

# 熱帯の対流の階層的な組織化のメカニズム

—2次元モデルによるスーパークラウドクラスターの研究—

平成 10 年 9 月 博士(理学)  
東京大学大学院理学系研究科  
地球惑星物理学専攻  
大内 和良

①

学位論文

熱帯の対流の階層的な組織化のメカニズム  
-2次元モデルによるスーパークラウドクラスター  
の研究-

平成 10 年 9 月 博士 (理学)  
東京大学大学院理学系研究科  
地球惑星物理学専攻  
大内 和良

## 要旨

近年注目を集めている熱帯のスーパークラウドクラスター(超巨大雲塊, 以下 SCC) は、クラウドクラスター(雲塊)やメソスケールの対流など様々なスケールの対流が階層的に組織化された総観スケールの対流群で、マデン・ジュリアン振動(30-60日周期振動, 以下 MJO)の励起・維持において重要な役割を果たすことが示唆されている。しかしながら、その組織化のメカニズムや MJO における役割の理解は不十分な状況にある。

SCC や MJO に関する従来の多くの研究では静力学モデルが用いられ、積雲対流はパラメタライズして扱われてきたが、本研究では、2次元の範囲内ではあるものの、個々の積雲対流を解像できる非静力学モデルを用いて議論する。本研究の第一の目的は、「積雲対流」「メソスケール対流」「クラウドクラスター」の階層を含み、ゆっくりした速度( $10\text{ms}^{-1}$ 以下)で東進する SCC を再現し、その階層構造の形成・維持のメカニズムを理解することである。第二の目的は、SCC が励起する惑星スケールの波動を再現し、その振舞いを調べることを通して、MJO における SCC の役割や両者の相互作用に対する基礎的な理解を得ることである。

まず、SCC の階層構造の形成・維持のメカニズムの本質を明らかにするために、1万 km の狭い領域を用いて数値実験を行った。得られた SCC は、以下のような特徴的な時間スケールをもつ対流の階層を含む。すなわち、小さなスケールからみると、「積雲対流」が集団化して、O(10km)の空間スケール、3-12時間の時間スケールをもつ「メソスケール対流(MC)」へ、MC が集団化して、O(100km)の空間スケール、0.5-2日の時間スケールをもつ「クラウドクラスター(CC)」へ、CC が集団化して、1,000-1,500kmの空間スケール、3-4日の時間スケールをもつ LCC へ、そして、LCC の集団として総観スケール(数千 km)の SCC が形成され、SCC の階層構造を再現することができた。

これらの階層のうち、メソスケール対流(MC)は、従来の SCC の研究において、その重要性は論じられていなかったが、本研究における MC は、CC 以上のスケールへの組織化を論ずる上で重要である。また、MC の形成・維持において、従来の熱帯の雲システムにおいてその重要性が論じられてきた雨水の蒸発によるコールドプールと暖湿な環境風との相互作用(Yamasaki, 1975, 84 他)が SCC においても本質的な役割を果たすことが示された。

SCC 全体としての東進に対して、Emanuel(1987)らが示唆した WISHE(地表東風の存在)が重要である。すなわち、下層の一般風が東風という状況下で、対流の持続による下層風の強化が対流の東側で海面からの蒸発を促進し下層を湿らせることにより、新たな対流が東側で起こりやすい状況が維持される。この場合、新たな対流を励起するメカニズムとして、従来ほとんど注目されなかった対流の励起する小規模(水平スケール 10-100km のオーダー)かつ  $10-20\text{ms}^{-1}$  程度の位相速度をもつ重力波が重要であることが分かった。その役割は次のとおりである。下層が十分湿潤な状況下で、重力波に伴う上昇流は凝結・下層雲の形成をもたらし、遅れて伝播してくる重力波の上昇流に伴う力学的な効果や断熱冷却による雲の周囲の冷却(不安定化)によって下層雲は高い対流に成長する。なお、CC の集団としての SCC の形成に対する重力波の重要性は積雲対流をパラメタライズしたモデルを用いた数値実験(Chao and Lin, 1994)によっても論じられているが、個々の積雲対流を解像できるモデルを用いた本研究では、積雲対流の集団としての MC や CC を表現することによって MC や CC から励起される重力波の重要性を論じている点や、CC から SCC への組織化のみでなく MC から CC への組織化に対しても重力波が本質的な役割を担うことを示した点が重要である。

SCC は総観スケールくらいの水平スケールをもつが、この雲群はより大きなスケールの鉛直循環を励起する。この鉛直循環を伴う擾乱は東進重力波の構造をもち、SCC と協力的である。すなわち、wave-CISK のメカニズムの存在が、対流をパラメタライズしないモデルで示された。

次に、領域を赤道一周相当の4万kmの広さにとってSCCが長時間持続できるかどうか、SCCによって励起される東進重力波が惑星スケールのMJOの振舞いをどの程度説明できるか、MJOとSCCはどのように相互作用するかを調べた。この実験では、現実大気の水水域でSCCが活発な状況を想定して、海面水温の高い部分を1万km程度の領域に局在させ、また、計算機の制約から、1km格子域を中央の1万kmの領域に限定している。時間積分の結果、海面水温の高い領域に局在する準停滞的な大規模対流群と、 $15\text{ms}^{-1}$ 程度の速度すなわち約30日で4万kmを東進する伝播性の対流群との共存が得られた。

また、対流群の共存に加え、波数1のMJOに似た東進重力波(30日波)が非静力学モデルによる数値実験において初めて再現された。30日波は伝播性の対流群とはほぼ同じ位相速度で東進し、対流群と協力的に維持されている。30日波の収束域・発散域の伝播は、一方で、準停滞的な対流群を活発・不活発化させる。活発期の対流群の内部においてSCCが顕著に見られ、 $10\text{ms}^{-1}$ 以下のゆっくりとした速度で東進する。従来の大部分の静力学モデルによる研究においては、SCCとマデン・ジュリアン振動とは同位相を保ちながら伝播するという特徴をもっていたのに対し、本研究では、ゆっくり( $10\text{ms}^{-1}$ 以下)東進するSCCやそれに伴う鉛直循環と、30日波(約 $15\text{ms}^{-1}$ )とが異なる位相速度で伝播する点で、近年の観測的研究と整合的な結果が得られた。SCCの遅い位相速度が得られたのは、海面水温の東西非一様(暖水域の存在)のためであることが示唆される。

近年の観測的研究により、MJOは $40\text{--}45\text{ms}^{-1}$ の位相速度をもつ大規模(総観規模以上)な重力波と共存することも明らかになっている。本研究では、この共存を数値実験によって初めて再現した。この重力波は、位相速度から推察されるように、対流圏全層にわたる深い鉛直構造をもつ、凝結を伴わない内部重力波である。実際、この波は対流をmodulateはするものの、顕著には相互作用しない。この波は、SCC内に存在する2-4日の時間スケールをもつCCやLCCによって励起されていることが分かった。

## 目次

1 序	1
2 モデル・数値実験の概要	11
2.1 基礎方程式系	11
2.2 雲の微物理過程	12
2.3 境界条件	14
2.4 領域・基本場と実験設定	14
3 スーパークラウドクラスターの組織化のメカニズムと対流の振舞い	17
3.1 対流の組織化に対する重力波の効果	17
3.2 重力波と WISHE のメカニズムにより励起・維持される西進クラウドクラスターとその集団としてのスーパークラウドクラスター	20
3.2.1 対流の多重構造—全体的な特徴	21
3.2.2 クラウドクラスターとその内部のメソスケール対流の振舞いと維持のメカニズム	24
3.2.3 wave-CISK の存在	25
4 約 30 日で伝播する惑星スケールの東進重力波と約 $40\text{ m s}^{-1}$ の速度で伝播する重力波—マデン・ジュリアン振動の理解へむけて—	28
4.1 領域 $1\text{ 万 km} \cdot \text{closed domain}$ と領域 $4\text{ 万 km} \cdot \text{cyclic domain}$ での対流の起こり方の比較	29
4.2 一般風の鉛直分布がジェット型とシアなしの場合の対流の起こり方の比較	30
4.3 30 日波の全体的な特徴	31
4.4 $40\text{--}45\text{ m s}^{-1}$ の速度をもつ重力波	34
4.5 鉛直構造	35
5 まとめ・議論	38
謝辞	48
参考文献	50

## 1 序

条件付不安定な熱帯大気中の積雲対流は、潜熱の放出を通して擾乱の励起や発達に本質的な役割を果たしていることはよく知られている。積雲対流はしばしば組織化された形で存在し、組織化した対流が擾乱と相互作用することによって、擾乱の性質や振舞い、自分自身の組織化にも影響を及ぼしている。したがって、積雲対流の組織化のメカニズムや擾乱との相互作用を明らかにすることは熱帯気象学の重要な問題となっている。古くからその存在が知られていた熱帯低気圧や偏東風波動においては、組織化された積雲対流が熱放出等を通してそれらの発達・維持に寄与している。

近年、熱帯対流圏において関心を集めている擾乱に、30-60日の周期で風・気圧場等が振動する現象がある。Madden and Julian (1971,1972)が発見したこの振動現象は、30-60日周期振動、季節内振動、マデン・ジュリアン振動(以下MJO; Madden-Julian Oscillation)などと呼ばれ、熱帯域、とくに赤道付近で大きな振幅をもち、東向きに地球を一周する惑星スケール(東西波数1)の東西循環として特徴づけられる。MJOは、70年代末からの観測的研究によって示されてきたように、熱帯のENSOなど数年スケールの変動から、アジア、オーストラリアモンスーンなどの季節変動、熱帯低気圧などの一週間くらいの時間スケールをもつ擾乱、海洋大陸付近の対流の日変化に至るまで様々な現象と関連をもち、幅広い側面から関心を集めている熱帯擾乱である(Madden and Julian,1994)。一方で、数値モデルによる研究や理論的研究も活発に行われてきたものの、その励起・維持のメカニズムの理解は依然として不十分な状況にある。理解を困難にしている原因の一つに、MJOに伴って現れ、その励起・維持において本質的な役割を果たしていると思われる「大きなスケールに組織化された」対流の振舞いがあまり理解されていないことが挙げられる。

Madden and Julian (1971,1972)によって、MJOの東西循環が下層収束・上層発散の深い鉛直構造をもつこと、この循環が大規模な対流によって駆動されていることは示唆されていた。赤道域を40日周期で東進する大規模な雲擾乱の存在は、Zangvil(1975)のスペクトル解析によっても報告され、また、Yasunari(1979,1980)によって、アラビア海から太平洋における大規模対流の東進がMJOと関連をもつことが見出されたのをはじめとして、MJOに伴う大規模対流の振舞いが多いの衛星観測の解析や数値実験によって明らかになった(Weickmann et al., 1985; Lau and Chan, 1986 他)。Nakazawa (1986)やMurakami et al. (1986)は、MJOに伴う東西循環の下層収束域で大規模な対流が存在することを見出した。同じ頃、数値実験の立場から、Hayashi and Sumi (1986)は、東西一様かつ赤道付近で最も高温の海面水温の分布を与えた全球海洋の大気循環モデル(GCM)を用いて、約30日で赤道を一周するMJOに似た波数1の風・気圧場等の東進

を再現し、東進は大規模な対流(降水)の東進を伴っていること、対流に伴う熱放出が振動の維持に重要な役割を果たすことを示唆した。さらに、大規模な対流が数千 km の水平スケールをもつ雲塊から成り立っていることを見出し、その雲塊をスーパークラウドクラスターと命名した。スーパークラスターのスケールに匹敵する雲塊が MJO に伴う大規模対流の内部に現実存在することが Hayashi and Nakazawa(1989) による衛星データの解析によって確認された。さらに、多くの観測的研究 (e.g., Knutson et al. 1986; Knutson and Weickmann, 1987; Hartmann and Gross, 1988; McBride et al., 1995) により、スーパークラスター (以下 SCC) を含む大規模な対流のライフサイクルと MJO の循環との関連が解析され、SCC がインド洋付近で発生し海面水温の高い西部太平洋上で発達しながら  $3-6 \text{ ms}^{-1}$  の速度で東進し、海面水温の低い中部太平洋上で衰弱する水平スケール  $2,000-5,000 \text{ km}$  の巨大な雲塊であること、この総観スケールの SCC を含む大規模対流が MJO において本質的な役割をもつことなどが示され、SCC は MJO と密接な関連をもつことが観測的研究から示唆された。

MJO の維持における対流の重要性に加えて、Hayashi and Sumi(1986) は、MJO や SCC が赤道波 (Matsuno, 1966) のうちのケルビン波やロスビー波と密接に関連している可能性を示唆し、その後の理論的研究の基礎を与えた。実際、SCC や MJO は赤道付近で活発な東進擾乱という点や、その水平・鉛直構造においてケルビン波と似た特徴をもつことが多くの観測的研究により確かめられており、対流が重要なケルビン波という観点は 80 年代後半からの多くの数値モデルや理論的研究の基礎となっている。それらの研究の主な考え方は次のようなものである。ケルビン波は対流から放出される熱をエネルギー源として発達する。一方で、ケルビン波に伴う運動は水蒸気収束などにより対流の維持に好都合な環境をもたらす。すなわち、対流 (SCC) とケルビン波との相互作用によって MJO や SCC が発達・維持されるという考え方である。この考え方は wave-CISK (Conditional Instability of the Second Kind) と呼ばれ、もともとは Charney and Eliassen (1964) や Ooyama (1964) によって熱帯低気圧 (渦擾乱) のメカニズムを説明するために導入されたものを Yamasaki (1969, 1971) が熱帯波動擾乱に拡張したもので、また、Hayashi (1970, 1971) や Lindzen (1974) によっても論じられている。しかし、当時の議論はまだ MJO や SCC を対象としたものではなかった。SCC や MJO における wave-CISK の重要性は Hayashi and Sumi(1986) により示唆され、その後、非常に多くの理論的研究や数値モデルがケルビン波の CISK という観点から議論を行っている (e.g., Lau and Peng, 1987; Miyahara, 1987; Takahashi, 1987; Chang and Lim, 1988; Itoh, 1989; Numaguti and Hayashi, 1991; Yoshizaki, 1991)。しかしながら、Chao (1995) も指摘しているように、多くの研究では観測から知られている SCC の特徴をうまく説明することができなかった。すなわち、 $10 \text{ ms}^{-1}$  以下の遅い東進と数千 km

スケールの卓越である。MJO についても、周期が短く、また惑星規模の卓越が説明できないなどの問題が指摘され、とくに、周期が短いという問題点は、近年の AMIP (Atmospheric Model Intercomparison Project) の一環として行われた多くの GCM にある MJO の解析においても根本的な課題として解決が求められている (Slingo et al., 1996)。

Ohuchi and Yamasaki(1997) は線形論の立場から SCC の研究におけるそれらの問題点を調べ、過去の静力学モデルによる数値実験は対流のパラメタリゼーションの不適切さに起因する擾乱を扱っていた可能性があること、SCC やケルビン波 (赤道波) の励起や SCC との相互作用、MJO のメカニズムを適切に理解するためには、従来のパラメタリゼーションを根本的に見直す必要があることを強調した。そのためには対流 (SCC) の組織化のメカニズムについての理解を深めることが重要である。

SCC における対流の組織化の重要な特徴は、その内部に様々な時間・空間スケールの対流が階層を成して存在することである (Nakazawa, 1988; Lau et al., 1991; Sui and Lau, 1992; Dunkerton and Crum, 1995; Chen et al., 1996)。Nakazawa(1988) は 3 時間間隔の衛星データを解析し、SCC の内部に水平スケール  $100-200 \text{ km}$  程度、寿命が 1-2 日のクラウドクラスターが存在することを示した。このクラウドクラスターは発達しながら西進すること、古いクラウドクラスターの東側で新たなクラスターが次々と生じることによって、全体として 8-20 日程度の寿命をもつ SCC の東進がもたらされるのが明らかになった。古いクラスターのどの程度東側で新たなクラスターがつくられるか、新たなクラスターがどの程度の速度で西進するかなどによって全体としての SCC の振舞いが決まっており、したがって、クラウドクラスターの振舞いを理解することが SCC の理解にとって本質的に重要であることが示唆された。すなわち、SCC は東進する単一の総観スケールの対流ではなく、その実体はクラウドクラスターの envelope であるという認識が重要である。

しかしながら、従来のパラメタリゼーションを用いたモデルによる研究では、パラメタリゼーションの不適切さに加えて、モデルの分解能の制約のために、クラウドクラスターやそれに伴う運動をうまく表現できなかった。SCC の「実体」はクラウドクラスターであるから、SCC や MJO の議論においては、クラウドクラスターの振舞いを表現することが重要である。その上で、SCC の励起・維持のメカニズム、すなわち、SCC を構成するクラウドクラスターが、何故東側で次々と発生し、1-2 日の時間スケールで西進し、衰えるのか、何故全体として東進する SCC やそれに伴う循環が維持されるかといった問題を考えることが可能となる。

また、クラウドクラスターの集団として SCC を適切に表現できないことと根本的に

同じ問題と思われるが、過去の SCC の理論的・数値的な研究がうまく説明できなかった別の大きな問題点として、SCC の東進が惑星スケールの MJO の伝播とほぼ「同位相」で「持続的に」起こってしまうことが挙げられる。現実の SCC の東進は、既存のクラウドクラスターの数百-2,000km 程度東側で新たなクラスターが発生することによって起こる (Nakazawa, 1988; Takayabu and Murakami, 1991; Lau et al., 1991; Chen et al., 1996) から、むしろ「断続的」であり、MJO の持続的な東進と本質的に異なっている。実際、多くの観測によれば、SCC は海面水温の高いインド洋や西太平洋において非常にゆっくり東進するが停滞する場合が多く、全球にわたって連続的に東進する MJO と対照的な振舞いを示すことが知られている (Weickmann et al., 1985; Hartmann and Gross, 1988; Weickmann and Khalsa, 1990; Weickmann, 1991; Hendon and Salby, 1994; Chen and Houze, 1997b 他)。とくに、Weickmann and Khalsa (1990) や Weickmann (1991) は、SCC はインド洋や西太平洋において連続的な伝播というよりは基本的に停滞する傾向 (準停滞性) をもつこと、SCC の東進は、準停滞性の対流が散発的に東方へ移動する結果として起こること (Fig. 2.5 in Weickmann, 1991) を示した。SCC と MJO のこのような伝播の性質の違いは、東進速度の違いにも現れる。すなわち、Knutson et al. (1986) など初期の MJO と大規模対流群の解析において示されていたように、MJO は 30-50 日で赤道域を一周するのに対し、SCC は、同じ時間スケールで、インド洋付近から中部太平洋まで、赤道一周の 1/4 から 1/3 の距離を伝播するため、MJO の東進速度、約  $10-15 \text{ ms}^{-1}$  に対して、SCC の速度は  $3-6 \text{ ms}^{-1}$  程度となる (Hendon and Salby, 1994; Weickmann, 1991 他)。このことは、従来の多くの数値実験 (Hayashi and Sumi, 1986; Lau et al., 1989; Numaguti and Hayashi, 1991; 中島, 1994, 他多数) で得られたような MJO や大規模な東進波動と SCC との強い結合、あるいは同位相の関係を保ったままの連続的な伝播があまり現実的でないことを示している。SCC のゆっくりした東進、すなわちクラウドクラスターの東側での生成は、単に MJO や東進波動に伴う下層収束域の持続的な東進によるものではなく、他のメカニズムによりもたらされている可能性がある。

そのメカニズムを理解するにあたって、近年の観測的研究が手がかりを与えてくれる (Velden and Young, 1994; Chen et al., 1996; Chen and Houze, 1997a)。彼らは、SCC とその内部のクラウドクラスターという階層構造にとどまらず、クラウドクラスターの内部には数十 km のスケールをもつメソスケールの対流が存在すること、クラウドクラスターの振舞いはメソスケールの対流により強くコントロールされていることを見出した。また、Hendon and Liebmann (1994) や Takayabu et al. (1996) は、メソスケールの対流から成るスコールラインと共通したメカニズム (例えば環境風の鉛直シア) が西進クラウドクラスターにおいても働き得ることを推測した。その後の観測的研究により、降

水によるダウンドラフトや冷気塊がクラウドクラスターの維持において何らかの役割をもつこと、西進クラウドクラスターは本質的にメソスケールの対流の集団として存在するため、メソスケールの対流に注目することが重要であるという示唆がなされている (Haertel and Johnson, 1998)。

このようなメソスケールの対流 (積雲対流が組織化した対流) という概念、すなわち、時間スケールでみて積雲対流とクラウドクラスターの中間のスケールに相当する対流は、熱帯のスコールラインの対流セルや熱帯低気圧のスパイラルバンドなどの構成要素として普遍的に存在し、全体の対流システムやそれに伴う循環の形成・維持において重要な役割を果たしていることが Yamasaki (1983, 84, 88) により示唆された。時間スケールは通常、数時間である (Yamasaki, 1984)。SCC においても、メソスケールの対流 (以下 MC) がどのようなメカニズムによってクラウドクラスターを形成するかを明らかにすることは、クラウドクラスターがどのようなメカニズムによって東進する SCC に組織化されるかや、SCC の対流の階層構造の形成・維持に対する理解を得るために重要である。

本研究の目的の一つは、以上の観点の下に、MC がどのようにしてクラウドクラスターを形成し、さらに SCC のような数千 km スケールの階層的な対流群に組織化されるかを調べることである。その意義は大きくわけて 2 つある。ひとつは、MC の集団という観点からの研究が過去にほとんど存在しなかったことである。数値モデルによる研究の多くは静力学の仮定の下に積雲対流をパラメタライズした数十 km 以上の格子間隔のモデルを用いて SCC の励起・維持のメカニズム (とくに大規模な波動との相互作用という観点からの研究を中心に) を調べており、MC やその集団としてのクラウドクラスターは注目しないか、あるいは適切に表現し得なかった。中には、クラウドクラスターをシミュレートしたとしているもの (Itoh, 1989; Lau et al., 1989; Yano et al., 1995) もあるが、分解能の粗さや前述したパラメタライゼーションの妥当性を考えると疑問が残る。従来はほとんど注目されなかった MC の集団として SCC の階層を理解してはじめて、SCC の振舞いを適切に論ずることができ、SCC が重要な役割をもつ MJO の励起・維持のメカニズムや、SCC と MJO との関連を理解するための基礎を得ることが可能になると考えられる。もう一つの意義は、SCC や MJO の問題に限らないが、MC の振舞いの理解を通して熱帯の対流の組織化の理解を深め、対流のパラメタライゼーション改善のための基礎を得ることである。

以上の目的のために、本研究では対流を陽に表現できる非静力学モデル (Yamasaki, 1984) を用いて数値実験を行った。その結果、積雲対流の集団としての MC、MC の集団としてのクラウドクラスター、さらにクラウドクラスターの集団として東進する階層的な SCC に似た数千 km スケールの対流が再現された。2 次元モデルの範囲内ではあるが、対流を陽



に表現できるモデルを用いることによって、SCCやMJOの励起・維持のメカニズムに因っていくつかの新たな知見が得られた。

その一つは、従来のSCCの研究でほとんど注目されることのなかった、対流自身が励起する小規模(O(10-100km))の重力波が、対流の組織化に対してかなり重要な役割を果たすことである。

対流活動に伴ってしばしば小規模の重力波が存在することは中緯度のストームやスコールラインの観測で報告されており(e.g., Uccellini, 1975; Koch and Dorian, 1988)。また、理論的な興味からは重力波が雲や降水活動をモジュレートしたり不安定な大気中で対流活動を励起し得ることは古くから知られていた(e.g., Chimonas et al., 1980)。中層大気では準2年周期振動など様々な現象において重力波が重要な役割をもつことが知られ、重力波の研究は関心を集めてきたが、80年代になってその主な励起源と考えられる対流圏の対流からの励起のメカニズムや鉛直伝播の様子に注目した研究がみられるようになった(e.g., Fovell et al., 1992)。しかしながら、対流圏において重力波が対流の発生・発達をどのようにコントロールするか、どのようにして対流の「集団化」あるいは「組織化」に寄与するかという観点からの研究はほとんど存在しなかった。近年になって、数値実験の立場から熱帯のスコールラインに対する重力波の影響を調べた研究がみられるようになった(e.g., 山岬・瀬古, 1992; Schmidt and Cotton, 1990; Cram et al., 1992; Yang and Houze, 1995)。

山岬・瀬古(1992)は非静力学モデルを用いた数値実験において2つの対流が励起した重力波が新たな対流の発生をもたらすスコール型の対流を発達させる場合があることを示し、重力波が対流の組織化に役割をもつ可能性を論じた。本研究は、その重力波のメカニズムがSCCの階層構造の形成・維持において重要な役割をもつことを示唆するものである。すなわち、MCが重力波を励起しながらクラウドクラスターに組織化され、クラウドクラスターがさらに重力波を励起しながら新たなクラウドクラスターをつくりながら、階層を含む数千kmスケールのSCCのゆっくりした東進をもたらしている。前に指摘したような、多くの数値モデルによる研究でみられた速すぎる東進速度や小さすぎる水平スケールなどの問題は起こらない。

本研究と同様、個々の対流雲を表現できる2次元非静力学モデルを用いて「積雲対流」-「クラウドクラスター」の階層を含む総観スケールの東進対流群(スーパークラスター)の組織化のメカニズムに注目した研究は、中島(1994)によって最初に行われた。本研究と中島(1994)の結論とで一致する点は、Emanuel(1987)やNeelin et al.(1987)によって提唱されたWISHE(Wind-Induced Surface Heat Exchange)

またはEWF(Evaporation-Wind Feedback)が雲群の東進に対して重要な役割を果たすことである。現実大気でSCCやMJOの東進が見られるときの下層風系がWISHEが前提とするように東風であるかという点で、WISHEの妥当性がしばしば議論されてきた(Wang, 1988b; Neelin, 1988; Emanuel, 1988)。否定的な立場の研究の多くは、その根拠としてSCCは下層の東風域ではなく西風域に存在することを挙げている。しかしながら、SCCの組織化との関連をみるには、これらの議論は以下の点から不十分である。もし西風の存在が真実であったとしても、その西風がどのようにもたらされているか、どのような時空間スケールのものであるか、また、SCC(対流)の発達段階との関係はどうであるかについて議論されていない。たとえSCCの時空間スケールでみれば下層は西風であったとしてもそれよりも小さなスケールのクラウドクラスターやメソスケール対流に伴う風の場合は変動しているはずであるし、SCCの発達段階に応じて風系は異なることが想像される。多くの研究では、時間・空間平均を施し、また、ある程度発達した状態のSCCを議論していると思われる。対流の集団化や発達に伴って循環が強化され、したがって下層の一般風が東風という状況下で、対流の下層東側で東風が強化され、東側での湿潤化(海面からの蒸発)が促進されるという過程は自然なものであることに留意すべきである。問題は、それにも拘らず「発達した」SCC域では何故西風が卓越し得るかという点にある。例えば、対流(SCC)の発達の結果として下層西風がつくられる可能性が考えられる(Kiladis et al. 1994; McBride et al., 1995; Hashiguchi et al. 1995; Fraedrich et al. 1997)。Hashiguchi et al. (1995)は高時間分解能の境界層レーダーの観測から、平均的な下層風は西風であったとしても、SCCの通過前は西風が弱まるか、弱い東風がみられること、対流(SCC)の通過に伴って、下層風系が大きく変動することを報告している。また、対流の効果とは別に、対流の西側に存在する下層の双低気圧に付随する低気圧性の循環も、西風の励起または強化に寄与している可能性が大きい。一方、最近の観測的研究は、SCCの東進が起こる数日から10日ほど前は、むしろ風による蒸発の効果は非常に弱いという結論を得ており、風に代わってMJOの東側での蒸発を担っているものは「海洋と大気との間の温度差」であること、したがって大気-海洋相互作用という観点からMJOの東進を論ずる必要があることを示唆している(Nakazawa, 1995; Zhang, 1996; Flatau et al., 1997; Hendon and Glick, 1997; Lau and Sui, 1997)。しかしながら、大気-海洋の双方の効果を議論する以前に重要な問題として、前述のようにSCCの時空間スケールでの風系はどのようにになっているのか、また、SCCの対流を東側でつくるメカニズムは何であるか等、大気のみにおいても理解されていない問題が残されている。これらの問題を本研究のような対流雲を解像できるモデルを用いて調べる意義は大きいと考える。

なぜ中島(1994)に重ねて、本研究で対流雲を表現できる2次元モデルを用いてスーパークラスターに関する研究を行うか、いくつか理由を述べてみたい。第一の理由は、中

島 (1994) の研究は熱帯における積雲対流の組織化という一般的 (理論的) な観点に基づいたものであって、スーパークラスターという現実の現象をそれほど強くは念頭においていない点である。そのことは、中島 (1994) が「スーパークラスター」という言葉を用いていないこと (代わりに、大規模な「東進対流群」という言葉を用いている) や、観測との対応を述べていないことから分かる。また、風・気圧・温度場については議論されなかった。再現された「東進対流群」は  $20 \text{ ms}^{-1}$  と現実大気のスーパークラスターよりもかなり速い位相速度を示していた。第二の理由は、そのような速い速度で伝播する対流群が現実的であるかという問題に関連している。中島 (1994) は、速い対流群が大規模波動の伝播によりもたらされ、波動と対流の間には相互作用 (wave-CISK) が働くことによって双方が維持されると結論した。そう結論する根拠が十分であるか、また、そこでの wave-CISK という概念が適切かどうか疑問である。中島 (1994) においては、大規模な不安定波動の存在が風・気圧・温度場において示されていないため、なぜ wave-CISK と結論したのか根拠が明瞭でない。また、たとえ wave-CISK と結論できる不安定な波の構造が得られていたとしても、 $20 \text{ ms}^{-1}$  程度の速い位相速度をもつ波を現実的な wave-CISK と呼べるかどうか疑問である。 $20 \text{ ms}^{-1}$  程度という速い位相速度をもつ重力波は、前述したように、対流をパラメタライズしたモデルでみられた、現実大気には存在しないと思われる重力波 (Ohuchi and Yamasaki, 1997) に対応している可能性が大きい。中島 (1994) は放射冷却の鉛直分布を調節し、上層で強い放射冷却を与えることによってそのような波を得た。これは、現実的でない過去の wave-CISK の結果と整合的である。第三の理由は、なぜ西進するクラウドクラスターの集団として「東進対流群」が形成されるか、すなわち、対流の組織化のメカニズムが明瞭に論じられていない点である。また、本研究の結果で明らかになるメンスケール対流 (MC) の重要性は、あまり認識されなかった。また、中島 (1994) は、 $4,000 \text{ km}$  と  $16,000 \text{ km}$  程度の波を扱っていて、 $40,000 \text{ km}$  位の大きなスケールの波 (波数 1) まで論じていない。本研究では、最初に数千 km から  $10,000 \text{ km}$  位の水平スケールの擾乱を扱い、さらに  $40,000 \text{ km}$  の場合についても論ずる。2 次元の範囲ではあるが、SCC が励起する MJO に似た地球規模の波動 (30 日波) に注目し、MJO の東進重力波としての振舞いやその励起・維持における SCC の役割の基礎を調べる点にも特色がある。

以上の動機に基づいて 2 次元非静力学モデルを用いた数値実験を行った結果、先に述べたような、対流の階層的な組織化に寄与する重力波のみでなく、SCC から様々な位相速度や振舞いをもつ波動が励起され、SCC や 30 日波と共存することが見出された。本論文では、それらの波の振舞いや対流活動との関連についても議論する。以下、この問題に関する従来の研究を少し述べてみたい。

近年の観測的研究により、赤道域には様々な波動が存在すること (Takayabu, 1994a,b;

Wheeler and Kiladis, 1997)、MJO や SCC に伴って様々な波動が存在し対流に影響を与えていることが示唆されている (Wheeler and Kiladis, 1997; Milliff and Madden, 1996; Bantzer and Wallace, 1996 他)。

Takayabu (1994b) は、西太平洋赤道域で 1.5-2.5 日程度の時間スケールをもつ対流の変動が、 $3,000\text{-}5,000 \text{ km}$  の水平スケールをもち、一般風に対して約  $20\text{-}30 \text{ ms}^{-1}$  の速度で伝播する西進波と密接に関連していること、この波が南北モード  $n=1$  の西進慣性重力波 (Matsumoto, 1966) に似た構造をもつことを見出した。さらに、この西進波が SCC 内部の西進クラウドクラスターと結合し、約 1-2 日の時間スケールをもつクラウドクラスターの振舞いを力学的にコントロールしている可能性を推測している。同様の推測は Chen et al. (1996) や Chen and Houze (1997a) によってもなされ、SCC 内部の西進クラウドクラスターのメカニズムの一つの仮説としていくつかの数値実験において検討されている (Liebmann et al., 1997; Numaguti and Hayashi, 1997)。一方、本研究で再現された SCC 内部のクラウドクラスターにおいても、約 1-3 日の時間スケールの変動が見られ、それに伴って西進重力波が励起されて  $40 \text{ ms}^{-1}$  程度の速度で伝播した。しかしながら、上述の研究が推測したような西進波と西進クラウドクラスターとの強い結合は存在しない。

従来の研究では、MJO の 30-60 日周期の「ゆくりした」東進が多くの注目を集めてきたが、最近の研究により、MJO は「速い」波も伴うことが明らかになってきた。MJO の気圧変動とともに  $40 \text{ ms}^{-1}$  程度の速い位相伝播が存在するという情報は MJO の発見当初の Madden and Julian (1971,72) のスペクトル解析の結果に含まれていた (Madden and Julian, 1994) が、Milliff and Madden (1996) は、その「速い」伝播に着目し、その振舞いや MJO との関連を調べる目的で、過去と近年の海面気圧のデータを解析した。その結果、中部・東部太平洋において約  $40 \text{ ms}^{-1}$  の速度で伝播する「速い」波が存在することを見出し、この波が MJO に伴ってインド洋・西太平洋に存在する対流 (SCC) から励起されている可能性を示唆した。同程度の速度をもつ速い波の存在は、上層の温度偏差や速度場の変動においても見出されつつあり (Bantzer and Wallace, 1996)、また、TOGA COARE 期間の衛星データを用いた最近の観測的研究によって、赤道西部-東部太平洋に存在する地表風の  $40 \text{ ms}^{-1}$  程度の東進が、MJO に伴うインド洋付近の大規模な対流から励起された波動によりもたらされていることが示されている (Milliff et al. 1998)。本研究においても、SCC から  $40\text{-}45 \text{ ms}^{-1}$  で伝播する重力波が再現された。この波はとくに中・上層の温度偏差や鉛直速度の偏差において明瞭であり、また、東西風や気圧場の変動においても、惑星スケールの 30 日波に重なって存在していた。その位相速度から推察されるように、この波は凝結を伴わない深い鉛直構造をもつ重力波である。本論文では、この波が対流からどのように励起され、対流にどのような影響を与えるかについても議論したい。

本論文の構成は以下のとおりである。第2節において、モデルと数値実験の概要を述べる。第3節において、まず、対流の励起した重力波がどのようにして新たな対流をつくり、対流の集団を形成するかについてそのメカニズムを論ずる。次に、このメカニズムによって「メソスケール対流」-「クラウドクラスター」-「SCC」の階層的な組織化を説明できることを示すとともに、対流の振舞いを論ずる。さらに、対流群によってつくられた「重力波の構造をもって東進する擾乱」すなわち wave-CISK による擾乱が SCC により励起され SCC と共に存在し得ることを示したい。第4節では、周期境界条件を用いた 4 万 km の領域を与えた数値実験を行い、SCC により励起される MJO に似た惑星スケールの波の振舞いや SCC との関連を論ずる。加えて、40-45 ms<sup>-1</sup> で伝播する速い波の振舞いや MJO との関連も議論する。第5節において結果をまとめ、議論する。

## 2 モデル・数値実験の概要

### 2.1 基礎方程式系

Yamasaki(1984)の非弾性2次元モデルを用いた。2次元のモデルを用いることは、現象の本質を把握するためにも、3次元モデルを用いた研究へのステップとしても重要である。また、序でも述べたように、本研究では、個々の対流雲やそのメソスケールの集団を適切に表現できる分解能を確保しながら、同時に SCC や MJO スケールの運動も扱うために、3次元モデルを用いる研究は計算機資源の制約から鑑みて現段階では難しい。本研究では赤道-鉛直2次元のモデルを扱う。したがってコリオリ効果は考慮しない。

このモデルの力学部分は Ogura and Phillips(1962)に基づいている。Yamasaki(1975)は、これに水蒸気・雲水・雨水の効果を取り入れそれぞれを予報する方程式を加えた。これらの水物質は保存則を満たしながら相変化(凝結・蒸発)する。それに伴う温度変化が力学部分を通して大気の運動に反映する。すなわち、対流に伴う熱力学・力学的な効果を記述できる方程式系となっているという点が特徴で、この方程式系を用いた数値実験(Yamasaki, 1983, 1984)では、熱帯低気圧や偏東風波動擾乱が雲群との相互作用により発達する様子が比較的よく再現されている。

基本場の水平風速  $U$ 、温位  $\theta_0$ 、密度  $\rho_0$ 、水蒸気の混合比  $q_{i0}$  を用いて擾乱成分の方程式は次のように記述できる。以下、運動方程式、連続の式、熱力学第一法則、水蒸気、雲水、雨水の混合比に対する式である。

$$\frac{du}{dt} + w \frac{\partial U}{\partial z} = -C_p \theta_0 \frac{\partial \pi}{\partial x} + F(u) \quad (1)$$

$$\frac{dw}{dt} = -C_p \theta_0 \frac{\partial \pi}{\partial z} + g \left( \frac{\theta}{\theta_0} + 0.608 q_n - q_c - q_r \right) + F(w) \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho_0 u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_0 w)}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{d\theta}{dt} + w \frac{\partial \theta_0}{\partial z} = \frac{L}{C_p \pi_0} (C - E_r) + Q_R + F(\theta) \quad (4)$$

$$\frac{dq_n}{dt} + w \frac{\partial q_{n0}}{\partial z} = -C + E_r + F(q_n) \quad (5)$$

$$\frac{dq_c}{dt} = C - A - C_0 + F(q_c) \quad (6)$$

$$\frac{dq_r}{dt} = -E_r + A + C_0 + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 q_r V_T) \quad (7)$$

ここで

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (U+u)\frac{\partial}{\partial x} + w\frac{\partial}{\partial z}$$

$$F(Y) = K_H \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho_0 K_V \frac{\partial Y}{\partial z} \right)$$

変数・定数は以下の通りである。x:水平座標, z:高度, t:時間, u:水平風速, w:鉛直速度,  $\theta$ :温位偏差(摂動成分), 気圧の変数として Exner function  $\left[ \pi_0 + \pi = \left( \frac{P_0 + P}{P_{00}} \right)^{R/c_p} \right]$  ( $\pi_0, \pi$ はそれぞれ Exner function の基本場, 摂動成分,  $P_{00}$ :基準気圧 (1,000hPa),  $P_0$ :基本場の気圧,  $P$ :気圧偏差)を用いる。水物質に関しては  $q_{v0}$ :水蒸気の混合比の偏差,  $q_v$ :雲水量の混合比,  $q_r$ :雨水量の混合比である。雲の微物理過程に関しては A:雲粒の成長による雲水から雨水への変換率 (Autoconversion),  $C_0$ :雲水の捕捉による雨水の成長率 (Collection),  $E_r$ :雨水の蒸発率,  $C$ :凝結率(負の場合は蒸発率),  $V_T$ :空気に相対的な雨水の終端落下速度である。また,  $Q_B$ :放射率は, コンスタントな冷却項(係数 1/day)および偏差を基本場に回復させる項(係数 0.1/day)とから成る。また定数は以下のとおりである。L:水の潜熱(凝結熱)( $2.5 \times 10^6$ J),  $C_p$ :定圧比熱( $1.004 \times 10^3$ J/K),  $g$ :重力加速度 ( $9.8 \text{ms}^{-2}$ )。さらに  $K_H$ :水平渦拡散係数,  $K_V$ :鉛直渦拡散係数については  $K_H = 100 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ,  $K_V = 10 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ と仮定した。

## 2.2 雲の微物理過程

雲水は空気とともに運動し, 雨水は周囲の空気に対して相対的に  $V_T$  で落下するとし, その終端落下速度  $V_T$  を以下のように与えた。なおこれら微物理過程の表式は cgs 単位系で表している。

$$V_T = 2.9 \times 10^3 (\rho_0 q_r)^{\frac{1}{2}}$$

拡散過程により雲水が成長し雨水へ変換する効果 (Autoconversion) を Berry のパラメタリゼーション (Berry, 1968) により表現した。すなわち,

$$A = \frac{b_1 \rho_0 q_v^2}{1.0 + \frac{b_2}{\rho_0 q_v}}$$

で与えた。パラメターの値は  $b_1 = 50.0$ ,  $b_2 = 0.366$  を用いた。

雨水が雲水を捕捉して成長する効果 (Collection) については Kessler のパラメタリゼー

ション (Kessler, 1969) を用いた。この効果による雨水の成長率  $C_0$  は

$$C_0 = 929 q_v (\rho_0 q_r)^{\frac{1}{2}}$$

と与えた。

水蒸気の扱いに関しては, 過飽和の水蒸気は直ちに凝結し雲水に変換されるとした。また, 雲水は不飽和域では飽和になるまで瞬間的に蒸発すると仮定した。一方, 雨水については, 不飽和域では蒸発率  $E_r$  で蒸発するとし以下のように与えた。

$$E_r = \begin{cases} 4.32 \{q_v - (q_{v0} + q_r)\} (\rho_0 q_r)^{\frac{1}{2}} & (q_{v0} + q_r < q_v; \text{不飽和時}) \\ 0 & (q_{v0} + q_r = q_v; \text{飽和時}) \end{cases}$$

ここで,  $q_v$  は飽和混合比で, 次のように表される。

$$q_v = \frac{0.622 e_s}{P_0 + P - e_s}$$

ここで  $e_s$  は飽和水蒸気圧で, Tetens の公式

$$e_s = 6.11 \exp \frac{17.27(T + T_0 - 273.16)}{T + T_0 - 35.86}$$

に従うものとする ( $T$ :温度偏差)。ただしモデルの中で計算では  $q_v$  は次の式で近似した。

$$q_v = \left\{ a(P_0, T_0) T^2 + b(P_0, T_0) T + c(P_0, T_0) \right\} \left( 1 - \frac{P}{P_0} + \frac{P^2}{P_0^2} \right)$$

つまり  $T$  の 2 次式と気圧偏差による補正項からなっており, さらに  $T$  の 2 次式の係数  $a, b, c$  は  $P_0$  と  $T_0$  の関数となっている。

温度偏差については近似的に以下のように計算する。

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\theta}{\theta_0} + \frac{\pi}{\pi_0} \quad (8)$$

### 2.3 境界条件

以下の境界条件を用いる。

領域は、高度 22.6km までを扱い、上端・下端とも、フリースリップ、鉛直速度なしとする。すなわち、

$$w = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

また、上端では温度と水蒸気の混合比の擾乱成分はないとした。すなわち、

$$\theta = 0, q_a = 0 \quad (11)$$

ここで用いている上端での境界条件は重力波の反射を許すものであるが、反射した重力波は対流圏に入射して対流の振舞いに大きな影響を与えない。下端では、海面からの顕熱 ( $F_S$ )、潜熱 ( $F_L$ ) の輸送をバルク法により取り入れた。すなわち、

$$F_S = \rho_0 C_p C_E |U_a + u_a| (T_{sea} - T_a) \quad (12)$$

$$F_L = \rho_0 L C_E |U_a + u_a| (q_{sea} - q_a) \quad (13)$$

ここで、 $T_{sea}$  は海面水温、 $q_{sea}$  はそれに対応する飽和混合比である。 $a$  を付した物理量は、下端 (海面) 付近での大気における値をあらわす。 $C_E$  は顕熱・潜熱の輸送に関する係数で、 $C_E = 0.0015$  とした。

水平方向については、実験によって、closed condition, cyclic condition の 2 種類の境界条件を用いた。closed condition では、

$$u = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \pi}{\partial x} = \frac{\partial q_v}{\partial x} = \frac{\partial q_r}{\partial x} = \frac{\partial q_r}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

とした。

### 2.4 領域・基本場と実験設定

以上の方程式系を差分化し、時間積分を行う。計算スキームは、空間差分については、移流項については中央差分と前方差分の比を 3:2 とし、拡散項については前方差分を用いた。時間ステップは 10 秒で、計算不安定が起きないよう 7.5 秒とした場合もある。

水平方向の計算領域は、とくに断らない限り、積雲対流を表現できるような細格子域 (1km 間隔) とその外側の粗い格子域とから成る。粗い格子域では細格子域の外側ほど徐々に粗い格子を用いた (最大 25km まで)。鉛直方向には、600m の格子間隔を下端から高さ 12km まで、その上ではやや粗い格子間隔で、上端の 22.6km まで 30 層をとった。

基本場としては、熱帯の条件付不安定な大気を仮定して、下層を湿らせることによって対流活動が起こりやすくしてある。図 2.1-a に基本場の温度 (左図)・湿度 (右図) の鉛直分布を示した。

本研究では表 1 に示した 4 つの数値実験 (Exp1-Exp4) の結果について議論する。表 1 に各々の実験設定をまとめて示した。

表 1: 本論文で議論する実験

	格子数	領域 (1km 格子域) km	境界条件	一般風	海面水温	節 (目的)
Exp1	2,641	7,200 (2,400)	closed	jet	東西一様	3 (対流の組織化に対する重力波の効果)
Exp2	9,841	9,840 (9,840)	closed	jet	a	3 (SCC の階層的な組織化)
Exp3	11,251	40,000 (10,000)	cyclic	jet	b	4 (SCC の励起する大規模波動)
Exp4	11,251	40,000 (10,000)	cyclic	no shear	b	4 (SCC の励起する大規模波動)

いずれの実験においても、一般風として最下層で  $5 \text{ ms}^{-1}$  の東風を与えている。これによって、対流の下層東側で対流のつくる鉛直循環とあいまって海面からの蒸発が活発化するため下層大気が湿潤となり、東側で対流が励起されやすくなる。これは、Emanuel (1987) や Neelin et al. (1987) の提唱した WISHE (Wind-Induced Surface Heat Exchange) のメカニズムである。

Exp1 と 2 は、対流 (スーパークラスター) の階層的な組織化のメカニズムに注目した数値実験であり、Exp3 と 4 は、スーパークラスター (SCC) の励起する大規模な波の振舞いや SCC との相互作用に注目した数値実験である。

Exp1 では、対流から励起される小規模の重力波がどのようなメカニズムによって次々と東側で対流を形成し、対流の集団をつくっていくか、メカニズムの本質をみることに重点をおく。一般風の鉛直分布については、高さ 3km 付近で東風最大となるジェット型の分布 (図 2.1-b) を与えた。ジェット型の一般風を与えた理由は、第一には、高さ 3km 付近で東風、地表付近でそれよりも弱い東風という分布は、熱帯の特徴的な分布であるため、第二には、シアがある方が対流の組織化が起こりやすいため (必要条件ではない) である。実際には、対流圏でシアのない  $5 \text{ ms}^{-1}$  の東風を与えた数値実験も行ったが、定性的にはジェット型の場合と同じ結果が得られた。本論文ではジェット型のケースを論ずる。海面水温は

東西一様な分布を与える。初期擾乱としては、水平波長 2,000km 程度の東進重力波の構造をもった擾乱を局所的に与えた ( $x=600\text{km}$  において上昇流が最大となるような東進重力波)。この波は、はじめの対流をトリガーするために与えた重力波で、対流をトリガーした後は、すぐに東へ過ぎ去っていく。むしろ本研究で注目したいのは、対流活動の結果として励起される重力波である。この重力波が対流の組織化にどのように寄与するか、対流とどのように相互作用するかを議論の焦点とする。

Exp2 では、1 万 km 程度の領域を与えて、SCC の階層的な組織化やそれに伴う鉛直循環をある程度表現できるようにし、Exp1 で論じたメカニズムが、細格子領域を広く取ることによって、メソスケール対流やクラウドクラスターの集団として存在する SCC の組織化を説明できるかどうか注目する。海面水温の東西分布としては図 2.2-a の分布を与え、東の境界付近で対流が起こらないようにした。結果としては、対流は領域の中央付近の海面水温が一様な部分で起こったので、海面水温が一様な場合の議論と本質的には同じである。初期擾乱としては、水平スケール 1,200km 程度の下層収束を与えた。(初期擾乱の違いは結果に本質的な差を与えなかった。)

Exp3 と 4 では、赤道一周に相当する 4 万 km の領域を与え、かつ周期境界条件をつけた実験を行い、SCC が Exp2 でみたりも長時間持続できるか、また SCC はどのような大規模な波動を励起するか、波動は SCC の振舞いとどのような関連をもつかを議論する。とくに、マデン・ジュリアン振動に似た波数 1 の東進重力波が励起されるかどうか、励起されるならば波の維持において SCC がどのような役割をもつか、wave-CISK のメカニズムが存在するかに注目したい。Exp3 では、一般風は Exp1, 2 と同じジェット型の分布を与え、Exp4 では、ジェット型の代わりに対流圏で一般的な東風(図 2.1-b)を与えて時間積分を行った。対流群が鉛直循環を励起するために、ジェット型の場合(Exp3)とシアがない場合(Exp4)とでは対流の振舞いや励起された波の性質に大きな差は生じなかった。Exp4 では、シアがなくても、領域が広いために大規模な鉛直循環が励起され、Exp3 と同程度に対流の組織化と東西非対称が顕著に現れることが分かった。そこで、理解のステップとしてはシアがない Exp4 の方が分かりやすいと考え、Exp3 は 15 日程度で時間積分を打ち切り、Exp4 について 40 日程度の時間積分を行って詳しく結果を見た。本論文では Exp4 を中心に議論する。また、Exp3, 4 では海面水温の東西分布を考慮することで、スーパークラスターが存在する海域の海面水温の分布(インド洋・西太平洋で高く、中部太平洋で低い)を定性的に表現した。この効果については Exp4 において論じる。

### 3 スーパークラウドクラスターの組織化のメカニズムと対流の振舞い

#### 3.1 対流の組織化に対する重力波の効果

本節では、対流が小規模の重力波を励起しながら対流の集団を形成していくタイプの対流の組織化のメカニズムを論ずる。現実のスーパークラスターでは、新たなクラウドクラスターが既存のクラウドクラスターの東側で次々と生じることによって総観スケールの対流群の東進がもたらされていることが知られている。本節で注目するメカニズムにより、そのようなスーパークラスターの振舞いを説明できることが次節 3.2 において示される。

Exp1 では、1km 格子域として東西方向に 2,400km の領域をとり、全体としては 7,200km の領域を与えて時間積分を行った。側面の境界条件は closed condition (水平風の擾乱成分が 0) を用いた。一般風の鉛直分布については、高さ 3km で  $9\text{ms}^{-1}$  の東風のジェット型の分布(図 2.1-b)を与えた。

図 3.1 に高さ 1.2km での鉛直速度を、縦軸は初期から 60 時間(60:00; 以下このように時間を表記する)まで、横軸は東西 1,500km の領域について示した。初期に与えた大規模な重力波が東へ伝わり、その上昇流によって 5 時間付近で飽和が起こり、雲が生じている(黒い部分は強い上昇流で雲または対流域に相当する)。初期に与えた大規模な重力波はすぐに東へ過ぎ去ってしまうが、対流が発生した後に、小規模な重力波が対流から励起され、東西方向に伝わっていく様子(位相速度は  $10\text{--}15\text{ms}^{-1}$ )が分かる。重力波の伝播によって新たな対流が次々と東側でつくられている。東側でつくられた対流は西進している様子が分かる。この西進は下層から中層にかけての東風による移流によって(図略)もたらされている。

東側で対流が次々とつくられる様子を相対湿度の図で見る(図 3.2)。陰影は 90% 以上で、陰影が淡いものから順に、95% 以上の領域、飽和域(雲域)を表している。雲が励起する重力波の上昇流に伴って 95% 以上の湿潤域が伝播し、その中のある部分が飽和して雲が発生する。

図 3.3 に地上降水強度を示した。東側で次々と対流が発生し、発生した対流が下層東風に流されては西進する結果、西進する対流とその集団として東進する対流群が形成されている。

重力波は対流からどのように励起され、どのようにして対流の発生に関わっているか、まず概略をみるために図3.3の枠内の領域について議論する。図3.4に高さ3kmでの鉛直速度(左)と相対湿度(右)を、39:00から45:00まで、東西160kmにわたって示した。また、図3.5には、雲水量を高さ1.2km(左)と3.0km(右)について示した。

相対湿度の図(図3.4-右)で赤色の部分はほぼ雲域(図3.5-右)に相当するとくに湿潤な場所に対応するが、これは鉛直速度の図(図3.4-左)では、西進する緑・黄・赤色の部分に対応している。この西進する部分から東西に伝播しているシグナルは重力波に対応し、その上昇流(0-1ms<sup>-1</sup>)を明るい青色で、下降流を紫色で示した。濃い紫色は、とくに強い下降流(1ms<sup>-1</sup>以上)である。

相対湿度の図で、(39:00-43:00、-360-280km)付近に西進する赤色の対流群が存在するが、例えば、41:00-44:00に存在する7つの西進する対流(A-G)が西進をはじめるとき(赤色の先端付近)での鉛直速度の様子に注目する。対流が高さ3kmに成長したときに、強い上昇流(黄色・赤色)とその両側で強い下降流(濃い紫)が生じている。この下降流は雲の成長に伴う補償流であるが、これがきっかけとなってまず重力波の下降流(紫)が東西方向に伝播し、続いて、上昇流(青)が伝播している様子が見える。

鉛直速度でみると、雲A、Bから伝播する重力波はF、Gの成長に影響を与え、C、Dから伝播する重力波はEの成長に影響を与えている。また、重力波の上昇流・下降流の伝播に伴って、相対湿度の図でみると、湿度場の変動(湿潤域・乾燥域)が東西に延びていく。例えばEの発生(高さ3kmへの雲の成長)は、Dから東進している緑色の湿潤域が伝播してきたときに起こっている様子が見える。このように、重力波の励起と伝播は対流の発生や成長に密接に関わっていることが分かるが、以下に詳しく論ずる。

高さ1.2kmにおける雲水量(図3.5-左)において、40:00-41:00付近で雲Hができていく。この雲Hは層状性の下層雲であるが、この下層雲Hの形成に対して重力波がどのように関わっているかをまず議論する。

図3.6に雲水量、図3.7に鉛直速度の鉛直断面を、40:00から20分毎に示した。図3.5の雲Iは、図3.6の40:00の図で発達した雲Iに対応するが、この雲から重力波が伝播している様子が図3.7から分かる。陰影部および矢印は上昇流を表している。上昇流(W1やW2)の伝播によって、(40:20,40:40)の下層雲H(図3.5-左でみたもの)がつくられる。上昇域の水平スケールは20-30km程度なので、下層雲Hのスケールは40:40では30-40km程度の広がりをもっているが、その後、41:00辺りから下層雲Hが割れて個々の対流セル(H1,H2...)が発達しはじめる。すべての対流セルが発達するわけではなく、41:20では

H1とH4が選択的に発達している。これは、条件付不安定成層中での雲の一般的な性質である。

対流H1、H4は、41:20から41:40にかけて、さらに高さ6kmに達する対流に成長しているが、この成長は、西側の対流Iから励起された重力波の上昇流(W3)が対流の上を通過することによってもたらされている。このように、本研究の対流システムは、まず、重力波に伴う下層(1-3km)の上昇流によって下層雲の形成から中層への対流の成長が起こり、続いて、上層(6-8km)の上昇流によってさらに高い対流へと成長する点に特色がある。

図3.6(41:20)を見ると、Hの東側で下層雲Jが形成されている。Jは、下層雲Hの成長をもたらした重力波に伴う上昇流(W1、W2)の東進に伴ってつくられた下層雲である。図3.5-左の(41:00-41:40)の時間では、Jに対応する下層雲はまだ背が低いために見られないが、やがて、西から次の重力波の上昇流が伝播することによってJから対流が成長し、43:00より少し前の時間から、Jから発達した対流(J1-J4)が西進している様子が見える。

次に、雲の成長が重力波に伴う温度場の変動とどのような関連をもつかを示す。図3.8は温度偏差の断面図で、陰影部は負の偏差を表している。40:00で(高さ1-3km、-320-270付近)に存在する負の偏差はその後、東に延びていく。これは図3.7の上昇流W1やW2に伴う断熱冷却域に対応する。この冷却域は、41:00付近で対流の上を通過して、対流の成長に寄与しているように見える。41:20、41:40で対流は発達し、41:40では発達をもたらした冷却域は東へ過ぎかっている。冷却域は雲の周囲(上部)を冷やすことによって浮力を強化(不安定化)していることが想像される。以上から、上昇流に伴う力学的な効果と、冷たい部分が通過して成層が不安定になる両方の効果を通して、重力波は対流の成長に寄与していると思われる。

以上のようにして、対流から励起される重力波が次々と東側で新たな対流を形成することによって、図3.3に示したように東進する対流の集団がつくられている。枠で囲んだものの以外の対流についても、東側で形成される新たな対流は、同様のメカニズムによってもたらされている。

東進する集団を構成する西進する対流は、数十kmの空間スケール、3-6時間程度の時間スケールをもっている。これは、積雲対流とクラウドクラスターの中間のスケールをもつメソスケール対流(Yamasaki, 1988)、あるいはその集団に相当する。メソスケール対流は、スコールラインや熱帯低気圧などの熱帯の対流システムにおいて重要な役割をもつことは過去の研究からよく知られている(Yamasaki, 1983, 1984, 1988 他)が、スーパークラスターの階層構造の基本的な構成要素として重要な役割を果たしていることが本研究

から示唆される。なお、近年のスーパークラスターに関する観測的研究によって、メソスケール対流やその集団としてのクラウドクラスターの振舞いが注目されつつある (Chen et al. 1996; Haertel and Johnson, 1998)。

### 第 3.1 節のまとめ

非静力学 2 次元モデルを用いて、対流の組織化に対する重力波の効果を調べた。自分自身が励起する重力波によって東側に新たな対流要素をつくりながら対流の集団をつくっていくタイプの組織化が見られた。

この組織化は、WISHE または EWF (Emanuel, 1987; Neelin et al., 1987) の状況下で有効に働く。すなわち、地表付近での東風によって、海面からの蒸発が活発化し、東側で十分に湿潤であることが重要である。

十分湿潤な場所には重力波が伝播してくるによって飽和して対流が形成される。対流の成長は、重力波の上昇流の力学的な効果や断熱冷却に伴う熱的な効果 (成層の不安定化) によってもたらされる。

現実大気では、重力波は様々な擾乱に伴って励起され、対流活動に影響を及ぼしていると思われる。また、対流自身も自ら重力波を励起して、自分自身を維持し、様々なタイプのクラウドクラスターの組織化に寄与している可能性が高い。

なお、図 3.3 に見られるような東西非対称な雲群の東進は、主に地表付近での風の存在によっていて、対流圏で鉛直シアがなくても定性的には同様の結果が得られる。しかし鉛直シアは、とくに初期の対流の強化に寄与し、シアがないときにはその後の対流活動も弱く、持続性も弱くなる。地表付近で風が吹いていないシアのある一般風の設定では、海面からの蒸発が少なくなるので、対流活動はかなり弱くなる。Exp1 で用いた初期条件や領域の広さに対しては、図 3.3 のように長時間持続する対流は見られなかった。

## 3.2 重力波と WISHE のメカニズムにより励起・維持される西進クラウドクラスターとその集団としてのスーパークラウドクラスター

前節 3.1 では、対流が励起する小規模の重力波がどのようにして対流の組織化に寄与するかを論じたが、メカニズムの本質をみることに焦点をしばったために、領域、積分時間ともにスーパークラスターを議論するには十分ではなかった。そこで次の数値実験として、より広い領域を考えて時間積分をある程度長く行った。再現されたスーパークラスターは、「積雲対流」-「メソスケール対流」-「クラウドクラスター」という対流の階層を含む。

この実験 (Exp2) では、スーパークラスターやそれに伴う循環をある程度表現できるように、東西方向に 9,840km の領域を与え、その全てを 1km 格子で覆った (Exp1 では 1km 格子域は 2,400km)。側面の境界条件や一般風の鉛直分布は Exp1 と同じく、それぞれ closed condition およびジェット型 (図 2.1-b) とした。初期擾乱としては水平風の東西スケールが 1,200km 程度の収束を局所的に与えた。さらに、スーパークラスターが活発なインド洋から中部太平洋の状況を想定して、図 2.2-a に示したように、西側で高く東側で低いという海面水温の分布を与えた (しかし、対流活動は領域の中央付近に限られたので、全球を 302K に取った場合の議論と本質的には違いはないと考えてよい)。

### 3.2.1 対流の多重構造—全体的な特徴

時間積分は 10 日まで行った。図 3.9 に地上降水強度を、4,500km の領域について示した。水平スケール 1,500-2,500km の対流群の東進がみられる。東進速度は  $3-6 \text{ ms}^{-1}$  (2,000km/5days) で、現実のスーパークラウドクラスターの速度とよく対応している。また、対流が次々と東で発生することによって全体としての対流群が東進するという特徴も現実大気のスーパークラウドクラスターの振舞い (Nakazawa, 1988; Lau et al., 1991; Sui and Lau, 1992; Dunkerton and Crum, 1995; Chen et al., 1996) とよく似ている。そこで、2 次元モデルからの結果ではあるが、以下この対流群をスーパークラウドクラスター (SCC) と呼ぶことにする。

SCC の内部には様々な時空間スケールをもつ対流が階層を成して存在する。大きなスケールから見ると、東進する SCC の内部には、3 つの対流群 (A-C) が存在する。ここでは、この対流群は、1,000-1,500km 程度の水平スケールと 3-4 日程度の寿命をもっている。以下、これを「大きなスケールのクラウドクラスター (LCC)」と呼ぶ。また、各々の LCC はいくつかの西進する小さなクラウドクラスター (CC) から成り立っている。CC のスケールは 200-400km、寿命は 1-2 日程度という点で、スーパークラスター内部の西進するクラウドクラスターとよく似た特徴をもつ。CC は、さらに、Exp1 で述べたような数時間程度の寿命をもつ対流 (メソスケール対流; MC) から構成されている。メソスケール対流 (MC) は、もともとは Yamasaki (1983,1984) によって、対流雲を resolve した熱帯低気圧に伴う対流やスコールラインの維持において重要な役割を果たす対流として見出されたもので、積雲対流とクラウドクラスターの中間の時空間スケールをもつ対流である。スーパークラスターにおいては、最近の観測的研究 (Chen et al., 1996; Haertel and Johnson, 1998) からその存在が指摘されつつあるものの、その重要性については、まだまだ明らかにされていない。



以下、どのようなメカニズムによってMCやCCが総観スケールのSCCに組織化されるのか、前節3.1で論じたメカニズムによってどの程度説明できるのかを議論する。

図3.10は、地表付近(高さ300m)での水平風偏差である。対流(黒)から東へ伝播する強い東風域( $-6\text{ms}^{-1}$ 以下)が存在する。これは、小さなスケールの重力波や対流のつくる鉛直循環との重ね合わせによってもたらされている。

図3.11に高さ600mでの相対湿度を示した。対流の励起する重力波の伝播に伴って、95%以上の湿潤域がつくられている。対流のつくる鉛直循環は、後に議論するように大規模な東進擾乱を励起しているが、東進擾乱に伴う上昇域の伝播も湿潤化に寄与している。湿潤域の広がりは通常、数百~千kmにおよび、そのうちのある部分が飽和して下層雲が形成されている。

下層雲は前節で論じたメカニズムにより発生し、対流に成長し、さらに発達しながら東に重力波を射出して「東での湿潤化」-「雲の形成」というサイクルを繰り返す。それによって、全体としてのSCCの東進が維持される。前節で論じた重力波とWISHEのメカニズムは、クラウドクラスター以上のスケールでも働いていることが分かる。図3.11について見れば、1-2日目と5-6日目に伝播している大きなスケールの重力波が図3.9でのLCC-BとLCC-Cをつくっている。

LCC-AとBに注目すると、東側で新たなLCC-Bが発生することによって既存のLCC-Aの東側が乾燥し、その後にLCC-Aが衰弱する傾向がみられる。この様子を次に鉛直断面図で見る。図3.12は、1日目における鉛直断面図で、上から順に、雲水量、相対湿度、totalの水平風を示している。水平風の図をみると、対流は総観スケールに及ぶ大きな循環をつくっている。下層の風速は、対流に関して東西非対称となっている。すなわち、西側で $2-4\text{ms}^{-1}$ 程度であるのに対し、東側では $10\text{ms}^{-1}$ 程度と西側よりも強い。そのために、強い東風によって海面からの蒸発が活発となり(WISHE)、湿度場をみると、下層では、対流の東側で湿潤、西側で乾燥という非対称が存在する。発達した対流域の外側の上層では、補償下降流のため広い領域にわたって乾燥している。

このような状況で、重力波がどのようにして東進する対流群を形成するかを次に示す。図3.13は、鉛直速度の断面図で、図3.12とほぼ同じ領域について、42:00から3時間毎に示したものである。LCC-Aから励起された重力波に伴う上昇流と下降流が伝播している。重力波の水平スケールは100km程度である。この伝播に伴い、45:00では数百kmに及ぶ広い範囲で下層雲(飽和域)が発生し、それに対応する小さなスケールの上昇流が見られる。

この下層雲は、その後、対流へと成長する。その様子を次にみる。図3.14に、雲水量の鉛

直断面を、図3.12と同じ領域について示した。48:00では、LCC-Aの東に3つの対流が発生している。これらはこの時間ではまだ背が低い。66:00では、次第に発達しつつ西進し、LCC-Aに接近している。これら3つの対流の各々は、小さなクラウドクラスターに対応するが、集団としてLCC-Bを形成する(図3.9)。

前節で論じたメソスケール対流の集団化をもたらし重力波の伝播による対流の組織化のメカニズムは、このように、小さなクラウドクラスター(CC)や大きなクラウドクラスター(LCC)の組織化においても重要な役割を果たしている。66:00以降では、最盛期を過ぎたLCC-Aは衰弱し、LCC-Bが発達していく。LCC-Aの衰弱とLCC-Bの発達に伴って鉛直循環がどのように時間変化しているかを次に示す。

図3.15に、水平風の偏差を、66:00、75:00、84:00の3つの時間について示した。時間が経つにつれて、対流に伴う循環(下層収束・上層発散)は、次第に東側のLCC-Bへ移り変わる。これは、西側のLCC-Aが衰え、東側のLCC-Bが活発化するためである。LCC-Aの衰弱がなぜ起こったかを次に考える。

過去のメソスケール対流系の研究によると、対流活動を維持する収束に寄与する吹き込みの強さは、対流のつくる循環や環境風の鉛直分布などがきめていた。一方、対流の衰弱は、降水が持続して雨水のドラッグや蒸発がダウンドラフトを強め、収束域を雲の位置から遠ざけることによってもたらされることが知られている。つまり対流は自分自身の降水により衰弱する傾向をもつ。本研究の積雲対流やMCでも確かにそのようなメカニズムは存在する(図略)が、MC以上のスケールのCCやLCCの衰弱については、それに加えて、周囲のCCやLCCに伴う循環場の変化が大きな影響を及ぼす点が本研究の対流システムの特色である。

図3.16はLCC-Aの存在する領域( $-700\text{km}-0\text{km}$ )における相対湿度とtotalの水平風の鉛直断面を表し、75:00、84:00、87:00の3つの時間について示した。対流はLCC-Aを構成するCCに対応する。LCC-Bが東に接近する前の時間(75:00)では、CCの下層東側で $7-10\text{ms}^{-1}$ の東風が吹いて、東側で湿潤な様子がみられるが、LCC-Bが接近してきた時間(84:00)では、東風は $3\text{ms}^{-1}$ 以下に弱まっている。この時間では対流の下層東側はまだある程度湿っているが、やがて東風は弱まり、87:00では乾燥していることが分かる。この乾燥化に対して、LCC-Bの接近に伴う補償下降流の強化や東風が弱まることによる海面から蒸発の不活発化(WISHEが働かなくなること)が寄与していると思われる。LCC-Aの内部のCCから重力波は東へ伝播しているが乾燥しているために東側で新たな対流をつくることができず、LCC-Aは数千kmの水平スケールを維持できない。また、下層の東風が弱まることによって、LCC-Aの内部の対流は暖湿な空気の補給を断たれるた

め、LCC-Aは衰弱する。

### 3.2.2 クラウドクラスターとその内部のメソスケール対流の振舞いと維持のメカニズム

次にクラウドクラスター内部のメソスケールの対流の振舞いに注目し、その維持のメカニズムについて論ずる。

図 3.17 は、地上降水強度を、72:00 まで、-700-500km の領域で示したものである。時間スケールが 2-6 時間、空間スケールが数十 km のメソスケール対流 (MC) が顕著である。

古い MC の東側で次々と新たな MC が発生する様子が分かる。これは今まで論じてきた CC や LCC の振舞いと似ており、東進する重力波が下層東風の風上側の湿潤域で対流を発生させるというメカニズムが働いていることを示している。MC が次々とつくられる結果として、全体として時間スケールが 12-18 時間、空間スケールが 100-300km のクラウドクラスターが形成されている。

MC の西進は下層-中層の東風移流によってもたらされている。西進速度は  $8-10 \text{ ms}^{-1}$  (400km/12h) である。次に、MC の集団としての CC がどのようなメカニズムによって維持されるかを調べる。

図 3.18 は、最下層 (150m) での温度偏差を示したものである。陰影部は負の偏差を表している。雨水の蒸発によってつくられた cold pool が持続している様子が見られる。cold pool は、百-数百 km の広がりをもっている。図 3.15 でもみたように、下層では、対流に向かって湿った東風が吹いているため、この風が cold pool を這いあがることによって MC が次々と発生して CC が維持されていることが分かる。

図 3.19 は、60:00 における雲水量、温度偏差、total の水平風の鉛直断面を 300km の領域 (-600-300km) について示したものである。雲水の図をみると、様々な発達段階にある MC (群) の集団としてクラウドクラスターがつくられていることが分かる。このような対流の多重構造は、マルチセル型のスコールラインと似ている。温度偏差でみると、MC 群の下には cold pool が広がり、cold pool の右側に位置する背の低い対流は、東風の吹き込み (水平風の図) を受けて発達しつつある状態にある。この対流は東側へ重力波を励起しており (図略)、重力波の上昇流に伴う断熱冷却域が高さ 3km 付近に存在している。この図の対流群 (クラウドクラスター) 全体としては、前に述べたように、東側の新たなクラウドクラスターの発達・接近のために衰弱期の状態にある。

### 3.2.3 wave-CISK の存在

以上から、SCC は、MC を基本的な構成要素として「CC」-「LCC」という対流の階層をもつこと、それぞれの階層の形成や組織化に対して、前節で論じたように、メソスケール対流やクラウドクラスターが励起する小規模や中規模 (O(10-100km)) の重力波が重要な役割を果たすことが示された。次に、スーパークラスターは数千 km スケールの大規模な波動を励起するかどうか、また、波動と相互作用することにより自分自身を維持しているのかどうか (wave-CISK が働くか) について論じる。本節の数値実験では領域 1 万 km 程度の closed domain を与えているために、大規模な波動の振舞いを論ずるには制約があるが、次節で論じるより大きな領域を与えた数値実験へのステップとして、この問題を見ておくことは重要である。

図 3.20 は、120:00 (5 日目) から 162:00 まで時間平均した鉛直断面図を領域 4,000km について示している。上から順に、水平風偏差と雲水 (白線)、温度偏差、気圧偏差を表し、雲水以外は領域平均からの偏差について描いてある。

雲水を図 3.9 と比較して見ると、座標 (-10-5) 付近に衰弱期の LCC-A、(0-10) 付近に最盛期の LCC-B、その東側には、その後 LCC-C に発達する背の低い対流が存在する。すなわち、図 3.20 は対流活動やそれに伴う鉛直循環の中心が LCC-A から LCC-B へ、LCC-B から LCC-C へと東側へ移動する時期の大きなスケールでの循環場の様子を示している。

水平風で見ると、LCC を含む SCC は下層収束・上層発散という大規模な鉛直循環を形成している。温度偏差については、大きな目でみて、対流 (強い上昇流) の西側で負、東側で正の温度偏差が見られる。この上昇流と温度場の位相関係は、東進重力波の構造を示している。また、気圧場については、大きな目で見て、温度場と静力学平衡の対応が見られる。すなわち、対流の東側の温度の正偏差の下層は低気圧、上層は高気圧、対流の西側では逆の pattern が見られる。

以上から、SCC のつくる鉛直循環は東進重力波の構造をもつ擾乱を形成していることが分かる。それに加えて、対流群と東進重力波は双方が協力的に維持し得る位相関係にある点が重要である。新たな対流は、最盛期の対流の東側、すなわち重力波に伴う温度の正偏差域でつくられる傾向をもつため、新たな対流による熱放出は有効位置エネルギーの生成に好都合であるし、さらに、温度の正偏差域は対流の発達・東進につれて平均的に上昇域となり、温度の正偏差と上昇流とは正の相関をもつために、運動エネルギーの生成 (波の不安定化) にも好都合である。一方で、波に伴う下層収束は対流の維持に寄与する。これらのこと

から、SCCの励起する東進重力波的な擾乱は、SCCと協力的な関係を保ち、組織化された対流との相互作用により維持される wave-CISK としての性質をもっていることが示唆される。

### 第3.2節のまとめ

1万km程度の領域を与えて時間積分を行った結果、前節3.1で論じたメカニズムによって、対流の階層を含むスーパークラスターの組織化を説明できることが示された。

このメカニズムによりもたらされるSCCは、従来の多くの数値実験で再現されたSCCと比較して、ゆっくりした速度( $10\text{ ms}^{-1}$ 以下)で東進する点が重要な特徴である。このSCCは、以下のように特徴的な時空間スケールをもつメソスケールの対流群の階層をもっている。すなわち、O(10km)の空間スケール、3-12時間の時間スケールをもつMCが集団化してO(100km)の空間スケール、0.5-2日の時間スケールをもつクラウドクラスター(CC)へ、CCが集団化して1,000-1,500kmの空間スケール、3-4日の時間スケールをもつLCCへ、そして、LCCの集団として総観スケールのSCCが形成される。

これらのメソスケールの対流群は小さなスケールの重力波により発生・成長し、雲底下での雨水の蒸発によりつくられる cold pool と暖湿な下層東風の効果によって維持される。SCC内部のCCやLCCは本質的にはMCの集団として存在するために、MCがこのメカニズムにより維持・強化されることは全体としてのSCCの組織化において重要である。最近の観測的研究(Chen et al., 1996; Haertel and Johnson, 1998)によって、SCC内部のクラウドクラスターの維持において cold pool が何らかの役割を果たしていることが推測されているが、MCの振舞いやその重要性、全体としてのSCCにおける役割は、観測からまだ明らかにされていない。今後は観測面からもMCの振舞いを明らかにすることは重要であると思われる。

MCの集団としてのCCやLCCは、互いの接近に伴ってその循環場が変化するなどの相互作用が存在する。本節では、その例として、LCCの東側で、新たなLCCが形成され、古いLCCに接近することによって古いLCCを維持していた鉛直循環が変化すること、それによって古いLCCが衰弱することを示した。鉛直循環の変化は、下層でのLCCへの吹き込みを弱め、下層東風の弱まりによる海面からの蒸発の不活発化(WISHEの効果)をもたらす。前者は、cold poolにより維持されていたLCC内のCCやMCを衰弱させ、後者は、重力波の伝播による対流の新たな発生を阻害する。従来はSCC以上のスケールの対流や波動において論じられてきたWISHEの効果は、SCC内部のCCやLCCの振舞いに大きな影響を与えることは、CCやLCCの集団化に対するO(10-100km)のスケールの重力波の効果に加えて、SCCの維持のメカニズムに対する重要な示唆である。

本節で見られたSCC内部の対流の階層的な組織化が一般風の鉛直分布などにどのように依存するかは興味ある問題である。MCやCCにおいては、cold poolと暖湿な下層風との相互作用が支配的であるから、従来の対流系の研究(Takeda, 1971; Yamasaki, 1984; Fovell and Ogura, 1988; Weisman, 1992 他)が示してきたように、下層風の吹き込みの強さをコントロールするという形で一般風の鉛直分布は対流の振舞いに本質的に影響を与えると思われる。LCC以上のスケールにおいても、重力波のメカニズムが支配的ではあるが、MCやCCとは別の形で一般風の鉛直分布が対流の振舞いに影響を与えるかもしれない。本論文でも次節において鉛直シアの影響について少し述べるが、今後、SCCやSCCの集団に対する鉛直シアの効果についてより包括的に調べることは重要である。

さらに、SCCは大規模な東進重力波的な擾乱を励起し、SCCのつくる鉛直循環と協力的に維持されることが示された。これは、SCCやその内部構造であるMCやCCが東進重力波の wave-CISK によって維持され得ること、SCCが赤道域のマデン・ジュリアン振動などの大規模な東進波動の形成・維持において重要な役割を果たすという従来の多くの研究の示唆を支持する。次節において、この問題を論ずる。

#### 4 約30日で伝播する惑星スケールの東進重力波と約40m s<sup>-1</sup>の速度で伝播する重力波 - マデン・ジュリアン振動の理解へむけて -

第3節では、重力波が関与した対流の組織化のメカニズムにより「メソスケール対流」-「クラウドクラスター」の階層を含むSCCに似た対流群の組織化を説明できることを示し、階層構造の形成・維持のメカニズムや対流の振舞いを中心に論じてきた。また、東進重力波の構造をもった大規模な擾乱が対流群との相互作用により維持される不安定波(wave-CISK)として存在し得ることを示した。領域1万km程度のclosed domainでの数値実験ではあるが、SCC内の対流の振舞いについては、ある程度本質を見ることができたと思われる。しかし、領域が狭いため、対流活動が持続するにつれて東側が乾燥し、SCCは10日程度で衰弱してしまう。従って、大規模な東進重力波の振舞いや対流群との相互作用(wave-CISK)を議論するには制約があった。

そこで次の数値実験として、領域を現実大気に対応するように4万kmに広げ、周期境界条件を与えて数値実験を行った。それによって、東西方向に周期的な振動であるマデン・ジュリアン振動やSCCからの惑星スケールの波動の伝播を、いく分、現実に近い状況で議論することができる。本節では、対流群が波動の振舞いに対してどのような役割を果たすかを中心に論じる。非静力学2次元モデルによる数値実験であるため、マデン・ジュリアン振動の周期性や詳細な振舞いを議論するには十分ではないが、マデン・ジュリアン振動が対流(SCC)とどのような関連をもつかについて何らかの示唆を得ること目的としている。

以下、実験設定について述べる。4万kmの全ての領域を1km格子で覆うことは計算機資源の制約から困難であるため、領域中央の1万kmの部分を1km格子で覆い、その外側では徐々に粗い格子を用いた(最大25km)、水平方向の総格子数は11,251個である。

海面水温の東西分布については、第2節で述べたように、SCCが活発な現実のインド洋や西太平洋の暖水域の状況を想定して、図2.2-bに示したように1万km程度の領域に暖かい部分を局在させた。海面水温が一樣である方が、理解のステップの最初として適当ではある。しかし、計算機資源の制約のために全領域を1km格子で覆うことは困難である。1km格子域では海面水温が高く、粗格子域では低く対流が起こりにくいという状況ならば、格子の取り方がひどく悪いということにはならない。また、そのような海面水温の分布は現実に近い。観測されるSCCと比較するためにその方がよいと考えた。格子数の制約から、本研究では単純化した状況よりも現実との対応に重点を置いたともいえる。

また一般風の鉛直分布については、図2.1-bに示したように、Exp3ではジェット型、Exp4では対流圏でシアなしの分布、すなわち一様な東風5ms<sup>-1</sup>を与えた。初期擾乱としては、波長10,000km程度の東進重力波の構造をもった擾乱を局所的に与えた。

#### 4.1 領域1万km・closed domainと領域4万km・cyclic domainでの対流の起こり方の比較

はじめに、Exp3の結果について、前節3.2で論じたExp2の結果と比較する。Exp3の実験設定は、Exp2と以下の点で異なる。まず、Exp2では領域1万km、closed domain(水平風の擾乱成分がゼロ)の議論であったのに対し、Exp3では領域を4万kmに広げ、cyclic conditionを与えた。また、Exp2では海面水温が本質的には東西一様であったのに対し、Exp3では、海面水温の東西分布を考慮した。

図4.1-aは地上降水強度を示している。縦軸は初期から15日目まで、横軸は東西4万kmの領域である。領域の中央(-5,000-5,000km)に対流群が局在しているが、これは、丁度この辺りで高い海面水温を与えたために準停滞的な様子が見られる。よく見ると、西進するクラウドクラスターの集団として東進する対流群が形成されるなどExp2の対流と似た特徴が見られる。水平スケールは3,000km-5,000kmで、位相速度は0-10日付近で見積もれば、3-6ms<sup>-1</sup>(10日で3,000-5,000km)であり、Exp2の対流群と同様、現実大気のスーパークラスターと似た特徴をもつ。図には示さないが、西進クラウドクラスターがメソスケール対流から成立している点や、対流の組織化において、数十-数百kmスケールの重力波が寄与する点など、本質的にExp2と同じメカニズムによるスーパークラスターが得られている。(なお本節では、スーパークラスターが励起する大規模な重力波の振舞いに注目するために、以下に示す図のほとんどは、100km程度の空間平均を施したものである。したがって、Exp1や2で議論した数十-数百kmのスケールの重力波の振舞いは図には示されていない。)

また、東進対流群の持続性については、Exp2の対流群の方がExp3よりも衰弱が早め(8日付近)に起こるなど両者で違いが見られる。これは、Exp2ではclosed domainを与えているために、対流の東側において対流に伴う補償下降流による乾燥化が顕著となるためである。一方、Exp3では、12日以降にスーパークラスターはやや衰弱している様子が見られるが、これは惑星スケールの東進波に伴う発散域の伝播によってもたらされている。これについては次節4.2で議論する。

図4.2-aは、高さ300mにおける水平風(擾乱成分)を示している。領域中央のスーパー

クラスターは全領域にも及び惑星スケールの鉛直循環を励起して、対流の西側で西風、東側で東風をつくっている。

図 4.3-a は、地上気圧偏差を示している。中央の対流付近から東西に伝播する重力波が見られる。この重力波の位相速度は  $40\text{--}45\text{ ms}^{-1}$  で、Exp1 や 2 においては論じなかった深い重力波である。この重力波の振舞いについては後に議論する (Exp1, 2 において対流の励起・維持に寄与していた浅い重力波は、 $10\text{--}20\text{ ms}^{-1}$  程度の位相速度をもっていた。Exp3 においても、SCC 内部の対流の励起・維持に対して、この種の重力波が重要な役割を果たしている。)。また、3 日目に降に、大きな目で見ても、低気圧と高気圧という波数 1 の pattern が形成されている。この Exp3 では時間積分は 15 日目までしか行っていないので分かりにくい。この pattern は東進重力波として持続する。第 4.3 節以降においてこの重力波の振舞いを論じるが、この波はスーパークラスターとの相互作用により維持される wave-CISK としての性質をもつことが明らかになる。

#### 4.2 一般風の鉛直分布がジェット型とシアなしの場合の対流の起こり方の比較

次に、一般風の鉛直分布がジェット型の場合 (Exp3) と、シアなしの場合 (Exp4) について対流の振舞いなどを比較する。

Exp4 での地上降水強度を図 4.1-b について示す。Exp3 (図 4.1-a) と比較すると、大きな目で見ても、a と b では対流の起こり方に大きな違いはない。いずれの場合も、 $-50\text{--}50$  付近に準停滞的な対流が存在し、50 よりも東側で弱い対流が起こっている。

図 4.2-b は、高さ 300m での水平風偏差を示している。図 4.2-a と b は、図 4.1 と同様似た特徴をもつ。すなわち、中央付近で、準停滞的な対流 (図 4.1-a, b) に伴う西風と東風のつくる持続的な収束が存在し、準停滞的な対流域から東西方向への位相伝播が見られる。これは、対流の励起する重力波に対応する (次節で議論する)。定量的に見れば、a (ジェット型) の方が b (シアなし) と比べて対流のつくる水平風の振幅がやや大きいという違いは存在する。これは、一般風の鉛直分布にジェット型のシアが存在する状況では、シアがない状況と比較してより組織化された強い対流が起こりやすいためであり、過去のメソスケールの対流系の研究 (Yamasaki, 1984 他) の示唆と整合的である。

図 4.3-b は、地上気圧偏差である。地上気圧偏差のみでも、対流域から東西に伝播する重力波が存在するなど、図 4.3-a と b とでは大きな目で見ても違いは見られない (その振舞い

については次節において議論する)。

以上から、対流の振舞いや対流から励起される重力波の振舞いなどは定性的には一般風の分布に依存しない。第 2 節で述べたように、理解のステップとしての分かり易さのため、シアのない一様な東風を与えた Exp4 について長時間積分 (41 日まで) を行い、議論する。

#### 4.3 30 日波の全体的な特徴

図 4.4 に地上降水強度を、縦軸 41 日まで、横軸 4 万 km の領域で示した。大きな目で見ても、2 つの降水パターンが見られる。一つは、東進している降水域で約 30 日で 4 万 km を伝播している。位相速度にすると、約  $15\text{ ms}^{-1}$  である。もう一つは、領域の中央付近に局在している降水域である。東進している降水域については後で論ずる。

局在している準停滞的な降水域は、高い海面水温を与えた 1 万 km 程度の領域とはほぼ一致している。現実大気においても、活発な SCC は通常インド洋から西部太平洋の暖水域に局在して存在する (e.g., Weickmann et al., 1985; Hartmann and Gross, 1988; Weickmann and Khalsa, 1990; Weickmann, 1991; Hendon and Salby, 1994; Chen and Houze, 1997b 他)。局在している降水域の内部の対流の振舞いをみるために、図 4.5 に東西 1 万 km の領域 ( $-5,000\text{--}5,000\text{ km}$ ) を拡大して示した。準停滞的な降水に重なって、2 つの東進する SCC が見られる<sup>(注)</sup>。東進速度は、はじめの SCC については、 $5\text{--}10\text{ ms}^{-1}$  程度、2 番目の SCC については、 $3\text{--}6\text{ ms}^{-1}$  程度である。なお、図には示さないが、この SCC の組織化に対しては、前節において論じたように小規模な重力波と WISHE のメカニズムが寄与している。

図 4.4 に見られるように、本研究では、比較的速い速度 ( $15\text{ ms}^{-1}$ ) をもつ東進対流群と、海面水温の高い領域において準停滞的な対流域に重なってゆっくりした速度 ( $10\text{ ms}^{-1}$  以下) で東進する SCC という 2 つのタイプの東進対流群の共存が見られた。現実大気においても、比較的速い速度 ( $10\text{--}15\text{ ms}^{-1}$ ) をもつ東進対流群 (Nakazawa, 1988, Hayashi and Nakazawa, 1989; Dunkerton and Crum, 1995 他) とゆっくりした速度 ( $3\text{--}10\text{ ms}^{-1}$ ) を

<sup>(注)</sup>ここでは、枠で囲んだ部分を東進する SCC と解釈する。東進が明瞭でないかもしれないが、重要なのは、第 3 節で論じた重力波の伝播が東側で次々と対流をつくらうとする傾向や、それによって、MC CC LCC という対流の階層を含む SCC がもたらされている点である。この東進に加えて準停滞的な対流が顕著であるが、その理由は、海面水温の高い領域を ( $-5,000\text{--}5,000\text{ km}$ ) に局在させているために東側の海面水温の低い部分で対流が起こりにくいことによる。このような SCC の振舞いは、現実大気での SCC の起こり方 (西太平洋の暖水域に局在する) に似ている。なお、東西一様な海面水温を与えた数値実験 (ただし格子間隔は全域で 4km) も行ったが、その場合には、予想されるように対流の準停滞的な傾向は見られず、速い東進対流群が明瞭であった。

もつ SCC (Weickmann and Khalsa, 1990, Weickmann et al., 1991; Hendon and Liebmann, 1994 他) とが観測されているが、多くの場合、暖水域において  $3\text{--}10\text{ ms}^{-1}$  のゆっくりした速度をもつ SCC が卓越する。前者の速い速度をもつ東進対流群が SCC と解釈される場合もあるが、本論文では、ゆっくりした SCC の振舞いを議論する。

従来の数値モデルによる研究では、 $10\text{ ms}^{-1}$  以下のゆっくりした SCC を再現したものはほとんどなく、多くは  $15\text{ ms}^{-1}$  を越える現実の SCC よりも速い速度の対流群を得ている。この速い東進は、序にも述べたように、パラメタリゼーションの不適切さに起因する重力波であると考えられる (Syono and Yamasaki, 1966; Ohuchi and Yamasaki, 1997)。また、積雲対流を resolve したモデルを用いたもの、中島 (1994) の再現した東進対流群も  $20\text{ ms}^{-1}$  程度の速い速度をもっていた。この種の重力波は、積雲対流の集団による熱放出が中・上層である程度以上大きな場合に励起されやすい。中島 (1994) においては、放射冷却の強さの鉛直分布をコントロールすることによって対流による熱放出の分布を調節しているが、上層で熱放出が大きな場合に  $20\text{ ms}^{-1}$  程度の速い東進対流群が得られている。

図 4.6 に、地上気圧偏差を、図 4.7 に地上気圧偏差と下層 (高さ 300m) での東西風 (矢印) の偏差を示した。縦軸は初期から 41 日まで、横軸は 4 万 km の領域である。橙色は正の気圧偏差、緑・青系統の色は負の偏差を表している。高気圧と低気圧という波数 1 の pattern が東進している様子が分かる。この東進は、30 日程度 (26-28 日) で 4 万 km を伝播している。位相速度にして  $15\text{ ms}^{-1}$  程度である。また図 4.7 をみると、水平風偏差と気圧偏差とが正相関をもっている、すなわち、東進重力波の特徴が明瞭である。以下、この波を 30 日波と呼ぶ。対流 (図 4.4) の西側に注目すると、西風が高気圧偏差にやや先行するなど不安定波の特徴が見られる。この西風は、対流がつくる鉛直循環によりもたらされている。図 4.6 では、準停滞的な対流をつくる定常的な気圧偏差を含むため、東進する波の振舞いや、その振幅の変化についてあまり明瞭に議論できない。そこで、定常成分を差し引いた図を図 4.8 に示す。約 30 日で 4 万 km を伝播する東進がより明瞭に見られる。また、高気圧偏差の東進に注目すると、対流が活発な領域にかけての「ゆっくりした東進」と対流が不活発な領域での「比較的速い東進」という位相速度のコントラストも見られる。このような速度のコントラストは近年の観測的研究において、マデン・ジュリアン振動の東進に見られる重要な特徴として注目されている (Nishi, 1989; Hendon and Liebmann, 1994; Hendon and Salby, 1994)。伝播の「遅い時期」と「速い時期」とは、振幅の変化でみると、それぞれ、「発達する時期」と「減衰する時期」に対応していることが分かる。発達期においては、波と対流とが協力的 (wave-CISK) であるのに対し、減衰期においては非協力的である。この特徴は、スーパークラスターと波とが同じ位相差を保ったまま連続的に東進していた従来の多くの数値モデルにおいては説明されなかった特徴である。30 日以降

は東進が明瞭でないが、34 日以降に次第に対流が発達しているため (図 4.5)、東進が再び活発化する可能性がある。なお、30 日波に重なって、数千 km スケールの西進する波もみられるが、この波の振舞いについては後で議論する。

図 4.9 に、上層 (高さ 11.7km) での気圧偏差を、図 4.10 に上層 (高さ 11.7km) での気圧偏差と水平風速の偏差を示す。約 30 日 (26-28 日) で 4 万 km を伝播する波数 1 の東進が上層にも見られることが分かる。図 4.6 と比較すると、地上気圧偏差と位相が逆転している様子が分かる。すなわち、地上での高気圧 (低気圧) に上層の低気圧 (高気圧) が対応している。また、図 4.10 をみると、この上下逆位相の特徴は、水平風の偏差にも存在する。

次に、水平風偏差の様子を詳しくみるために、図 4.11 に高さ 300m、図 4.12 に高さ 11.7km での水平風偏差を示した。全体としてみると、下層では対流の西側で西風、東側で東風、上層では逆方向の風が卓越している。すなわち、対流のつくる下層収束・上層発散は惑星スケールにも及ぶ広大なものとなっている。また、東側の準停滞性の対流群 (図 4.5 参照) が活発であるため、その西側下層では、西風 ( $2\text{--}6\text{ ms}^{-1}$ ) がつけられている。

図 4.11, 4.12 と、大きな目でみるといくつかの異なる位相速度をもったシグナルが存在する。第一は、上に述べた対流に伴う定常的な惑星スケールの循環である。第二は、 $15\text{ ms}^{-1}$  (30 日で 4 万 km) の伝播で、これは前に述べた速い SCC の東進 (図 4.4) に対応している。第三は、 $40\text{--}45\text{ ms}^{-1}$  (10 日で 4 万 km) の速い伝播である。第三の速い伝播については、次節 4.4 で述べる。

図 4.13 に高さ 6km での東西平均からの温度偏差を示した。黄色・赤色の暖色系の色は正の偏差、緑色や青色は負の偏差を表している。30 日波に対応する東進重力波の特徴が見られる。地上と上層での気圧偏差の図 (図 4.6, 4.9) と比較すると、正の温度偏差に地上 (上層) の低気圧 (高気圧)、負の温度偏差に地上 (上層) の高気圧 (低気圧) が対応するという静力学平衡の対応が確かめられる。

次に、最下層での湿度場や温度偏差をみる。図 4.14 は高さ 600m での相対湿度、図 4.15 は高さ 150m での温度偏差を示している。これらの図を見ると、対流の西側で冷たく・乾燥、東側で暖かく・湿潤という特徴が見られる。この特徴は、メソスケール、総観スケール、惑星スケールのいずれのスケールにおいても顕著である。温度偏差の東西非対称は、地上気圧偏差 (図 4.6) で見られた東西非対称と静力学平衡から考えて対応している。30 日波 (東進重力波) の構造が、このように境界層までに及んでいるという点は興味ある特徴である。対流の西側の冷域は乾燥域 (89%以下) とよく対応している。この乾燥域は total の水平風が弱い領域とほぼ対応 (図略) している。このことは、風速が弱いために WISHE が

働きにくくなり、海面からの蒸発が不活発になっていることを意味している。

東側の粗格子域では、2-4日程度の湿度場の変動が見られるが、これは対流が2-4日程度の周期で変動していることに関連している。対流の変動に伴って、下層風や伝播する重力波の強さも変動し、海面からの蒸発が2-4日程度で変動していることが想像される。

#### 4.4 40-45 ms<sup>-1</sup>の速度をもつ重力波

前述したように、本研究で見られた30日波は、40-45 ms<sup>-1</sup>の速度で伝播する重力波と共存する特徴がある。そこで、本節ではこの重力波の振舞いに注目する。地上気圧偏差(図4.3-bや4.8)を見ると、波数1の伝播に重なって数千kmスケールの西進と東進が存在する。例えば、図4.8の6-18day付近に見られる高気圧偏差の西進に着目すると、中央の対流付近(図4.4)から発生し、1万-1万5千km程度を伝播した後、衰弱している様子が見られる。

高さ6kmでの温度偏差(図4.13)で見ても、波数1の30日波の東進に重なって、40-45 ms<sup>-1</sup>の速度をもつ速い東西伝播が卓越している。正偏差(黄橙色系統)は、中央部で活発化している対流(図4.4)のつくる補償下降流に伴う断熱昇温と重力波の下降流の伝播に伴う断熱昇温の重ね合わせによってもたらされている。現実大気においても、SCCから40 ms<sup>-1</sup>の速度をもつ温度擾乱の速い東西伝播が存在することが最近の観測的研究から明らかになっている(Bantzer and Wallace, 1996)。

次に、40-45 ms<sup>-1</sup>の速度をもつ重力波が対流からどのように励起されているかを見るために、図4.16に高さ6kmでの鉛直速度を示した。赤色は対流に対応する強い上昇流、黄色や黄緑色は重力波に伴う上昇流、緑色は下降流を表している。地上降水強度の図(図4.4)で見たように、約15 ms<sup>-1</sup>の東進する対流と、海面水温の高い領域(-5,000-5,000km)付近に局在する対流群が存在する。中央部に局在する対流群について注目すると、停滞しながら12-16日目に降にやや衰え、28日目に再び活発になる様子が見られる。すなわち、12-14日の時間スケールで対流活動は変動している。この対流活動の変動は、図4.5の地上降水強度にも見られるように2つのスーパークラスターの活動に対応している。このスーパークラスターを含む中央部の対流から重力波が励起され、40-45 ms<sup>-1</sup>の速度で東西に伝播する(図4.16は100km平均を施したものであるため、第3節で論じた数十kmスケールの重力波は見られない。)よく見ると、この速い波はrandomに発生するのではなく、時間スケール2-4日、空間スケール2,000-5,000kmの集団を成している様子が見られる。

個々の赤い対流はSCCを構成するクラウドクラスターに対応するが、この波がどのように励起されているかみるために、図4.17に、縦軸を2日から10日まで、横軸を東西15,000kmの領域(-10,000-5,000)で示した。クラウドクラスターは2-4日程度の寿命をもち、活動が変動している。この2-4日程度の変動に伴って、時間スケールで同程度、水平スケールで数千kmから1万km程度の重力波が励起されている。この重力波は、図4.3-bや図4.6など地上気圧偏差の図でみると、より明瞭である。

#### 4.5 鉛直構造

次に、30日波や40-45 ms<sup>-1</sup>の波がどのような構造をもっているかを議論する。

図4.18に雲水量と水平風偏差を8day 00h(以下、8:00などと表記する)から12時間毎に示した。-5,000から3,000km付近に対流群(SCC)が存在する。SCCはクラウドクラスターから成り立っている様子が分かる。クラウドクラスターは生成・消滅が激しいが、全体として3,000-5,000kmスケールの対流の集団(SCCへの組織化)が維持されている。

SCCの活動に伴い、5-6km付近に節をもつ下層収束・上層発散が見られる。SCCに伴う下層収束に注目すると、時間が経つにつれて、中央部よりも東側のクラスターに収束域が移動していく特徴が見られる。これは、東側のクラスターが活発化していることを意味する。

一方、10,000-20,000km付近に見られる対流は30日波の伝播に伴って発生したクラウドクラスターである。このクラスターは粗格子域に存在するために、内部構造を適切に表現できていない。

図4.19に、10:00におけるtotalの水平風と温度偏差、鉛直速度、相対湿度の断面を示した。水平風については、下層と上層とで鉛直方向に位相が逆転する特徴(6km付近に節)が見られる。これは対流に伴う下層収束と上層発散であり、ほぼ惑星スケールに及ぶものである。鉛直速度は、赤い部分が対流に相当する強い上昇流を表しているが、対流の東西に、重力波に伴う数百-数千km程度のスケールの上昇流・下降流が見られる。また、相対湿度と温度偏差を見ると、対流の外側中・上層での乾燥化と昇温が顕著である。温度偏差には、数千kmスケールの変動が重なってみられる。これは図4.13、4.17でみた速度40-45 ms<sup>-1</sup>の伝播に対応する。また、SCC付近(対流域)で、高さとともに東傾する暖域が見られる。

図4.20に、1,000km平均をとった気圧偏差と温度偏差の鉛直断面を、9:12から10:12まで12時間毎に示した。色をつけた部分は気圧偏差(黄赤系統は正偏差、青紫系統は負偏

差), 等値線は温度偏差を示す。SCC 域の東側では, 下層低気圧と上層高気圧, 西側では, 下層から上層へ, 高気圧-低気圧-高気圧-低気圧という二層構造が見られる。気圧, 温度とも, 数千 km スケールの振幅の変動が顕著である。3 つの断面図を順に見ていくと, 対流西側の暖域, 下層低気圧は約 2,000km/12hours の速度で西進している (順に, 座標 -60, -80, -100)。これは, ほぼ  $40-45 \text{ ms}^{-1}$  の伝播に対応している。

SCC の西側について, この伝播の様子や鉛直構造を調べるために領域 (-80 -- 20) を拡大した鉛直断面図を図 4.21 に示す。8:00 から 10:12 までの 12 時間毎の図である。この図では, 色をつけた部分は気圧偏差, 矢印は速度場, 紫色の等値線は温度偏差を表し, いずれの量も 100km 平均を施したものである。大きな目でみると, 下層高気圧と西風, 上層 (高さ 12km 付近) 低気圧と東風の相関をもつ惑星スケールの東進重力波が存在するが, この東進波に重なって, 例えば, 中層 (高さ 3km 付近) の紫色 (低気圧偏差) に注目すると, 約千 km のスケールの西進重力波として伝播している様子が分かる。この低気圧に付随して, 上層 (8-10km 付近) の高気圧も西進している。

対流の西側の気圧のもつ二層構造に関してであるが, 30 日波は対流と同程度の深い構造をもっている。それに対して,  $40-45 \text{ ms}^{-1}$  の波は 6-9km 程度に節をもち, 30 日波よりも浅い構造をもつ。この特徴は, 位相速度が 30 日波の方が遅いことと矛盾するようにみえる。これについては次のように解釈することができる。30 日波は wave-CISK 的で対流圏での深い対流の構造を反映して深い鉛直構造をもつ, 遅い位相速度は潜熱放出による安定度の減少による。一方  $40-45 \text{ ms}^{-1}$  波は dry wave 的な性質をもつ。後にも議論するが, この 2 種類の波 (30 日波と  $40-45 \text{ ms}^{-1}$  の波) は, それぞれ, Hayashi and Sumi(1986) における moist experiment と dry experiment で卓越した波とよい対応を示している。参考として, Hayashi and Sumi(1986) における 2 種類の波の鉛直波長を参照すると,  $15 \text{ ms}^{-1}$  の波 (moist experiment) は約 24km,  $30-40 \text{ ms}^{-1}$  の波 (dry experiment) は約 20km であった。  $15 \text{ ms}^{-1}$  の波の方が鉛直スケールが大きい点は, 本研究の結果と整合的である。

一方, SCC の東側 (座標, 10-80) に注目すると (図 4.22), 30 日波の東進重力波とそれに重なって存在する数千 km スケールの東進重力波の特徴が見られる。例えば, 下層低気圧と下層東風, 上層高気圧と上層西風という対応が確かめられる。

#### 第 4 節のまとめ

本節の結果は, 2 次元モデルの範囲内ではあるが, マデン・ジュリアン振動 (不安定な東進重力波; 30 日波) の励起・維持において, スーパークラスターが重要な役割をもつことが示唆された。

従来のモデル研究で再現された SCC やマデン・ジュリアン振動の振幅いと本質的に異なる点は, 30 日波と比較して SCC はゆっくりした速度で東進することである。その結果, 30 日波の伝播に伴って, SCC と 30 日波の間には cooperative な phase と anti-cooperative な phase が存在し, それに伴って SCC や 30 日波の活動が変動することが示唆される。cooperative な phase においては, 波の上昇域の東側での正の温度偏差と西側での負の偏差, 静力学平衡から期待される気圧分布に対して, 例えば対流 (SCC) のつくる下層収束・上層発散が気圧傾度力と水平風の相関等を通して不安定な重力波の構造を維持しようとする (SCC による 30 日波の不安定化)。同時に, SCC を含む対流活動は, 波の収束域の伝播が対流の強化をもたらすことによって活発化する (30 日波による SCC の活発化)。すなわち, SCC と 30 日波とが cooperative な phase である。一方, anti-cooperative な phase においては, 対流 (SCC) のつくる下層収束・上層発散, 補償下降流やそれに伴う昇温や気圧変化が不安定な東進重力波の構造を崩そうとする (SCC による 30 日波の不安定化の弱まり)。同時に, SCC などの対流活動は, 波の発散域の伝播によって抑制される傾向をもつ (30 日波による SCC の不活発化)。このような SCC と 30 日波との位相のずれを伴う相互作用が SCC や 30 日波のサイクルをコントロールしていることが推測される。

このような活発・不活発というサイクルを繰り返す SCC の集団として, 海面水温の高い 1 万 km 程度の領域に局在する大規模な対流がもたらされる。これらの特徴は, 近年の観測的研究 (Weickmann, 1991; Hendon and Liebmann, 1994; Dunkerton and Crum, 1995 他) と整合的である。従来の大部分の数値モデルによる研究においては, SCC とマデン・ジュリアン振動とは同位相を保ちながら伝播するという特徴をもっていた。



## 5 まとめ・議論

本論文では、対流の階層を含む熱帯のスーパークラスターの形成・維持のメカニズムを非静力学2次元モデルを用いた数値実験に基づいて理解すること、および、スーパークラスター(対流)がマデン・ジュリアン振動の励起・維持においてどのような役割をもつかの基礎を得ることを目的とした。第3節においては、まず、スーパークラスターの本質的な特徴、すなわち々と対流を東側でつくりながら東進する対流群をもたらしメカニズムに焦点をしばり、対流が励起する小規模な(O(10-100km))重力波の重要性を論じた。次に、このメカニズムによりスーパークラスターの階層構造と東進を説明できること、すなわち、「積雲対流」-「メソスケール対流」-「クラウドクラスター」の階層を含み、ゆっくりした速度( $10\text{ms}^{-1}$ 以下)で東進するスーパークラスターに似た数千km規模の対流群(SCC)が説明できることを示し、スーパークラスター内部の対流の振舞いを論じた。第4節においては、40日程度の時間積分により、スーパークラスターが、さらにマデン・ジュリアン振動(Madden and Julian, 1971, 72)に似た約30日で赤道を一周する惑星スケール・東西波数1の東進波(以下30日波)の励起および維持において重要な役割をもつことを示した。それに加えて、近年の観測的研究(Milliff and Madden, 1996 他)によりマデン・ジュリアン振動との関連が注目されている約40-45 $\text{ms}^{-1}$ で伝播する「速い」重力波がスーパークラスターから励起され、30日波と共存している様子を再現し、これらの波動がスーパークラスターの対流の組織化や階層構造とどのような関連をもつか論じた。以上の議論を通して、対流(スーパークラスター)との相互作用が重要なマデン・ジュリアン振動(MJO)の励起・維持のメカニズムの基礎を得ることができた。以下、各節で論じた主要な結果をまとめながら考察を加える。

スーパークラスター(以下SCC)の階層構造の形成・維持や東進において、対流の励起する小規模の(O(10-100km))重力波が重要であるが、重力波の役割は次のとおりである。下層が十分湿潤な状況下で、重力波に伴う上昇流により凝結・下層雲の形成をもたらす、遅れて伝播してくる重力波の上昇流に伴う力学的な効果や断熱冷却による雲の周囲の冷却(不安定化)を通して下層雲を高い対流に成長させる。このメカニズムは、EmanuelらのWISHEの下で有効に働く。すなわち、下層の一般風が東風という状況下で、対流の発達に伴う下層風の強化が対流の東側で海面からの蒸発を促進し下層をさらに湿らせることにより、重力波が新たな対流を東側で励起しやすくなる。このメカニズムによってメソスケール対流はクラウドクラスターに組織化され、さらにクラウドクラスターはSCCに組織化される。本研究で再現されたSCCは、従来の多くの数値モデルにおけるSCCと比較して、 $10\text{ms}^{-1}$ 以下の遅い速度で東進する点が重要な特徴である。

重力波が関与したこのメカニズムが効率よくクラウドクラスターを東側で励起するためには、重力波が新たなクラウドクラスターを励起し得るほどの十分な強さをもつことが重要で、そのためには、励起源のクラウドクラスターがある程度の強さを保つことが重要である。対流の維持・強化においては、その基本的な構成要素であるメソスケール対流(MC; Yamasaki, 1988)の維持・強化が本質的であり、ここでは、従来の熱帯の雲システムにおいてその重要性が示されてきた雨水の蒸発によるコールドプールと暖湿な環境風との相互作用(Yamasaki, 1975, 84 他)が重要な役割を果たすことが確認された。以上のメカニズムによって以下のように特徴的な時空間スケールをもつメソスケールの対流群や、その集団としてのSCCが形成される。すなわち、O(10km)の空間スケール、3-12時間の時間スケールをもつMCが集団化してO(100km)の空間スケール、0.5-2日の時間スケールをもつクラウドクラスター(CC)へ、CCが集団化して1,000-1,500kmの空間スケール、3-4日の時間スケールをもつLCCへ、そしてLCCの集団として総観スケールのSCCが形成される。

Chao and Lin(1994)およびChao and Deng(1996)は、対流をパラメタライズした2次元モデルの数値実験において、SCCの東進、すなわちクラウドクラスターを次々と東側に形成するメカニズムを考察し、本研究と同様、既存のクラウドクラスターが励起する重力波の伝播が重要であることを示した。彼らのモデルは水平分解能が100km程度であるため、クラウドクラスターよりも小さなメソスケール対流を表現できず、本研究で注目したような、メソスケール対流が重力波により集団化してクラウドクラスターを形成する過程については論じられていない。また、重力波がどのようなメカニズムによって対流の励起・発達に寄与するかについては論じられていない。しかしながら、MJOの研究においてクラウドクラスターを適切に表現することが重要であるという観点は本研究と整合的である。

本研究の結果において興味深いことは、対流群(MC, CC, LCC; 以下メソ群)の間には、互いの接近や移動、対流の強弱の変動を通して顕著な相互作用が存在し、それによって対流の時間スケール(寿命)や振舞いに変化することである。相互作用に関わる要因の一つは、下層風速に依存して海面からの蒸発量や下層の湿度場が変化すること(WISHEの効果)である。湿潤化が起これば重力波の伝播による対流の励起が起りやすくなり、乾燥化が起これば既存の対流が衰弱しやすくなる。とくに、東側で生じる新たな対流の発達・接近をもたらす下層の乾燥化はメソ群の衰弱をもたらす要因である。WISHEはもともとSCCやMJOなど総観スケール以上の擾乱の維持機構として提唱されたもの(Emanuel, 1987; Neelin et al., 1987)で、過去の数値モデルや理論的研究においてもそのような観点から論じられ、SCC(中島, 1994; Chao and Lin, 1994; Chao and Deng, 1996; Yano et al., 1995)や惑星スケール・波数1のMJOの東進(Numaguti and Hayashi, 1991;

Xie et al., 1993) の維持において重要な役割を果たすことが示されてきた。本研究の結果は、SCC 内部の総観スケールよりも小さな対流の階層においても WISHE がその振舞いや時間スケールをコントロールし得ること(中島, 1994)を示している。相互作用に関わるもう一つの要因は、メソ群の接近・移動に伴ってメソ群に対する環境風の鉛直シアが時間的に変化することである。それによって、CC や LCC の時間スケールは変動する。過去のメソスケール対流系の研究によれば、対流の時間スケールは鉛直シアに大きく依存する(Yamasaki, 1984, 1988)。対流が鉛直シアと同方向の傾きをもつダウンシア型の場合は、シアと逆方向の傾きをもつアップシア型の場合と比較して対流が持続しにくいことが知られる。その理由は、降水が収束(上昇流)と同じダウンシア側で生じるために、降水の持続につれて収束が妨げられるためである。一方、アップシア型の対流の場合は降水が起こる位置と収束の位置とは分離されるため、対流はより持続的になる。本研究のメソ群は、多くの場合その発達-最盛期において、対流の東側で下層ほど強い東風の鉛直シアに対して、鉛直方向に西へ傾くアップシア型の特徴をもっている。ところが、東側で新たな対流が発達するにつれてそれに伴う鉛直循環が発達し、古い対流の東側では下層の東風が弱められる。その結果、対流はダウンシアの状況となり衰弱しやすくなる。このダウンシアの状況から対流が衰弱する場合と、下層東風の吹き込みの強まりによって再び活発化する場合とがあり、それは、東側の対流までの距離やその強さに依存している。従来は個々の積雲対流やメソスケール対流の時間スケールや持続性についての議論で注目されてきた鉛直シアの効果は、メソスケール対流の集団であるクラウドクラスターなど複数の対流の間でも働き得ること、したがって、メソスケール対流(MC)よりも大きなスケールの対流の時間スケールにも影響を及ぼし得ること(Yamasaki, 1984, 1988 他)が示唆される。SCC を構成するメソスケールの対流群の振舞いには、前述した WISHE の効果や補償下降流による下-中層の乾燥化、小規模の重力波の伝播など様々な要因が関与しているため、鉛直シアの効果のみを抽出することは容易ではなかった。したがって、この効果を明らかにするためには、さらに数値実験が必要である。また、一般風の鉛直シアや対流活動に伴って時間的に変化する鉛直シアの効果が、例えばクラウドクラスターの集団としての SCC や、SCC の集団としての大規模対流の起こり方に対してどのような影響を与えるかについて、観測データの解析からも理解することは重要であると考えられる。現実大気の SCC の内部のクラウドクラスターやとくにその内部のメソスケール対流の振舞いは観測からまだあまり明らかにされていないが、上で述べた振舞いが起こっていることが想像される。

メソ群を含みゆっくりと東進する SCC は総観スケールくらいの水平スケールをもつが、この雲群は惑星スケールにも及ぶ鉛直循環を励起する。鉛直循環は東進重力波の構造をもち、SCC と協力的に維持されることが見出された(wave-CISK)。4 万 km の領域を与える場合、SCC よりも速い  $15 \text{ ms}^{-1}$  程度の速度、すなわち約 30 日で 4 万 km を伝播する波

数 1 のマデン・ジュリアン振動に似た東進重力波(30 日波)が再現された。ゆっくり東進する SCC やそれに伴う鉛直循環と 30 日波とは位相速度が異なるために、30 日波の伝播に伴って、SCC と 30 日波の間には cooperative な phase と anti-cooperative な phase が存在し、それに伴って SCC や 30 日波の活動が変動する。cooperative な phase においては、波の上昇域の東側での正の温度偏差と西側での負の偏差、静力学平衡から期待される気圧分布に対して、例えば対流(SCC)のつくる下層収束・上層発散が気圧傾度力と水平風の相関等を通して不安定な重力波の構造を維持しようとする(SCC による 30 日波の不安定化)。同時に、SCC を含む対流活動は、波の収束域の伝播が対流の強化をもたらすことによって活発化する(30 日波による SCC の活発化)。すなわち、SCC と 30 日波とが cooperative な phase である。一方、anti-cooperative な phase においては、対流(SCC)のつくる下層収束・上層発散、補償下降流やそれに伴う昇温や気圧変化が不安定な東進重力波の構造を崩そうとする(SCC による 30 日波の不安定化の弱まり)。同時に、SCC などの対流活動は、波の発散域の伝播によって抑制される傾向をもつ(30 日波による SCC の不活発化)。このような SCC と 30 日波との位相差の変化を伴う相互作用が SCC や 30 日波のサイクルをコントロールしている。このような活発・不活発というサイクルを繰り返す SCC の集団として、海面水温の高い 1 万 km 程度の領域に局在する大規模な対流がもたらされるともいえる。これらの特徴は、近年の観測的研究(Weickmann, 1991; Hendon and Liebmann, 1994; Dunkerton and Crum, 1995 他)と整合的である。従来の大部分の数値モデルによる研究においては、海面水温の東西非一様性を考慮したモデルにおいてさえ(Lau et al., 1989)、SCC とマデン・ジュリアン振動とは同位相を保ちながら伝播するという特徴をもっていた。

本研究ではさらに、30 日波と共存する約  $40\text{--}45 \text{ ms}^{-1}$  の速度で伝播する重力波が再現された。この速い重力波は、もともとは SCC 内部のメソスケールの対流(MC)やクラウドクラスター(CC)から伝播する  $O(10\text{--}100 \text{ km})$  のスケールをもつ重力波であるが、これがさらに数千 km のスケールの重力波と共存するという興味深い特徴がみられる。この数千 km スケールの重力波は、SCC 内に存在する 2-4 日程度の時間スケールをもったクラウドクラスターによって励起されて東進・西進する。

組織化された速い西進重力波は伝播に伴って、SCC の西側で新たな対流を励起したり対流の振舞いに若干の影響を与える場合がある。しかし、多くの場合、西進波はクラウドクラスターの西進よりもはるかに速い速度で伝播し、対流の振舞いに大きな影響を与えることなく  $1\text{--}1.5 \text{ 万 km}$  を伝播しながら衰弱する。近年の研究で、SCC に伴う西進クラスターが西進(慣性)重力波の力学・伝播と結合した雲システムであることが示唆されている(Takayabu 1994b; Liebmann et al. 1997)が、本研究の結果はそれを支持し

ない。LCCの内部のクラウドクラスターの西進は、波の伝播によるものではなく、むしろ Sui and Lau (1992) や Velden and Young (1994) が示唆したように下層-中層の東風による移流がもたらしている。波はクラウドクラスターの振舞いに多少の影響を与えはするものの、クラウドクラスター自身が、先にみたようなコールドプールや小規模の重力波の伝播などを伴うメソスケール対流の集団として独自の維持機構をもっている。これは、TOGA-COARE 期間の観測データを用いた最近の観測的研究である Haertel and Johnson (1998) の示唆と整合的である。

組織化された速い伝播は東進波にも存在する。最近の観測的研究において、SCC が活発なインド洋-西部太平洋域 (70E-140E) から 1 万 km 弱東方の東部太平洋において、同程度の速度で伝播する「速い」波の存在が報告されており、MJO との関連が示唆されている (Milliff and Madden, 1996; Milliff et al., 1998)。本研究に現れた「速い」波は、この波に対応するものと推測される。Milliff et al. (1998) は、この波に伴う地表風のシグナルが MJO に伴うインド洋付近の対流から励起され、太平洋を 1 万 km 程度にもわたって伝播することを報告した。この波が単に対流活動に伴う応答として存在するだけなのか、それとも、対流 (SCC) や MJO に何らかの影響を及ぼしているかどうかは興味ある問題である。例えば、この波が SCC から励起された後、赤道域を東進してインド洋付近に至り、新たな SCC の励起に何らかの形で寄与するかどうか興味もたれる。その際、様々な散逸に抗して波がある程度の距離を伝播できるかどうかが問題となる。西部太平洋域の SCC から励起されたこの波が減衰せずに 2 万 km 以上東方のインド洋へ到達する可能性は直観的には考えにくい。もしも伝播の途中で熱帯の対流や中緯度の擾乱からエネルギーを供給されればその可能性も皆無ではないと思われる。また、メソスケール (O(10-100km)) である限り、鉛直速度も大きく、あまり長距離を伝播しないうちに衰弱する可能性があるが、もしも鉛直スケールが大きく変化しないとして、本研究でみられたように総観スケール以上の集団に組織化された波であるならば、あるいは対流圏に捕捉される別のメカニズムが存在するならば、上方への散逸が抑えられ、長距離を伝播する可能性が考えられる。さらに、Milliff and Madden (1996) の解析結果が示しているように、この波がケルビン波に対応するならば、赤道域への捕捉の効果が利くことによって長距離の伝播が起こりやすくなることが推測される。

40-45  $\text{ms}^{-1}$  の重力波の対流圏への捕捉や鉛直伝播の問題は以下の観点からも興味深い。東西波数 1 を仮定するとその周期は 10 日程度で、Wallace and Goussy (1968) が下部成層圏において発見した波の周期 (10-20 日) と同程度である。実際 Hayashi and Golder (1993) は大循環モデルを用いた MJO の数値実験において、対流圏上層の高度場の変動をスペクトル解析し、40-50 日や 25-30 日の周期に加えて、10 日 (位相速度 45  $\text{ms}^{-1}$  程度) のシグ

ナルが現れること、これが下部成層圏で Wallace and Goussy (1968) が発見した 10-20 日周期の波と関連をもつことを示唆している。波の成層圏への伝播を論ずることは本研究の範囲外であるが、この観点からも対流圏の SCC から励起される「速い」波は考察に値するであろう。

以上のように、本研究では 30 日波と 40-45  $\text{ms}^{-1}$  の重力波という 2 種類の波が共存する様子がみられたが、現実大気では両者の波は独立に観測されるのみで、お互いがどのように関連しているかは明瞭でない。40-45  $\text{ms}^{-1}$  という位相速度は、対流圏内の深い対流 (12-15km) により励起される最も深い傾圧構造をもつ中立重力波の典型的な位相速度に対応する。一方、30 日波は対流圏の深い対流 (SCC) と関連をもった不安定な東進重力波である。したがって、両者は「対流から励起される」という点で共通しているものの、その維持機構においてスーパークラスターのスケールに組織化された対流との相互作用が重要かどうかという点で大きく異なるということがいえる。本研究では領域 1 万 km を与えた数値実験も行ったが、そこでは、スーパークラスターに対応する総観スケールに組織化された対流は存在せず、また、30 日波に対応するゆっくりした東進波も励起されなかった。その代わり 40-45  $\text{ms}^{-1}$  の速度の重力波が卓越した。したがって、4 万 km のケースの結果と併せて考えると、「速い」波は、その維持においてスーパークラスターのスケールの対流との相互作用はあまり重要でないと推測されるのに対し、MJO (30 日波) の維持においては、組織化された対流との相互作用 (wave-CISK) が重要で、その振舞いは対流の振舞いに大きく依存することが推測される。何故ならば、40-45  $\text{ms}^{-1}$  の「速い」波は 4 万 km ケースにおいて見られたものの、30 日波 (MJO) は 4 万 km のケース、すなわち、SCC (対流) の組織化が顕著な場合に卓越し、対流との相互作用がみられるからである。40  $\text{ms}^{-1}$  の波が対流と強く couple しない波であることは、過去のいくつかの数値モデルからの結果と矛盾しない。Hayashi and Sumi (1986) では、30 日周期の対流の東進がみられたケースから湿潤過程を除去したときに、対流の東進を維持していた東進波がほぼ中立なケルビン波として 30-40  $\text{ms}^{-1}$  の位相速度をもって東へ伝播する様子がみられた。また、Hendon and Salby (1996) は、観測データに基づいて指定した、インド洋-東部太平洋を東進する対流 (熱源) に応答する温度擾乱が、対流のない中部太平洋以東を 40-50  $\text{ms}^{-1}$  の速度で伝播することを報告している。しかし、いずれの研究も、湿潤過程を含まない設定 (Hayashi and Sumi, 1986) あるいは、対流との相互作用を含まない強制問題の設定 (Hendon and Salby, 1996) でこの波を得ており、本研究のように対流との相互作用を含む 30 日波と共存する様子を示したのではない。また、この波が、本研究でみられたように、メソスケールの重力波の集団として存在するかどうか、その場合に対流と相互作用するかどうか、対流に何らかの影響を与えるかどうかについては過去に議論がなく、興味ある問題である。現実大気では、SCC の近傍において「速い」波が存在したとしても、観測の時空間分解能の

制約があることや、より長周期で振幅の大きな MJO その他の擾乱や SCC にマスクされていることから、その振舞いを明らかにすることは難しいと思われるが、観測とモデルの研究を併せて理解を進めていくことは重要である。

以上論じてきたように、SCC や MJO は様々な時間空間スケールをもつ対流や重力波が関与した現象であることが示唆される。SCC は惑星スケールの東進重力波 (MJO) を励起し、MJO との相互作用 (wave-CISK) において重要な役割を果たすことが示唆されたが、現実の 3 次元系では、さらに多くの要因が SCC や MJO の振舞いをコントロールしていると思われる。例えば、近年注目されている様々な赤道波 (Wheeler and Kiladis, 1997) や、モンスーンとの相互作用 (Murakami, 1976; Wang and Rui, 1990)、中緯度の擾乱の影響 (Magaña and Yanai, 1991) などである。この意味で、SCC や MJO の様々な振舞いを理解するためには多くの問題が残されているといえる。しかしそれにも拘らず、積雲対流を解像できる 2 次元モデルを用いた本研究において、積雲対流やメソスケール対流の階層を含む SCC を表現し、かつ、そこから励起される MJO に似た波動の基本的な振舞いのある程度再現できたことは重要な意味をもつと考えられる。その意義は、Madden and Julian (1971, 72) をはじめとして多くの観測的研究が主張してきた赤道付近の「対流 (SCC)」が、MJO において本質的な役割をもつことが、対流雲を解像できる非静力学モデルにおいて、はじめて示されたことである。Hayashi and Sumi (1986) をはじめとして過去の静力学モデルにおいても、ある程度 MJO の基本的な特徴を再現した研究はあるが、前述したように、MJO を駆動する SCC (対流) の適切さ、すなわち対流のパラメタリゼーションの適切さに疑問があったため、議論の本質的な部分で問題を抱えている可能性があった。

次に、東進波 (MJO) が何故、東西波数 1 で現れるか、何故 SCC が総観スケールで維持されるかについて考えたい。本研究の結果から推測されることは、総観規模の対流 (SCC) が分散せずに集中して起こることが MJO の維持に対して重要ではないかという点である。対流が集中して起これば、対流域 (上昇流) とその周囲の補償下降流がもたらす乾燥域は対流活動が持続する限り維持される傾向が見られた。本研究では、海面水温の高い領域を約 1 万 km に局在させたことにより、局在した対流が励起され準停滞的に維持された。条件付不安定な熱帯大気では、非線形効果 (conditional heating; 下降域では断熱と仮定) を考慮すれば波数 1 の擾乱がある程度起こり易くなるのが MJO の数値実験 (Miyahara, 1987, Lau and Peng, 1987 他) により示唆されてきたが、必ずしもそうとはならないことが Xie (1994) により指摘されている。本研究においても、波数 1 の選択機構は明らかでない。しかし重要な点は、多くの conditional heating model では大きな拡散や filtering を施さなければうまく説明できなかった対流域の総観規模の広がり (SCC) が、なぜ本研究では再現できたかという点である。Hayashi and Sumi (1986) は、現実大

気の SCC の総観スケールをもたらし主因として、赤道変形半径が関連していることを推測した。しかしこの推測は、赤道鉛直 2 次元で地球の回転の効果を考慮していない本研究においても総観スケールの SCC が得られたことから本質的ではない可能性がある。本研究の結果から示唆されるのは、「積雲対流」-「メソスケール対流」-「クラウドクラスター」という対流の階層構造に総観スケールの卓越を理解する鍵があるのではないかということである。これは、海面からの蒸発によって下層の湿潤域 (不安定域) が総観規模程度で維持されることと関連している。何らかのきっかけでクラウドクラスター規模の対流の集団がつかくれ、かつ下層の一般風が東風という状況下では、一般風との cooperation により対流自身が東側で下層風速を強め、海面からの蒸発 (WISHE) により、数百 km - 千 km 程度のスケールの不安定域を東に形成する。その不安定は一度に大きなクラウドクラスターが発生して解消されるのではなく、条件付不安定な大気の性質として積雲対流やその集団のメソスケール対流が local に起こることと解消して、メソスケール対流自身はメソスケールの重力波を励起して、その重力波がさらにメソスケール対流を励起することで、結果としてメソスケール対流の集団としてクラウドクラスターを形成するという形で数百 - 千 km スケールの不安定を解消しようとする。クラウドクラスターが発達すれば、さらに WISHE が働き、不安定域が東へ拡大していく。その結果、クラウドクラスターはさらに重力波を励起しながら東側へクラスターをつくり続ける。一方、西側の古いクラスターは東側のクラスターの発達に伴って前述したメカニズムにより衰弱する。したがってある時間である総観スケールの集団が形成されることになる。このような対流の組織化の起こり方は赤道から離れた緯度での起こり方と対照的である。コリオリ効果の働く赤道から離れた緯度であれば、渦擾乱が対流との相互作用によって発達し (Yamasaki, 1983)、渦擾乱が水蒸気を効率よく捕捉することで変形半径と同程度のスケールの対流と渦とが協力的に発達し、渦核の対流がつかられる。SCC のように離散的に配置されたクラウドクラスターの集団は、重力波が卓越する赤道域に特徴的な対流の組織化と考えられる。現実の SCC は南北方向にも数百 - 数千 km の広がりをもっているから、ある程度は地球の回転の効果は受けるであろう。

本研究の結果を現実の現象と対応づけるにあたって留意すべきことは、この研究が 2 次元モデルの理想化された状況下での数値実験であることである。2 次元系での重力波の伝播は東西 2 方向においてのみ可能であるのに対し、3 次元系での重力波は、あらゆる方向に伝播可能である。その場合に、本研究で見られたように対流の東側に伝播する重力波が東側で次々と対流を励起できるかどうか興味がある。その際、WISHE やその他のメカニズムにより東側下層で湿潤な状態が維持されれば、東側での対流の励起が起こりやすくなると考えられる。また、2 次元という制約からうまれる他の欠点として、対流やそれに伴う鉛直循環の強さが 3 次元 (現実) の系よりも過大評価されることが挙げられる。その結果、例

えば、水平風速の振幅が観測よりも強くなったり、補償下降流による昇温・乾燥化が東側での対流の励起を抑える傾向がでてくる。しかしながら、この欠点は本研究の結論、すなわち、重力波による SCC の組織化や MJO に対する SCC の重要性を本質的な意味で変えるものではないと考えている。

また、地球の回転を考慮した 3 次元系では、2 次元コリオリ効果なしの本研究で注目した重力波のうち、とくに、クラウドクラスター以上のスケールをもつ重力波の振舞いが変わり得る。したがって、3 次元の状況で、本研究で現れた様々なタイプの東進・西進重力波がどのように振舞うか、対流とどのように相互作用するかは興味ある問題である。例えば、地球回転の効果が加わることによって 30 日波がケルビン波的な性質をもつかどうか、とくに、2 次元モデルでは調べられなかった南北への捕捉の効果が SCC にどのような影響をもつか、また、 $40\text{--}45\text{ ms}^{-1}$  の西進重力波がどのように振舞うか、対流の組織化に対してロスビー波がどのような影響をもつか注目される。また、近年の研究でその重要性が示唆されている大気と海洋との間に働く地表摩擦の効果 (Hayashi and Golder, 1988; Wang, 1988a; Hendon and Salby, 1994; Kuma, 1994; Salby et al., 1994; Wang and Li, 1994; Ohuchi and Yamasaki, 1997) が SCC や MJO においてどのような役割をもつかについても興味もたれる。本研究において、2 次元の範囲で対流と波動との相互作用 (wave-CISK, Yamasaki, 1969, 1971; Hayashi, 1970, 1971) により波数 1 の東進重力波が維持されることが示唆されたが、3 次元系で議論してはじめて、より包括的に wave-CISK を理解できる。

さらに、3 次元モデルの議論では必須となるであろう「対流のパラメタリゼーション」としてどのようなものを開発すればよいかは、序にも述べたように大きな問題である。本研究の結果から、パラメタリゼーションにおいてメソスケール対流の組織化を適切に表現することが重要であることが分かった。それはメソスケール対流が単にクラウドクラスターや SCC の構成要素であるばかりでなく、SCC を励起・維持する惑星スケールの循環 (MJO) をもコントロールし得るからである。その際、従来より Yamasaki (1975, 1984, 1988) などが強調してきた 雨水の蒸発によるコールドプールと暖気との相互作用の重要性はいうまでもなく、小規模の重力波の効果を取り入れることが重要であるかどうか、もし、そうならばどのように取り入れるかは難しい問題である。この問題は重力波の励起源である対流をいかに表現するかという問題と密接に結びついているからである。例えば 3 次元モデルにおいて、粗い格子間隔を用いた場合に重力波が対流を励起する効果は本研究と定性的には変わらないと想像されるが、対流との相互作用の起こり方は、重力波のスケールに大きく依存することが推測される。したがって、メソスケール対流やクラウドクラスターと重力波との相互作用に対する深い理解が求められる。

最近、メソスケールの対流の力学的・熱力学的な効果を適切に考慮したパラメタリゼーションを開発しスーパークラスターの振舞い・メカニズムをより適切に理解しようという気運が高まりつつある (Chao and Lin, 1994; Moncrieff and Klinker, 1997; Ohuchi and Yamasaki, 1997; Yano and Moncrieff, 1998)。Chao and Deng (1997) は、スーパークラスター内部に異なった発達段階のクラウドクラスターが存在することによって、熱源 (対流) が西へ傾くという特徴が SCC において重要な役割をもつこと、したがって、クラウドクラスターのライフサイクルを表現できるようなパラメタリゼーションを用いることの重要性を示唆した。また、Yano and Moncrieff (1998) は、対流をパラメタライズしたモデルにおいても、メソスケールの対流による運動量輸送を適切に表現することによって、位相速度が速すぎるという従来のモデル研究で見られた SCC の欠点は改善できることを示唆した。このようなパラメタリゼーションの改善につながる基礎研究に加えて、実際、メソスケール対流を陽に表現できるパラメタリゼーション (Yamasaki, 1987) を用いてクラウドクラスターやその集団としての SCC を適切に表現し、3 次元系での振舞いを理解する試みがはじまっている (Yamasaki, 1993, UCLA-CCSR workshop)。Chao and Deng (1998) によっても、クラウドクラスターの集団としての SCC を適切に表現したパラメタリゼーションを用い、SCC の 3 次元系での振舞いを議論しようという試みがなされている。しかし、いずれのモデルにおいても、SCC の東進や MJO に対応するケルビン波の東進がそれほど明瞭でなく、西進するロスビーモードが赤道から離れた緯度で卓越してしまうなど問題が残されている。本研究のように対流雲を解像できるモデルによる数値実験を続けながらメソスケールの対流のメカニズムや振舞いについてさらに理解を深めると同時に、よりよいパラメタリゼーションを開発していくことは、単に SCC や MJO の研究に限定されることなく、熱帯の対流の組織化や波動擾乱の励起・維持の理解のためにも重要である。

## 謝辞

山岬 正紀教授には、学部4年時の気象学の基礎的な勉強にはじまって、大学院時代には、数値実験の考え方や結果の解釈、論文の読み書き、その他、研究活動全般にわたって御指導いただき、深く感謝致します。スーパークラウドクラスターという興味ある研究テーマを御示唆いただいたお蔭で、大学院の5年間はスーパークラウドクラスターと共に有意義な研究生生活を送ることができたことを感謝致します。

松田 佳久助教授には、学部4年時の気象力学の講義等を通して気象学の基礎を教えてください、また、大学院時代には、折にふれて気象力学の考え方について議論してくださいましたことを感謝致します。

中村 尚先生からは、計算機の使い方から日頃の研究姿勢、研究内容に至るまで様々な面で多くのアドバイスをいただき、また、研究のあらゆる局面において励ましていただきました。感謝致します。

山形 俊男教授には、学部4年時の地球流体力学の講義を通して、気象現象を理解するために必要な流体力学の基礎を教えてくださいましたことを感謝致します。

東京大学海洋研究所の木村 龍治教授と新野 宏助教授は、気象学特論の講義を通して大気の流れや不安定論について統一的に教えてください、また、本研究をまとめるにあたり多くのコメントを下さいました。感謝致します。

また、東京大学気候システム研究センターの住 明正センター長や故新田 勲教授の御便宜により、大型計算機を十分に使用することができ、お蔭様で博士論文につながる研究成果を得ることが出来ました。感謝致します。故新田 勲教授には、スーパークラスターのみでなく、熱帯気象学の講義を通して、熱帯の様々な現象の面白さを教えてくださいました。

東京大学気候システム研究センターの高橋 正明博士は、本研究に興味をもってくださりアドバイスをくださいました。感謝致します。

東京大学気候システム研究センターの沼口 敦博士や国立環境研究所の高森 縁博士、京都市理学系研究科の西 憲敬博士には、セミナーや個人的な議論を通して、スーパークラスターやマデン・ジュリアン振動について多くのことを教えてくださいました。感謝致します。沼口 敦博士には、本論文をまとめるにあたりコメントをいただきましたことを感謝致します。

また、東京大学気候システム研究センターの中島 映至教授には、学部4年の演習においてFortranの基礎を教えてください、また、大学院時代、折にふれて励ましてくださいましたことを感謝致します。

現地球フロンティア所属の鍵本 崇氏、現防災科学技術研究所の飯塚 聡氏には計算機の使

い方や数値計算の基礎について教えてくださいました。感謝致します。

また、本郷大気・海洋研究室の多くの大学院生のみなさんには計算機環境を整備していただき、お蔭様で快適に計算機を使うことができました。感謝致します。

現北海道大学理学研究科の林 祥介博士や石渡 正樹博士、および現埼玉工業大学の佐藤 正樹博士、現九州大学の竹広 真一博士、中島 健介博士、現気象研究所の保坂 征宏研究員、現地震研究所の吉田 茂生博士等、日本郷地球流体電脳グループの皆様には、修士課程の頃、大学院での研究生生活、学会発表、気象学の学び方について様々なアドバイスをいただきました。感謝致します。

現学芸大学の森 厚氏、現九州大学の伊賀 啓太博士、現北海道大学の川島 正行氏、東京大学海洋研究所の吉岡 真由美氏には研究のあらゆる局面において励ましていただきました。感謝致します。

また、GFDLの栗原 宜夫博士や東京大学生産技術研究所の沖 大幹博士、宇宙開発事業団の沖 理子博士の御便宜により、97年夏にはスーパークラスターやマデン・ジュリアン振動の研究に携わる米国の研究者の方と議論を行う貴重な機会を得ることができました。感謝致します。とくに、GFDLの林 良一博士、Dr. Leo J. Donner, GSFCのDr. W. C. Chao, Dr. C.-H. Sui, Dr. K. M. Lau には、積雲対流の組織化のメカニズム、スーパークラスターやマデン・ジュリアン振動の最近の観測事実や理論的研究の動向、今後の研究の発展に至るまで、様々な面から議論をいただきましたことを感謝致します。

GFDLの林 良一博士からは、日頃から電子メール等を通して、本研究に関する議論ばかりでなく、スーパークラスターに関する貴重な論文を御示唆いただいたりしました。感謝致します。

また、日本気象学会の大会においては多くの方が本研究に興味をもってくださり、様々な方から議論をいただきましたことを感謝致します。

本論文を作成するにあたり、以下の方から貴重なコメントをいただきました。深く感謝致します。(五十音順) 木村 龍治先生、高橋 正明先生、新野 宏先生、沼口 敦先生、松田 佳久先生、山形俊男先生、山岬 正紀先生。

現京都大学の松井 洋博士、東京大学の柳沢 孝寿博士には、博士論文の作成について様々なアドバイスをいただきましたことを感謝致します。

その他、地球惑星物理学教室の研究スタッフ室の職員の方等、快適な研究環境を支えてくださった多くの皆様に感謝致します。

## 参考文献

- Bantzer, C.H., and J.M.Wallace, 1996 : Intraseasonal variability in the tropical mean temperature and precipitation and their relation to the tropical 40-50 day oscillation. *J.Atmos.Sci.*, **53**, 3032-3045.
- Berry, E.X., 1968 : Modification of the warm rain process. *Proceedings of the first national conference on weather modification, 1968*, Amer.Met.Soc., Boston, Mass., 81-85.
- Chang, C.-P., and H.Lim, 1988 : Kelvin wave-CISK: A possible mechanism for the 30-50 day oscillations. *J.Atmos.Sci.*, **45**, 1709-1720.
- Chao, W.C., 1995 : A critique of wave-CISK as an explanation for the 40-50 Day tropical intraseasonal oscillation. *J.Meteor.Soc.Japan*, **73**, 677-683.
- \_\_\_\_\_, and S.-J.Lin, 1994 : Tropical intraseasonal oscillation, super cloud clusters, and cumulus convection schemes. *J.Atmos.Sci.*, **51**, 1282-1297.
- \_\_\_\_\_, and L.Deng, 1996 : On the role of wind-induced surface heat exchange in a two-dimensional model of super cloud clusters. *J.Geophys.Res.*, **101**, 16931-16937.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, 1997 : Phase lag between deep cumulus convection and low-level convergence in Tropical synoptic-scale systems. *Mon.Wea.Rev.*, **125**, 549-559.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, 1998 : Tropical intraseasonal oscillation, super cloud clusters, and cumulus convection schemes. Part II: 3D aquaplanet simulations. *J.Atmos.Sci.*, **55**, 690-709.
- Charney, J.G., and A. Eliassen, 1964 : On the growth of the hurricane depression. *J.Atmos.Sci.*, **21**, 68-75.
- Chen, S.S., Houze Jr, R.A., 1997a : Diurnal variation and life-cycle of deep convective systems over the Tropical Pacific warm pool. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 357-388.

- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, 1997b : Interannual variability of deep convection over the tropical warm pool. *J.Geophys.Res.*, **102**, 25783-25795.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, and Mapes, B.E., 1996 : Multiscale variability of deep convection in relation to large-scale circulation in TOGA COARE. *J.Atmos.Sci.*, **53**, 1380-1409.
- Chimonas, G., F.Einaudi, and D.P.Lalas, 1980 : A wave theory for the onset and initial growth of condensation in the atmosphere. *J.Atmos.Sci.*, **37**, 827-845.
- Cram, J.M, R.A.Pielke, and W.R.Cotton, 1992 : Numerical simulation and analysis of a prefrontal squall line. Part II: Propagation of the squall line as an internal gravity wave. *J.Atmos.Sci.*, **49**, 209-225.
- Dunkerton, T.J., and F.X.Crum, 1995 : Eastward propagating 2- to 15-day equatorial convection and its relation to the tropical intraseasonal oscillation. *J.Geophys.Res.*, **100**, 25781-25790.
- Emanuel, K.A., 1987 : An air-sea interaction model of intraseasonal oscillations in the tropics. *J.Atmos.Sci.*, **44**, 2324-2340.
- \_\_\_\_\_, 1988 : Reply. *J.Atmos.Sci.*, **45**, 3528-3530.
- Flatau, M., P.J.Flatau, P.Phoebus, and P.P.Niiler, 1997 : The feedback between equatorial convection and local radiative and evaporative processes: the implications for intraseasonal oscillations. *J.Atmos.Sci.*, **54**, 2373-2386.
- Fovell, R., and Y.Ogura, 1988 : Numerical simulation of a midlatitude squall line in two dimensions. *J.Atmos.Sci.*, **45**, 3846-3879.
- \_\_\_\_\_, D.Duran, and J.R. Holton, 1992 : Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity waves. *J.Atmos.Sci.*, **49**, 1427-1442.
- Fraedrich, K., J.L.McBride, W.M.Frank, and R.Wang, 1997 : Extended EOF analysis of tropical disturbances: TOGA COARE. *J.Atmos.Sci.*, **54**, 2363-2372.

- Haertel, P.T., and R.H.Johnson, 1998 : Two-day disturbances in the equatorial Western Pacific. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 615-636.
- Hartmann,D.L., and J.R. Gross, 1988 : Seasonal variability of the 40-50 day oscillation in wind and rainfall in the tropics. *J.Atmos.Sci.*, **19**, 2680-2702.
- Hashiguchi, H., S.Fukao, M.D.Yamanaka, and T.Tsuda, 1995 : Boundary layer radar observations of the passage of the convection center over Serpong, Indonesia(6S,107E) during the TOGA COARE Intensive Observation Period. *J.Meteor.Soc.Japan*, **73**, 535-548.
- Hayashi,Y., 1970 : A theory of large-scale equatorial waves generated by condensation heat and accelerating the zonal wind. *J.Meteor.Soc.Japan*, **48**, 140-160.
- \_\_\_\_\_, 1971 : Large-scale equatorial waves destabilized by convective heating in the presence of surface friction. *J.Meteor.Soc.Japan*, **49**, 458-466.
- \_\_\_\_\_, and D.G.Golder, 1988 : Tropical intraseasonal oscillations appearing in a GFDL general circulation model and FGGE data. Part II :Structure. *J.Atmos.Sci.*, **45**, 3017-3033.
- \_\_\_\_\_, 1993 : Tropical 40-50-and 25-30-day oscillations appearing in realistic and idealized GFDL climate models and the ECMWF dataset. *J.Atmos.Sci.*, **50**, 464-494.
- Hayashi,Y.-Y., and A.Sumi, 1986 : The 20-30-day oscillations simulated in an "aqua-planet" model. *J.Meteor.Soc.Japan*, **64**, 451-467.
- \_\_\_\_\_, and T.Nakazawa, 1989 : Evidence of the existence and eastward motion of super-clusters at the equator. *Mon.Wea.Rev.*, **117**, 236-243.
- Hendon.,H.,and B.Liebmann, 1994 : Organization of convection within the Madden-Julian Oscillations. *J.Geophys.Res.*, **99**, 8073-8083.
- \_\_\_\_\_, and M.Salby, 1994 : The life cycle of the Madden-Julian Oscillations. *J.Atmos.Sci.*, **51**, 2225-2237.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_. 1996 : Planetary-scale circulations forced by intraseasonal variations of observed convection. *J.Atmos.Sci.*, **53**, 1751-1758.
- \_\_\_\_\_, and J.Glick, 1997 : Intraseasonal air-sea interaction in the tropical Indian and Pacific Oceans. *J.Clum.*, **10**, 647-661.
- Itoh,H., 1989 : The mechanism for the scale selection of tropical intraseasonal oscillations. Part I: Selection of wavenumber 1 and the three-scale structure. *J.Atmos.Sci.*, **46**, 1779-1798.
- Kessler, E., 1969 : On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Met.Monogr.*, **10**, No.32, 84
- Kiladis,G.N.,G.A.Meehl, and K.M.Weickmann, 1994 : Large-scale circulation associated with westerly wind bursts and deep convection over the western equatorial Pacific. *J.Geophys.Res.*, **99**, 18527-18544.
- Knutson,T.R., and K.M.Weickmann, 1987 : 30-60 day atmospheric oscillations: Composite life cycles of convection and circulation anomalies. *Mon.Wea.Rev.*, **115**, 1407-1436.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, and J.E.Kutzbach, 1986 : Global-scale intraseasonal oscillations of outgoing longwave radiation and 250 mb zonal wind during Northern Hemisphere summer. *Mon.Wea.Rev.*, **114**, 605-623.
- Koch, S.E.,and P.B.Dorian, 1988 : A mesoscale gravity wave event observed during CCOPE. Part III : wave environment and possible source mechanisms. *Mon.Wea.Rev.*, **116**, 2570-2592.
- Kuma,K., 1994 : The Madden and Julian oscillation and tropical disturbances in an aqua-planet version of JMA global model with T63 and T159 resolution. *J.Meteor.Soc.Japan*, **72**, 147-172.



- Lau, K.-M., and P.H.Chan, 1986 : Aspects of the 40-50 day oscillation during the northern summer as inferred from outgoing longwave radiation. *Mon.Wea.Rev.*, **114**, 1354-1367.
- \_\_\_\_\_, and L.Peng, 1987 : Origin of low frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part I: Basic theory. *J.Atmos.Sci.*, **44**, 950-972.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, C.H.Sui, and T.Nakazawa, 1989 : Dynamics of super cloud clusters, westerly wind bursts, 30-60 day oscillations and ENSO: An unified view. *J.Meteor.Soc.Japan*, **67**, 205-219, Corrigendum.
- \_\_\_\_\_, T.Nakazawa, and C.H.Sui, 1991 : Observations of cloud cluster hierarchies over the Tropical Western Pacific. *J.Geophys.Res.*, **96**, 3197-3208.
- \_\_\_\_\_, and C.H.Sui, 1997 : Mechanism of short-term sea surface temperature regulation: observations during TOGA COARE. *J.Clim.*, **10**, 465-472.
- Liebmann, B. H.H.Hendon, and J.D.Glick, 1997 : On the generation of two-day convective disturbances across the western equatorial Pacific. *J.Meteor.Soc.Japan*, **75**, 939-946.
- Lindzen, R.S., 1974 : Wave-CISK in the tropics. *J.Atmos.Sci.*, **31**, 156-179.
- 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.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, 1972 : Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40-50-day period. *J.Atmos.Sci.*, **29**, 1109-1123.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, 1994 : Observation of the 40-50-day tropical oscillation -A review. *Mon.Wea.Rev.*, **122**, 814-837.
- Magaña, V., and M.Yanai, 1991 : Tropical-Midlatitude interaction on the time scale of 30 to 60 days during the Northern summer of 1979. *J.Clim.*, **4**, 180-201.
- Matsumo, T., 1966 : Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J.Meteor.Soc.Japan*, **44**, 25-43.

- McBride, J.L., N.E. Davidson, K. Puri, and G.C.Tyrrell, 1995 : The flow during TOGA COARE as diagnosed by the BMRC tropical analysis and prediction scheme. *Mon.Wea.Rev.*, **123**, 717-736.

- Milliff, R.F. and R.A.Madden, 1996 : The existence and vertical structures of fast, eastward-moving disturbances in the equatorial troposphere. *J.Atmos.Sci.*, **53**, 586-597.

- \_\_\_\_\_, T.J. Hoar, and R.A.Madden, 1998 : Fast, eastward-moving disturbances in the surface winds of the equatorial Pacific. *Tellus*, **50A**, 26-41.

- Miyahara, S., 1987 : A simple model of the tropical intraseasonal oscillation. *J.Meteor.Soc.Japan*, **65**, 341-351.

- Moncrieff, M.W., and E.Klinker, 1997 : Mesoscale cloud systems in the Tropical Western Pacific as a process in general circulation models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 805-827.

- Murakami, T., 1976 : Cloudiness fluctuations during the summer monsoon. *J.Meteor.Soc.Japan*, **54**, 175-181.

- \_\_\_\_\_, L.-X.Chen, A.Xie, and M.L.Shrestha, 1986 : Eastward propagation of 30-60 day perturbation as revealed from outgoing longwave radiation data. *J.Atmos.Sci.*, **43**, 961-971.

- 中島健介, 1994 : 積雲対流の大規模組織化の直接数値計算. 東京大学学位論文, 120pp

- Nakazawa, T., 1986 : Mean features of 30-60 day variations as inferred from 8-year OLR data. *J.Meteor.Soc.Japan*, **64**, 777-786.

- \_\_\_\_\_, 1988 : Tropical super clusters within intraseasonal variations over the Western Pacific. *J.Meteor.Soc.Japan*, **66**, 823-839.

- \_\_\_\_\_, 1995 : Intraseasonal oscillations during the TOGA-COARE IOP. *J.Meteor.Soc.Japan*, **73**, 305-319.

- Neelin, J.D., 1988 : Reply . *J.Atmos.Sci.*, **45**, 3526-3527.
- \_\_\_\_\_, I.M.Held, and K.H.Cook, 1987 : Evaporation-wind feedback and low-frequency variability in the tropical atmosphere. *J.Atmos.Sci.*, **44**, 2341-2348.
- Nishi, N., 1989 : Observational study on the 30-60-day variations in the geopotential and temperature fields in the equatorial region. *J.Meteor.Soc.Japan*, **67**, 187-203.
- Numaguti, A., and Y.-Y.Hayashi, 1991 : Behavior of cumulus activity and the structures of circulations in an "aqua-planet" model. Part I: The structure of the super clusters. *J.Meteor.Soc.Japan*, **69**, 541-561.
- \_\_\_\_\_, and Y.Hayashi, 1997 : Gravity-wave dynamics of the hierarchical structure of super cloud clusters. Submitted for publication.
- Ogura, Y., and N.A.Phillips, 1962 : Scale analysis of deep and shallow convections in the atmosphere. *J.Atmos.Sci.*, **19**, 173-179.
- Ohuchi, K., and M.Yamasaki, 1997 : Kelvin wave-CISK controlled by surface friction; a possible mechanism of super cloud cluster. Part I: Linear theory. *J.Meteor.Soc.Japan*, **75**, 497-511.
- Ooyama, K., 1964 : A dynamical model for the study of tropical cyclone development. *Geofisica Internacional (Mexico)*, **4**, 187-198.
- Salby, M.L., R.-R.Garcia, and H.-H.Hendon, 1994 : Planetary-scale circulations in the presence of climatological and wave-induced heating. *J.Atmos.Sci.*, **51**, 2344-2367.
- Schmidt, J.M., and W.R.Cotton, 1990 : Interactions between upper and lower tropospheric gravity waves on squall line structure and maintenance. *J.Atmos.Sci.*, **47**, 1205-1222.
- Slingo, J.M., K.R.Sperber, J.S. Boyle, J.-P.Crean, M.Dix, B.Dugas, W.Ebisuzaki, J.Fyfe, D.Gregory, J.-F.Guerey, J.Hack, A.Hazallah, P.Inness, A.Kitoh, W.K.-M. Lau, B.McAvaney, R.Madden, A.Matt, T.N.Palmer, C.-K. Park, D.Randall, N.Renzo, 1996 : Intraseasonal oscillations in 15 atmospheric general circulation models: results from an AMIP diagnostic subproject. *Climate Dynamics*, **12**, 325-357.
- Sui, C.-H., and K.-M.Lau, 1992: Multiscale phenomena in the tropical atmosphere over the Western Pacific. *Mon.Wea.Rev.*, **120**, 407-430.
- Syöno, S., and M.Yamasaki, 1966 : Stability of symmetrical motions driven by latent heat released by cumulus convection under the existence of surface friction. *J.Meteor.Soc.Japan*, **44**, 353-375.
- Takahashi, M., 1987 : A theory of the slow phase speed of the intraseasonal oscillation using the wave-CISK. *J.Meteor.Soc.Japan*, **65**, 43-49.
- Takayabu Y.N., 1994a : Large-scale cloud disturbances associated with equatorial waves. Part I: Spectral features of the cloud disturbances. *J.Meteor.Soc.Japan*, **72**, 433-449.
- \_\_\_\_\_, 1994b : Large-scale cloud disturbances associated with equatorial waves. Part II: Westward-propagating inertia-gravity waves. *J.Meteor.Soc.Japan*, **72**, 451-465.
- \_\_\_\_\_, and M.Murakami, 1991 : The structures of super cloud clusters observed in 1-20 June 1986 and their relationship to easterly waves. *J.Meteor.Soc.Japan*, **69**, 105-125.
- \_\_\_\_\_, K.-M. Lau, and C.-H. Sui, 1996 : Observation of a quasi-2-day wave during TOGA COARE. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 1892-1913.
- Takeda, T., 1971 : Numerical simulation of a precipitating convective cloud: the formation of a "long-lasting" cloud. *J.Atmos.Sci.*, **28**, 350-376.
- Uccellini, L.W., 1975 : A case study of apparent gravity wave initiation of severe convective storms. *Mon. Wea. Rev.*, **103**, 497-513.

- Velden, C.S., and J.A. Young, 1994 : Satellite observations during TOGA COARE: Large-scale descriptive overview. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 2426-2441.
- Wallace, J.M., and V.E. Kousky, 1968 : Observational evidence of Kelvin waves in the tropical stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 280-292.
- Wang, B., 1988a : Dynamics of tropical low-frequency waves. An analysis of the moist Kelvin waves. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2051-2065.
- \_\_\_\_\_, 1988b : Comments on "An air-sea interaction model of intraseasonal oscillation in the tropics." *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3521-3527.
- \_\_\_\_\_, and H. Rui, 1990 : Synoptic climatology of transient tropical intraseasonal convection anomalies. *Meteor. Atmos. Phys.*, **44**, 43-61.
- \_\_\_\_\_, and T. Li., 1994 : Convective interaction with boundary-layer dynamics in the development of a tropical intraseasonal system. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1386-1400.
- Weickmann, K.M., 1991 : El Nino/Southern Oscillation and Madden-Julian(30-60 day) oscillations during 1981-1982. *J. Geophys. Res.*, **96**, 3187-3195.
- \_\_\_\_\_, G.R. Lussky, and J.E. Kutzbach, 1985 : Intraseasonal (30-60 day) fluctuations of outgoing longwave radiation and 250 mb stream function during northern winter. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 941-961.
- \_\_\_\_\_, and S.J.S. Khalsa, 1990 : The shift of convection from the Indian Ocean to the Western Pacific Ocean during a 30-60 day oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 964-978.
- Weisman, M.L., 1992 : The role of convectively generated rear-inflow jets in the evolution of long-lived meso-convective systems. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1827-1847.
- Wheeler, M., and G.N. Kiladis, 1997 : Convectively-coupled equatorial waves : analysis of clouds in the wavenumber-frequency domain. Submitted for publication.
- Xie, S.-P., A. Kubokawa, and K. Hanawa, 1993 : Evaporation-wind feedback and the organizing of Tropical convection on the planetary scale. Part II: nonlinear evolution. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3884-3893.
- \_\_\_\_\_, 1994 : On preferred zonal scale of wave-CISK with conditional heating. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 19-30.
- Yamasaki, M., 1969 : Large-scale disturbances in the conditionally unstable atmosphere in low latitudes. *Papers in Meteor. and Geophys.*, **20**, 289-336.
- \_\_\_\_\_, 1971 : A further study of wave disturbances in the conditionally unstable model tropics. *J. Meteor. Soc. Japan*, **49**, 391-415.
- \_\_\_\_\_, 1975 : A numerical experiment of the interaction between cumulus convection and large-scale motion. *Papers Meteor. Geophys.*, **26**, 63-91.
- \_\_\_\_\_, 1983 : A further study of the tropical cyclone without parameterizing the effects of cumulus convection. *Papers in Meteor. and Geophys.*, **34**, 221-260.
- \_\_\_\_\_, 1984 : Dynamics of convective clouds and 'CISK' in vertical shear flow —with its application to easterly waves and squall-line systems. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 833-863.
- \_\_\_\_\_, 1987 : Parameterization of cumulus convection in a tropical cyclone model. *Collection of Papers Presented at the WMO/IUGG NWP Symposium, Tokyo, 4-8 August, 1986*. T. Matsumo, Ed., Meteorological Society of Japan, 665-678.
- \_\_\_\_\_, 1988 : Towards an understanding of the interaction between convection and the larger-scale in the tropics. *Australian Meteor. Mag.*, **36**, 171-182.
- 山岬正紀, 瀬古弘, 1992 : 対流に対する重力波の効果について. 日本気象学会, 春季大会予稿集, p8.
- Yang, M.-J., and R.A. Houze Jr, 1995 : Multicell squall-line structure as a manifestation of vertically trapped gravity waves. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 641-661.

Yano, J.-I., J.C. McWilliams, and M.W. Moncrieff, 1995: Hierarchical tropical cloud systems in an analog shallow-water model. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1723-1742.

\_\_\_\_\_, M.W. Moncrieff, 1998: Impact of mesoscale momentum transport on large-scale tropical dynamics: linear analysis of the shallow-water analog. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1038-1050.

Yasunari, T., 1979: Cloudiness fluctuations associated with the Northern Hemisphere summer monsoon. *J. Meteor. Soc. Japan*, **57**, 227-242.

\_\_\_\_\_, 1980: A quasi-stationary appearance of the 30-40 day period in the cloudiness fluctuations during the summer monsoon over India. *J. Meteor. Soc. Japan*, **58**, 225-229.

Yoshizaki, M., 1991: Selective amplification of the eastward-propagating mode in a positive-only wave-CISK model on an equatorial beta-plane. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 353-373.

Zangvil, A., 1975: Temporal and spatial behavior of the large-scale disturbances in tropical cloudiness deduced from satellite brightness data. *Mon. Wea. Rev.*, **103**, 904-920.

Zhang, C., 1996: Atmospheric intraseasonal variability at the surface in the Tropical Western Pacific Ocean. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 739-758.

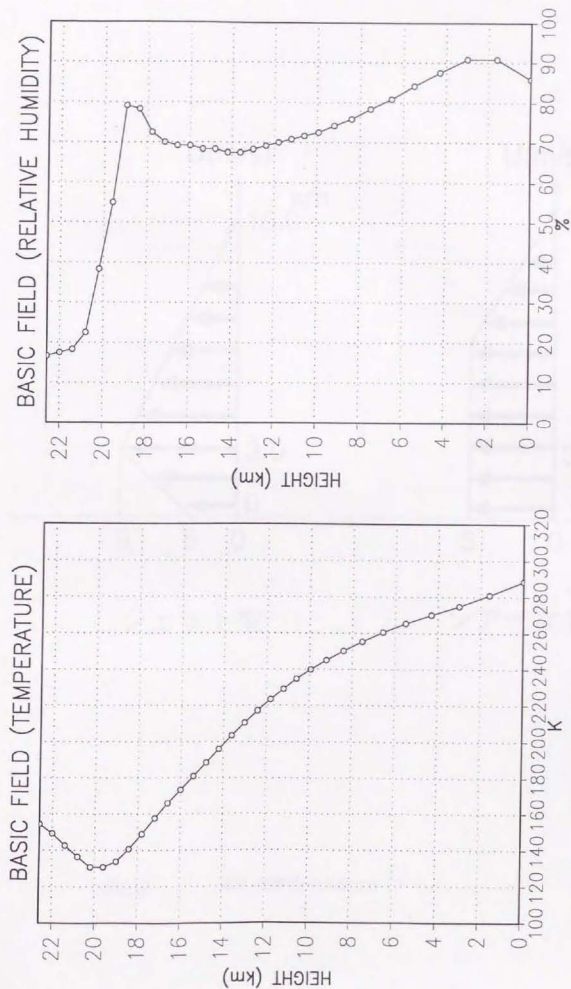
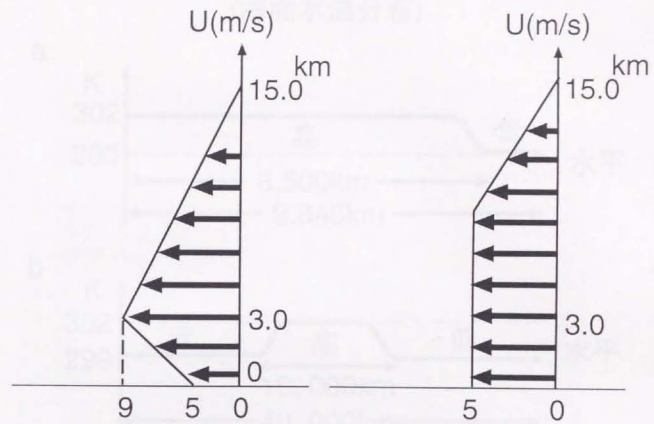


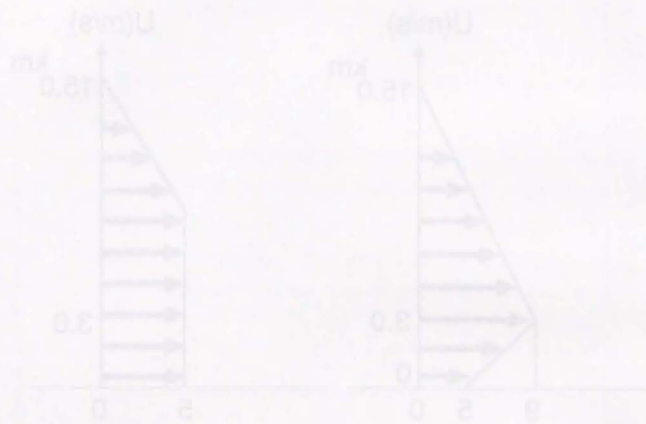
図 2.1a 基本場の温度(左)と相対湿度(右)の鉛直分布



ジェット型

シアーなし

図 2.1b 一般風 (環境風) の鉛直分布



(海面水温分布)

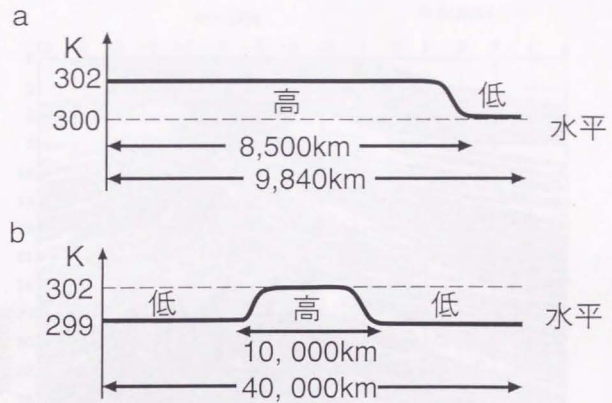


図 2.2 a 海面水温の東西分布 (Exp2)  
b 海面水温の東西分布 (Exp3.4)

(高気圧水層)

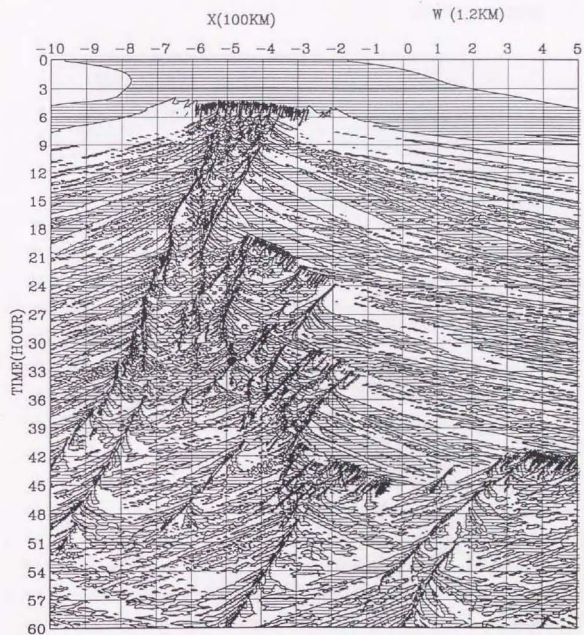


図 3.1

Exp1 における高さ 1.2km での鉛直速度。縦軸は時間で、初期から 60h まで、横軸は水平方向で、1.500 km の領域を示す。上昇域に陰影 ( $80 \text{ cm s}^{-1}$  以上に濃い陰影)。

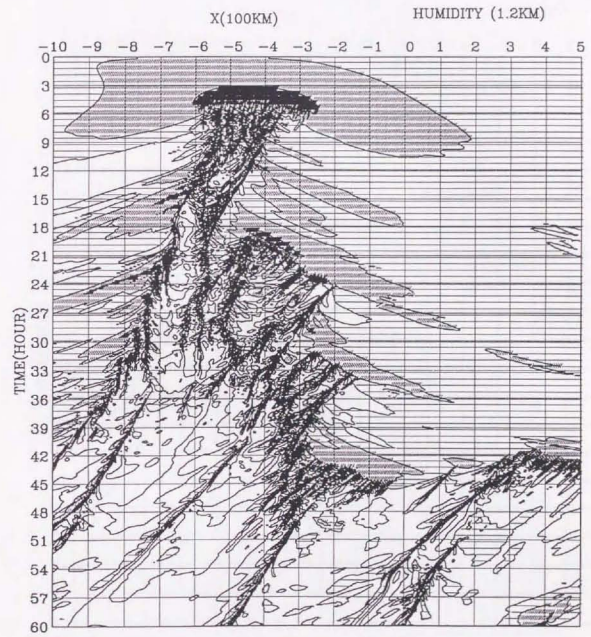


図 3.2

高さ 1.2km における相対湿度。陰影が淡いものから順に、90%以上、95%以上、飽和域 (雲域)。



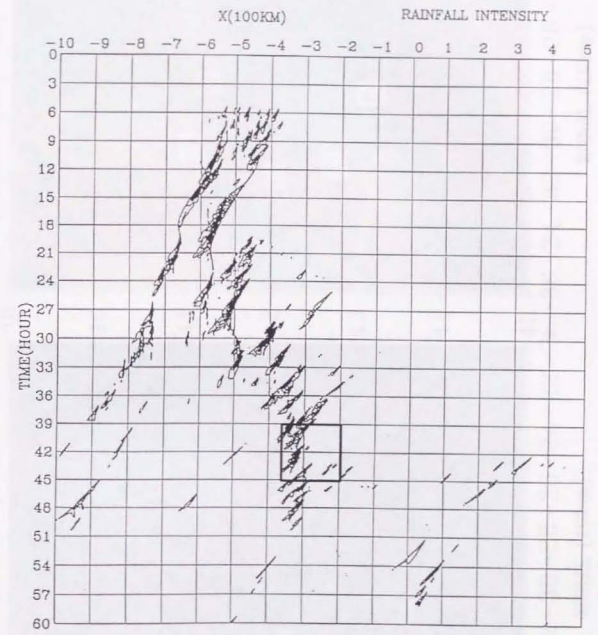
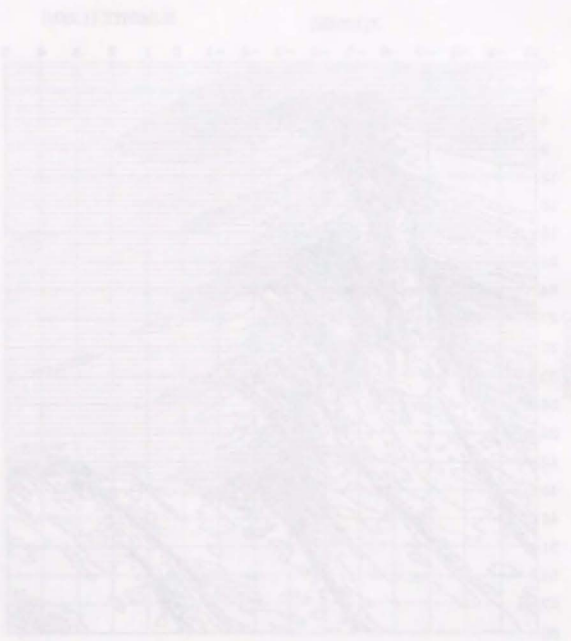


図 3.3 地上降水強度. 等値線は、1.5.10mm/10 分で、10mm/10 分以上の強い降水域に陰影.

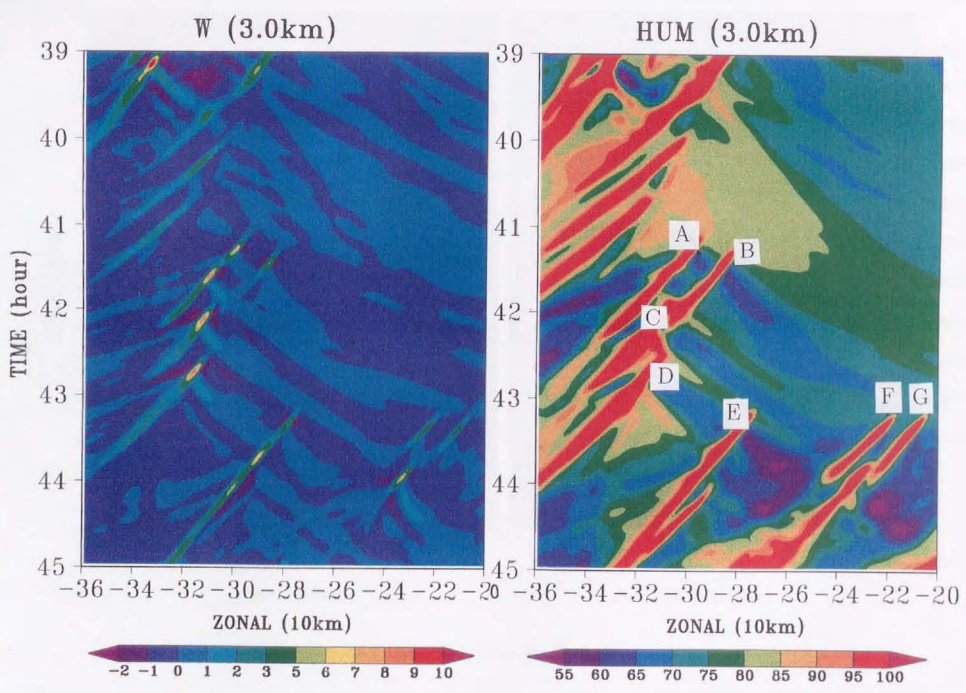


図 3.4 高さ 3km における鉛直速度 (左) と相対湿度 (右) の縦軸は 39:00 (=39hour) から 45:00 まで、横軸は水平方向に 100 km。凡例の単位は、鉛直速度に  $\text{cm s}^{-1}$  は 0.1m, 相対湿度は %。

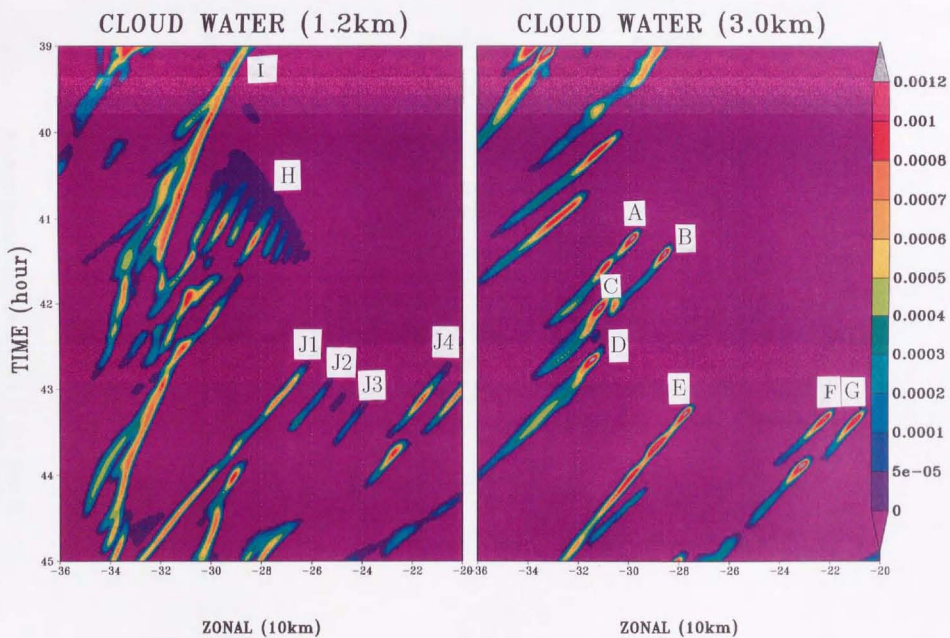


図 3.5 高さ 1.2km (左) と 3.0km (右) での雲水量。

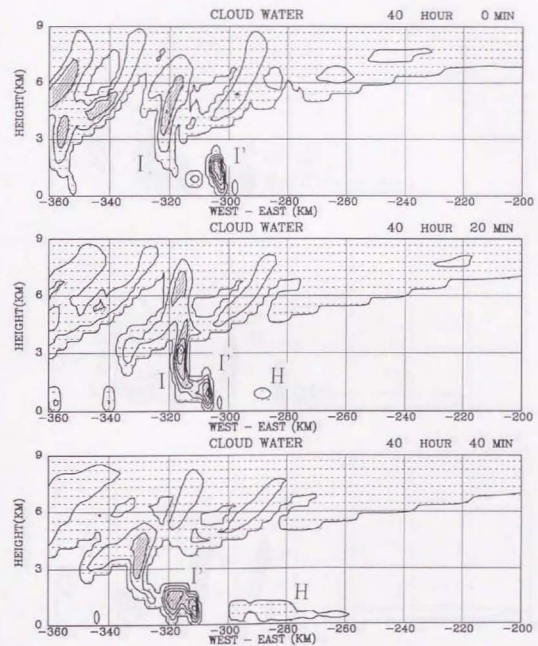


図 3.6

雲水量の鉛直断面図(40:00 から 41:40 まで 20 分毎)。縦軸は高さで 9km まで、横軸は水平方向に 160km ( 360 200) の領域。等値線は、0.01g/kg、および 0.2 から 1.4g/kg まで 0.2g/kg 毎、陰影は、淡いものから順に、0.01 0.4 0.4 1.0、1.0g/kg 以上。

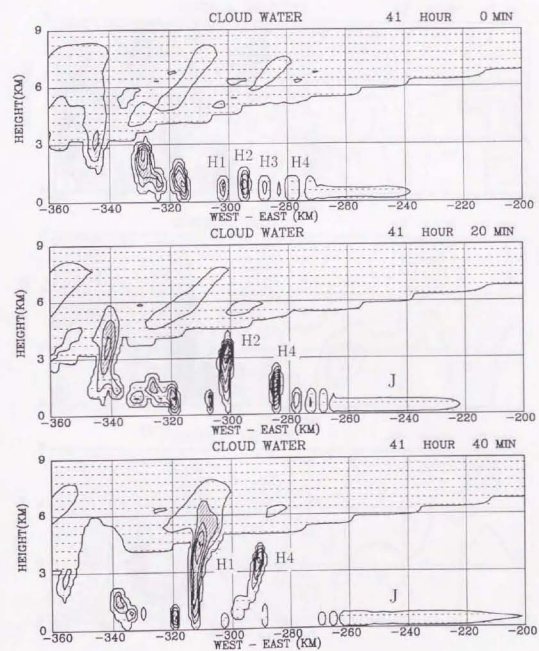
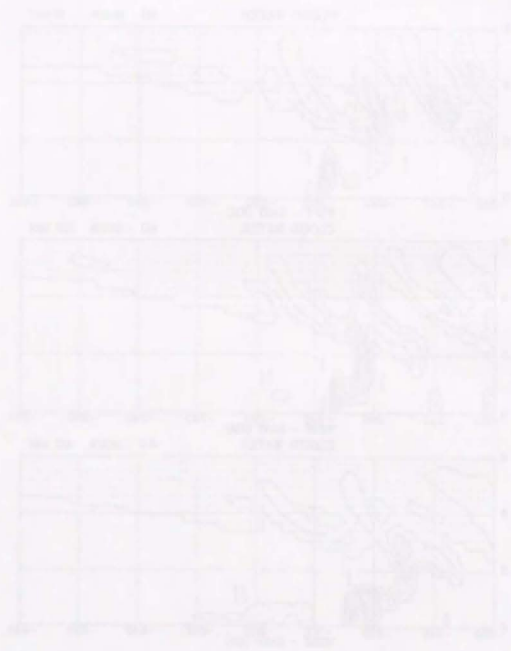


图 3.6(续)

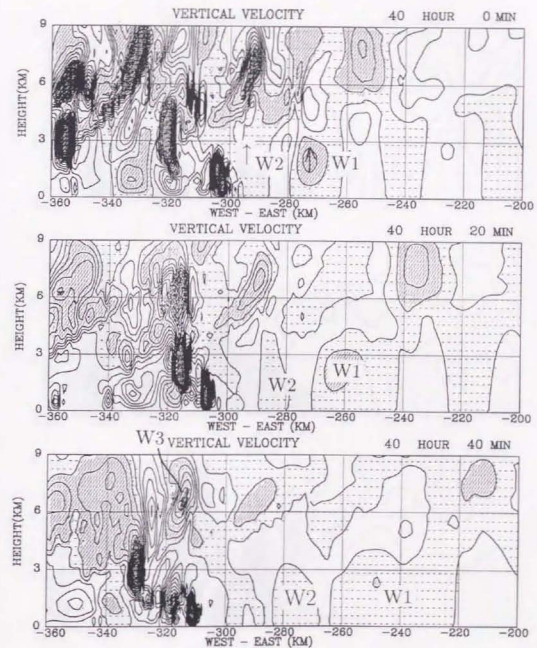
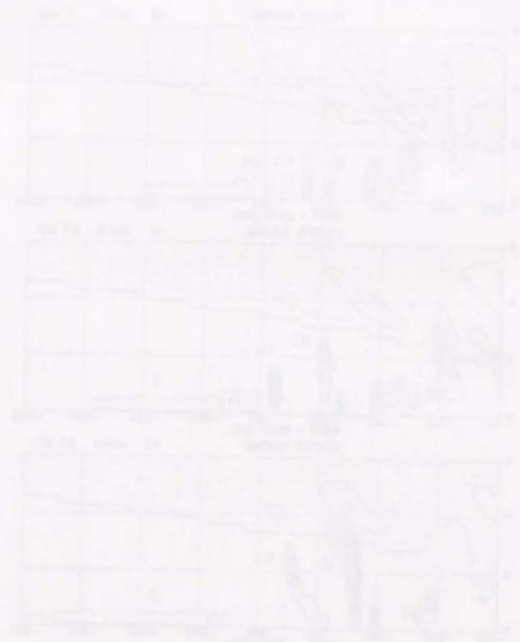


図 3.7 鉛直速度の鉛直断面図 (40:00 から 41:40 まで 20 分毎). 等値線は  $-2, -1, -0.8, -0.6, -0.4, -0.3, -0.2, -0.1, 0.0, 0.2, 0.3, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 2 \text{ ms}^{-1}$  で, 上昇域に陰影 (淡いものから順に  $0, 0.3, 0.3, 1.0, 1.0 \text{ ms}^{-1}$  以上).

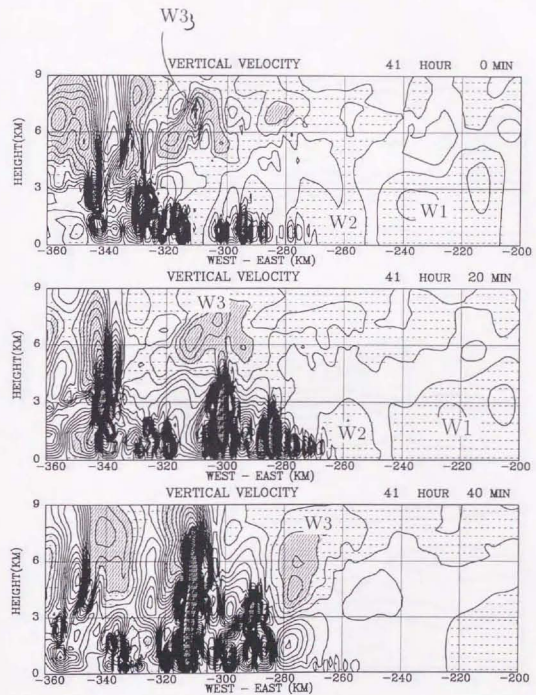


图 3.7(続)

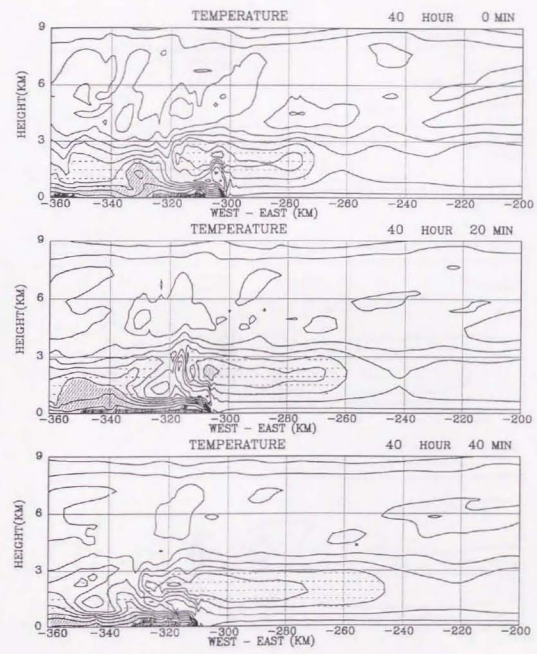
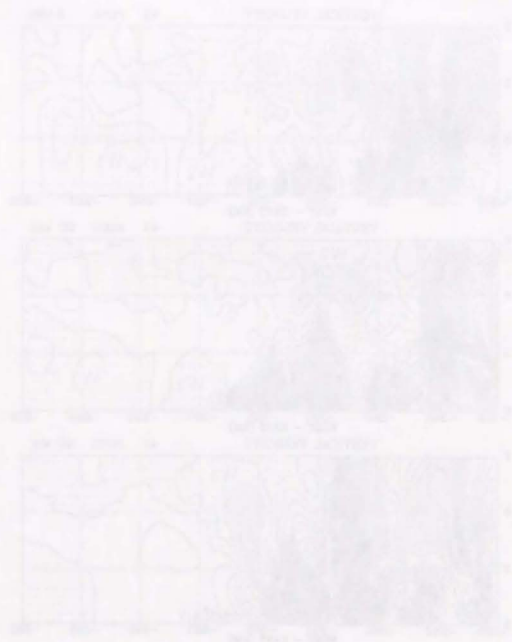


図 3.8 温度偏差の鉛直断面図 (40:00 から 41:40 まで 20 分毎). 等値線は -3.0 から 3.0K まで 0.5K 毎. 負の偏差に陰影 (淡いものから順に 0 1. 1 2. 2K 以下).



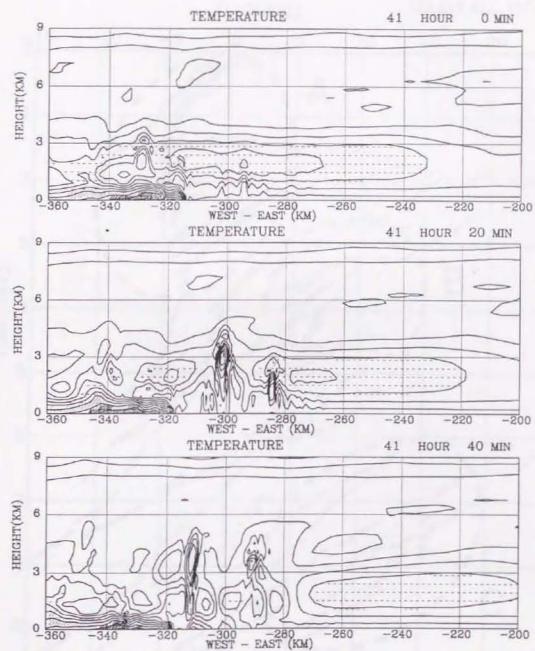
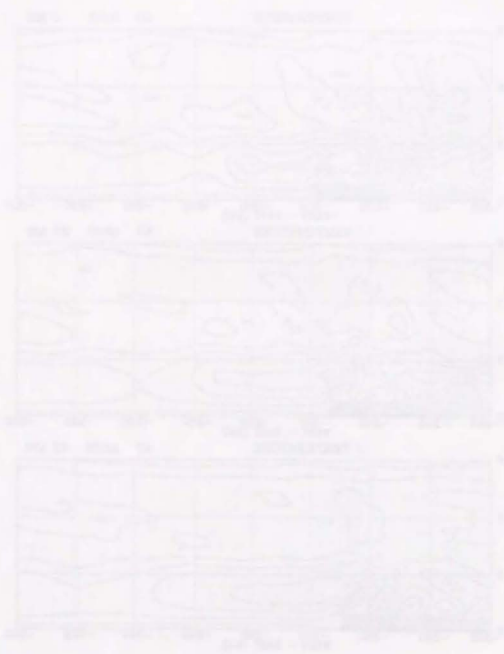


图 3.8(续)

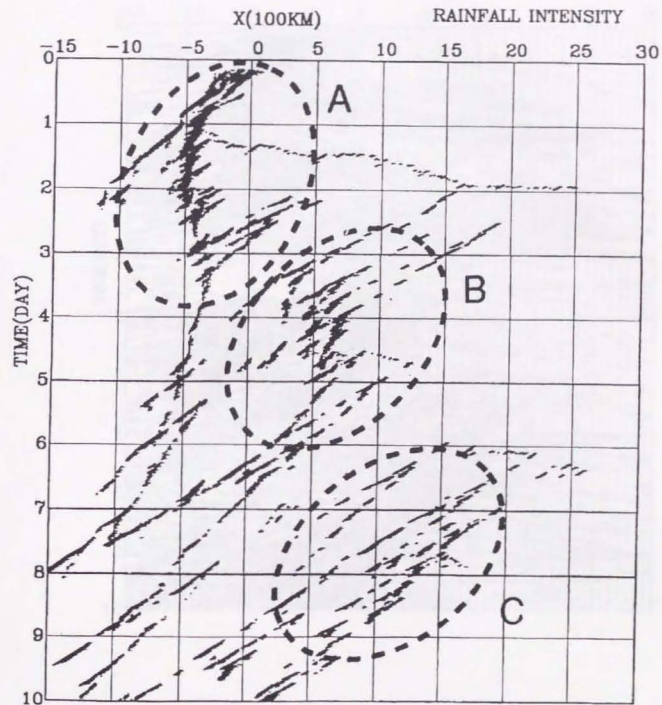


図 3.9 Exp2 における地上降水強度。縦軸は初期から 10 日まで、横軸は水平方向に 4.500km (-1.500 3.000)、等値線は 1.5.10mm/10 分。10mm/10 分以上の強い降水域に陰影。

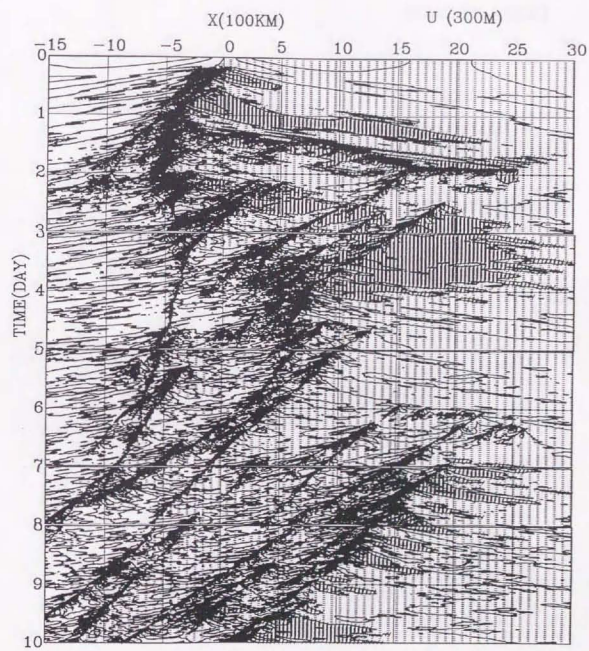
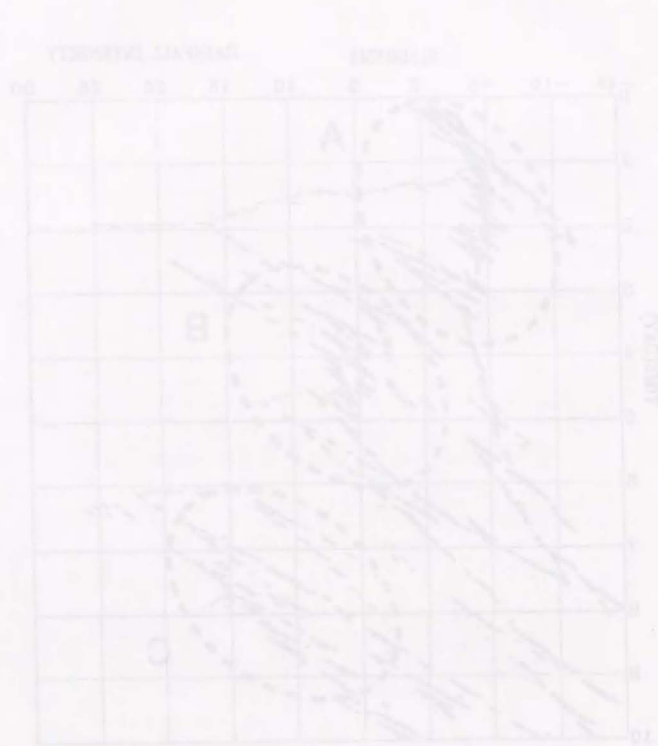


図 3.10 高さ 300m における水平風の偏差。等値線は  $2 \text{ ms}^{-1}$  毎。東風に陰影 (最も濃い部分は  $6 \text{ ms}^{-1}$  以上の東風)。

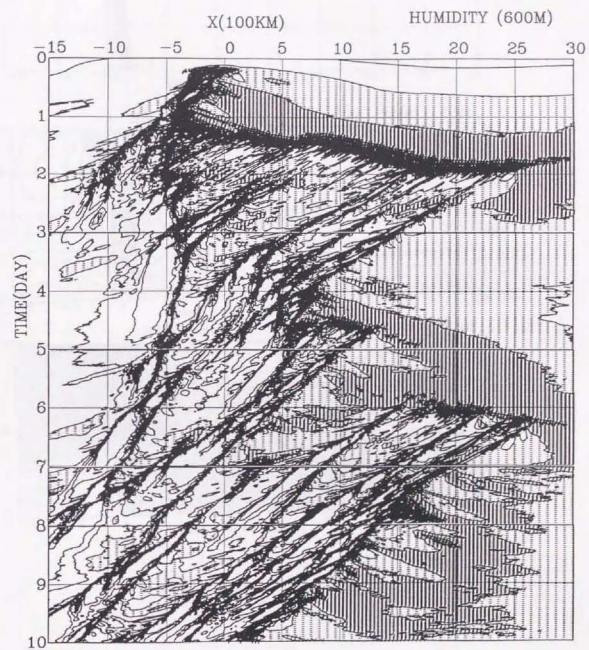


図 3.11 高さ 600m における相対湿度。陰影が淡いものから順に、90%以上、95%以上、飽和域 (雲域)。

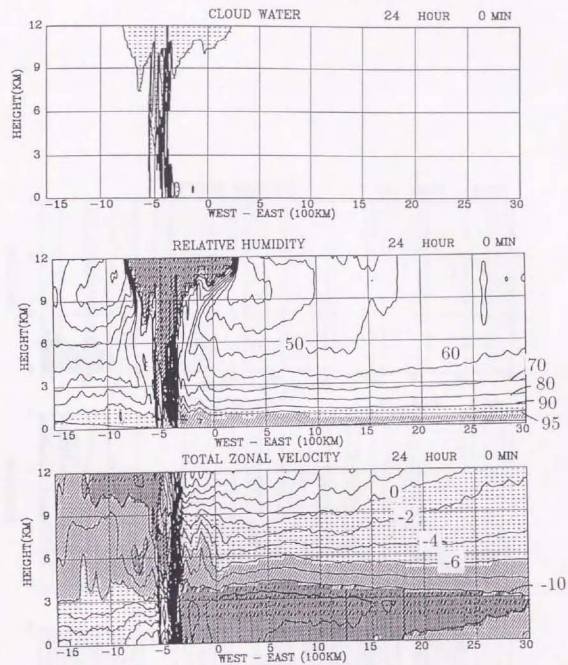


図 3.12

雲水量 (上), 相対湿度 (中), total の水平風 (下) の 24h における鉛直断面。縦軸は高さ 12km まで、横軸は水平方向に 4.500km (-1.500 3.000)。等値線は、(上) 0.01g/kg、および 0.2 から 1.4g/kg まで 0.2g/kg 毎、陰影は、淡いものから順に、0.01 0.4 0.4 1.0、1.0g/kg 以上。(中) 等値線は、20 から 90 まで 10 毎、および、95、99.9%、陰影は、淡いものから順に、90%以上、95%以上、飽和域(雲域)。(下) 等値線は、14 から 20ms<sup>-1</sup>まで 2ms<sup>-1</sup>毎、陰影部は、東風で、淡い順に、6 0、6 10、10ms<sup>-1</sup>以下。

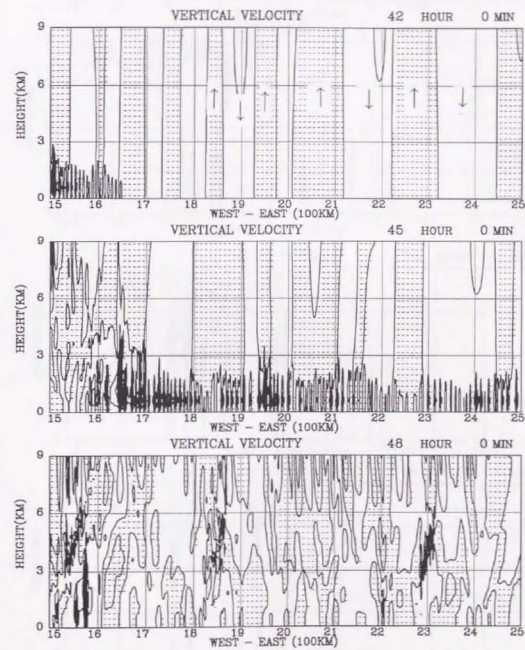


図 3.13 鉛直速度の鉛直断面図, 42h から 48h まで 3h 毎, 縦軸は高さ 9km まで, 横軸は水平方向に 1,000 km (1,500 2,500), 上昇域に陰影

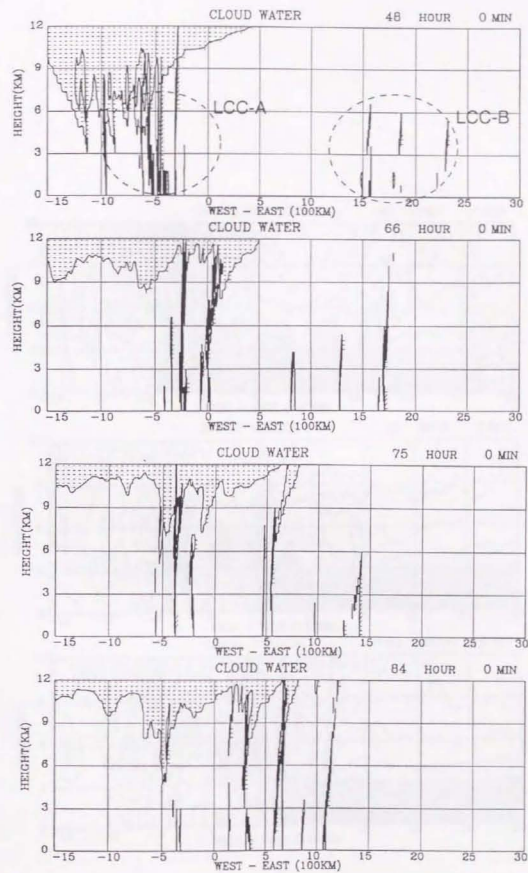


図3.14 雲水量の鉛直断面図. 48h, 66h, 75h, 84hの時間について, 縦軸は高さ12kmまで, 横軸は水平方向に4,500km (-1,500 3,000), 等値線は, 0.01g/kg, および 0.2 から 1.4g/kg まで 0.2g/kg 毎.

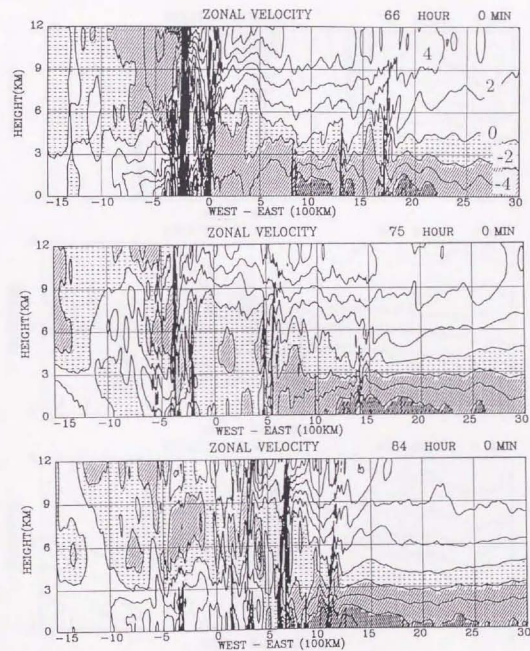


図 3.15 水平風偏差の鉛直断面図。66h から 9h 毎。等値線は  $2 \text{ ms}^{-1}$  毎で、陰影は東風 (淡いものから順に、2.0, 6.2,  $6 \text{ ms}^{-1}$  以下)。



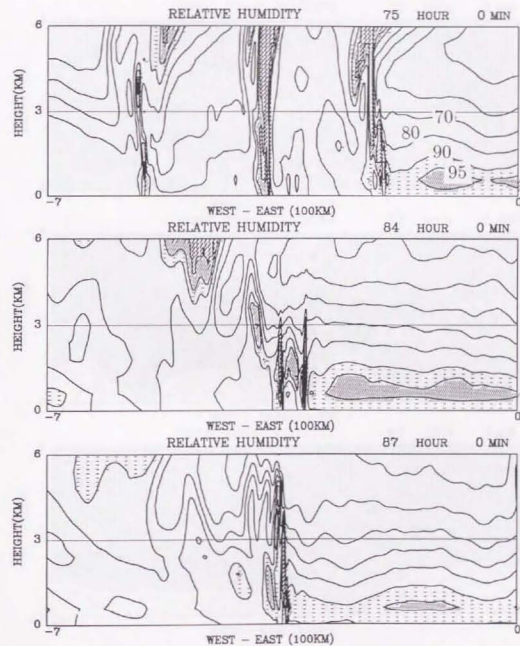
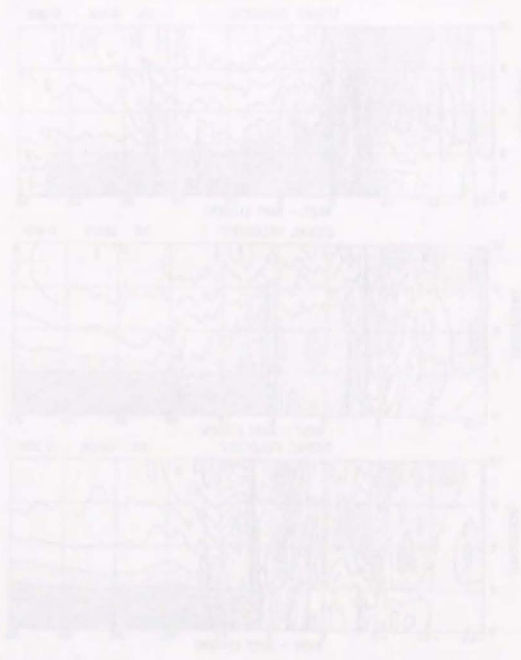


図 3.16

相対湿度の鉛直断面図。75h, 84h, 87h。縦軸は高さ6kmまで。横軸は水平方向に700km (-700 0)。陰影が淡い順に、90%以上, 95%以上、飽和域(雲域)。

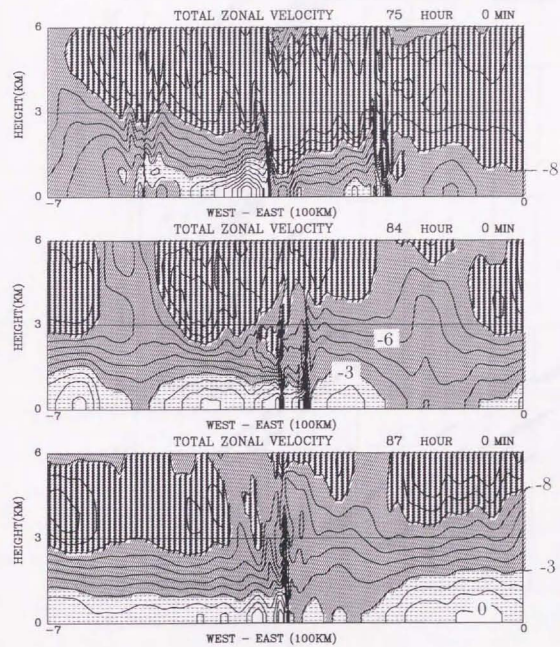
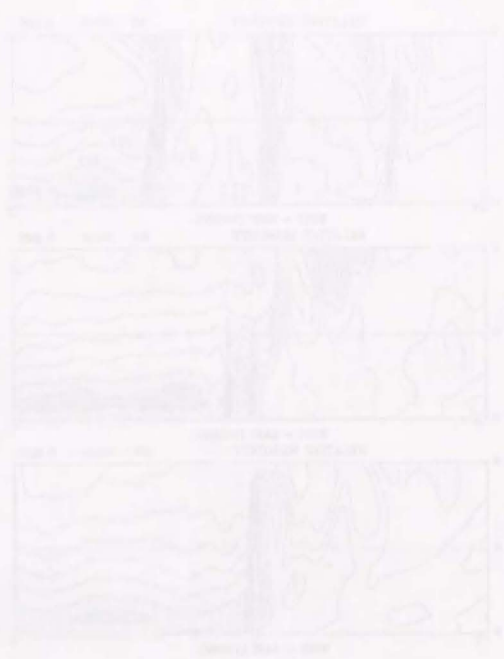


図 3.16(続) total の水平風の鉛直断面図. 75h, 84h, 87h, 縦軸は高さ 6km まで, 横軸は水平方向に 700km (-700 0). 陰影は東風域で, 陰影は淡い順に,  $3\text{ms}^{-1}$  以下,  $3\text{ms}^{-1}$ ,  $8\text{ms}^{-1}$  以上の東風を表す.

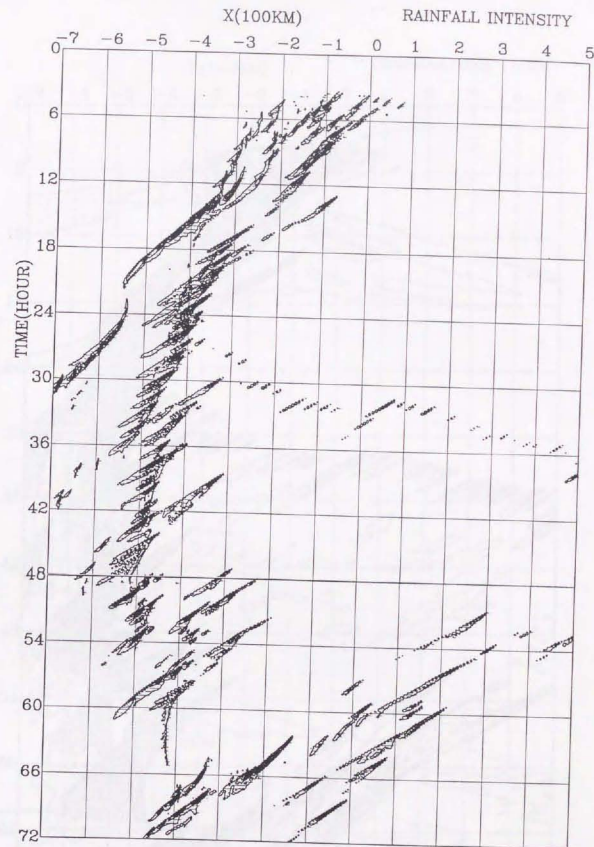


図 3.17

地上降水強度。縦軸は初期から 72h まで、横軸は水平方向に 1.200km (-700 500)。  
等値線は、1.5、10mm/10 分、10mm/10 分以上の強い降水域に最も濃い陰影。

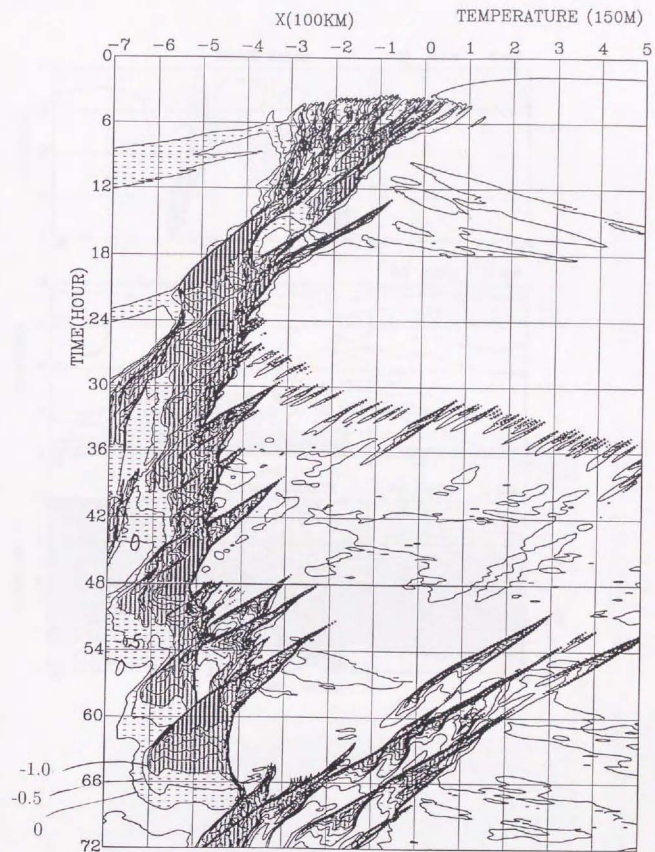


図3.18 高さ150mにおける温度偏差。縦軸は初期から72hまで、横軸は水平方向に1.200km(-700-500)。等値線は、-3から3Kまで0.5K毎。陰影は負の偏差で、淡いものから順に、1.0、3、1、3K以下。

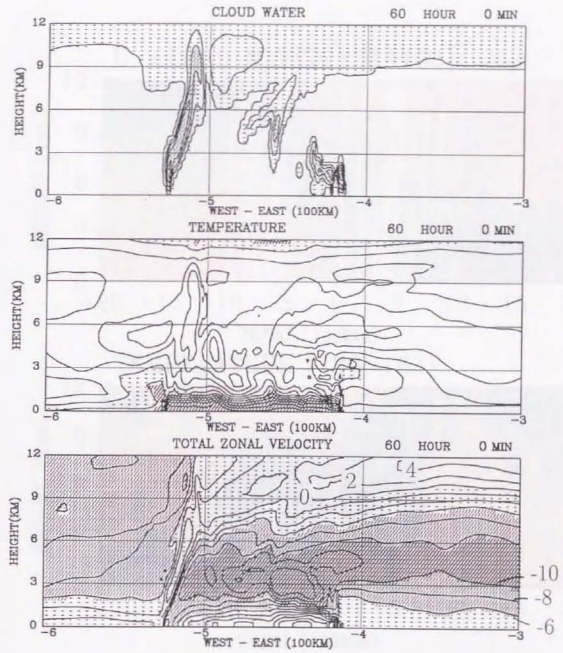
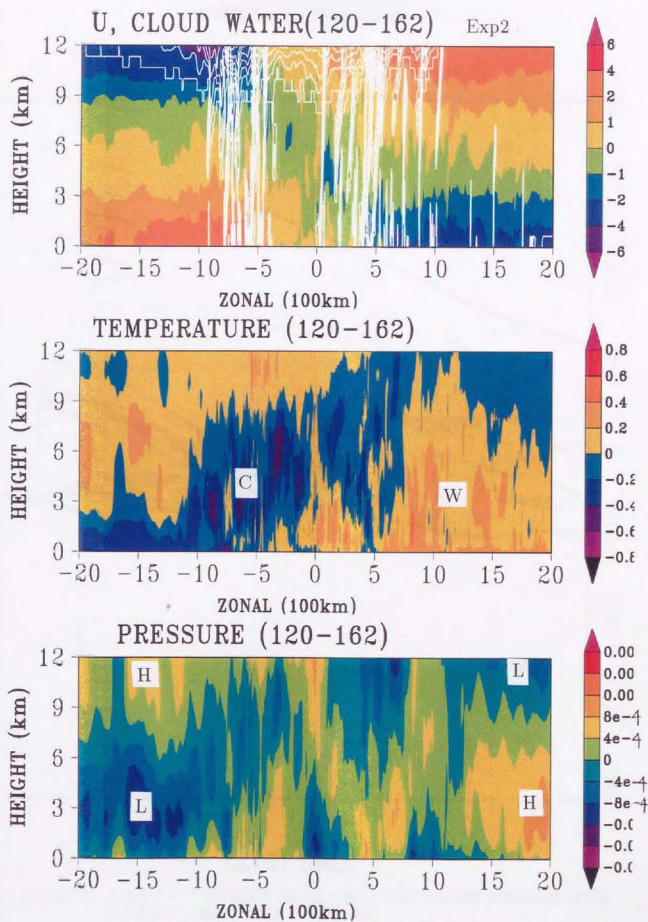


図 3.19

60hにおける、雲水量(上)、温度偏差(中)、totalの水平風(下)の鉛直断面図。縦軸は高さ12kmまで、横軸は水平方向に300km(-600-300)、(上)：等値線は0.01g/kg および0.2から1.4g/kgまで0.2g/kg毎、(中)：等値線は-3.0から3.0Kまで0.5K毎(陰影は負の偏差で、淡いものから順に、1 0、3 -1、-3K以下)、(下)：等値線は-14 4ms<sup>-1</sup>まで2ms<sup>-1</sup>毎(陰影は東風で、淡いものから順に、6 0、10 6、10ms<sup>-1</sup>以下)。

図 3.20

120h-162h で平均した、水平風偏差・雲水量 (上)、温度偏差 (中)、気圧偏差 (下) の鉛直断面図 (雲水量以外は領域平均からの偏差)。縦軸は高さ 12km まで、横軸は東西に 4,000km の領域。



RAINFALL INTENSITY Exp3 \*jet\*

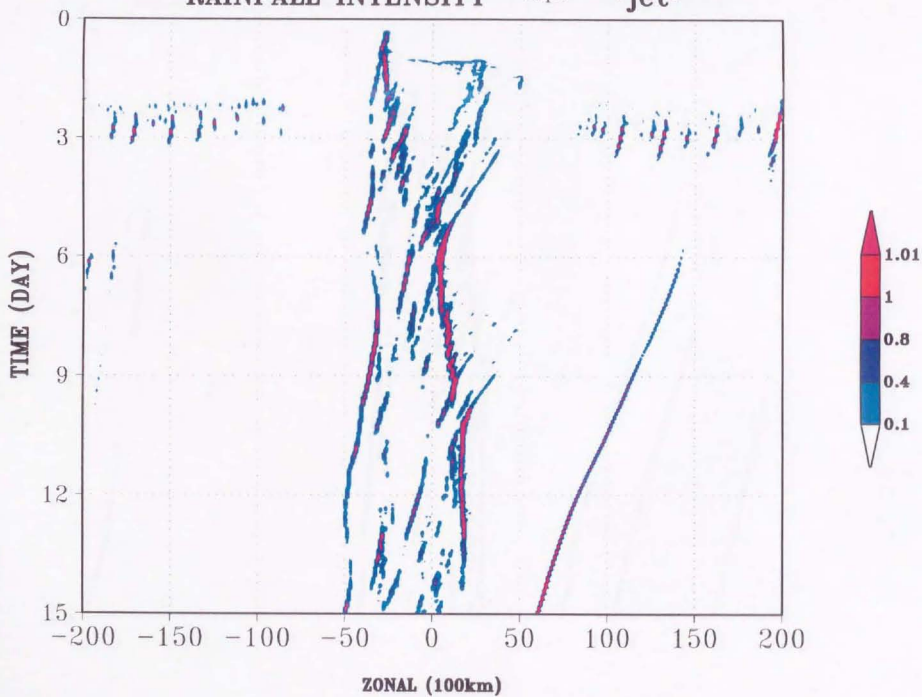


図4.14  
Exp3のジェット型の鉛直プロファイルを与えた場合の地上降水強度。縦軸は時間で初期から15dayまで、横軸は水平方向に40,000km。

RAINFALL INTENSITY Exp4 \*no shear\*

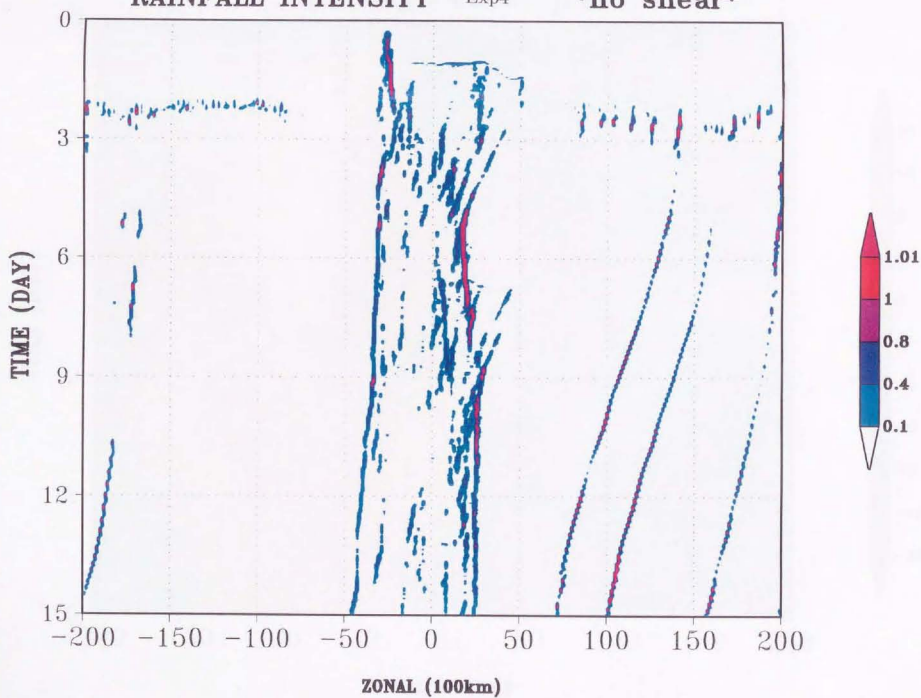


図 4.1b Exp4 対流圏で一様な風速を与えた場合 (10day まで) の降雨強度。縦軸は時間、横軸は水平方向に 40,000km。



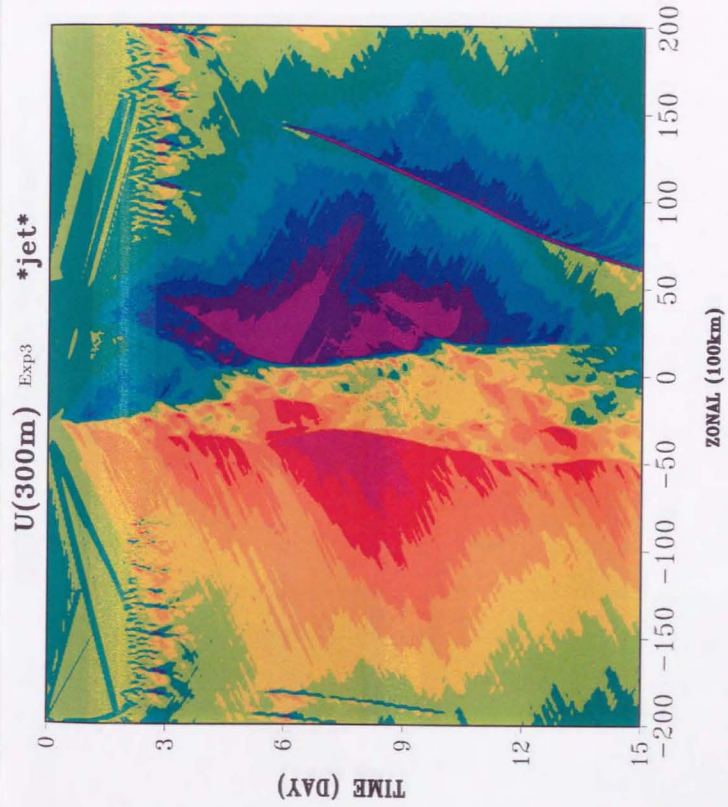


図 4.2a

図 4.1a に同じ。ただし、水平風偏差。

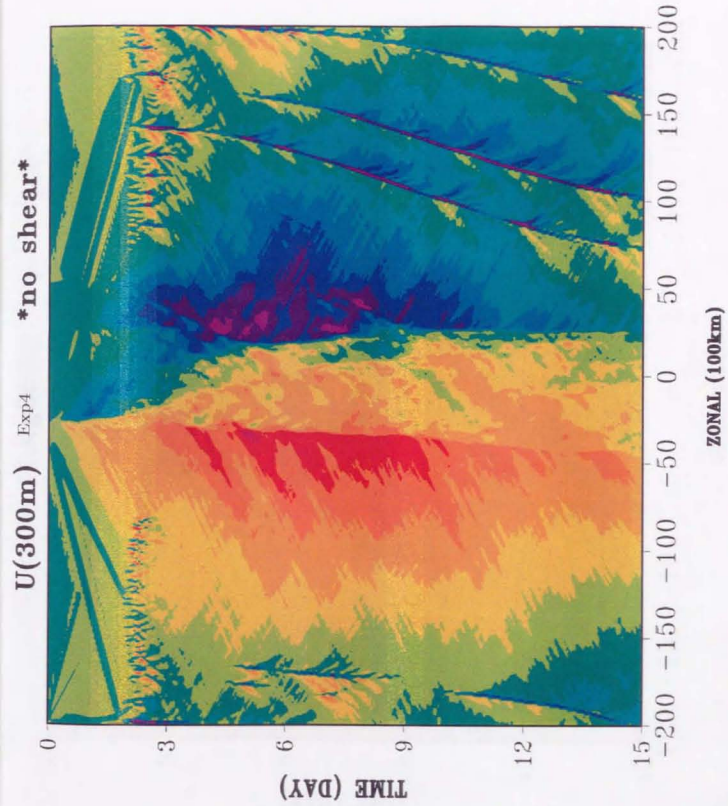


図 4.2b    図 4.1b に同じ。ただし、水平風偏差。



SURFACE PRESSURE Exp3 \*jet\*

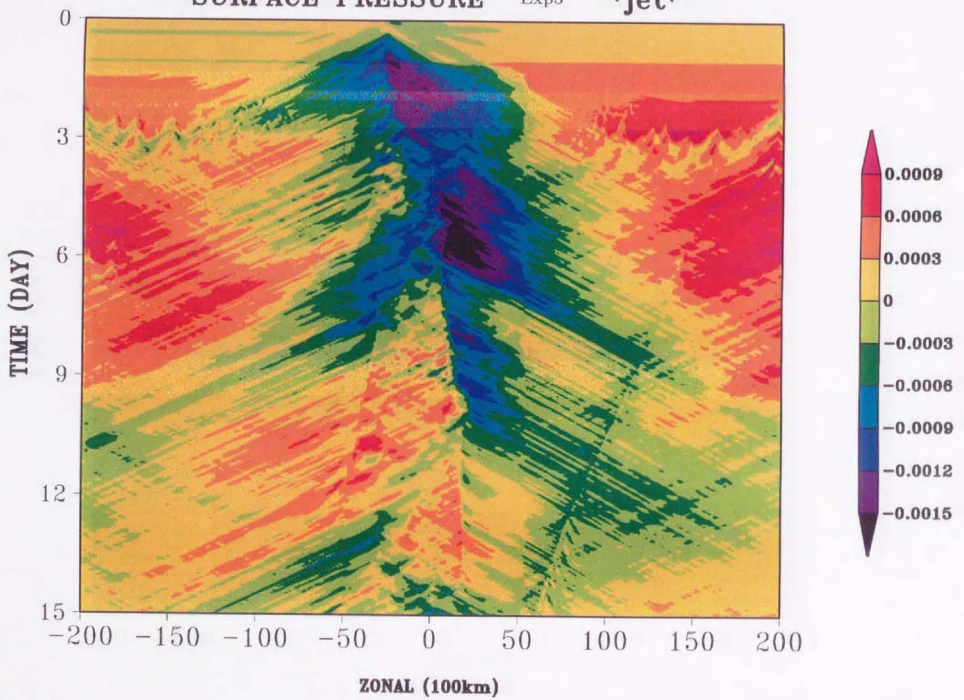


図4.3a

図4.1aと同じ。ただし、地上気圧場



**SURFACE PRESSURE** Exp4 **\*no shear\***

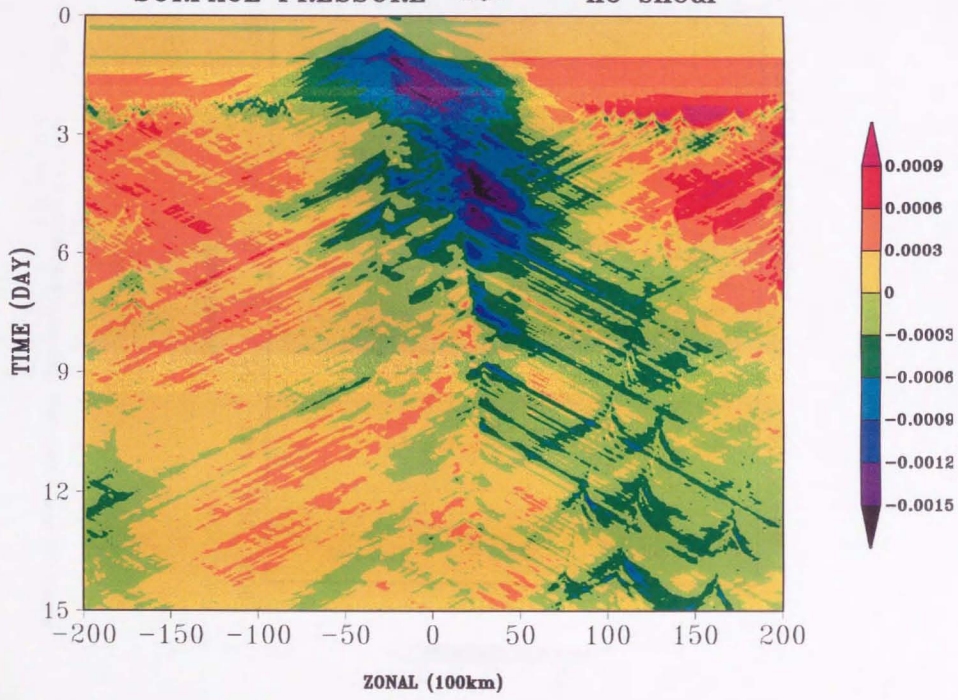


図4.38 図4.10と同じただし、地上気圧場

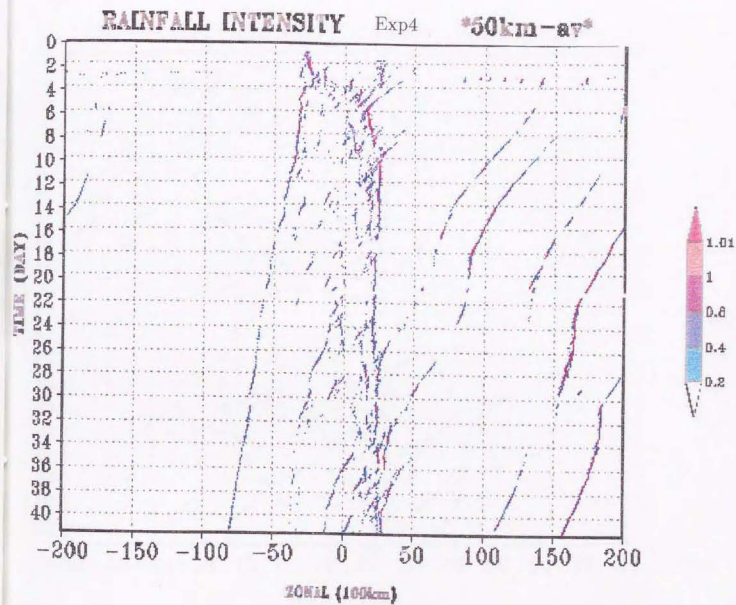


図 4.4    Exp4 における地上降水強度 (100km 平均)。縦軸は初期から 41day まで、凡例の単位は 10mm/10 分。

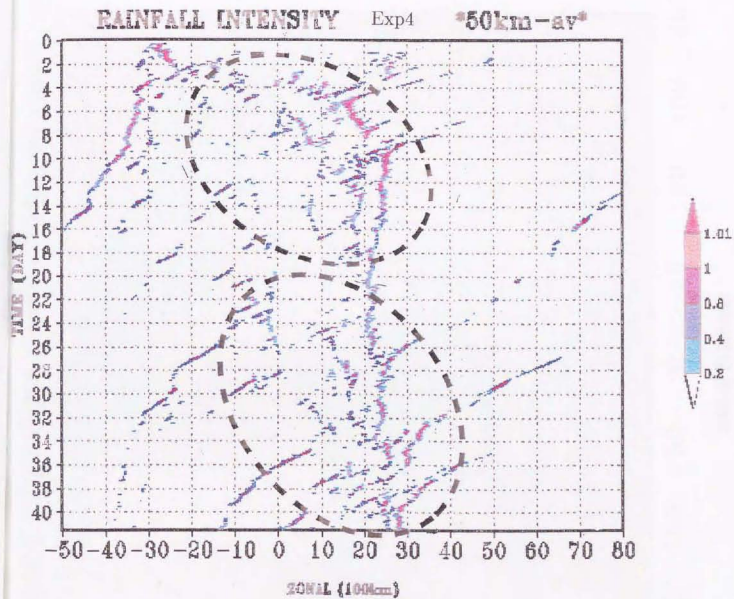
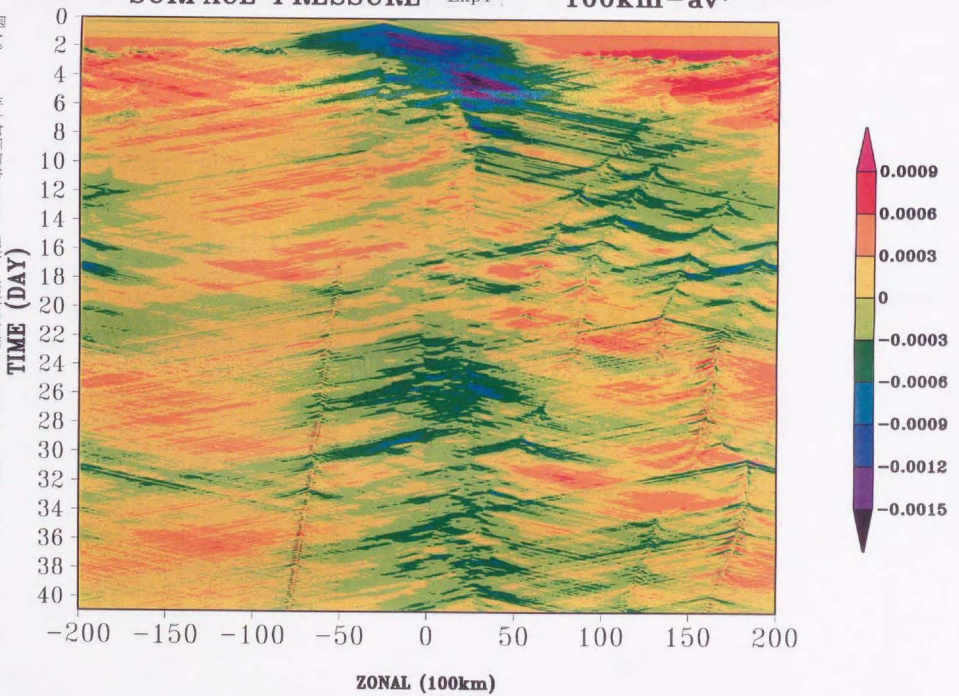


图 4.5

地上降水強度 (50km 平均)。横軸は水平方向に  
13,000km (-5,000 8,000)、凡例の単位は 10mm/10 分。

SURFACE PRESSURE Exp4 \*100km-av\*



91図

地上気圧偏差 (contour interval: 0.0001) (単位:  $10^4 \text{ hPa}$ )  
 平均 (緑色系) 正偏差 (赤色系) 負偏差 (青色系)  
 大気圧 (Exner) (単位:  $10^4 \text{ hPa}$ )

SURFACE PRESSURE and U(300m) Exp4 \*100km-av\*

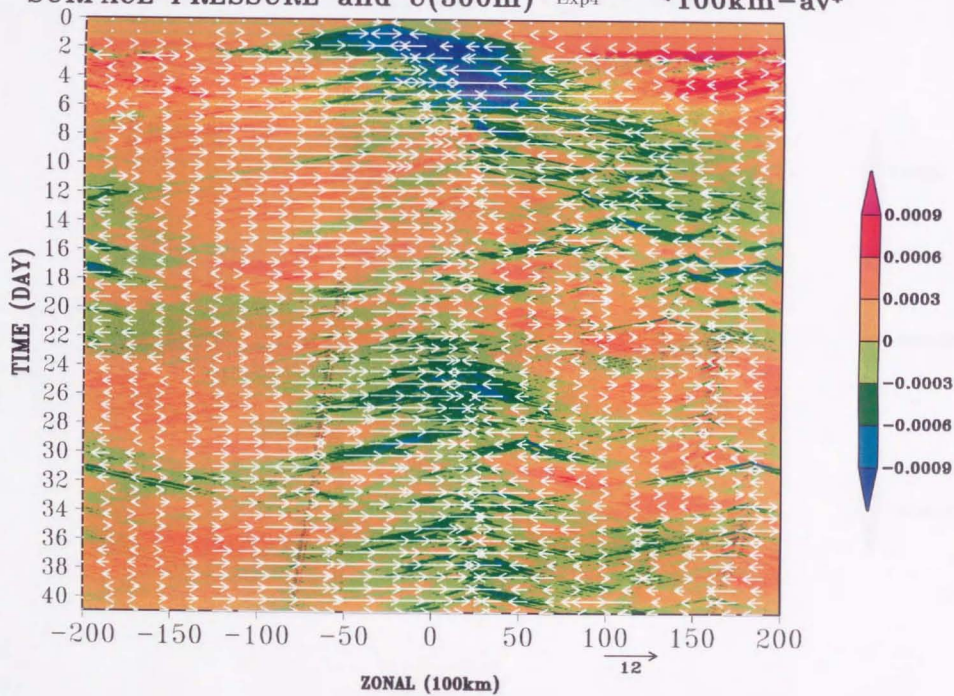


图 4.7

地上気圧傾差と高さ300mにおける水平風傾差(矢印)。v、uそれぞれ100km平均。

ZONAL (100km)

12



SURFACE PRESSURE nostat Exp4 \*100km-av\*

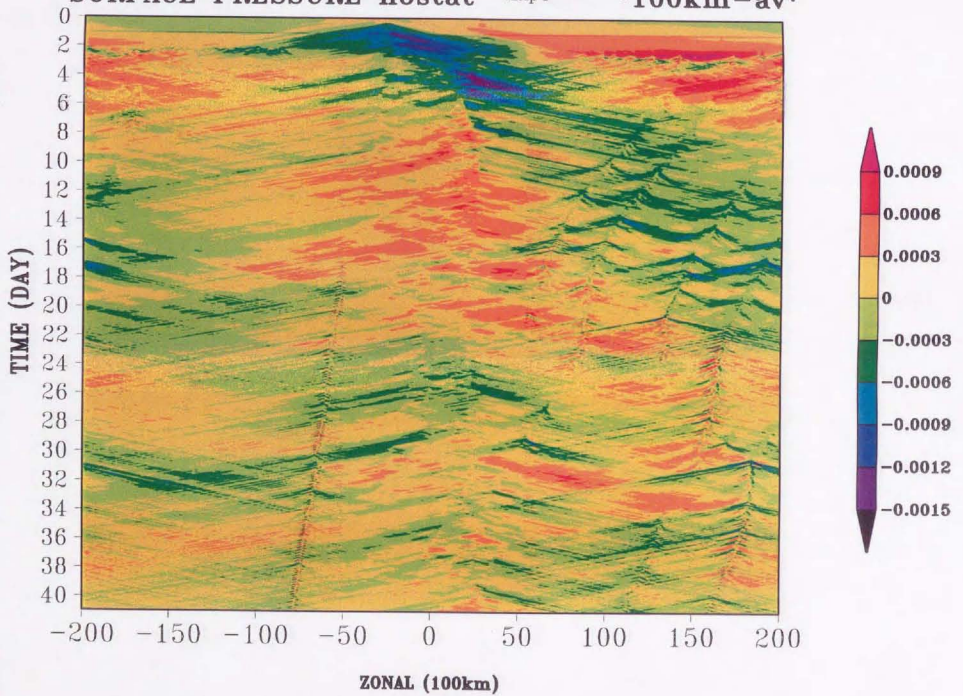


図4.8

図4.6(地上気圧偏差)から41日の時間平均を差し引いた地上気圧偏差(100km平均)

PRESSURE (11.7km) Exp4 dev \*100km-av\*

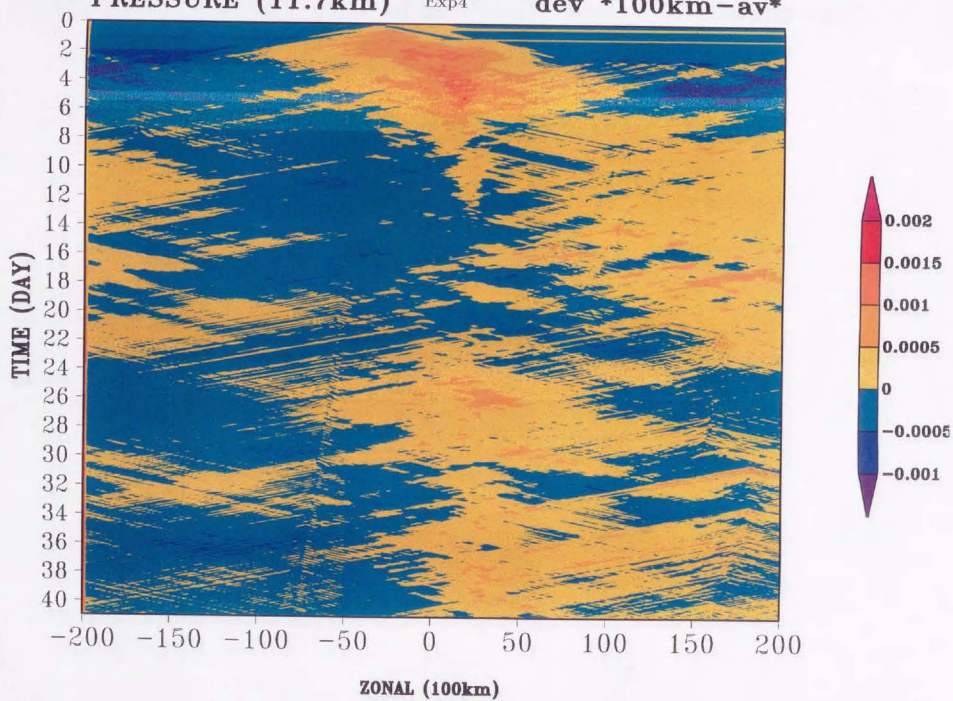
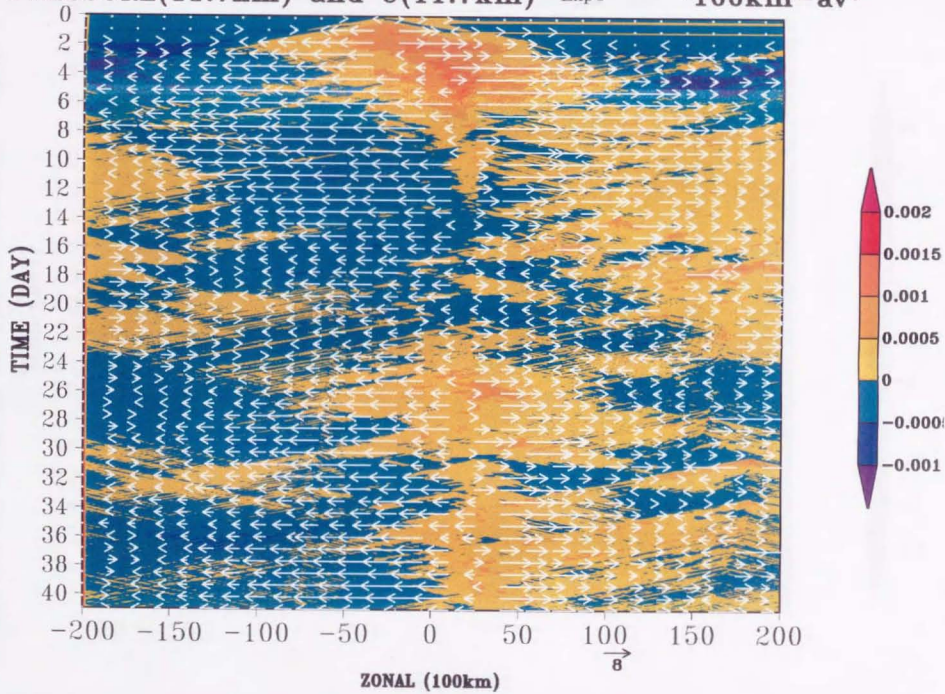


図4.9 高さ11.7kmにおける気圧偏差(100km平均)

PRESSURE(11.7km) and U(11.7km) Exp4 \*100km-av\*



图A10

高さ 11.7km における気圧偏差と水平風偏差 (矢印),  $v, u$  は  $100\text{km}$  平均

U(300m) Exp4 \*100km-av\*

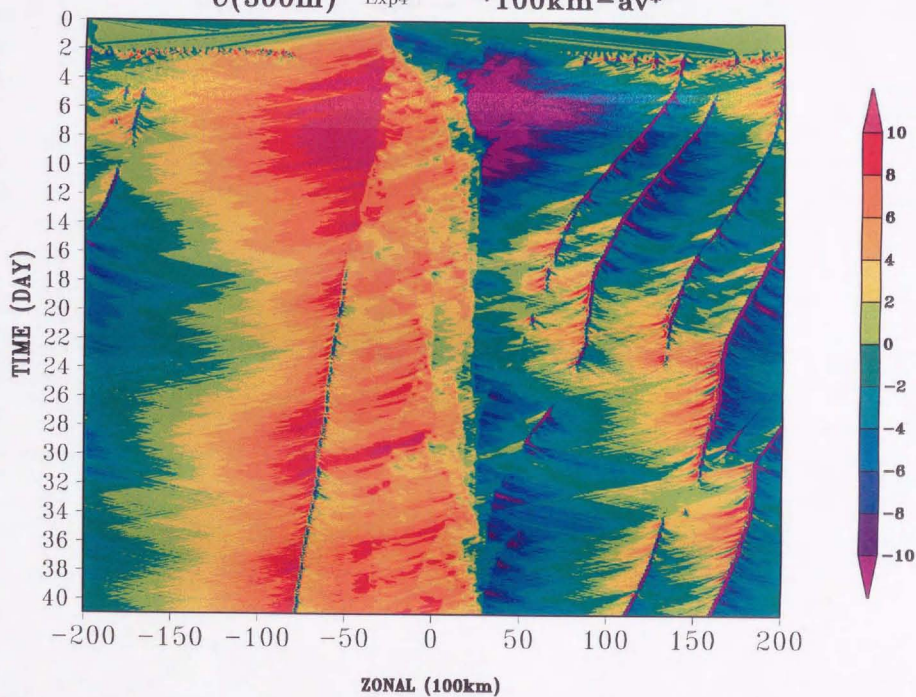


図 4.11 高さ 300m における水平風偏差 (100km 平均)、暖色系は正偏差、寒色系は負偏差を示す。



U(11.7km) Exp4 \*100km-av\*

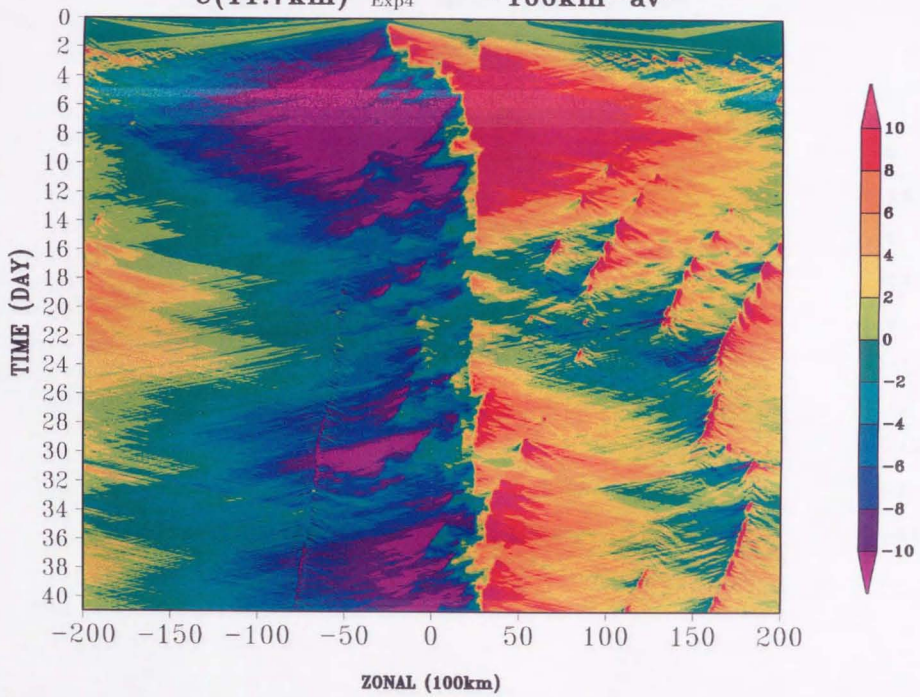


図 4.12

高さ 11.7km における水平風偏差 (100km 平均)



T(6km) Exp4 dev \*100km-av\*

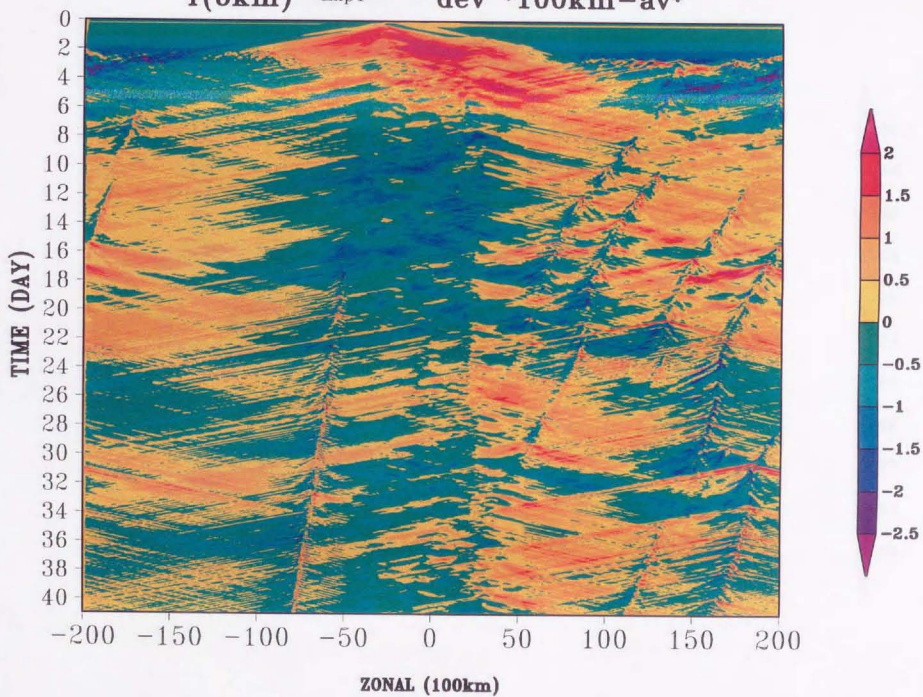


図 4.13  
高さ 6km における東西平均からの温度偏差 (100km 平均). 暖色系は正偏差, 寒色系は負偏差を示す.

HUM(600m) Exp4 \*100km-av\*

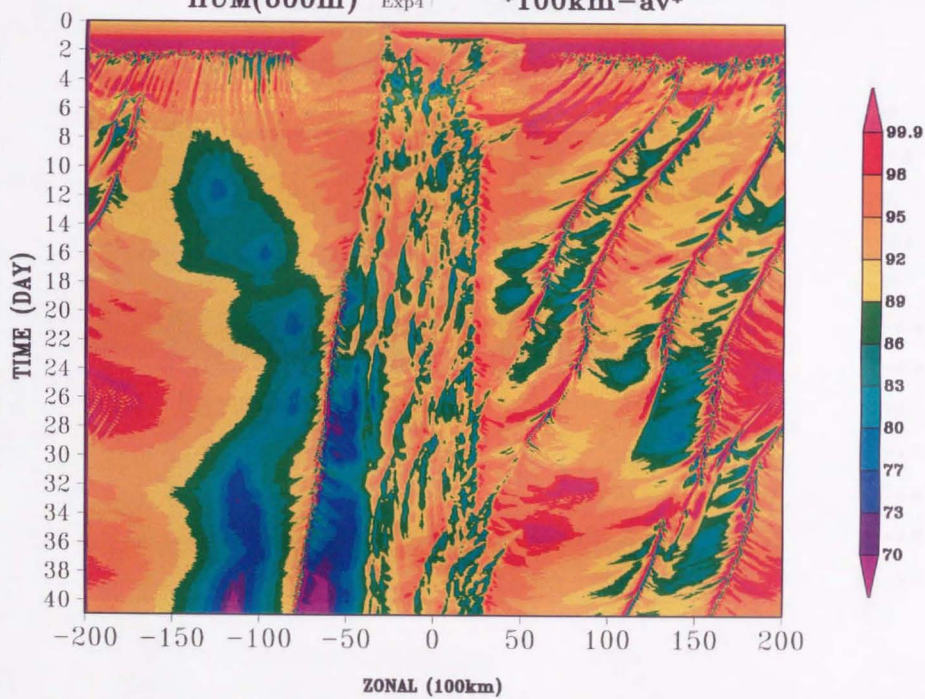


図114  
高さ600mにおける相対湿度(100km平均) 青緑系線の色は乾燥、黄赤系線の色は湿潤。数値については凡例参照



T(150m) Exp4 \*100km-av\*

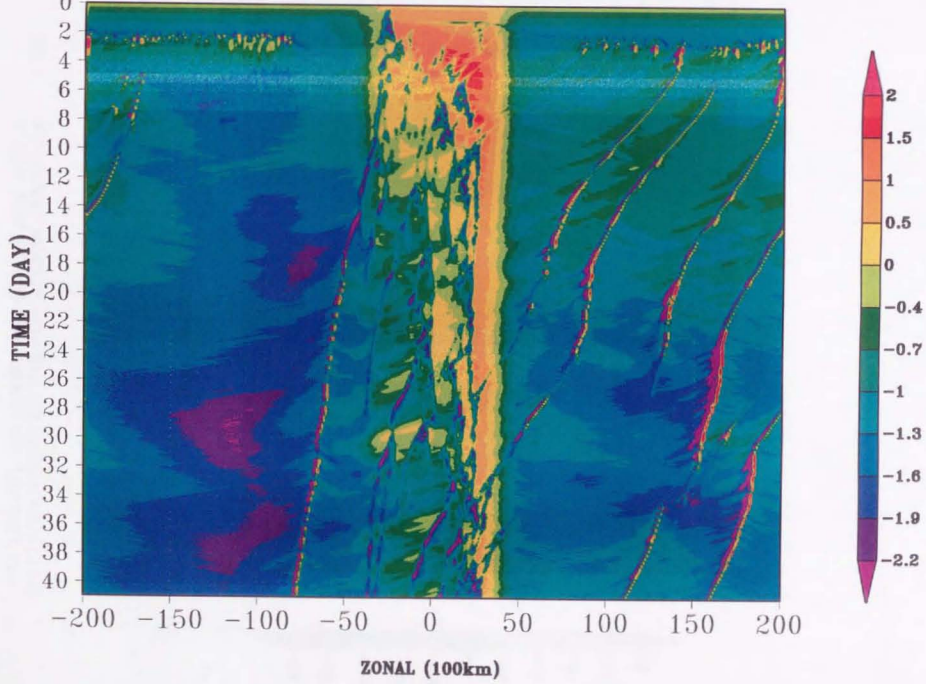


図 4.15 高さ 150m における温度偏差 (100km 平均) 数値について毎月参照。



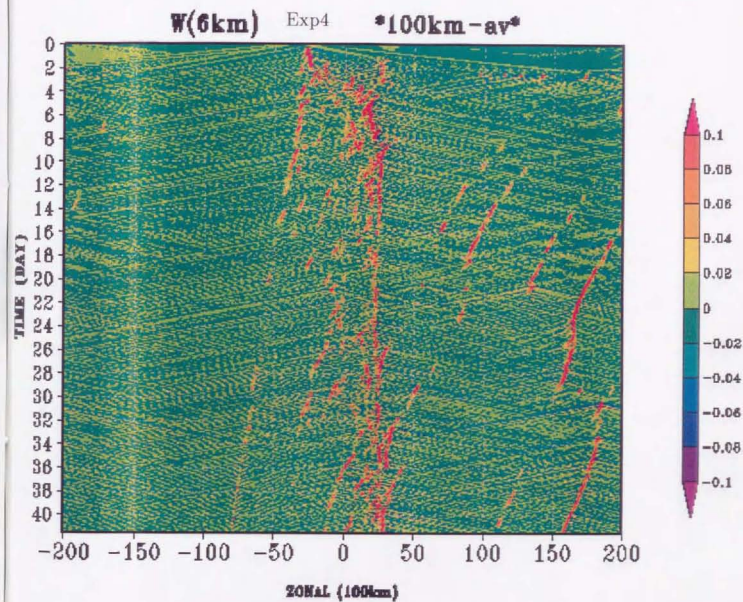


図 4.16

高さ 6km における鉛直速度 (100km 平均)。赤色は対流に伴う強い ( $1 \text{ ms}^{-1}$  以上) 上昇流、黄色は重力波に伴う上昇流、緑色は下降流。凡例の単位は、 $10 \text{ ms}^{-1}$ 。

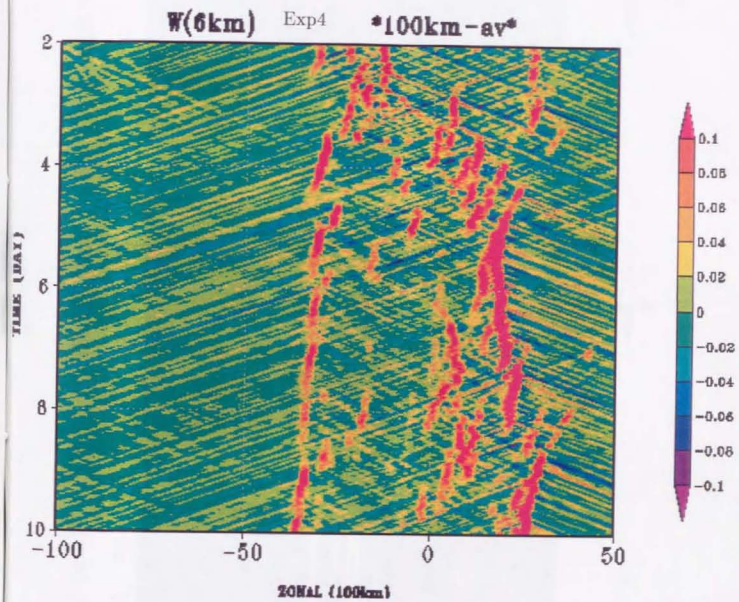
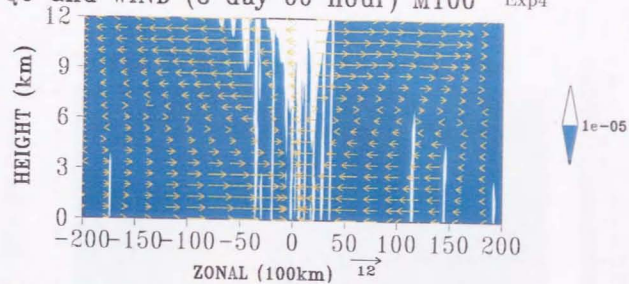
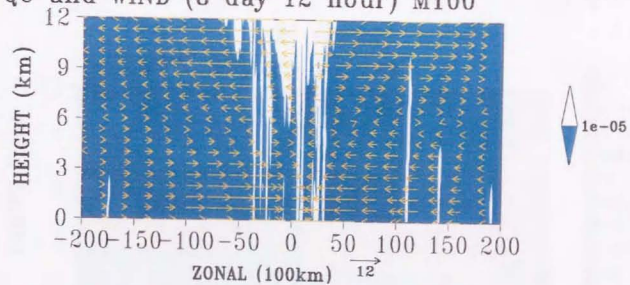


图 4.17 高さ 6km における鉛直速度 (100km 平均)。縦軸は 2day から 10day まで、横軸は水平方向に 15,000km(-10,000-5,000)。

QC and WIND (8 day 00 hour) M100 Exp4



QC and WIND (8 day 12 hour) M100



QC and WIND (9 day 00 hour) M100

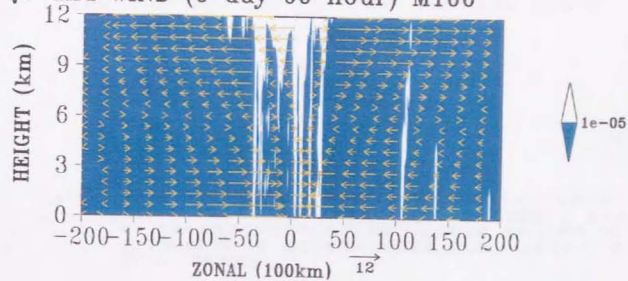


图 4.18

雲水量と水平風偏差の鉛直断面図。8day00h から 9day00h まで 12 時間毎、縦軸は高さ 12km まで、横軸は水平方向に 40,000km。

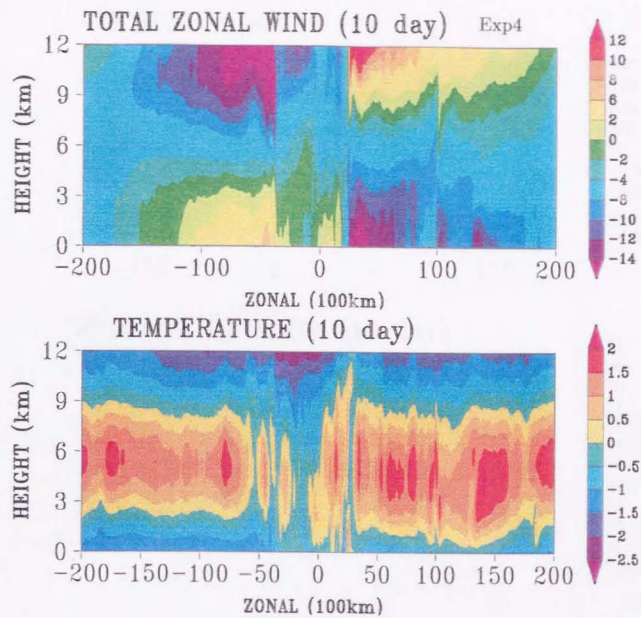


図 4.19

順に、total の水平風、温度偏差、鉛直速度、相対湿度の 10day における鉛直断面図。縦軸は高さ 12km まで、横軸は水平方向に 40,000km、水平風は黄緑・黄・暖色系が正（西風）、温度偏差は暖色系の色が正偏差、鉛直速度は黄・赤色が上昇流、緑色が下降流、相対湿度は青・緑など寒色系の色は乾燥、黄・橙・赤は湿润である。数値については凡例参照。

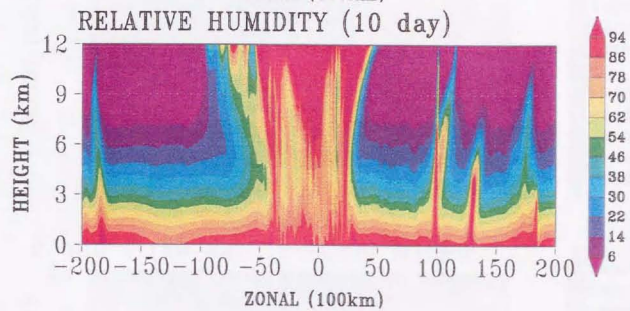
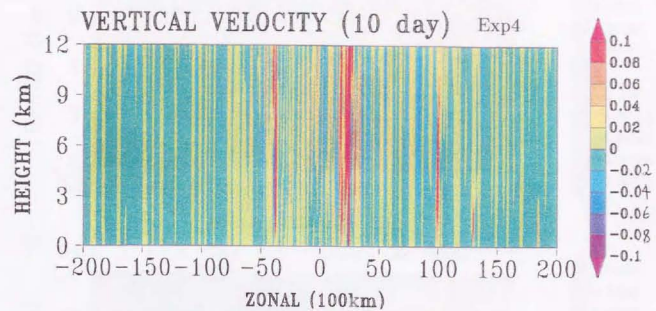
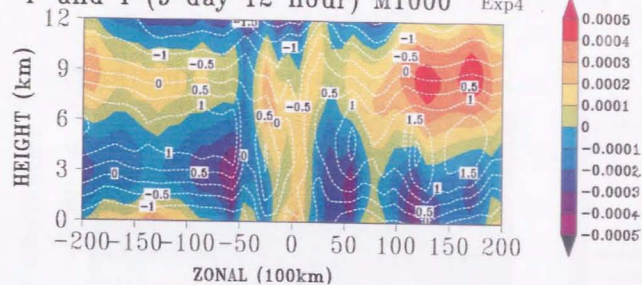
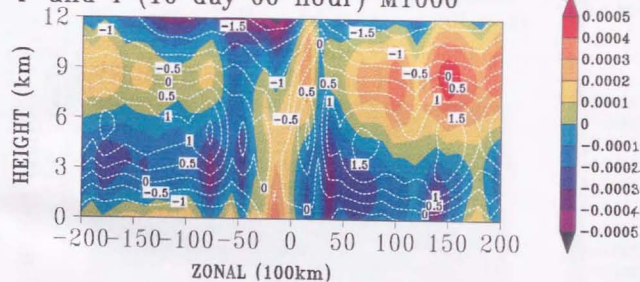


图 4.19(续)

P and T (9 day 12 hour) M1000 Exp4



P and T (10 day 00 hour) M1000



P and T (10 day 12 hour) M1000

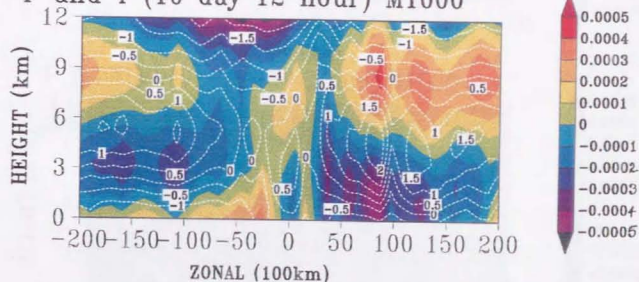


図 4.20

気圧偏差 (色) と温度偏差 (白点線) の鉛直断面図。いずれも 1,000km 平均。  
9day12hour から 10day12hour まで 12 時間毎。縦軸は高さ 12km まで、横軸は水  
平方向に 40,000km (-20,000-20,000)。黄緑・黄・赤など暖色系の色は正偏差を表す。

図 4.21

気圧偏差(色)、温度偏差(紫色の点線)、速度場(矢印)の鉛直断面図。8day00hourから10day12hourまで12時間毎。縦軸は高さ12kmまで、横軸は水平方向に6,000km(-8,000 -2,000)。ただし、重力波に伴う鉛直運動を見やすくするために、速度場のベクトルの鉛直速度成分は100倍してある。

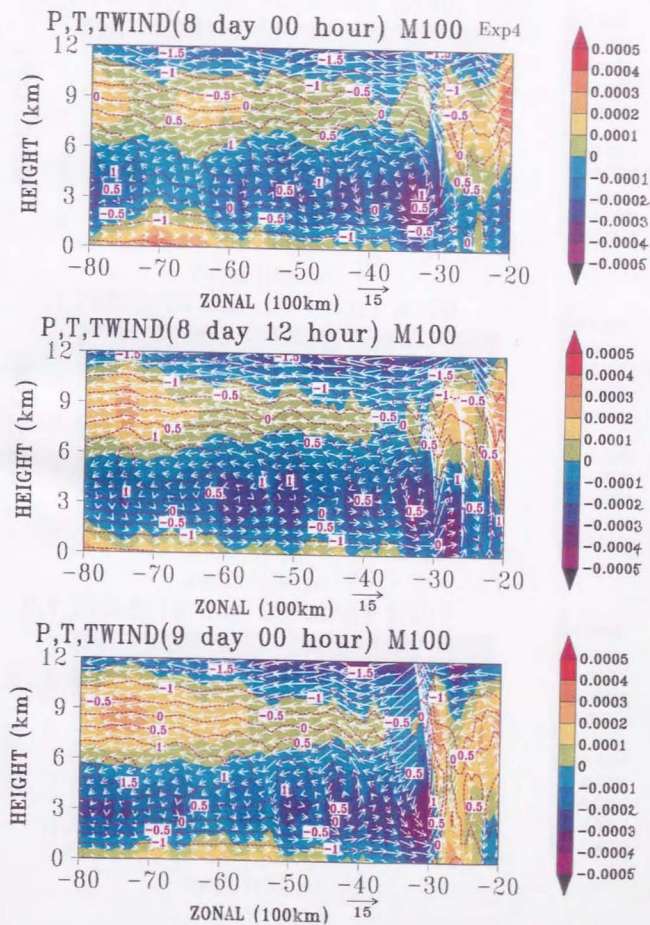


图 4.21(续)

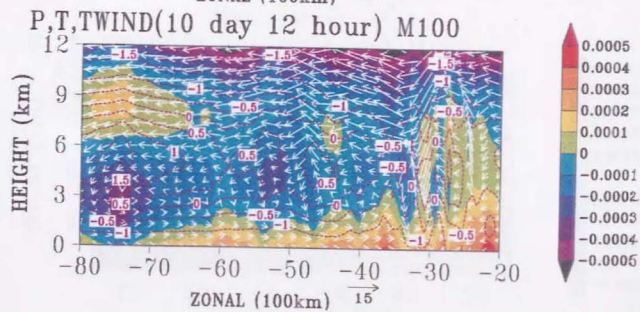
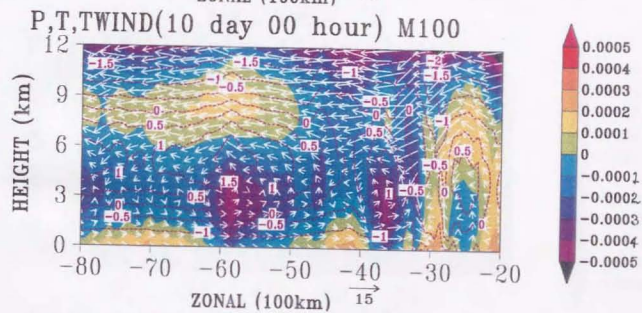
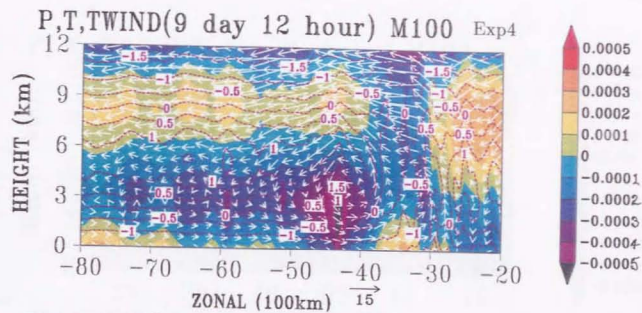
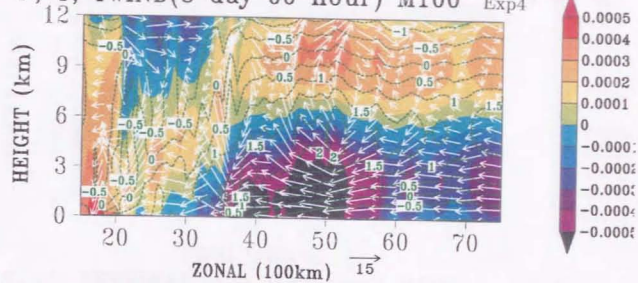




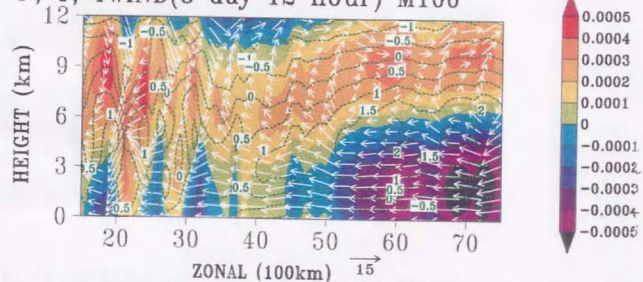
図 4.22

気圧偏差(色), 温度偏差(緑色の点線), 速度場(矢印)の鉛直断面図。8day00hourから10day12hourまで12時間毎, 縦軸は高さ12kmまで, 横軸は水平方向に7,000km(1,000 8,000), ただし, 重力波に伴う鉛直運動を見やすくするために, 速度場のベクトルの鉛直成分は100倍してある。

P, T, TWIND(8 day 00 hour) M100 Exp4



P, T, TWIND(8 day 12 hour) M100



P, T, TWIND(9 day 00 hour) M100

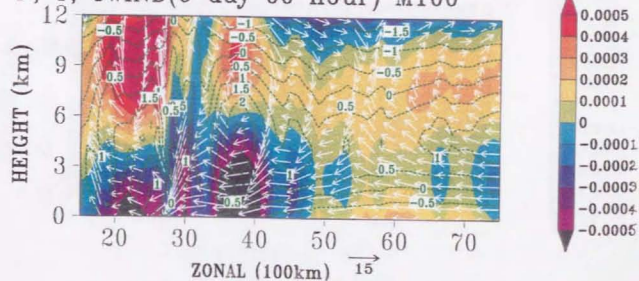


图 4.22(续)

