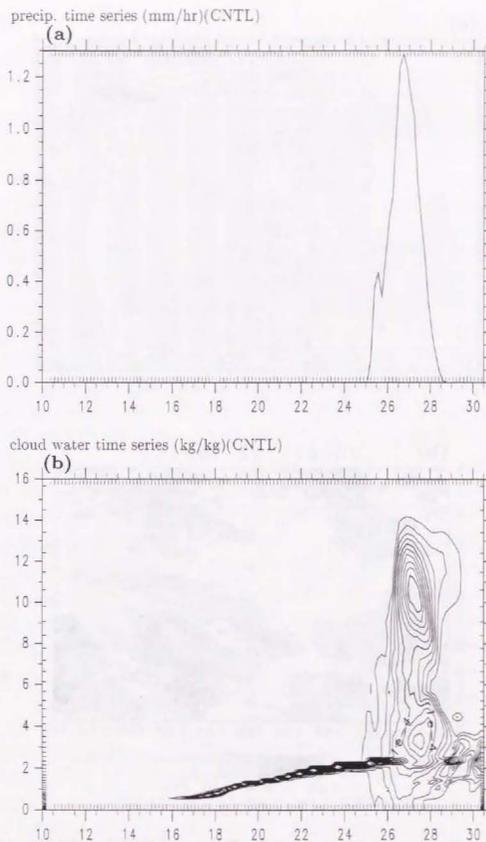


図 4.5: 再現実験 (CNTL) の領域平均した (a) 降水量と (b) 雲水の時系列。横軸は地方時を表し、(b) コンター間隔は $2 \times 10^{-3} \text{kg/kg}$ 。

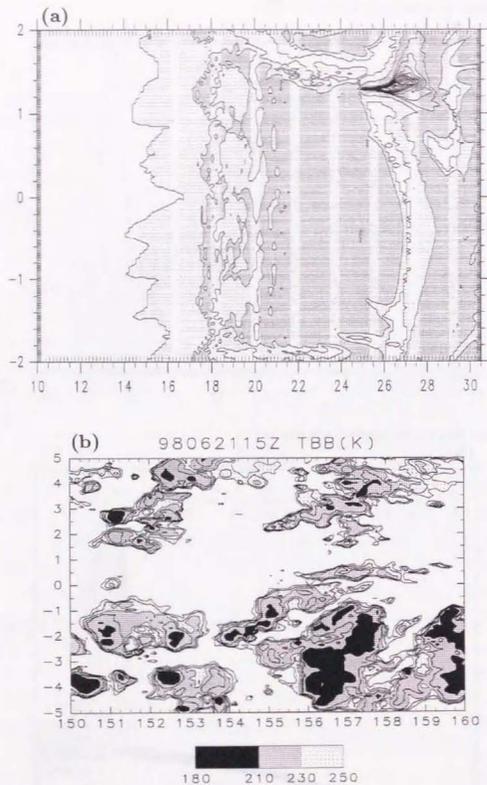


図 4.6: (a) 標準実験 (CNTL) の鉛直平均した雲水量について東西分布の時系列と (b) 1998 年 6 月 22 日 1 時 (6 月 21 日 15Z) の GMS の T_{BB} 分布。コンター間隔は (a) 第 1 線 1×10^{-11} kg/kg, 第 2 線 1×10^{-9} kg/kg, 第 3 線以降は 1×10^{-8} kg/kg, (b) 10K。

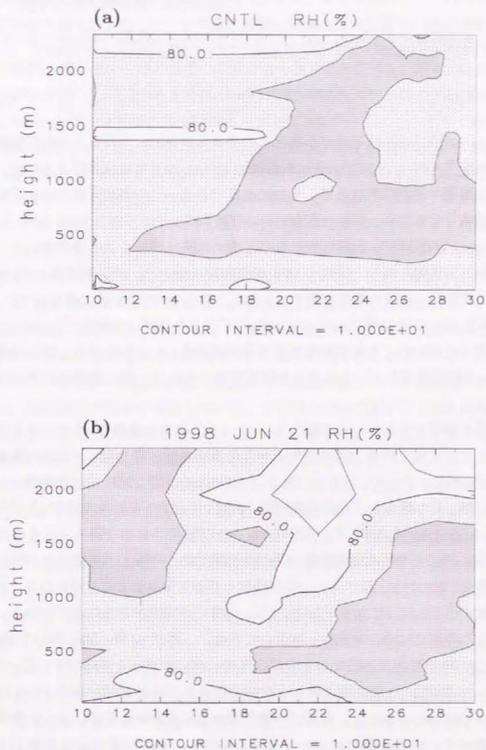


図 4.7: 相対湿度の時系列。(a) 標準実験 (CNTL) で領域平均している。(b) 「みらい」 (EQ.156.0° E) 1998 年 6 月 21 日-22 日。コンター間隔は 10%。

4.5.2 CAPEとLFC

境界層雲の重要性については既に3章で示したが、この節では特に境界層雲から深い対流へと発達する過程について着目する。対流の発達の条件として、まずは大気の静的安定度を示す指標としてのCAPEが大きいたことが重要となる(Thompson et al. 1979)。

$$CAPE(z_0) = g \int_{LFC(z_0)}^{LNB(z_0)} \frac{T_v(z_0)[parcel] - T_v[env]}{T_v[env]} dz \quad (4.1)$$

ここで $T_v(z_0)[parcel]$ 、 $T_v[env]$ はそれぞれ高さ z_0 の空気を断熱的に持ち上げた空気塊の仮温度、周囲の仮温度を表す。LFC(level of free convection)は自由対流高度とよばれ、持ち上げた空気塊の温度が周囲の気温と等しくなる高度である。この高度を越えると空気塊は周囲より温度が高くなるため、強制上昇なしに空気塊は上昇が可能となる。LNB(level of neutral buoyancy)は再び持ち上げた空気塊の温度が周囲と等しくなる高度をいう。図4.8(a)は各高度から空気塊を持ち上げたCAPEの領域平均をとり、時系列に表している。縦軸は持ち上げた空気塊の初期の高度を表す。さらに、雲の外枠も合わせて表している。500m以下の境界層では16時以降CAPEが $2000m^2/s^2$ 以上と非常に不安定となっていて、CAPEの値から考えればいつでも対流が起きる可能性がある。しかしながら、深い対流へと発達するのは、0時以降であり、この遅れを説明するためには、別の要因が必要である(図4.5)。

対流の発達過程を制限するもう一つの要因として、LFC(自由対流高度)までの高さが高いと、この高さまで空気塊を持ち上げるために大きな強制力が必要となり、対流は発達しづらいたことが挙げられる。そこで、次にLFCについて考える。図4.8(b)は、各高度から空気塊を持ち上げた際、その持ち上げた空気塊初期の高度からLFC(自由対流高度)までの差(持ち上げ高度差:LFCSUB)を表す。この図からは、空気塊がLFCまで持ち上げるのに必要な高さがわかる。16~18時頃の境界層雲付近の空気塊では、持ち上げ高度差(LFCSUB)が100m以下と低く、わずかな変位によって空気塊は上昇が可能となることがわかる。さらにこの空気塊に対するCAPEは $2000m^2/s^2$ 近くと、非常に不安定であることがわかる。にもかかわらず、この時刻では深い対流へと発達していない。再び22時以降に現れる500m付近の低い持ち上げ高度差(LFCSUB)のときによりや深く深い対流へと発達している。

このように16~18時頃と22時以降に持ち上げ高度差(LFCSUB)の低い層が500m付近に現れ、CAPEが $2000m^2/s^2$ 以上と、非常に不安定であるにもかかわらず、16~18時頃には深い対流が発達せず、22時以降にはじめて発達している。ではなぜ16~18時頃には深い対流に発達しないのか、この疑問を解決するためには更に他のプロセスを考慮する必要がある。

ある。

4.5.3 大気の鉛直構造の時間変化

そこで、深い対流への発達の要因をさらに探るため、18時から0時の大気の鉛直構造を温度、水蒸気、相当温位、相対湿度の鉛直分布の違いから調べる。図4.9(a)は境界層雲の出現から深い対流へと発達するまでの18時、21時、0時の3時間間隔の下層温位の鉛直分布を表す。500m以下の境界層の温位はほとんど変化しないが、1000mから1500m付近の温位は21時に低下している。さらに0時になると2000m付近まで温位の低下が及んでいる。6時間の変化量は1000m以上の高度で約1Kである。図4.9(b)は水蒸気の鉛直分布を表す。水蒸気は500m以下の境界層で時刻とともに増加している。さらに21時には、1000mから1500m付近で増加し、0時には2000m付近の高度で増加している。6時間の増加量は500m以下の境界層で約1g/kgである。図4.10(a)は相当温位の鉛直分布を表し、500m以下の境界層では水蒸気と同様に時刻とともに増加している。しかしながら、500m以上の高度では、21時に1500m付近で増加している以外は顕著な変化は見られない。最も大きな変化は相対湿度に見られる(図4.10b)。21時に1000mから1500m付近で95%以上まで増加し、0時には2000m付近の相対湿度が100%近くに達することがわかる。すなわち、この18時から0時の間に2000m付近の高度までの温度が低下し、また水蒸気が増加することにより、相対湿度が大きく増加している。また図4.8(b)において500m付近の持ち上げ高度差(LFCSUB)が一時的に増加しているのは、500m付近の水蒸気が上方に運ばれたために、500m付近の水蒸気量が減少したためである解釈できる。

次にこの標準実験(CNTL)での境界層雲から深い対流へと発達するまでの鉛直分布を、「みらい」による観測結果と比較する。図4.11は標準実験と1998年6月21日-22日の「みらい」による温位の鉛直分布を比較して表したものである。標準実験は18,21,24時であるのに対して、観測は深い対流へと発達するまで3時間間隔(19時,22時,1時)について表している。6時間について平均してみると1000m以下において標準実験が観測と比べて約1K高い以外は、標準実験の鉛直分布は観測とよく対応している。時間変化をみると、観測では下層の500-1000mで19時から1時まで温度が下降しているのに対し、それより上では変化が小さいことがわかる。また、1時には600m以下の境界層で温度が低下しており、これは対流のダウンドラフトによる温度低下であると考えられる。1000m以上の高度においては、標準実験で見られた温度の下降は、観測でははっきりしない。図4.12は標準実験と観測の水蒸気鉛直分布についての比較である。6時間の平均では500m以下の境界層の水蒸気量が標準実験で約1g/kg観測より多いが、他の高度ではよく対応する。時間変化を

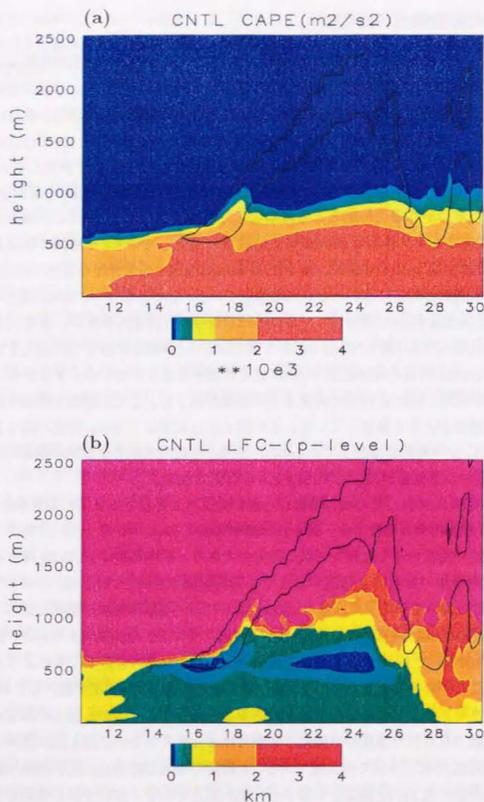


図 4.8: (a) 各高度から空気塊を持ち上げた CAPE の領域平均した時系列 (CNTL) (m^2/s^2), (b) 各高度から空気塊を持ち上げた際 LFC までの高さの差 (持ち上げ高度差, LFC SUB) を領域平均した時系列 (CNTL) (km). 雲水量のコンター $1 \times 10^{-5} \text{kg/kg}$ を実線で示す。

みると、2000m 付近までの観測の水蒸気は 19 時から 1 時の間で増加している。増加量は 1000m 付近で約 2g/kg に達し、その差は標準実験 (CNTL) よりも大きいことがわかる。ただ、1200m より上と 500m 以下の境界層では水蒸気は 22 時に減少し、1 時には再び増加するという、高度による違いが見られる。

図 4.13 は相当温位の鉛直分布についての比較である。標準実験 (CNTL) の 6 時間平均した相当温位は、600m 以下の境界層において、観測に比べて約 4K 高く現れている。また、観測では 1000m 付近より下では時間とともに増加しており、1000m 付近では変化量が 6 時間で約 2K に達する。この相当温位の変化の鉛直分布は水蒸気の変化のそれとほぼ対応している。図 4.14 は相対湿度の鉛直分布についての比較である。標準実験 (CNTL) と比較して観測では時刻による変動が大きいことがわかる。観測では 1000m 付近までの高度において時刻とともに増加し、1 時には 300-900m 付近に 100% の層が現れる。1000m 以上では一度 21 時に減少するが、1 時には再び増加している。

以上のように、「みらい」による観測と標準実験 (CNTL) の鉛直構造を比較すると、細かい差はあるもののその時間発展は、定性的にほぼ一致することが示された。観測でも実験でも境界層の上で時刻とともに温位が下降し、水蒸気が増加し、これに伴い相対湿度が増加する傾向が現れている。観測では温位の変化量は少ないが、水蒸気や相対湿度は 18 時から 0 時の間に増加しており、その変化量は観測のほうが顕著である。

以上の解析から 18 時には深い対流が発達せず、0 時以降に発達していた標準実験 (CNTL) において、18 時と 0 時で大きく異なる量として挙げられるのが、下層 1~2km の相対湿度である。そこで仮説として 1~2km の相対湿度が対流の発達を支配しているということが考えられる。この相対湿度の増加は、温度と水蒸気の両方の変化に依っている。ただし、観測において温度の効果はあまりみられていない。

4.5.4 熱・水蒸気収支と TKE 収支

前節においては境界層雲が形成され、それが深い対流へと発達する途中段階で、下層 1~2km の相対湿度が増加することを見出し、その重要性を指摘した。この相対湿度の増加は、境界層の上で温度が下降し、かつ水蒸気が増加することに依っている。この 1~2km の加湿と冷却の理由を説明するために、熱と水蒸気の収支を考える。熱と水蒸気の収支式は以下ようになる。

$$\frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial t} = -\bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial z} - \frac{\partial (\bar{w}' \theta_1')}{\partial z} + \frac{Q_R}{c_p} \quad (4.2)$$

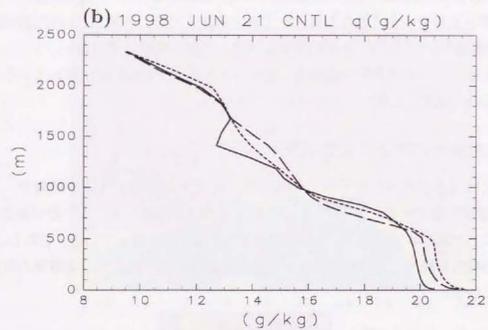
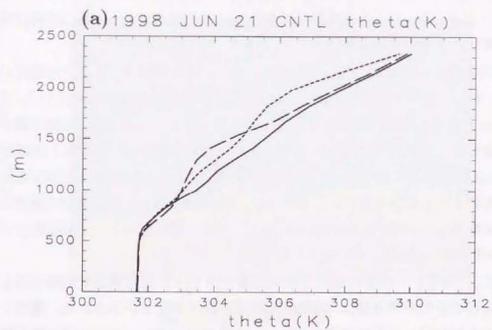


図 4.9: 標準実験 (CNTL) の (a) 下層温位、(b) 水蒸気の鉛直分布。18 時 (実線)、21 時 (破線)、0 時 (点線) で表す。

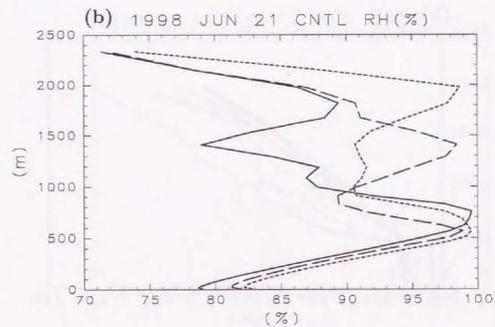
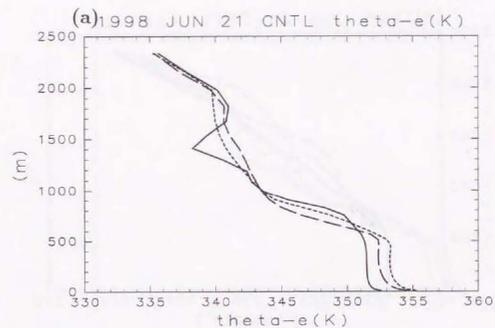


図 4.10: 図 4.9 と同様に (a) 相当温位、(b) 相対湿度の鉛直分布。

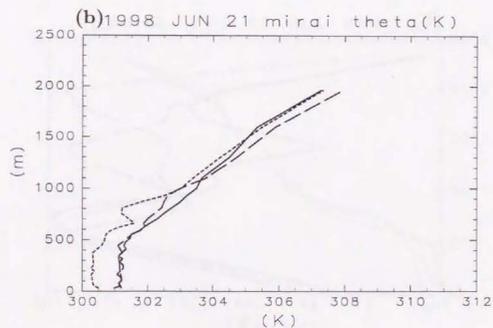
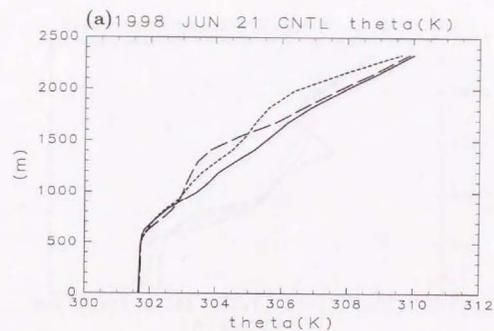


図 4.11: (a) 下層温度の標準実験 (CNTL) と (b) 観測船「みらい」により観測した鉛直分布を示す。(a) 標準実験の 18 時 (実線), 21 時 (破線), 0 時 (点線) を表す。(b) 観測 (EQ.156.0° E) 1998 年 6 月 21 日-22 日の 19 時 (実線), 22 時 (破線), 1 時 (点線) を表す。

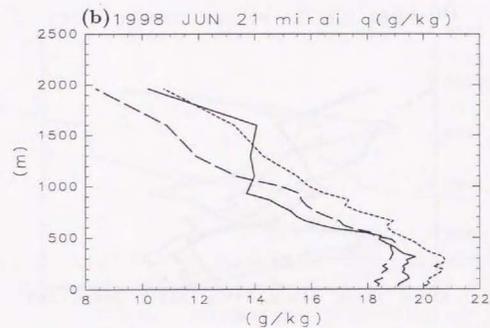
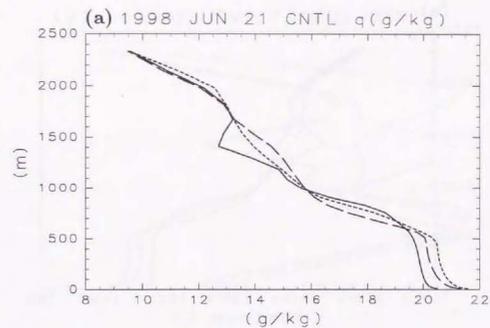


図 4.12: 図 4.11 と同様に下層水蒸気の鉛直分布。

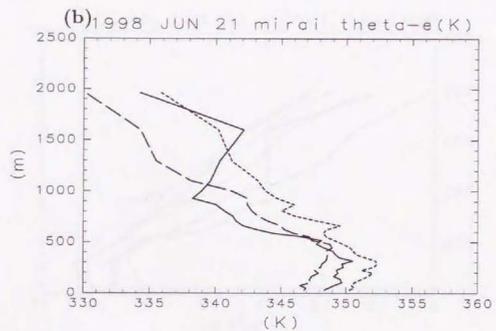
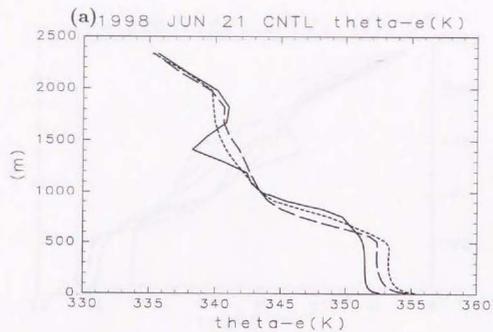


図 4.13: 図 4.11 と同様に下層相当温位の鉛直分布。

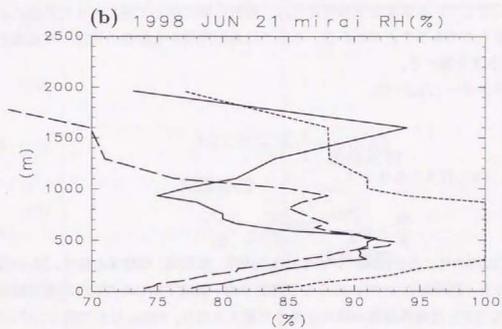
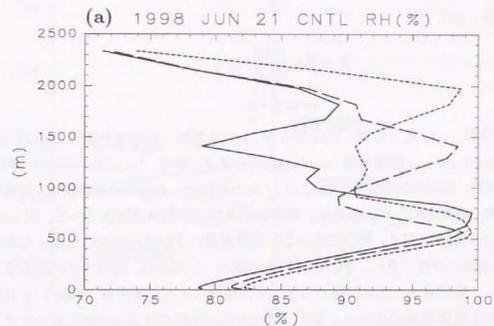


図 4.14: 図 4.11 と同様に下層相対湿度の鉛直分布。

$$\frac{\partial \overline{q_T}}{\partial t} = -\overline{w} \frac{\partial \overline{q_T}}{\partial z} - \frac{\partial (\overline{w'q_T'})}{\partial z} \quad (4.3)$$

を用いて求める。ここで、

$$\theta_l = \theta - \left(\frac{L\theta}{c_p T} \cdot q_c \right)$$

$$\overline{q_T} = \overline{q} + \overline{q_c}$$

である。 L は潜熱、 c_p は定圧比熱、 q_c は雲水量、 q は水蒸気、 θ_l は液水温度 (liquid water potential temperature)、 $\overline{q_T}$ は総水量 (total water) を表す。また、(4.2) 式の右辺は、熱の鉛直移流、鉛直拡散、放射加熱を表す。また (4.3) 式の右辺は、水蒸気の鉛直移流、鉛直拡散を表す。この際、東西平均しているため、水平移流及び水平拡散は相殺される。図 4.15(a) は 19 時における熱収支を表す。熱収支をみると境界層雲の上半分の 900-1300m においては、放射冷却 (破線) が強く現れ、900m 以下では弱い。このため、雲の中央付近より下層で不安定となり、混合層内で乱流が強められ、その乱流による鉛直拡散 (実線) により雲の中央より下層の大気境界層で温度が上昇し、雲の中央から雲の直上の大気においては、温度が下降している。対流による鉛直移流は弱い。図 4.15(b) は同時刻の水蒸気収支を表す。この時刻に降水はないため、 $\overline{q_T}$ は保存される。乱流による鉛直拡散で境界層雲の中央より上層において、水蒸気が増加している。ここでも対流による鉛直移流の効果は弱い。すなわち、ここで注目している温度と水蒸気変化は、放射冷却に伴って強められた乱流による鉛直拡散によるものであることがわかる。それでは放射冷却から拡散の強化への過程をみるため、TKE 収支を調べる。

乱流運動エネルギー (TKE) は、

$$TKE(e) = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (4.4)$$

と定義される。TKE 収支の各成分は

$$\frac{\partial e}{\partial t} = g \frac{\overline{w'\theta'}}{\theta_0} - \overline{w'w'} \frac{\partial \overline{e}}{\partial z} - \frac{\partial (\overline{w'e'})}{\partial z} - \varepsilon \quad (4.5)$$

で表され、右辺は浮力による生成項、シアによる生成項、拡散項、消散項を表す。図 4.16(a) は熱や水蒸気収支と同時刻の 19 時における 1 時間平均・領域平均した TKE (乱流運動エネルギー) を表す。TKE は境界層雲の現れる高さで最大となり、900m 付近で約 $1.0 \text{ m}^2/\text{s}^2$ に達する。また TKE は、境界層雲内とその上部の高度 1200m にかけて強く現れていることがわかる。

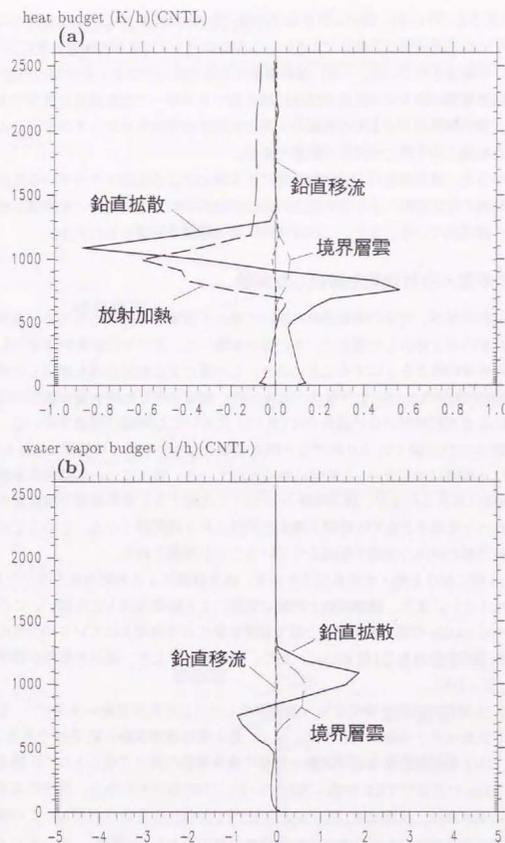


図 4.15: 19 時における領域平均した (a) 熱・(b) 水蒸気収支の鉛直分布 (CNTL)。(a) 熱の鉛直移流 (点線)、鉛直拡散 (実線)、放射加熱 (破線) で表す。(b) 水蒸気の鉛直移流 (点線)、鉛直拡散 (実線) を表す。境界層雲を細点線で示す。境界層雲の単位は (a) g/kg 、(b) $10^{-1} \text{ g}/\text{kg}$ 。

TKE 収支を見ると(図 4.16b) 雲の上半分での強い放射冷却(図 4.15a)による浮力による乱流エネルギーの生成が雲の下半分で大きい。この雲の上下では乱流の鉛直拡散により、乱流エネルギーが輸送されている。一方、境界層雲の上部ではシアによる生成項は小さい。このことから境界層雲の直上での乱流の強化には乱流エネルギーの拡散過程が重要であることがわかる。境界層雲のすぐ上での気温の下降と水蒸気の増加をもたらすのは、このように強められた乱流に伴う熱と水蒸気の拡散である。

以上をまとめると、境界層雲内では放射冷却により浮力による乱流エネルギーの生成が起こる。この乱流の鉛直拡散により雲の直上の乱流が強められ、それに伴い水蒸気が境界層雲より上方へ運ばれている。また、これは同時に境界層雲の発達をもたらす。

4.5.5 境界層雲の放射効果を無視した実験

境界層雲の放射冷却が、対流の発達過程において果たす重要性を確かめるため、境界層雲による雲の放射冷却を除去した場合にどうなるかを調べる。ここでは放射計算を行なう際に境界層雲の光学的厚さを0にすることにより、この雲による放射冷却を無視した実験(雲放射冷却除去実験:NCLRAD)を行なう。図 4.17は、領域平均した降水量と雲水の時系列を表す。雲による放射冷却がない場合(NCLRAD)においても対流は発達している。ただし、標準実験(CNTL)(図 4.5)と比較すると降水が強くなるのが約2時間遅い(図 4.5)。すなわち降水は4時頃にはじまり、5時頃に強く現れている。雲水については境界層雲はほぼ同じ16時頃に再現されるが、標準実験(CNTL)と比較すると境界層雲の雲水量が少なく、深い対流へと発達するまでの時間が降水と同様に約2時間遅くなる。このことから境界層雲の放射冷却が対流の発達を促進させていることが推測される。

図 4.18は、19時における熱・水蒸気収支を表す。境界層雲による放射冷却がないため、放射冷却の項は小さい。また、標準実験と同様に対流による鉛直移流もまた弱い。この実験においても700-1000mの雲の中央より上部で鉛直拡散により冷却されているが、その大きさは標準実験の約半分である(図 4.15a)。また、同じ理由で上方へ運ぶ水蒸気が標準実験より少ない(図 4.18b)。

図 4.19(a)は19時における1時間平均・領域平均したTKE(乱流運動エネルギー)を表す。標準実験と比較すると全体のTKEは小さく、最大値は標準実験の約半分である(図 4.16a)。ただ、TKEの鉛直分布は標準実験と同様に境界層雲の高さで最大となり、境界層雲より上部の900m付近までTKEが多く現れている。TKE収支をみると、浮力による乱流エネルギーの生成項は、標準実験(図 4.16b)に比べてかなり小さい。ただし、この境界層雲の放射冷却がない場合でも相当温位の鉛直傾度が負であるため(図略)、エントレイン

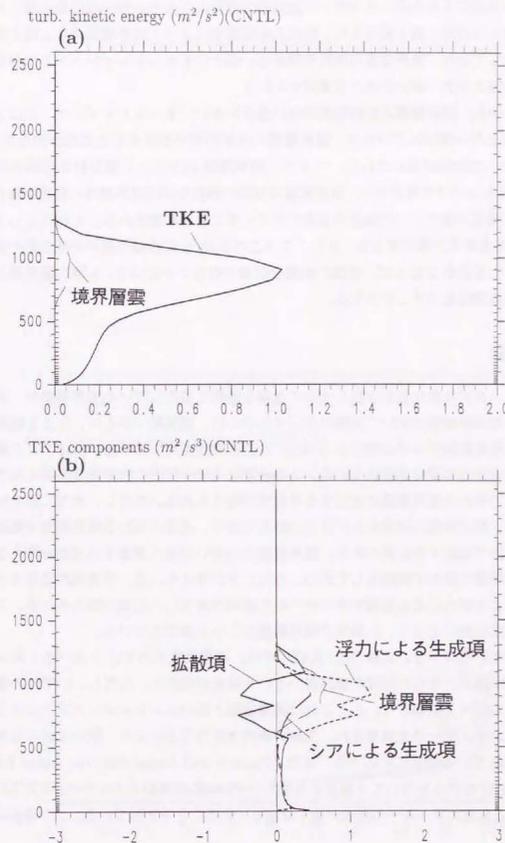


図 4.16: 19時1時間平均・領域平均した(a)TKEと(b)TKE収支を表す(CNTL)。(a)TKE(実線)、境界層雲を細点線で示す。(b)浮力による生成項(点線)、シアによる生成項(破線)、拡散項(実線)で示す。また、境界層雲を細点線で示す。単位は(a) m^2/s^2 、(b) m^2/s^3 。境界層雲はg/kg。

メントにより浮力による乱流エネルギーの生成項が存在しており、特に境界層上端においては標準実験とほぼ同じ最大値をもつ。乱流の鉛直拡散によって境界層雲より上部と雲底で乱流が増加しており、境界層雲の放射冷却がない場合にもエントレインメントの存在により水蒸気が雲の上方へ弱いながらも運ばれている。

以上のことから、境界層雲の放射冷却がない場合においてもエントレインメントにより水蒸気が雲の上方へ運ばれているが、境界層雲の放射冷却が存在すると乱流が強化され、水蒸気の上方向への供給が強化される。つまり、標準実験 (CNIL) と雲放射冷却除去実験 (NCLRAD) とを合わせて考えると、境界層雲の夜間の放射冷却は境界層内の乱流を強める働きをし、水蒸気が雲の上への輸送を促進させていることが示唆される。これによって夜間に1~2kmの水蒸気が増加するが、もしここでこの1~2kmの水蒸気量が対流活動の発達を制限することを認めるならば、対流の発達を促進させることになり、3章の境界層上端の放射冷却の重要性を示すことになる。

4.6 議論

この章では、まず日変化を引き起こすのに重要な役割を果たしている境界層雲が、熱帯西部太平洋の対流発達域において実際に存在するのかを、観測船「みらい」による観測から考察した。高層観測データの解析から500m付近に相対湿度の高い層が現れ、この層は夜にかけて拡大する日変化が現れている。この夜間に500m付近に相対湿度が高くなる層が、数値実験で現れた境界層雲に対応する可能性が考えられる。ただし、本当に雲と対応しているかは、相対湿度の結果からだけでは特定できず、夜間に現れる境界層雲が観測可能な新たな方法で確認する必要がある。境界層雲から深い対流へ発達する過程を考える上で、この境界層雲の果たす役割として次のようなことが考えられる。夜間境界層雲内では強放射冷却により浮力による乱流エネルギーの生成項が増大し、乱流が強められる。この乱流に伴う鉛直拡散によって、水蒸気が境界層雲の上へと運ばれている。

境界層雲の放射冷却がない実験 (NCLRAD) では、標準実験 (CNIL) と比べると約2時間対流の発達が遅れ、さらに対流活動が弱いという結果が現れた。ただし、いずれの場合も結局は深い対流へと発達している。これは境界層雲上部のエントレインメントにより浮力による乱流エネルギーが生成され、乱流が維持されることにより、弱いながらも水蒸気が上へ運ばれていることに対応する。また、Pasquer and Jonas(1998) は、Large Eddy Simulation(LES) モデルを用いて下層雲を再現し、TKE(乱流運動エネルギー) 収支においては浮力による乱流エネルギーの生成が最も卓越していることを示している。この場合は放

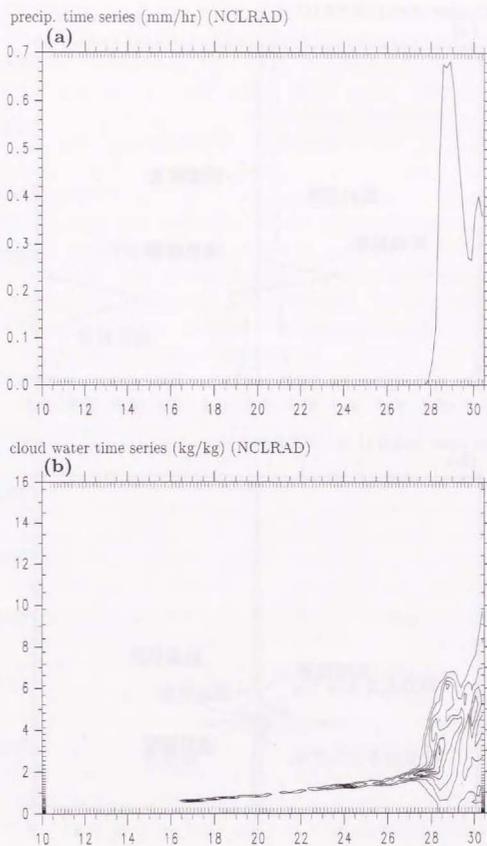


図 4.17: 雲放射冷却なし実験 (NCLRAD) の領域平均した (a) 降水量と (b) 雲水の時系列。横軸は時刻を表し、(b) コンター間隔は 2×10^{-5} kg/kg。

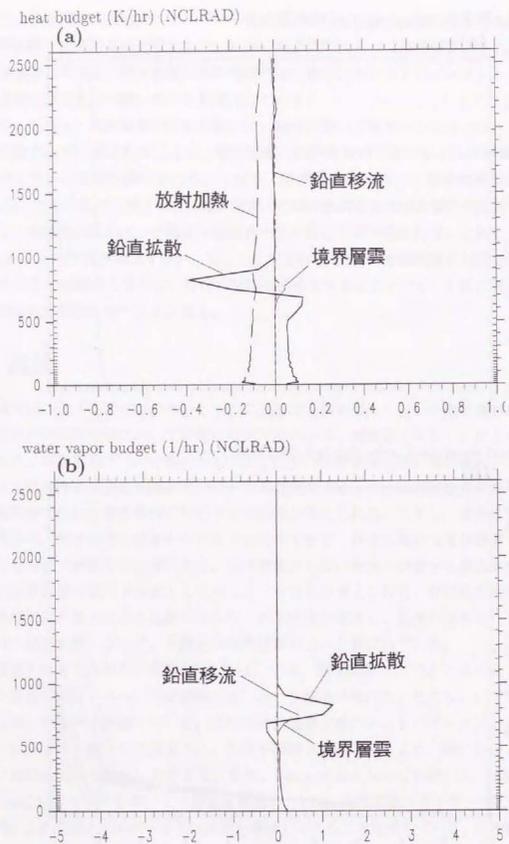


図 4.18: 図 4.15 と同様に雲放射冷却なし実験 (NCLRAD) での 19 時における領域平均した (a) 熱・(b) 水蒸気収支の鉛直分布。

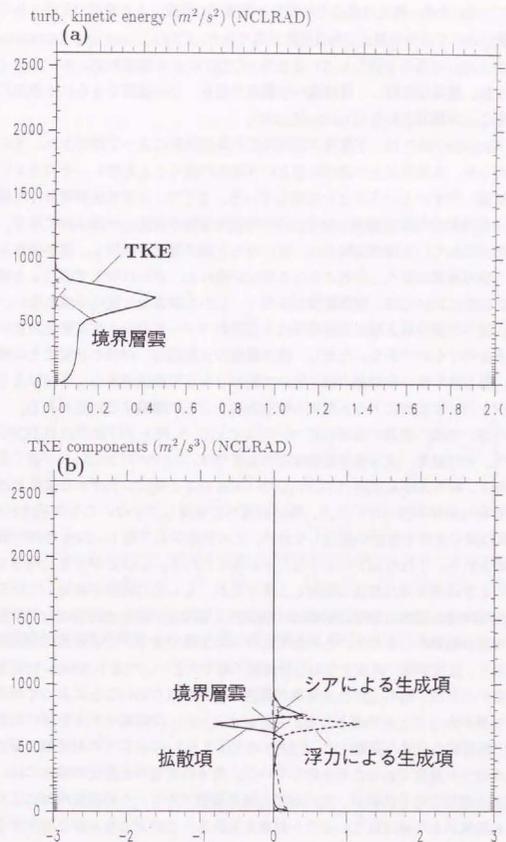


図 4.19: 図 4.16 と同様に雲放射冷却なし実験 (NCLRAD) での 19 時における 1 時間平均・領域平均した (a) TKE と (b) TKE 収支を表す。

射冷却を考えていないため、浮力は雲底での潜熱と雲頂での蒸発による冷却で生成されている。実際に実験においては相当温位の鉛直傾度が負であり、CTEI(Cloud Top Entrainment Instability; Lilly, 1968)の条件を満たしているため、CTEIにより雲頂付近のエントレインメントが加速され、層雲は衰弱し、層積雲への遷移が起き、この過程でさらに水蒸気の交換が起こり得ることが推測される(Deardorff, 1980)。

Turton and Nicholls(1987)は、下層雲の雲頂付近が長波放射によって冷却され、そのために乱流が強められ、水蒸気が上へ運ばれるという過程が働くことを示し、そのために夜間に下層雲が発達しやすいということを主張している。ここで、3章で長期積分した標準実験(STND)と雲放射冷却除去実験(NOCLDR)の境界層雲の日変化を図4.20に示す。対流活動の日変化が現れている標準実験では、夜になると境界層雲が増加し、夜半過ぎから明け方にかけて境界層雲が最大となるような日変化が現れる。それに対して雲による放射冷却を除去した実験においては、境界層雲が少なく、しかも顕著な日変化が現れない。この結果は以上に述べた境界層上端の放射冷却による正のフィードバックが日変化において重要であることを示すものである。ただし、境界層雲の日変化は、対流の日変化との相互の影響があり、雲の取り扱いや対流の取り扱いで変わりうる可能性がある。今後はより詳細な乱流モデルを用いて乱流による水蒸気の輸送過程をさらに議論する必要がある。

境界層雲から深い対流へ発達する過程についてはCAPEと持ち上げ高度差(LFC SUB)を用いて調べた。その結果、夕方境界層雲付近の高度では、CAPEが $2000\text{m}^2/\text{s}^2$ 近くと非常に不安定であり、持ち上げ高度差(LFC SUB)が100m以下と低く、わずかな変位だけで対流の発達に有利な条件が揃っていたが、深い対流へと発達していないことが示された。一方、0時以降は同じ条件で対流が発達しており、この比較から下層1~2kmの相対湿度の重要性が示唆された。これは以下のようなことが考えられる。CAPEが大きく持ち上げ高度差が小さいときは空気塊は容易に凝結し上昇するが、もしその周囲が乾燥している場合には発達途中で周囲の空気を取り込む際に、蒸発による冷却で浮力を失うことが予想される。一方、周囲が湿潤のときは浮力を失わずにさらに上昇できる。この効果は特に含まれる水蒸気が多く、乱流が強い高度すなわち対流圏下層で大きい。つまり2000m付近までの相対湿度が高いことは、持ち上げた空気塊が周囲の空気を取り込むことによって浮力を失うのを減らす効果があることが示唆される。Tao et al.(1996)は領域モデルを用いた数値実験を行ない、熱帯域の対流の発達には、CAPEの大小よりも6km以下の対流圏下層の相対湿度の大小のほうが重要であることを示している。我々の対流の日変化の場合には、この下層の水蒸気を増加させる役割が、先に挙げた境界層雲であり、その放射冷却により乱流が強まり、水蒸気が上へ運ばれていることが考えられる。このプロセスが日変化するこ



図4.20: 3章の標準実験(STND)(実線)と雲放射冷却除去実験(NOCLDR)(破線)での10日平均・領域平均の境界層雲(519m)の雲水量日変化を表す。単位はkg/kg。

とによって対流の日変化が導かれる。ただし、深い対流へ発達する要因としては下層の水蒸気が増加すること以外にも考えられる。例えば下層の乱流強度が日変化し、空気塊が持ち上げられやすくなることや、熱と水蒸気の非一様性の大小などである。それらの役割の解明は今後の課題である。

4.7 まとめ

3章では夜間の境界層雲の放射冷却が、対流活動の日変化を引き起こす要因として重要であることが示唆された。この章ではこの結果を受けてまず熱帯西部太平洋の対流活動域において境界層雲が存在するのか、観測船「みらい」による観測から考察した。観測期間中は0~5時までの6時間の降水量が最も多く、12~17時に最小となる日変化が現れた。高層観測データの解析から、500m付近に相対湿度が85%以上の高湿度層が現れていることがわかった。この層の相対湿度は夜間に高くなる日変化をしている。また、夜になると2000m付近までの相対湿度の高い層が拡大することがわかった。この夜間に500m付近の相対湿度の高い層が、数値実験で現れた境界層雲とその発達する対流雲に対応する可能性が考えられる。そこでこの観測船「みらい」による観測をもとに数値実験で対流活動を再現した。

再現した境界層雲から深い対流へと発達する過程について着目して解析を行なった。対流の発達過程ではCAPEが大きいたことが重要となるが、このCAPEは500m以下の境界層では16時以降に $2000\text{m}^2/\text{s}^2$ 以上となり、潜在的には非常に不安定であることがわかった。さらに、空気塊を持ち上げる高度からLFC(自由対流高度)までの差(持ち上げ高度差:LFC SUB)は16~18時頃と22時以降に境界層雲付近の高度では100m以下と低く、わずかな変位だけで、対流の発達が可能となることがわかった。しかしながら、18時には対流は発達せず、0時以降の同じような条件において発達している。なぜ16~18時頃に対流は発達せず、0時以降に深い対流へと発達するかを両者の違いから調べた。その結果、18時から0時にかけて、2km付近の高度で温度が低下し、水蒸気が増加することにより、相対湿度が増加していた。熱と水蒸気収支を調べると、境界層雲内では放射冷却により乱流が強められ、この乱流によって熱と水蒸気が境界層雲より上へ運ばれていることがわかった。以上のことから対流の発達するには1-2kmの相対湿度が高いことが重要であることが示唆された。

境界層雲の放射冷却を無視した実験と比較すると、深い対流へと発達するまでの時間が約2時間遅い。このことから境界層雲の放射冷却は境界層内の乱流を強める働きをし、水蒸気が雲の上へ運ぶのを促進させていることが示唆される。夜間に境界層雲が発生し、その放射冷却により乱流が強まるため、水蒸気が境界層雲より上へ運ばれ、対流圏下層が湿

ることができる。ここで重要な役割を果たしている乱流の各成分を調べると、強い放射冷却により浮力による乱流エネルギーの生成項が増大し、乱流が強められること、乱流の鉛直拡散によって境界層雲より上部で乱流が増加することにより、この乱流に伴う拡散で水蒸気が上へ運ばれていることがわかった。

以上をまとめると、熱的に不安定となるだけでなく、2km付近までの気温が下がり、水蒸気が増加し、それにより1~2kmの高度での相対湿度の高くなることで深い対流へと発達するには重要であると示唆された。夜間における境界層雲の放射冷却が強まれば、乱流を強めることにより、夜間に2km付近を湿らせるのを促進している。これが夜間の対流の発達をもたらしていると解釈できる。今後水蒸気の輸送過程を含めて境界層雲の役割をさらに解明するためには、境界層雲が解像できる雲物理過程の入った乱流モデルを用いて実験する必要がある。

第5章

まとめ

熱帯西部太平洋で行なわれた TOGA-COARE の集中観測から、夕方に下層雲が現れ、夜半頃に最も活発となる対流活動の日変化が明らかとなった。この観測結果をもとに数値実験から対流活動の日変化を再現した。また、これまで示された日変化のメカニズムを数値実験で検討した。Gray and Jacobson(1977) の主張する雲域と周辺域での夜間の放射冷却の違いによる効果、Randall et al.(1991) の主張する雲に伴う対流圏上層の放射冷却による鉛直不安定化、Sui et al.(1998) が主張する放射冷却で夜間気温が下がり相対湿度が増加する効果は、いずれも日変化を引き起こすメカニズムの決定的な原因としては不十分であることが示された。本研究では日変化のメカニズムとして対流活動の発達過程に着目した。数値実験では、夜間に境界層雲が発生し、その放射冷却により乱流が強められる。乱流によって水蒸気が境界層雲より上へ運ばれ、下層が湿ることが重要となる(図 5.1)。つまり、熱的に不安定となるだけでなく、2km 付近の高度までの相対湿度が大きいことが深い対流へと発達するには重要であると示唆された。さらに、日変化を引き起こす環境場としては大規模収束により大気が不安定化し、蒸発が多く、このため下層の水蒸気が多くなり不安定化することが重要であることがわかった。

これまでの対流活動の発達するには、大西洋で行なわれた GATE の特別観測 (Houze et al.,1981) から CAPE が大きく変動しており (Thompson et al.,1979)、このため CAPE が大きくなるのが重要であった。しかしながら、熱帯西部太平洋では CAPE の変化は小さい。さらに、GATE ではアフリカ大陸から東進波が卓越しており、クラウドクラスターはこの影響を受けていることが考えられる (McGarry and Reed,1978)。一方、熱帯西部太平洋には海面水温が 28°C 以上の暖水域が広く存在する。この海域では CAPE が常に大きく、大規模擾乱は弱い対流活動は活発である。TOGA-COARE の集中観測期間中には季節内変動が観測され、季節内変動の活発期には海面からの蒸発が多く、大規模上昇流で対

流活動は非常に活発となる (Lin and Johanson,1996;Godfrey et al.,1998)。対流活動の日変化 (Ushiyama,1995;Chen and Houze,1997;Sui et al.,1997) と 2 日周期 (Takayabu,1996;Chen and Houze,1997) との関連性も指摘されている。これらのことから、大西洋で行なわれた GATE と熱帯西部太平洋とは、対流活動の発達過程が異なる可能性が考えられる。

対流が発達するには、浮力を失うことなく空気塊が上昇する必要があり、熱帯西部太平洋上では、1-3km は相対湿度が大きいことが重要でそれを下層水蒸気が寄与していることが示唆された。このため対流活動の日変化の発達過程を議論する上で、水蒸気の輸送過程が重要であることが示唆された。これは対流活動の日変化の発達過程だけでなく、熱帯西部太平洋で発生する様々な時間スケールの対流活動の発達を議論する上で、重要であることが考えられる。Numaguti et al.(1995) は TOGA-COARE 期間中に、下層 3km 付近に乾燥空気が侵入すると対流活動が抑えられることを示し、下層水蒸気的重要性を指摘している。Tao et al.(1996) は熱帯域の対流の発達には、CAPE の大小よりも 6km 以下の相対湿度が多くなるのが重要であることを主張している。

本研究で指摘したメカニズムは、境界層雲の重要性を指摘している。たがこれまでの研究は、境界層雲と放射の相互作用に関する研究や、雲頂の放射冷却による境界層雲の発達を議論した研究 (Turton and Nicholls,1987) はあるが、まだ詳細に述べた論文はない。日変化のメカニズムを調べた研究では、鉛直分解能が粗いために、境界層雲が表現されておらず、その重要性が認識されていない可能性がある。水蒸気の輸送過程を含めた境界層雲の役割を解明するためには、詳しいプロセスをみていく必要があり、境界層雲が解像できる乱流モデルを用いて実験する必要がある。

また、境界層雲に注目した観測も必要であり、水蒸気の輸送過程を考える上で 2km 付近の水蒸気変動にも着目した観測が必要である。夜間に現れる境界層雲は衛星から捉えるのが難しく観測が困難である。そこで航空機から夜間の雲水量や放射フラックスの観測を行ない、境界層雲を捉えられることが期待される。また、境界層雲は降水と伴っていないため、雲レダを用いた観測が必要がある。

さらに、広域な日変化の特徴を捉える研究が必要がある。本研究の解析結果から、TOGA-COARE の集中観測で得られた対流活動の日変化は、他の海洋上の収束帯より約 6 時間早くピークが現れていた。地域による日変化の違いや大規模な波動擾乱との相互作用を詳しく調べるために熱帯西部太平洋の広域に渡る降水量の観測が必要となる。1998 年 12 月に打ち上げられた熱帯降雨観測衛星 (TRMM) による広範囲な降水量の観測結果が利用可能となっている。この降雨データを解析することで、広域に渡る対流活動の日変化の特徴を明らかにできるのではないかと期待される。

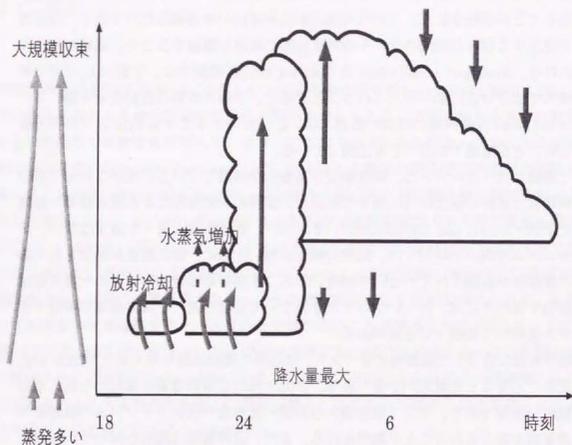


図 5.1: 対流活動の日変化の発達過程の模式図

References

- Albright, M. D., E. E. Recker and R. J. Reed, 1985: The diurnal variation of deep convection and inferred precipitation in the Central Tropical Pacific during January-February 1979. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1663-1680.
- Chen, S. S. and R. A. Houze-Jr, 1997: Diurnal variation and life-cycle of deep convective systems over the tropical Pacific warm pool. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 357-388.
- Deardorff, J. W., 1980: Cloud top entrainment instability. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 131-147.
- Godfrey, J. S., R. A. Houze-Jr, R. H. Johnson, R. Lukas, J.-L. Redelsperger, A. Sumi and R. Weller, 1998: Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment (COARE): An interim report. *J. Geophys. Res.*, **103**, 14395-14450.
- Gray, W. M. and R. W. Jacobson, Jr., 1977: Diurnal variation of deep cumulus convection. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1171-1188.
- Hastenrath, S., 1995: *Climate Dynamics of the Tropics*, Kluwer Academic Publishers, 488pp.
- Hendon, H. H. and K. Woodberry, 1993: The diurnal cycle of tropical convection. *J. Geophys. Res.*, **98**, 16623-16637.
- Houze-Jr., R. A. and A. K. Betts, 1981: Convection in GATE. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **19**, 541-576.
- Houze-Jr., R. A., S. G. Geotis, F. D. Marks-Jr. and A. K. West, 1981: Winter Monsoon convection in the vicinity of north Borneo. part I: Structure and time variation of the clouds and precipitation. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1595-1614.

- Janowiak, J. E., P. A. Arkin and M. Morrissey, 1994: An examination of the diurnal cycle in oceanic tropical rainfall using satellite and in situ data, *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 2296-2311.
- Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulation. Meteorol. Monogr., *Amer. Meteorol. Soc.*, 84pp.
- Lau, K.-M. and P. H. Chan, 1985: Aspects of the 40-50 day oscillation during the north winter as inferred from outgoing longwave radiation, *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1889-1909.
- Leary, C. A. and R. A. Houze-Jr., 1979: The structure and evolution of convection in a Tropical cloud cluster, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 437-457.
- Lilly, D. K., 1968: Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **94**, 292-300.
- Lin, X. and R. H. Johnson, 1996: Kinematic and thermodynamic characteristics of the flow over the Western Pacific warm pool during TOGA COARE, *J. Atmos. Sci.*, **53**, 695-715.
- Liu, C. and M. W. Moncrieff, 1998: A numerical study of the diurnal cycle of tropical oceanic convection, *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2329-2344.
- Louis, J. F., 1979: A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Bound-Layer Meteorol.*, **17**, 187-202.
- Madden, R. A. and P. R. Julian, 1971: Detection of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702-708.
- Madden, R. A. and P. R. Julian, 1972: Description of global-scale circulation cells in the Tropics with a 40-50 day period, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109-1123.
- Madden, R. A. and P. R. Julian, 1994: Observations of the 40-50 day tropical oscillation-A review, *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 814-837.
- Manabe, S. and R. F. Strickler, 1964: Thermal equilibrium in the atmosphere with the convective adjustment, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361-385.

- McBride, J. L. and W. M. Gray, 1980: Mass divergence in tropical weather systems paper I: Diurnal variation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **106**, 501-516.
- McGarry, M. M. and R. J. Reed, 1978: Diurnal variation in convective activity and precipitation during phases II and III of GATE, *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 101-113.
- Mellor, G. L. and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **20**, 851-875.
- Moeng, C.-H., 1998: Stratocumulus-topped atmospheric planetary layer, Buoyant convection in geophysical flows, *Kluwer Academic Publishers*, 421-440.
- Murakami, M., 1983: Analysis of the deep convective activity over the Western Pacific and Southeast Asia Part I: Diurnal variation, *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 60-76.
- Nakajima, T., M. Tsukamoto, Y. Tsushima and A. Numaguti, 1995: Modeling of the radiative process in a AGCM, *Climate System Dynamics and Modeling, Reports of A New Program for Creative Basic Research Studies*, 104-123, Ed. T. Matsuno.
- Nakazawa, T., 1988: Tropical super clusters within intraseasonal variations over the western Pacific, *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 823-839.
- Nicholls, S., 1984: The dynamics of stratocumulus: aircraft observations and comparisons with a mixed layer model, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **110**, 783-820.
- Nitta, T. and S. Sekine, 1994: Diurnal variation of convective activity over the tropical Western Pacific, *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 627-641.
- Nitta, T. and S. S. So, 1980: Structure and heat, moisture and momentum budgets of a convective mixed layer during AMTEX'75, *J. Meteor. Soc. Japan*, **58**, 378-393.
- 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.
- Oki, T. and K. Musiaka, 1994: Seasonal change of the diurnal cycle of precipitation over Japan and Malaysia, *J. Appl. Meteorol.*, **33**, 1445-1463.

- Paluch, I. R., 1979: The entrainment mechanism in Colorado cumuli, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2467-2478.
- Pasquier, J. R. M. and P. R. Jonas, 1998: Turbulent transport in fields of warm cumulus clouds. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 363-387.
- Pielke, R. A., W. R. Cotton, R. L. Walko, C. J. Tremback, W. A. Lyons, L. D. Grasso, M. E. Nicholls, M. D. Moran, D. A. Wesley, T. J. Lee and J. H. Copeland, 1992: A comprehensive meteorological modeling system - RAMS, *Meteorol. Atmos. Phys.*, **49**, 69-91.
- Randall, D. A., Harshvardhan and D. A. Dazlich, 1991: Diurnal variability of the hydrological cycle in a general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 40-62.
- Short, D. A., P. A. Kucera, B. S. Ferrier, J. C. Gerlach, S. A. Rutledge and O. W. Thiele, 1997: Shipboard radar rainfall patterns within the TOGA COARE IFA, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2817-2836.
- Stull, R. B., 1988: An introduction to boundary layer meteorology, *Kluwer Academic Publishers*, 666pp.
- Sui, C.-H., K.-M. Lau, Y. N. Takayabu and D. A. Short, 1997: Diurnal variations in tropical oceanic cumulus convection during TOGA COARE, *J. Atmos. Sci.*, **54**, 639-655.
- Sui, C.-H., X. Li and K.-M. Lau, 1998: Radiative-convective processes in simulated diurnal variations of tropical oceanic convection, *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2345-2357.
- Takayabu, Y. N., K. M. Lau and C. H. Sui, 1996: Observation of quasi two-day wave during TOGA COARE, *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 1892-1913.
- Tao, W.-K., S. Lang, J. Simpson, C.-H. Sui, B. Ferrier and M.-D. Chou, 1996: Mechanisms of cloud-radiation interaction in the tropics and midlatitudes, *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2624-2651.
- Thompson-Jr, R. M., S. W. Payne, E. E. Recker and R. J. Reed, 1979: Structure and properties of synoptic-scale wave disturbances in the Intertropical Convergence Zone of the Eastern Atlantic, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 53-72.

- Turton, J. D. and S. Nicholls, 1987: A study of the diurnal variation of stratocumulus using a multiple layer model, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 969-1009.
- Ushiyama, T., S. Satoh and K. Takeuchi, 1995: Time and spatical variations of mesoscale rainfalls and their relation to the large-scale field in the Western Tropical Pacific, *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 379-392.
- Walko, R. L., W. R. Cotton, M. P. Meyers and J. Y. Harrington, 1995: New RAMS cloud microphysics parameterization Part I: the single-moment scheme, *Atmos. Res.*, **38**, 29-62.
- Xu, K.-M. and D. A. Randall, 1995: Impact of interactive radiative transfer on the macroscopic behavior of cumulus ensembles. Part II: Mechanisms for cloud-radiation interactions, *J. Atmos. Sci.*, **52**, 800-817.
- Yanai, M., S. Esbensen and J. hwa Chu, 1973: Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 611-627.

