

# 1993/94年夏のハドレー循環・モンスーン循環・ ウォーカー循環の強度について

筑波大学地球科学系

田中博

筑波大学自然学類

木村賢一

## 1. はじめに

近年の異常気象の中でも、1993年は1954年以来という冷夏であり、その翌年の1994年は日本の各地で最高気温を更新する異常猛暑であった（気象庁、1994；新田、1995）。この一連の異常気象の原因を探ることは長期予報との関連において極めて重要である。しかし、過去において数多く発生した異常気象の中で、その原因を誰の目にも明らかな形で解明した例は僅かしかない。多くの場合、エルニーニョ・ラニーニャの発生、エルチチオンやピナトゥボ火山の爆発、あるいは太陽活動の長周期変動と結びつけるなどの試みがなされているが、物理的な因果関係が明確に説明できたケースはまれにしかない。1993年の冷夏・1994年の猛暑といった日本付近の大気の変動のふれ幅は極端なものであったにもかかわらず、火山噴火状況や海面水温の変動は平年並であり異常気象の原因を外的要因に求めることは困難なようである。一部の報道機関によると、これらの異常気象は中緯度偏西風ジェット気流の蛇行が原因であり、通常のジェット気流の位置から大きくそれたため異常気象が発生した、と報道されている。では、どうしてジェット気流が長期にわたって蛇行したのか。いまだにその原因はわかっていないのである。過去に生じたこのように明瞭な異常気象についてさえも、その原因が明らかにできない状況下で、将来の異常気象の予測（長期予報）が成功するものであろうか。長期予報を行なううえでも、過去に生じた異常気象の原因をさまざまな角度から研究することの意義は大きい。たとえそれが、大規模大気の大規模的自然変動によるものであり、外的要因が一切関与しないとしても、それを十分な証拠により実証できればよいと考える。

さて、日本の1993年の冷夏、その翌年の1994年の猛暑の原因を探るうえで、極めて重要な要素にアジアモンスーンの強度というものがある。ミクロな現象には必ずといっていいほどその裏でマクロな現象が影響している。新田（1995）や磯部（1995）によると1993年夏のモンスーン強度は弱く、1994年は強かった。そのことが大気循環場の変化、つまりジェット気流の蛇行をもたらし、日本周辺での1993年の冷夏、1994年の猛暑の原因になったという説がある。林（1994）は1993/94冬期には、エルニーニョ現象は完全に解消され、また3か月平均の上層雲量偏差が平年に比べて正偏差であったことなどにより、オーストラリア北部のモンスーン活動が平年より活発であったとしている。Yasunari（1990）はアジアモンスーンの強度が赤道付近のウォーカー循環とリンクし、そ

れが太平洋の海面水温を変動させることで、アジアモンスーンの強度に2年周期が発生するという理論を述べている。この理論が正しければ、翌1995年のモンスーンは弱く日本は冷夏となることが期待された。しかし、1995年は7月中旬までは冷夏ペースで進行したものの、その後一転して関東以西では1994年に匹敵する猛暑となった。

1994年夏の関東以西には、可降水量の極めて小さい乾燥した空気が上空を覆っていた(古野・1996)。同様に、1995年の猛暑の際にも、この年の6月から稼働を始めたひまわりの水蒸気画像には乾燥した空気が日本を覆っていたことが確かめられている。極めて乾燥した空気の原因としては、上空からの下降流の存在を考えるのが妥当であろう。つまり、対流圏上層に収束があり持続的な大規模大気の下流が日本上空で生じたことが猛暑の原因であったと考えることもできる。かりに、この持続的な下流が日本の猛暑の原因であったとすると、上層での収束はどのような理由で生じたかが次の問題となる。はたして、平年よりも強いといわれるアジアモンスーンが日本付近に持続的な下流をもたらした結果、1994年の猛暑が発生したというのだろうか。

この問題に取り組むためには、はじめにモンスーン強度を定量的かつ客観的に定義し、その年々変動を調べる必要がある。これまでモンスーン強度の指標としてはインド降水量(Parthasarathy et al., 1994)などが広く用いられるが、地域的な代表性に問題がある。熱循環の強いところでは、中心付近での降水量がその循環強度の指標となるが、乾燥地での熱循環強度は降水量には反映されない場合もある。大気中の水蒸気などに依存しないより直接的な循環強度の指標として対流圏中層での上昇流の強さや対流圏上層での収束・発散強度があげられる。広域上昇流の強さはそのまま対流圏上層の発散に反映し、その特徴は速度ポテンシャルの分布により表現される。収束・発散が上昇流や降水量分布と同程度のマイクロな現象を強調するのに対し、その積分量である速度ポテンシャルはモンスーン強度やハドレー循環強度などのマクロな現象の特徴を表現するのに適している。

本研究では、モンスーン強度をウォーカー循環やハドレー循環の強度と比較し循環強度を定量的に評価するために、200hPa面における速度ポテンシャルを解析することにした。速度ポテンシャルを調べることで、その勾配から発散風を読みとることができ、収束・発散の情報、つまり循環強度を定量化することができる。日本付近での1994年の猛暑の一つの原因と考えられる広域下流はモンスーン循環の強弱によるものでなく、ハドレー循環やウォーカー循環の強弱によるものとも考えられるので、これらを定量的かつ客観的に分離し、日本付近での異常気象とどのように関係していたのかを調べることは、異常気象の原因究明の一助となる。

本研究の目的は、1993年の冷夏と1994年の猛暑の原因究明の一つの手がかりを探るために、モンスーン循環・ウォーカー循環・ハドレー循環といった大気大循環の主要な循環を客観的かつ定量的に分離しその強度を比較する方法を考案し、分離されたそれぞれの循環の強度を1993年と1994年について比較することである。

実際問題として、モンスーン循環・ウォーカー循環・ハドレー循環といったものは複雑に絡み合

っているため、それらを分離することははじめから無理であるとの考えもあるが、本研究ではあえてそれを試みる。はじめに、本研究においてハドレー循環は軸対称循環であるとする。地球を水惑星大気にたとえてみると、地形がなく（つまりモンスーンはない）海面水温も軸対称の時に、放射収支の南北差により励起される熱対流がハドレー循環であると定義する。ただし、季節変化はある。つぎに、もし赤道付近の海面水温が軸対称でなく太平洋の東西で異なる温度になっていたとすると、この海面水温の定常的な東西の温度差に起因して励起される東西循環をウォーカー循環とする。東西循環が定義であるから、これは軸対称循環からの偏差として定義する。最後に水惑星の上に大陸を考えることで、大陸と海洋の温度差に起因して一年周期で交代する風が励起されるのでこれをモンスーンと定義する。このように、3種類の循環を引き起こす Driving Force は明らかに異なるので、成因の観点から整理すると明瞭な差があるが、現象としては互いに複雑に絡み合っていることは言うまでもない。本研究では、観測される大気中の発散場からこれら3種類の循環に対応する変動を主成分分析により経験的に抽出し、それらの定量的比較を試みた。

## 2. データと解析方法

本研究で用いたデータは米国気象局 (NMC : National Meteorological Center) の全球格子点解析データの 1992 年 9 月 1 日から 1994 年 8 月 31 日までの 0000Z と 1200Z のデータに基づいて編集した月平均データである。用いた鉛直レベルは 200hPa で、水平グリッド間隔は経度方向に  $5.0^\circ$  緯度方向に  $2.5^\circ$  の  $72 \times 73$  地点である。

速度ポテンシャル  $\chi$  は風速を  $V = (u, v)$ 、発散を  $D$  とすると次式で定義される。

$$D = \nabla \cdot V = \nabla^2 \chi \quad (1)$$

この定義では発散風  $V_\chi = \nabla \chi$  が等ポテンシャル面に直交し、速度ポテンシャルの低い所から高い所へ吹く。すなわち、速度ポテンシャルの極小域で発散し、極大域で収束する。また発散風は、速度ポテンシャルの等値線の密な所ほど強く吹く。流線関数と渦度の関係にはマイナスは付けないので対称性の点ではこの定義のほうが奇麗であり、流体力学や気象力学の教科書（例えば、栗原, 1979）ではこの定義が用いられている。しかし、Lamb (1945) 以降、気象学や海洋学の一部では定義にマイナスを付ける場合がある (Krishnamurti, 1971; 気象庁気候系監視報告など)。本研究の解析では気象庁の慣例に従い速度ポテンシャルを次のように定義する。

$$D = \nabla \cdot V = -\nabla^2 \chi \quad (2)$$

このように定義すると発散風  $V_\chi = \nabla \chi$  は速度ポテンシャルの高い所から低い所に向かって吹く。

すなわち上層の大気は速度ポテンシャルの極大域で発散し極小域で収束する。

次に本研究の解析で行った EOF 解析について述べる。観測される速度ポテンシャル  $\chi$  の空間座標  $x$  における分布の時系列は次のような EOF 成分の一次結合式で示される。

$$\chi(t, x) = a_1(t)Z_1(x) + a_2(t)Z_2(x) + \dots + a_m(t)Z_m(x) \quad (3)$$

ここで、右辺は互いに無相関な主成分であり、 $Z_m$  が空間パターンを表し、 $a_m$  はその時間変化を表す。このようにおいた EOF 成分は、変数の  $m$  次の分散共分散行列（または相関行列）の固有値問題を解くことで求められる。

本研究のデータは、経度方向に  $0^\circ$  から  $360^\circ$ 、緯度方向に  $60^\circ\text{S}$  から  $60^\circ\text{N}$  までの 3528 地点における月平均の速度ポテンシャルの値 24 か月分である。これを 1992 年 9 月から 1993 年 8 月まで（以後この期間を期間 1 とする）と 1993 年 9 月から 1994 年 8 月まで（以後この期間を期間 2 とする）の 2 つの期間に分ける。一般に気象の分野では、時系列の地域的変動特性からある特定の成因による空間分布を抽出するために、地点を変数として EOF 解析をおこなう場合が多い。しかし、本解析では季節的に交代するのがモンスーンの本質的定義と考え、季節変動の特徴から循環場を分離するという新しい方法を導入した。そのため、時間軸を変数に設定してある。つまり、期間 1、2 のそれぞれ 12 か月、12 個の変数について空間積分を計算することで  $m=12$  次の分散共分散行列の固有値問題として EOF 解析を行った。固有ベクトル  $a_i(t)$ （因子負荷量）は互いに無相関の 12 か月の時系列となり、スコア  $Z_i(x)$  はデータの範囲における空間分布となる。結果のところ示されるように、第 1 主成分は近似的に年平均成分、第 2 主成分は季節変化成分を表し、この 2 成分で分散のほとんどが説明される。

はじめに述べたように、ハドレー循環を軸対称循環として定義したので、スコアを東西平均  $\overline{Z}_i$  とそれからの偏差  $Z_i'$  に分け、以下のように主成分を定義しなおす。

$$\chi(t, x) = [a_1(t)\overline{Z}_1(x) + a_2(t)\overline{Z}_2(x)] + a_1(t)Z_1'(x) + a_2(t)Z_2'(x) + \varepsilon(t, x) \quad (4)$$

ここで、右辺第 1 項がハドレー循環、第 2 項がウォーカー循環、第 3 項がモンスーン循環であり、それぞれの項のノルムが循環の強さを与える。ノルムとして本研究では最大値と最小値の差を採用した。残念ながら、現象の直交展開から導かれるこの定義が最良であるという根拠はない。互いに入り組んで、決して直交していないものを無理矢理直交展開するのであるから、ひとつの循環の定義を優先すると他の循環がひずんでしまうという難点はある。しかし、季節的に交代する主成分として定義されるモンスーン循環がどのような循環場となるのかに本研究の主な興味がある。

# Velocity potential

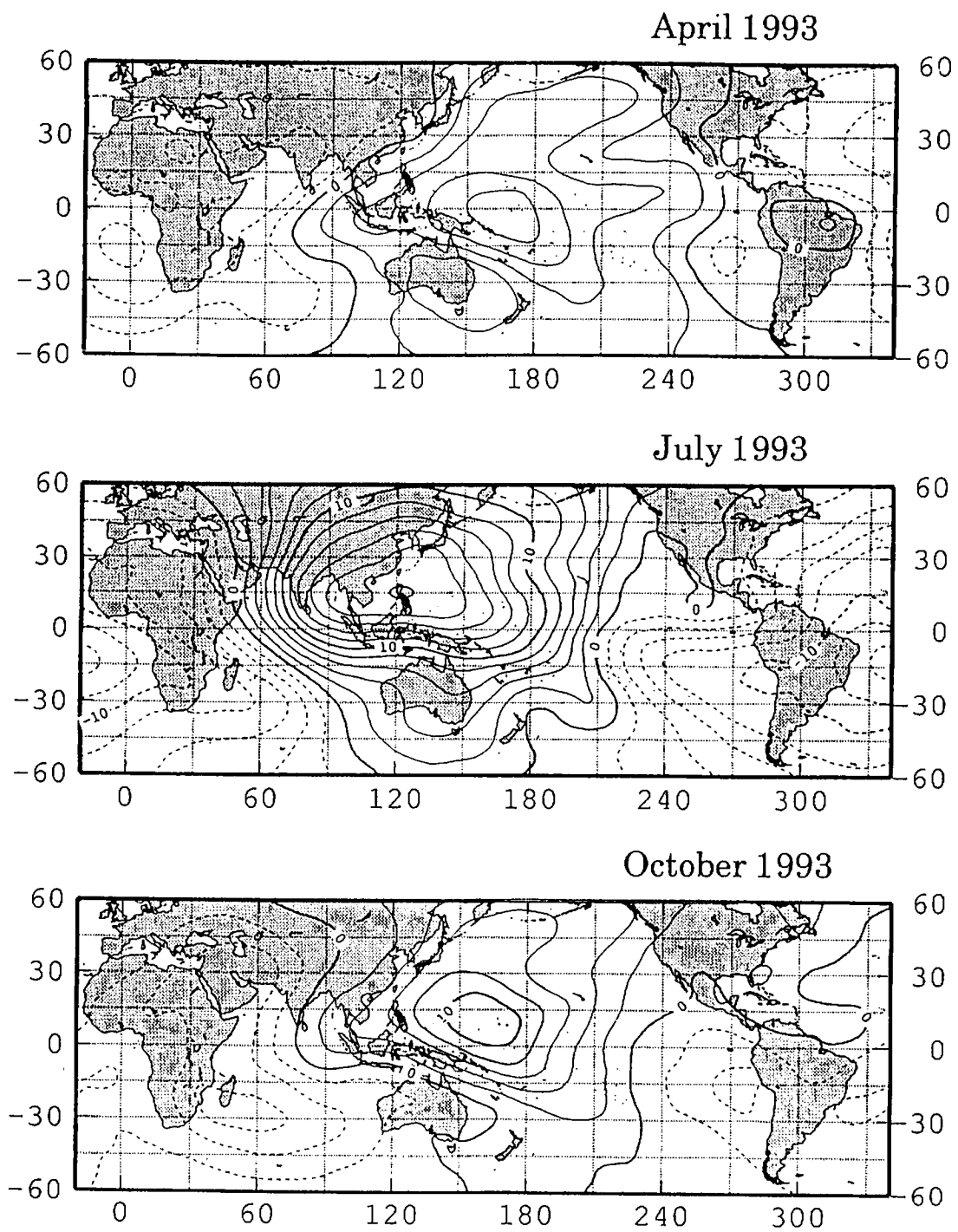
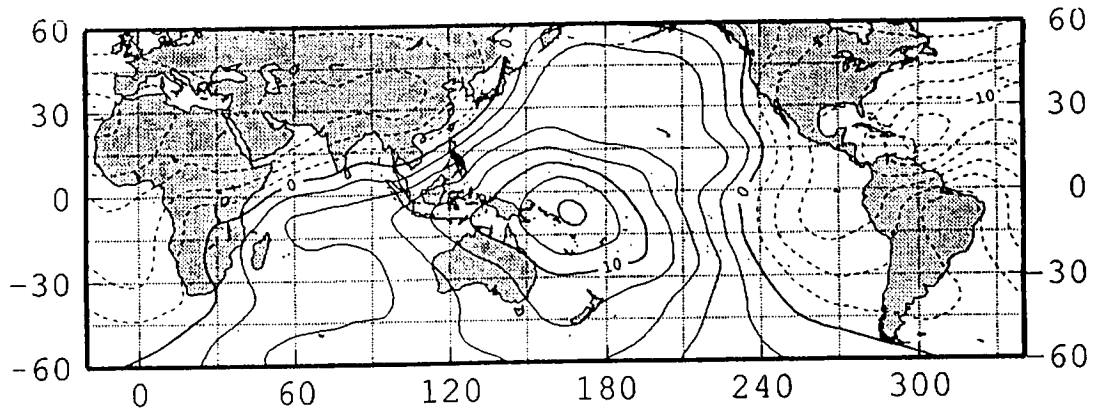


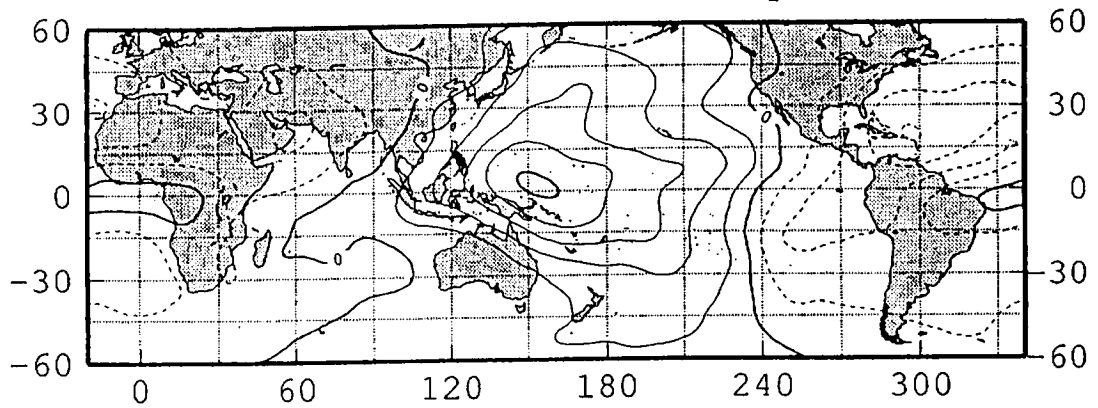
図1 200hPaにおける月平均速度ポテンシャルの季節変化  
単位は  $10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  である。期間は1993年4月から1994年7月まで。

# Velocity potential

January 1994



April 1994



July 1994

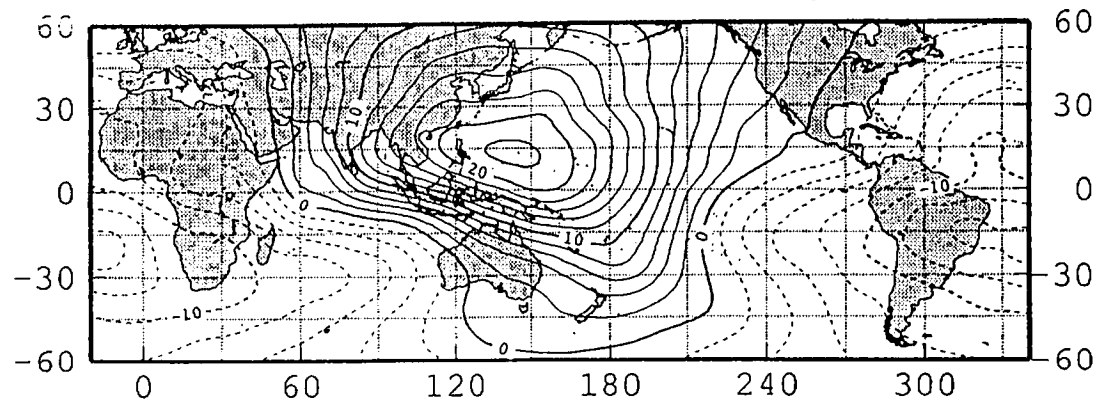


図1 200hPaにおける月平均速度ポテンシャルの季節変化 (続き)

### 3. 速度ポテンシャルの季節変化

まずはじめに、1993年4月から1994年7月までの200hPa等圧面高度における月平均速度ポテンシャルの分布を図1に示す。1993年7月の最大値はフィリピン諸島上空にあり、ここが発散場の中心となって発散風が四方に分散し、南大西洋で収束している。全体的特徴としては波数1が卓越していることがあげられるが、なぜ波数1がこのように発達するのであろうか。これは海面水温の分布と密接に関係がある。7月はアジアモンスーンが活発な時であるが、下層で大陸に向かって吹き込む季節風が大陸の上空で発散するかというとそうではなく、チベット高原からかなり離れた海の上に発散場の中心が存在する。大陸の上空に発散の中心がないので教科書によるモンスーンの説明と違うが、この理由は、モンスーン循環のほかにハドレー循環やウォーカー循環の混ざったものを見ているからであろう。

1994年1月の最大値は今度は赤道太平洋上空に見られる。冬の場合も波数1が卓越し、最低値は大西洋カリブ海付近に見られる。チベット高原にはマイナスの等値線がありここで発散風が収束し沈降していることが読みとれる。ユーラシア大陸の周辺で等値線が混み、モンスーンとしての海洋から大陸への大気上層の流れが見られる。

1994年7月の速度ポテンシャルの分布を1993年7月のものと比較すると、フィリピン付近で最大値、南大西洋で最低値が見られ、全体として波数1が卓越するという点では類似しているが、細かく比較すると違いが見られる。1994年の発散風の中心は1993年よりも東に20°ほどずれており、その値も10%ほど大きい。つまり、1994年の方が上層で強い発散を示しているのである。このような発散場の違いはモンスーン循環の強度の違いによるのか、あるいはウォーカー循環やハドレー循環の違いによるものかは分離してみないと分からない。速度ポテンシャルの分布からその答えを見いだすことは容易ではない。

### 4. 速度ポテンシャルの季節変動の EOF 解析

#### 4. 1. 固有値と累積寄与率

そこで、次にこの速度ポテンシャルの分布の季節変動の特徴を主成分分析により直交成分に分解した結果をしめす。本研究では変動特性による分類に注目しているので、固有ベクトルは時間変化を与え、スコアが地理的分布を与えるように問題が設定してある。期間1と期間2について別々に固有値問題を解いて得られた固有値の値は、第1主成分の寄与率が70.4%、77.0%であり、第2主成分の寄与率が20.7%、18.9%、第3主成分が5.1%、1.9%となっている。つまり、第1主成分と第2主成分だけで累積寄与率は90%を優に越えていて第3主成分以下は無視できるほど小さくなっている。第1主成分の固有ベクトルを図2にそして第2主成分の固有ベクトルを図5に示す。第1主成分はかなり大きな季節変化を含んでいるが、符号が一貫してプラスであることから、近似的には年

## Eigenvector (EOF1)

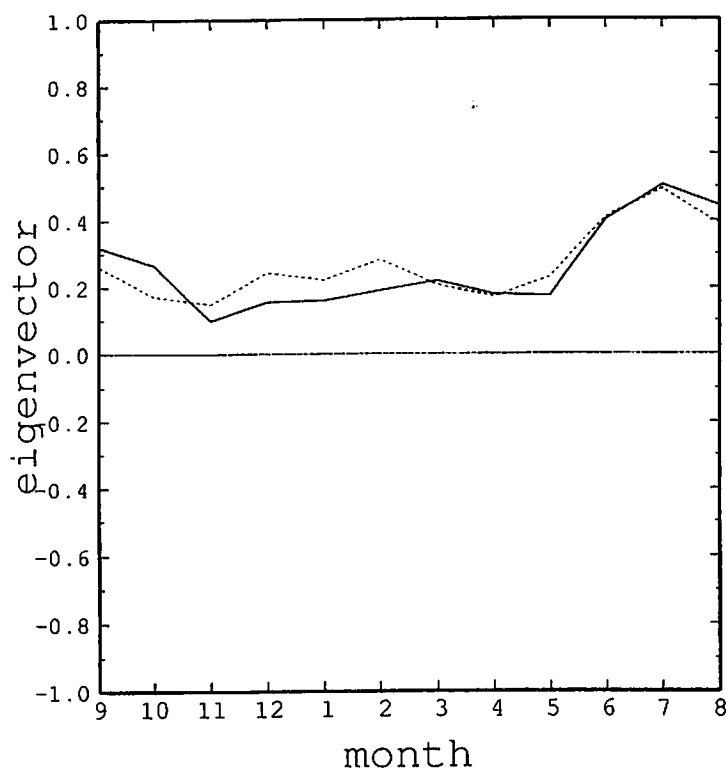


図2 EOF 第1主成分の固有ベクトル  
横軸は月を表し、実線が期間1、破線が期間2。

平均成分と考えられる。第2主成分は1年周期で符号を変える季節変化成分と解釈できる。年変化という点では第2主成分までで分散のほとんどが表現できてしまう。以下に第1主成分と第2主成分について詳しく説明する。

### 4. 2. 第1主成分：年平均成分

図2に12次の行列の固有値問題を解いて得られた第1主成分の固有ベクトルを示す。横軸は9月から翌年8月までの月を表す。実線が期間1、破線が期間2についての結果である。年間を通して符号が同じであり、6月から8月にかけて強くなるものの、発散場と収束場が交代する事のない年平均成分を抽出している。期間1と2で特にめだった差は見られず、ともにほぼ同様の値を示している。

図3に第1主成分のスコアとしての速度ポテンシャルおよび発散風の地理的分布を示す。期間1と期間2とでは大局的に見て同じ分布であり、これは図1の速度ポテンシャルの分布の年平均場に相当する。発散風速に年変化はあるものの、風向は不変であり、モンスーン成分は含まれないと考



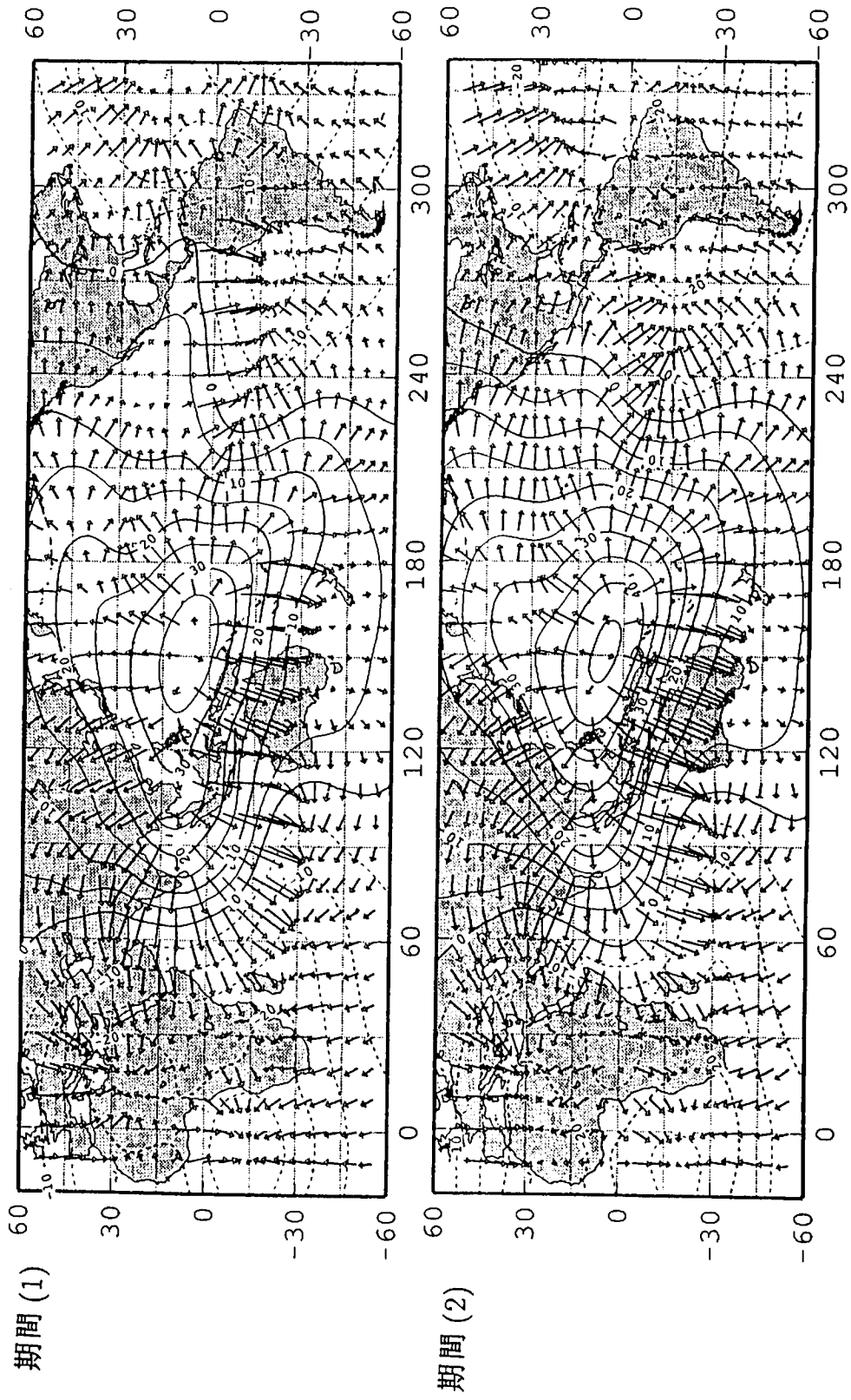


図3 EOF第1主成分のスコアと発散風

図中の等値線はスコアとして得られた速度ポテンシャル、矢印が発散風を表す。上が期間1、下が期間2。

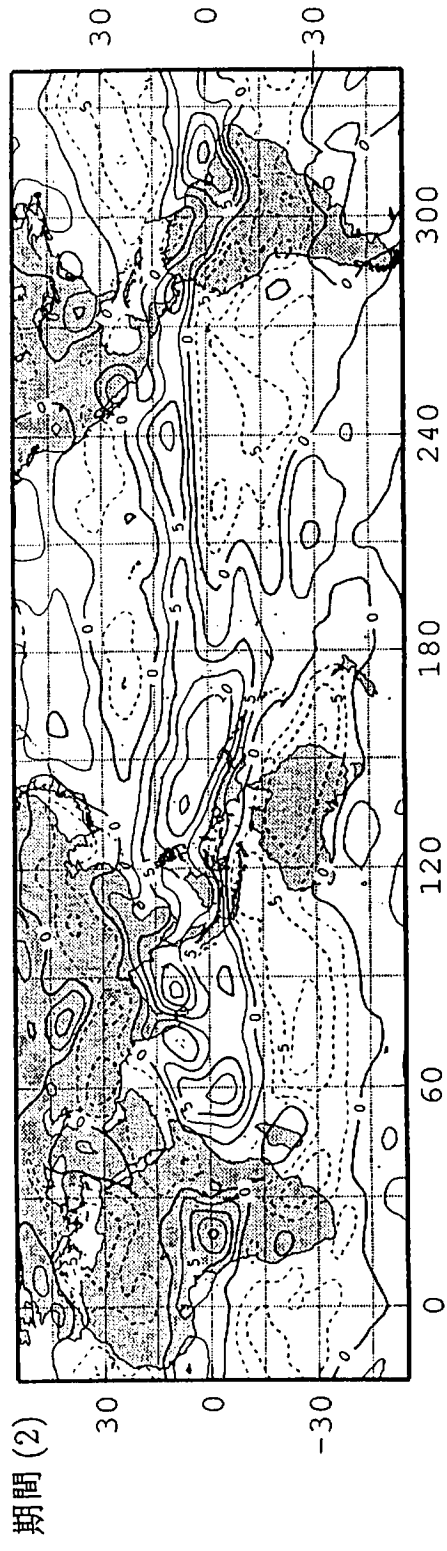
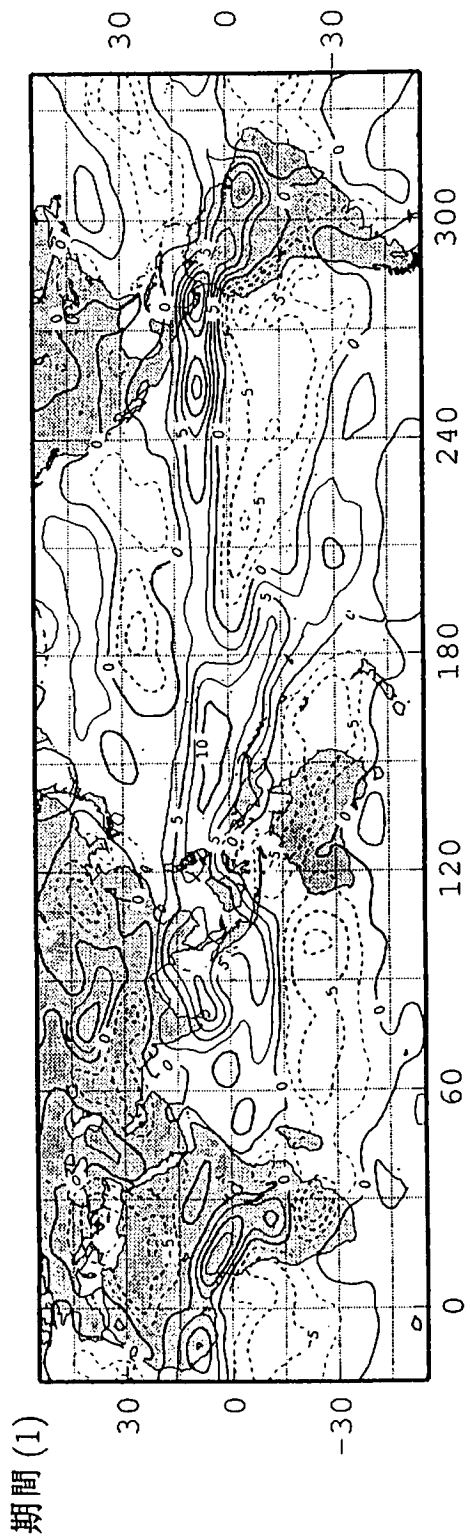


図4 EOF第1主成分の発散場  
 図中の等値線の単位は $10^{-6} \text{ s}^{-1}$ 。上が期間1、下が期間2。

える。発散の中心はニューギニア島の北部にあり、発散風はここから南北に吹いているが、赤道太平洋上では東向き成分（西風発散風）が見られる。南北に発散する発散風はハドレー循環によるもので、熱帯収束帯に伴う赤道付近の上昇気流が対流圏の上層で南北に発散し30°付近にまで分かれる発散風を見ていることになる。一方、ニューギニア付近の熱帯西部太平洋の暖水塊上で積雲が立ち登り、上昇気流が対流圏上層で発散し赤道に沿って流れペルー沖で沈降するこの循環はウォーカー循環に伴う発散風を見ていることになる。インド洋のもう一方のウォーカー循環はアフリカ西部のアビシニア高原付近で沈降していることが分かる。

図4には第1主成分の発散風から求められる収束・発散の地理的分布が示されている。赤道太平洋に沿って東西に延びる発散場は明らかにハドレー循環によるものである。強い帯状の発散場の南北両側に収束場が東西に延びていて、ハドレー循環が下降流となり中緯度高圧帯を形成する領域が見られる。この軸対称的な成分をハドレー循環とするとそこに重なる複雑な収束発散場が見えてくる。細かく見ると、ニューギニア付近の上昇流はハドレー循環とウォーカー循環が一体化したものであり、互いに強化しあっている。ところがウォーカー循環が下降流となるペルー沖ではハドレー循環の上昇流と相殺することになるが、赤道上は収束域となっておりウォーカー循環がハドレー循環に勝っていることが分かる。その結果ハドレー循環の上昇流は北緯10°付近に押しやられたような分布になりその北に下降流域が見られる。インド付近を見ると発散域（つまり上昇流域）はより複雑であるが、南北の30°付近に収束域（つまり下降流域）を形成しているのが読みとれる。中国から韓国にかけてこの下降流が見られるが、日本付近は太平洋での下降流域との間でちょうど収束域のくびれになっていることが分かる。期間1と2とを比較すると、ニューギニア付近の発散は1994年の方が強く最大域がフィリピン付近まで延びていることがわかる。それに伴い中緯度高圧帯の収束は西に張り出し、この付近のハドレー循環が強かったことが読みとれる。

#### 4. 3. 第2主成分：季節変化成分

つぎに第2主成分の固有ベクトルを図5に示す。横軸は9月から翌年8月までの月を表す。実線が期間1、破線が期間2についての結果である。固有ベクトルの値は2月に負の極大を示し5月には符号を変えて正に転じ7月と8月に最大となる。第2主成分は一年で正と負を一回ずつ繰り返す季節変化成分を抽出している。期間1と2で特にめだった差は見られず、ともにほぼ同一の季節変化を示しているが、期間1の1992年の夏から秋にかけての値が小さい傾向が見られる。

図6に対応するスコアとしての速度ポテンシャルおよび発散風の地理的分布を示す。期間1と期間2とでは大局的に見て同じ分布であり、これは図1の速度ポテンシャルの分布の年周期成分と考えて良い。つまり、発散風のパターンは夏と冬とでちょうど逆になる。7月の発散の中心はチベット高原東部中国揚子江付近にあり、発散風はここから四方に吹き出している。言うまでもなく、これはモンスーン循環を抽出しているといえる。ただし、赤道付近には一貫した北風発散風が存在し、

## Eigenvector (EOF2)

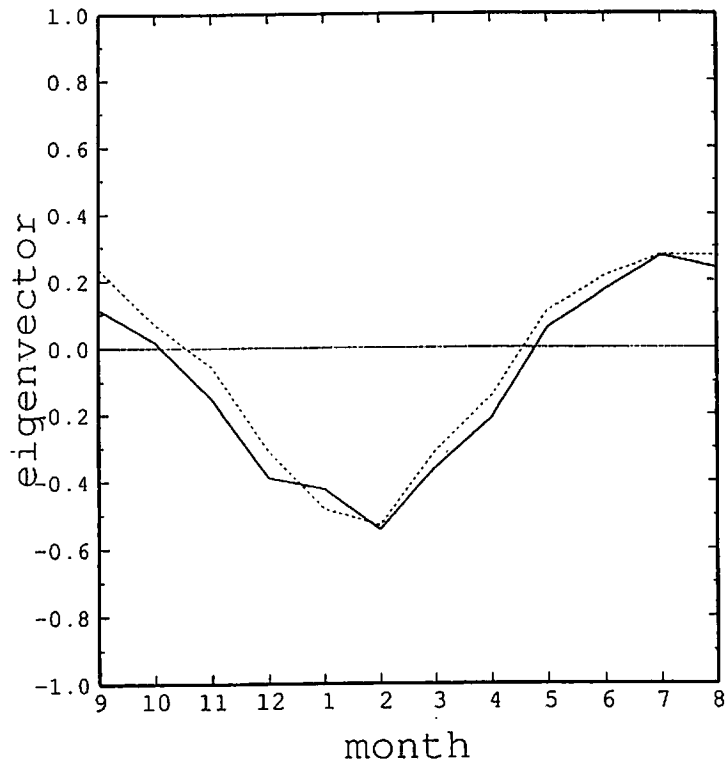


図5 EOF 第2主成分の固有ベクトル

横軸は月を表し、実線が期間1、破線が期間2

15°N付近で湧き出した上昇流が対流圏上層で赤道を横切り15°S付近で沈降してゆくという特徴が見られるのは明らかにハドレー循環によるものである。軸対称のハドレー循環は7月には北半球にそして1月にはその逆の南半球に上昇流域を発達させ、しかも赤道上の対流セルを膨らませるといふ特徴がある。したがって、この第2主成分には軸対称のハドレー循環と大陸と海洋の熱的なコントラストで発達するモンスーン循環が混在していると考えられる。

図7には第2主成分の発散風から求められる収束・発散の地理的分布が示されている。北半球低緯度に発散領域が東西に延び、南半球低緯度に収束領域が東西に延びているのはハドレー循環によるものであろう。モンスーン循環に対応する北半球大陸上での発散と南半球大陸上での収束は認識できるが、大洋上での分布は単純なモンスーンとしての収束・発散場にはなっていない。中国から韓国にかけて発散場が見られるが、これはモンスーン循環とハドレー循環が重なったものとして解釈される。期間1と2とを比較すると、ニューギニア・ソロモン・フィジー諸島にかけての収束が期間1の特徴として指摘できる。また、ハワイ東部の東部太平洋の分布にも差が見られる。

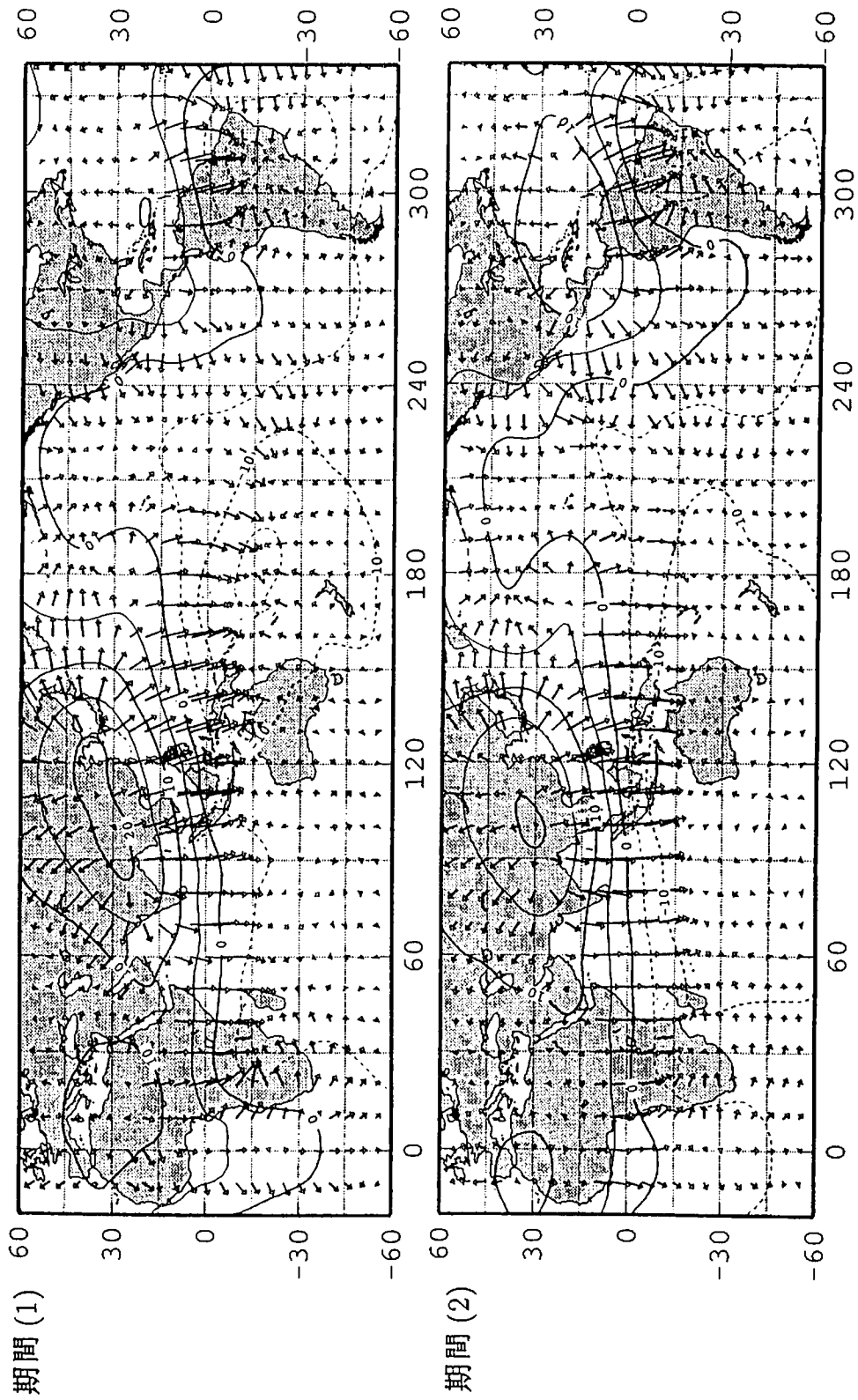


図6 EOF第2主成分のスコアと発散風

図中の等値線はスコアとして得られた速度ポテンシャル、矢印が発散風を表す。上が期間1、下が期間2。

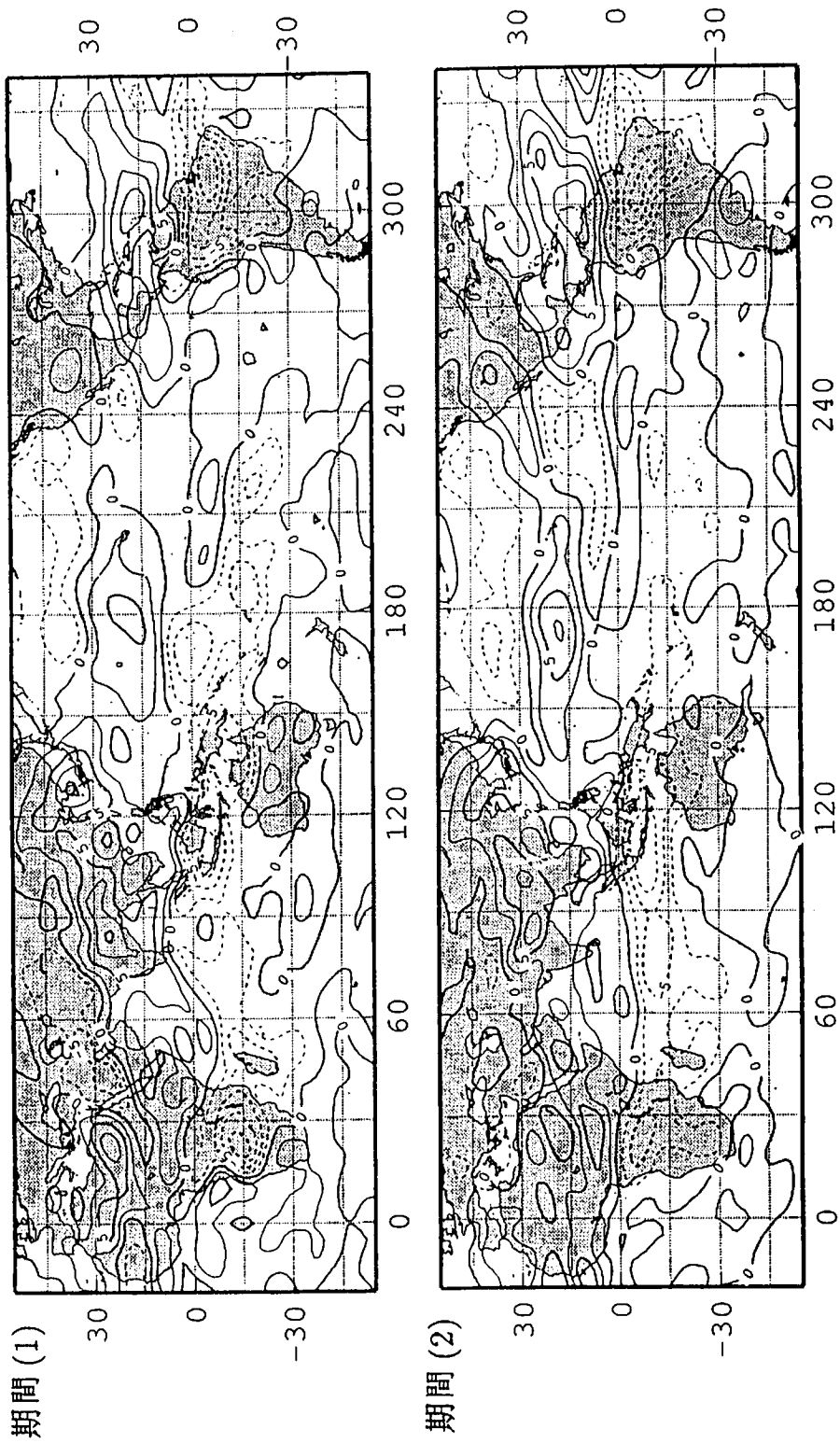


図7 EOF第2主成分の発散場  
 図中の等値線の単位は $10^{-6} \text{ s}^{-1}$ 。上が期間1、下が期間2。

## 5. ハドレー循環・ウォーカー循環・モンスーン循環

### 5. 1. ハドレー循環の抽出

以上の解析結果から、ハドレー循環は年平均をあらわす第1主成分にも季節変化をあらわす第2主成分にも含まれていることが示された。そこで、大胆な仮定ではあるがハドレー循環を両者の軸対称成分として抽出することを考える。図8 (a) (b) は各々図3, 6の東西平均の緯度分布である。はじめに年平均成分を表す図8 (a) は南半球で負、北半球で正となっており、対流圏上層で定常的な北から南への発散風があることを示している。そして、そのようなグローバルなパターンに重な

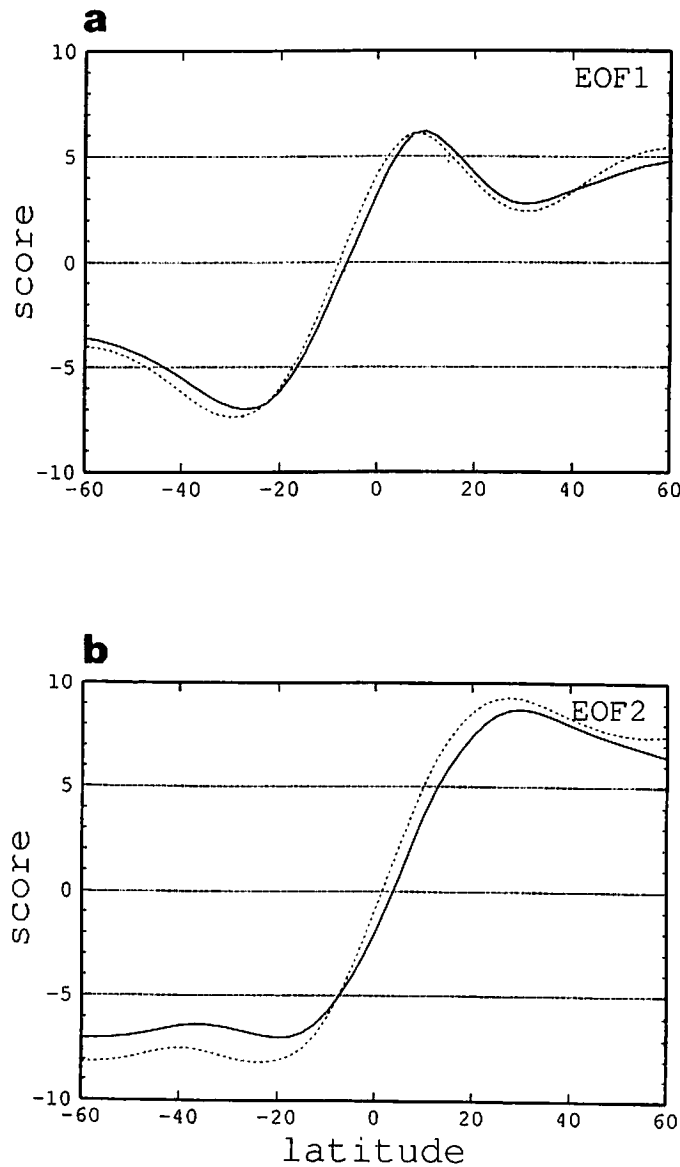


図8 EOF第1主成分の東西平均 (a) と第2主成分の東西平均 (b) の子午面分布  
(a) は年平均、(b) は季節変化成分を表す。実線が期間1、破線が期間2。

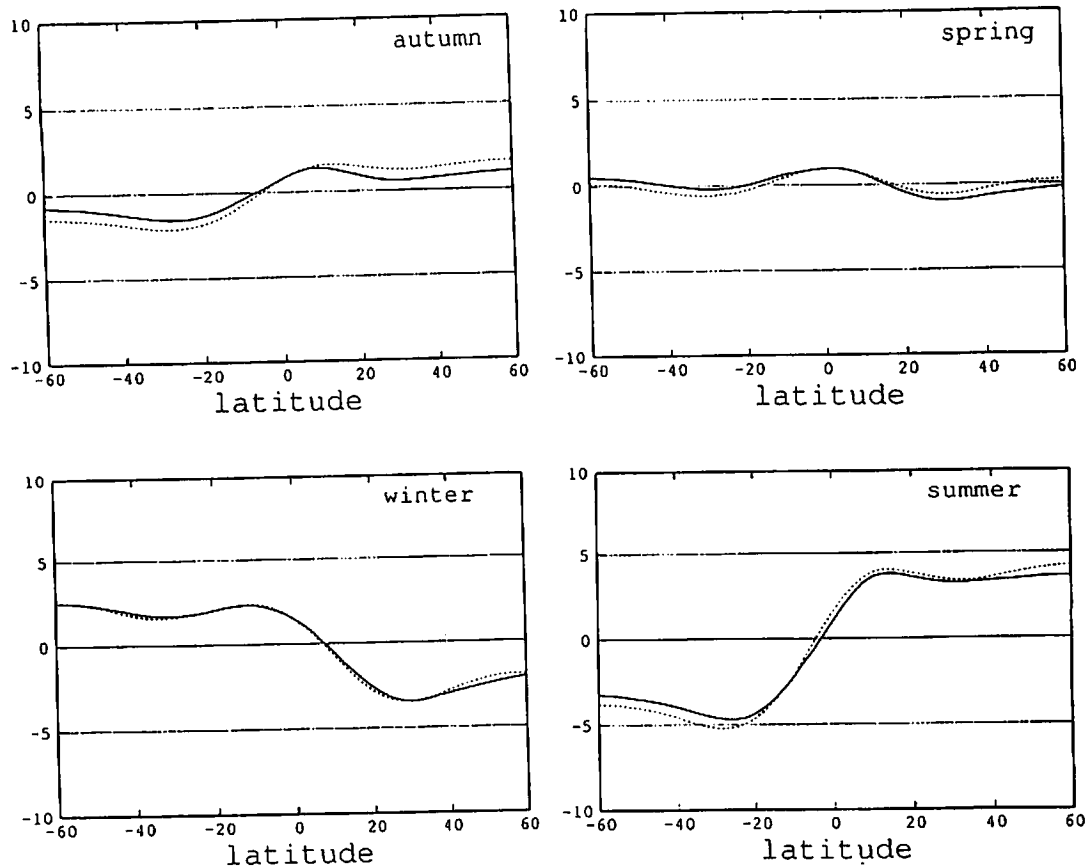


図9 図8 (a),(b)の子午面分布から計算されたハドレー循環の季節変化

実線が期間1、破線が期間2

って北緯 10° 付近に見られる速度ポテンシャルの最大がハドレー循環による発散風の湧き出しを表している。ここから発散風が北緯 30° 南緯 20° 付近に向かって吹いている。期間 1 と期間 2 の差はほとんど無視できる程度に小さい。つぎに、図 8 (b) をみると南半球で負、北半球で正の単純な分布となっている。これは 7 月には北半球から南半球に向かい、逆に 1 月には南半球から北半球に向かう発散風を表している。これはまさにハドレー循環の季節変動と言えよう。その強さは 7 月の方が強く、それが図 8 (a) のグローバルなパターンとして抽出されている。

図 8 の (a) と (b) からハドレー循環の季節変化を (4) 式にしたがって再合成すると図 9 のようになる。北半球の夏季には北から南に向かう発散風が卓越し、逆に北半球の冬季には南から北に向かう発散風が卓越する。ハドレー循環といっても南北に対称の循環セルが形成されるのではなく、赤道上のセルが膨張するような特徴がこの結果から読みとれる。北半球の春季と秋季については半



球で3細胞の子午面循環の構造を示しているがその循環の強さは相対的に弱いものである。速度ポテンシャルに現れるハドレー循環の強度は(4)式から $9 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ のオーダーである。また、期間1と2とでの差はほとんど無視できるほど小さい。

## 5. 2. ウォーカー循環の抽出

図3にはハドレー循環とウォーカー循環が含まれていると前に述べたが、図8(a)の東西平均成分をハドレー循環として定義したので、その残りの東西非対称成分がウォーカー循環となる。図10にウォーカー循環として識別された速度ポテンシャルの分布を示す。結果として得られたパターンは赤道ニューギニア付近に発散の中心を持つ壮大な波数1のパターンであり、収束の中心は大西洋東部にある。

このような分布を誘導する主な原因は熱帯西部太平洋の暖水塊がもたらす活発な対流活動によるもので、SSTの分布と密接な関係がある。それでは何故にここで暖水塊が形成されるかといえば、それは大陸地形による境界条件と赤道貿易風の応力により励起される海洋の風成循環の結果である。このウォーカー循環の強度は $30 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ のオーダーであり、ハドレー循環よりも3倍も強いものであることが明らかになった。図中の速度ポテンシャルの最大値で比較すると、期間1と2は30および $40 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ であり、期間2の方が30%も強いことがわかる。

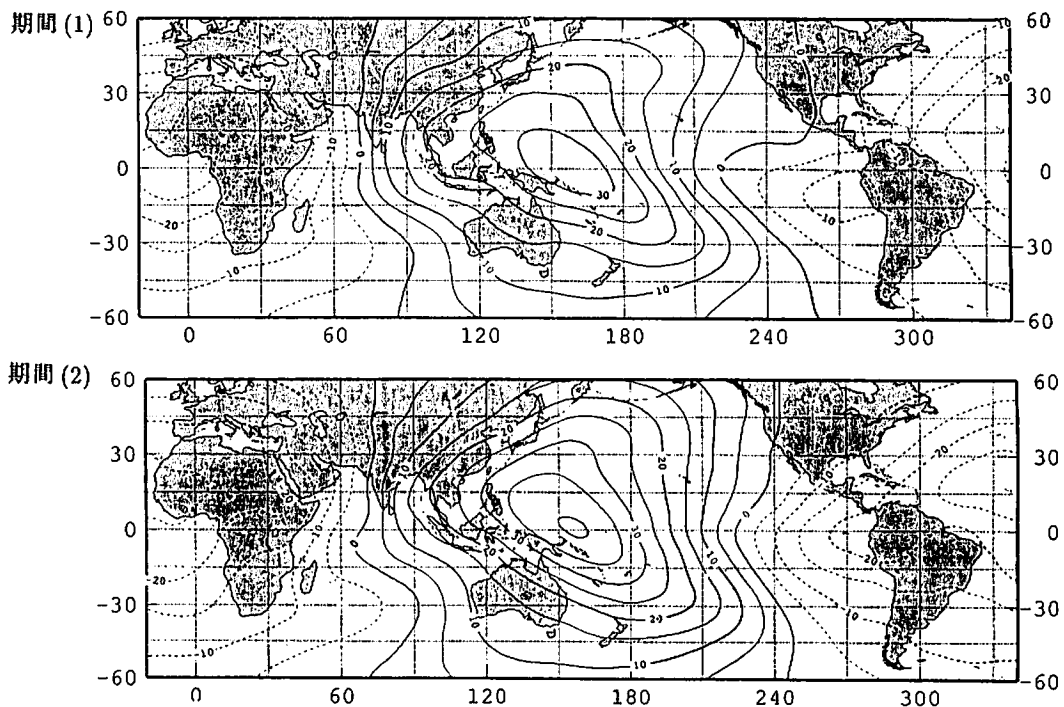


図10 図3から図8(a)を引いて得られたウォーカー循環

上が期間1、下が期間2。

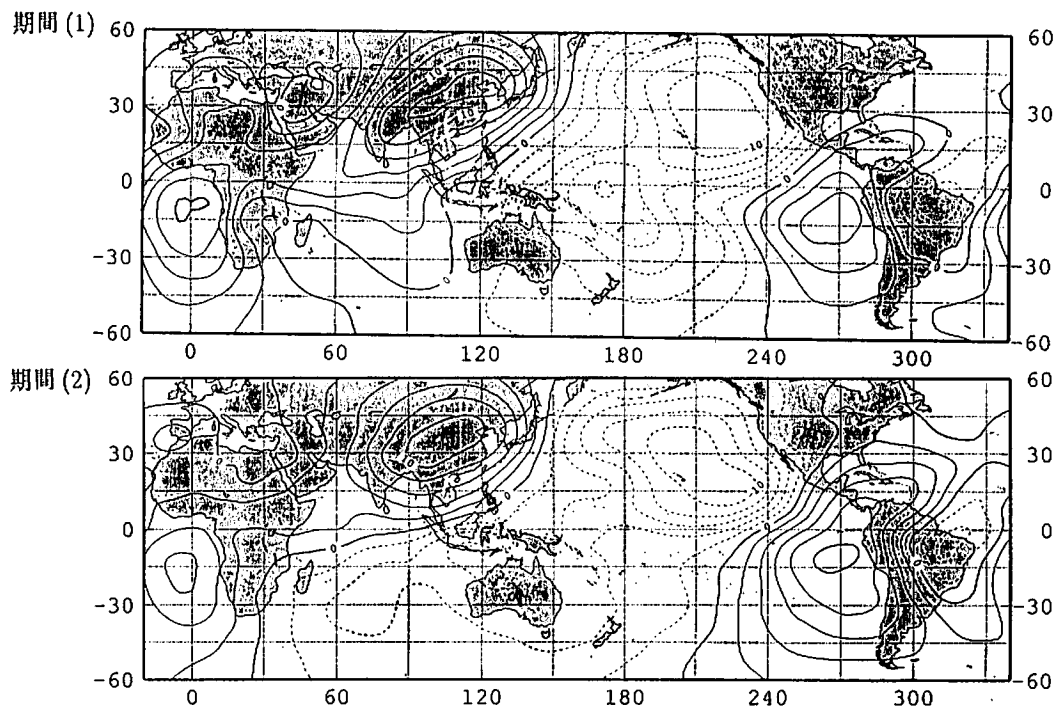


図 11 図 6 から図 8 (b)を引いて得られたモンスーン循環

上が期間 1、下が期間 2。

### 5. 3. モンスーン循環の抽出

最後にモンスーン循環の抽出について述べる。図 6 にはモンスーン循環とハドレー循環が含まれていると前に述べたが、図 8 (b) の東西平均成分をハドレー循環として定義したので、その残りの東西非対称成分がモンスーン循環となる。図 11 にモンスーン循環として識別された速度ポテンシャルの分布を示す。結果として得られたパターンはインドから中国を経て韓国に至るユーラシア大陸上に発散の中心を持つモンスーンのイメージに沿うものである。循環強度は  $11 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  のオーダーであり、ハドレー循環よりは大きいものの、定量的にはウォーカー循環の強度のわずか 3 分の 1 に過ぎない。ユーラシア大陸で発散した空気は北太平洋西部に向かって流れそこで沈降する。北半球のモンスーンは盛んであるがそれと対称的に南半球では小さい。また、アメリカ大陸にもモンスーンは見られない。興味深い特徴として、南米のペルー沖のプラスとブラジルのマイナスがあげられる。これは 1 月と 7 月で東西風が逆になるというモンスーンである。同様な東西風モンスーンがアフリカ南部でも見られる。期間 1 と 2 とを比較すると期間 2 のユーラシアでの速度ポテンシャルの最大は期間 1 よりも 20%ほど小さい、つまり 1994 年のモンスーンはむしろ弱かったという結果になる。もう一つの興味深い違いは期間 1 にはマーシャル諸島付近にあった収束の中心が期間 2 には  $60^\circ$

西のオーストラリア北部に移動していることがあげられる。この違いによりユーラシアから吹き出す発散風は、期間1ではマーシャル諸島に向かって吹くのに対し、期間2では東部太平洋およびオーストラリア北部に向かって吹くことになる。このように、モンスーンに伴う上昇流は確かに大陸にあるが、下降流の位置は年により大きく変化する。

#### 5. 4. 発散強度の定量的評価

ハドレー循環・ウォーカー循環・モンスーン循環についてその成因論的特徴に基づいてこれらを分類した結果、それぞれの循環の強さの定量的評価が可能となった。速度ポテンシャルの最大値と最小値の差は循環のマクロ的な強さを表す指標となりうる。そこで本研究では(4)式で抽出されたそれぞれの循環の最大値から最小値を引いたものを発散強度(循環強度)と定義した。図2および図5の最大値を0.5として、それを図10および図11に掛けて計算している点に注意されたい。ハドレー循環・ウォーカー循環・モンスーン循環にともなう循環強度の比較を表-1に示す。解析結果によると、一番強い発散強度は、ウォーカー循環に伴う発散場で約 $30 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ である。次に強い発散場はモンスーンに伴う発散場で約 $11 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ であり、一番弱い発散場はハドレー循環に伴う発散場で約 $9 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ である。この結果、全球規模における発散場は、ウォーカー循環に伴う熱帯西部太平洋域からの発散場が大きな比重を占めているといえる。循環強度で期間1と2を比較すると、期間2のウォーカー循環は期間1よりも15%ほど強く、逆にモンスーン強度は10%程弱かったことがわかる。

表1 ハドレー循環・ウォーカー循環・モンスーン循環に伴う発散強度の定量的評価  
表の値は速度ポテンシャルの最大値と最小値の差で、単位は $10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ である。

期間1 : 1992/9-1993/8、期間2 : 1993/9-1994/8

循環場	期間1	期間2	平均
ハドレー循環	8	9	9
ウォーカー循環	28	33	30
モンスーン循環	11	10	11

## 6. まとめと考察

本研究ではモンスーン循環・ウォーカー循環・ハドレー循環といった大気大循環の主要な循環を客観的かつ定量的に分離し、その強度を1993年と1994年について比較することで、1993年の冷夏・1994年の猛暑の研究の参考にした。1992年9月から1993年8月までと1993年9月から1994年8月までの2つの期間について、200hPa面における月平均速度ポテンシャルの季節変化に注目し、その変動の特徴をEOF解析により直交成分に展開した。そして、得られた第1主成分(年平均成分)と第2主成分(年周期成分)の、軸対称成分からハドレー循環を抽出し、その残りをウォーカー循環・モンスーン循環として抽出した。

このようにして定義された循環成分について解析を行った結果、次のような結論が得られた。

1. 軸対称ハドレー循環に伴う発散場は1月と7月に赤道上で強く、4月と10月には弱いことが確認された。年間を通しての循環強度は、最大でも $9 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ 程度であり、期間1と2の差は無視できるほど小さかった。

2. ウォーカー循環に伴う発散場は赤道ニューギニア付近に発散の中心を持つ壮大な波数1のパターンであり、収束の中心は大西洋東部にある。このような分布を誘導する主な原因は熱帯西部太平洋の暖水塊がもたらす活発な対流活動によるもので、海面水温の分布と密接な関係がある。このウォーカー循環の強度は $30 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ 程度であり、ハドレー循環よりも3倍強いものである。期間1と2の循環強度を比較すると、期間2の方が15%強いことがわかった。

3. モンスーン循環に伴う発散場の中心はアジア大陸上にあり、季節により交代する。モンスーン循環の強度は $11 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ 程度であり、ハドレー循環よりは大きいものの、定量的にはウォーカー循環の強度のわずか3分の1に過ぎないことが明らかになった。期間1と2の循環強度を比較すると、期間2の循環強度が10%程小さい。つまり1994年のモンスーンはむしろ弱かったという結果になる。

本研究では、モンスーン循環強度の定義が不明確であることが指摘される中で、季節的に交代することをモンスーン循環の定義として導入し、過去にあまり例のない時間軸に対するEOF解析により変動の特性からモンスーン循環を抽出してみた。新田(1995)や磯部(1995)によるこれまでの報告では、モンスーン循環は1993年が弱く1994年が強いとされているが、本研究の結果によると、それはむしろ逆で、1994年のモンスーンは弱く、1994年に強かったのはウォーカー循環であるという結果を得た。

ただし、前にも述べたように、これは定義の問題を含んでおり、互いに入り組んで決して直交していないものをむりやり EOF により直交展開した場合の比較であるから、ひとつの循環の定義を優先すると他の循環がひずんでしまうという難点はある。例えば、ウォーカー循環を東西循環に限定し、その南北成分はローカルなハドレー循環に押し込んで定義することも考えられる。また、風向はたとえ変化しなくとも風速の強弱をモンスーン循環として定義することも考えられる。定義のしかたで結論が変わっては困るのであるが、現象の成因に立ち返った定義が望ましいことは言うまでもない。

循環強度の定義にも問題があり、本研究では大陸スケールのマクロ的な特長を明らかにするために速度ポテンシャルを調べたが、そのため、上昇流や収束・発散といった局所的な現象が見えなくなり、循環強度の直感的な印象と定性的に異なる点も見られた。今後は、このような問題点を解消して、より客観的かつ定量的にこれらの循環強度の比較がなされることが望まれる。

## 謝辞

本研究では、筑波大学の安成哲三教授に貴重なコメントをいただいた。また、同大学院の木村和央さんには計算機の使用に関しお世話になり、本田恭子さんには雑用を手伝って頂いた。ここに記して謝意を表す。

## 参考文献

- 古野朗子, 1996 : 1994 年夏の日本の異常高温について. 筑波大学環境科学修士論文, 49pp.
- 林久美, 1994 : 熱帯の循環. 気象, 38, 13190-13192.
- 磯部英彦, 1995 : 1993 年と 1994 年の世界の天候、1994 年の日本の夏.  
日本気象学会春季大会シンポジウム予稿集, 2-7
- 気象庁, 1994 : 異常気象レポート 94'. 近年における世界の異常気象と気候変動. 444pp.
- 栗原, 1979 : 大気力学入門. 岩波全書, 244pp
- Krishnamurti, T.N., 1971 : Tropical east-west circulation during the northern summer,  
J.Atmos.Sci., 28, 1342-1347.
- Lamb, H., 1945 : Hydrodynamics, 6th ed. Dover, N.Y., 1945pp.
- 新田勅, 1995 : 1994 年の日本の夏. 日本気象学会 1995 年春季大会シンポジウム予稿集, p-1.
- Parthasarathy, B., A.A.Munot, and D.R.Kothawale, 1994 :  
All-india monthly and seasonal rainfall series: 1871-1993. Theor.Appl.Climatol., 49, 217-224.
- Yasunari, T., 1990 : Impact of Indian monsoon on the coupled atmosphere/ocean system in the  
tropical Pacific. Meteor.Atmos.Phys., 44, 29-41.