



天 気

1986年9月
Vol. 33, No. 9

107 (30—60日振動)

冬季における30—60日振動*

—昭和61年度藤原賞受賞記念講演—

村 上 多喜雄**

このたび藤原賞を受賞することになり大変恐縮しております。受賞記念講演では過去の業績について紹介するのが慣例のようですが、65歳を過ぎた今日でも過去の追想にふけるのは好きではありません。幸いにこの講演はシンポジウムの一部に組入れられています。私に与えられた題目は“南北両半球モンスーン”でしたが、この問題に関しては昨年京都大学滞在中に学会やシンポジウム等で既に紹介いたしました。同じ内容のことを2度以上話すことは避けたい。新しい題目“冬季における30—60日振動”について話を進めたいと思います。この仕事は今年の1月に京都から帰りましてから始めた未完成のもので計算結果の整理に追われ、物理的検討が充分になされていない面がある。従って議論の内容に間違いが含まれている可能性があります。途中経過の報告であると思っ

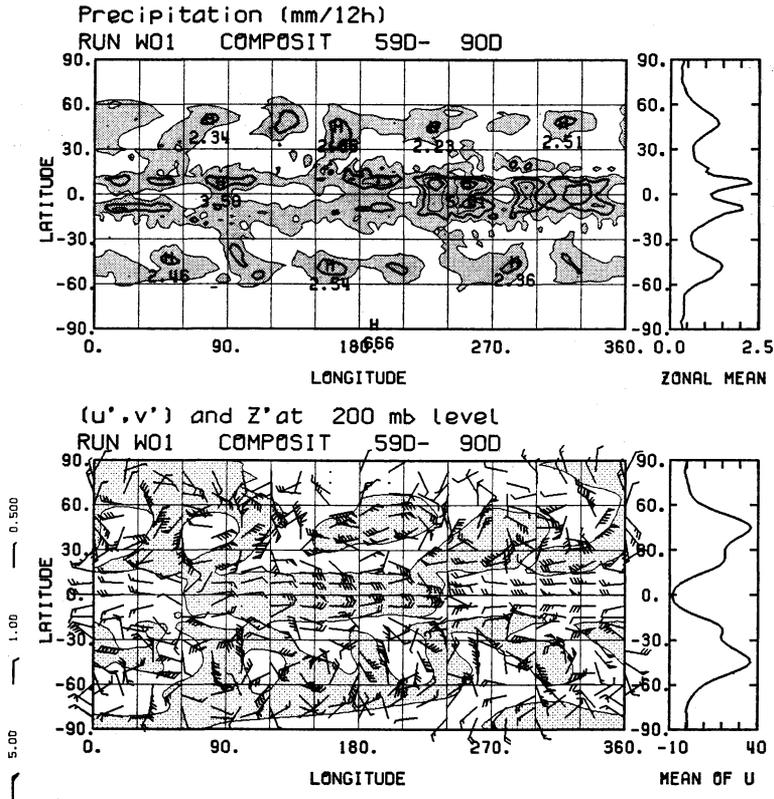
1. はじめに

30—60日振動は最近多くの研究者の興味の対象になっている。林と住(1986)による画期的な数値実験によって30—60日振動についての多くの謎が解かれた。彼等の実験では外力なしに積雲効果だけで熱帯域に周期約31日、波数1の波動擾乱が発生した。擾乱の東進速度は約 $15\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ である。通常のCISKと異なった機構で発生

した新しいモードであり、外力がないので熱帯域におけるノーマル・モードであると見做せる。擾乱の構造を調べる為に移動する座標系に相対的に合成図を作成する。第1図は数値計算の61日目から90日目までの30日間について平均した雨量と200 mbにおける風の場の合成図である。風の場では2つの異なった性質をもつモードが存在する。赤道における変形半径 $\sqrt{c/2\beta}=1,000\text{ km}$ に相当する北緯約 10° から南緯 10° までの赤道近傍では子午面流(v)が小さく、波数1の帯状流(u)が卓越する。上層発散の大きい赤道偏西風と偏東風の境界付近で雨が多い。赤道から変形半径以上離れた中緯度地域では v が u と同程度に顕著である。即ち擾乱はロスビー波の性質をもつ。このような中緯度擾乱は順圧安定波であると考えられる。何故ならば 20° N から帯状流ジェットが存在する 45° N までの領域では擾乱の軸が北東から南西に傾き、 45° N 以北の地域では南東から北西に傾いて運動量をジェットに向かって供給しているからである。同様に南半球でも擾乱から帯状流 u への運動量補給がある。第1図には中緯度擾乱の垂直構造は示されていないが、恐らく傾圧不安定によって発生したものと想像される。不思議なことに中緯度擾乱は波数5、周期約31日、波数1の赤道波と同じ位相速度($15\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)で東進している。多分30日の合成期間中に、赤道波と相対的に同じ位置で発生、衰弱したいくつかの傾圧不安定波が群速度をもって東進している合成波を表現しているのであろう。いずれにしても第1図にみられる中緯度擾乱は熱帯にお

* 30—60 day oscillations during winter.

** Takio Murakami, Department of Meteorology, University of Hawaii.



第1図 赤道擾乱の東進速度 ($15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) に相対的に合成された30日平均雨量 (上) と 200 mb の風 (下). (林と住, 1986).

ける積雲活動とのテレコネクションによって誘起されたものであるが、詳細な発生機構については未だ判っていない。

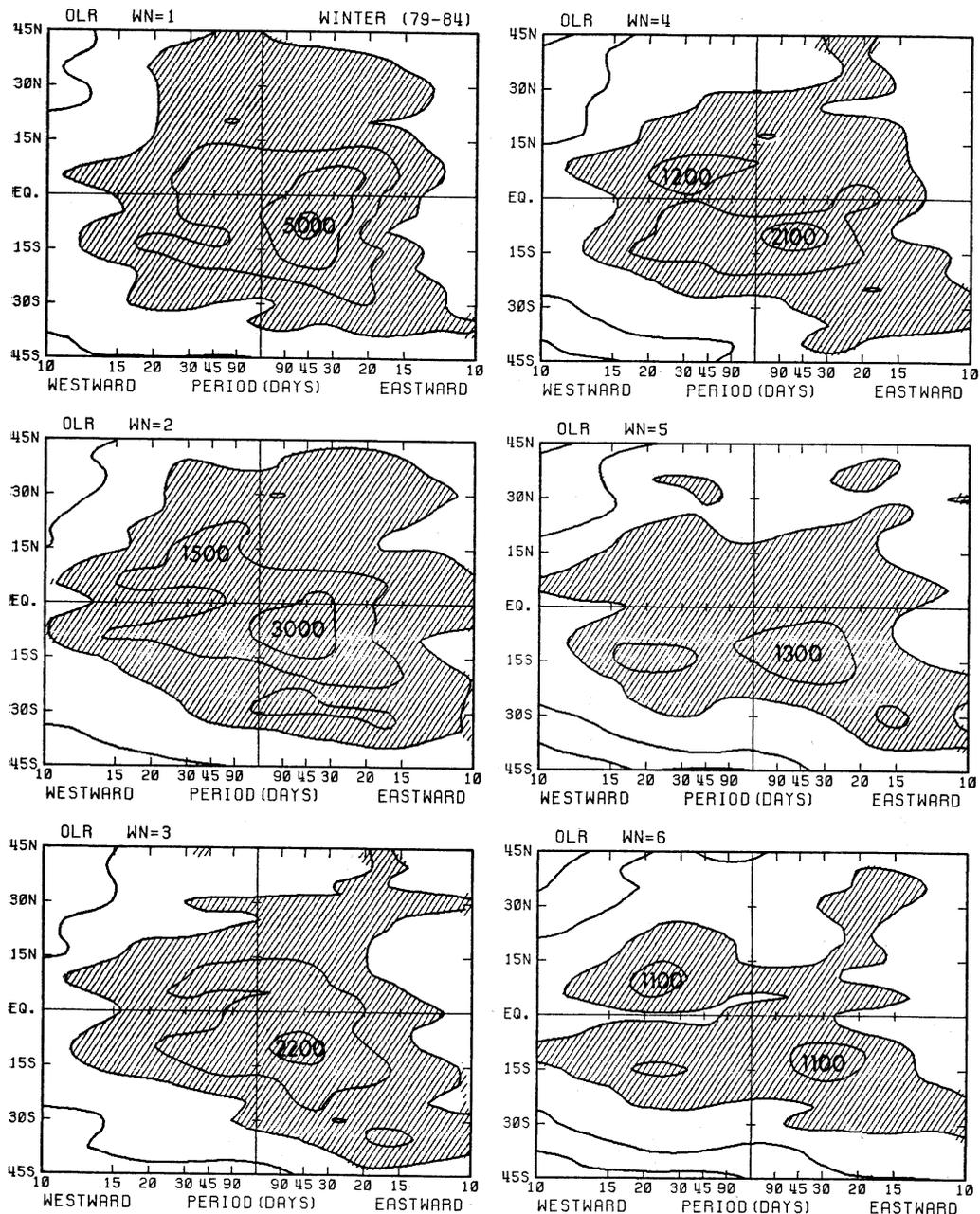
私の講演の中心課題は実際の気中における赤道擾乱と中緯度擾乱の構造と遠隔作用(テレコネクション)について解析することである。用いた資料は1979年から1984年にいたる5年間の冬季(11月—3月)における長波放射量(OLR)である。風のデータはECMWFにおける3年間(1980—83)の200 mb と 850 mb の解析値を用いた。

2. 30—60日周期擾乱の位相速度

林と住の数値実験では波数1の赤道波は常に東進する。先ず現実気中の赤道波の東進性について調べてみる。第2図は波数1から6までのOLR擾乱についてのスペクトル解析である。赤道域(0° — 15° S)では波数1ばかりでなく全ての波数の30—60日周期擾乱が東進して

いる。特に波数4ないし6(シノプティック・スケール)のOLR擾乱も東進する傾向がある点が面白い。このようなシノプティック・スケールのOLR擾乱は中緯度からの影響、即ち赤道域にまで侵入した中緯度下層トラフによって誘起された対流現象であり、30—60日振動の重要な一員であるが紙面の都合上詳しい議論は割愛する。同様に 10° N 付近にみられる波数4と6の西進性OLR擾乱(30—60日周期)についての記述も省略する。

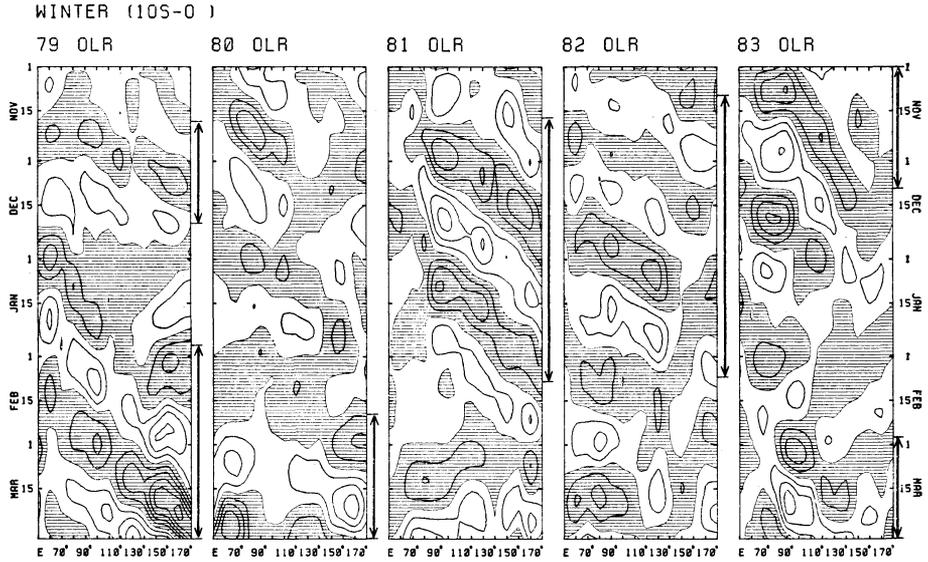
第2図において最も重要な点は赤道付近の30—60日OLR擾乱の東進性が統計的に確かめられたことである。一方村上ら(1986)は日々のデータを検討した結果東進性がくずれる時期があることを指摘した。この点を再確認するために30—60日の周期帯でフィルターしたOLR、すなわち $\bar{O}LR$ の時間—経度分布を第3図に示す。矢印の期間には赤道における $\bar{O}LR$ は規則的に東進しているが、他の期間には東進性がくずれ停滞ないし西進している。5年間の冬期間中(757日)東進が明瞭な



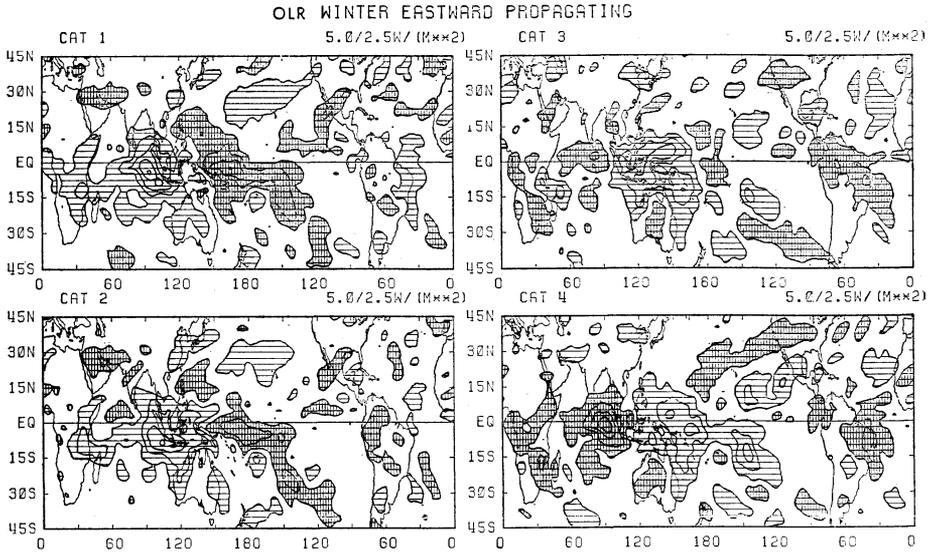
第2図 5年間(1979—84)の冬(11月—3月)における日々のOLRデータから計算された波数1から6までの東進波(右)と西進波(左)のスペクトル。

時期(349日)をEと定義し、東進がくずれる時期(408日)をNEと定義する。EとNE期間中におけるOLRの合成図をつくる。基準として赤道におけるOLR時系列(第3図)の経験的直交関数の第1成分の係数 $c_1(t)$

を用いる。 $c_1(t)$ が最大値(正)に達した日をカテゴリー1、最小値(負)の日をカテゴリー5と定義する。カテゴリー2, 3, 4はカテゴリー1と5の間を4等分した日付であり、カテゴリー6, 7, 8はカテゴリー5とカテ



第3図 南半球熱帯 (0°—10° S) における $\tilde{O}LR$ の時間 (11月1日—3月31日) と経度 (50°E—180°E) 分布図. 斜線は負の $\tilde{O}LR$ アノマリー, 矢印は $\tilde{O}LR$ 擾乱の東進が明瞭なE期間.

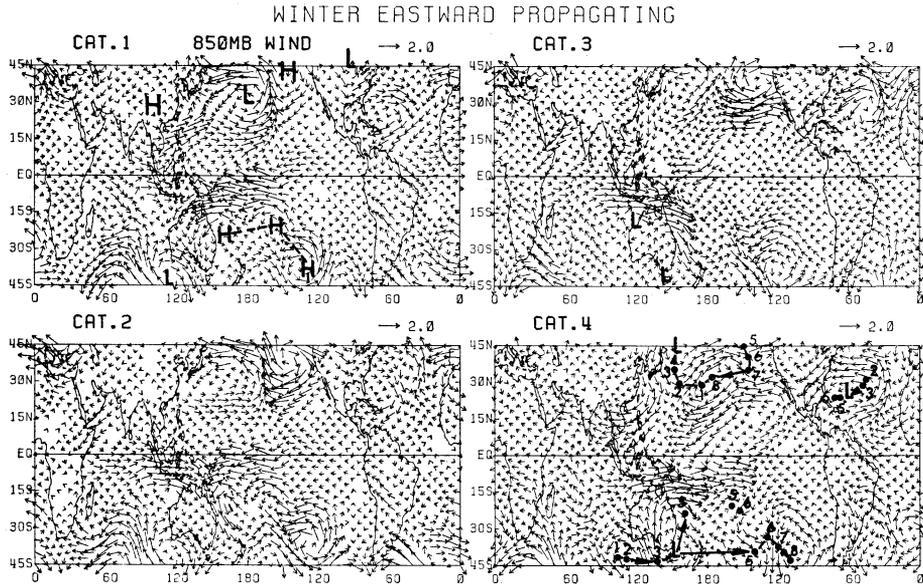


第4図 E期間における $\tilde{O}LR$ の合成図. 横縞は $\tilde{O}LR$ の負のアノマリー, 縦横縞は正のアノマリーの領域.

ゴリー9 (次のサイクルでのカテゴリー1) の間を4等分した日付である. このようにして1サイクル (平均45日周期) を1から8までのカテゴリーで表現し, それぞれのカテゴリーについて合成図を作成する.

3. E期間における30—60日周期振動

第4図はE期間におけるカテゴリー1から4までの $\tilde{O}LR$ 合成図である. カテゴリー5から8までの合成図は符号が反対であるが水平分布は類似しているので省略



第5図 E期間における 850 mb (\bar{u} , \bar{v}) ベクトル。

する。カテゴリー1ではインド洋で $\bar{O}\tilde{L}R$ が負（アノマリー）であり対流活動が盛んである。一方西太平洋では $\bar{O}\tilde{L}R$ が正で対流活動は通常より弱まっている。一般にインド洋と西太平洋における $\bar{O}\tilde{L}R$ 変動は逆相関である。 $\bar{O}\tilde{L}R$ が負の領域はカテゴリー2には海洋大陸（インドネシア、ボルネオ、ニューギニア）に達し、カテゴリー4では更に東進して西部太平洋をおおう。カテゴリー6（カテゴリー2の反対符号）には日付変更線付近で積雲活動が盛んになる。東太平洋では $\bar{O}\tilde{L}R < 0$ の領域は次第に不明瞭になりカテゴリー7以後消滅する。同時にインド洋上に小さな $\bar{O}\tilde{L}R < 0$ の領域が現れる（カテゴリー3の合成図参照）。カテゴリー8以後インド洋の積雲活動は次第に活発になり、次のサイクルのカテゴリー1で最も盛んになる。

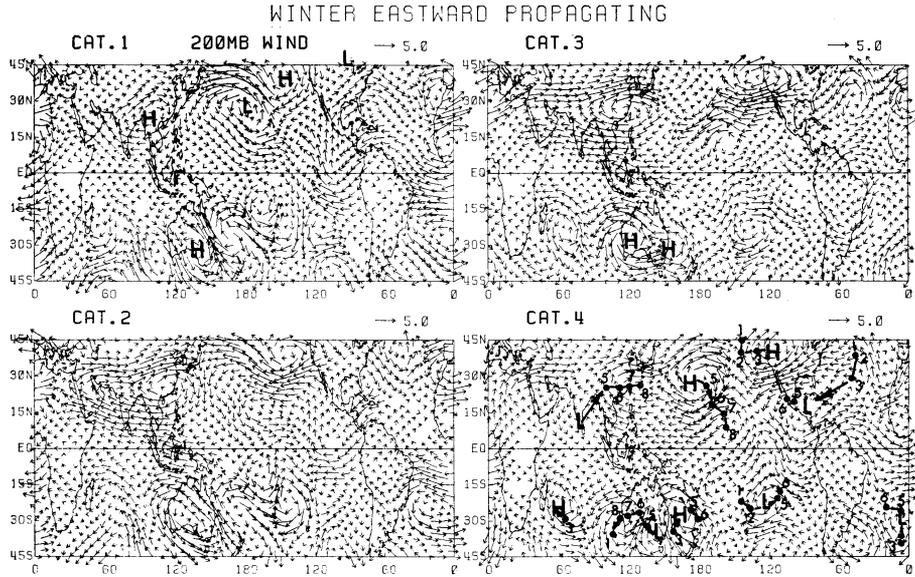
$\bar{O}\tilde{L}R$ の発達、東進、衰弱に伴う風の変動を調べるために30—60日周期帯でフィルターした (\bar{u} , \bar{v}) の合成図を作成する。 (\bar{u}, \bar{v}) 合成図は $\bar{O}\tilde{L}R$ 合成図と同じ基準を用いているので、両者の相互関係を調べることが出来る。 $\bar{O}\tilde{L}R < 0$ の領域は 850 mb での熱帯偏西風域に対応する（第5図）。850 mb における偏西風域がインドネシア、北部オーストラリア、ニューギニア付近を通過するカテゴリー1から4までの半サイクルには南半球のモンスーン活動が強まる（モンスーン活動期）。反対にカテゴリー5から8までの半サイクルには南半球モンス

ン域では下層偏東風（アノマリー）が卓越し、モンスーン休止期に入る。このように30—60日振動と南半球モンスーン変動は互いに密接な関係がある。

カテゴリー4（第5図、右下）ではオーストラリア南東部に低気圧が存在し、後面に強い南風を伴う。この南風は南半球中緯度地域からの寒波の吹き出しに対応し、モンスーン偏西風の強化に貢献しているようである。これに反しインドや東南アジアの北半球モンスーンは中緯度の影響をあまりうけない。というのはヒマラヤ山塊によって中緯度からの影響が遮断されてしまうからである。

南太平洋収斂帯（SPCZ）の変動も顕著である。カテゴリー1（第5図、左上）では西南太平洋に一連の高気圧（アノマリー）群が存在する。このことは SPCZ が通常より弱まった状態に相当する。逆にカテゴリー5では SPCZ の強化に伴って積雲活動が盛んになる。このようなオーストラリア・モンスーンと SPCZ の変動との相互関係はインド・モンスーンと梅雨の変動との関係に似ている。

次に北（冬）半球の 850 mb (\bar{u} , \bar{v}) について言及する。カテゴリー1には東南アジアから太平洋を越えて北アメリカに達する高、低気圧群が存在する。これ等の波動群は順圧的である。何故なら 200 mb (\bar{u} , \bar{v}) の場にも同様な高、低気圧群がほぼ同じ位置に存在するからで



第6図 E期間における 200 mb (\bar{u} , \bar{v}) ベクトル. 個々の高低気圧の軌跡が右下の図に示されている.

ある(第6図, 左上). 他の中緯度地域でも 850 mb と 200 mb の (\bar{u} , \bar{v}) は同位相である. 一方, 熱帯地方では (\bar{u} , \bar{v}) の場合は 850 mb と 200 mb では逆位相である. 例えばカテゴリー 3 に海洋大陸上の 200 mb では偏東風が卓越し, 850 mb では偏西風が強い. すなわち熱帯域での (\bar{u} , \bar{v}) は傾圧的である.

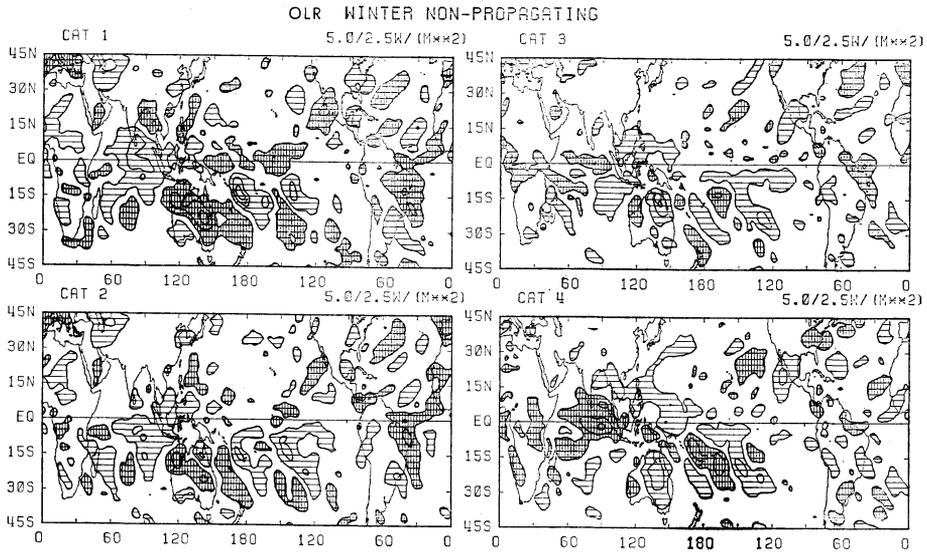
カテゴリー 4 の 200 mb (\bar{u} , \bar{v}) の特徴は広大な偏東風帯がインドネシア, フィリピン付近から太平洋を横切って北アメリカにまで延びていることである. この広大な偏東風帯は個々の高気圧の南側に吹く偏東風が重なり合ったものである. 個々の高気圧のスケールは波数 5 ないし 6 ぐらいであるが, 広大な偏東風帯は波数 1 の性格をもつ. 第6図(右下)に個々の高気圧のカテゴリー毎の軌跡が図示してある. 個々の高気圧は特定の地域で発生, 消滅を繰り返している. 一方波数 1 のスケールをもつ高気圧群は規則的に東進する. この中緯度高気圧群の東進速度は赤道附近の波数 1 の擾乱の東進速度にはほぼ等しい(第12図参照). 同様にカテゴリー 8 (カテゴリー 4 の反対符号) では波数 1 の広大な偏西風帯が北太平洋上に延びる. このような偏西風は 850 mb から 200 mb に至る対流圏全層で卓越し, インドシナやフィリピンの熱帯域と北太平洋や北米の中緯度地域とを結ぶ遠隔作用(テレコネクション)のチャンネルに相当するものと考え

られる. このようなチャンネルは 30—60 日振動の一環として発生し, カテゴリー 7, 8 の位相に限って現れる. この位相の時には $\tilde{O}\tilde{L}\tilde{R}$ はインド洋で負であり, この地域の積雲活動がテレコネクションのエネルギー源になっているものと想像される.

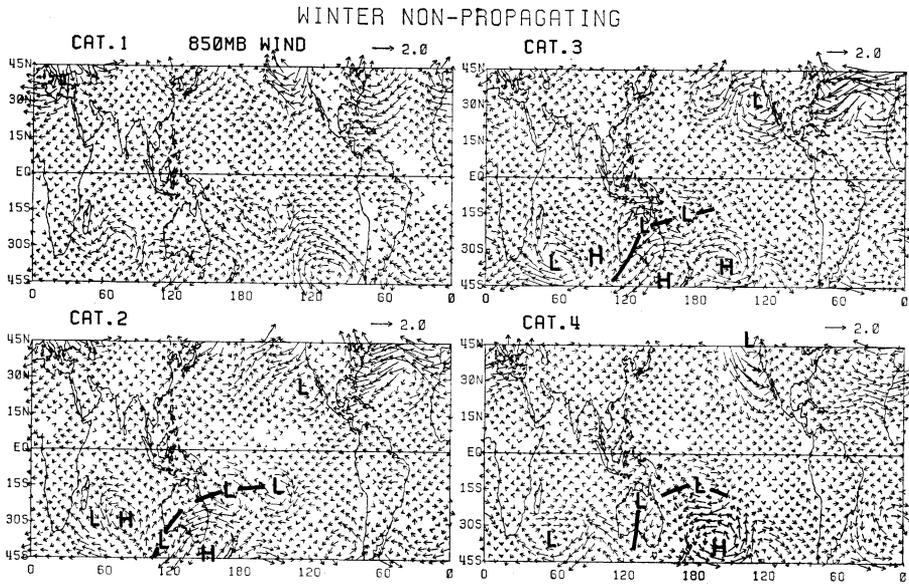
4. NE 期間における 30—60 日周期振動

第7図に示した NE 期間中の $\tilde{O}\tilde{L}\tilde{R}$ 合成図は第4図と同様に赤道における $\tilde{O}\tilde{L}\tilde{R}$ 時系列の第1経験関数の係数 $c_1(t)$ を基準にして作られたものである. 定義によってカテゴリー 1 ではインド洋上で $\tilde{O}\tilde{L}\tilde{R}$ が極小(負)である. カテゴリー 1 から 4 の間に $\tilde{O}\tilde{L}\tilde{R} < 0$ の領域はインド洋から西太平洋に向かって移動する傾向があるが, E 期間中の東進ほど規則的でない. 更に $\tilde{O}\tilde{L}\tilde{R}$ の負の値は比較的小さく, 対流活動も E 期間ほど活発でない.

NE 期間中における南半球モンスーンの変動は小さい. このことは第8図の 850 mb (\bar{u} , \bar{v}) 合成図でのモンスーン偏西風(アノマリー)が弱いことで立証される. カテゴリー 2 におけるインドネシア, ニューギニア付近の偏西風アノマリーは $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以下である. この値は E 期間の偏西風アノマリー $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ に比べて遙かに小さい. 更に NE 期間の特徴は西部北太平洋での 850 mb (\bar{u} , \bar{v}) 変動がきわめて弱いことである. 恐らく南半球



第7図 NE 期間中における OLR の合成図。

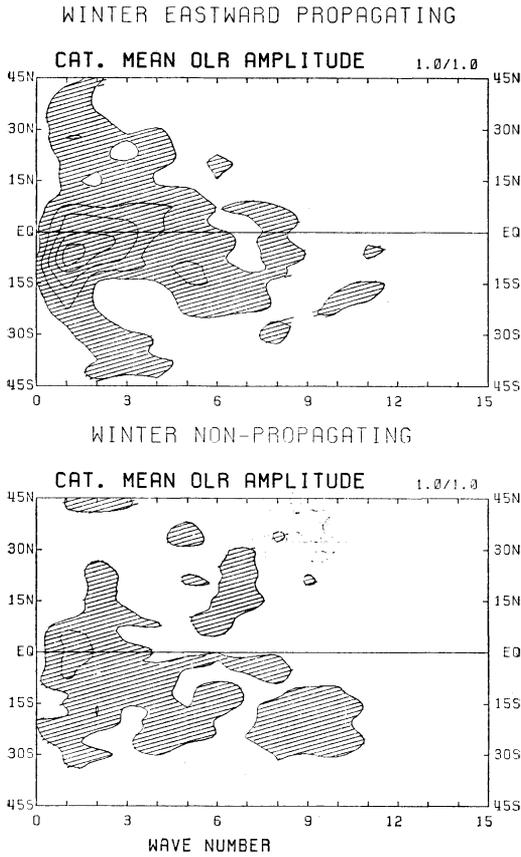


第8図 NE 期間中における 850 mb (\bar{u} , \bar{v}) ベクトル。

モンスーン域 (インドシア, 北部オーストラリア) との遠隔作用が弱まった為であろうと思われる。対照的に東太平洋や大西洋での 850 mb (\bar{u} , \bar{v}) 変動は E 期間中の変動と同程度に顕著である。

5. 南半球モンスーンに伴う熱源の変動と中緯度地域での順圧過程

第9図は E 期間と NE 期間における OLR のフーリエ成分の振幅を比較したものである。南半球熱帯域 (0°—10° S) で超長波 (波数 1—3) の振幅は E 期間中



第9図 EとNE期間について平均されたOLR Fourier成分(波数0—15)の振幅。

わめて大きく、NE期間には小さくなる。一方波数5ないし6のシノプティック・スケールの振幅はNE期間中やや増大する傾向がある。要約するとE期間とNE期間では南半球熱帯域、特にモンスーン域での対流活動や熱源(O_{LR}に比例)に大きな差があることになる。

熱源変動に対応して運動場にも著し差違が現れる。30—60日周期擾乱の運動エネルギーは $\tilde{K} = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)/2$ と書ける。第10図にはEとNE期間中の \tilde{K} の平均値が比較されている。東南アジア、中国、北太平洋上の200 mb \tilde{K} はEからNEにかけて急激に減少する。サイモンズ等(Simmons, Wallace and Branstator; 1983)は定常波と非常常波の順圧的エネルギー交換について研究した。冬季の定常流(\bar{u} , \bar{v})と30—60日周期擾乱(\bar{u} , \bar{v})との運動エネルギーのやりとりを表す式は次のように書ける。

$$I(K_s, \tilde{K}) = -\frac{1}{a} \frac{\overline{(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)}}{\cos \varphi} \left(\frac{\partial u_s}{\cos \varphi \partial \lambda} - v_s \tan \varphi \right) - \frac{1}{a} \bar{u} \bar{v} \left[\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{u_s}{\cos \varphi} \right) + \frac{\partial v_s}{\cos \varphi \partial \lambda} \right]$$

ここで a は地球の半球、 (λ, φ) は経度と緯度、 $(\bar{\quad})$ は時間平均である。 K_s は冬季の定常波の運動エネルギー $(u_s^2 + v_s^2)/2$ を表す。交換量 $I(K_s, \tilde{K})$ が正の時には K_s から \tilde{K} の運動エネルギーの転換がある。紙面の都合上 $I(K_s, \tilde{K})$ の計算結果は省略する。東南アジア、中国、北太平洋上の $I(K_s, \tilde{K})$ はEからNEにかけて急激に減少する。従ってこの地域における200 mb \tilde{K} の急激な減少(第10図)が順圧過程に起因していることが判る。一例として日本付近における200 mb ジェットの強弱(第6図参照)は定常流との順圧的運動エネルギー交換によって決まる。南半球モンスーンが不活発になるNE期間中には日本付近でのジェットの変動が弱まり、極東では比較的安定した状態が続く。

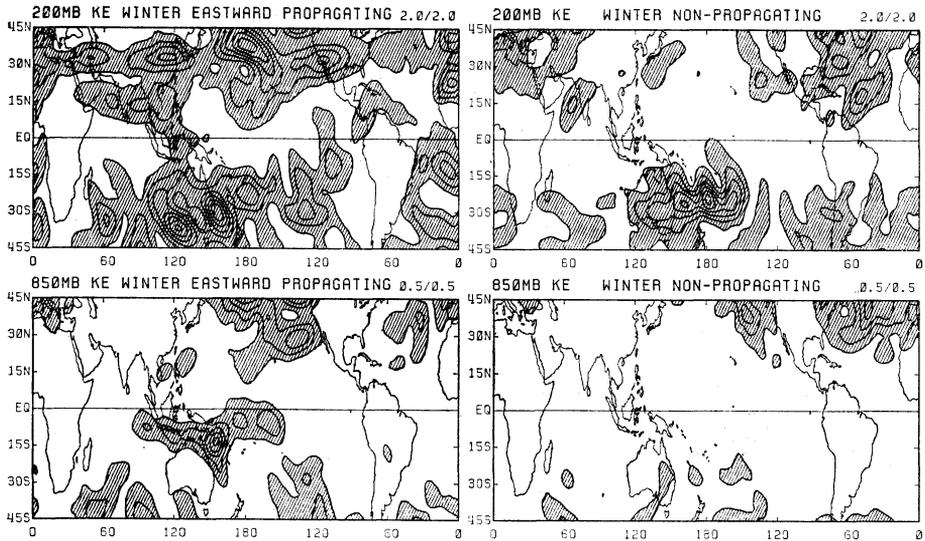
南半球モンスーン域では $I(K_s, \tilde{K})$ が季節を通じて小さい。従ってこの地域での \tilde{K} の変動は順圧過程によらないことになる。モンスーンが活発なE期間中には積雲活動に伴う傾圧過程によって \tilde{K} が増加する(第10図、左)。NE期間にはモンスーンが不活発になり \tilde{K} も減少する。

要約すると中緯度地域での30—60日周期擾乱は定常場との順圧交換により誘起されたもので、熱的影響は小さい。一方熱帯域、特にモンスーン域での30—60日振動のエネルギー源は積雲による傾圧過程である。

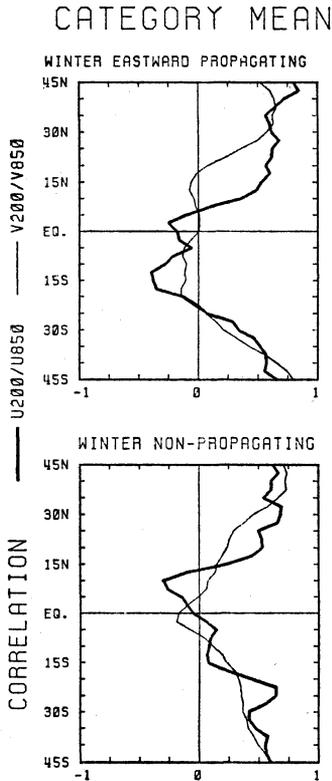
6. 30—60日周期擾乱の構造

垂直構造をしめす1つの目安として200 mb \bar{u} と850 mb \bar{u} 、200 mb \bar{v} と850 mb \bar{v} との相関係数をEとNEの夫々の期間について計算する(第11図)。20°N以北と30°S以南の中緯度地域では相関係数 $r(200 \bar{u}, 850 \bar{u})$ は0.5以上である。(相関係数0.3の信頼度は95%)。言い替えれば中緯度における200 mb \bar{u} と850 mb \bar{u} は同位相(順圧的)である。同様に200 mb \bar{v} と850 mb \bar{v} も同位相である。一方熱帯域では一般に $r(200 \bar{u}, 850 \bar{u})$ や $r(200 \bar{v}, 850 \bar{v})$ は負の値であり、上層と下層で逆位相(傾圧的)である。特に15°S付近ではE期間中 $r(200 \bar{u}, 850 \bar{u})$ は統計的に有意な大きな負の値となる。E期間にはモンスーン性積雲活動によって傾圧的構造をもつ超長波擾乱が誘起される為である。南

CATEGORY MEAN KINETIC ENERGY



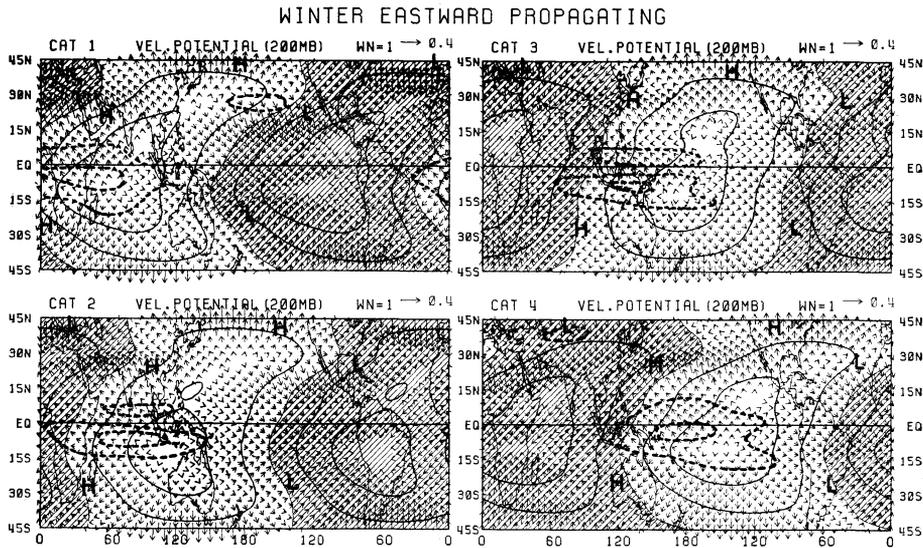
第10図 E (左) と NE (右) 期間について平均された 200 mb と 850 mb の運動エネルギー $\bar{\epsilon} = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)/2$.



半球熱帯域 ($5^{\circ}-20^{\circ}S$) では $r(200\bar{v}, 850\bar{v})$ も E 期間中負の値であるが統計的有意性は低い (-0.2). \bar{v} は主として波数 5 ないし 6 のシノプティック・スケール擾乱に伴う. このスケールの 30-60 日周期擾乱による対流活動 ($\tilde{O}LR$) は 850 mb \bar{v} と密接な関係があるが, 200 mb \bar{v} との相関は低い. この為に $r(200\bar{v}, 850\bar{v})$ は小さい負の値になる. NE 期間中には積雲活動が弱く対流圏上層と下層の (\bar{u}, \bar{v}) は殆んど無相関である. 但し NE 期間中にも 850 mb (\bar{u}, \bar{v}) と $\tilde{O}LR$ との間には或る程度の相関がみられる. 要するに熱帯擾乱は E 期間中だけ強い傾圧性構造をもつ.

30-60 日周期擾乱の水平構造は波数 (スケール) によってかなりの差異がある. 紙面の都合上各波数毎の (\bar{u}, \bar{v}) 分布図は省略する. 北半球における超長波擾乱の軸は北東から南西に傾いて運動量を極向に輸送する. 南半球の超長波擾乱は水平方向の傾きが小さく運動量輸送も少ない. 南半球における運動量輸送は主として波数 4-6 のシノプティック擾乱による.

第11図 E (上) と NE (下) 期間について計算された相関係数 $r(200\bar{u}, 850\bar{u})$ と $r(200\bar{v}, 850\bar{v})$.



第12図 E 期間における波数1の200 mb 速度ポテンシャル $\bar{\chi}_1$ (細実線) と発散風 $\nabla \cdot \bar{\chi}_1$ (矢印). 太点線は波数1の OLR 擾乱が -5 Wm^{-2} 以下の値の領域; H, L は波数1の (\bar{u}, \bar{v}) 場における高, 低気圧の中心位置.

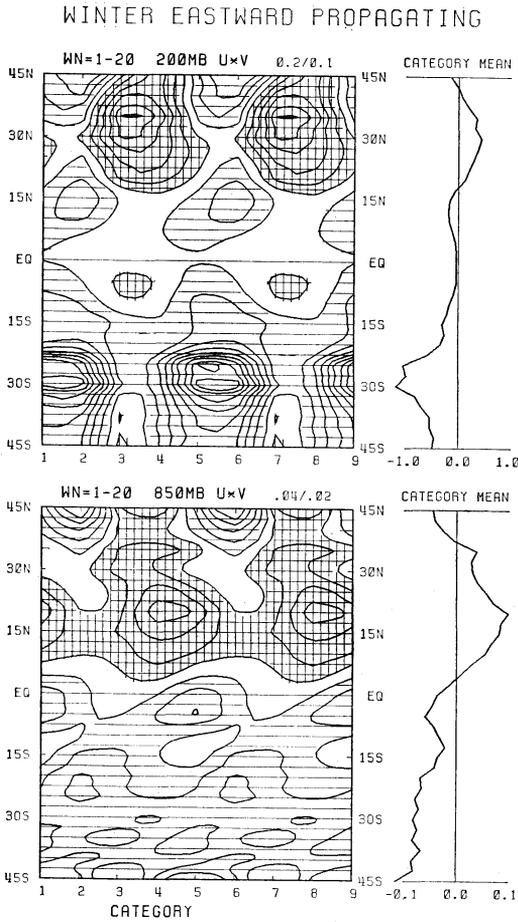
第12図はE期間における波数1の200 mb 速度ポテンシャル ($\bar{\chi}_1$) 分布図である. 熱帯域では $\bar{\chi}_1$ は規則的に東進している. この東進速度は波数1の OLR 擾乱の東進速度に等しい. 熱帯では200 mb $\bar{\chi}$ と850 mb $\bar{\chi}$ は逆位相である.

第12図で明らかなように200 mb における高, 低気圧の中心は $\bar{\chi}_1 = 0$ の近傍に位置している. 例えばカテゴリー2の発散域 (20° N , 170° E) はインドシナ半島上の高気圧から約 80° 東に位置し, またフロリダ半島上の低気圧から約 100° 西に存在する. すなわち発散域は高, 低気圧のほぼ中間に位置している. この為に発散域では北風が卓越している. バーガー (Burger, 1958) や村上 (1963) は超長波擾乱のスケール解析を行い, 非発散風 v_ψ による β -効果と発散効果がバランスすることを見出した. すなわち $\beta v_\psi = -f \nabla^2 \chi$ である. 南半球熱帯域では v_ψ も $\nabla^2 \chi$ もともに上層と下層で逆位相である為, これらの量の垂直積分値は零に近くなる. 一方中緯度地域では v_ψ や $\nabla^2 \chi$ が同位相 (順圧的) であり, 垂直積分値は零でない. 恐らく中緯度の超長波30—60日擾乱に対して地表気圧変化の影響が大きいことを示唆しているのであろう.

第13図はE期間の各カテゴリーにおける全ての波数による運動量輸送の合計値 $[\bar{u} \bar{v}]$ をしめす. 850 mb で

の $[\bar{u} \bar{v}]$ は200 mb における $[\bar{u} \bar{v}]$ に似ているので説明を省く. 200 mb ではカテゴリー1, 2と5, 6に殆ど全ての緯度で運動量が南向きに輸送される. 特に南半球亜熱帯域 ($20^\circ - 35^\circ \text{ S}$) で強い極向き輸送がある. エリアセンとパーマ (Eliassen and Palm, 1961) による EPフラックスは運動量輸送と逆向きである. 従って北半球では熱帯から中緯度に向かうエネルギー輸送があり, 南半球では中緯度から熱帯に向けてエネルギー伝播が存在することになる. 一方カテゴリー3, 4と7, 8には運動量輸送は一般に北向きである. 特に北半球亜熱帯域 ($25^\circ - 35^\circ \text{ N}$) での北向き $[\bar{u} \bar{v}]$ が大きく, この地域でのエネルギーの流れが熱帯から中緯度に向かっていることになる. このように30—60日周期擾乱による運動量やエネルギーの流れの方向が半サイクル毎に変化する. 30—60日周期擾乱による熱帯と中緯度地域との遠隔作用 (テレコネクション) に対応するものと思われるが詳しい機構については判っていない.

カテゴリー1から8までの1サイクルについて平均した運動量輸送が第13図 (右) に示されている. 200 mb では 30° N 付近で運動量輸送が最大になり, 帯状平均ジェット流に運動量を供給している. 30° N 以北の中緯度域では運動量輸送の収斂, すなわち EP フラックスの発散がある. 逆に 30° N 以南の亜熱帯域では EP フラ



第13図 E期間の各カテゴリーにおける波数1—20の擾乱による運動量輸送(左)と全カテゴリーについての合計値(値)。横縞は南向き輸送(負), 縦縞縞は北向き輸送(正)。

ックスの収斂がある。言い替えれば中緯度地域は30—60日周期 200 mb 擾乱のエネルギー源に相当し、亜熱帯域はエネルギー消費地となる。同様に南半球でも 30° S以南の中緯度域は 200 mb での30—60日振動のエネルギー補給源、亜熱帯域 (15°—30° S) はエネルギー消費地に相当する。

NE 期間における運動量輸送は相対的に小さい。また緯度分布はE期間の分布に似ているので省略する。

7. あとがき

主な研究結果は次のとおりである。

- イ. 赤道に沿う OLR 擾乱は規則的に東進する時期 1986年 9月

(E) と、不規則な変化をする時期 (NE) に分かれる。E 期間中には OLR の振幅が増大し、熱帯域における対流活動(熱源)の30—60日振動が著しくなる。このことは主としてインドネシアや北オーストラリア付近のモンスーン変動(活動期と休止期)に対応している。NE 期間にはモンスーン変動は小さく、定常状態に近い。

ロ. E 期間には東南アジア、中国、日本、西部北太平洋で30—60日周期擾乱が活発になる。日本付近では上層の偏西風ジェットが激しく変動する、NE 期間にはこれ等中緯度地域での30—60日擾乱が弱まる。

ハ. 南半球熱帯域 (0°—15° S) では上層と下層の (\bar{u} , \bar{v}) 場は E 期間中逆相関(傾圧的)になる。このことは (\bar{u} , \bar{v}) 場が積雲に伴う凝結熱によって誘起されたことを意味する。南北両半球の中緯度地域では上層と下層の (\bar{u} , \bar{v}) は同位相(順圧的)である。中緯度の30—60日周期擾乱は定常波からの運動エネルギー補給によって発達する。

ニ. 熱帯と中緯度の30—60日周期擾乱の間にもどのような遠隔作用(テレコネクション)があるのか? この問題に対する十分な解答は未だ与えられていない。数値実験では熱帯に熱源を与えて中緯度における反応を調べたり、逆に中緯度に外力を与えて熱帯で誘起される運動を解析する方法がとられている。このような制御実験では両地域の遠隔作用について真の原因、結果を論ずることは出来ない。

最後に藤原賞選考委員および学会理事の方々に対し厚く感謝の意を表したい。また東京大学の林祥介君から未発表の第1図を提供して頂いた。

文 献

Burger, A.P., 1958: Scale consideration of planetary motions of the atmosphere, *Tellus*, 10, 195-205.
 Eliassen, A. and E. Palm, 1961: On the transfer of energy in stationary mountain waves, *Geophys. Publ. Oslo*, 22(3), 1-23.
 Hayashi, Y. and A. Sumi, 1986: The 30—40 day oscillations simulated in an "aqua planet" model, To be published in *J. Meteor. Soc. Japan*.
 Murakami, T., 1963: Analysis of various large-scale disturbances and the associated zonal mean motions in the atmosphere, *Geofisica Pura E Applicata*, 54, 119-165.
 _____, L.-X. Chen, A. Xie, and M.L. Shrestha, 1986: Eastward propagation of 30—60 day perturbations as revealed from outgoing

longwave radiation data, J. Atmos. Sci., 43, 961-971.
Simmons, A.J., J.M. Wallace, and G.W. Bran-

stator, 1983: Barotropic wave propagation and instability, and atmospheric teleconnection patterns, J. Atmos. Sci., 40, 1363-1392.

昭和61年度日本気象学会山本賞の受賞者決まる

受賞者：笹野泰弘（国立公害研究所）

対象論文 ミー散乱ライダーによる大気混合層
および遷移層の構造の観測
（「気象集誌」第63巻（1985）第3号，419
～435）

推薦理由：大気境界層の研究において野外観測は不可欠
のものであるが，高度1～2kmの混合層上部の構
造に関しては，従来航空機や大容量係留気球による
観測以外，他に有効な観測手段がなく，十分な情報
がえられなかった。笹野会員はライダー観測の利点

（広域スキャン，高空間分解能，連続測定等）を生
かし，エアロゾルをトレーサーとして，その濃度の
空間分布の画像データを解析し，大気混合層及び遷
移層中のセル構造を明らかにした。ことに，ライダ
ーのシグナルに巧妙な edge enhancement をほどこ
し，セルの水平構造を可視化したことは画期的な成
果である。

この研究成果は，大気混合層・遷移層の今後の研
究の発展に寄与することが大きい。以上の理由によ
り，山本賞受賞候補者として笹野会員を推薦する。

関西支部第1回例会および講演会のお知らせ

昭和61年度第1回例会を下記のとおり開催しますの
で，ご出席下さい。

記

行事名 第1回例会および講演会

日 時 10月23日（木）13時～17時
場 所 京都地方気象台会議室
テ ー マ 「中・小規模現象」
特別講演 光田 寧（京都大学）