

## 熱帯成層圏大気の運動\*

—準2年振動と大規模波動について—

柳井迪雄\*\* 丸山健人\*\*\*

### 1. 序論

熱帯地方の成層圏帯状風がほぼ1年ごとに東風、西風の交代を繰返していることが発見されたのは1960年頃のことであった (Ebdon, 1960; Reed *et al.*, 1961). それ以来この「準2年振動」(quasi-biennial oscillation) に関する研究は急速に進み、最近かなり有力な理論が提出され、数値シミュレーションも行なわれた。

ここ数年間の熱帯成層圏大気運動に関する研究にはほぼ三つの流れがある。第一は準2年振動そのものに関する研究で Reed らにより推進されて来た。第二はこの領域に存在する擾乱の研究で、筆者らと Wallace らにより進められて来た (Yanai & Maruyama, 1966; Wallace & Kousky, 1968). 第三は Rosenthal (1965), Matsuno (1966), Lindzen (1967) らによる赤道付近での波動に関する理論的研究である。これらの流れは最近相互に関連し合い、特に昨年あたりからこの領域の研究は急速な発展をみた。以下では準2年振動と、それに関連して発見された大規模波動を中心にした一つのまとめを試み、今後さらに研究すべき問題を探す手がかりとしたい。

### 2. 準2年振動に関する観測事実

準2年振動発見に至る歴史的なことから今までの総合報告 (Reed, 1963, 1965b, 1967; 柳井, 1967) にゆずり、ここでは現在判っている主な事実をまとめておく。

#### 2.1 帯状風の振動

赤道に近い上層風観測所で毎日の平均帯状風を計算し、高度—時間図を作ると第1図のようになる。成層圏

下部(約17kmから30km位まで)では東風と西風が約2年の周期で交代している。これに対して約40km以上では半年周期の振動が卓越している。

Reed (1965b) によれば成層圏下部の振動周期には21ないし30ヶ月位の変動があり、1950年から1960年までの平均周期は約26ヶ月であった。風速の振巾は赤道上30mb(約23km)で最大で約20m sec<sup>-1</sup>に達する。位相(例えば最大の西風が起る時刻)は約1km/monthの速さで上方から下方に伝わる(第2図)。また西風の下降速度の方が東風のそれより大きく、非対称性がある (Wallace, 1967a)。

30km以上の帯状風振動については、Ascension島(8°S, 14°W)における気象ロケット資料の解析(Reed, 1965a, 1966)がある。32kmですでに準2年振動は不明瞭になり、36~40kmでは1年周期、40km以上では半年周期が卓越している。調和分析により2年周期成分をとり出してみると、振巾は上方に減衰し、位相の下降速度は上部成層圏では約2km/monthである。

帯状風振動は経度によらず、赤道に関して対称なものと一応考えられてきた。これに対し Belmont & Dartt (1968) は経度方向の位相差を論じ、50mbでは西から東へ進むと述べている。

#### 2.2 温度・オゾン量の変動

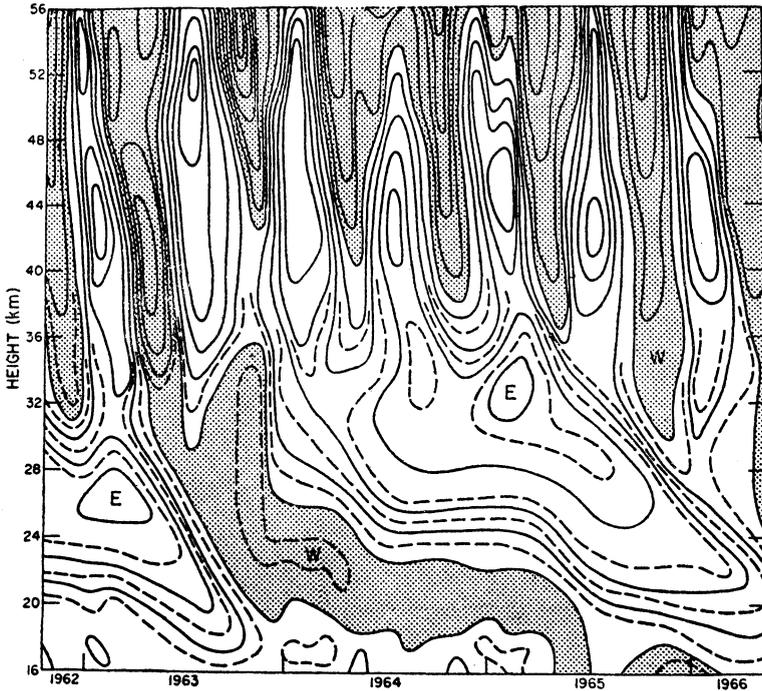
帯状風の振動に対応して、熱帯成層圏の温度にも約2年周期の変動があることは Veryard & Ebdon (1961) により見出された。温度振動は赤道上の24~30km領域で約2°Cである。振巾は15°Nで一旦最小となり、高緯度で再び大きくなる。位相は15°Nで180°変化する。つまり15°Nを節とする停留振動の様相を呈する(第3図)。また、温度、帯状風の振動相互には温度風バランスが成立っている (Reed, 1962)。

\* Motion in the Tropical Stratosphere

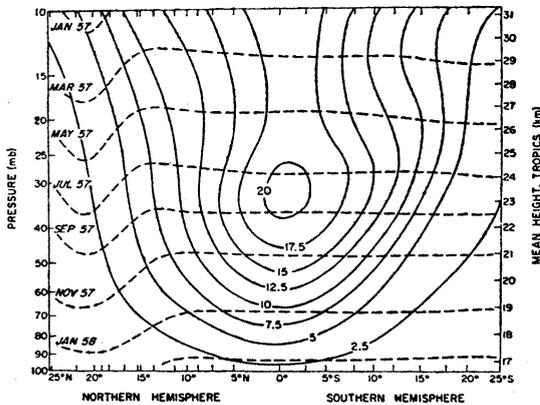
\*\* M. Yanai 東京大学地球物理学教室

\*\*\* T. Maruyama 東京学芸大学地学教室

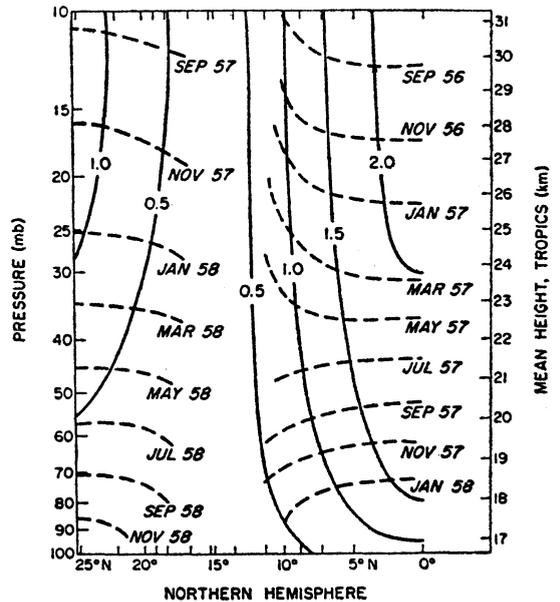
—1969年5月13日受理—



第1図 熱帯成層圏における帯状風の振動(年変化は取り除いてある)。等風速線は  $10\text{m sec}^{-1}$  毎, 35km 以下はパナマ運河 ( $9^{\circ}\text{N}$ ) と Ascension 島 ( $8^{\circ}\text{S}$ ) のレーウィン・ゾンデ資料の平均, 34km 以上は Ascension 島のみのロケット資料による (Wallace と Kousky による, Lindzen & Holton (1968) より)。



第2図 帯状風準2年振動の振幅 ( $\text{m sec}^{-1}$ ) と位相 (最大の西風の起った時刻) (Reed, 1965b)。



第3図 温度の準2年振動の振幅 ( $^{\circ}\text{C}$ ) と位相 (Reed, 1965b)。

Funk & Garnham (1962), Ramanathan (1963), Angell & Korshover (1964), Shah (1967) などの研究により、オゾンの total amount (単位底面積を持つ気柱内の全量) が、赤道付近 21km 以上の温度が高いとき、赤道側で標準値より多く、亜熱帯では少くなることが判っている。元来オゾン量は温度とよい平行関係にあるから、上記の停留振動を支持する結果と言える。

### 2.3 高緯度および対流圏

はじめ熱帯成層圏帯状流に見出された準2年振動は、高緯度の成層圏、また対流圏にも存在することが判って来た。只その振巾が小さいため、調和分析、フィルター法などにより始めて検出される。

Angell & Korshover (1962, 1963, 1964) は約2年の周期が高緯度成層圏の風、温度の変動中に検出できることを示した。Shah & Godson (1966) は帯状風と温度の26ヶ月周期成分の振巾、位相の全球的分布図を発表している。Angell & Korshover (1964), Sparrow & Unthank (1964), Tucker & Hopwood (1968) などの研究を総合すると、南半球の方が高緯度まで帯状風の準2年周期がはっきり検出できるようである。また高緯度では第1図にみられたような、位相の高さによる差はなく、全層が同位相の振動をする。

因果関係は明らかでないが、対流圏の現象にも約2年の周期が見出されている\*。Landsberg (1962) は地上気温、降水量、更には樹木の年輪や湖水の水位等の長期間の記録から全世界的に約2年のサイクルが存在することを示した。Landsberg *et al.* (1963) はノルウェーから南アフリカ、カナダから Cape Horn の二つの子午線に沿って各地の地上気温の記録を調べ、有意な約2年の周期があること、高緯度と低緯度とでは位相が逆であることを見出した。また北半球の高緯度の観測所での振巾が、振動の極値が冬季に起るときに大きくなることを指摘している。

### 2.4 運動量の収支

帯状風の準2年振動の原因を考えると、先ず問題になるのは2年という周期の説明と、赤道上での東西運動量の変化の機構である。特に何故赤道上で西風が生成され得るのか、単純に絶対角運動量の保存則を地球をとり巻く空気の大輪にあてはめると理解しにくい。同一高度では地軸からの距離は赤道上で最大になるから、高緯度にあった空気が絶対角運動量を保存して赤道上へ移動すれ

ば必ず相対的に東風成分が強まることになる。この困難を避けるにはどうしても eddy による運動量の輸送を考えざるを得ない。

今、帯状風に対する運動方程式を、時間および経度について平均すると近似的に

$$\begin{aligned} \frac{\partial[\bar{u}]}{\partial t} = & \left( f - \frac{1}{a} \frac{\partial[\bar{u}]}{\partial \phi} \right) [\bar{v}] - \frac{\partial[\bar{u}]}{\partial z} [\bar{w}] - 2\Omega \cos\phi [\bar{w}] \\ & - \frac{1}{a \cos^2\phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos^2\phi [\bar{u}'v']) \\ & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho [\bar{u}'w']) \end{aligned} \quad (1) \quad (2) \quad (3) \quad (4) \quad (5) \quad (1)$$

となる。 $a$ ,  $\Omega$  は夫々地球の半径と角速度,  $f=2\Omega \sin\phi$  はコリオリ因子,  $\rho$  は密度,  $u, v, w$  は夫々東向き, 北向き, 上向きの速度成分である。 $z$  は鉛直上方にとり,  $\phi$  は緯度。( $\bar{\quad}$ ) は時間平均, [ $\quad$ ] は経度平均である。

準2年振動に伴う加速度(左辺)は  $10^{-4} \text{ cm s}^{-2}$  のオーダーである。右辺のどの項がこれと釣り合うであろうか。先ず右辺第3項は第2項に比べて小さく無視できる。右辺第1項は平均子午面運動による効果であるが、その見積りは難しい。しかし赤道付近では  $f$  も,  $\partial u/\partial \phi$  も小さいから一応省略してよいだろう。すると問題になるのは垂直直流(第2項)と, eddy による運動量の水平輸送のたまり(第4項), その垂直輸送のたまり(第5項)となる。

熱帯成層圏に西風運動量を持込む機構として先ず考えられたのは eddy による運動量の水平輸送である。Tucker (1964, 1965) は数地点での 50mb の風の資料から  $\bar{u}'v'$  を求め、それが約2年の周期で変化することを示した。しかし赤道近くでははっきりした結果は得られなかった。Reed (1967) は熱帯の12地点で  $\bar{u}'v'$  のスペクトル解析を行なったが、有意な2年付近のピークは得られなかった。Wallace & Newell (1966) は1958年5月から1964年4月に至る北半球約250地点の資料に基いて膨大な運動量輸送の計算を行ない、熱帯では30mb面以上、高緯度では50mb面以上で月平均の  $[\bar{u}'v']$  およびその発散量が約2年の周期で変動することを確めた。熱帯での30mb面以上の  $[\bar{u}'v']$  の変動は帯状風の変化に対応しているが、30mb面以下では  $[\bar{u}'v']$  の年々変化の確実な証拠は得られなかった。  $[\bar{u}'v']$  の振動は、それが検出される全ての高度、緯度で同時に起っている。振巾は高緯度程大きい。注目すべき点として、運動量輸送の2年周期の主な原因が、1年毎の冬季における

\* 地上気温の2年周期は H.H. Clayton が1884年に発見したといわれる。

輸送量の差であることが示されている。また1月以下のタイム・スケールを持つ擾乱の役割、高緯度との関係などを示唆した点も重要である。しかし、熱帯成層圏下部では  $[\overline{u'w'}]$  の年々変化が検出されず、また輸送量も帯状風の変化に対して余りに小さい。

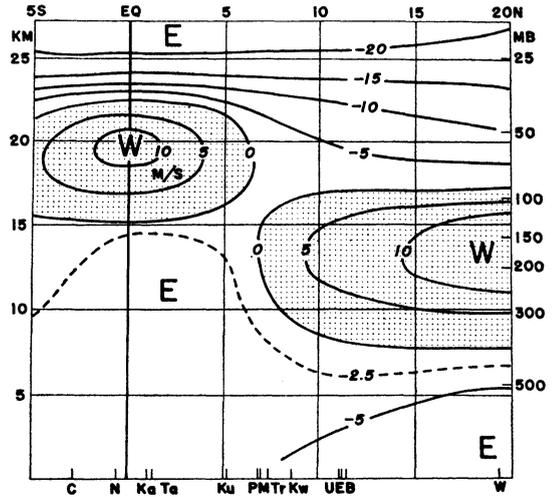
Wallace (1967a) は各緯度での平均帯状風の高度-時間図を詳しく調べ、位相線が高緯度では殆ど垂直であるが、赤道上では著しく傾いている(第1図参照)ことに注目した。彼は赤道上での帯状風振動の高度による位相差(つまり西風、或いは東風域の下降)を説明するには、平均下降流の効果(右辺第2項)が重要であると考えた。

さて残った右辺第5項(eddyによる運動量垂直輸送)はどうか。今までReed(1963), Tucker(1964)などはこの項を渦動拡散でおきかえ、その大きさが  $10^{-5} \text{cm} \cdot \text{sec}^{-2}$  以下であろうとしていた。しかし最近次章で述べるような擾乱が発見され、 $\overline{u'w'}$  の役割が俄然注目されるようになったのである。

3. 熱帯成層圏の擾乱

ごく最近に至るまで、熱帯成層圏の擾乱に関しては、Riehl & Higgs (1960) の case study があるだけだった。彼等はカリブ海上 33.5km での流線解析から、大

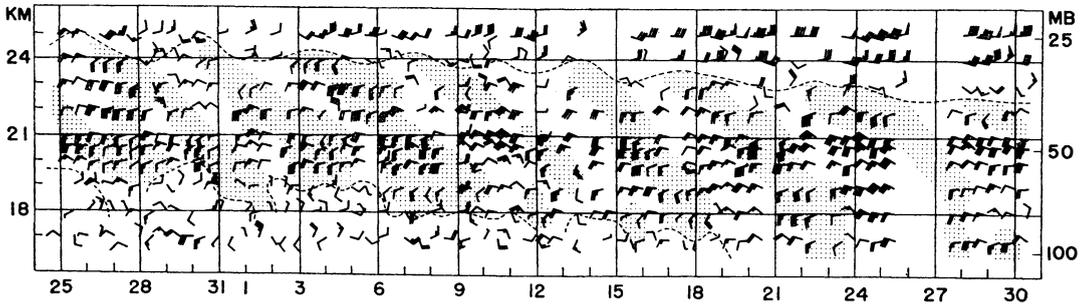
MEAN ZONAL WIND  
20 MARCH-31 JULY 1958



第4図 Marshall 群島上 1958年3月20日から7月31日までの平均帯状風を示す垂直断面図 (Maruyama, 1967).

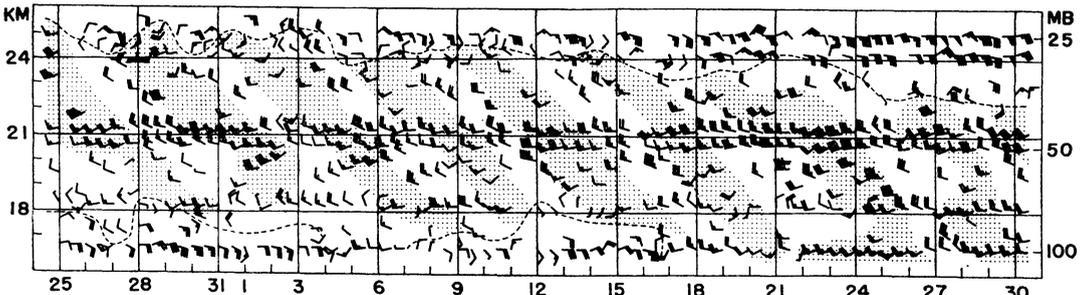
CANTON ISLAND (S 02°46', W 171°43')

MARCH-APRIL 1958



KAPINGAMARANGI (N 01°02', E 154°46')

MARCH-APRIL 1958



第5図 赤道付近下部成層圏風の4~5日周期変動。南分を持つ部分をシェイドしてある (Maruyama, 1967).

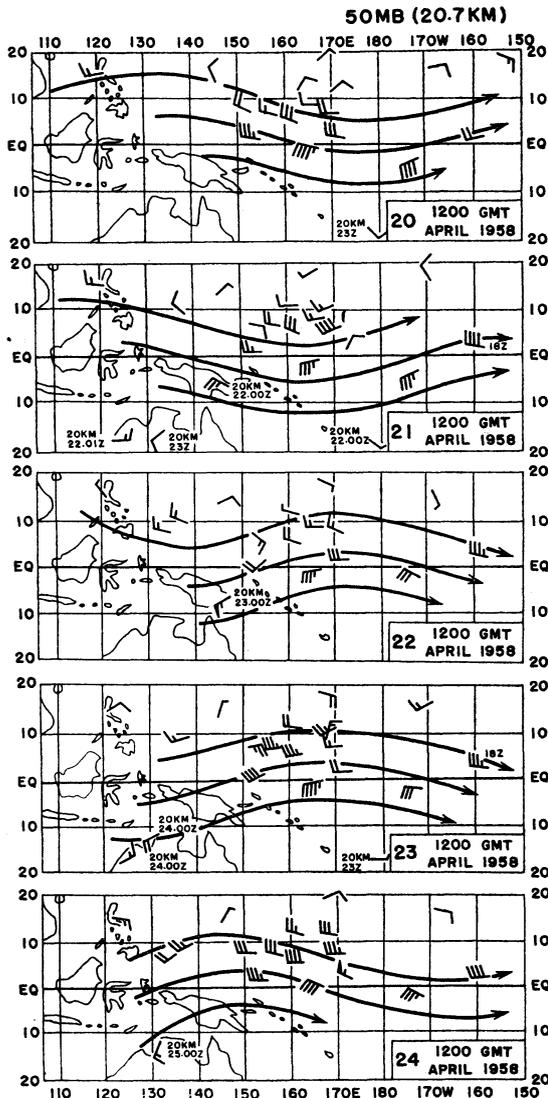
規模なシャープ・ラインが移動することを報告した。Reed (1963) はこの種の擾乱による運動量の水平輸送が大切かも知れないと述べている。

3. 1 Yanai-Maruyama の波動

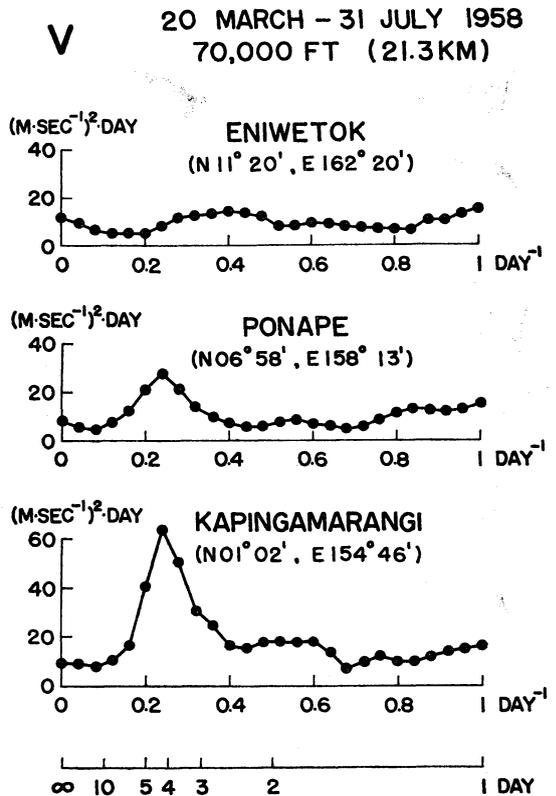
赤道地方の成層圏に、運動量輸送に寄与するような擾乱が存在するのではないかという期待から、筆者らは1958年の3月から7月まで水爆実験に伴って特別に行なわれた Marshall 群島での上層風観測を丹念に調べることとした。第4図はこの期間の平均帯状風を示す垂直断面図である。亜熱帯の偏西風とは別に、赤道上約 20km

に中心をもつ西風の帯が見られる。

筆者らは先ず各地点での成層圏風の日々の変動を調べ、赤道に近い観測点で約 20km 辺の風向が約 5 日の周期で規則正しく変動していることを見出した。高度—時間図の解析で、この風向変化が上空で始まり、1km/day 位の位相速度で下方に伝わって行くことを確め、更に東西に離れた観測所での風向変化の時間差から、この振動は東から西に約 2,000km/day の位相速度で進む波動によることを推定した。この時見積られた波長 10,000km はその後の研究でも確められている。この時期の平均帯状風は西風であったから、この風に逆らった西進は $\beta$ -効果によると考えた (Yanai & Maruyama, 1966)。次いで筆者らは太平洋上の流線解析から、上記推定が正しく、西風中を逆進する大規模な波動が存在することを確め、またアフリカ上空にも似た現象のあることも示した (Maruyama & Yanai, 1967)。その後の Maruyama (1967, 1968a, b) の研究によってこの波動の構造はか



第6図 50mb における波動擾乱の西進 (Maruyama, 1967)。

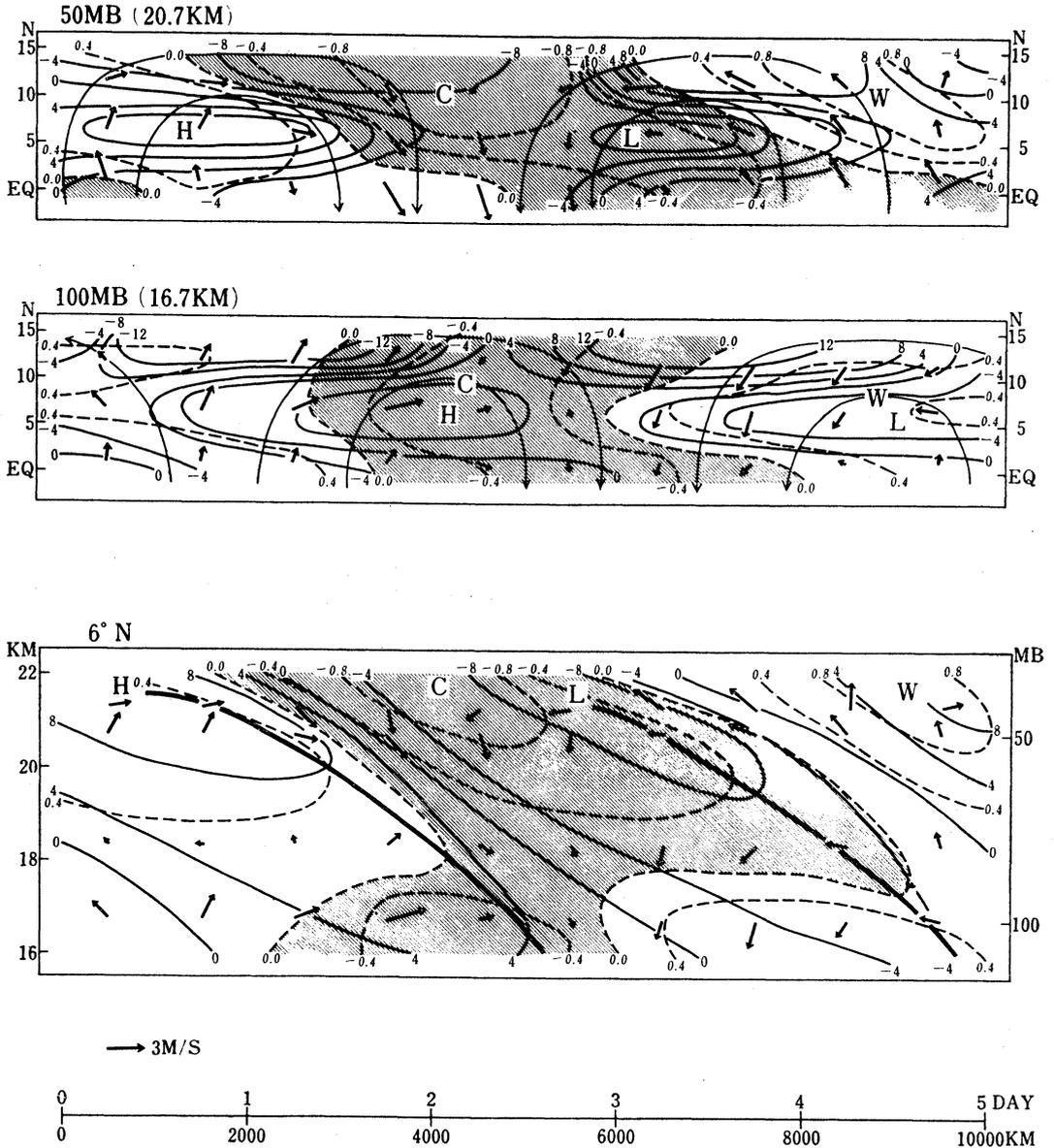


第7図 1958年3月20日から7月31日までの70,000ft (21.3km) における風の南北成分のパワー・スペクトル (Maruyama, 1968a)。

なり詳しく判って来た。

第5図は赤道に近い二つの観測点での成層圏風の日々変動を示したもので、風向が約5日の周期でWSWとWNWの間を振動しているのが判る。また、南分、北分の交代の位相が毎日1km位づつ下方へ伝わって行く

ことも判る。第6図は50mb(20.7km)での毎日の流線図で、西風に重なった波動が西向きに伝播しているのが判る。擾乱の振幅が赤道上で大きく、高緯度で急に小さくなることは、風の南北成分のパワー・スペクトル解析(第7図)ではっきりする。



第8図 フィルター法により求められた赤道成層圏波動の構造。上の2枚は平面図、下は6°Nにおける東西断面図。矢印は水平風をベクトル表示したもの。平面図中の細実線は流線、太い実線は等圧面高度の偏差(g.p.m.)、太い破線は温度の偏差(°C)。低温部に斜線を施してある。断面図中の特に太い実線はリッジ、トラフを示す(Maruyama, 1967)。

Maruyama (1967) は、バンド・パス・フィルターによって元の資料から 4~5 日周期成分のみを取り出し、擾乱の三次元的構造を明らかにした。それをまとめたものが第 8 図で、上は平面図、下は 6°N に沿った側面図である。このように擾乱のみを取り出してみると、赤道上に中心を持つ渦が東西に並んでいて、これらが徐々に観測点の上を西向きに通過することになる。擾乱による風の南北成分 ( $v$ ) の振巾は赤道上で約  $3\text{ m sec}^{-1}$  である。50mb と 100mb とでは渦の中心がずれているが、これは側面図で判るように位相線が西に傾いた構造をしているためである。この位相線の傾きは、擾乱に伴う波動エネルギーの上方への伝播を意味する (4.2 節参照)。図から判るように風の擾乱に伴って温度にも振巾約  $1^\circ\text{C}$  の変動があり、北半球側では北風が冷たく、南風が暖かい。擾乱に伴う  $\overline{T'v}$  は極向きになる。また風と等圧面高度との関係はほぼ地衡風的である。

Maruyama (1968a) は Canton 島 ( $3^\circ\text{S}$ ) での 3 年間の上層風資料を 60 日ずつの区間に分け、夫々の区間での平均帯状流と  $v$  成分のパワー・スペクトルを計算してそれらの時間的推移を比較した。約 4 日付近の周期を持つ擾乱は成層圏下部で殆どすべての時期にみられる。またそのスペクトル強度の変化と帯状風の変化とはよく対応し、西風或いは東風が弱まって行く時期に擾乱が強まることが判った。全期間を通して擾乱の軸は高さと共に西へ傾いていることも明らかになった。

次いで Maruyama (1968b) はこの擾乱による運動量の水平、垂直輸送、熱の水平輸送を 1958 年、1962 年の熱帯太平洋の資料に基いて計算した。この擾乱が運動量の垂直輸送を伴うことは既にその構造が明らかになった時予想されていた。断熱変化を仮定し、擾乱に伴う温度の変化が垂直運動のみによるとすれば

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} \doteq -w' \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \quad (2)$$

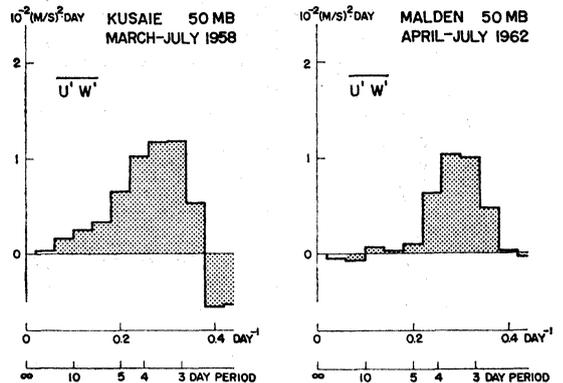
が成り立つ、但し  $\theta'$  は擾乱に伴う温度の変動量、 $\theta_0$  は平均温度、 $w'$  は擾乱に伴う垂直速度である。擾乱が形を変えずに東西に伝播するものとすれば  $\partial/\partial t + c\partial/\partial x = 0$  ( $c$  は位相速度) だから (2) は

$$c \frac{\partial \theta'}{\partial x} \doteq w' \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \quad (2')$$

となる、 $c < 0$ 、また  $\partial \theta_0 / \partial z > 0$  であるから、第 8 図での温度の分布から容易に  $w'$  の分布 (最大  $0.1\text{ cm sec}^{-1}$  程度) を推定することができ、この擾乱では  $u'$  と  $w'$  の相関は正であることが明らかである (Maruyama, 1967)。

(2) を用いて  $\theta'$  と  $u'$  の時系列資料から  $\overline{u'w'}$  を求め

る原理は次のように説明される。仮に  $\theta'$  の時間変化が正弦波的なら、 $w'$  の変化も正弦波的で、只その位相が  $\pi/2$  だけおくれている筈である。この性質を利用して東西成分  $u'$  と温度変動  $T'$  を  $\pi/2$  だけずらせて相関をとれば  $u'$  と  $w'$  の相関が得られる。スペクトル解析の用語では  $u'$  と  $\theta'$  との quadrature-スペクトルから  $u'$  と  $w'$  との co-スペクトルを求めるということになる。

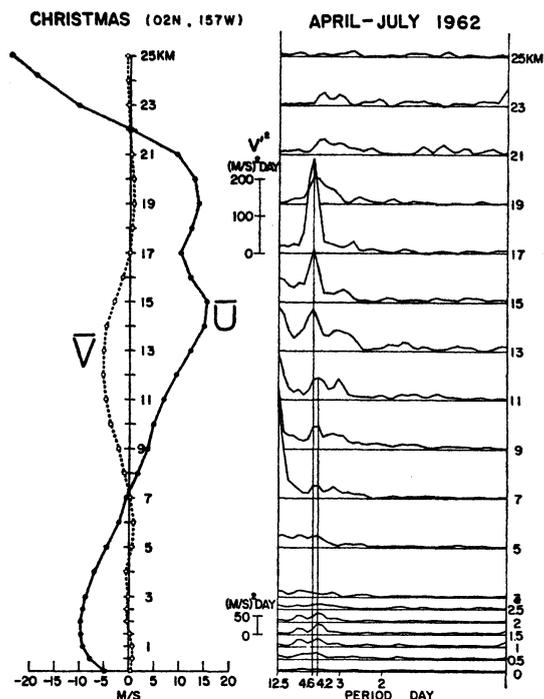


第 9 図 スペクトル解析により得られた赤道成層圏擾乱による西風運動量の上向き輸送量の周波数分布の例 (Maruyama, 1968b)。

第 9 図はこうして求めた 50mb 面での運動量の垂直輸送量のスペクトルを Kusaie ( $6^\circ\text{N}$ ) と Malden ( $4^\circ\text{S}$ ) の 2 地点について示したもので、3~5 日の周期帯に顕著なピークがある。北半球でも南半球でも擾乱による西風運動量の輸送はすべて上向きで、この周期帯を積分すると  $\overline{u'w'}$  は約  $2 \times 10^{-3}\text{ m}^2 \cdot \text{sec}^{-2}$  のオーダーである。なお擾乱に伴う運動量の水平輸送はその構造からも明らかのように有意でない。また顕熱の水平輸送  $\overline{v'T'}$  は  $1^\circ\text{C} \cdot \text{m sec}^{-1}$  程度で両半球とも極向きである。

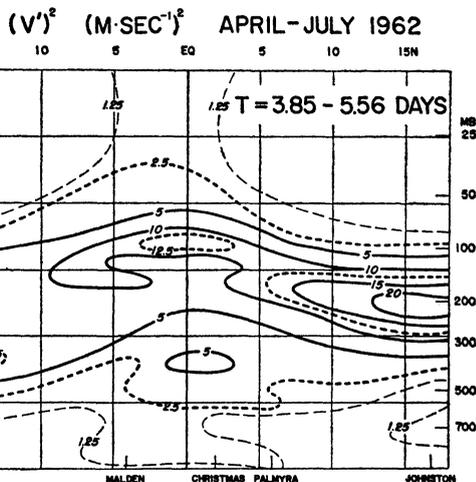
この研究により、熱帯成層圏で見出された擾乱が運動量を垂直に運ぶ機能を持つことがはっきり示された。しかし実は 1958 年、1962 年の何れの解析期間も、成層圏で西風が弱まりつつある時期であったので、50mb 面を通して下から入って来る西風運動量の供給が正であることとは一見矛盾する。次章で述べるように、この擾乱に伴う  $\overline{u'w'}$  は常に正であって、西風の強化には都合が良いが、その衰弱にとっては都合が悪い。

Yanai-Maruyama 波の理論的解釈は次章で述べるが、おそらく対流圏にエネルギー源をもつ波動が成層圏に伝播したものと考えられる。その証拠も筆者らによって追究された。Yanai, Maruyama, Nitta & Hayashi



第10図 Christmas 島 (2°N) における平均帯状風 (左, 実線), 平均南北風 (左, 破線) と, 各高度での風の南北成分のパワー・スペクトル (Yanai & Hayashi, 1969).

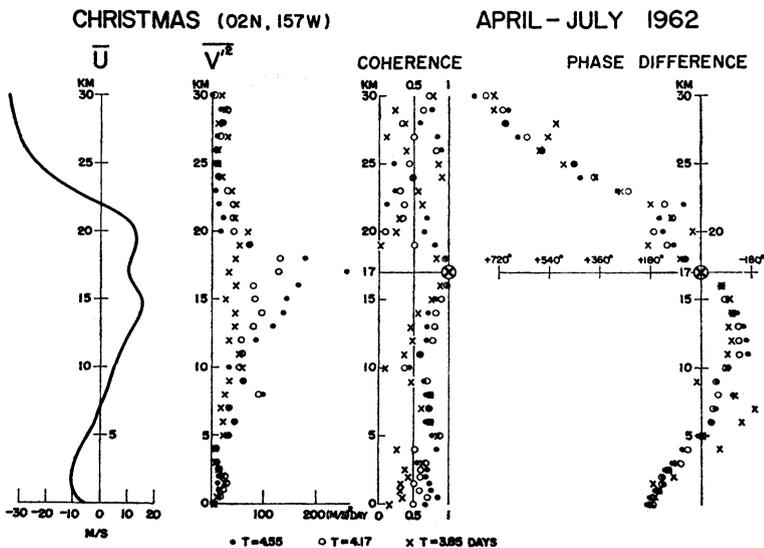
(1968) は 1962年の熱帯太平洋上17地点の資料を用い, 風の  $v$  成分のパワー・スペクトル解析を地上から30km までの各層について行った. その結果, 赤道成層圏でみられる4~5 日周期のスペクトル・ピークは実は対流圏上部までつながっており, かつ最大のスペクトル密度は圏界面付近 (約 17km) にあることが判った(第10図). 擾乱の空間的拡がりを見るため, この周期帯に含まれる  $v$ -variance の子午面分布を示したのが第11図である. 赤道上 17km に variance の極大があり, variance の大きい領域が赤道をはさんで対流圏上部から成層圏下部にまで広がっている. 亜熱帯の 200mb にもう一つの極大があるが, これは中緯度の



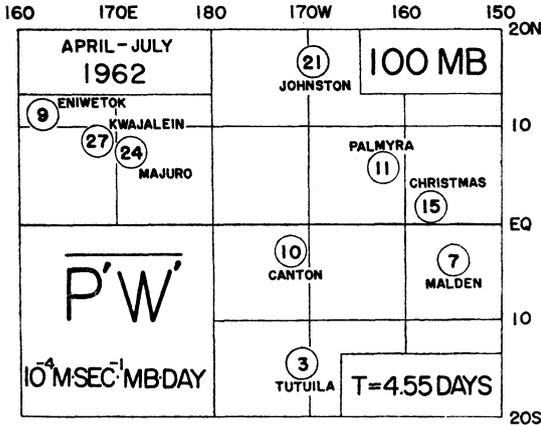
第11図 熱帯太平洋上, 3.85~5.56 日の周期帯に含まれる風の南北成分の variance の子午面内分布 (Yanai & Hayashi, 1969).

擾乱の反映とみられる.

Yanai *et al.* (1968) はまた擾乱の立体構造を調べるため, Christmas 島 (2°N) の 17km を基点として,  $v$  成分の上下, 水平方向のコヒーレンス, 位相差を計算した (第12図). 上下には数km, 南北には片側 15° 位, 東西には片側 50° 以上にわたって良いコヒーレンスがあ



第12図 左から右へ, Christmas 島における平均帯状風の垂直分布; 周期3.85, 3.17, 4.55 日に対応する  $v$  スペクトル密度, 17km を基点とした  $v$  成分のコヒーレンスと位相差 (Yanai & Hayashi, 1969).



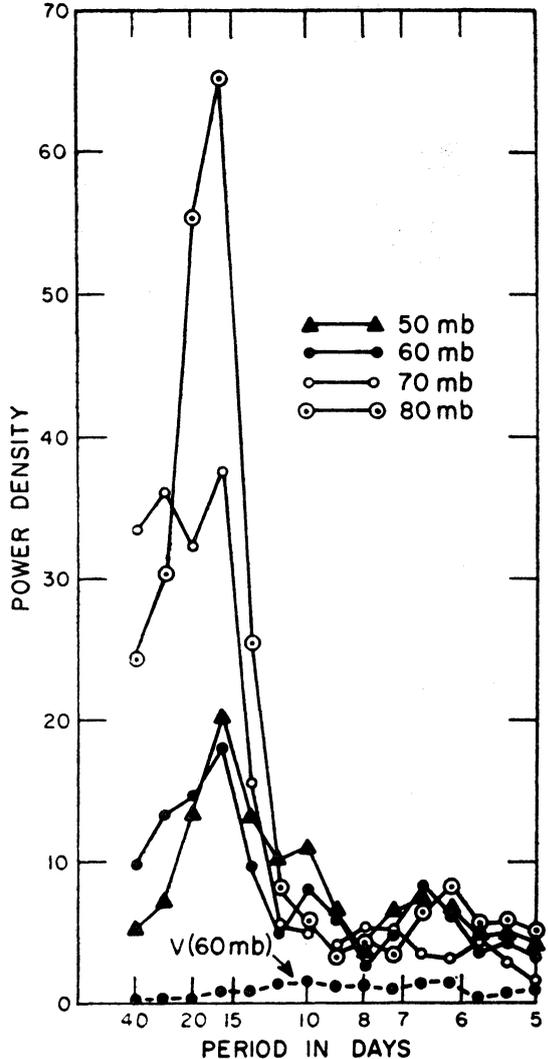
第13図 100mb 面における周期 4.55 日の擾乱によるエネルギーの上向き輸送量密度 (Yanai & Hayashi, 1969).

る。また位相差と経度差の関係から波長は約 10,000km であることが確かめられた。位相線の西への傾きもはっきり示された。

Yanai & Hayashi (1969) は成層圏下部から対流圏上部での擾乱のつながりを更に詳しく調べた。従来から熱帯の上部対流圏にはスケールの大きな渦動が存在することが指摘されていたが (Riehl, 1948; Rosenthal, 1960; Yanai, 1963), この渦動が成層圏波動の根になっていることが明らかになった。またこの研究では、風と温度のスペクトル解析から直接波動エネルギーの上向きフラックス  $\overline{p'w'}$  ( $p'$  は圧力変動) を計算する方式を作り、圏界面上の  $\overline{p'w'}$  分布を求めた(第13図)。擾乱に伴ってエネルギーが対流圏から成層圏へ供給されており、その量は  $6 \text{ ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$  程度である。

3. 2 Wallace-Kousky の波動

筆者らが発見した波動は周期が4~5日、波長約10,000 kmの西進波で、風の  $v$  成分に最も良く検出される。これに対して、周期が約15日で主として風の  $u$  成分に現れる第2の熱帯成層圏擾乱が Washington 大学の Wallace と Kousky (1968a) によって見出された。第14図はパナマ運河付近の Balboa (9°N) における成層圏風  $u$  成分のスペクトルで、約 15 日に極めて顕著なピークがある。風速の振巾は  $8 \sim 12 \text{ m sec}^{-1}$  である。対応する温度変動の振巾は  $3 \sim 5^\circ\text{C}$  で  $u$  に対し  $1/4$  周期進んでいる。この波の性質はすべて Yanai-Maruyama 波とは対照的で、位相線は東に傾き、かつ東進する。Wallace-Kousky の波のもう一つの特徴は風の  $v$  成分の変動を伴



第14図 Balboa (9°N) における成層圏帯状風のパワー・スペクトル (Wallace & Kousky, 1968a).

わないことで、Matsuno (1966) に従って Kelvin 波と呼ばれている。波長は余り確実でないが一応 40,000km (つまり赤道上の波数1) と見積られている。この波動もその構造から正の  $\overline{u'w'}$  を伴い、帯状風の変化に寄与しそうである。

Wallace & Kousky (1968b) は Kelvin 波による  $\overline{u'w'}$  を  $0.004 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-2}$ 、Yanai-Maruyama の波による  $\overline{u'w'}$  を  $0.001 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-2}$  と見積り、Kelvin 波の方が4倍有効であると述べている。更に彼等は Canton 島での 1954

年から 1965 年までの毎月の帯状風の variance の時間的推移と、平均帯状風の変動とを比較し、variance が準 2 年振動に伴う西風の leading edge の真下で増大することを見出した。この variance が主として Kelvin 波のため生じているとして、Kelvin 波の強度増大→西風運動量の上方輸送量の増加→西風の強化という機構を想定している。しかし Kelvin 波も Yanai-Maruyama の波と同様に常に西風運動量を上向きに運ぶので、東風強化の過程は説明できない。

これまでの筆者らの研究では専ら 5 日付近の  $v$ -スペクトルのピークを扱い、一方 Wallace らは 15 日前後の  $u$ -スペクトルのピークに着目した。両者間の解析法の相違もあって、この 2 種の波を同一資料から論じたものはなかった。最近 Maruyama (1969) は、Canton 島での  $u$ ,  $v$ ,  $T$  のスペクトル解析から周期 5 日前後と 10 日前後の 2 種の擾乱の存在を確かめ、更にこの 2 種の擾乱の強度の時間的变化、 $u'w'$  に対する相対的役割などを調べた。周期 5 日前後の波は帯状風の絶対値が減少する時期に現れるのに対し、周期 10 日前後の擾乱 ( $v$  の変動を伴わない) は西風の強化時期に目立って現われる。またどちらの擾乱による  $u'w'$  の量も同程度である。更にこの研究で、Yanai-Maruyama 波の垂直波長が約 5 km, Kelvin 波のそれが約 10 km であることが統計的に求められた。

4. 赤道上の波動理論

ここで赤道成層圏波動の理論的解釈に必要なことがらをまとめておこう。赤道付近ではコリオリ因子が小さくなるために波動が trap され、赤道が一種の wave guide の作用をすることが知られている。

4. 1 赤道上の重力波と Rossby 波

Rosenthal (1965), Matsuno (1966), Koss (1967) は赤道付近での Rossby 波、重力波の解を求めた。ここでは Matsuno (1966) に従って、赤道上の波動の特異なふるまいについて述べよう。

簡単のため、自由表面を持つ単層の非圧縮、均一流体

$$f = \beta y \tag{3}$$

と仮定する。  $\beta = 2\Omega/a$ ,  $y$  は赤道からの距離である。

線型化された運動方程式と連続の式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - fv + g \frac{\partial h}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + fu + g \frac{\partial h}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \bar{h} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

但し  $u, v$  は夫々速度の  $x$  成分 (東向き),  $y$  成分 (北向き),  $h$  は自由表面の変位,  $\bar{h}$  は流体層の平均の深さである。

この方程式系を、  $\phi = gh$ ,  $C_g = \sqrt{gh}$  (純重力波の位相速度) とし、  $f = \beta y$  を用いて書直す。更に  $u, v, \phi$  がすべて東西方向に伝播する波動解を持つとして、  $e^{i(\omega t + kx)}$  に比例するとしよう。  $\omega$  は振動数、  $k$  は  $x$  方向の波数である。すると (4) は

$$\left. \begin{aligned} i\omega u - \beta y v + ik\phi &= 0 \\ i\omega v + \beta y u + \frac{d\phi}{dy} &= 0 \\ i\omega\phi + c_g^2 \left( iku + \frac{dv}{dy} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

となる。(5) から  $u$  と  $\phi$  とを消去すれば、

$$\frac{d^2 v}{dy^2} + \left( \frac{\omega^2}{c_g^2} - k^2 + \frac{\beta k}{\omega} - \frac{\beta^2}{c_g^2} y^2 \right) v = 0 \tag{6}$$

が得られる。

解のみたすべき境界条件として、赤道から十分離れると ( $y \rightarrow \pm\infty$ ),  $v \rightarrow 0$  となることを要請すると、これは一次元調和振動子に対する Schrödinger 方程式の特性固有値問題と同等で、(6) の固有解は

$$\frac{c_g}{\beta} \left( \frac{\omega^2}{c_g^2} - k^2 + \frac{\beta k}{\omega} \right) = 2n + 1 \tag{7}$$

$$(n = 0, 1, 2, \dots)$$

なる固有値  $n$  に対して

$$v(\xi) = A e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H_n(\xi), \quad \xi = \sqrt{\frac{\beta}{c_g}} y \tag{8}$$

である。ここで  $A$  は任意定数、  $H_n$  は Hermite 多項式  $H_0(\xi) = 1, H_1(\xi) = 2\xi,$

$$H_2(\xi) = 4\xi^2 - 2, H_3(\xi) = 8\xi^3 - 12\xi, \dots$$

である。

振動数方程式 (7) を  $\omega$  について解くと根は 3 個ある。  $\omega$  の代りに位相速度  $c = -\omega/k$  で表わすと、それらは

$$\left. \begin{aligned} c_{1,2} &\doteq \pm c_g \sqrt{1 + \frac{\beta(2n+1)}{c_g k^2}} \\ c_3 &\doteq - \frac{\beta}{k^2 + \frac{\beta}{c_g}(2n+1)} \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

となり、  $c_1, c_2, c_3$  は夫々東進する慣性重力波、西進する慣性重力波、西進する Rossby 波に対応する。

以上の議論は  $n$  (南北方向のモードを決めるパラメーター) が 1 以上のとき正しいが、  $n=0$  のときは吟味を

要する.  $n=0$  であると (7) は

$$(\omega - kc_g)(\omega^2 + kc_g\omega - \beta c_g) = 0 \quad (10)$$

と因数分解されるが,  $\omega = kc_g$  に対応する解は境界条件をみたさないことが示される. 残った2根を再び位相速度で表現すると

$$\left. \begin{aligned} c_{0,1} &= c_g \left( \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\beta}{c_g k^2}} \right) \\ c_{0,2} &= c_g \left( \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\beta}{c_g k^2}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

となり, 夫々東進波, 西進波に対応する. このうち西進波の方は, 波数  $k$  が大きいときは Rossby 波に近く,  $k$  が小さいときは重力波に近いふるまいをするので, この波を特に混合 Rossby-重力波という. 混合 Rossby-重力波の位相速度は

$$c_{0,2} = -\frac{\beta}{k^2} \left[ \frac{1}{2} + \left( \frac{1}{4} + \frac{\beta}{c_g k^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} \quad (12)$$

とも書くことが出来る. これは非発散順圧大気中の Rossby 波の速度  $-\beta/k^2$  に潮汐項  $\beta/c_g k^2$  の補正が加わった形をしている.

これらの解に共通な特徴は, その振巾が殆ど赤道から

$$y < y_d = \sqrt{(2n+1) \frac{c_g}{\beta}} \quad (13)$$

の範囲に限られることである. つまり波動は赤道という東西につらなる導波管に沿って伝播する.

Matsuno (1966) はまた以上の解のほか, 恒等的に  $v \equiv 0$  であるような解が存在することを示した. それは

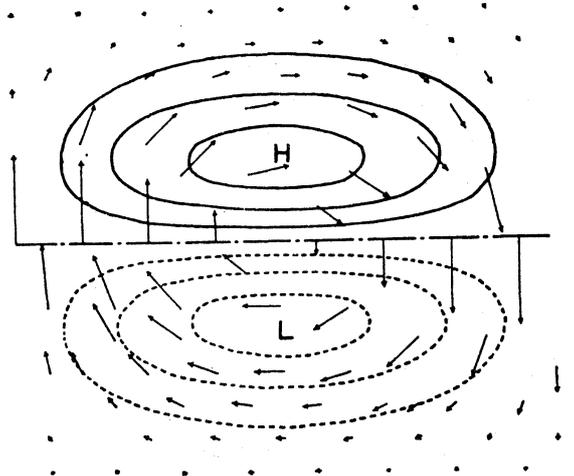
$$\phi \propto \cos \omega t - \frac{1}{2} \xi^2, \quad \omega = -kc_g \quad (14)$$

で与えられ, 東進波である. この解は, 形式的には (7) において  $n = -1$  とおくと得られるので,  $n = -1$  モードの波と呼ばれている.  $v$  がないことから, Matsuno はこの波を Kelvin 波と名付けた.

$n=0$  モードの  $u, v, \phi$  に対する固有関数を図示すると第15図のようになる. これを第8図(上)と比較してみると実によく似ている. この形態的相似と西進する性質とから, Yanai-Maruyama の波は混合 Rossby-重力波と同定される. また Wallace-Kousky の波は  $n = -1$  モードの波 (Kelvin 波) と同定されている. これ以外のモードの波は未だ実在が確認されていない.

#### 4.2 波動の垂直伝播

Matsuno (1966) の理論は, 赤道上の波動の性質を初めて系統的に論じた重要な仕事であるが, 単層均一流体という簡単なモデルは, そのままでは大気の問題に具体的には応用できない. 特に観測されるような波動の位相



第15図  $n=0$  モードの混合 Rossby-重力波に対する圧力と速度分布. 鎖線は赤道を示す (Matsuno, 1966).

線の傾き, 運動量, 波動エネルギーの垂直輸送などを論ずるには三次元的取扱が必要になる. Lindzen (1967) は等温大気モデルに対して赤道波の解を論じた. ここではそれを更に拡張し, 任意の温度成層を持つ大気中の波動解を求めよう.

静止した基本状態  $\rho_0(z), \rho_0(z), T_0(z)$  を考える. 静力学平衡の式と状態方程式は夫々

$$\frac{d\rho_0}{dz} = -g\rho_0 \quad (15)$$

$$\rho_0 = \rho_0 RT_0 \quad (16)$$

である. ここで scale height  $H(z) \equiv RT_0(z)/g$  を用いると, 基本場の密度分布は

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} = -\left( \frac{1}{H} + \frac{1}{H} \frac{dH}{dz} \right) \quad (17)$$

で表わせる.

摂動  $u, v, p, \rho$  に対する方程式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \beta y u &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= -g\rho \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} + \rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} &= \gamma RT_0 \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} \right) \\ &+ (\gamma - 1) \rho_0 J \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

ここで  $\gamma \equiv c_p/c_v$ ,  $J$  は単位質量の空気に単位時間に与えられる外部加熱である.

$u, v, w, p, \rho, J$  は  $e^{i(\omega t + kx)}$  に比例するとし、また

$$\left. \begin{aligned} u' &= \sqrt{\rho_0} u, \quad v' = \sqrt{\rho_0} v, \quad w' = \sqrt{\rho_0} w \\ p' &= p/\sqrt{\rho_0}, \quad \rho' = \rho/\sqrt{\rho_0} \end{aligned} \right\} (19)$$

の変数変換を行なうと、(18) は

$$\left. \begin{aligned} i\omega u' - \beta y v' &= -ik p' \\ i\omega v' + \beta y u' &= -\frac{\partial p'}{\partial y} \\ \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{1}{2H} \left(1 + \frac{dH}{dz}\right) p' &= -g\rho' \\ i\omega \rho' - \frac{1}{2H} \left(1 + \frac{dH}{dz}\right) w' + \frac{\partial w'}{\partial z} + iku' \\ &+ \frac{\partial v'}{\partial y} = 0 \\ i\omega p' - i\omega \gamma g H \rho' \\ &+ g \left\{ \gamma \left(1 + \frac{dH}{dz}\right) - 1 \right\} w' = (\gamma - 1) \sqrt{\rho_0} J \end{aligned} \right\} (20)$$

になる。

(20) から  $u', w', p', \rho'$  を消去し、 $v'$  のみに関する微分方程式を作ると

$$\begin{aligned} L_z (\beta^2 y^2 - \omega^2) v' + g \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{k}{\omega} \beta - \frac{k^2 \beta^2}{\omega^2} y^2 \right) v' \\ + \kappa \left( \frac{\partial}{\partial y} - \frac{k}{\omega} \beta y \right) \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1-\varepsilon}{2H} \right) \\ \times \left( \frac{\sqrt{\rho_0} J}{\kappa - \varepsilon} \right) = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

但し

$$\begin{aligned} L_z \equiv \frac{H}{\kappa - \varepsilon} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{d}{dz} \left( \frac{H}{\kappa - \varepsilon} \right) \frac{\partial}{\partial z} \\ + \left[ \frac{gk^2}{\omega^2} - \frac{(1-\varepsilon)^2}{4(\kappa - \varepsilon)H} + \frac{d}{dz} \left\{ \frac{\frac{1}{2}(1+\varepsilon) - \kappa}{\kappa - \varepsilon} \right\} \right] \end{aligned}$$

となる。ここで  $\varepsilon(z) = -dH/dz$ ,  $\kappa = (\gamma - 1)/\gamma$  である。

$v'$  は  $y$  と  $z$  の関数であるが、次のようにして変数を分離することができる。 $v'$  および (21) の外力項を夫々

$$(g) \quad v' = \sum_n V_n(z) \Psi_n e^{i(kx + \omega t)} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial y} - \frac{k\beta}{\omega} y \right) \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1-\varepsilon}{2H} \right) \left( \frac{\sqrt{\rho_0} J}{\kappa - \varepsilon} \right) \\ = (\beta^2 y^2 - \omega^2) \sum_n S_n(z) \Psi_n(y) e^{i(kx + \omega t)} \end{aligned} \quad (23)$$

と展開する。ここで  $\Psi_n$  は与えられた  $\omega$  と  $k$  に対し、方程式

$$\begin{aligned} \left( \frac{d^2}{dy^2} + \frac{k}{\omega} \beta - \frac{k^2 \beta^2}{\omega^2} y^2 \right) \Psi_n \\ = \left( \frac{1}{gh_n} - \frac{k^2}{\omega^2} \right) (\beta^2 y^2 - \omega^2) \Psi_n \end{aligned} \quad (24)$$

の固有解であり、 $h_n$  はその固有値である。

すると (21) は  $z$  のみの関数  $V_n$  に対する方程式

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V_n}{dz^2} + \frac{\kappa - \varepsilon}{H} \frac{d}{dz} \left( \frac{H}{\kappa - \varepsilon} \right) \frac{d V_n}{dz} \\ + \left\{ \frac{\kappa - \varepsilon}{H h_n} - \frac{(1-\varepsilon)^2}{4H^2} + \frac{\kappa - \varepsilon}{H} \frac{d}{dz} \right. \\ \left. \left( \frac{\frac{1}{2}(1+\varepsilon) - \kappa}{\kappa - \varepsilon} \right) \right\} V_n + \kappa (\kappa - \varepsilon) \frac{S_n}{H} = 0 \end{aligned} \quad (25)$$

に帰着される。

一方、(24) を書直すと

$$\frac{d^2 \Psi_n}{dy^2} + \left( \frac{\omega^2}{gh_n} - k^2 + \frac{k}{\omega} \beta - \frac{\beta^2}{gh_n} y^2 \right) \Psi_n = 0 \quad (26)$$

となり、前節の (6) と全く同等である。 $y \rightarrow \pm\infty$  において  $\Psi_n \rightarrow 0$  であることを要請すれば、

$$\left( \frac{k}{\omega} \beta - k^2 + \frac{\omega^2}{gh_n} \right) \frac{\sqrt{gh_n}}{\beta} = 2n + 1 \quad (27)$$

で、 $n=0, 1, 2, \dots$  に対して固有解が定まる。

(6) 或いは (26) は大気潮汐論における Laplace の方程式の特殊な場合であり (Matsuno, 1966; Lindzen, 1967; Longuet-Higgins, 1968), また垂直方向の方程式 (25) も、熱的に強制される大気潮汐の計算に用いられるものと同等である (Siebert, 1961 参照)。(25), (26) に現れる分離定数  $h_n$  は **equivalent depth** と呼ばれている。(27) が示すように、振動数  $\omega$ , 波数  $k$ , 南北モードを定めるパラメーター  $n$  を指定すればそれに応じた  $h_n$  が定まる。また逆に  $h_n$  があらかじめ知られているとき (自由振動の場合) は (27) によって  $k, \omega, n$  相互の関係が定まる。

自由振動の問題では、(25) において  $S_n(z) = 0$  といった斉次方程式が、地上と大気上端での境界条件を満足する non-trivial な解を持つためには equivalent depth  $h_n$  は特定の値 (atmospheric eigenvalue) しか取ることができない。例えば等温大気に対しては  $\hat{h} = \gamma H$  という唯一の固有値しかないことが知られている。自由振動の議論は前節と同じになるから省略する。なお、前節では "equivalent depth" がちょうど流体層の深さ  $\bar{h}$  になっていた。

さて、ここで我々は熱帯成層圏で観測される波動を、下層に励起源を持つ波動が上方にまで伝播して来たものと解釈して以下の議論を進めよう。このような解釈が適当であることは Lindzen & Matsuno (1968) が初めて明確な形で述べた。我々は既に前節において、観測され

る波動が傾いた位相線を持つこと、波動エネルギーが圏界面を通して対流圏から成層圏へ流入していることを述べた。今のところ励起の正体は未だ分らない。それは対流圏における不安定波であるかも知れないし、凝結熱の放出によるものかも知れない。ともかく何等かの原因で振動数  $\omega$ 、波数  $k$ 、南北モード指数  $n$  の波動が励起されたとして、それが励起層から十分離れたところにどう伝わるかを論ずることとする。手順としては (27) から、与えられた  $\omega$ 、 $k$ 、 $n$  に対する  $h_n$  を求め、それを用いて (25) を解くということになる (Lindzen, 1967; Lindzen & Matsuno, 1968).

(27) を  $h_n$  について解くと、

$$\sqrt{gh_n} = \frac{a\Omega(2n+1)}{s^2 \left( \frac{2\Omega}{\omega} - 1 \right)} \times \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{\omega}{\Omega} \right)^2 \left( \frac{s}{2n+1} \right)^2 \left( \frac{2\Omega}{s\omega} - 1 \right)} \right] \quad (28)$$

となる。ここで  $\beta = 2\Omega/a$  (赤道上)、 $s = ak$  とした。 $a$  は地球の半径で、 $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  は赤道をとり巻く波の数である。 $\omega$  を常に正にとると、 $s$  は西進波に対して正、東進波に対して負となる。(28)の根号の前にある符号は Rossby 波に対して正、慣性重力波に対して負である。

$n=0$  モードに対しては、前節同様の注意が必要で、

$$\sqrt{gh_0} = \frac{a\Omega \left( \frac{\omega}{\Omega} \right)^2}{2 - \frac{s\omega}{\Omega}} \quad (29)$$

となる (Lindzen & Matsuno, 1968).

また Kelvin 波に対しては

$$\sqrt{gh_{-1}} = -\frac{\omega}{k} = -\frac{a\omega}{s} \quad (30)$$

である (Holton & Lindzen, 1968).

(28), (29), (30) で与えられる equivalent depth は波動の垂直伝播性を論ずるのに重要な量である。垂直方向の方程式 (25) を具体的に解くためには、強制項  $S_n$  の垂直分布が必要であるが、励起層から十分離れたところでの解のふるまいは、(25)の斉次部分の性質で大体判定できる。

例えば等温大気の場合は  $H = \text{constant}$  であるから (25) の斉次部分は

$$\frac{d^2 V_n}{dz^2} + \left( \frac{\kappa}{Hh_n} - \frac{1}{4H^2} \right) V_n = 0 \quad (31)$$

である。定数係数  $\left( \frac{\kappa}{Hh_n} - \frac{1}{4H^2} \right)$  の符号によって解は

外部波になるか、内部波 ( $z$  方向に節のある解) になるかが定まる。波動が垂直に伝播できるためには、

$$V_n \propto \sin mz, \quad (m: \text{real}) \quad (32)$$

のような内部波であることを要する。

$$\left. \begin{aligned} \text{波数 } m &= \sqrt{\frac{\kappa}{Hh_n} - \frac{1}{4H^2}} \\ \text{または波長 } L &= \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\kappa}{Hh_n} - \frac{1}{4H^2}}} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

が実数であるためには  $0 < h_n < 4\kappa H$  であることを要し、例えば  $H = 7.5 \text{ km}$  ( $T_0 = 256^\circ \text{K}$ ) としたときには、 $0 < h_n < 8.57 \text{ km}$  の範囲の  $h_n$  を持つ波のみが上方に伝播できる。

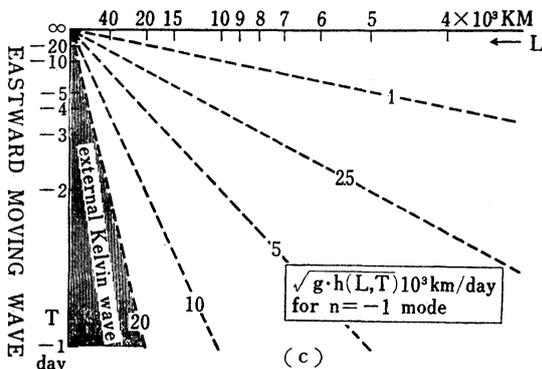
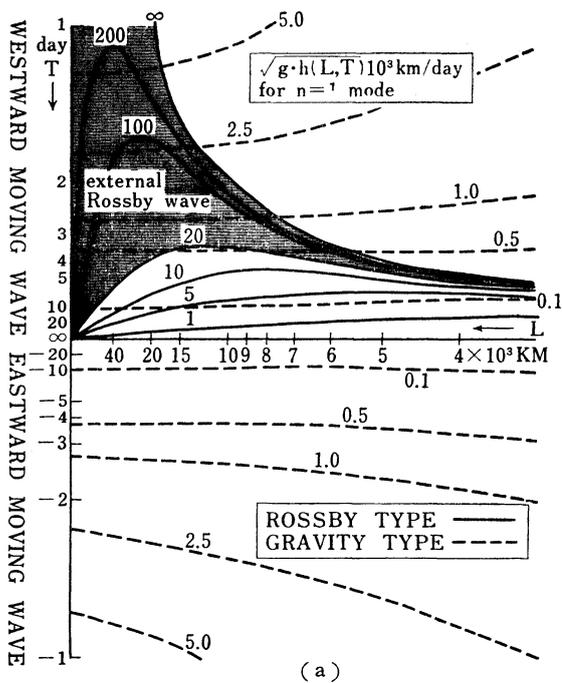
第16図は  $n=1, 0, -1$  の各モードについての  $\sqrt{gh_n}$  を  $\omega$  と  $k$  の関数として具体的に示したものである (Hayashi, 1969)。判り易いように  $\omega$  の代りに周期、 $k$  の代りに水平波長を座標軸に目盛ってある。図中ハッチした部分は  $T_0 = 200^\circ \text{K}$  の等温大気に対して解が外部波となる領域である。 $n=1$  モードに関しては、慣性重力波はすべて垂直に伝播できるのに対して、Rossby 波は短周期で外部波になる。 $n=0$  モードについては西進波 (混合 Rossby-重力波) の大部分は垂直伝播できるが、短周期のものはやはり外部波となる。なお図上で  $h_n \rightarrow \infty$  となるところから外の領域では、本来赤道上の  $\beta$  面近似が成立たない (Lindzen, 1967)。 $n=-1$  (Kelvin 波) では短周期、長波長のものが外部波になる。

中緯度のプラネタリー波の垂直伝播の問題は Charney & Drazin (1961) が論じ、波動が垂直伝播できるのは、その水平位相速度  $c$  と一般流  $U$  の差が  $0 < U - c < U_c$  (波数  $k$  により決まる臨界風速) である時に限られることが知られている。これに対して赤道付近では、どの周期、波数に対しても垂直伝播可能な慣性重力波があるのが特徴である (Lindzen, 1967)。また現実に観測されている混合 Rossby-重力波 ( $n=0$ ;  $T \doteq 5$  日,  $L \doteq 10,000 \text{ km}$ ) も、Kelvin 波 ( $n=-1$ ;  $T \doteq 15$  日,  $L = 40,000 \text{ km}$ ) も第16図上の伝播可能域に入っている。

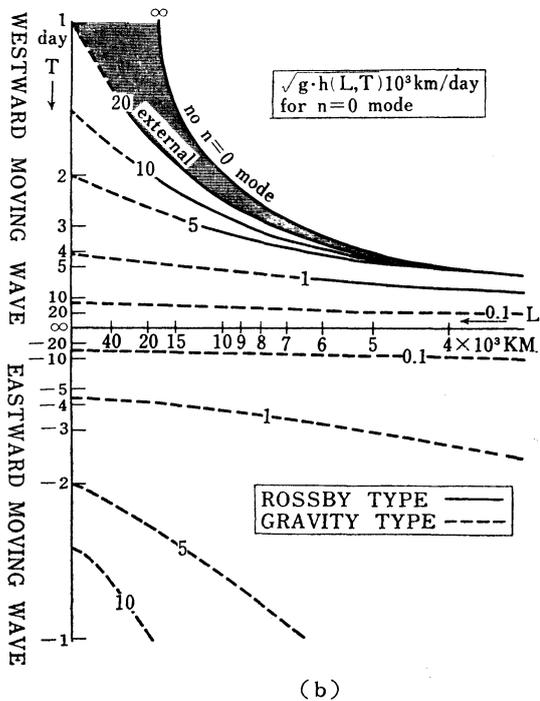
Lindzen & Matsuno (1968) は等温大気に対する波動解を観測事実にあてはめてみた。等温大気に対する解をまとめて書くと、

$$v_n' = e^{i(kx+mz+\omega t)} \cdot e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H_n(\xi) \quad (34)$$

$$\begin{aligned} u_n' &= e^{i(kx+mz+\omega t)} \left( \frac{-i\sqrt{gh_n} c_1 \frac{1}{4}}{\omega} \right) e^{-\frac{1}{2}\xi^2} \\ &\times \left\{ \frac{nH_{n-1}(\xi)}{1 - \frac{k}{\omega}\sqrt{gh_n}} + \frac{\frac{1}{2}H_{n+1}(\xi)}{1 + \frac{k}{\omega}\sqrt{gh_n}} \right\} \end{aligned} \quad (35)$$



第16図 赤道波の equivalent depth を周期、波長の関数として示したもの。(a)は  $n=1$ , (b)は  $n=0$ , (c)は  $n=-1$ モードに対するもの。200°Kの等温大気中で外部波になる部分に斜線を施してある (Hayashi, 1969)。



$$w_n' = e^{i(kx+mz+\omega t)} \left( \frac{ihnc_1^{\frac{1}{2}}}{\gamma-1} \right) \times \left\{ m\gamma H - i \left( 1 - \frac{\gamma}{2} \right) \right\} e^{-\frac{1}{2}\xi^2} \times \left\{ \frac{nH_{n-1}(\xi)}{1 - \frac{k}{\omega} \sqrt{gh_n}} - \frac{\frac{1}{2}H_{n+1}(\xi)}{1 + \frac{k}{\omega} \sqrt{gh_n}} \right\} \quad (36)$$

$$p_n' = e^{i(kx+mz+\omega t)} \left( \frac{ighnc_1^{\frac{1}{2}}}{\omega} \right) \cdot e^{-\frac{1}{2}\xi^2} \times \left\{ \frac{nH_{n-1}(\xi)}{1 - \frac{k}{\omega} \sqrt{gh_n}} - \frac{\frac{1}{2}H_{n+1}(\xi)}{1 + \frac{k}{\omega} \sqrt{gh_n}} \right\} \quad (37)$$

となる。但し  $c_1 = \left( \frac{2\Omega}{a} \right)^2 \frac{1}{gh_n}$  である。(36), (37)から

$$w_n' = \frac{\omega}{g(\gamma-1)} \left( m\gamma H - i \left( 1 - \frac{\gamma}{2} \right) \right) p_n' \quad (38)$$

であるから、エネルギー流  $\overline{p'w'}$  が上向きであるためには、 $m$ は  $\omega$  と同符号でなければならない。即ち波動の垂直位相速度は下向きであることになる。これは現実には観測される通りである。このように垂直方向の位相速度とエネルギー流の向きが逆であるのは低周波重力波の一般的な性質である (Eckart, 1960)。また運動量の垂直輸送  $\overline{u'w'}$  について考察すると、(35), (36) から一般に東進する波動 ( $\omega/k$  は負) では  $\overline{u'w'} > 0$ 、西進する波動 ( $\omega/k$  は正) では  $\overline{u'w'} < 0$  であることが示される。 $n=0$ モードの波だけは例外で、どちらに進む波も  $\overline{u'w'} > 0$ 、つまり西風運動量を上向きに輸送することが判る。また

彼等らは筆者らの見出した波 ( $n=0$ ) の垂直波長を6kmとして、(33) から逆に  $h_0 \approx 0.043\text{km}$  と見積り ( $H=6\text{km}$  として)、波の横巾  $y_d$  が約 1,120km となることを示した ((13) 式参照)。これも観測と大体一致する。

なお (25) は  $\varepsilon = \text{constant}$ , つまり  $H=H(0)-\varepsilon Z$  のような温度分布を持つ大気に対しても解析的に解くことができる。齊次解は

$$V_n = AJ_v(\gamma) + BY_v(\gamma) \quad (39)$$

$$\text{但し, } \nu^2 = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2, \quad \gamma = \frac{2}{\varepsilon} \sqrt{\frac{(k-\varepsilon)}{h_n}} (H(0)-\varepsilon z)$$

であって、 $J_\nu$ ,  $Y_\nu$  は夫々  $\nu$  次の Bessel 関数、Neumann 関数である。Hayashi (1969) は、 $\varepsilon$  一定の層と等温層を接続した3層モデルによって熱帯大気温度成層を近似し、対流圏に種々の垂直分布を持つ熱的強制 ((25) の  $S_n$ ) を仮定して、この成層大気中に実現される波動解の性質を論じている。

### 5. 準2年振動の理論

この章を波動現象の話の後に廻したのは、最近赤道上の重力波による運動量の垂直輸送が成層圏帯状風変動の主因であるとする有力な理論が提出され (Lindzen & Holton, 1968), これまで述べて来たことがらがすべて関連して来たからである。

#### 5.1 従来の理論

これまでに準2年振動の説明はいくつか試みられて来た。Reed (1963, 1965b) や Staley (1963) の述べるところによると、1年周期の外力(例えば日射量の変化)に対し2年周期のレスポンスを示すような非線型振動 (subharmonic response) を想定するもの、回転円筒内の熱対流にみられる外部加熱が一定であっても周期的な運動パターンの変化を起す現象 (vacillation) と対比するもの、或いは熱帯大気が僅かの外力でも2年周期振動が励振される性質を持っているとする説 (自由振動の共鳴) などがある。

Staley (1963) は、Shapiro & Ward (1962) の太陽黒点数変動のスペクトルが約 25 ヶ月に弱いピークを示すという報告を引用し、大気上層に 26 ヶ月周期の加熱を加えたときの温度擾乱、それに伴う風の擾乱の下方への伝播を計算した。熱伝導の方程式を解くと、下方への伝播は得られるが、振巾が下方へ急激に減衰するのが難点である。Lindzen (1965, 1966) は放射伝達と光化学反応を流体力学モデルに導入し、成層圏・中間圏大気の放射量変動に対するレスポンス、波動の垂直伝播を論じた。しかし太陽放射に約2年周期の変動成分があるというのは確かでない、Belmont, Dartt & Ulstad (1966) は

紫外線とよい相関があるとされる太陽からの 10.7cm 波の変動を詳しく分析し、2年変動の証拠は全く見当たらないと述べている。

Newell (1964) や Wallace (1967b) が批判したように、成層圏におけるエネルギー交換の向きを考えると、放射変動に準2年振動の直接の原因を求めるのは無理なようだ。運動量収支の立場からは、平均子午面循環の変動では帯状風振動を説明し得ないことは既に述べた。結局帯状風振動の機構は擾乱との運動量交換を含んだ力学的なものと考えられる。

#### 5.2 Wallace-Holton の数値モデル

これまでに、Reed (1964, 1967) によって帯状風の振動を既知としたときの子午面循環、温度、オゾン量の変動を運動方程式、連続の式、熱力学方程式から求めるといった diagnostic なモデル計算は行なわれて来た。最近発表された Wallace & Holton (1968) の計算も、2年周期の外力を仮定している点で、完全な理論ではないが、いくつか有用な情報を与えているので先ずそれを紹介する。

基礎方程式は、適当なスケールにより無次元化した上で

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = F - G \quad (40)$$

$$f \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \quad (41)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \left( \frac{R\theta}{c_p} + \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{w}{\varepsilon} = -P + Q \quad (42)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \varepsilon z \frac{(\varepsilon^2 w)\theta}{\partial z} = 0 \quad (43)$$

となる。(40) は帯状風の運動方程式で  $F$  は摩擦項、 $G$  は eddy による運動量フラックスの発散量で、ここでは外力として与える。(41) は帯状風に対する温度風の式、(42) は熱力学の式で  $\varepsilon$  は静力学的安定度の逆数、 $P$  は外力としての eddy による熱フラックスの発散量、 $Q$  は非断熱的加熱である。(43) は連続の式で  $z = -H \ln(p/p_s)$ ,  $H$  は scale height である。この方程式系を適当な境界条件の下に、いろいろと  $G$ ,  $Q$  を変えて数値時間積分を行なっている。外力  $G$  としては Wallace & Newell (1966) が実測から求めた eddy による水平運動量輸送をモデル化して用い、 $Q$  としては Newton 冷却と拡散を考慮した。数値実験により準2年振動の強制機構につき次のようなことが判った。仮定した外力  $G$  には高度による位相差がない。すると観測されるような帯状風

振動の下方伝播を再現するには赤道上に平均下降流が必要で (2.4 節参照), そのためには非現実的な程の強い放射冷却を赤道上に仮定しなければならなかった. 広い範囲にわたって, 減衰なしに下方へ伝播する帯状風振動を得るには, 外力  $G$  そのものが下方へ伝わるような位相の高度による差を持つ振動でなければならないことが結論された. Wallace & Newell (1966) の運動量の北向き輸送にはこの性質がなく, 何か別の機構を探さねばならない.

5.3 Lindzen-Holton の理論

最近発表された Lindzen & Holton (1968) の理論は, 熱帯成層帯状風の変化は赤道上的重力波に伴う運動量垂直フラックス  $\overline{u'w'}$  の吸収によって生ずるとするもので, これと上部成層圏に存在する帯状風半年振動とを結合させて巧みに準 2 年振動を説明したものである.

垂直シャーのある平均帯状風中を垂直に伝播する重力波によるエネルギーの上向きフラックス  $\overline{p'w'}$  と, 運動量フラックス  $\rho_0 \overline{u'w'}$  に関しては Eliassen & Palm (1960) が求めた関係式

$$\overline{p'w'} = -\rho_0(U-c) \overline{u'w'} \quad (44)$$

および

$$\rho_0 \overline{u'w'} = \text{constant} \quad (\text{但し } U \neq c) \quad (45)$$

が成り立つ. ここで密度  $\rho_0$ , 帯状風  $U$  は高度のみの関数で,  $c$  は重力波の水平位相速度である. (44) から, もしエネルギー源が下方にある ( $\overline{p'w'} > 0$ ) とすれば,  $c > U$  なら西風運動量が上向きに運ばれ,  $c < U$  ならば東向き運動量が上向きに運ばれることが判る (4.2 節参照). しかし  $U \neq c$  であれば (45) により  $\partial(\rho_0 \overline{u'w'})/\partial z = 0$ , 従ってこの運動量は平均帯状風の変化に寄与しない. それでは  $U(z_0) = c$  なる臨界レベルがあったらどうなるか.

Booker & Bretherton (1967) によれば, 臨界レベル以下で

$$\rho_0 \overline{u'w'} = A \quad (46)$$

なる上向きフラックスがあると, 臨界レベルを通過するフラックスは

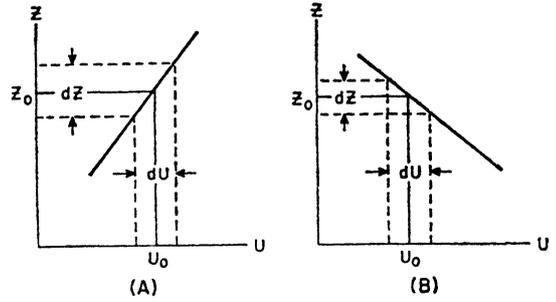
$$\rho_0 \overline{u'w'} = -A \exp\left(-2\pi\sqrt{Ri - \frac{1}{4}}\right) \quad (47)$$

となる. 但し

$$Ri = \frac{\frac{g}{T_0} \left( \frac{\partial T_0}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right)}{\left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2}$$

は Richardson 数である. 結局臨界レベルにおいて

\* 原論文には符号の誤りがある.



第17図 垂直シャーのある帯状風のモデル Lindzen & Holton, 1968).

$$A \left[ 1 + \exp\left(-2\pi\sqrt{Ri - \frac{1}{4}}\right) \right]$$

だけの運動量が吸収され, 一般流に与えられる. 大気中にはあらゆる位相速度を持つ重力波が存在し,

$$\rho_0 \overline{u'w'} = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(c) dc \quad (48)$$

のように運動量輸送に寄与していると仮定する.

さて帯状風が第17図に示したような垂直シャーを持っているとしよう. スペクトル  $\hat{f}(c)$  の形は, 考えている領域の下方で与えられているとする.  $U = U_0$  である高度  $z_0$  付近では, 運動量の吸収は  $c = U_0$  なる重力波に対して起るから, 下方から到達して吸収される  $\overline{u'w'}$  の符号は第17図 (A) の場合は正, (B) の場合は負である ((44) 参照). 何れの場合も  $f(U) = |\hat{f}(U)| \left[ 1 + \exp\left(-2\pi\sqrt{Ri(z_0) - \frac{1}{4}}\right) \right]$  と定義すれば,  $z = z_0$  付近での吸収量は

$$-\frac{\partial(\rho_0 \overline{u'w'})}{\partial z} = f(U) \frac{\partial U}{\partial z} \quad (49)$$

で表現される\*.  $Ri$  が十分大きければ,  $z_0$  以上には事実上  $c = U_0$  の重力波は伝播できず, 完全に遮蔽されると考えてよい. 今のところ  $f(U)$  の具体的な形は判らないから, 仮に運動量輸送に寄与する重力波の位相速度に上限, 下限があり,

$$\left. \begin{aligned} f(U) &= \text{constant}, & -c_r < U < c_r \\ f(U) &= 0, & c_r < |U| \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

と仮定する. (49) から明らかのように, 風速が  $\pm c_r$  以内で, かつシャーのある領域では  $\partial U/\partial z > 0$  なら西風運動量を得,  $\partial U/\partial z < 0$  なら東風運動量を得るから, シャーのある領域が次第に下降することになる.

(49) を帯状風の運動方程式に代入すると,

$$\rho_0 \left( \frac{\partial U}{\partial t} + v \frac{\partial U}{\partial y} + w \frac{\partial U}{\partial z} - f v \right) = f(U) \frac{\partial U}{\partial z} + F \quad (51)$$

となる。Lindzen & Holton (1968) は更に次のような仮定を行なった。

- i) 熱帯成層圏下部を上方に伝播する重力波が存在し、その水平位相速度は  $\pm 20 \text{ m sec}^{-1}$  以内とする。
- ii) 熱帯成層圏上部には Reed (1966) により指摘された帯状風の半年振動がある (2. 1 節参照)。半年振動の理論は未だないが、赤道では太陽が1年間に2回真上に来ることから説明され得る自然な周期であると考えられる。半年振動は 40km において境界条件として与える。
- iii) 重力波は圏界面付近で発生すると考える。これも特に根拠はないが、Yanai *et al.* (1968) の圏界面付近で赤道波のスペクトル密度が最大になるという発見 (3. 1 節参照) に基づく。そこで帯状風のシャープ帯の中心が 19 km よりも下方に下降すると、重力波の吸収、遮蔽作用はなくなると仮定する。

重力波の吸収による西風或いは東風シャープ帯の下降速度を、 $f(U)$  の値を適当にとりて定め、40km において指定されている6ヶ月振動と組合せると第18図のようなモデルが出来上る。この例ではちょうど30ヶ月目に全層の風の分布が初期の状態に戻るようになっている。

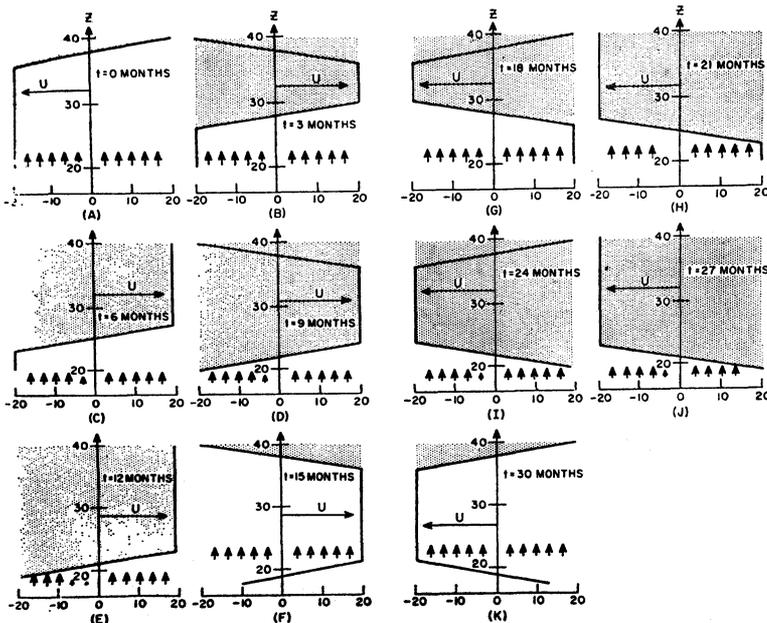
$f(U)$  の値次第で様々な周期ができるが、上部成層圏の振動と同期するのは、6, 12, 18, 24, 30ヶ月……であり、例えば24ヶ月振動が2回、30ヶ月振動が1回起れば平均周期は26ヶ月になる。

Lindzen & Holton (1968) は上記の機構を、Wallace & Holton (1968) の方程式系 (40)–(43) に組込んで準2年振動の数値シミュレーションを行なった。その結果の1例を第19図に示してある。この例は (51) を完全な形で用いた場合で、赤道 (a) と、 $12^\circ \text{N}$  (b) とでの再現された帯状風振動の高度-時間図である。赤道上の成層圏下部に西風が作り出されているのも注目される。これは垂直移流項  $w \partial U / \partial z$  が赤道上で常に負になるため、温度風バランスと、仮定された Newton 冷却とから説明される。

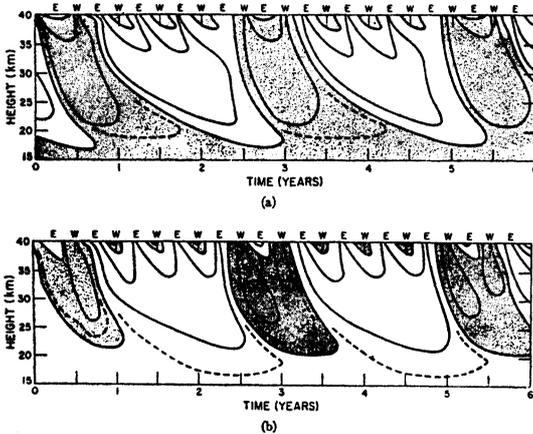
### 6. 要約と今後の問題

熱帯成層圏での準2年振動と、大規模な波動擾乱の諸問題を展望してみた。準2年振動の現象論的研究が進み、運動量収支の追究から波動擾乱が見出され、それが擾乱を取りこんだ準2年振動の理論ヘフィード・バックされた形である。

しかしよく現状を分析してみると、今後に残された研究テーマがいくらかでもあることに気付く。それらを整理



第18図 準2年振動のモデル。  $z=40 \text{ km}$  では半年振動が与えられている。矢印は重力波伝播を示す。ハッチした領域には重力波は遮蔽されて伝播しない (Lindzen & Holton, 1968)。



第19図 数値実験により再現された带状風準2年振動。(a)は赤道、(b)は12°Nの高度—時間図で、実線は(a)では20m sec<sup>-1</sup>おき、(b)では10m sec<sup>-1</sup>おきに入れてある (Lindzen & Holton, 1968)。

してみると次のようになるだろう。

1) 熱帯成層圏の運動量収支について、もっと確実な情報が必要である。擾乱の発見により  $\overline{u'w'}$  の役割が注目されはしたが、上部対流圏からの供給と、 $\overline{u'v'}$  による中緯度成層圏との交渉との相対的重要性が定量的に判った訳ではない。我々は未だ運動量の流れに関する立体的イメージを持っていない。

2) 熱帯成層圏の擾乱に関する一層の研究が必要である。既に確認されている混合 Rossby-重力波、Kelvin波についても、global な資料による解析の充実、 $\overline{u'w'}$ 、 $\overline{p'w'}$  などの長期間の計算が望まれる。これらの波による  $\overline{u'w'}$  は常に正で、東風運動量を運ぶ波は未だ見付かっていない。Lindzen & Holton の理論が成立するためには、種々の位相速度を持つ重力波が存在しなければならない。Lindzen & Matsuno は、他のモードの波は  $h_n$ 、従って垂直波長が小さいために現在の観測からは検出できないかも知れないと述べている。

3) 前記2種の波は共に  $\overline{u'v'}$  には寄与しない。Wallace & Newell の得た  $\overline{u'v'}$  はどのような擾乱によるのか明らかにされていない。亜熱帯の成層圏、上部対流圏での  $\overline{u'v'}$ 、 $\overline{p'v'}$  の見積りおよびその周波数分析が望まれる。中緯度との相互作用においては停滞性超長波の役割が重要であろう。Miller, Woolf & Teweles (1967) は 500 mb において、波数 1~3 の超長波によ

る角運動量輸送が2年周期を示し、波数2の波による輸送が、1と3によるものと逆位相になっていることを報告している。Dickinson (1968) や Matsuno\* は停滞超長波の上方伝播に対する亜熱帯 jet の回折作用を重視し、定常波と熱帯成層圏带状風との相互作用の可能性を示唆している。この回折作用は Hirota & Sato\* の解析によりはっきり示されている。

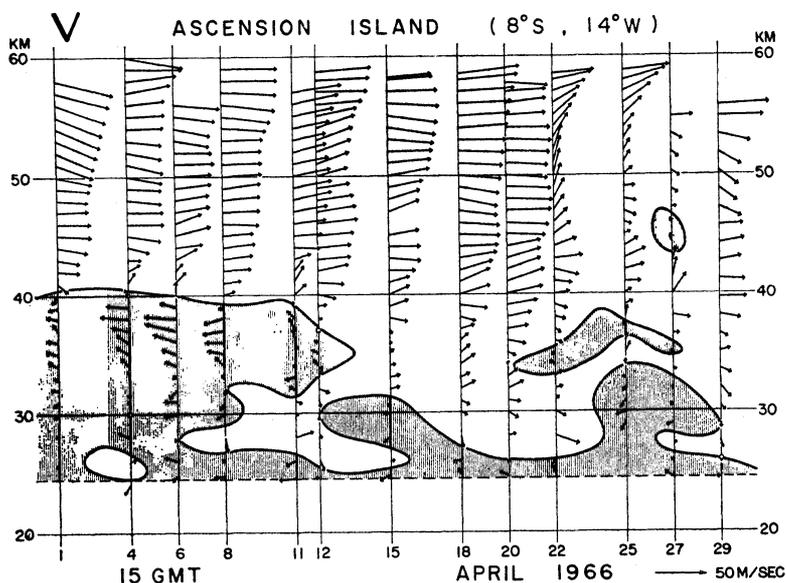
4) 熱帯成層圏擾乱の励起機構は全く未知である。上部対流圏からエネルギーが流入していることは確かであるが、上部対流圏擾乱の起源は未だ判らない。筆者らの見出した圏界面付近でのエネルギー密度の極大をどう説明するか、Manabe & Smagorinsky (1967) は、湿潤対流調節を入れた大循環数値実験において、eddy による有効位置エネルギーからの変換量が熱帯上部対流圏で極大になることを見出している。これは対流による凝結熱放出のためである。しかし問題はこれが観測されるスケールの eddy に対応するかどうかである。最近 Yamasaki\* は、摩擦層上端での上昇流に比例する凝結熱放出を伴った、垂直シャーのある带状風中の波動解を調べ、波長約 2,000km の不安定波(偏東風波動?)の他に更に波長約 8,000km の不安定波を見出している。その他、赤道波動に対する水平シャーの作用 (Nitta & Yanai, 1969)、中緯度擾乱による励振に対する赤道波の共鳴 (Mak, 1969) などの可能性も併せて検討されるべきである。

5) 4) に関連して、対流圏下部を含めて熱帯擾乱のスケール、種々のエネルギー変換量に関する定量的研究が必要である。現在スペクトル解析が Wallace & Chang (1969) および Nitta\* により行われている。成層圏・上部対流圏擾乱と、貿易風中の擾乱との関係は今後興味ある問題である。

6) 垂直・水平シャーのある带状風中での赤道波動の伝播、吸収の理論的研究が必要である。5.3 で用いられた Booker & Bretherton の理論は回転のない場合のもので、赤道波にそのまま適用できるかどうかは判らない。現在理論的研究が Holton\* により進められているときく。

7) 熱帯上部成層圏、中間圏領域での带状風変動と、擾乱に関する研究を進めるべきである。成層圏带状風による重力波の吸収、遮蔽が事実なら、ロケット高度での擾乱強度の変動からその効果が検出できるかも知れない。第20図は Ascension 島 (8°S) におけるロケット資料による風の高度—時間図である。1月以内のタイム・スケールを持つ擾乱、更に上下方向の節らしきもの存

\* は何れも個人的情報による。



第20図 Ascension 島 (8°S, 14°W) におけるロケット資料による風の  
日々の変動。風向は地図上と同様の約束で示してある。シェイ  
ドしてあるのは東風領域。

在など、興味ある現象がありそうである。

8) 最後に、熱帯上部成層圏、中間圏の帯状風半年振動についての解析、理論の進歩が望まれる。これにはロケット観測の充実と、放射過程、光化学反応をとり入れたこの領域の運動理論 (Leovy, 1964 a, b) の一層の精密化が必要となろう。

こうしてみると、問題は熱帯の海面上から中間圏まで、更には中・高緯度にまで拡がり、結局我々は一つの大気を扱っていることを今更ながら認識する。列記した諸問題は成層圏気象学、熱帯気象学の問題でもあり、大気大循環の問題でもある。また極めて基礎的な流体力学の問題をも含んでいる。これらの魅力ある諸問題に、より多くの人達の関心が集まることを期待する。

本稿は筆者の1人が東京大学と名古屋大学で行なった講義のメモから出発して、討論の上加筆を重ねた。これまでいろいろ討論の相手をしていただいた東大気象研究室の諸兄に謝意を表す。第16図は林良一君の修士論文から借用した。文献表は田村郁代嬢に作成していただいた。

#### 文 献

Angell, J.K., and J. Korshover, 1962: The biennial wind and temperature oscillations of the equa-

- torial stratosphere and their possible extension to higher latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, **90**, 127-132.
- Angell, J. K., and J. Korshover, 1963: Harmonic analysis of the biennial zonal-wind and temperature regimes. *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 537-548.
- Angell, J. K., and J. Korshover, 1964: Quasi-biennial variations in temperature, total ozone, and tropopause height. *J. atoms. Sci.*, **21**, 479-492.
- Belmont, A.D., and D.G. Dartt, 1964: Double quasi-biennial cycles in observed winds in the tropical stratosphere. *J. atmos. Sci.*, **21**, 354-360.
- Belmont, A. D., D.G. Dartt and M. S. Ullstad, 1966: The 10.7cm solar flux and the 26-month oscillation. *J. atmos. Sci.*, **23**, 314-319.
- Belmont, A. D. and D. G. Dartt, 1968: Variation with longitude of the quasi-biennial oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 767-779.
- Booker, J. R., and F. P. Bretherton, 1967: The critical layer for internal gravity waves in a shear flow. *J. Fluid Mech.*, **27**, 513-539.
- Charney, J. G., and P. G. Drazin, 1961: Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. geophys. Res.*, **66**, 83-109.
- Dartt, D. G., and A. D. Belmont, 1964: Periodic features of the 50-millibar zonal winds in the tropics. *J. geophys. Res.*, **69**, 2887-2893.

- Dickinson, R. E., 1968: Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind waveguides. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 984-1002.
- Ebdon, R. A., 1960: Notes on the wind flow at 50mb in tropical and sub-tropical regions in January 1957 and January 1958. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **86**, 540-543.
- Ebdon, R. A., 1961: Some notes on the stratospheric winds at Canton Island and Christmas Island. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **87**, 322-331.
- Ebdon, R. A., and R. G. Veryard, 1961: Fluctuations in equatorial stratospheric winds. *Nature*, **189**, 791-793.
- Eckart, C., 1960: *Hydrodynamics of oceans and atmospheres*. Pergamon Press, 290 pp.
- Eliassen, A., and E. Palm, 1960: On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofysiske Publikasjoner*, **22**, No. 3.
- Funk, J.F., and G.L. Garnham, 1962: Australian ozone observations and a suggested 24-month cycle. *Tellus*, **14**, 378-382.
- Hayashi, Y., 1969: Vertical propagation of large-scale waves over the equatorial region. (M. S. Thesis, Geophys. Inst., Tokyo University, To be published.)
- Holton, J.R., 1968: A note on the propagation of the biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.* **25**, 519-521.
- Holton, J. R., and R. S. Lindzen, 1968: A note on Kelvin waves in the atmosphere. *Mon. Wea. Rev.* **96**, 385-386.
- Koss, W. J., 1967: Further theoretical considerations of tropospheric wave motions in equatorial latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, **95**, 283-297.
- Landsberg, H. E., 1962: Biennial pulse in the atmosphere. *Beitr. Phys. Atmos.*, **35**, 184-194.
- Landsberg, H. E., J.M. Mitchell, H.L. Crutcher and F.T. Quinlan, 1963: Surface signs of the biennial atmospheric pulse. *Mon., Wea. Rev.*, **91**, 549-556.
- Leovy, C., 1964a: Radiative equilibrium of the mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 238-248.
- Leovy, C., 1964b: Simple models of thermally driven mesospheric circulation. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 327-341.
- Lindzen, R.S., 1965: The radiative-photochemical response of the mesosphere to fluctuations in radiation. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 469-478.
- Lindzen, R. S., 1966: Radiative and photochemical processes in mesospheric dynamics: Part II, vertical propagation of long period disturbances at the equator. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 334-343.
- Lindzen, R. S., 1967: Planetary waves on beta-planes. *Mon. Wea. Rev.*, **95**, 441-451.
- Lindzen, R. S., and T. Matsuno, 1968: On the nature of large-scale wave disturbances in the equatorial lower stratosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**, 215-221.
- Lindzen, R. S., and J.R. Holton, 1968: A theory of the quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1095-1107.
- Longuet-Higgins, M. S., 1968: The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere. *Phil. Trans.*, A **262**, 511-607.
- Mak, M.K., 1969: Laterally driven stochastic motions in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 41-64.
- Manabe, S., and J. Smagorinsky, 1967: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle II. Analysis of the tropical atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, **95**, 441-451.
- Maruyama, T., 1967: Large-scale disturbances in the equatorial lower stratosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **45**, 391-408.
- Maruyama, T., 1968a: Time sequence of power spectra of disturbances in the equatorial lower stratosphere in relation to the quasi-biennial oscillation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**, 327-342.
- Maruyama, 1968b: Upward transport of westerly momentum due to large-scale disturbances in the equatorial lower stratosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**, 404-417.
- Maruyama, T., 1969: Long-term behavior of Kelvin waves and mixed Rossby-gravity waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, **47**, (in press).
- Maruyama, T., and M. Yanai, 1967: Evidence of large-scale wave disturbances in the equatorial lower stratosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **45**, 196-199.
- Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 25-43.
- Miller, A. J., H.M. Woolf and S. Teweles, 1967: Quasi-biennial cycles in angular momentum transports at 500 mb. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 298-304.
- Newell, R. E., 1964: A note on the 26-month oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 320-321.
- Nilta, Ts., and M. Yanai, 1969: A note on the barotropic instability of the tropical easterly current. *J. Meteor. Soc. Japan*, **47**, (in press).
- Probert-Jones, J. R., 1964: An analysis of the fluctuations in the tropical stratospheric wind. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **90**, 15-26.
- Ramanathan, K.R., 1963: Bi-annual variation of

- atmospheric ozone over the tropics. *Quart. J. Roy. meteor. Soc.*, **89**, 540-542.
- Reed, R. J., 1962: Evidence of geostrophic motion in the equatorial stratosphere. *Quart. J. Roy. meteor. Soc.*, **88**, 324-327.
- Reed, R. J., 1963: On the cause of the 26-month periodicity in the equatorial stratospheric winds. *Meteor. Abhandlungen*, Freien Universität Berlin, **36**, 245-257.
- Reed, R. J., 1964: A tentative model of the 26-month oscillation in tropical latitudes. *Quart. J. Roy. meteor. Soc.*, **90**, 441-466.
- Reed, R. J., 1965a: The quasi-biennial oscillation of the atmosphere between 30 and 50km over Ascension Island. *J. atmos. Sci.*, **22**, 331-333.
- Reed, R. J., 1965b: The present status of the 26-month oscillation. *Bull. Amer. meteor. Soc.*, **46**, 374-387.
- Reed, R. J., 1966: Zonal wind behavior in the equatorial stratosphere and lower mesosphere. *J. geophys. Res.*, **71**, 4223-4233.
- Reed, R. J., 1967: The structure and dynamics of the 26-month oscillation. *Proc. Intern. Symp. Dynamics of Large Scale Processes in the Atmosphere*, Moscow, 376-387.
- Reed, R. J., W. J. Campbell, L. A. Rasmussen and D.G. Rogers, 1961: Evidence of a downward-propagating annual wind reversal in the equatorial stratosphere. *J. geophys. Res.*, **66**, 813-818.
- Reed, R. J., and D.G. Rogers, 1962: The circulation of the tropical stratosphere during the years 1954-1960. *J. atmos. Sci.*, **19**, 127-135.
- Riehl, H., 1948: On the formation of typhoons. *J. Meteor.*, **5**, 247-264.
- Riehl, H., and R. Higgs, 1960: Unrest in the upper stratosphere over the Caribbean Sea during January 1960. *J. Meteor.*, **17**, 555-561.
- Rosenthal, S. L., 1960: Some estimates of the power spectra of large-scale disturbances in low latitudes. *J. Meteor.*, **17**, 259-263.
- Rosenthal, S. L., 1965: Some preliminary theoretical considerations of tropospheric wave motions in equatorial latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, **93**, 605-612.
- Shah, G. M., 1967: Quasi-biennial oscillation in ozone. *J. atmos. Sci.*, **24**, 396-401.
- Shah, G. M., and W.L. Godson, 1966: The 26-month oscillation in zonal wind and temperature. *J. atmos. Sci.*, **23**, 786-790.
- Shapiro, R., 1964: A mid-latitude biennial oscillation in the variance of the surface-pressure distribution. *Quart. J. Roy. meteor. Soc.*, **90**, 328-331.
- Shapiro, R., and F. Ward, 1962: A neglected cycle in sunspot numbers. *J. atmos. Sci.*, **19**, 506-508.
- Siebert, M., Atmospheric tides. *Advances in Geophysics*, Vol. 7, 105-187. Academic Press, New York.
- Sparrow, J.G., and E.L. Unthank, 1964: Biennial stratospheric oscillations in the Southern Hemisphere. *J. atmos. Sci.*, **21**, 592-596.
- Staley, D.O., 1963: A partial theory of the 26-month oscillation of the zonal wind in the equatorial stratosphere. *J. atmos. Sci.* **20**, 506-515.
- Tucker, G.B., 1964: Zonal winds over the equator. *Quart. J. Roy. meteor. Soc.*, **90**, 405-423.
- Tucker, G. B., 1965: The divergence of horizontal eddy flux of momentum in the lower equatorial stratosphere. *Quart. J. Roy. meteor. Soc.*, **91**, 356-359.
- Tucker, G. B., and J. M. Hopwood, 1968: The 26-month zonal wind oscillation in the lower stratosphere of the Southern Hemisphere. *J. atmos. Sci.* **25**, 293-298.
- Veryard, R.G., and R.A. Ebdon, 1961: Fluctuations in tropical stratospheric winds. *Meteor. Mag.*, **90**, 125-143.
- Veryard, R. G., and R.A. Ebdon, 1963: The 26-month tropical stratospheric wind oscillation and possible causes. *Meteor. Abhandlungen*, **36**, 225-244.
- Wallace, J.M., 1967a: On the role of mean meridional motions in the biennial wind oscillation. *Quart. J. Roy. meteor. Soc.*, **93**, 176-185.
- Wallace, J.M., 1967b: A note on the role of radiation in the biennial oscillation. *J. atmos. Sci.*, **24**, 598-599.
- Wallace, J. M., and J. R. Holton, 1968: A diagnostic numerical model of the quasi-biennial oscillation. *J. atmos. Sci.*, **25**, 280-292.
- Wallace, J. M., and R.E. Newell, 1966: Eddy fluxes and the biennial stratospheric oscillation. *Quart. J. Roy. meteor. Soc.*, **92**, 481-489.
- Wallace, J. M., and V. E. Kousky, 1968a: Observational evidence of Kelvin waves in the tropical stratosphere. *J. atmos. Sci.*, **25**, 900-907.
- Wallace, J. M., and V. E. Kousky, 1968b: On the relation between Kelvin waves and the quasi-biennial oscillation. *J. meteor. Soc. Japan*, **46**, 496-502.
- Wallace, J. M., and C.P. Chang, 1969: Spectrum analysis of large scale wave disturbances in the tropical lower troposphere. To be published.
- Yanai, M., 1963: A preliminary survey of large-scale disturbances over the tropical Pacific.

*Geofisica Internacional* (Mexico), **3**, 73-83.

Yanai, M., and T. Maruyama, 1966: Stratospheric wave disturbances propagating over the equatorial Pacific. *J. meteor. Soc. Japan*, **44**, 291-294.

Yanai, M., T. Maruyama, Tsuyoshi Nitta and Y. Hayashi, 1968: Power spectra of large scale disturbances over the tropical Pacific. *J. meteor.*

*Soc. Japan*, **46**, 308-323.

Yanai, M., and Y. Hayashi, 1969: Large-scale equatorial waves penetrating from the upper troposphere into the lower stratosphere. *J. meteor. Soc. Japan.*, **47**, (in press).

柳井迪雄, 1967: 熱帯気象学の展望, 天気, **14**, 73-91.

各種機関で行なう授賞および奨励金の候補者推薦について 学会賞委員会

各種機関から、学術研究に対する授賞や奨励金の候補者の推薦について、例年10件程度、当学会宛依頼状が来るのが普通である。

これについては今迄メ切期限が切迫している場合が多いなどの理由により学会賞委員会に適當と考えられる候補者を選び、常任理事会の承認を得て、候補者を推薦して来た。

しかし出来るだけ多くの会員諸氏の意見を反映出来るように、何らかの方策を考える事が望まれる。候補者推

薦依頼の多くは、毎年定期的に来るので、過去の実績を予め会員諸氏に提示して、候補者推薦について、お考え頂く事とした。勿論、今迄あった賞や奨励金が来年も必ず続行されるという保障はないし、又、続行されても推薦期限が同時期だという保障はないが、会員諸氏が適當と考えられる候補者の氏名と推薦理由を学会賞委員会宛お寄せ頂きたい。又新規のものについては依頼状があれば仮にメ切期限が切迫していても今後本誌上に掲載されるようにしたい。

各種機関の行なう授賞および奨励金の候補者推薦依頼の実績

名 称	授賞を行なう団体	団体の目的および事業	43年又は44年度の締切日	43年度又は44年度の度募集時期
地方発明表彰	(社)発明協会	地方における発明、考案、または意匠を通じあるいはその指導、奨励または育成による功績を顕彰することにより、地方における発明の奨励、育成を図り科学技術の向上と産業の振興に寄与する。	43. 6. 30	43. 5
借成学術奨励金	(財)借成会	社会福祉事業の助成を行なうと共に学術及び芸術の振興を計る。	43. 7. 31	43. 6
44年度朝日賞	朝日新聞社	学術、科学技術、芸術、体育の指導その他文化の向上に貢献著しい者。	43.10. 10	43. 8
第4回山路自然科学奨学賞	(財)山路ふみ子自然科学振興財団	理学、工学、農学、医学の分野において、学術上の研究業績が特に優秀で年令50才未満のもの。	43.11. 30	43. 9
科学新聞社賞	科学新聞社、科学新聞賞基金	我国の科学の振興に寄与した団体に授賞する。1年総額10万円で授賞機関には、毎年同額の賞金を授与する。	43.10. 31	43. 7
藤原賞	(財)藤原科学財団	藤原銀次郎翁の寄付金を基金として創設され、科学技術の発展に卓越した貢献をした者。	44. 2. 15	43.11
日本科学技術センター 丹羽賞	日本科学技術情報センター	前理事長丹羽保次郎氏の寄金をもとに情報科学技術の分野ですぐれた業績をあげた者。	44. 2. 28	44. 1.
学術賞		情報科学技術に関する優秀な研究成果を情報科学技術関係の公開された刊行物に発表した者。		
功労賞		科学技術情報活動に尽力することにより情報科学技術の振興に貢献した者。		
44年度朝日学術奨励金	朝日新聞社	自然科学および人文科学(主として日本文化を対象とするもの)の研究に従事する個人又は団体。	44. 3. 31	44. 2
44年度松永賞	(財)松永記念科学振興財団	科学の研究を助成振興し科学思想の普及を図りもって学術および文化の発展に寄与する。そのため、 1. 科学の研究に従事する研究者に対し研究費の援助 2. 科学に関する優秀なる研究に対する褒賞 3. その他目的達成に必要な事業。	44. 6. 30	44. 4