

グロースベッター

第 1 卷 第 3 号

目 次

1. 力学及び熱力学の方法による長い期間の予報(I)
岸保勘三郎 (1)
2. 熱帯における 200 mb の流れの変化
A. J. TROUP (14)
3. パレスチナにおける雨量の変動と北半球の気候
変動について
J. NEUMANN (20)
4. 最近 10 年(1951-1960)の気候学の発展について
G. B. TUCKER (25)
5. 準順圧の流れにおける短期と長期の変動
A. WÜN-NIELSEN (34)
6. 数値予報による等圧面高度を使った半旬気温予報
W. H. KLEIN, B. M. LEWIS, I. ENGER (57)

1962年 7月

L. F. グループ

力学及び熱力学の方法による長い期間の予報 (I)

岸 保 勘 三 郎

1. はじめ

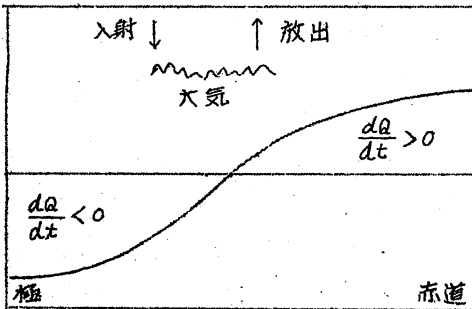
見直しのかかない話を書きはじめることになりました。編集部から原稿を依頼された時、私の頭の中は現在の電計室の36時間予報を少しでも長くのばすことを手一杯でした。数日ならのびるだろうという確信のもとに仕事をつづけている現在、「グロスベッター」の読者は一ヶ月或いは一年単位のことを考えておられる。考えの規模がはじめから術盛りに大きい。このような大人と一緒に仲間入りして議論したって、はじめから勝負はきまっている。それでも敢て筆をとる気持になった。それは短期予報の改善に努力している私達の仲間が、現在どのように大気の運動を理解しており、またそれをどのようにして長期間の問題へと押しすすめてみたいかという「一つの試み」を理解して貰いたいからです。

従ってこれからは「よみもの」は多分に解説的であり、一部の読者には往明のこともあり、わからぬ点もあることと思います。寛大な気持でよんで貰いたいと思います。なおこのよみものの一部はこれから気象力学を勉強してみたいという電計室の若い人々にお話しした点の要約になっています。また所々に数式がでてきますが、わからなかったらとばしてよんで下さい。

なお、本文について更にくわしく知りたい人は、荒川昭天「大気大循環論(予研)」及び *Selected Mat. Papers of General Circulation* (気象学会発行) を参照して下さい。

2. 単純な対流現象

(A) 大規模なスケールをもった対流現象



第1図 熱源と冷源

大気の流れを理解するために、現実にはおこっていない対流現象——赤道と北極との間——を考えてみたいと思います。赤道と北極との間には年平均的には第1図のような熱源分布があります。人によって値は多少ちがいますが $30^{\circ}N$ を大体

$$5 \times 10^{-4} \text{ cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \approx 2 \times 10^{-6} \text{ kg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

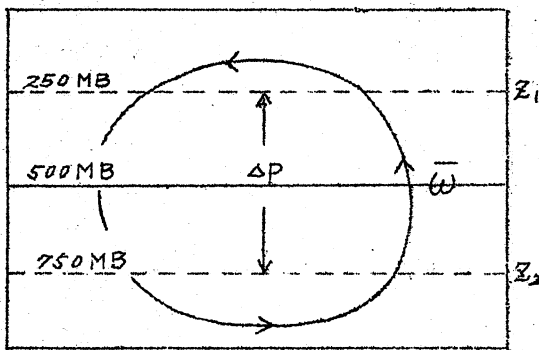
の大きさといわれています。よく知られているように、大気の外側で、太陽光線に直前に照らされた面は、放射エネルギーとして、

$2 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} = 3.3 \times 10^{-1} \text{ cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ として大気の外側の表面では平均 $\frac{1}{4} \times 2 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \approx 8 \times 10^{-2} \text{ cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の割合で太陽放射をうけています。従ってこの値の約 $\frac{1}{100}$ の値が熱源になっています。即ち太陽放射による大気中の有効入射量（短波として一部は反射、散乱により大気圏外に去った残りの入射量）と逆に長波の形で大気中から大気圏外に放出される量のわずかの差が大気中の熱源及び冷源になっていることとなります。

このような赤道地方の熱源、極附近の冷源が存在するとすぐ考えられるとは単純な対流現象だと思えます。上層観測の充分でなかった第二次大戦前の大循環の議論というのは、このような対流現象が至な対称になっていた。

現在の観測によればこのような対流現象で大気の流れがおこっているわけではないので、ここをひとつの思考実験として考えてみます。

問題の要点をよく理解するために、すべての現象を南北方向に切った断面図を考えてみます。その断面で対流現象を考えるわけですが、その時どの位



第2図 対流

の上昇流及び下降流がおこるかを考えてみます。（第2図）大規模なスケールの話ですから、第一近似的には地衡風近似の考え方を充分です。量的な考えをするため、ここを熱力学第一則によって熱による上昇流の大きさを考えてみます。温度 θ と $\frac{d\theta}{dt}$ との間には

$$\frac{d}{dt} \ln \theta = \frac{1}{c_p T} \frac{d\theta}{dt} \quad (1.1)$$

この関係式を二層モデル（第2図）について簡単化してみます。上昇流は 500 mb で ω ($\approx -\rho \sigma W$: W 上昇流)、二層モデルとして 250 mb 及び 750 mb を代表層として考え、その高さを夫々 Z_1 及び Z_2 とします。 ω は 1000 mb 及び 0 mb でゼロとします。思考実験としてはこのような簡単なモデルを充分です。(1.1) は次のようになります。(附録1参照)

(2)

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla h = S \Delta p \omega + \frac{R}{c_p} \frac{dQ}{dt} \quad (1.2)$$

ここで R = 気体定数、 $h = \bar{\theta} (\theta_1 - \theta_2)$ で二層の平均気温に比例する量、 $S \Delta p = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{(\theta_1 + \theta_2)} \times (\theta_1 - \theta_2)$ (α : 比容) を層に安定度といわれる値です。普通の気象では $S \approx 2 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ mb}^{-2} \text{ sec}^{-2}$, $\Delta p = 50 \text{ mb}$ 、従って

$$S \Delta p \approx 10.0 \text{ m mb}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

(1.2) を緯度圈に沿って平均したものを「バー」の記号でかくと(1.2)に対する南北方向に沿った断面の関係式*は

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} \bar{h}) = S \Delta p \bar{\omega} + \frac{R}{c_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} \quad (1.3)$$

今(1.3)式左辺の「源による顕熱の南北輸送」 $\bar{v} \bar{h}$ を考えないで単純な層流に近い流れを考えると

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} = S \Delta p \bar{\omega} + \frac{R}{c_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} \quad (1.4)$$

ここで $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ を外力のように考えると、 $\bar{\omega}$ と $\frac{\partial \bar{h}}{\partial t}$ とが一義的にきまりません。どの位上昇或いは下降するかを与えれば、即ち $\bar{\omega}$ を与えると与えた熱 ($\frac{d\bar{Q}}{dt}$) と、上昇(冷却)或いは下降(昇温)による効果 ($S \Delta p \bar{\omega}$) との差が温度変化 ($\frac{\partial \bar{h}}{\partial t}$) をきめてくれます。結論から先にいうと、大規模の流れは与えられた熱に対してこれに対応する上昇或いは下降流即ち $\bar{\omega}$ はかなり小さく、大部分が大気の温度変化 ($\frac{\partial \bar{h}}{\partial t}$) を直接与えてしまうわけです。

(1.4) の $\bar{\omega}$ をきめるために、層にいう ω -方程式をもう一つ併用します。(導き方附録を参照)

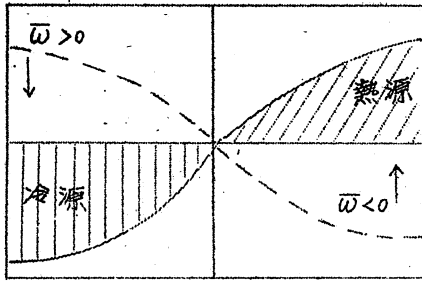
$$\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial y^2} - \frac{2f^2}{S \Delta p^2} \bar{\omega} = -\frac{1}{S \Delta p} \left(\frac{R}{c_p} \right) \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{d\bar{Q}}{dt} \right) \quad (1.5)$$

ここで $f = \omega \sin \varphi$ で $f = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ = 一定とします。

(B) 上昇流及び下降流の大きさ

熱源を与えた時の上昇流 $\bar{\omega}$ を求めるため、 $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ として

$$\begin{aligned} * \nabla \cdot \nabla h &= u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} = \left(\frac{\partial}{\partial x} (\bar{h} u) - \bar{h} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial}{\partial y} (\bar{h} v) - \bar{h} \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial y} (\bar{h} v) - \bar{h} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} (\bar{h} v) + \bar{h} \frac{\partial \omega}{\partial p} \approx \frac{\partial}{\partial y} (\bar{h} v) \end{aligned}$$



極
 $y = \frac{D}{2}$

$y = 0$

赤道
 $y = -\frac{D}{2}$

第3図 \bar{w} と $\frac{d\bar{Q}}{dt}$

$$\frac{d\bar{Q}}{dt} = -A \sin \frac{\pi}{D} y \quad (1.6)$$

の形を与えてみます。年平均的にはAの大きさは大体

$$A = 2 \times 10^3 \text{ kg ton}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad (1.7)$$

kg, ton といった単位を用いたりするので、放射関係以外の人には仲々なじめない量です。後でAの推定その他単位のことについてはふれてみたい

で、一応(1.7)の値を黙認して貰いたいと思います。

(1.6) に対する \bar{w} は(1.5) より

$$\bar{w} = \left(\frac{(\pi/D)^2}{(\pi/D)^2 + \frac{zf^2}{S\Delta P^2}} \right) \left(\frac{1}{S\Delta P} \right) \left(\frac{R}{C_p} \right) A \sin \frac{\pi}{D} y \quad (1.8)$$

又は

$$S\Delta P \bar{w} = - \left(\frac{(\pi/D)^2}{(\pi/D)^2 + \frac{zf^2}{S\Delta P^2}} \right) \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} \quad (1.9)$$

(1.9) を(1.4)の $S\Delta P \bar{w}$ に代入すれば、熱源による気層の温度変化 $\frac{\partial \bar{h}}{\partial t}$ が求まります。即ち

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} = \left(1 - \frac{(\pi/D)^2}{(\pi/D)^2 + \frac{zf^2}{S\Delta P^2}} \right) \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt}$$

又は

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} = \left(\frac{1}{1 + (\pi/D)^2 \frac{S\Delta P^2}{zf^2}} \right) \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} \quad (1.10)$$

即ち加えられた熱に対して、それがそのまま昇温に貢献するとすれば

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} = \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt}$$

しかし、空気塊の上昇による冷却があるため、昇温に貢献する量は

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} = \frac{1}{1 + \alpha^2} \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt}$$

但し

$$\alpha^2 = \left(\frac{\pi}{D} \right)^2 \frac{S\Delta P^2}{zf^2} \quad (1.11)$$

ここで α^2 の大きさを考えてみましょう。

$$S = 2 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ mb}^{-1} \text{ sec}^{-2} \quad (\text{標準大気})$$

$$f = 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \quad (\text{中緯度の代表値})$$

$$\Delta P = 500 \text{ mb}$$

$$D = 90^\circ \text{ long} = 9 \times 10^6 \text{ m}$$

と与えれば

$$\alpha^2 \approx 0.04$$

このことは逆に \bar{w} が非常に小さいことを意味しています。 \bar{w} の値は (1.8) より

$$\bar{w} = \frac{1}{1 + \alpha^2} \left(\frac{1}{S \Delta P} \right) \left(\frac{R}{C_p} \right) A \sin \frac{\pi}{D} y$$

$$R = 287 \text{ kg ton}^{-1} \text{ deg}^{-1}, \quad C_p = 1004 \text{ kg ton}^{-1} \text{ deg}^{-1} \quad \text{要は}$$

$A = 2 \times 10^{-3} \text{ kg ton}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ を与えれば、赤道の極大値は

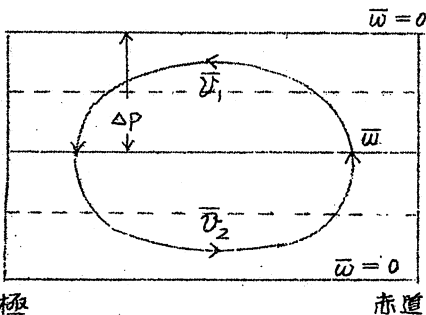
$$\bar{w} \sim \frac{1}{3} \times 10^{-5} \text{ mb/sec} \sim 10^{-2} \text{ mb/hr} \quad (1.12)$$

但し $\text{kg} = 10^3 \text{ g}$, $\text{ton} = 10^3 \text{ kg}$ の関係式を用いてあります。

上昇流 W に直すと 0.1 mm/sec の大きさであり、毎日観測されるような数 cm/sec の大きさ (又は mb/hr の大きさ) と比較して $1/100$ 位の大きさになります。

(C) 直接循環

上述の \bar{w} より、南北方向の速度 \bar{v} を連続の式より求めることができます。上層及び下層の \bar{v} をそれぞれ \bar{v}_1 , \bar{v}_2 とすれば



第4図 直接循環

$$\frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y} = -\frac{\partial \bar{w}}{\partial p} = -\frac{\bar{w}}{\Delta P}, \quad \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial y} = \frac{\bar{w}}{\Delta P}$$

即ち

$$\begin{aligned} \bar{v}_1 &= \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \left(\frac{1}{\Delta P} \right) \left(\frac{D}{\pi} \right) \left(\frac{1}{S \Delta P} \right) \frac{R}{C_p} A \cos \frac{\pi}{D} y \\ &= -\bar{v}_2 \end{aligned}$$

大きさとしては

$$\bar{v}_1 \sim 1 \text{ cm/sec} \quad (1.13)$$

第4図には \bar{w} と \bar{v} とを組み合わせ、「直接循環」の図が示してあります。このような循環がおこると、東西方向の速度 \bar{u} に変化がおこります。

その置は

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v} = 0 \quad (1.14)$$

上式では「渦による運動量の南北輸送」 $\frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} \bar{v})$ を省略してあります。あく迄も渦運動のない層流的な変化を考えています。(1.14)による \bar{u} の変化量 $\Delta \bar{u}$ は $f = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ として

$$\Delta \bar{u} \sim f v t \sim 0.1 \text{ m/sec/day} \quad (1.15)$$

即ち「数十日」位たつと上層風 \bar{u}_1 は数 m/sec の偏西風、下層風 \bar{u}_2 は偏東風となります。普通数値実験では、下層風に地上摩擦を強く付かせるので、上述のような強い偏東風は生じませんが、静止した大気から、「層流の形」で上層に強い偏西風を生じさせるためには、数十日以上の日数がかかります。

また熱源を(1.6)のように、時間一定の形で与えると、前にのべましたように、それは大半気柱の昇温(赤道地方)及び冷却(極地方)に感われてしまうため、自己矛盾をおこしてしまいます。 \bar{h} と Z_1 (250 mb)及び Z_2 (750 mb)との平均気温 \bar{T} との間には $\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{h}{\Delta p} = -\frac{R}{p} T$ 即ち

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} = R \frac{\partial \bar{T}}{\partial t}$$

従って、(1.10)は $\frac{d\bar{Q}}{dt} \sim 2 \times 10^3 \text{ kg ton}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ 、
 $C_p = 1004 \text{ kg ton}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ として、

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \frac{1}{1 + \alpha^2} \frac{1}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} \sim 2 \times 10^{-6} \text{ deg/sec}$$

又は

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \sim 0.2^\circ \text{C/day} \quad (1.16)$$

(1.15)及び(1.16)より考えて、100日以上の大いさになると、 \bar{u} 及び \bar{T} は実在の大気の数値以上になってしまい、摩擦摩擦を入れて上限の数をおさえても不自然なものとなります。

この不自然さを除くために、まか考えられることは熱源の与え方です。 $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ = 一定(時間に對して)という形でなく、ある以上昇温すると放射平衡に達するような熱源の考え方もあります。この問題は次回でまた論ずることになります。それ以上に大切なことは、「渦による運動量の輸送」及び「渦に

* 正確には $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} \bar{v}) - f \bar{v} = 0$ 、ここで $\frac{\partial}{\partial y} \bar{u} \bar{v} = 0$ としてある。

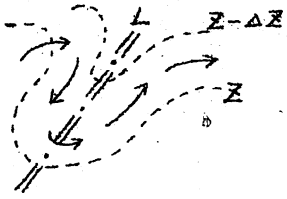
よる顕熱の輸送」を考えなかつたことです。そのために、実際の大気環流とかけ離れた結果になってしまったわけです。

(D) \overline{uv} 及び $\overline{v\bar{h}}$ のこと。

東風流の時間変化の式を考えると

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}) - f \bar{v} = 0 \quad (1.17)$$

北
↑
南



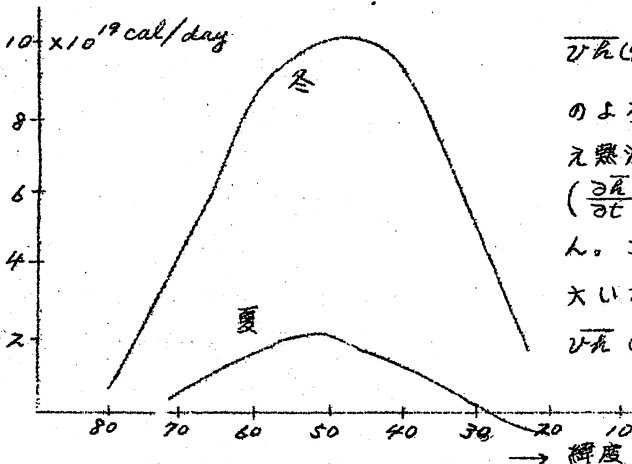
第5図 トラフの傾きと \overline{uv}

\overline{uv} 即ち「渦による運動量の南北輸送」の重要性は1948年 Starr によって強調され、それ以後大変便利な概念として使用されはじめました。第5図のような矢印の流れを考えると、それに対応する等圧面高度 Z は点線のように考えられます。矢印の流れよりみて、トラフの前面又は後面ではいつも $uv > 0$ になっています。即ちトラフの前面では $u > 0, v > 0$ 、後面では $u < 0, v < 0$ となっています。このようなトラフの軸が南

緯面に傾いていると、いつも $\overline{uv} > 0$ となって運動量が北に輸送されています。従つて(1.17)を $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$ を求める時には大切な量になってきます。同じことは顕熱の輸送についても考えられます。 \bar{h} の時間変化の式は(1.3)を与えられます。

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v\bar{h}}) = S \Delta p \bar{w} + \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} \quad (1.18)$$

一番極端な例として、もし



第6図 $S(\phi)$ の図

$$\overline{v\bar{h}}(\phi) = \int_0^\phi \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} d\phi \quad (1.19)$$

のような顕熱の輸送があると、例え熱源を与えても気柱の昇温 $(\frac{\partial \bar{h}}{\partial t})$ には何も影響を与えません。ここで少しばかり、 $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ の大いさと年平均的に観測される $\overline{v\bar{h}}$ のことを考えてみます。

ϕ における「渦による顕熱の輸送量」 S は

$$S(\phi) = \frac{2\pi r \cos \phi}{g} \int_0^{1000} C_p \bar{v} \bar{T} d\mu$$

(7)

で与えられます。 $2\pi r \cos \varphi$ (r :地球の半径)は地球をとりまく緯度圏の長さ、 $\frac{1}{g} \int_0^{1000} dp = \int_0^{\varphi} \rho dz$ 即ち上下の全気柱の積分を表わします。前にも書きましたように

$$\overline{v_R} = R \overline{v_T}$$

従って(1.19)の関係式は

$$S(\varphi) = \frac{2\pi r \cos \varphi}{g} \int_0^{\varphi} \left(\int_0^{1000} \frac{d\bar{Q}}{dt} dp \right) R d\varphi \quad (1.20)$$

$S(\varphi)$ の年平均の形は色々の人によって少しはちがいますが、第6図には Mintz (1955) のものを掲げてあります。^{*} 中緯度で平均

$$6 \times 10^{19} \text{ cal/day} \doteq 2.6 \times 10^{12} \text{ kg/sec}$$

(1.21)

の大きさです。この観測事実を逆に使うと(1.20)より、 $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ の大きさがどの位のものか見当づけることが出来ます。(1.20)で $\varphi \doteq 50^\circ$ 位によると、平均的な $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ は $R d\varphi = 50^\circ$ として

$$S(\varphi) = \frac{d\bar{Q}}{dt} \times (1000 \text{ mb}) \times 50^\circ \times \frac{2\pi r \cos \varphi}{g} : \left(\int_0^{1000} \frac{d\bar{Q}}{dt} dp \approx \frac{d\bar{Q}}{dt} \times 1000 \text{ mb} \right)$$

放射関係で用いられる Meter Ton Second (M.T.S.) 単位を用いると、 $50^\circ = 5 \times 10^6 \text{ m}$, $g = 10 \text{ m/s}^2$

$$r = 6.37 \times 10^6 \text{ m}, \quad 1000 \text{ mb} = 100 \text{ cb}$$

$$S(\varphi) = 2.6 \times 10^{12} \text{ kg/sec}$$

の単位系となり、これらの値を用いて $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ を求めてみると、

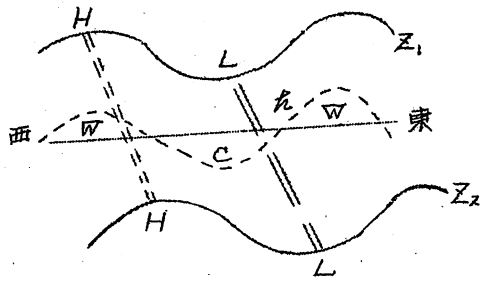
$$\frac{d\bar{Q}}{dt} \sim 2 \times 10^{-3} \text{ kg ton}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad (1.22)$$

前に(1.6)で $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ の緯度に対する正弦変化の振幅の大きさ A を(1.7)で与えたのは、上述のことから推定した大体の大きさをもとにしたものです。

(E) トラフの上下の軸の傾きと $\overline{v_T}$

$\overline{v_T}$ とトラフの南北の傾きは今迄大部議論されていますが、 $\overline{v_T}$ とトラフの上下の傾きとの関係も大切である点を強調したいと思います。第7図のように下層トラフ (Z_2) が上層トラフ (Z_1) より先に進んでいると、点線 $v = \beta(Z_1 - Z_2) \propto T$ の場はトラフの前面で暖気、後面で寒気の形に

*最近、村上、荒井、戸松(1962)も $\overline{v_T}$ の緯度及び高度分析の形ですが、同じような結果をえています。



第7図 \overline{k}

なっています。従ってトラフの前面では $v > 0$, $k' = (k - \overline{k}) > 0$ (\overline{k} は k の東西平均), トラフの後面では $v < 0$, $k' < 0$ 従っていつも $k'v > 0$ となっています。一般的に $\overline{k'v} = (\overline{k'} + \overline{k})v = \overline{k'v}$ なので $\overline{k'v} > 0$

即ち下層トラフが上層トラフより前面にあれば — トラフの上下の軸

が流れの方向に対して後方に傾いていれば $\overline{k'v} > 0$ 或いはいつも顕熱を北

きに輸送していることとなります。
 事実、実際の大気では大体地上 L は上層トラフの前面にあり、 $\overline{k'v} > 0$ の形になっています。大循環的立場から眺めると、渦運動の形で赤道地方から極地方へ向って熱の輸送が行われていることとなります。このように考えてくると、単純な直接循環による大気運動ではなく、「渦による運動量及び顕熱の南北輸送」を考えないと実際の大気現象を説明することは出来ないわけです。第8回目のよみもので、渦による輸送を考えると、この図のべた直接循環がどのように変形し、現実を観測される中緯度の間接循環へと変化するかを述べたいと思います。

(F) 直接循環とエネルギー変換

東西方向の運動方程式は摩擦を入れて

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f\bar{v} + A \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \quad (1.23)$$

ここで「渦による運動量の南北輸送」 $\frac{\partial}{\partial y}(\overline{uv})$ は考えないことにしてあります。同様に \bar{k} の時間変化の式は

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} = S\Delta p \bar{\omega} + \frac{R}{c_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} + A \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial y^2} \quad (1.24)$$

ここで $A \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial y^2}$ は拡散の形による消滅を考えています。即ち

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\bar{Q}}{dt} \right) &= c_p A \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2} = \frac{c_p}{R} A \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\bar{\Phi}_1 - \bar{\Phi}_2) \\ &= \frac{c_p}{R} A \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial y^2} \end{aligned}$$

(1.23) と (1.24) を用いて初歩的なエネルギー変換を考えてみます。まず (1.23) に \bar{u} をかけて緯度軸に沿う積分を行えば、形式的に次のように書

けます。

$$\frac{\partial \bar{K}}{\partial t} = \{ \bar{P}, \bar{K} \} - \{ \bar{K}, A \} \quad (1.25)$$

但し

$$K = \frac{1}{2} \iint \bar{u}^2 dy dp \quad (1.26)$$

$$\{ \bar{P}, \bar{K} \} = f \iint \bar{v} \bar{u} dy dp \quad (1.27)$$

$$\{ \bar{K}, A \} = -A \iint \bar{u} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} dy dp \quad (1.28)$$

$\{ \}$ の記号は 最初 Blackadar (1955) によって用いられ、以後多くの人によって国際的に用いられています。 $\{ \bar{P}, \bar{K} \}$ は、Available potential energy \bar{P} から 運動エネルギー \bar{K} への変換量を示し、 $\{ \bar{K}, A \}$ は \bar{K} から摩擦による消滅の量を示しています。

上式で

$$\{ \bar{P}, \bar{K} \} = - \int \bar{w} \bar{k} \Delta p dy \quad (1.29)$$

とも書けます。^{*} 次に available potential energy \bar{P} を定義して

$$\bar{P} = \frac{1}{g} \bar{k}^2$$

(1.24) に \bar{k} をかけると

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial t} = - \{ \bar{P}, \bar{K} \} + \{ \bar{Q}, \bar{P} \} - \{ \bar{P}, A \} \quad (1.30)$$

但し $\{ \bar{Q}, \bar{P} \} = \frac{R}{C_p S} \iint \frac{d\bar{Q}}{dt} \bar{k} dy dp \quad (1.31)$

$$\{ \bar{P}, A \} = -A \iint \bar{k} \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial y^2} dy dp \quad (1.32)$$

前と同様に、 $\{ \bar{Q}, \bar{P} \}$ は $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ から \bar{P} へ変換する量、 $\{ \bar{P}, A \}$ は \bar{P} から拡散形式で消滅する量を表わしています。(1.25), (1.30) を定常状態 ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) を考えると (1.30) は

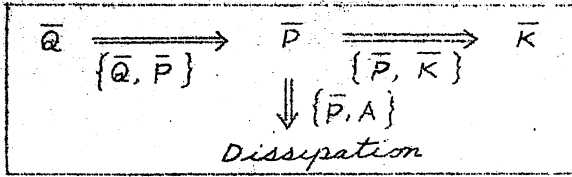
$$\{ \bar{Q}, \bar{P} \} = \{ \bar{P}, \bar{K} \} + \{ \bar{P}, A \}$$

* $f \iint \bar{u} \bar{u} dy dp = -f \iint \frac{\partial \bar{x}}{\partial y} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y} dy dp$ (\bar{x} : ポテンシャル流, $\bar{\psi}$: 流線)

$$= f \iint \bar{\psi} \frac{\partial^2 \bar{x}}{\partial y^2} dy dp = -f \iint \bar{\psi} \frac{\partial \bar{w}}{\partial p} dy dp$$

$$= f \iint \bar{w} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} dy dp = - \iint \bar{w} \bar{k} \Delta p dy dp$$

即ち



(1.33)

といてエネルギー流れを表わします。(1.25)は

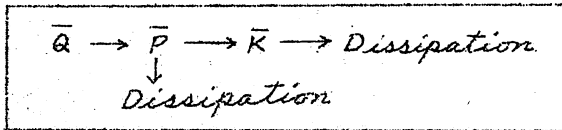
$$\{\bar{P}, \bar{K}\} = \{\bar{K}, A\}$$

即ち



(1.34)

以上の二つの形をくみ合わせると



(1.35)

これが直接循環のエネルギーの流れを表わすことになります。現象的には、熱源分布によって、赤道地方が高温、極地方が低温になり、緯度圏に沿って温度傾度を生じます。(Q → P)。それによって直接循環がおこり、上層の偏西風、下層の偏東風が生じます。(P → K)。それと同時に摩擦及び熱拡散によって消散がおこっていることを表わします。

この頃の最後に(1.30)で {Q, P} と {P, K} の大きさを考えてみます。(1.29) 及び (1.31) より

$$\frac{\{\bar{P}, \bar{K}\}}{\{\bar{Q}, \bar{P}\}} = \frac{Sc_p}{R} \frac{\iint \bar{K} \bar{w} \Delta p \, dy \, dp}{\iint \bar{K} \frac{d\bar{Q}}{dt} \, dy \, dp} \sim \frac{Sc_p}{R} \frac{\bar{w} \Delta p}{\frac{d\bar{Q}}{dt}}$$

ここで(1.7)の $\frac{d\bar{Q}}{dt}$ と \bar{w} の関係式を用いると、

$$\frac{\{\bar{P}, \bar{K}\}}{\{\bar{Q}, \bar{P}\}} \sim \frac{1}{1 + \alpha^2} \sim 0.04 \quad \left(\alpha^2 = \left(\frac{\pi}{D} \right)^2 \frac{S \Delta p^2}{2 f^2} \right) \quad (1.36)$$

このことは $\bar{Q} \rightarrow \bar{P}$ に移るエネルギー量の 1/10 以下がそのまま $\bar{P} \rightarrow \bar{K}$ と移っていくことを表わしています。このような例として Phillips の数値実験 (1956, Q, J. R. M. S.) をあげることが出来ます。彼は二層モデルの静止大気は、南に熱源、北に冷源をおき、130日後の \bar{u}_1 (上層風) の最大値として 36 m/sec, 南と北との境界の温度差は 60°C, \bar{w} の最大値として 3 cm/sec の値をえています。Phillips の与えた熱源分布は第3図で考えると、

$$\frac{d\bar{Q}}{dt} = -4A \frac{S}{D}$$

但し $A = 2 \times 10^3 \text{ kg ton}^{-1} \text{ sec}^{-1}$

であり、大体の大きさは(1.6)と同じものです。従って本文で考察したような直接循環から期待される \bar{u} (数十日で数 m/s)、 $\frac{\partial \bar{h}}{\partial y} \propto \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$ (数十日で 10°C の南北差)、 \bar{v} (数 cm/s)、 \bar{w} (数 mm/s) の大きさが数値実験でも同じ大きさとして求められています。Phillips の結果によれば、130 日後には

$\{\bar{Q}, \bar{P}\} \sim 440$ 単位, $\{\bar{P}, \bar{K}\} \sim 41$ 単位, $\{\bar{K}, A\} \sim 9$ 単位, の値をえています。ここで 1 単位は二層モデルの全空気に 1 m/sec の速度があった時の運動エネルギー量を表わしています。大体 $\{\bar{P}, \bar{K}\} \sim 0.1 \{\bar{Q}, \bar{P}\}$ となっています。同じようなテストは松本(1961)によっても行われたとをつけ加えておきます。

次回ではこのような層流による大気の流れと、「渦による運動量及び顕熱の南北輸送」を考えた大気の流れとの差を明らかにして、長期間の予報への問題点を少し考えてみたいと思います。

附録(1)

熱力学第一法則より

$$\frac{d}{dt} \ln \theta = \frac{1}{c_p T} \frac{dQ}{dt} \quad (\text{A.1})$$

ここで $\ln \theta = \ln \alpha + \frac{c_v}{c_p} \ln p + \text{const}$ を用いると

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \phi_p = -S\omega - \frac{1}{c_p} \cdot \frac{R}{p} \frac{dQ}{dt}$$

但し $\phi_p = \frac{\partial \phi}{\partial p} = -\alpha = -\frac{RT}{p}$

更に $\phi_p = -\frac{g}{\Delta p} (z_1 - z_2) = -\frac{h}{\Delta p}$, $p = 500 \text{ mb} = \Delta p$ を用いると

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla h = S \Delta p \omega + \frac{R}{c_p} \frac{dQ}{dt} \quad (\text{A.2})$$

附録(2)

渦度方程式

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \zeta = f \frac{\partial \omega}{\partial p}, \quad S = \frac{1}{f} \nabla^2 \phi$$

ここで層流を考えると

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = f^2 \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} \quad (\text{A.3})$$

(A3) を上層及び下層の二層モデルで考えると、

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = \frac{f^2}{\Delta p} \bar{\omega} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{\partial \bar{\phi}_2}{\partial t} = -\frac{f^2}{\Delta p} \bar{\omega} \quad (\text{A.5})$$

$$\text{従って差をとれば} \quad \frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = 2 \frac{f^2}{\Delta p} \bar{\omega} \quad (\text{A.6})$$

また (A.2) より層流を考えると

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = S \Delta p \bar{\omega} + \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} \quad (\text{A.7})$$

$$(\text{A.6}) - \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\text{A.7}) \text{ より}$$

$$\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial y^2} - \frac{2f^2}{S \Delta p} \bar{\omega} = -\frac{1}{S \Delta p} \left(\frac{R}{C_p} \right) \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{d\bar{Q}}{dt} \right)$$

成層圏の水蒸気分布

水蒸気は上空にゆくほど少なくなるものと信じている人が多いのではないかと思います。しかしどうやらこの「信念」は間違っているようです。くわしいことは林 英之介氏の論文(研究時報ノ3巻ノ2号)をお読みになるとよくわかります。成層圏内の水蒸気量は外国でも *Brewer, curlong* と *Robson* など多くの人々が研究していますが、それによると成層圏にはいっても水蒸気が減るどころか、どうやら増加する傾向が報告されています。日本の観測でも1960年ノ月に館野で観測された混合比の垂直分布をみると50 mb より上層にゆくにつれて混合比が増加し20 mb の混合比は500 mb の混合比と同じぐらいになっています。驚くべき結果と思われませんがこのような傾向は場所を変えても、期日を変えても観測されていますから偶然な結果ともいえないわけです。林氏の研究によると成層圏内の水蒸気量は対流圏の高度と関係があり、札幌は鹿児島よりも大きいことがはっきりしている。これは成層圏の生成に重大な問題を提起していることになり、今後の大気大循環論にも影響するところが大きい。とも併観測事実として25 km ~ 30 km で混合比が増加してゆくためには水蒸気の補給源があるはずである。夏の夜に妄想をたくましゅうするのの一興があるう。

(朝 倉)

熱帯における200mbの流るの変化

A. J. TROUP: Variations in 200-Millibar flow in the Tropics.
CSIRO Division of Meteorological Physics, Aspendale,
Victoria, Australia. Met. Mag. June 1961, No 1067,
Vol 90, pp 162-167

はしがき

最近 Murray は 1958年1月アデンにおいて200mb面にあらわれた異常に強い西風に注目し、このような月平均流の大きな変化は、その平均強さの変化に関してではなく、温帯の偏西風か或いは熱帯の偏東風のゼット・ストリームの平均の位置が数度変位していることによって説明されることを指摘した。印度洋東部の上層風観測は異常に強い偏西風か或いは弱い偏東風がこの月間低緯度において卓越していたことを示しており、上層流の広範囲の変化は多分北東モンスーンと北西モンスーンの変化とに關係している。この場合どの程度にひろがっているかを見るために他の観測所の資料を調べてみた。観測資料は或経度について(赤道とその両側に)3つの観測が利用できたので、或観測所で観測された流れの変化に対し、どの程度に赤道の偏東風の強風帯の位置の変化や、風の強さの変化が關係しているかを見るためにも興味があつた。

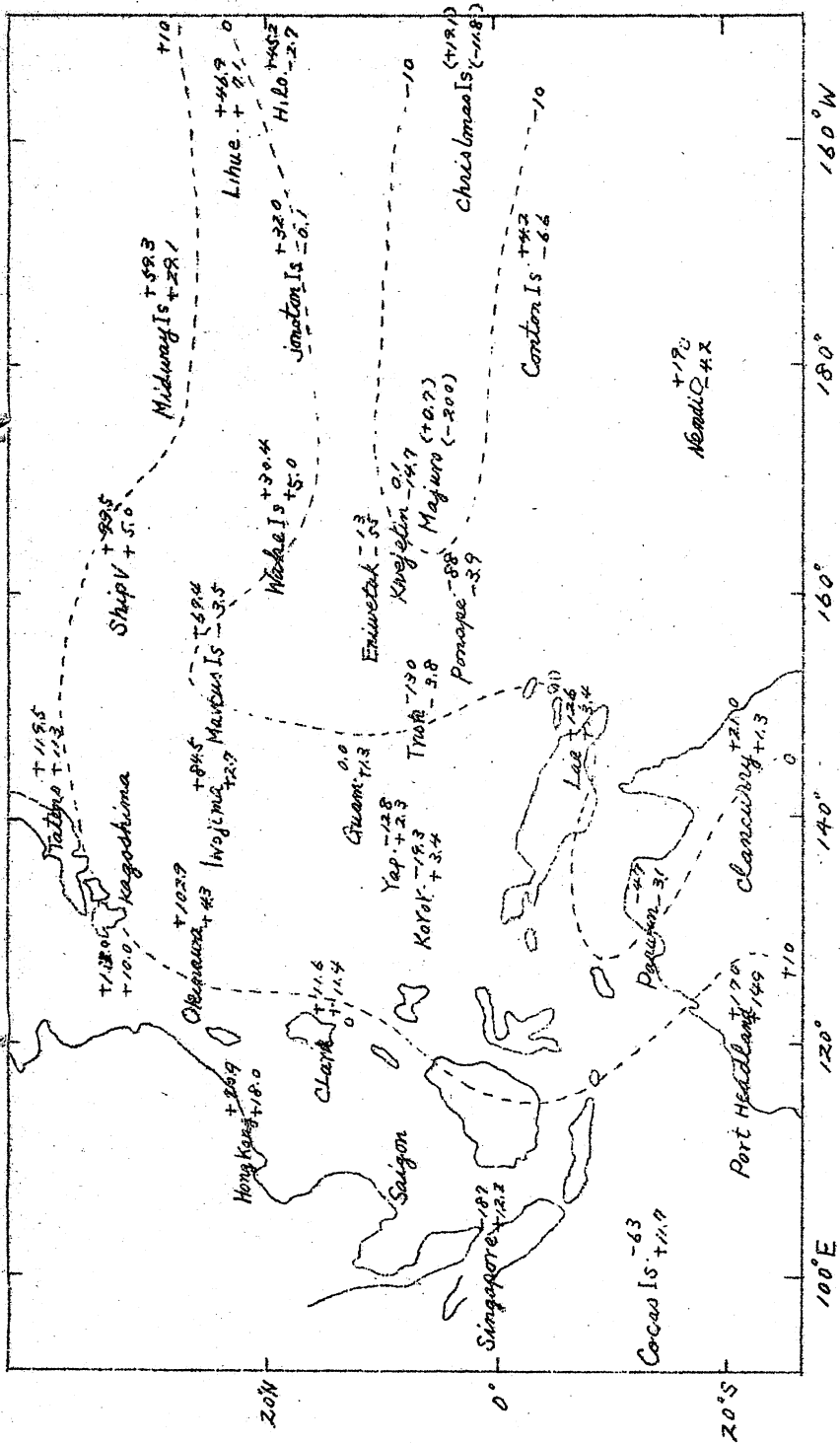
資料

ここで用いた資料は多くの文献から得られた。まず毎月の資料は次のものからとつた。

毎月の気象資料外國籍、マレー氣象局のパイロットとレーダーによる測風資料、ニュージーランド氣象局の太平洋諸島會報、世界氣象誌発行の國際地球観測年のマイクロカード、オーストラリア管轄下の資料は同國氣象局の台長から写しが提供された。月平均、季節平均は上記の資料から計算されたものや、次の資料から得られた。氣象官署による上層観測資料、米國氣象局の月平均氣候資料、Clarkson, Phillipot, Ramage, Joint Task Force Seven, Crutcher の著書。

200 mb 平均流の平年偏差分析

ここで平均流としては、平均ゼット流の南北変位を考えているから東西成分のみを考える(東西成分は他の要素によつてもえいさよされるが)。南北成分の変化は大部分は平均の谷や峯の東西移動によつておこり、また地獄



第1図 アジア東部と太平洋西部の200 mb平均帯状風速と年平均差、1958年1月

上の数字は200 mb平均帯状風速(西風は正)、下の数字と等値線は年平均差、単位はノット。

平均すれば、平均の南北循環の変化によつておこる。従つて変化過程の力学を考へるにはこの南北成分を充分に考慮する必要がある。第1図に東アジアと太平洋地区の1958年1月の200 mbの平均帯状風成分と、数年間の平均値からの偏差を示す。西風は正で、西風が平年より強いが或いは東風が平年より弱いときには偏差は正である。(即ち西風の偏差)クリスマス島、ラエ、マジユロをのぞき、他の観測所の平均値は5年ないしそれ以上のものである。

第1図から西風が平年より10ノット以上も強い所は大体東経120度までのアジア東部と東印度洋で、すくなくとも赤道の両側緯度20度ぐらいにひろがっている。また一方中部太平洋の赤道区域は著しく東風が強い。(図に示してないが)強い西風帯は印度にある。即ちマドラスの(1000 hPa)平均帯状風成分は40ノットであつた。インドのレーウインによる上層風平均値は発行されていないが、印度の文献にある冬の上層断面図によれば、マドラスの緯度北緯13度では平年より20ノットも強い。従つて経度にして約90度にわたり、熱帯地方で平年より西風が強く、東風が弱かつたことがわかる。アデンにおける平年偏差はそのなかで最大のものである。

平均は暦上の一ヶ月で計算されているから、1958年1月のこの偏差はあるいは偶然であつたかもしれない。偏差の一部は或月に、また一部は次の月におこっている上と同じような期間については平均されて弱められるであろう。しかしながら上の偏差は一般的傾向の強くあらわれたものであることがわかる。即ち1957年12月から1960年2月までの(12月から2月)季節平均は1953年ごろを中心とする前期の季節平均と比較してみると、1958年1月の平均の偏差と同様な傾向を示している。第1表に数ヶ所の観測値を示す。

第1表 200 mb 帯状成分の12月から2月の平均値と1957年12月から1960年2月の平均値との差

Station	Period	Zonal component knots	Difference for Dec 57 ~ Feb 60 knots
Nairobi	Dec 1949 - Feb 1954	-15.8	+10.6*
Aden	Dec 1948 - Feb 1955	+20.0	+6.5
Singapore	Dec 1951 - Feb 1955	-21.2	+6.3
Koror	Dec 1950 - Feb 1957	-19.4	+2.2†
Darwin	Dec 1952 - Feb 1957	-5.1	+3.3

Guam	Dec 1949 - Feb 1957	- 2.1	+ 1.8 †
Wake Is	Dec 1949 - Feb 1957	+ 26.8	+ 1.7
Truk	Dec 1951 - Feb 1956	- 11.2	- 0.9
Canton Is	Dec 1949 - Feb 1957	+ 8.4	- 9.2
Johnston Is	Jan 1950 - Dec 1956	+ 31.1	+ 3.3
Hilo	Dec 1950 - Feb 1957	+ 43.3	+ 5.4 §

西風は正、東風は負、*印は1958年12月から1960年2月、

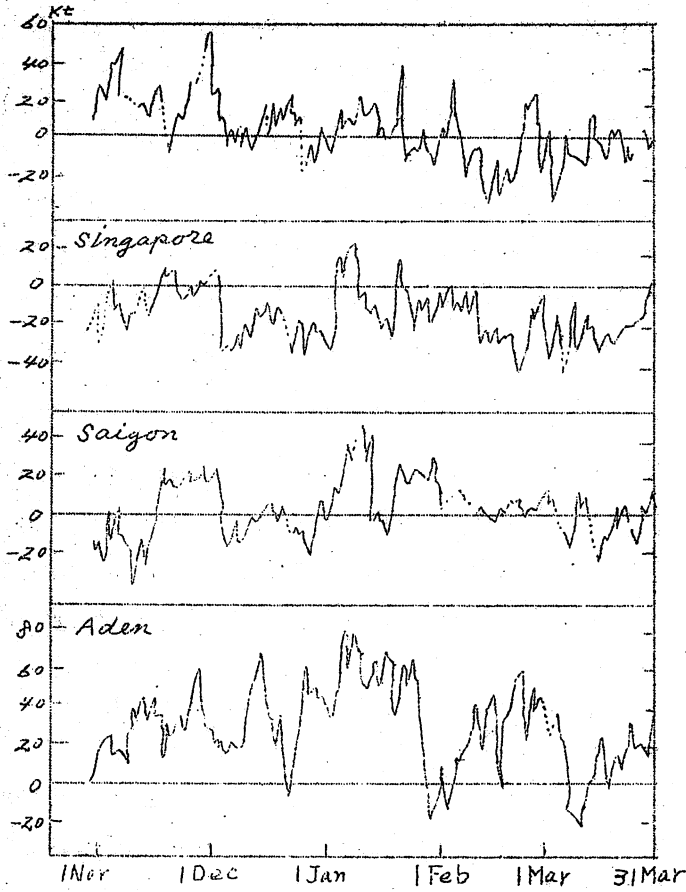
†印は1959年12月を含まず、‡印は1959年1月を含まず、

§ 1959年2月の200 mb の値は250 mb からの外挿。

印度洋地域(ナイロビ、アデン、シンガポール)では後の期間(1957 ~ 1960年)にはとくに西風が強いか或いは東風が弱く、一方中部太平洋の赤道地域(カントン島)では反対の傾向があることが示されている。第1表の風速差は、月平均のある所は毎月の平均から計算された。この資料から北太平洋では前期と後期の風速差は12月に最も顕著であるが、他の地域では各月同程度であることがわかった。高緯度における上記の効果の或部分は、とくに国際地球観測年に関連して、高層の強い風をより多く観測するようになったという観測技術の向上によるものであろう。しかしこのことは、上層風がそれほど強くない低緯度地方や、シンガポールのように強い平均風が弱められるように付いている所には適用しないであらう。

赤道地域における風速の変化と風速場の変化との相対的意義

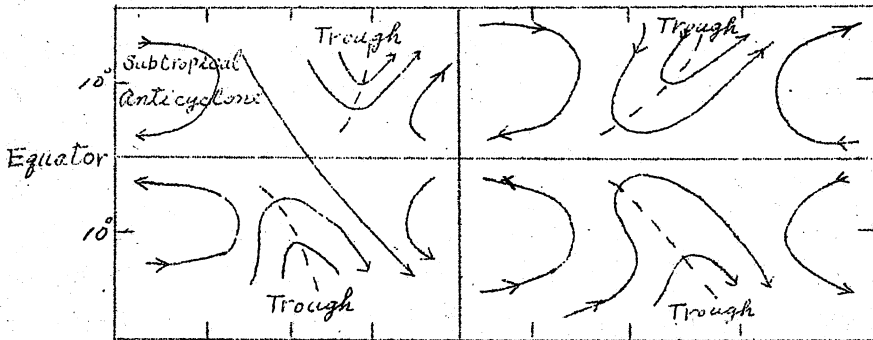
気候的には北半球の夏の後半に、アジアでは強い上層の東風が弱まり南に移動しており、一方北の方では西風が強まり、1月から2月になると東風の最大の部分は赤道のすぐ南に位置している。1958年1月の東経100度から120度の観測では少なくともこの地域での正の偏差は北半球の偏西風ゼットの南への移動によるものではなく、またそれに伴う赤道の偏東風の変位によるものでもないことを示している。もしそうであればゴス島で東風の偏差があらわれるであらう。またシンガポールの5万フィートの東風は4万フィートの東風より弱いので、通常より高い層に偏東風ゼットが現われたためでもない。むしろ赤道に対して対称性が続いている傾向がある。即ち両半球のゼットは赤道側に移動し、同時にその前にある偏東風は弱まっている。このことはシノプチックプロセスとして、偏東風は一般に弱まりながら、その強風域が交互に南北に移動していることを意味しているかもしれない。しかし毎月の観測では風速偏差の変化は赤道の両側で同符号である。第2図に



第2図 1957年11月から1958年3月(0001GMT)の200mb東風成分。西風は正。東風は負。負線は内挿値。ココス島とシンガポールについては1200GMTからの内挿値。

1957年11月から1958年3月までのサイゴン、シンガポール、ココス島(大体同じ経度)の200mb帯状風成分の毎月の値を示す。アデンは比較のためにかかげた。主な変化はたいてい同方向で、かつまたほとんど同時におこっている。例えば11月の終り、12月始めの変化や1月始めの西風に注意せよ。

量的にはこの変化は相関係数であらわされる。相関係数(有選水準とともに)は1957年12月から1958年2月までココス島-シンガポールでは+0.40(10%)、シンガポ-



第3図. Streamline pattern with equatorial westerly anomaly

ール-サイゴンでは+0.64(10%)、サイゴン-ココス島では+0.29(10%以上)である。

有差水準はシンガポールの自己相関係数を考慮して計算した。 偏東風の強風域はこの期間シンガポール付近にあるので、朝北スツの観測所とシンガポールとの間に正の相関があることは、この期間の風速の変化が強風域の朝北移動を支配していることを示している。時にはこの偏東風は第3(a)図(赤道を横切る流れ)第3(b)図(赤道を横切らない流れ)のように大体同じ程度に朝北面半球の谷が赤道にのびているために全く破壊されている。このような状態は中部太平洋のある季節には普遍におこり、月平均にもあらわれる。しかしアジア地域にはあまりおこらないだろう。

ココス島とシンガポールで同じような変化をしていることは、すべてがすべてではないが、他の年にも観測されている。またこの程度で両半球の赤道までのびている低緯度の偏西風が同時にあらわれたり、あるいは消滅している。季節傾向をのぞけば、このようなことは月平均にもおこっている。例えばシンガポールとココス島の5年間のレーウィン観測による12月から2月までの風速の平年偏差を第2表に示す。各月とも同符号の偏差で、相関係数であらわせれば+0.81となる。

第2表. シンガポールとココス島の4カ月に
おける月平均朝状風の平年偏差

	Dec		Jan		Feb	
	Singapore <i>kt</i>	Cocos Is <i>kt</i>	Singapore <i>kt</i>	Cocos Is <i>kt</i>	Singapore <i>kt</i>	Cocos Is <i>kt</i>
1955	-1.8	-3.4	—	—	—	—
1956	-5.1	-5.4	-2.9	-10.0	-6.5	-7.8
1957	+1.5	+6.2	+4.6	-3.3	-0.7	-3.6
1958	+5.5	+7.4	+9.4	+11.6	+3.3	+3.6
1959	-5.2	-4.6	+0.4	+0.9	+5.1	+11.5
1960	—	—	-6.5	+1.0	-1.3	-3.2
Mean	-20.5	-1.2	-15.9	-6.2	-20.9	-9.6

結 論

1958年1月にアデンで観測された強い西風は印度洋域にひろがっていた偏差の一部であり、とくにその西部で顕著であった。これは1950から1960年の後半が前半より熱帯上層の偏東風が弱かったという一般的傾向が強くなっている一例である。低緯度では風の強さの変化が気候学的なゼットストリームの移動を支配している。

パレスチナにおける雨量の変動と北半球の気候変動について

J. Neumann: *Notes on Rainfall Fluctuations in Palestine and Climatic Fluctuations in the Northern Hemisphere*, Bull. Res. Coun. of Israel, Vol. 9G, 1960, PP185-191.

抄: イエルサレムでは1846年に正規の雨量観測が始まった。それ以前の降雨状態は死海を訪ずれた地理学者や探険家達の話から推察して、18世紀末には非常に雨が少なく、現在(ここ半世紀)の雨量状態よりもずっと少なかったであろうと考えられる。19世紀のはじめに一時的に雨量が増加して、その後は第2の低階に入った。1846年にはじまった雨量観測からイエルサレムの雨量変動と北半球中緯度の気候変動との間には密接な平行性があり、氷河が前進してきた低温多雨の期間にはパレスチナで多雨であり、一方氷河が後退した高温寡雨の期間にはパレスチナで雨量が少ない事が分かった。

緒 言

この論文の目的は二つあり、第1は、正規の雨量観測が1846年に始まったが、それ以前の降雨について何らかの推定をしようとするものであり、第2の目的はパレスチナにおける雨量の変動と過去150~170年間のヨーロッパおよび北米の降水量および一般的気候変動との間の平行性を引き出すことである。

降雨指標としての死海水位

1846/47年からのイスラエルの雨量資料を第1図に示す。今の所短周期変動はいらないから30年平均をとり、これを平均期間の真中に記入してある。

次は死海の水位に関するものであるが、これは最初のところは定性的なものであり19世紀の初めころまでは不規則である。出口のない湖の湖水面からの蒸発量は毎年僅かしか変動しないからその湖の水位は主として流入する水量に関連する。水位が湖の集水域に降った雨量に関連しているものならば死海の水位も気候学的な指標となりうるのである。Rosenan(1959)によるとイエルサレムの年間降水量と死海の年間水位との間には密接な関係があり、1930年10月1日から1958年9月30日までの28年間の資料では単相相関係数が0.77に達した。このことから、それ以前においてもこの様な関係が存在していたであろうと推察される。死海の水位変化がよく分かる所は、水面に出ている時のRujm el Bahrという小島とLisan

海峡の *Cape Molyneux* の水深である。 *Rujm el Bahn* はその小島の頂が $-392.7m$ (平均海面) で死海の水位は $1935-1955$ 年には、ほぼ $-392.2m$ (平均海面) であったから、ある時は水面下にかくれ、ある時は水面上にあらわれていた。また *Cape Molyneux* は *Lisan* 海峡の南側の入口が最も狭くなっている所で、 $1935-1955$ 年にはここにおける海峡巾は丁度 $4km$ で水深のもっとも深い所が約 $13m$ であった。ドイツの地理学者 *Seetzen* (1853) が 1807 年に死海を訪れたときは、*Rujm el Bahn* は海岸で、また *Lisan* 海峡はとても歩いてわたれなかつたがその数年前は歩いてわたれたとの事であった。(*Seetzen, 1853, P358*)。

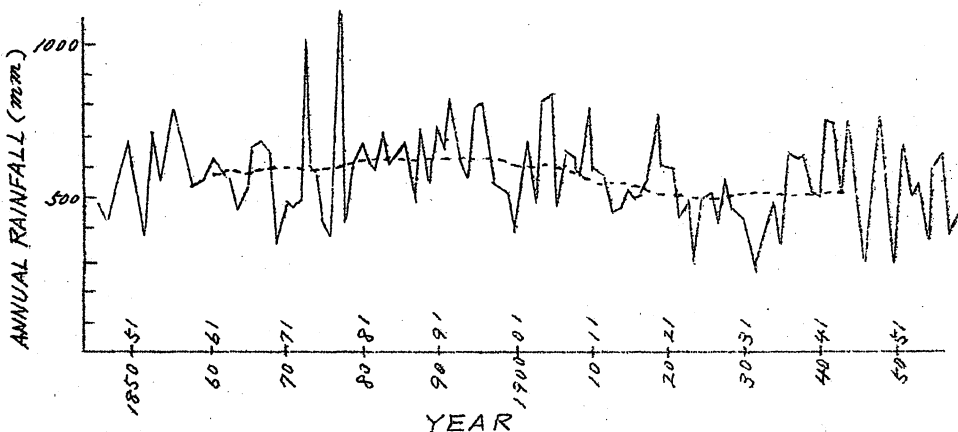


Figure 1

Rainfall in Jerusalem (Old City) since 1846-47
(after Rosenan 1955).
Thin line: annual rainfall; thick line: 30-year running averages
plotted at mid-point of period.

1818 年に二人の英国人 *Saby* と *Mangeles* が死海を訪れたときはその海峡は巾が 1 マイルの淺瀬になっており、そこを隊商がわたるのを見ていた。($1823, P454$)。この当時は死海の南の部分は、せいぜい 50 ไร่ m^2 程度であったが現在は約 250 ไร่ m^2 ある。これらのことから 19 世紀の終りころまではこの地域の降雨量は現在以上に更に少ない状態にあった様である。そして 19 世紀の末から 20 世紀の初めにかけて一時的に降雨が増加したが、それでも現在より少ない状態にあった。 1818 年頃は 1807 年頃より低い状態に逆戻りしていたがそれも長続きしなかつた。 1820 年頃、降雨が顕著に増加したが、その後 1846 年に始つたイエル

サレムの降雨観測からみると、19世紀中葉までは比較的多かったことがわかる。第1図に示すイエルサレムの資料から1850-1860年の雨量は1846-1858年の平均値(557mm/年)と大体同じ証さ、20世紀になってからの雨量よりたしかに多いことがわかる。1870年代には降水量が顕著に増加し変動も大きく年降水量が1000mmをこえた年が2回もあった。20世紀の初めに降雨量は減少に向い、この減少傾向は1920年位まで続き1920-1959年の移動平均は全期間の平均より約10%少なく19世紀末の10年間の水準より約20%低い。かくして2050年間は乾燥週期にあたっていたといつてもよいだろうが1800年頃ほどは低くないであろう。

パレスチナにおける降雨の変動とヨーロッパおよび
北米の気候変動との平行性

過去150-175年間のパレスチナにおける降雨の変動と、ヨーロッパ(アルプス、スガンチナピヤ)やアイスランドの氷河の前進や後退とは直接的な平行性がある様に思われる。(cf. Brooks 1951 p1004, F. Lohr 1957, Willet 1951) 1775-1811年には北半球中緯度の中部および北部で夏が暑かったことが多かったが、これはパレスチナ

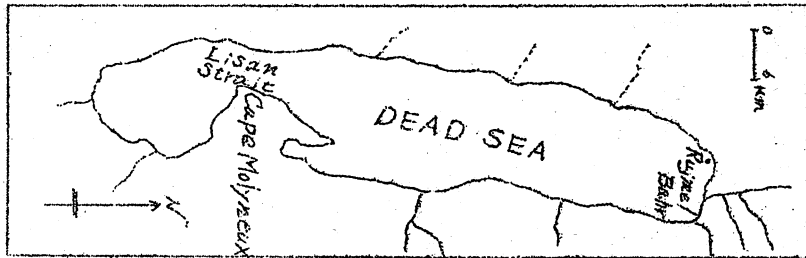


Figure 2. Map of the Dead Sea area showing the Rajm el Bahr and the Lisan Strait.

で18世紀末から19世紀初にかけての乾期間と一致している。北半球中緯度の中部および北部において氷河が前進してきた低温・多雨の期間はパレスチナで降雨の多かった期間と同じである。一方、前述の地域で氷河が後退した高温で寡雨の期間はパレスチナにおいて降雨の少ない期間と同じになる傾向が認められる。しかし1810年からすぐあとの数年はこの平行性が明らかでない。ほぼ1815年を中心とした10年間は北欧および北米合衆国の北部で非常に寒くて、氷河が前進した期間であった。(1816年は夏の

ない年であった)。1807年に Seetzen が死遊を断れた時は雨が比較的多くなっていたはずである。1818年に Orby と Mangles が行った時は死海の水位が低くなっていた。これが雨の少ない年が続いたとは断定しにくく、1815年頃に雨が少なかったと断定するのも不確実である。

(高松地方气象台 杉井 徹)

References

1. Brooks, C. E. P., 1951, *Geological and historical aspects of climatic change*, *Compendium of meteorology*, Am. Meteorol. Soc., Boston, pp. 1004-1018.
2. Erinc, S., 1952, *Glacial evidences of the climatic variations in Turkey*, *Geog Annaler*, 34, 89-98.
3. Flohn, H., 1957, *Klimaschwankungen der letzten 1000 Jahre und ihre geophysikalische Ursachen*, *Deutscher Geographentag Würzburg 1957*, F. Steiner Verlag, Wiesbaden, pp. 201-214.
4. Orby, C. L., and Mangles, J., 1823, *Travels in Egypt and Nubia and Asia Minor; during the years 1817 and 1818*, White and Co., London.
5. Rosenam, N., 1955, *One hundred years of rainfall in Jerusalem, a homotopic series of annual amounts*, *Israel Explor. Jour.*, 5, 137-153
6. Rosenam, N., 1959, *A study of level changes of the Dead Sea in relation to climatic factors* (unpublished manuscript).

7. Seetzen, U. J. V., 1853, *Reisen durch Syrien, Palaestina, Phonicien, Transjordan Länder, Arabia Petraea und Unter-Aegypten*, 2., Reiner Verlag, Berlin.
8. Willett, H. C., 1951, *Extrapolation of sunspot-climatic relationships*, *Jour. Meteorology*, 8, 1-6.

オーロラと気象

近頃は太陽活動と気象との関連が気象界の一つの話題となっている。前には多く黒点と気象との関係が論ぜられたが、近頃は地磁気の変動度が太陽活動の目安としてよく使われている。しかし、地磁気の観測はここ数十年程度しかないのゝ、気候変動を論ずる際にはやはり黒点が多く用いられる。

ところで、オーロラと地磁気の変動との間には大きな相関がある。どちらも太陽からくる微粒子流が原因だからである。そこで、オーロラを太陽活動の目安とすることも可能なはずである。オーロラの観測は日本でもずいぶん古いものがあり、日本書紀には西暦621年1月2日にそれらしきものがのつてゐるが多少の疑いはあり、653年9月21日の方はほとんど確かである。

ただ、古い観測は本当にオーロラか、あるいはそれ以外の気象光学的現象かはっきりしないものも多いのでこまるが、神田氏や松下氏の整理したものがあり、測候時報、25, マクラー385(1954)には山口氏が総合報告を著している。

この材料に最近の観測を考慮して調べると、日本でオーロラの見えた翌年には西日本を中心として、観候期にかんばうがおこりやすい傾向がある。もっとも、統計的に充分吟味してないので、確定的のことはいえないが、とにかくオーロラと気象との間にはある程度の関連はあるようで、研究の価値はありそうである。

(K. T.)

最近10か年(1951—1960)の気候学 の発展について

B. Y. G. B. Tucker

気象学の重要な問題の一つであり、又非常に基礎的な問題の一つであると今日まで長年にわたり研究されてきているのは、大気大循環の維持の解明である。大循環を維持するものとして基本的な3次元の大気環流のパターンや、このパターンにより維持される擾乱を重要と看する。このような系の維持により保たれる大気大循環は、結局太陽放射がそのエネルギー源の大部分を占めることに由来する。大気中におけるこれらのエネルギーの有機的な交換が、いかなる方法で行はれているかは、当面する気象学者にいくつかの非常に興味ある問題を伏している。このエネルギーの循環を極端に単純化すれば次のようになる。

Radiation



Heat → Potential Energy → Kinetic Energy → Heat

Radiation

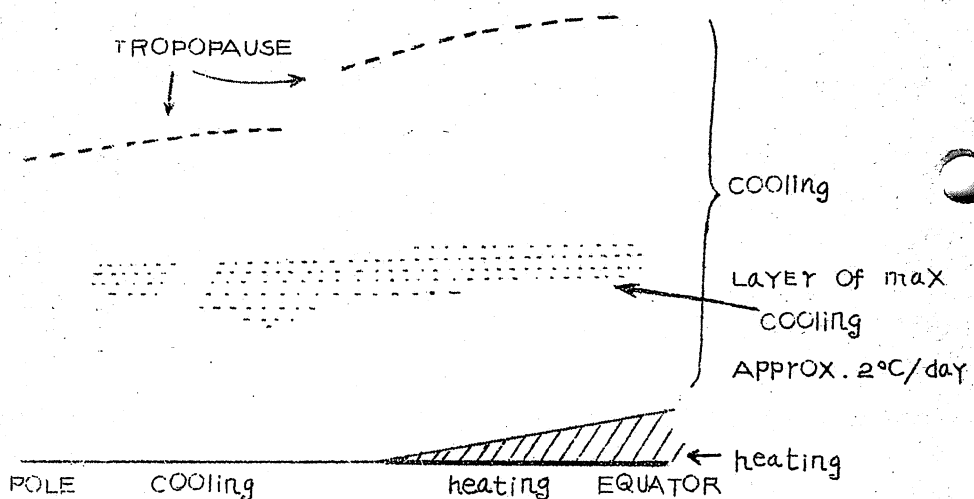


しかしいかんにして上表のような横の転換がなされているのであろうか。このエネルギーの循環にはいかなる大気大循環の進行過程が重要なのか、又それらはいかなる空間的・時間的スケールをもっているのであろうか。又いかなる因子がこれらの交換には最も重要なのであろうか。これらはいずれも多くの実際的応用にとって重要な課題であり、我々は最近ようやくこれらの疑問に対し与えうる解答をつかみつつある。

このことは気候学に対し為すべきいかなる解答をもっているのであろうか。気候は大気大循環の進行過程の平均的な結果であり、我々はすでにこれらの過程は太陽放射によることを提唱してきている。しかし大気の限界附近における太陽放射の分布は著しく一定であり、太陽常数の値は約 $2 \text{ gram} \cdot \text{cal}/\text{cm}^2/\text{min}$ でほとんど変化しない。大気圏内では放射の収支のバランスは次の第1図のように現わすことができるが、それは全く対流圏の代表的な構成を示している。これから放射により熱をうるのは、中緯度の部分的な地表面か、又この地域上のごく浅い気層のみであることがわかる。^{*}

* 太陽エネルギーの直接吸収が重要となる地上30Km位の大気圏では、含まれる大気の質量が非常に小さいということで、この論議からは明確に除かれる。

残りの地表面や實質的には大気のほとんど全部が放射によって熱を失なう。大気中における熱の損失率は、もし他の原因で熱の補充がないものとすれば、1日に1-2°C位の気温の低下となる。陸や海や太陽の季節的高さ変化の分布はこの図を多少修正するが、主な特徴は変わらず問題は、いかにしてエネルギーが増加する低緯度の地表から、その他大気中のすべての不足する地帯へ輸送されるかを説明するにある。



第1図 大気中の放射による加熱及び冷却の地域を示すモデル

エネルギー源は一定であり陸や海的位置も一定である。では明らかに小さいと思はれる地理的条件と自然との関係から、なぜ多くの顕著な世界的気候の特徴が生ずるのであるか。たとえば平均の子午面循環の存在や、低緯度の貿易風の存在、又は中緯度における大きな、周期的なしかも移動の早い擾乱の存在するゾーン等、これらの多くの他の気候学的な特徴と共に大部分地表の状態とは無関係である。それらはある優先された方法で行はれる大気組織中でのエネルギーの交換によって生ずるのである。それらは力学的方法で与えられる。気候の力学的研究や評価が最近10ヶ年間に著るしく発展したのは、力学的気候学の出現によるのである。最近10年間の力学的気候学者の業績を略述する前に、地表との関連という点からもう少し述べてみよう。明らかに地表の地理的分布に関係しているといわれる気候についてでも、それらは陸-海並列の直接の影響から生ずるといふ仮定の考えを基にしているように思われる。確かに多くの気候的現象は、地表の物理的特徴による間接的な結果により生ずるものようである。しかし気候に対し主として重きをなしているのは大気大循環の進行過程であり、我々は気候を理解する前に、

いかにして、何故このような現象が起るかを学ばねばならない。たとえば夏季における Canary 諸島 (アフリカ北西岸) や西部 Sahara 上の大気大循環の進行過程が水平水蒸気輸送の発散の場を導き、降水よりも蒸発が大きく上廻るのに対し、なぜわづか数百マイル南方の Nigeria や Sierra Leone では循環が収束の場となり、蒸発を降水が大きく上廻っているのか理由を知りたい。これに対し Guinea モンスーン (アフリカ西海岸) の存在が原因であると云うことは、質問に対する解答ではなく単に結果を記述しているだけである。

研究の3方法について

力学的気候学は3つの方法に沿って発展してきた。即ち理論的研究によるもの、実験によるもの、実況解析によるものである。

理論的研究は一般的に次の方法で行はれている。単純化した大気が考えられ、このモデル上での物理的過程の結果が研究されている。これらの過程に一致すべき状態は数理方程式の形で書き表されている。そこでこの方程式は運動が実際的に存在し、維持し、発達の可能性をもつことができ、その式の中に含まれるいくつかの因子によって、それらのライフサイクルをかわしうるもののみを選び、扱われている。気候学上の理論的な道を明らかにした非常にすぐれた論文の一つに Phillips (1956) の「大気大循環と数値実験」がある。その結果、対流圏上部の限られた非常に強い地行流 (ジェットストリーム) の存在や、中緯度におけるゾーナルな地表の面風の存在、及び大規模な擾乱の発達について明らかにしている。これらの特徴に関連するエネルギーの転換はすでに研究され、ゾーナル流の発達についての擾乱の重要な役割は、量的に証明されている。

研究室での研究や実況による解析は、大気中で観測される現象や、重要と思はれる運動のタイプや、研究すべき方向を暗示しているということで、理論的なものとは本質的には随伴したものである。

研究室における実験は主として「disk pan」の実験によって行はれてきた。液体がその中心に しん をもった円筒状か半球状の容器に入っており、その しん や周囲を加熱したり冷却したり速度を変えて disk pan を廻転することにより、ある程度大気の状態に似せることができる。即ち回転の割合や特定の加熱により、その中の液体の運動を、大気中で観測される運動に著るしく類似させることができる。この型の実験は実際の大気大循環中における対流的、力学的系の相対的関係の重要性につき、沢山の観察資料を提伏した。

これは観測的、統計的解析による第3の方法であるが、しかし、世界の気候を決定する過程を理解するには、他のいかなる方法よりも多く貢献している。

定測による研究

通常観測による平均値や（静気候学の一つに類似する）、これら平均からの偏差は別として、定測による研究は角運動量、エネルギーの釣合い及び水蒸気の釣合いの研究の3通りの線に沿って発展してきた。その概念はすでに Priestley (1949) によって考えだされたものであるが研究の大部分は、Starr & White (1954) によって行はれている。年を通じて全大気につき合計すれば、近似的にはこれら3つの量はほぼ一定であるが、大気のある部分については収受帯（源）であり、又他の部分では流出帯（たまり場）となっている。毎年観測される状態が比較的変動がないことを示すためには、源とたまり場の釣合いが必要であり、又、源からたまり場への一定の量の流れが必要である。釣合いを維持する移動の過程に必要であることから、源とたまり場の地域は多くの研究の対象となっている。これらの輸送の過程は次の方法で研究されている。Sを研究されている気候の単位体積としよう、そうすれば地表の単位面積を横切る流出量は、VSの積で与えられる。ここでVは地表の標準風速である。

時間的、空間的或いは面積の平均値を \bar{V} で表わすと、

$$V = \bar{V} + V' \quad \text{又は} \quad S = \bar{S} + S' \quad \text{となる。}$$

ここで ' の符号は平均から偏差を表わす。

$$\therefore VS = (\bar{V} + V') (\bar{S} + S') = \bar{V}\bar{S} + \bar{V}S' + V'\bar{S} + V'S'$$

又平均流出量は $\overline{VS} = \overline{\bar{V}\bar{S}} + \overline{\bar{V}S'} + \overline{V'\bar{S}} + \overline{V'S'}$ で与えられる。

さて \bar{S}' や \bar{V}' のような平均値は

$$\bar{S}' = 0 = \bar{V}' \quad \text{と定義されるから}$$

$$\overline{\bar{V}S'} = \bar{V}\bar{S}' = 0 \quad \text{又} \quad \overline{V'\bar{S}} = \bar{V}'\bar{S} = 0 \quad \text{となる。}$$

従って平均流出量は $\overline{VS} = \overline{\bar{V}\bar{S}} + \overline{V'S'}$ で与えられ

全体流出 = 移流流出 + 渦動流出となる。

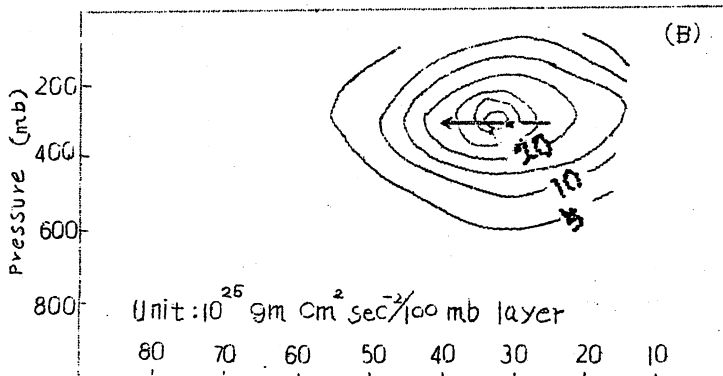
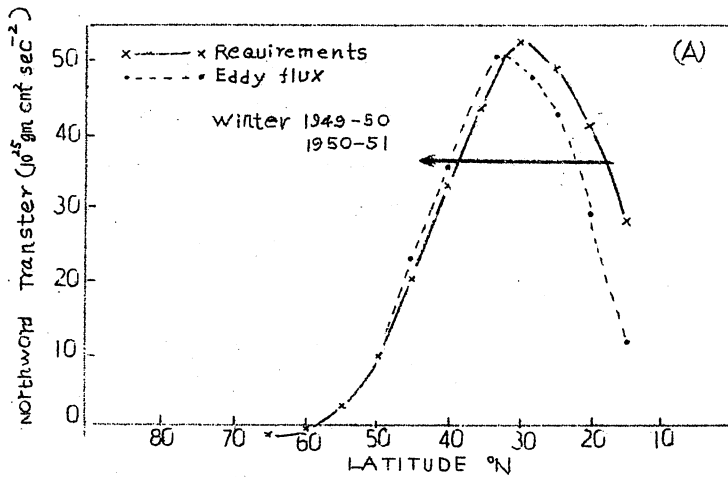
移流流出は平均運動により、渦動流出はVとSが平均値附近を変動する時、VとSの間の相関に定まる。

最近10年間の内の初期の研究の大部分は、緯度圏の子午線方向の流出を

研究することにあつた。ごく最近の研究は地表の地理的分布にこれらを選挙することにあるが、私はこれまで発展してきた概念や方法を説明することが役立つという理由から、主として子午線流出の研究のみに意見を限らう。

(A) 角運動量の釣合について

地球上の地上風の循環は、低緯度の偏東風と中緯度の偏西風の存在が観測されている。地表摩擦の影響が地上風を減速させるように働き、その結果が低緯度に西風の角運動量の源が、又、中緯度に西風の角運動量のたまり場が作られている。この地表の引きとめ効果は、もし2つの地帯の間にいくらかでも運動量の交換がなければ、両方の循環を約数日で破壊するに違いない。さて地球大気は毎年あまり大きな角運動量の変化をおこすことなく、従つて源とたまり場の地域間の釣合いは、その間に西風の角運動量が一樣に輸送された時のみ存在する。



第2図 大気中の角運動量輸送

(A) 釣り合いに必要な輸送量と流出量 (B) 輸送量の垂直分布

大気中における角運動量の源とたまり場は、ある程度詳細に研究されており、これらの釣合いを必要とする子午面輸送は第2図の(A)(B)に表わされている。これらの図は必要輸送量と渦動流出量との間の差異を示しており、約30°Nの南で大きくなっている。従って移流流出(平均子午面循環の存在による)は低緯度にとってのみ重要であり、他の場所での輸送の大部分は、対流圏上部で非常に重要でありしかも、子午線速度成分Vと東西速度成分Uの相関による渦動流出($\overline{V'U'}$)によって生ずるのである。

おおよそこの時代に理論派のEadyや Sawyer (1951) は、著述しつつある大気の組織は南面から北東への東向きの流れのつくるトラフに結びついていることを示した。また大気中の擾乱は大気大循環の維持に本質的重要性をもつという Rossby (1948) の提出した基本的な概念も、彼等により確立された。

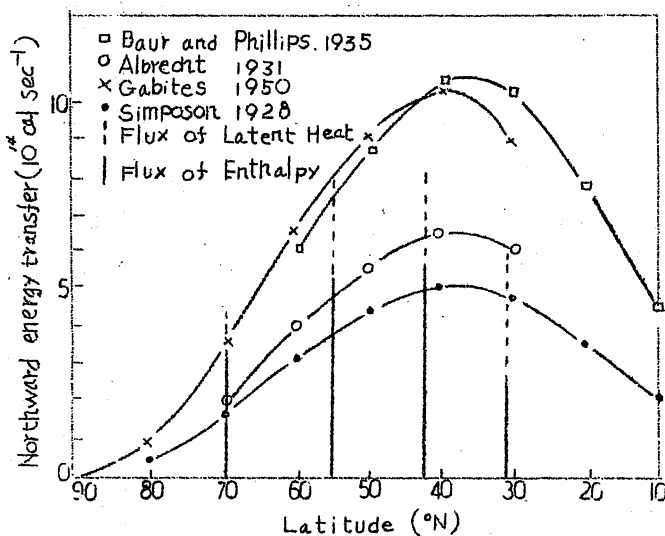
(B) エネルギーの釣合について

地球大気は、地球をとりまく空間内では放射的に釣合っている。即ち大気は短波長による太陽エネルギーを、長波長の大気放射により放射する量と同じ位吸収している。(このような関係から伝導によって地球内部へ移動する熱エネルギーは無視してもよい)。しかし全体としては放射的に釣合いの状態にあるとしても、第1図から大気のある部分では放射によってエネルギーをえても、それよりはるかに多くのエネルギーが放射によって失はれることがわかる。対流圏の中上層部では最大が約2°C/day に達するように思はれる。気候には大規模な傾向があるとしても、大気の年単位のサイクルは通常な状態と巻えらる。即ち熱帯地方の地球では絶えずエネルギー(初めは熱の形で)を供給されているが昇温効果はない。同様にその他の大気中では全体わたる気温の低下はない。従ってエネルギーは低緯度の低層から高緯度の上層に輸送されなければならない。

放射や伝導によって水平輸送される熱量はとるに足らぬものであり、従って必要なエネルギーの輸送は対流によって行はなければならない。(水平的対流として気象学者が扱っているのは移流である。)

風系がこの輸送を行うように組織化されている状態は、これが気候を支配するということである。しかしこの図はエネルギーの変換によってはるかに複雑化されている。一般的に位置のエネルギーが絶えず力学的エネルギーに転換してゆくように汚動している。このような消費や逆方向への位置のエネルギーの移動に対して、太陽から得られるエネルギー

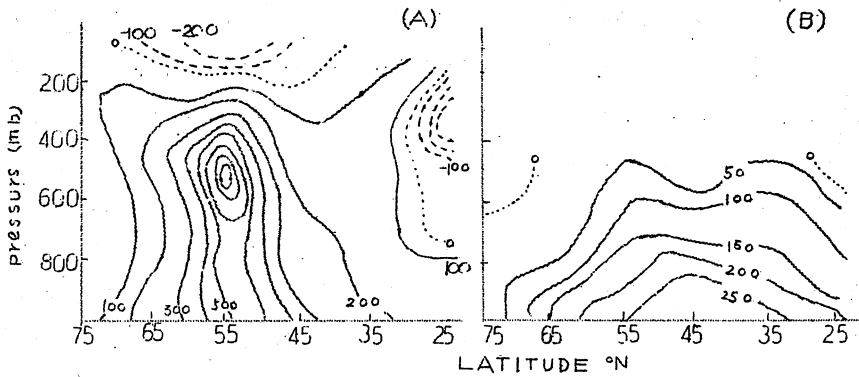
一は位置のエネルギーの維持に使われている。又同時に熱の極方面への移動による消費に対して気温の水率も維持されており、このエネルギーは地表から大気中への蒸発に使われる。(水蒸気の移動が行はれない地帯とは反対に、降水量を上回る大気中への蒸発の過剰量は温度の水率を維持している)。大気循環に必要な極方向へのエネルギー移動の全ては、主として3つのエネルギー型の輸送で表わしうる。即ち (a) 位置のエネルギー (b) 顕熱、(c) 水蒸気潜熱である。力学的エネルギーも輸送されるが、最近10年間に集中的に研究されてきた他の流出量と比較すると、非常に小さいことが示されている。エネルギーの移動にとって大洋の流れはかなり重要である。



第3図 大気中のエネルギー輸送。各実線は釣り合うのに必要な北向きのエネルギーを表わし、縦の線は顕熱と潜熱の形の過剰輸送の帯状平均を表わす。1950年のデータで計算したもの。(StarrとWhite, 1954)

主要なエネルギー釣合いの研究のいくつかは第3図に与えられている。これらの曲線は放射によるエネルギー収支の釣合いに必要な子午面エネルギー輸送量のある計算例を要約している。これらの曲線間の相違からみると気候学者の研究すべき不確実性を示しているが、最近の見積りは信頼性を増して来た。そして輸送の最大が30°と40°の間で起っている点ですべて一致している。StarrやWhiteによって計算された過剰輸送は、必要な輸送の重要な部分が高緯度や中緯度の渦動(擾乱)によって行はれていることを示している。低緯度の平均子午線循環は角運動量輸送の場合と同様に重要である

ように思われる。



第4図 1949年2月、北米における顕熱と潜熱の平均経輸送
 単位: $\text{cal/sec} \times 10^7 / \text{day}$ long/mb layer (White, 1951).

第4図(A)及び(B)は顕熱や潜熱の水平線輸送の垂直分布を示しており、2つの型のエネルギー輸送が行われていることを比較対照することができる。北アメリカで検討された循環では、顕熱の多くは 45°N から 65°N の間、の対流圏の中層で輸送が行われており、(水蒸気の北方流出による)潜熱エネルギーの輸送もかなり広い緯度間で起きるが、約 400mb (7km)上層では比較的水蒸気が少ないということから前層より低層の対流圏内に輸送が制限されている。

(C) 水の釣合について

空間や地球内部への水の損失量は非常に少なく、大洋から補給される水量はいかに長い期間をとっても比較的一定であると考えてもよい。従って大気中においては角運動量の釣合いやエネルギーの釣合いと同様に、全体の水の釣合いが必要である。水の源となるのは蒸発が降水を上回る地域であり、のたまり場はそれとは逆の地域である。

ごく最近までは全地域的規模における水蒸気移動の研究は、主にある異った緯度間に含まれる水蒸気の釣合いのみの研究に限られていた。しかし水蒸気はこの様な解析方法では、エネルギーや運動量程適当な因子ではない。即ちこれは単に蒸発-降水の差を、いまだ気候学的根拠で非常に正確に求めることができないう理由だけではなく、水蒸気の源やたまり場はエネルギーや運動量の場合と違って、緯度に依存することが非常に少ないからである。これらの解析の結果の中で非常に興味をひくものの一つに「地球上の水蒸気の釣合いと砂漠の水理学」と呼ばれる Starr と Peixoto (1958) の論

文がある。彼らは水蒸気輸送の蒸散の強い極大が大洋上のみならず乾燥地帯上にもあることを示している。これはこれらの砂漠上では地表や地下の流水と釣合っている筈の降水を予想外に大きく上回る蒸発の存在することを意味している。

結 論

私はこゝで最近10年間かそこらに現われた気候学上の著しい発展が何であるかを要約しようとした。この試みの中で力学的気候学の観測的部門で使われている幾つかの重要な方法について簡けつに述べ、更に1-2の興味ある結果について述べてみた。

水の釣合いの研究における例は別として、私は北大西洋位の地理的スケールに対し適用されているごく最近の試みについては扱わなかった。しかし一般に気候研究所では、このような地域的な研究にもこれらの方法を適用しており、第1段階として有望な結果を得た。ただし時間的な点に関しては、1ヵ月間という区切りは明かに単に便宜的な時間間隔にすぎないものであり、気候学的な特別な意味をもっていないわけである。従がっていかなる量のものでも月平均パターンは、ある程度はその月に、そして次の月にまたがって役割を演ずる物理的過程を完全に遮蔽するに違いない。このような理由からおそらく輸送の収束の研究は、持続性のある糸綫パターンや時間スケールが層に左右されない異常な気候学的現象(1952年の英国の夏のごとき)を研究するのに用いられるであろう。

(新潟地方气象台 佐藤正夫)

文 献 省 略

第4号の内容お知らせ

最終的に決めてありませんが今のところ予定されているものには

1. J. Bjerknes: *Interaction of sea and atmosphere*

杏藤博英氏抄訳

2. 非断熱効果について

村上多喜男氏

3. 力学及び熱力学の方法による長い期間の予報 (II)

岸保勘三郎氏

などがあります。さらに興味ある話題や論文を掲載したいと思っています。

なお、長期予報の問題について正野重方教授に尋ねていただくようお願いしています。

(片山・佐藤)

準順圧の流れにおける短期と長期の変動

A. Wien-Nielsen: On Short- and Long-term Variations in Quasi-barotropic flow. Mon. Wea. Rev., Vol. 89, No 11, 1961, pp. 461-476.

1. 要約

1変数モデル (one-parameter model) に乱数を入れると不安定な擾乱の生長率が減じ、また不安定な領域の領域がさらに狭くなることを示した。

帯状運動量、運動量輸送および平均流と擾乱の間のエネルギー輸送の変化を線型の場合に示し、また数値の波数を許す予報方程式のスペクトル型の延長した積分によって示した。

帯状風のプロファイルの変化を示すのに必要な数だけの波数を許すスペクトル形式を用いて、初期に安定である順圧の流れにおける長期の変動を示した。

2. まえがき

順圧の流れの不安定度は Kuo [8], Eliassen [7] によってかなり詳しく論ぜられていた。順圧モデルは実際の予報に多く用いられており、またプラネタリー波の予報を変えられたために、予報方程式の修正が行われた。これらの準経験的修正は Cressman [5] と Wien-Nielsen が行った。

最近数値予報のモデルで、数日ないし数ヶ月先迄の期間にわたって積分を行うことに興味を持たれるようになった。Thompson [15] は順圧の流れで、長期の速度変化の理論を提案した。此の理論によると、強いジェット流の擾乱が南北に移動するにつれて擾乱に分離する傾向のあることがわかる。Lorenz [9] は順圧渦度方程式の最大の特異性を示し、そのモデルで延長した時間積分を行った。同様な研究は Bryan [3] も行っている。

Saltzman [14] は有限なフーリエ成分を用いて順圧渦度方程式の延長した積分を行い、帯状流、大規模な擾乱および小規模な擾乱の間の非線形相互作用を研究した。

大気大循環の数値実験が Phillips [2] によって研究され、この拡張が現在 2, 3 の研究グループで行われている。

此の論文の前半では、1変数モデルに渦散を導入してこの効果を調らべ、後半では時間的に大きな規模で順圧な流れにおける変動を述べた。

2. 渦散のある1変数モデルの安定度

此の場合の予報方程式は次の形で与えられる:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + \mathbf{V} \cdot \nabla (\nabla^2 \psi + f) = g^2 \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (2.1)$$

ここで g^2 は次式であらわされる:

$$g^2 = \frac{f_0}{\sigma^2} \frac{d\sigma}{dp} \frac{dA}{dp} \quad (2.2)$$

記号を説明すると ψ は流函数, $\mathbf{V} = \mathbf{K} \times \nabla \psi$ は水平の非渦散の風, $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ は二次元のラプラスアン, f はコリオリス・パラメータである。(2.2)の $\sigma = -(2/\theta) \partial\theta/\partial p$ は安定度 (static stability) の目安であり, f_0 は f の標準値である. $A(p)$ は渦度方程式が適用される面 (500 mb) を中心として、水平の風の垂直方向の変化をあらわす経験的の函数で

$$\mathbf{V}(x, y, p, t) = A(p) \mathbf{V}_s(x, y, t) \quad (2.3)$$

の仮定を満足する。

添字 s は (2.1) では略してある。此の特殊の型の予報方程式は *Winn-Nielson* (19) が導いた。

此の節の最初の部分では、北と南で剛体の壁によって囲まれた領域で、帯状流に際立った擾乱を考へる。それで任意の擾を次のように帯状平均とそれからの偏差に分ける:

$$a = \bar{a} + a' \quad (2.4)$$

$$\bar{a} = \frac{1}{L} \int a dx \quad (2.5)$$

また L は最大の可能な波長である。

(2.4) の関係を (2.1) に適用し、2次の項を省略すると次式になる:

$$\nabla^2 \frac{\partial \psi'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{a}'}{\partial x} + \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{x}}{\partial y^2} \right) \bar{v}' = g^2 \frac{\partial \psi'}{\partial t} \quad (2.6)$$

ここで流函数が

$$\psi' (x, y, t) = \alpha(y) e^{-\mu(x-ct)} \quad (2.7)$$

であらわされる擾乱を考える。これを (2.6) 式に代入して書きなおす：

$$(\bar{u} - c) \left[\frac{d^2 \alpha}{dy^2} - \mu^2 \alpha \right] + \left[\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + g^2 c \right] \alpha = 0. \quad (2.8)$$

最初に初期の帯状流の形が

$$\bar{u} = B \left(1 - \cos \frac{2\pi}{D} y \right) \quad (2.9)$$

で与えられる場合に限って解析的に取扱う。D は壁の間の距離であり、南北の壁の所では $\bar{u} = 0$ 。またチャンネルの真中すなわち $y = D/2$ では $\bar{u} = 2B$ である。

われわれは以下 $\alpha = \alpha(y)$ を次の形に展開して用いることにする：

$$\alpha(y) = \sum_{n=1}^N \alpha_n \sin(n\lambda y) \quad (2.10)$$

ここで $\lambda = \pi/D$ である。擾乱の流函数の南北分布を示す (2.10) は、 ψ' が領域の南と北の境界で常に零になるように選ぶ、従って南北の速度成分 $v = v'$ もまた境界では零であり、はじめにおいた剛体の壁という境界条件は自動的に満足される。

(2.10) を (2.8) に代入して書きなおす：

$$\frac{1}{2} (\mu^2 + (n^2 - 4n) \lambda^2) B \alpha_{n-2} + \left\{ (\mu^2 + n^2 \lambda^2) (c - B) + \beta + g^2 c \right\} \alpha_n + \frac{1}{2} (\mu^2 + (n^2 + 4n) \lambda^2) B \alpha_{n+2} = 0. \quad (2.11)$$

ここでは n と N が小さくまた奇数である場合に限って考えてみよう。一番簡単な $N = 3$ をとると、(2.11) から次の組合せの式が得られる。

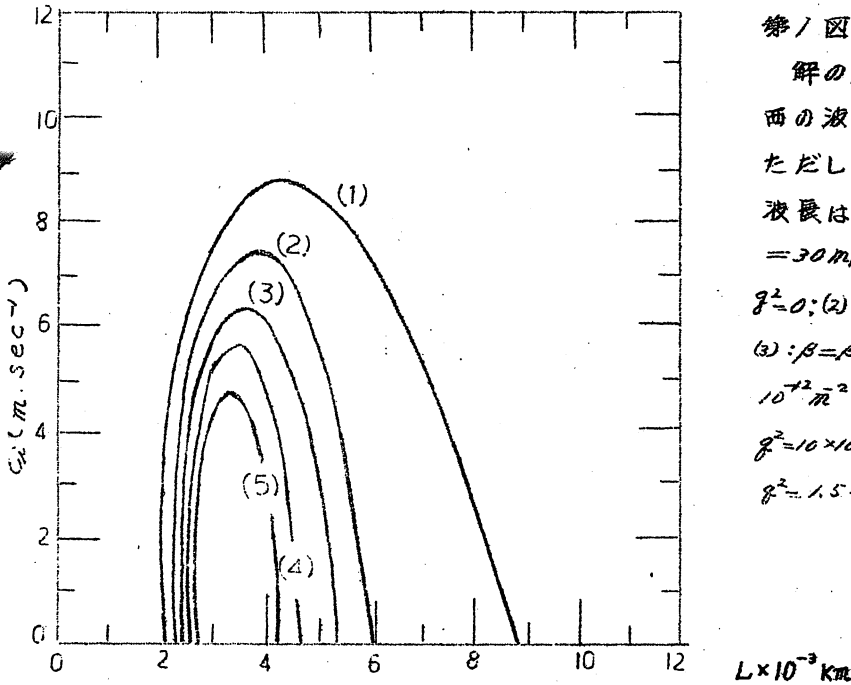
$$\left\{ \begin{aligned} & \left\{ (\lambda^2 + \mu^2 + g^2) c + \beta - \frac{1}{2} B (3\mu^2 - \lambda^2) \right\} \alpha_1 + \frac{1}{2} (\mu^2 + 5\lambda^2) B \alpha_3 = 0 \\ & \frac{1}{2} (\mu^2 - 3\lambda^2) B \alpha_1 + \left\{ (9\lambda^2 + \mu^2 + g^2) c + \beta - B (9\lambda^2 + \mu^2) \right\} \alpha_3 = 0. \end{aligned} \right. \quad (2.12)$$

水平と垂直方向にシアのある 2 変数モデルで、安定度の基準を出すのに Charney [4] が用いた方法によっても、(2.12) とよく似た式が得られる。

C の値は、(2.12) が零でない解をもつこと、すなわちその行列式が零でなければならぬことから定められる：

$$(\lambda^2 + \mu^2 + \eta^2)(9\lambda^2 + \mu^2 + \eta^2)C^2 + [2\beta(5\lambda^2 + \mu^2 + \eta^2) - \frac{1}{2}B(5\mu^2 + 9\lambda^4 + 46\mu^2\lambda^2 + 5\mu^2\eta^2 + 17\lambda^2\eta^2)]C + [\beta^2 - \frac{1}{2}\beta B(5\mu^2 + 17\lambda^2) + \frac{1}{4}B^2(5\mu^2 - 3\lambda^4 + 50\mu^2\lambda^2)] = 0. \quad (2.13)$$

振動数方程式 (2.13) が多くの場合について数値的に解かれた。第1図は最大の南北の波長を 4000 km にとり、初期の最大風速を 60 m/sec ($B=30$ m/sec) とした場合に、(2.13) の解の虚数部分 C_i^* を東面の



第1図 - (2.13) の解の虚数部分と東

面の波長との関係。

ただし最大の南北の

波長は 4000 km、 B

$=30$ m/sec. (1): $\beta=0$,

$\eta^2=0$; (2): $\beta=\beta_{45}$, $\eta^2=0$;

(3): $\beta=\beta_{45}$, $\eta^2=0.5 \times$

$10^{-12} m^{-2}$; (4): $\beta=\beta_{45}$,

$\eta^2=1.0 \times 10^{-12} m^{-2}$; (5): $\beta=\beta_{45}$,

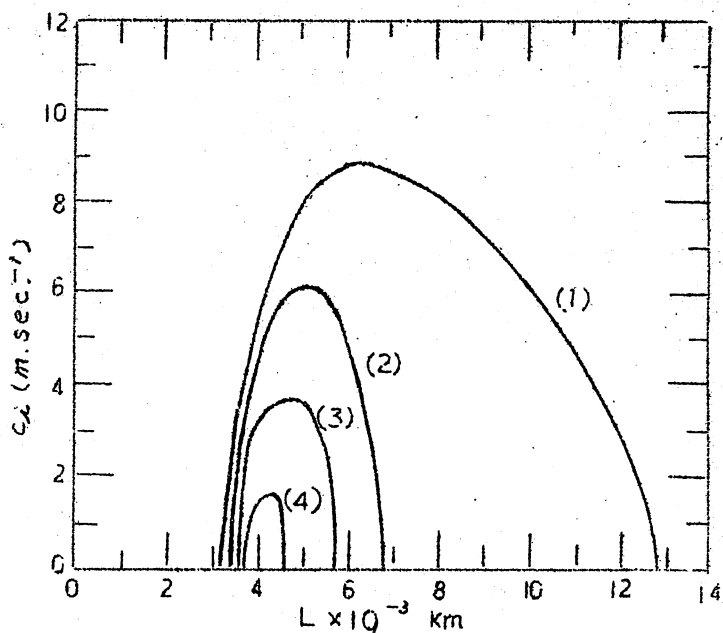
$\eta^2=1.5 \times 10^{-12} m^{-2}$.

波長の函数として示したもので、曲線 (1) は $\beta=0$, $\eta^2=0$; (2) は $\beta=\beta_{45}$, $\eta^2=0$; (3) は $\beta=\beta_{45}$, $\eta^2=0.5 \times 10^{-12} m^{-2}$; (4) は $\beta=\beta_{45}$, $\eta^2=1.0 \times 10^{-12} m^{-2}$; (5) は $\beta=\beta_{45}$, $\eta^2=1.5 \times 10^{-12} m^{-2}$ の場合である。すなわち、(1) では β 効果も発散効果もなく、(2) では β 効果だけがあり、(3)、(4)、(5) では発散効果が順次大きくなっている。

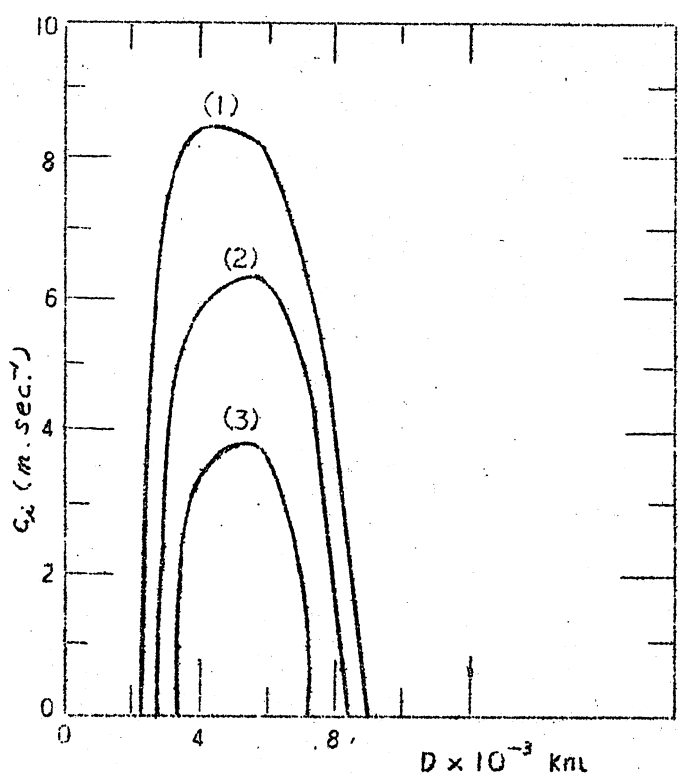
曲線 (1) と (2) を比較すると、 β 効果は擾乱を安定化することがわかる。また (1)、(2) を (3)、(4)、(5) と比較すると、 η (発散の強さの目安) の効果は波の不安定度を減少させることがわかる。従って発散のある1変数モデルは非発散モデルより安定である。

* 筆者注: $C_i > 0$ なら擾乱の振幅は時間的に増加し、擾乱は不安定である。

第2図—
最大の南北
の波長を、
6000kmに
とっただけ
で、他は第
1図と同じ。



第3図—
東西の波長
を5000km
に固定した
場合の、 C_i
と南北の波
長の関係。
(1), (2), (3)は
第1図と同
じ。



第2図は最大の南北の波長を6000kmとした以外は、第1図と同じ条件で計算したものである。此の図は南北の波長が増大すると、波がさらに安

定化することを示している。 $D = 6000 \text{ km}$ に対しては、 $A = \beta_{us}$ また $\beta = 1.5 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2}$ であればすべての波は安定であり、 $\beta = \beta_{us}$ また $\beta = 1.0 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2}$ なら 4000 km 附近の狭い領域にある波を除いてすべての波は安定である。第3図は東面の波長を 5000 km に固定して C_i を南北の波長の函数として示したものである。

次に不安定な擾乱の振幅が2倍になる時間 T を求めて見よう。これは式(2.14)によって計算される：

$$T = \frac{\ln 2}{\mu C_i} \quad (2.14)$$

ここで C_i は波の速さの正の虚数部分である。波長 $L = 2\pi/\mu$ を 1000 km 、 C_i を m/sec また T を日の単位であらわすと

$$T = 1.28 \frac{L}{C_i} \quad (2.15)$$

となる。第1, 2, 3図の曲線はこの2倍になる3時間が0.5日程度であるが、より代表的例では1日ないし2日程度であることを示している。

3. 2次の運動量変化 (second-order momentum changes)

此の特別の擾乱の問題の解から、平均流に対する擾乱の2次の効果を知ることは興味がある。平均流に対するそのような2次の効果は初期の変化を与えるが、少したつと一般流は擾乱の問題の解が最早適用出来ない程度化してしまう。このことはわれわれが求めた解から全く違った場合に、擾乱の構造を変えはじめることを意味する。此の特別の問題は後節で数値計算によって取扱われている。

一般流における2次の変化は運動方程式の第1式から求められる：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + f v. \quad (3.1)$$

此の式に $u = \bar{u} + u'$, $v = v'$ を代入すると、 $\bar{v} = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0$ であるので次のようになる：

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}. \quad (3.2)$$

上式によって帯状風の初期の変化を計算することが出来る。この為には(3.2)の右辺を計算しなければならぬ。それを擾乱の流函数に対する一般解を次のように書く(2.7)と(2.10)を見よ)：

$$\psi'(x, y, t) = \left\{ \alpha_1'' \sin \lambda y + \alpha_3'' \sin 3\lambda y \right\} e^{-\mu(x-t)} \quad (3.3)$$

$$+ \{ \alpha_1^{(2)} \sin \lambda y + \alpha_3^{(2)} \sin 3 \lambda y \} e^{i\mu(x - C_2 t)} \quad (3.5)$$

ここで C_1 と C_2 は (2.13) の二つの解であり、また $\alpha_1^{(1)}$ 、 $\alpha_3^{(1)}$ 、 $\alpha_1^{(2)}$ 、 $\alpha_3^{(2)}$ は解に含まれる波の成分の4つの(未知の)振巾である。もしも波の速度 C が複素数なら、振巾 (α) は一般に複素数である。

さらに初期の擾乱の流函数が次のように与えられたとする:

$$\psi_0'(x, y) = (A_1 \sin \lambda y + A_3 \sin 3 \lambda y) e^{i\mu x} \quad (3.6)$$

次に振巾を決定する4つの式を求める、この4つの式のうち2つは、(3.5) で $t=0$ と置いたものと (3.6) が一致するという条件から定まる:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1^{(1)} + \alpha_1^{(2)} &= A_1 \\ \alpha_3^{(1)} + \alpha_3^{(2)} &= A_3 \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

残りの2つの式は、 $C=C_1$ と $C=C_2$ を満足する (2.12) の2つの式の1つから求まる、(2.12) の第1式を用いると

$$\left. \begin{aligned} F(C_1) \alpha_1^{(1)} + G \alpha_3^{(1)} &= 0 \\ F(C_2) \alpha_1^{(2)} + G \alpha_3^{(2)} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

ここで $F(c)$ と G は次のように定義されている:

$$F(c) = \left(1 + \frac{\lambda^2}{\mu^2} + \frac{\beta^2}{\mu^2} \right) + \frac{\beta}{\mu^2} - \frac{1}{2} B \left(3 - \frac{\lambda^2}{\mu^2} \right) \quad (3.9)$$

$$\text{また} \quad G = \frac{1}{2} \left(1 + 5 \frac{\lambda^2}{\mu^2} \right) B. \quad (3.10)$$

波の速度と振巾を実数および虚数部分に分け

$$C_1 = R + iS, \quad C_2 = R - iS \quad (3.11)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1^{(1)} &= X_1 + iX_2 \\ \alpha_1^{(2)} &= Y_1 + iY_2 \\ \alpha_3^{(1)} &= Z_1 + iZ_2 \\ \alpha_3^{(2)} &= V_1 + iV_2 \end{aligned} \right\} \quad (3.12)$$

のようにあらわすと、(2.13)の解からRとSが定めれば、8つの量 $X_1, X_2, Y_1, Y_2, Z_1, Z_2, V_1, V_2$ は明らかに(3.7)と(3.8)から決定することが出来る。従ってわれわれは波の成分の振幅の実数および虚数部分は既知であると考え、そうすると擾乱の流函数は最終的に次の如く書かれる：

$$\psi'(x, y, t) = e^{\mu st} \left\{ (X_1 \sin \lambda y + Z_1 \sin 3\lambda y) \cos \mu(x - Rt) - (X_2 \sin \lambda y + Z_2 \sin 3\lambda y) \sin \mu(x - Rt) \right\} + e^{-\mu st} \left\{ (Y_1 \sin \lambda y + V_1 \sin 3\lambda y) \cos \mu(x - Rt) - (Y_2 \sin \lambda y + V_2 \sin 3\lambda y) \sin \mu(x - Rt) \right\}. \quad (3.13)$$

従って(3.4)の右辺は簡単に計算されて

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 2\mu \lambda^2 \left[e^{2\mu st} (X_1 Z_2 - X_2 Z_1) + e^{-2\mu st} (Y_1 V_2 - Y_2 V_1) + (V_1 X_2 - V_2 X_1 + Z_1 Y_2 - Z_2 Y_1) \right] M(y) \quad (3.14)$$

となる。ここで

$$M(y) = \cos 4\lambda y - \cos 2\lambda y \quad (3.15)$$

である。今の場合には常に

$$-(X_1 Z_2 - X_2 Z_1) = (Y_1 V_2 - Y_2 V_1) = N^* \quad (3.16)$$

また

$$V_1 X_2 - V_2 X_1 + Z_1 Y_2 - Z_2 Y_1 = 0 \quad (3.17)$$

である。この関係を用いると(3.14)は次の形に書くことが出来る：

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -4\mu \lambda^2 N^* \sinh(2\mu St) \cdot M(y) \quad (3.18)$$

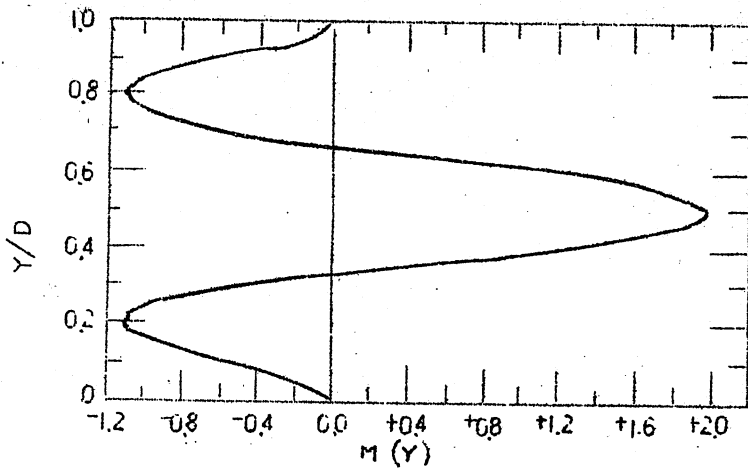
または積分して

$$\bar{u}(y, t) = \bar{u}(y, 0) - 2 \frac{\lambda^2 N^*}{S} [\cosh(2\mu St) - 1] \cdot M(y). \quad (3.19)$$

われわれが数値的に取扱った例では N^* は常に正であった。この結果はTollmien [16]の出した結果を用いてKuo [8]が示したところの意見と一致している。後に擾乱および平均運動エネルギーの転換の物理的考察から、 $N^* > 0$ となることを示す。

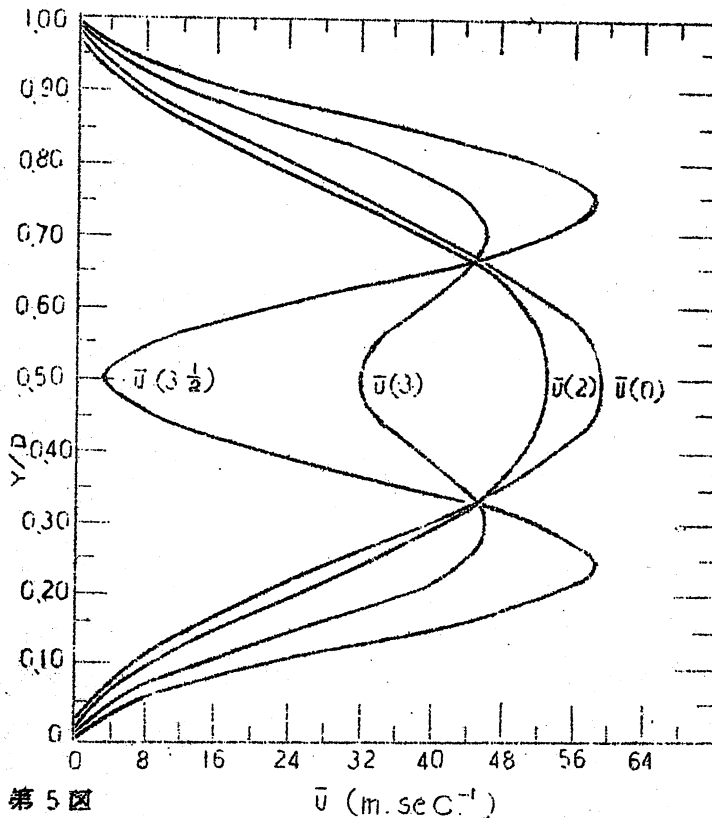
第4図に $M(y)$ が y/D の函数として示されている。 $M(y)$ は手

ネルの真中で正の極大をもち、その両側で負の極小をもっている。



第4図 —
(3.15) によ
って定義さ
れた函数
 $M(y)$.

$(\cos k(2\mu St) - 1)$ は $t > 0$ に対して正であるから、(3.19) の右辺の第2項は $M(y)$ と反対符号である。従って $\bar{u}(y, 0)$ の初期の極大は積分を行った最初の時間の間減少し、時間がたつと共にチャンネルの中心の北と南に極大が現われる傾向のあることが期待される。第5図は(3.19)

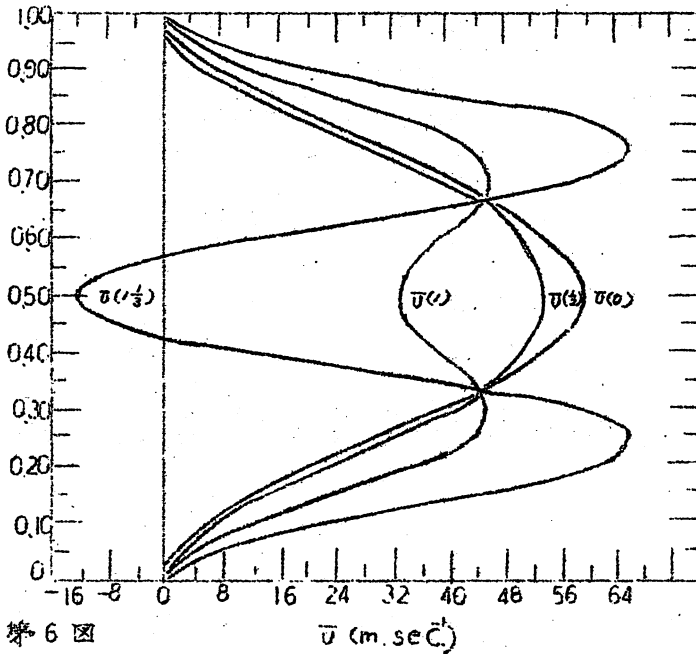


第5図

を用いて $t=0, 2, 3$ および 3.5 日 に対する $\bar{u}(y, t)$ の分布を求めたもので、非発散 ($\beta=0$), $\beta = \beta_{25}$, チャンネルの巾が 6000 km また東側の波長が 5000 km の場合である。また初期の風速の極大は 60 m/sec で、 A_1 は初期の風の南北成分が 5 m/sec になるように選び、地方 $A_2 = 0$ とした。

第5図(説明) - 初期と(3.17)から計算した2.3および3.5日後の帯状風のプロファイル。ただし $\beta = \beta_{45}$, $\beta^2 = 0$, 東西の波長5000km, チャンネルの巾3,000km, $A_1 = 30 \text{ m/sec}$, A_2 は 5 m/sec に対応している。

第6図(説明) - 初期および0.5, 1.0, 1.5日後のプロファイル。 A_2 が 5 m/sec に対応するようにしたが、他は第5図と同じ。



第6図は A_2 が 5 m/sec に対応するように選んだ場合は、第5図と同じ場合について $t = 0, 0.5, 1$ および 1.5 日に対して計算したものである。第5図と6図を比較すると初期に存在する流の南北の規模が小さい程、ジェット流の分裂が早く行われることがわかる。

これらの図は Thompson [15] が理論的に出したものとよく一致している。不安定な順圧波によってジェット流が分裂する際、擾乱はチャンネルの中心から南と北に運動量を輸送する。此のことはチャンネルの中心の南では南東から北西に、北では南西から北東に不安定擾乱の峯と谷線が傾斜することを意味している。この傾斜は大気中で一般に観測されるものと反対である。此の事実は実際の気中では、順圧波過程が重要であることを暗示しているが順圧波の経験によると今述べてのと同様な過程がたしかに起っている。

4. 順圧な発達の一例

略

5. エネルギー - 転換

此の節では非発散のモデルで可能な唯一のエネルギー転換、すなわち平均帯状運動エネルギーと擾乱の運動エネルギーの間の転換を考へる。此の場合

$$\text{の手報方程式は } \frac{\partial \delta}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \delta + \beta u = 0 \quad (5.1)$$

$$\text{または } \frac{\partial \delta'}{\partial t} + \mathbf{V}' \cdot \nabla \delta' = 0 \quad (5.2)$$

(43)

である。(5.2)式は次のように書きなおせる ($\partial u'/\partial x + \partial v'/\partial y = 0$: (5.5) を用いる) :

$$\frac{\partial \bar{J}}{\partial t} = \partial^2 (\overline{u'v'}) / \partial y^2. \quad (5.3)$$

また単位質量と単位面積あたりの平均運動エネルギー \bar{K} は

$$\bar{K} = \frac{1}{S} \int_S \frac{1}{2} \bar{u}^2 dS = \frac{1}{2D} \int_0^D \left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y} \right)^2 dy \quad (5.8)$$

であるから、その時間的変化は次のようになる :

$$\frac{d\bar{K}}{dt} = \frac{1}{D} \int_0^D \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} \right) dy = -\frac{1}{D} \int_0^D \bar{\psi} \frac{\partial \bar{J}}{\partial t} dy. \quad (5.9)$$

これは南と北の境界では常に $\partial^2 \bar{\psi} / \partial y \partial t = -\partial \bar{u} / \partial t = 0$ だからである (5.9) に (5.3) を代入して計算すると

$$\frac{d\bar{K}}{dt} = -\frac{1}{D} \int_0^D \bar{\psi} \frac{\partial^2 \overline{u'v'}}{\partial y^2} dy = -\frac{1}{D} \int_0^D \bar{u} \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} dy \quad (5.10)$$

となる。

同様にして擾乱の運動エネルギーの時間的変化は次の形となる :

$$\frac{dK'}{dt} = \frac{1}{D} \int_0^D \bar{u} \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} dy. \quad (5.11)$$

従ってエネルギー転換を次式で定義するのが自然である :

$$\{K', \bar{K}\} = -\frac{1}{D} \int_0^D \bar{u} \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} dy. \quad (5.12)$$

ここでは、前に行った解析から求めた不安定な順圧波に対して (5.12) を計算しないで、(3.14) の一部で与えられる運動量輸送の収斂を考える :

$$-\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} = 2\mu\lambda^2 (X, Z_2 - X_2 Z_1) e^{2\mu st} M(y) \quad (5.13)$$

この式と \bar{u} に対する (2.9) を (5.12) に代入して書きなおす :

$$\{K', \bar{K}\} = \mu\lambda^2 B e^{2\mu st} (X, Z_2 - X_2 Z_1) = -\mu\lambda^2 B e^{2\mu st} N^*. \quad (5.14)$$

上式は (3.16) で導入した N^* の符号を与える。すなわち、不安定な順圧波の運動エネルギーは平均流からのエネルギーの転換によってのみ増加するから、 $\{K', \bar{K}\}$ は負でありこれは N^* が正であることを意味する。

(5.14) から N^* が正であるという結論を出したが、この式は帯状運

動量の二次の変化を考慮しないで求めたものである。従って(5.14)は初期の少しの時間の間だけ適用出来るだけである。エネルギー転換における高次の変化の重要性と非線型効果が卓越するようになった時の問題は、第6節のおわりで述べる。

6. 順圧な流れの延長した時間積分

(Extended time integration of barotropic flow)

線型理論から得られた結果の適用性を示すためと、帯状なプロファイル、運動量輸送、エネルギー転換の変化を、さらに一般の場合に時間の函数として示すための2つの目的で、順圧方程式の時間的積分を延長することが行われた。この積分は Lorenz [9] が一番簡単化した式によって行った積分の拡張と考えられる。線型の場合に得られた結果を基礎として、われわれは帯状風に2つの極大が許され、また非常に効果的な計算が出来る系を作ることにしよう。

線型の場合の平均帯状風に対する(3.19)は、次の式を数値実験で用いるのが便利であることを暗示する：

$$\bar{u}(y, t) = B(t) + C(t) - B(t) \cos(2\lambda y) - C(t) \cos(4\lambda y). \quad (6.1)$$

B と C の色々な値に対して(6.1)が表わす曲線は、チャネルの中央で強い西風、南北の壁の近くで東風の場合と、丁度その逆の場合の間を変化させることが出来る。従って、与えられた初期値から予報された B と C の値は、順圧方程式から予報された帯状風プロファイルのある型の変化を示すだろう。

(6.1)に対応する流函数は次のように与えられる：

$$\bar{\psi}(y, t) = D(B+C) \left[1 - \frac{y}{D} \right] + \frac{B}{2\lambda} \sin(2\lambda y) + \frac{C}{4\lambda} \sin(4\lambda y). \quad (6.2)$$

ここで D はチャネルの巾で、積分定数は $\bar{\psi}(D, t) = 0$ になるように決定された。

他方、擾乱の流函数に対する解(3.13)は今の場合流函数が次の形で与えられることを暗示する：

$$\begin{aligned} \psi'(x, y, t) = & \frac{E_1(t)}{K} \sin \lambda y \sin kx + \frac{E_3(t)}{K} \sin 3\lambda y \sin kx \\ & + \frac{F_1(t)}{K} \sin \lambda y \cos kx + \frac{F_3(t)}{K} \sin 3\lambda y \cos kx \end{aligned} \quad (6.3)$$

これは東西方向には1つの波数(K)、また南北方向には2つの波数(λ と 3λ)

を求めている。従って、完全な流函数は次のようになる。

$$\psi(x, y, t) = \bar{\psi}(y, t) + \psi'(x, y, t). \quad (6.4)$$

さて (6.4) を渦度方程式

$$\frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial t} = J(\nabla^2 \psi, \psi) - \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (6.5)$$

に代入すると (ここで $\beta = df/dy$ は一定と看做す)。Lorenz が用いた方法によって、(6.5) を 6 つの振巾 B, C, E_1, E_2, F_1 および F_3 に対する 6 つの式 (すべて時間だけの函数) に変換することが出来る。次の記号

$$Q = \frac{\lambda^2}{K^2}, \quad R = \frac{\beta}{K^2} \quad (6.6)$$

を使って此の 6 つの式をあらわす：

$$\frac{dB}{dt} = 2KQ[E_1 F_3 - E_3 F_1]$$

$$\frac{dC}{dt} = -2KQ[E_1 F_3 - E_3 F_1]$$

$$\frac{dE_1}{dt} = K \left[CF_1 - \frac{Q-3}{2(Q+1)} BF_1 - \frac{5Q+1}{2(Q+1)} BF_3 - \frac{7Q-1}{2(Q+1)} CF_3 - \frac{R}{Q+1} F_1 \right]$$

$$\frac{dE_2}{dt} = K \left[(B+C)F_3 + \frac{3Q-1}{2(9Q+1)} BF_1 - \frac{15Q-1}{2(9Q+1)} CF_1 - \frac{R}{9Q+1} F_3 \right] \quad (6.7)$$

$$\frac{dF_1}{dt} = -K \left[CF_1 - \frac{Q-3}{2(Q+1)} BE_1 - \frac{5Q+1}{2(Q+1)} BE_3 - \frac{7Q-1}{2(Q+1)} CE_3 - \frac{R}{Q+1} E_1 \right]$$

$$\frac{dF_3}{dt} = -K \left[(B+C)E_3 + \frac{3Q-1}{2(9Q+1)} BE_1 - \frac{15Q-1}{2(9Q+1)} CE_1 - \frac{R}{9Q+1} E_3 \right]$$

(6.7) の最初の 2 つの式から次の関係が求まる：

$$B + C = M_0 = \text{const.} \quad (6.8)$$

これは単に全帯状運動量が保存されることを表わしている。簡単な渦度方程式 (6.7) は、領域について積分した運動エネルギーと渦度の自乗を保存することを Lorenz [9] が示した。

単位面積あたりの運動エネルギーは次式によって計算される：

$$K = \frac{1}{LD} \int_0^L \int_0^D \frac{1}{2} \nabla \psi \cdot \nabla \psi dx dy = -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{LD} \int_0^L \int_0^D \psi \nabla^2 \psi dx dy. \quad (6.9)$$

(6.4), (6.3) および (6.2) を (6.9) に代入して書きなおす：

$$K = \frac{1}{2}(B+C)^2 + \frac{1}{4}(B^2+C^2) + \frac{1}{8} \frac{\lambda^2 + K^2}{K^2} (E_1^2 + F_1^2) + \frac{1}{8} \frac{\rho \lambda^2 + K^2}{K^2} (E_3^2 + F_3^2) \quad (6.10)$$

(6.10) に (6.7) を代入して σ で微分すると、運動エネルギーが保存することがわかる。

次に渦度の自乗平均は

$$\bar{\nabla} = \frac{1}{LD} \int_0^L \int_0^D (\nabla^2 \psi)^2 dx dy \quad (6.11)$$

が与えられるが、これに (6.4) を代入すると次のようになる：

$$\bar{\nabla} = 2\lambda^2 B^2 + 8\lambda^2 C^2 + \frac{1}{4} \frac{(\lambda^2 + K^2)}{K^2} (E_1^2 + F_1^2) + \frac{1}{4} \frac{(\rho \lambda^2 + K^2)}{K^2} (E_3^2 + F_3^2). \quad (6.12)$$

この $\bar{\nabla}$ も保存することが証明される。

平均運動エネルギーと擾乱のエネルギーの間のエネルギー転換を延長した期間にわたって示すことが、数値積分の1つの目的である。従って単純化したモデルで、此の転換をあらわす式を出す必要がある。これは (6.4) を (6.12) に代入して得られる：

$$\{K', \bar{K}\} = \frac{\lambda^2}{K} (B-C) \cdot (E_1 F_3 - E_3 F_1) \quad (6.13)$$

次に流体の全運動量が保存される事実 ((6.8) 式) を考えて見る。Platzman と Baer (3) が示したように、この保存性は擾乱に与えることの出来る帯状運動エネルギーの量を制限する、換言すれば、全体の帯状運動エネルギーは2つの部分、すなわち、有効 (available) および非有効運動エネルギーの和であると考えられる。(6.10) からわかるように、運動エネルギーの帯状な部分は次のように与えられる：

$$E_2 = \frac{1}{2}(B+C) + \frac{1}{4}(B^2+C^2). \quad (6.14)$$

(6.8) を用いて (6.14) を書きなおす：

$$E_2 = \frac{3}{4} M_0 + \frac{1}{2} B (B - M_0) \quad (6.15)$$

または

$$\delta E_2 = (B - \frac{1}{2} M_0) \delta B. \quad (6.16)$$

それ故、もしも $B = \frac{1}{2} M_0$ 、すなわち $C = \frac{1}{2} M_0$ なら E_z は極小となる。従ってわれわれの場合には、帯状運動エネルギーが極小になるような (6.1) であらわされる帯状風の特別の形が存在する。此の極小値は (6.14) に $B = C = \frac{1}{2} M_0$ とおいて求められる：

$$E_z \text{ min} = \frac{5}{8} M_0^2. \quad (6.17)$$

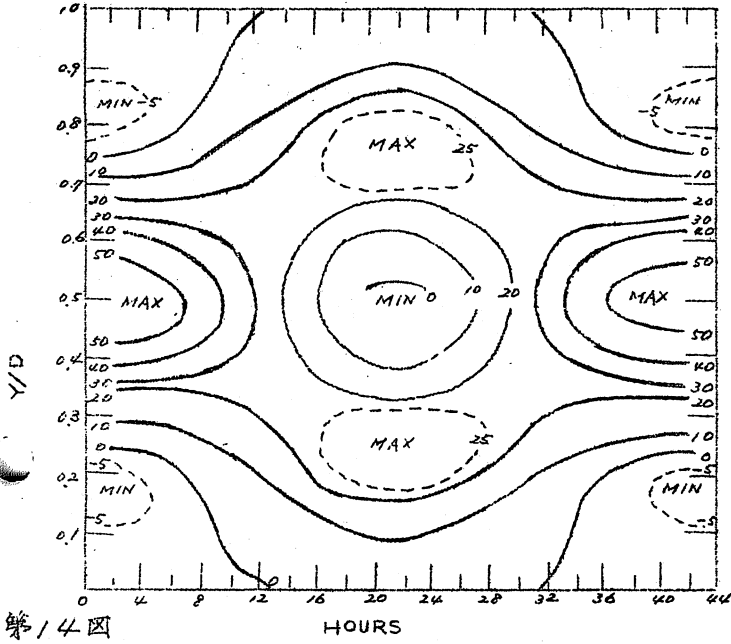
これは帯状運動エネルギーの非有効部分である。従って初期の運動量の自乗の $3/8$ だけが、擾乱の運動エネルギーに転換される。(6.15) から (6.17) を引くと有効な帯状運動エネルギーが得られる：

$$E_z \text{ av.} = \frac{1}{8} M_0^2 - \frac{1}{2} BC = \frac{1}{8} (B - C)^2. \quad (6.18)$$

此の式に $B = C = \frac{1}{2} M_0$ を代入すると $E_z \text{ av.} = 0$ となり、有効運動エネルギーはなくなる。 $M_0 = 0$ すなわち $B = -C$ の場合には、帯状な有効エネルギーは大きくまた此の時には $E_z \text{ av.} = \frac{1}{2} B^2$ である。此の場合には帯状な流れに大きな変化が生ずることを、後に実際の計算の結果によって示す。系 (6.5) の数値積分が多くの例について行われた。初期を除いて中央差分を用いて積分を行い、時間のステップは1時間にとった。われわれは4つの例を取扱い、計算はすべて24日間 (576 time steps) 行ったが、すべての計算は週期的であるので、図示したのは大体1週間の間である。以下各例について簡単に説明する。

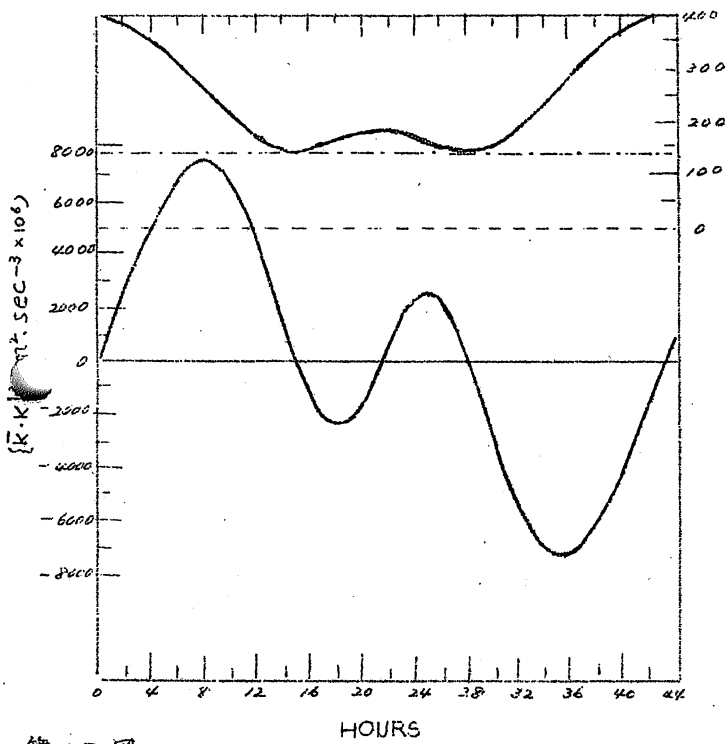
例1：この例では初期の流れが順正的に不安定である。東側の波長は 5000 km にとり、チャネルの巾を 3000 km にとったが、これは最大の南北の波長が 6000 km に対応している。 B と C は初期に夫々 30 m/sec および -15 m/sec にとった。これはチャネルの中心で1つの極大、 60 m/sec を与える。また南北の壁の近くでは弱い東風 (極大が 7 m/sec) になっている。初期の擾乱は $E_1 = 25 \text{ m/sec}$, $E_2 = F_1 = F_2 = C$ とおいて与えた。此の擾乱は峯と谷線が南北に立っており、従って初期には運動量の輸送はない。

予報した帯状風の変化が第14図に示されている。予報では約44時間の週期で元に戻っている。チャネルの中心の極大は約22時間後に $2-3 \text{ m/sec}$ の東風になり、同時に中心の北と南に $28-29 \text{ m/sec}$ の西風の極大が形成されている。



第14図

第14図 — 帯状風速と時間および南北の距離の関係、初期の要数：
 $B_0 = 30 \text{ m/sec.}$
 $C_0 = -15 \text{ m/sec.}$
 $E_{10} = 25 \text{ m/sec.}$
 $E_{30} = F_{10} = F_{30} = 0.$
 $B = B_{45}, \text{ 中 } 3000 \text{ Km.}$
 東西の波長 5700 km



第15図

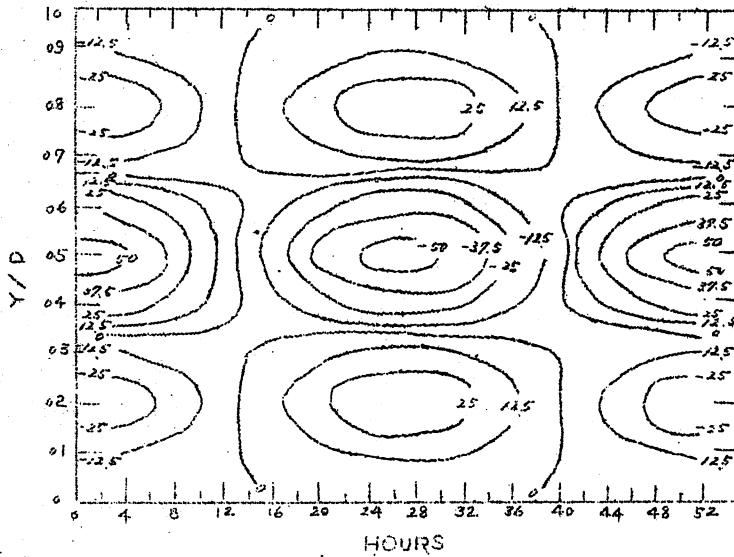
第15図 — 1週間の間の帯状運動エネルギー (上図) と帯状と擾乱のエネルギーの間のエネルギーの時間的変化 (下図)

第15図の下の曲線は帯状および擾乱のエネルギーの間の転換を示したもので、上の曲線はこれと対応する帯状運動エネルギーの減衰である。

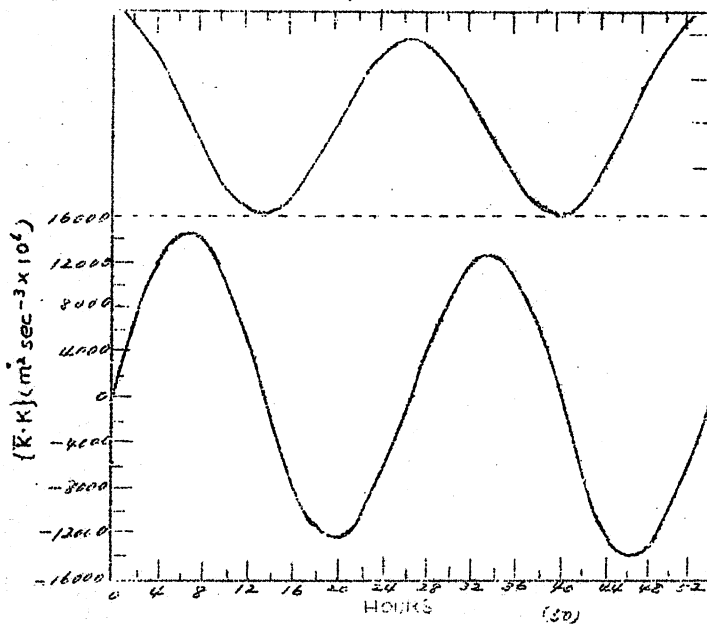
非有効帯状運動エネルギーの量は(6.17)から計算することが出来る。

$B_0 = 30 \text{ m/sec}$, $C_0 = -15 \text{ m/sec}$ であるから $M_0 = 15 \text{ m/sec}$ となり、従って極小の帯状運動エネルギー ($E_x \text{ min}$) は $140.6 \text{ m}^2/\text{sec}^2$ となる。これが E_x の曲線(第15図)の極小と一致していることは興味深い。

例2 この例では $B = -C = 30 \text{ m/sec}$ と送ったので $M_0 = 0$ である。非有効運動エネルギーはなく、また同時に全運動エネルギーも大きい。第16図は帯状風の変化を示したもので、約54時間で週期的に変動している。



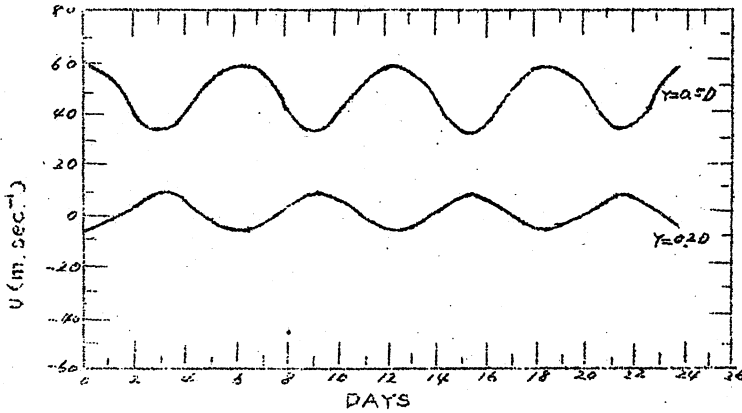
第16図 —
 $C_0 = 30 \text{ m/sec}$ とした旭は第14図と同じ。



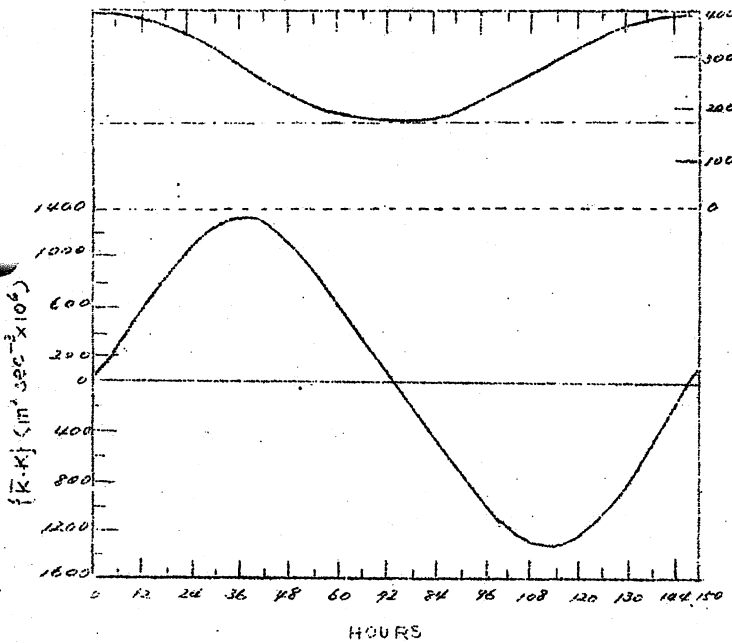
第17図 — 例2の場合の変化で第15図に対応するもの。

第17図は、例1の第15図に対応するもので、帯状運動エネルギーとエネルギー転換を表わしたもので、変動が極めて大である。

例3： 此の例では初期の帯状風のプロファイルは、例1の場合と同じである ($B_0 = 30 \text{ m/sec}$, $C_0 = -15 \text{ m/sec}$) が、領域の広さを拡張した。すなわち、チャンネルの巾を $10,000 \text{ km}$ にとった。これは地球の北極と赤道の間の距離に等しい。東西方向の波長も $10,000 \text{ km}$ にとったので、線型理論によって初期の流れは安定である (第2図と3図を参照)。初期の擾乱は $E_1 = 25 \text{ m/sec}$ とおき、他の擾乱は零とした。



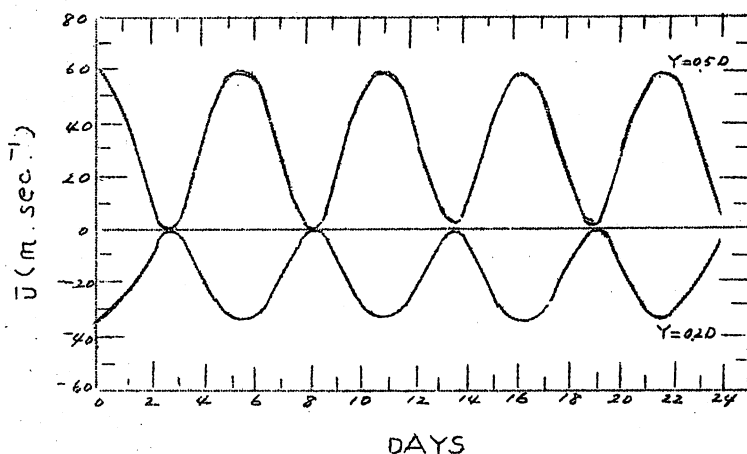
第18図 —
チャンネルの中心と
壁から $0.2D$ の
離れた所における
帯状風速の変化。
初期の擾乱: $B_0 =$
 30 m/sec , $C_0 = 15$
 m/sec , $E_{10} = F_{10} = F_{30}$
 $= 0$, $B = B_{45}$, 巾
 $10,000 \text{ km}$, 東西の
波長 $10,000 \text{ km}$ 。



第19図 —
例3の場合の擾乱
で第15図に対応
するもの。

此の場合の結果を図示したものが第18図と19図である。第18図はチャネルの中心と壁から $0.2D$ の所における帯状風の変化を示している。中心における風速は6日より少し長い週期で、 60 m/sec と 32.5 m/sec の間を規則的に変化している。一方壁から $0.2D$ の所では、同じ週期で -6 m/sec と $+9 \text{ m/sec}$ の間を変化している。此の場合にも、初期の1つの極大が2つの極大に分裂する傾向がある。

例4：此の例では初期に $B_0 = 30 \text{ m/sec}$, $C_0 = -30 \text{ m/sec}$, チャネルの中は $10,000 \text{ km}$, また東西の枚数は $10,000 \text{ km}$ であるので、全帯状運動量は零である。第20図はチャネルの中心と壁から $0.2D$ の所における帯状風の変化を24日間示したものである。



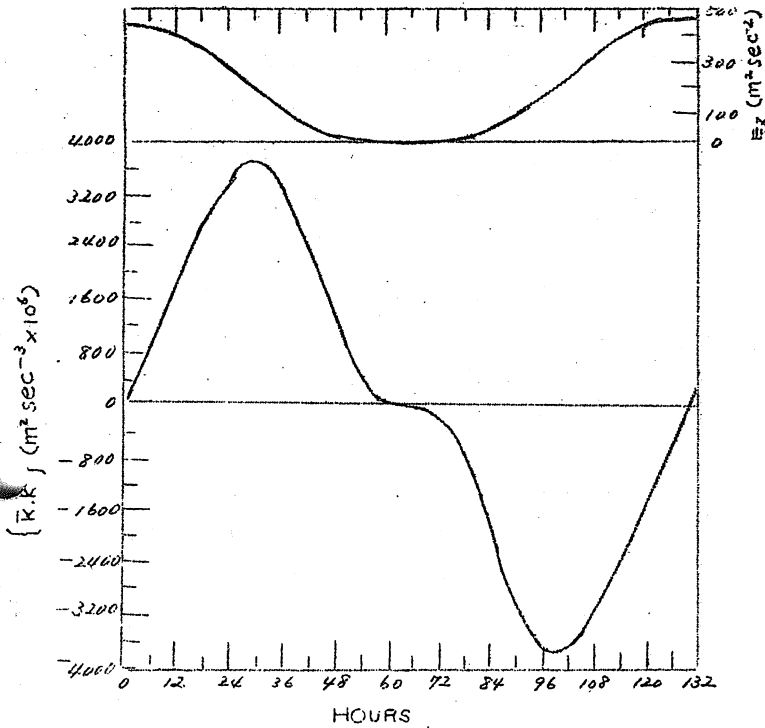
第20図—
 $C_0 = -30 \text{ m/sec}$
 とした他は第18
 図と同じ。

中心における帯状風は $5 \frac{1}{2}$ 日の週期で 60 m/sec と 0 m/sec の間を変化し、一方壁から $0.2D$ においては -33 m/sec と 0 m/sec の間を変化している。第21図は第20図とよい対応を示している。

上述した積分に見られる5-6日の週期は、Thompson [15] によって見出された典型的な時間的スケールと一致する。また此所で得られた結果は、Charney [4] と Baer [1] が述べている結果と一致している。

実際の資料の解析においても、此の程度の週期性のあることが認められる。Mintz と Kao [10] は1949年/月の或る緯度における運動量の南北方向の輸送の収斂に、3-5日の週期を見出しており、Duggan [6] も運動量の収斂に此の程度の週期性を指摘している。

非線型の積分の結果は、どの程度早く高次の効果が重になるかという知識を得るために用いられる。例えば、非線型の計算でエネルギー—転換を与える曲線と、種々のオーダ—の項を含む線型理論から推定した曲線から、此の知



第21 図 —
例 4 の場合の変
化で第 15 図に
対応する。

値が求まる。

\bar{u} に対する (3.19) と $-\partial(u'v')/\partial y$ に対する (3.18) を、エネルギー_転換に対する式 (5.12) に代入すると、次の式が見出される：

$$\begin{aligned} \{\bar{K} \cdot \bar{K}'\} = & 4\mu\lambda^2 N^* \sinh(2\mu St) \cdot \left[\frac{1}{D} \int_0^D \bar{u}(y, 0) M(y) dy \right] \\ & - \frac{8\mu\lambda^4 N^{*2}}{S} (\cosh(2\mu St) - 1) \sinh(2\mu St) \cdot \left[\frac{1}{D} \int_0^D M^2(y) dy \right]. \end{aligned} \quad (6.19)$$

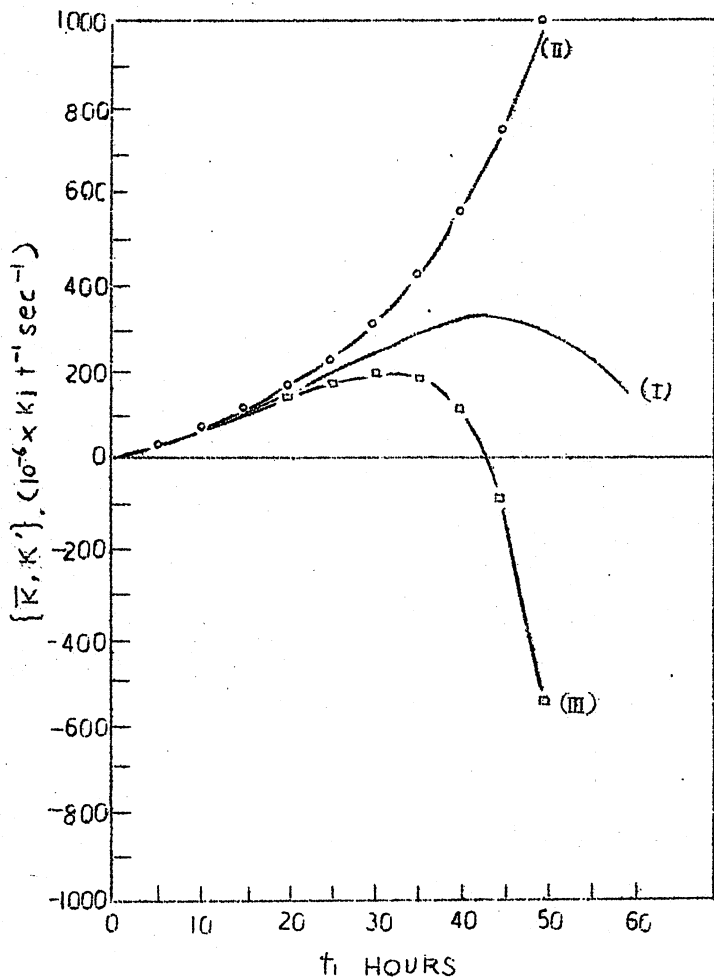
(6.19) の右辺の第 1 項は初期のプロファイル $\bar{u}(y, 0)$ と関係するが、第 2 項は関係していない。 $M(y)$ によってあらわされた運動量輸送の収斂の南北分布は、2 次の効果であるから、(6.19) の第 1 項は 2 次のオーダーで、他方第 2 項は 4 次のオーダーである。

$\bar{u}(y, 0)$ に対する (2.9) と $M(y)$ に対する (3.15) を (6.19) に代入して書きなおす：

$$\begin{aligned} \{\bar{K} \cdot \bar{K}'\} = & 2\mu\lambda^2 N^* B \sinh(2\mu St) \\ & - \frac{8\mu\lambda^4 N^{*2}}{S} \sinh(2\mu St) \cdot (\cosh(2\mu St) - 1). \end{aligned} \quad (6.20)$$

比較のために次の例を選んだ。東西の波長は 5000 km、最大の南北の波

長は 6,000 Km, $\beta = 16 \times 10^{-12} \text{ m}^{-1} \text{ sec}^{-1}$, $B = 30 \text{ m/sec}$, $\beta^2 = 0$ である。第 22 図 (I) は非線型の場合のエネルギー転換の時間的变化である。エネルギー転換は約 44 時間後に極大に達している。第 22 図 (II) は (6.20) の第 1 項だけを入れて計算した結果である。(I) と (II) を比較すると、2 次の効果を含む曲線は約 24 時間後迄、エネルギー転換のよい推定を与えているのがわかる。(6.20) の計算に 4 次の効果を含めると、第 22 図 (III) の曲線が得られる。此の曲線は 2 次の曲線より少し長い間、非常によい推定を与えているが、その後急速に推定値は減少している。4 次の効果を入れたために生ずる主な結果は、エネルギー転換が極大になるだらうということ、此の項が実際に予報していることである。第 22 図から得られる主な結論は高次の効果は約 1 日後に重要になるということである。



第 22 図 —

(I): 非線型の場合のエネルギー転換の時間的变化

(II): 線型の解から計算したエネルギー転換で 2 次の効果を含む

(III): (II) と同じであるが 4 次の効果も含んでいる。

すべての場合に次の変数を用いた: 東西の波長 5000 Km, 最大の南北の波長 6000 Km, $\beta = 16 \times 10^{-12} \text{ m}^{-1} \text{ sec}^{-1}$, $B = 30 \text{ m/sec}$, $\beta^2 = 0$

文 献

1. F. Baer, "The Extended Numerical Integration of a Simple Barotropic Model, Part II," Tech. Rep. No. 3, National Science Foundation (NSF-G 2159), 1958
2. B. W. Boville, "A Dynamical Study of the 1958-59 Stratospheric polar Vortex," Scient. Rep. No. 9, McGill University, Contract No. AF19(604)-3865, 1961, 134 pp.
3. K. Bryan, "A Numerical Investigation of Certain Features of the General Circulation," *Tellus*, vol. 11, No. 2, May 1959, pp. 163-174.
4. J. Charney, "On the Theory of the General Circulation of the Atmosphere," pp. 178-193. Rossby Memorial Volume.
5. G. P. Cressman, "Barotropic Divergence and Very Long Atmospheric Waves," *M.W.R.*, vol. 86, No. 8, Aug. 1958, pp. 293-297.
6. F. F. Duggan, "A Study of the Meridional Convergence of Angular Momentum at 500 mbs. in Selected Latitude Belts," Thesis, U.S. Naval postgraduate School, 1960. 16 pp.
7. E. Eliassen, "Numerical Solution of the perturbation Equation for Linear Flow," *Tellus*, vol. 6, No. 2, May 1954, pp. 183-192.
8. H. Kuo, "Dynamic Instability of Two-Dimensional Non-Divergent Flow in a Barotropic Atmosphere," *J.M.*, vol. 6, No. 2, Apr. 1949, pp. 105-122
9. E. N. Lorenz, "Maximum Simplification of the Dynamic Equations," *Tellus*, vol. 12, No. 3, Aug. 1960, pp. 243-254

10. Y. Mintz and S-K Kao, "A Zonal-Index Tendency Equation and Its Application to Forecasts of the Zonal Index", *J. M.*, vol. 9, No. 2, Apr. 1952, pp. 87-92
11. F. W. Murray, "Dynamic Stability in the Stratosphere", *J. of Geoph. Res.*, vol. 65, No. 10, Oct. 1960, pp. 3273-3305.
12. N. A. Phillips, "General Circulation of the Atmosphere: A Numerical Experiment," *Q. J. R. M. S.*, vol. 82, No. 352, Apr. 1956, pp. 123-164
13. G. W. Platzman and F. Baer, "The Extended Numerical Integration of a Simple Barotropic Model, Part I," *Tech. Rep.*, No. 1, National Science Foundation (NSF-G 2159), 1958
14. B. Saltzman, "Numerical Solution for an Idealized Barotropic Flow, Studies of the Atmospheric General Circulation III," *Final Report*, M. I. T., Contract No. AF19(604)-2242, 1959, pp. 132-147.
15. P. D. Thompson, "A Heuristic Theory of Large-Scale Turbulence and Long-Period Velocity Variations in Barotropic Flow," *Tellus*, vol. 9, No. 1, Feb. 1957, pp. 69-91
16. W. Tollmien, "Über die Entstehung der Turbulenz, I," *Mitteilung Nachrichten Gesellschaft Wissenschaften, Göttingen (Neue Folge)*, vol. 1, 1929, pp. 20-44
17. A. Wiin-Nielsen, "On Barotropic and Baroclinic Models, with Special Emphasis on Ultra-Long Waves," *M. W. R.*, vol. 87, No. 5, May 1959, pp. 171-183.

(気象研究所 栗井 康 紹介)

数値予報による等圧面高度を使った 半旬気温予報

Objective prediction of Five-day mean
temperature during winter. Jour. Met.
1959, No 6

W. H. Klein, B. M. Lewis, I. Enger.

Application of numerical prognostic Height
to Surface Temperature Forecast. Tellus,
1960, No. 4

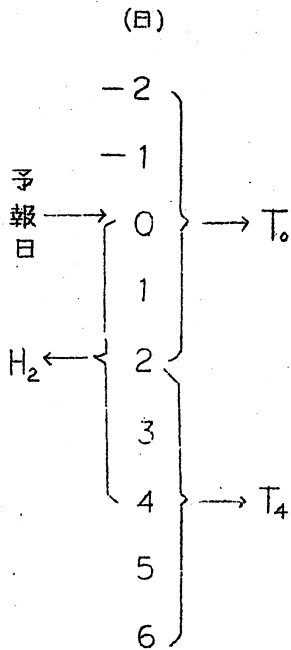
W. H. Klein, B. M. Lewis, C. W. Crocket,
I. Enger.

§ 1. 半旬 700 mb 高度分布と地上気温

半旬地上気温や雨量と、700 mb 高度との相関場のいろいろな性質は、1949年、初めて Klein (1)、Martin (2) などによって調べられた。地上気温についていうと、気温はその観測点附近の等圧面高度と強い正の相関があり、さらにこれから半波長くらい上流に負の相関を示す地点がある。上流の負の相関は、豊候季ほどけんちよで、盛夏季はあいまいになるのが一般であるという。地上と上層の関係は、初期は凶式法により、最近ではスクリーニング法により、非常によい相関で記述されるようになった。

さて、米気象局における、半旬予報の時間スケジュールを示すと、第1図のようになっている。すなわち、予報から4日後を中心とする半旬気温 T_4 が予報目標である。したがって、前述の関係を実際予報に使う場合、当然、上層等圧面高度の正確な予報が必要であるが、現在のところ、かかる長期間の数値予報に、十分な結果を期待できないことはいうまでもない。

ところが、この困難を回避するに都合のよい研究が、Klein などによって開発されたのである。結論からいうと、 T_4 の予報に一番よく効くのは、実は同時の H_4 でなく、それから2日前を中心とする半旬 700 mb、 H_2 ということである。研究の結果は、第2図に要約されている。すなわち、まず全米30地点について、半旬気温と、半旬 700 mb 高度の、同時、-1日～-4日の LAG 相関図を作る。これらの相関図から、観測点附近の正相関の中心値と、一般に半波長くらい上流にある遠地点の負相関の中心値を求



第1図 米田気象局の半
旬予報のスケジュール

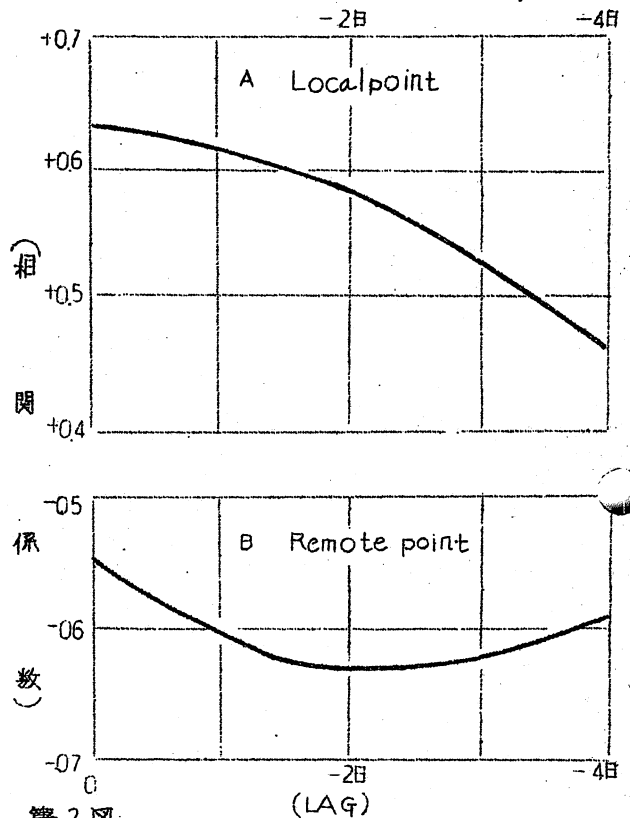
この地点が一般に、半波長
くらい上流にあることから、
ある場所で偏差のトラフ
(又はリッジ)が発達すると、
2日後に下流でリッジ
(又はトラフ)が発達する
ことを示し、2日のずれは、
気塊の移流に要する時間と
考えられる。

さて、図の上の部分を見
ても判るように、観測点附
近の正相関の値も、-2日
くらいまでは、同時とあまり
変わらないので、結局、地
上気温は、2日前を中心と
する半旬700mbの高度場

め、これを全地点について、正、負の相
関別に平均したのが、第2図である。

図の上の部分は、観測点附近にある正
相関の中心値の平均で、同時相関が最大
である。2-3日は持続性があるが、1
週間近くなると相関係数は、急に小さく
なる、この同時相関の大きいことは、平
均として、上層等高線は地上等温線に平
行に変化する傾向のあることを示すもの
である。

第2図の下の方は、遠地点におけ
る負の相関最大値の平均である。これによ
ると、-2日が相関最大になっている。



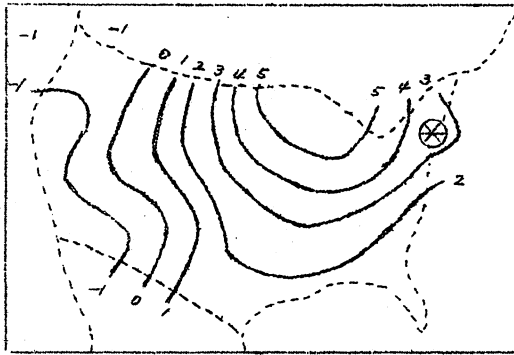
第2図 半旬気温と、半旬700mbのLAG
CORRELATION (全米30地点の平均、
1947-1957 冬)

で、もっともよく記述されることが推測されるわけである。

§2. 地上気温の持続性

地上気温が持続性のよいことは、よく云われていることではあるが、全米30地点について、予報目標の4日LAGの半旬気温の自己相関係数を計算したところ、冬季の例で云うと、小さいところで+0.4、大きいところでは+0.7もあった。われわれは地上気温を、2日前を中心とする半旬700mbで記述することを考えていたが、さらにこれに4日前を中心とする半旬気温を併せ考えれば、もっと相関がよくなるわけである。

Kleinらの後の報告によると、気温の持続性は、おなじ地点の自己相関だけをとらず、他の離れた地点の4日前の値をも考慮に入れると、もっと相関がよくなるという。第3図は、秋の例であるが、New Yorkの半旬気温と、全米39地点の4日前の半旬気温との相関図である。これからみると、New York自身の自己相関係数よりも、その北西部に、はるかに大きい相関をもつ地点がある。



第3図

New York (⊗印) と、全米39地点とのLAG相関図 (半旬気温、-4日、1947-1958 秋)

以上、§1、§2で述べたことを総合すると、第1図でT4の予報には、2日前の半旬700mbの高度場(H2)と、4日前の半旬地上気温分布(T0)があればよいことになる。そこで、H2として米大陸を中心とする緯度、経度10°の格子点の値70個と、T0として39地点の値、合計109個の資料群から、スタリーニグ法により予報要素を選び、回帰方程式を作った。

§3. 予報結果の検討

いま Explained Variance として

$$EV = 1 - \frac{\sum (F_i - O_i)^2}{\sum (N - O_i)^2} \quad \text{とする。}$$

(F_i は予報, O_i は実測値, N は平年値)

各地の予報から、1958年秋12半旬独立資料についてEVを計算し、全米39地点の平均をとったのが第1表である。

表の第1行は、実測の半旬700 mb (H_2)、実測の半旬地上気温(T_0)を使った結果で、 $EV = 54.7\%$ になっている。1947—1957年の従属資料の $EV = 60\%$ からみると、これらの回帰方程式は、かなり安定であるといえよう。

さて、ここでも実際予報となると、まだ問題がある。 H_2 を計算するためには、4日後までの等圧面高度予報が必要であり、 T_0 の計算にも、2日後の値まで要求される。第1表で、 T_0 の値の推定値というのは、-2日、-1日、0日の値は実測、+1、+2日の値は、各管区で出している気温の2日予報を採用した場合である。

第1表 半旬予報のEV

	H_2	T_0	EV
1	実測の700 mb	実測	54.7
2	順圧500 mb 予報	推定値	9.3
3	実測700 mb	推定値	49.2
4	実測500 mb	推定値	36.4
5	順圧700 mb 予報	推定値	21.0

第2行は、 H_2 として順圧500 mb 予報、 T_0 として前述の推定値を使った結果で、EVが実に45%も落ちて、9.3%になっている。これが T_0 からきた誤差か、 H_2 からきた誤差かは、第3行でわかる。すなわち、 H_2 として700 mb の実測値を使い、 T_0 は、前と同様、推定値を使った結果である。EVは、第1行に比して、約5%の低下で、結局 H_2 の誤差がひどく大きいことがわかる。次に H_2 として500 mb の実測値を使うと(第4行)、 $EV = 36\%$ になる。これは、もとの回帰方程式が H_2 として700 mb を使っているためで、500 mb から700 mb への推定誤差がこれくらい(約13%)あることになる。500 mb から700 mb への換算は、次の関係式を用いた。

$$Z_7 = Z_5 \left(\frac{\sum N_7}{\sum N_5} \right)$$

Z_7 、 Z_5 はそれぞれ700 mb, 500 mb の高度 $\sum N_7$ 、 $\sum N_5$ は平年値

第5行は、700 mb の順圧予報値を使った場合である。ルーチンでは、

700 mb の湿度予報は36 時間までしかない。Namias などの研究からいえるように、半旬平均は、真中の日の Pattern とよく似ているので、この36 時間の値を、次式から半旬700 mb に換算した。

$$H_2 = (\Sigma_7 \text{の湿度予報値} + \text{平年値}) / 2$$

daily map の変動度は、半旬平均値よりも大きいので、上の関係は、daily に 0.5 の damping をかけたことになる。EV の値 21% は、第2 行に比して 10% 以上もよくなっている。以上のことから、実際予報には、700 mb の湿度予報値を使った場合が、一番よかったといえよう。

この種の Test は、1959、1960 年にも行われている。EV の値は、少しずつよくなっているようだが、上に述べた関係に大差はない。

また半旬気温の偏差の大きさを5 階級に分けて予報した場合、1 階級の誤差をゆるすと、80% ぐらいの命中率で、従来の方法よりは 7~8% よい。

(気象研究所 広瀬元孝)

赤道成層圏循環の26 か月周期

最近の Jour. Atmos. Science (旧名 Jour. Met.) Vol. 19, No. 2, に R. J. Reed と D. G. Rogers による「The circulation of the Tropical stratosphere in the year 1954~1960」がある。この論文は 18~30 Km の赤道成層圏の月平均 zonal circulation を述べたものである。この研究の結論を要約すると。

1). 赤道成層圏では、風の変動度の大部分は 26 か月周期、あとの残りの小さい部分に半周期、long-term mean がある。26 か月周期は全地球をとりまき偏東風と偏西風が交互に起っており、1 Km/月よりいくらか早い速度で下方に伝播している。周期の振幅は 25 Km 以下で減少、圏界面で急速に減少している。振幅は赤道附近で最も大きく、25 Km で 20 m/s 以上、極の方向に小さくなり、28°N でかすかにわかる程度、この位相は北の方で早く起っている。

2). 年周期の振幅は赤道で弱、25°N 附近で約 10 m/s の極大となる。振幅は高度とともに若干変わるが偏東風のピークは7 月末から8 月初めに起っている。long-term mean は偏東風であり高度とともに強くなり 10~15°N 間で極大となり、すべての緯度で認められる。赤道圏界面附近では 0 に近くなる。(小堀)

あ と が き

ツユが明けるときに第3号をお送りする予定でございましたが、なれないため遅れてしまいました。ところで、ことしのツユは東京では6月3日、その他の地方でもおおむね8日頃までに始まり例年より早目でした。そして初期の特徴として例年より変わった気圧配置で雨が続いた点が感じられました。すなわち6月4日から6日頃にかけては確かにオホーツク海方面に高気圧が現われましたが、その後は主に日本海方面のわりあい弱い高気圧と太平洋高気圧の間で、前線活動が現われ、雨の続いたことが注目されました。6月5日-9日の半旬の500mb天気図で見ると、三陸東方洋上で気圧の峰が発達し、大陸の縁辺で気圧の谷が発達しました。このタイプは本邦では東進するにように乱に伴い南西の気流が卓越し雨量の多くなるパターンと解釈されますが、いわゆるツユ型の気圧配置で雨の続くタイプとはかなり異なっております。次の半旬には東方洋上の気圧の峰はむしろ西進したが、大陸東部の谷は衰弱しました。そして黄海・日本海の高気圧一位置から見ると中緯度系の移動性高気圧なのですが、寒気の勢力は相当なもので西日本を中心に低温をもたらした高気圧が、地上天気図でははっきりしてきました。このためか前線活動が引続き活発で、雨量も前半旬を上回った所が多くなりました。

このような点からすれば、前述の黄海・日本海の高気圧は寒気の程度からみて、より高緯度にある高気圧の役割りを演じていた形跡があったと想像され、これが50°N附近の北方の高気圧が存在しなくとも本邦附近の前線活動を温存せしめ持続的な降雨をもたらすのに寄与したのではないのでしょうか？

ツユの起るときの北方の高気圧の位置は、カムチャッカ半島からバイカル湖方面にかけてのどの地域でもよく、出現位置は必ずしもオホーツク海とは限らないことは青田氏らにより指摘されましたが、今年のように中緯度系の高気圧が関係して起ったことは珍しいことでしょう。そして実はこの中緯の高気圧は昭和33、35年にも出現し、これらの年ではカラツユの傾向があったわけで、実際に6月の極東附近の500mb ΔH型は一昨年とかなり似ています(25地点の符号の一致率78%)。しかし昨年とも黄海・日本海南部方面に寒気がプールされた形跡はなく月平均気温は高目に経過しました。いしかえると本年のツユはこれらの年と全く違っており、月平均天気図で物を解析する場合には微妙な問題が潜在しているようです。本誌でこのような身近な問題を中心に質疑・討論が行なわれ、現象の本質がより明らかにされることを望まれる次第です。

敬啓に感ずられました岸保さんはじめ皆様へ感謝します。(松山・森)

