

グロースベッター

第2巻第1号

目次

1. 力学及び熱力学の方法による長い期間の予報(Ⅲ)
岸保 勘三郎 (1)
2. 熱帯成層圏の風の変動
R.A. EBDON (28)
3. 相関解析における二、三の注意
内藤 憲吉 (29)
4. 天気と気候の未解決問題
R.C. SUTCLIFFE (36)
5. 長期予報技術検討会を省みて
柏原 辰吉 (44)
6. 1963年1月の異常気象に関連した感想
根本 順吉 (47)

1963年6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(Ⅲ)

岸保勘三郎

力学及び熱力学の方法による長い期間の予報についての小文を書いて以来、もう数か月の月日がたってしまいました。同題名の(I)及び(II)では主に基礎的概念時に運動量の南北輸送、顕熱の輸送の考え及びそれと結びつけられる大気のエネルギ―変換を書いてきました。直接長い期間の予報にたずさわっておられる人々にとっては、まどろっこしい読みものであったかも知れませんが、しかし急がばまわれという言葉もあります。

去る3月上旬、オスローで数値予報の国際会議が開かれ、筆者もこれに参加できる機会にめぐまれました。その会で長い期間の予報を論じた論文がかなりあったことを知り、東京での数値予報国際会議(1960年)がひとつの新しい出発点になったとすれば、このオスローの会はまた違った意味での新しい出発点になったようです。すなわち長い期間の予報については何も新しい道はなく、今まで短期間に用いられたオーソドックスの方法を着実に応用していくことこそ最も大切なことであることを示してくれたようです。

数十日の予報を数値実験してみることが可能になったようです。少なくとも計算上の問題点は少なくなり、これからは益々予報式の中にくりこまれる熱、放射等の物理的解釈が大切になってくると思います。簡単な数値実験の結果のひとつ——といっても数か月予報の結果を天然色映画にしたもの——を参考までにもらってきました。来る5月中旬の新潟の気象学会の席上で多くの人にお見せできると思います。

わがゲロース・ベッターの会員である荒川昭夫さんも *Mintz* と協同して長い期間の予報についてのよい仕事をされました。彼が日本に帰られたら、そのくわしい結果の発表もあることと思います。そのようなわけで、本文では今まで行なわれてきた、あるいはこれから行なわれるであろう比較的長い期間の予報結果をどのように理解したらよいだらうかということをおきながら小文を書いてみたいと思います。

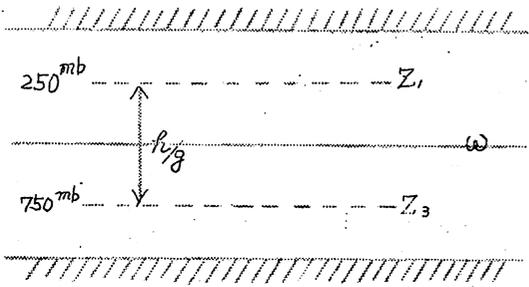
5. \overline{uv} の時間変化

前回では主に単純な大気の流れと「渦」による運動量等の輸送を考えた場合の大きさを比較し、渦による輸送が実際の大気では大切であることを強調しました。

ここでは渦による運動量の南北輸送すなわち \overline{uv} の時間変化を考えてみたいと思います。この時間変化でも長い期間にわたって考える場合と短い時間について考える場合とで分けて考えをみたいと思います。

(Q) 短い時間における \overline{uv} の変化

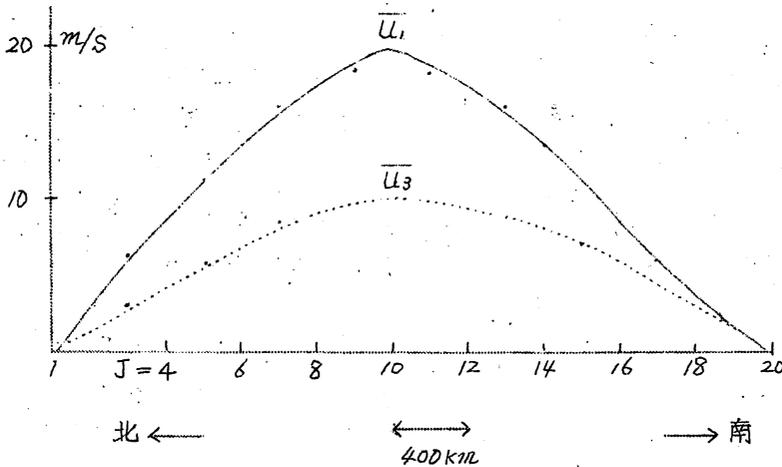
ここでひとつの数値実験の結果を示してみます。簡単のために第24図の



第24図 2層モデル

ような2層モデルを用いました(第2図参照)。高度 Z_1 及び Z_3 はそれぞれ 250 mb 及び 750 mb で与えられます。 ω は level 2 すなわち 500 mb で与え、 0 mb 及び 1,000 mb で $\omega = 0$ としてあります。このモデルでは更に $\epsilon = 0$ で第

25図のような一般流 \overline{u}_1 及び \overline{u}_3 を与えます。



第25図 一般流 \overline{u}_1 及び \overline{u}_3

このような一般流の上に、次のような擾乱を与えてやります。

$$Z_1 = A \sin \frac{\pi}{D} y \sin \frac{2\pi}{L} x \quad (5.1)$$

$$Z_3 = A \sin \frac{\pi}{D} y \sin \frac{2\pi}{L} (x - \delta) \quad (5.2)$$

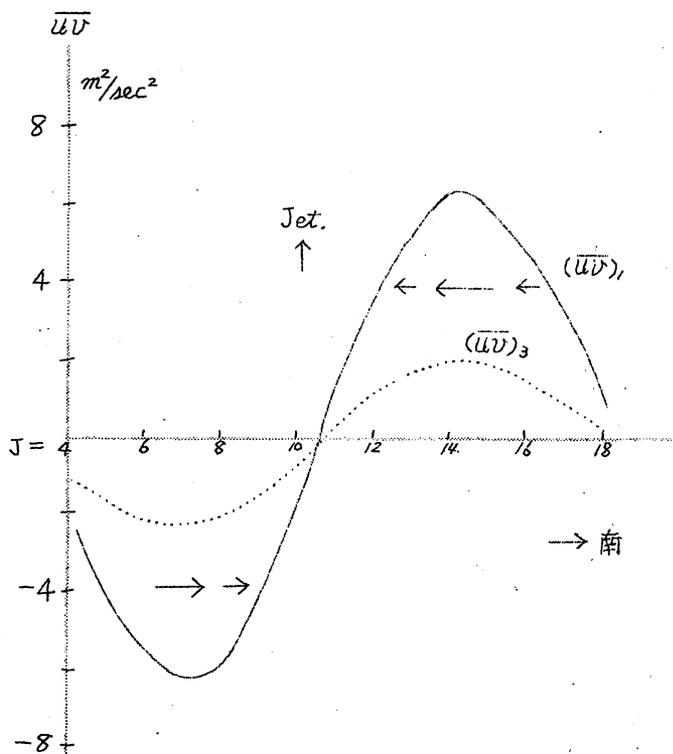
D は南北の領域の長さで、 $D = 400 \text{ km} \times 19$ (19 は $J = 1, 2, \dots, 19, 20$)

といった格子点の数を示し, $\Delta S = 400 \text{ km}$), L は東西方向の波長で, $L = 4200 \text{ km}$ にとってあります. $\delta = 400 \text{ km}$ すなわち下層トラフが上層トラフより 400 km 先に進んでいる初期値から出発し, A は $(v_1)_{\max.} = (v_3)_{\max.} = 5 \text{ m/sec}$ になるようにとってあります. すなわち

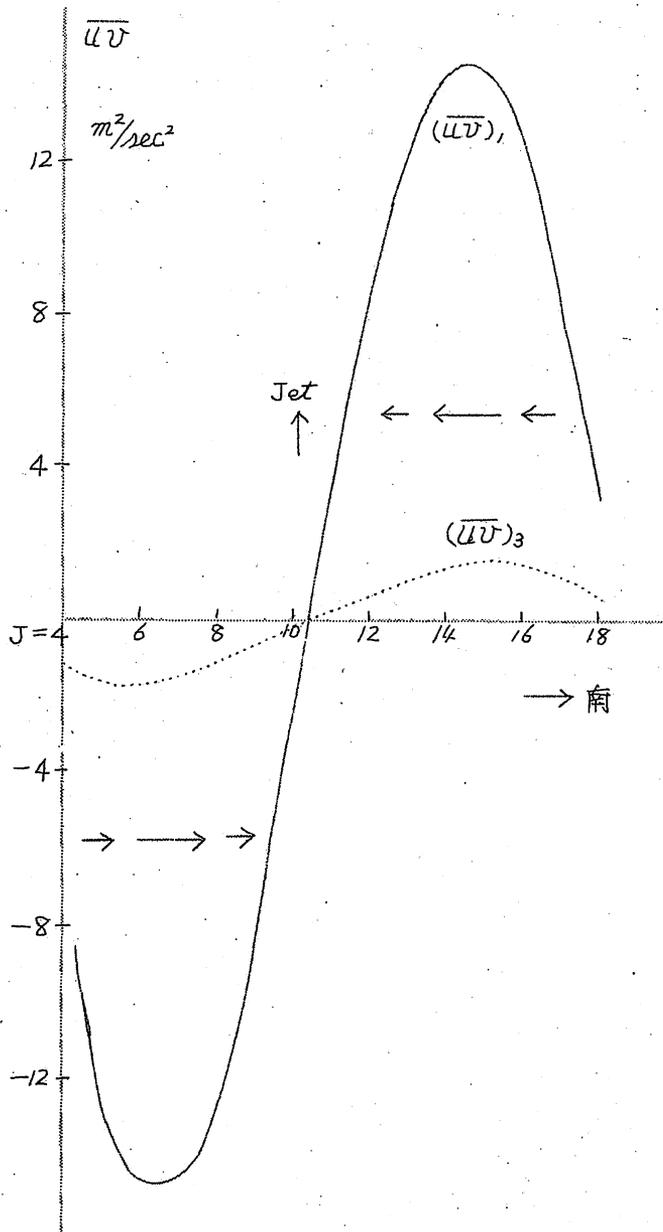
$$(v)_{\max.} = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_{\max} = \frac{1}{f} \left(\frac{L}{2\pi} \right) A = 5 \text{ m/sec}$$

予報域の東西方向は *cyclic boundary* になっています.

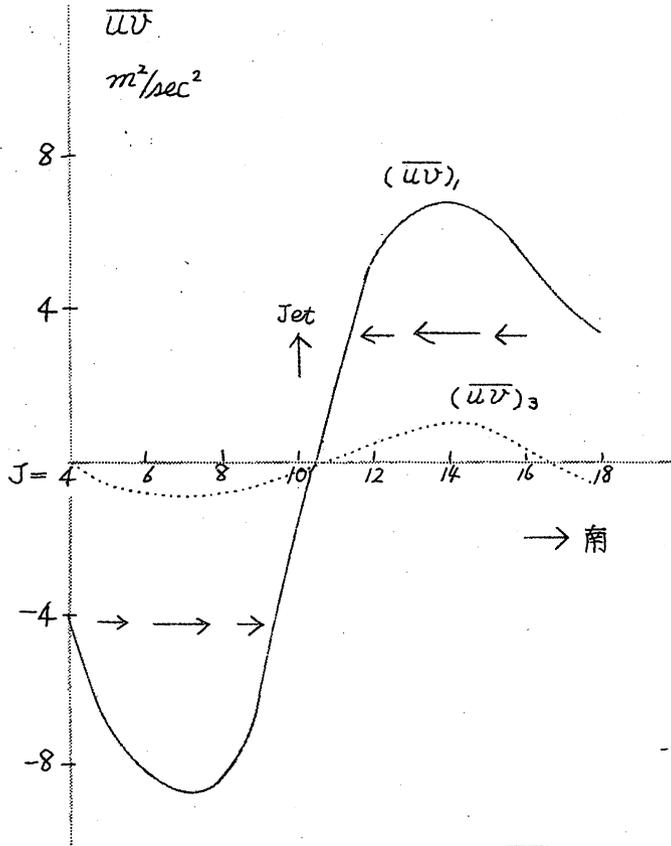
このような初期値から予報を行ない, 時間とともに (\overline{uv}) , 及び $(\overline{uv})_3$ (250 mb の (\overline{uv}) , と 750 mb の $(\overline{uv})_3$) がどのように変化するかを示したのが, 第26図 ($T = 2$ 日), 第27図 ($T = 4.5$ 日), 及び第28図 ($T = 7$ 日) です.



第26図 $T = 2$ 日の \overline{uv}



第27図 $T=4.5$ 日の $\overline{u'v'}$



第28図 $T=7$ 日の \overline{uv}

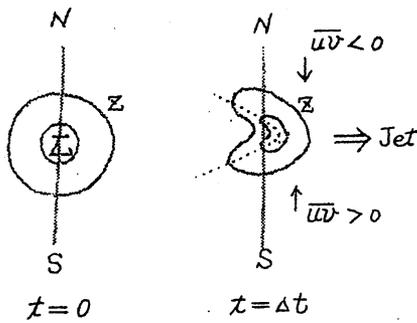
(5.1) 及び (5.2) からわかるように, $t=0$ ではトラフの軸が南北に真直ぐなので

$$(\overline{uv})_1 = (\overline{uv})_3 = 0$$

(b) 上層の \overline{uv} と下層の \overline{uv} のちがい

第26図~第28図からわかることは, $t=0$ から弱いながらも \overline{uv} がある大きさになり, 次に $(\overline{uv})_1$ の方が $(\overline{uv})_3$ に比べ圧倒的に大きいことです。

\overline{uv} の時間変化は物理的には第29図で示されます。すなわち $t=0$ で対称な擾乱 Σ が一般流の中におかれると, $t=0$ ではトラフの軸は南北(NS)方向に真直ぐです。しかし擾乱は一般流で流され, $t=\Delta t$ には第29図の右のようになります。Jetの所で一番強く東進します。従ってトラフの軸



第29図 トラフの軸の傾き

$\overline{uv} < 0$ になります。東西方向の波長 L が長いと擾乱は西進しますので、逆の現象がおこりますが、普通の波長では第29図のように考えてよいと思います。第26図～第28図には Jet ($J=10$, 第25図の \bar{u} の分布参照) を中心に、運動量の収斂が起っています。

次の問題点は何故 $(\overline{uv})_3$

が $(\overline{uv})_3$ より大きいかということです。これは次のように考えたらよいと思います。

level 1 及び level 3 での x 方向だけに变化する線型化した渦度方程式は

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial t} + \bar{u}_1 \frac{\partial \xi_1}{\partial x} + \beta v_1 = f \frac{\omega_2}{\Delta p} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial \xi_3}{\partial t} + \bar{u}_3 \frac{\partial \xi_3}{\partial x} + \beta v_3 = -f \frac{\omega_2}{\Delta p} \quad (5.4)$$

ただし $(\frac{\partial \omega}{\partial p})_1 = \frac{\omega_2}{\Delta p} = -(\frac{\partial \omega}{\partial p})_3$, $\Delta p = 500 \text{ mb}$, $f = \text{コリオリー}$ のパラメーター,

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y}, \quad \xi_1 = \frac{\partial v_1}{\partial x}, \quad \xi_3 = \frac{\partial v_3}{\partial x}$$

ここで x 方向の波数を k とすれば上式はそれぞれ

$$\{ [\beta + (C_r - \bar{u}_1) k^2] + i C_i k^2 \} v_1 = f \frac{\omega_2}{\Delta p} \quad (5.5)$$

$$\{ [\beta + (C_r - \bar{u}_3) k^2] + i C_i k^2 \} v_3 = -f \frac{\omega_2}{\Delta p} \quad (5.6)$$

ただし擾乱は時間に関して $v_i \propto e^{iR(x - C_r t) + C_i t}$ としてあります。すなわち C_r , C_i は位相速度 C の実数及び虚数部分に対応。(5.5) 及び(5.6) を2乗すれば

$$\frac{v_1^2}{v_3^2} = \frac{[\beta + (C_r - \bar{u}_3) k^2]^2 - C_i^2 k^4}{[\beta + (C_r - \bar{u}_1) k^2]^2 - C_i^2 k^4} \quad (5.7)$$

ここで一般に C_r は上層と下層の一般流の中間であることを考えると

$$\bar{u}_3 < C_r < \bar{u}_1 \quad \text{又は} \quad [\beta + (C_r - \bar{u}_3)k^2]^2 > [\beta + (C_r - \bar{u}_1)k^2]^2$$

すなわち

$$\boxed{v_1^2 > v_3^2}^* \quad (5.8)$$

すなわち上下のカップリング ($\text{div } \mathbf{V} = -\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p}$ でむすばれる) のことを考えると、上層の擾乱の振幅が下層より大きくなくてはいけないことになるわけです。たとえ $\alpha = 0$ で強制的に同じにしても時間とともに上層の方が大きい値を必然的にとるようになるわけです。常識的に考えて、上層の一般流が強ければそれに伴う運動量の輸送も大きいと考える根拠にもなります。

(c) $\bar{u}v$ と $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$ 及び \bar{v} との関係

運動方程式を東西方向に平均すると

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}v)_1 - f\bar{v}_1 = 0 \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}v)_3 - f\bar{v}_3 = 0 \quad (5.10)$$

この式には摩擦のっていないことを注意しておいて下さい。上述の数値実験にも摩擦が入っていません。また連続の式より

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} = 0 \quad \text{より}$$

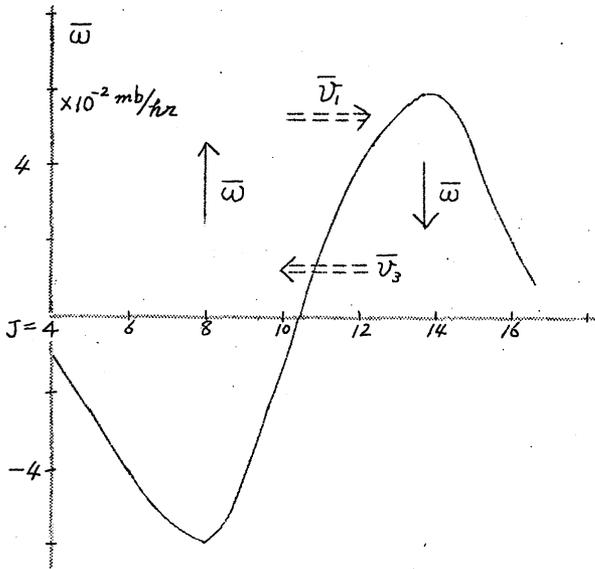
$$\frac{\partial}{\partial y} \bar{v}_1 = -\frac{\partial}{\partial y} \bar{v}_3 = \frac{\bar{\omega}_2}{\Delta p} \quad (\omega_2 = (\omega)_{p=500 \text{ mb}}) \quad (5.11)$$

第30図には $T = 6.5$ 日における $\bar{\omega}_2$ (level 2における $\bar{\omega}$) の値が示してあります。Jetの北側で上昇流, Jetの南側で下降流となっており、連続の式で \bar{v} を定性的にかくと矢印のようになり、前回でのべた「間接循環」になります。 $\bar{\omega}$ の max は $\pm 0.6 \text{ mb/hr}$ になっています。

この $\bar{\omega}$ から \bar{v}_1 及び \bar{v}_3 を求めると

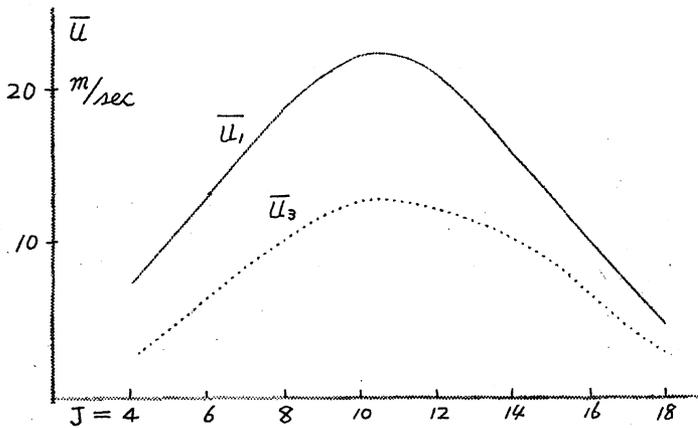
$$\begin{aligned} \bar{v}_1(y) &= \frac{1}{\Delta p} \int_0^y \bar{\omega}_2 dy \\ &= -\bar{v}_3 \end{aligned} \quad (5.12)$$

* 線型理論を用いて正確に C_r, C_i を求めて代入すれば、中程度の波長に対しては $v_1^2 \gg v_3^2$ となります。



第30図 $T = 6.5$ 日の $\bar{w}(y)$

$= 22.4 \text{ m/sec}$, $\bar{u}_1(t=6\text{日}) = 22.0 \text{ m/sec}$ といった値を用いてあります。
(第31図参照)



第31図 $T = 7$ 日の \bar{u}

これに対し、 $T = 6.5$ 日における $\frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}\bar{v})$ の値は第28図からも推定されるように、

$$\frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}\bar{v}), \approx -0.8 \times 10^{-5} \text{ m/sec}^2$$

より、 \bar{v}_1 の max は $\bar{v}_1(J=10) \approx -0.5 \text{ m/sec}$ となります。

$J=10$ は Jet の所です。ところで (5.9) および (5.10) の Jet ($J=10$) の所で $T=6.5$ 日における各項の大きさを求めてみると、

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial t} = \frac{\bar{u}_1(t=7\text{日}) - \bar{u}_1(t=6\text{日})}{1\text{日}}$$

$$\approx 0.5 \times 10^{-5} \text{ m/sec}^2$$

$$\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial t} \approx 0.5 \times 10^{-5} \text{ m/sec}^2$$

ここでは $\bar{u}_1(t=7\text{日})$

$$\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_3 \approx 0.06 \times 10^{-5} \text{ m/sec}^2$$

以上のことをとりまとめてみると、単位を m/sec^2 として $T=6.5$ 日における各項の大きさは

$$\begin{array}{ccc} \frac{\partial \overline{u}_1}{\partial t} & \sim & -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_1 + f\overline{v}_1 \\ \downarrow & & \downarrow \quad \downarrow \\ 0.5 \times 10^{-5} & & 0.8 \times 10^{-5} \quad -0.4 \times 10^{-5} \end{array} \quad (5.13)$$

$$\begin{array}{ccc} \frac{\partial \overline{u}_3}{\partial t} & \sim & -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_3 + f\overline{v}_3 \\ \downarrow & & \downarrow \quad \downarrow \\ 0.5 \times 10^{-5} & & 6 \times 10^{-6} \quad 0.4 \times 10^{-5} \end{array} \quad (5.14)$$

ここで注目してもらいたいことは下層では $f\overline{v}_3$ と $\frac{\partial \overline{u}_3}{\partial t}$ とが釣合っていることです。下層の運動量の収斂は小さく (5.8) 参照) \overline{u} の時間変化にあまり貢献していません。以上が比較的短い時間における \overline{uv} , \overline{v} 及び $\frac{\partial \overline{u}}{\partial t}$ の相互関係を一般的に表現したのですが、予報時間が長くなると摩擦、外部から加えられる熱のため上述の釣合いは変わってきます。

(d) 長い時間における \overline{uv} と \overline{v} との関係

上例では摩擦及び断熱変化を仮定しているのので、時間とともに (5.13) 及び (5.14) といった釣合いのくりかえしをするだけです。時間とともに \overline{uv} が正負とある周期をもって符号をかえるわけですが、すなわちどのように長く予報を行なっても各項は同じ大きさで釣合っているわけです。実際の天気のことを考え長い時間の予報を考える場合には、上述の実験とは別に摩擦及び外部から加えられる熱のことを考える必要があります。

その時は運動方程式及び熱力学の式は次のようになります。

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}) + f\overline{v} + F \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial \overline{h}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{h\overline{v}}) + \Delta p \overline{\omega} + \frac{R}{C_p} \frac{d\overline{Q}}{dt} \quad (5.16)$$

ただし F は摩擦力, $\frac{d\overline{Q}}{dt}$ は外部から加えられる熱量, これを level 1 (250 mb)

及び level 3 (750 mb) について考へれば、長い期間での釣合いは

$$\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_1 = f\overline{v}_1 + \overline{F}_1 \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_3 = f\overline{v}_3 + \overline{F}_3 \quad (5.18)$$

ここで経験的な事実

$$\left| \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_1 \right| \gg \left| \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_3 \right| \quad (5.19)$$

$$\overline{F}_3 \gg \overline{F}_1 \quad (5.20)$$

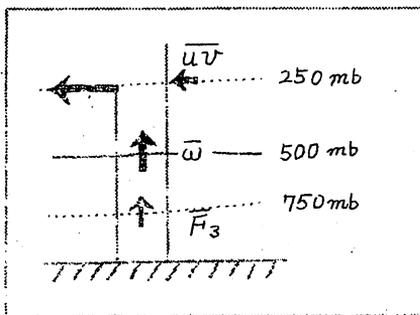
すなわち、第一式は運動量の輸送が上層で卓越すること（第 26 図～第 28 図及び第 9 図参照）であり、次の関係式は level 3 の摩擦力 \overline{F}_3 は地表面におけるストレスによるもので、その大きさは level 1 の摩擦力 \overline{F}_1 すなわち大気中における level 1 と level 3 とのストレスによるものよりも圧倒的に大きいことを意味しています。(5.19), (5.20) の仮定を用いると、定常的な釣合いは

$$\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_1 \approx f\overline{v}_1 \quad (5.21)$$

$$-f\overline{v}_3 \approx \overline{F}_3 \quad (5.22)^*$$

$$\overline{v}_1 = -\overline{v}_3 = \frac{\overline{\omega}_2}{\Delta p} \quad (5.23)$$

すなわち第 32 図のような釣合いになるわけです。上層での運動量に拡散



第 32 図 \overline{uv} と \overline{F}

(又は収斂) がおこると、それを下層から補って(又は下層に与えて) いることになっています。すなわち、地表における角運動量の受授になっているわけです。次の問題はこの上層の運動量の収支をおこすものとして、外部から加えられる熱が考えられます。そのことを考える前に、 \overline{uv} の時間変化を考えたのと同じ形式で、

* Phillips の数値実験例 ($\frac{\partial \overline{u}_3}{\partial t}$, $f\overline{v}_3$, $\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_3$, \overline{u}_4 の 10 日平均の表参照) でも (5.22) が近似的に成立っています。

\overline{kv} すなわち顕熱の南北輸送のことを考えてみたいと思います。

6. \overline{kv} の時間変化

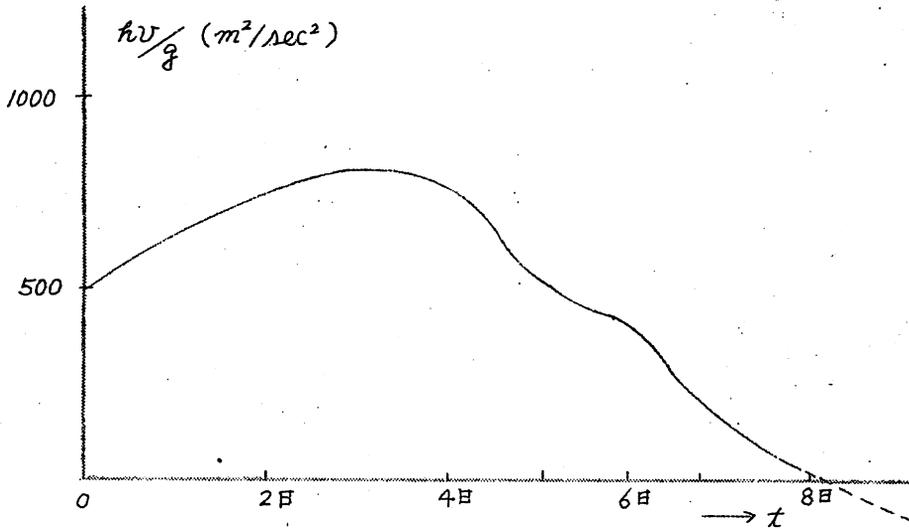
モデル実験は前の例と全く同じものです。ここで \overline{kv} は顕熱の南北輸送を示しています。

$$k = g(z_1 - z_3) \propto T_2$$

従って

$$\overline{kv} \equiv \overline{v_2 k} \propto \overline{v_2 T_2}$$

この $\overline{v_2 k}$ は前回の(B)項の(b)にも書いておきましたように、単純な *Sin* 又は *Cosin* 波では上下のトラフの鉛直方向の傾きに比例します。 $\overline{kv} > 0$ のときは上層トラフが下層トラフより進行方向に対して後面にあります。第33図には $J=10$ (Jetの所)における \overline{kv} の時間変化を示したものです。



第33図 \overline{kv} の時間変化

前回の第22図には $t=0$ における $\overline{u_1}$, $\overline{u_3}$ は今回の実験と全く同じでしたが、 $t=0$ で与えた擾乱の波長 L は $L=6000 \text{ km}$ でした。その時は大体50時間ぐらいで上層トラフと下層トラフとは上下方向に合致しましたが、今回は $L=4200 \text{ km}$ となっており、第33図からもわかるように、上層トラフが下層トラフに追いつくのに — $t=0$ で上層トラフは 400 km 遅れていた — 約7日かかっています。 $t=0$ から $t=7$ 日までは $\overline{kv} > 0$ すなわち顕熱輸送はいつも北向きです。7日以上になってくると、顕熱輸送は南向きになるわけです ($\overline{kv} < 0$)。第27図及び第28図の $(\overline{uv})_1$ の

γ方向からもわかるように、7日頃ともなれば、運動量の南北輸送も最盛期を過ぎています。この頃から \bar{u}_1 は段々弱くなり、逆に \bar{u}_3 は益々強くなって、上下の \bar{u} の shear も弱くなります。エネルギー変換の語にしますと

$$t = 0 \sim 7 \text{日} \iff P' \rightarrow K' \rightarrow \bar{K}^*$$

$$t > 7 \text{日} \iff P' \leftarrow K' \leftarrow \bar{K}$$

とエネルギーの流れのサイクルが逆向きになるわけです。

前回の $L = 6000 \text{ km}$ の場合は $t = 50$ 時間ぐらいのこのようなサイクルの逆がおこっています。外部から加えられる熱及び摩擦を考えなければ、時間に関して完全な $(P+K)$ の保存系となり、このような交互のサイクルをくりかえすわけです。前回にはこの流れを(流れG)で示しました。図示しますと、

$$\bar{P} \rightarrow P' \rightarrow K' \rightarrow \bar{K} \quad 0 < t < T_1$$

$$\bar{P} \leftarrow P' \leftarrow K' \leftarrow \bar{K} \quad T_1 < t < T_2$$

$$\bar{P} \rightarrow P' \rightarrow K' \rightarrow \bar{K} \quad T_2 < t < T_3$$

$$\text{-----} \quad (T_1 < T_2 < T_3 \text{-----})$$

このような周期は、5日～20日ぐらい(前回の $L = 6000 \text{ km}$ の例によれば5日ぐらい、今回の $L = 4200 \text{ km}$ の例だと、15日ぐらい)のようです。相原さんは \bar{u}_1 と \bar{u}_3 の大きさをとらに愛えた例、それと L をいろいろ愛えた例の実験をされましたが、周期の大きさは大体上述のようなものです。

(a) $\bar{h}\bar{v}$ と \bar{w} との関係(短い予報期間について)。

level 1 と level 3 との thickness の時間変化は

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} (\bar{h}\bar{v}) + S \Delta P \bar{w} \quad (6.1)$$

ただし、 $S = -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$ = 安定度の係数、 $\bar{h} = \phi_1 - \phi_3 = g(Z_1 - Z_3)$

これは熱が外部から加えられず、また摩擦のない場合の關係式です。前回の(4.2)に対応。今回の実験では $S = 2 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ sec}^2 \text{ mb}^{-2}$ にとつてあります。次表は $J=7$ (Jetの北側)及び $J=14$ (Jetの南側)における(6.1)の右辺の各項の時間変化を示したものです。実験域の北端は $J=1$ に対応、

* Pは available potential energy, Kは kinetic energy で 前回の(流れG)参照。

南端は $J=20$ となっており, Jet は $J=10.5$ にあります.

$J=7$ (Jet の北側) : 単位は m/day

| | $-\frac{\partial}{\partial y}(\overline{wv})/g$ | $S\Delta p\overline{w}/g$ | $\frac{\partial}{\partial t}(\overline{z}_1 - \overline{z}_3)$ |
|---------|---|---------------------------|--|
| $T=1$ 日 | 2.5 | -0.5 | \Rightarrow 2.0 |
| $T=3$ 日 | 2.1 | -1.9 | \Rightarrow 0.2 |
| $T=5$ 日 | 1.1 | -2.4 | \Rightarrow -1.3 |
| $T=7$ 日 | 0.5 | -1.9 | \Rightarrow -1.4 |

$J=14$ (Jet の南側) : 単位は m/day

| | $-\frac{\partial}{\partial y}(\overline{wv})/g$ | $S\Delta p\overline{w}/g$ | $\frac{\partial}{\partial t}(\overline{z}_1 - \overline{z}_3)$ |
|---------|---|---------------------------|--|
| $T=1$ 日 | -2.5 | 0.5 | \Rightarrow -2.0 |
| $T=3$ 日 | -2.1 | 1.9 | \Rightarrow -0.2 |
| $T=5$ 日 | -1.2 | 2.4 | \Rightarrow 1.2 |
| $T=7$ 日 | -0.3 | 1.7 | \Rightarrow 1.4 |

これらの表からわかることは, 第33図に示されてあるように, 最初は北側の *thickness* が増大, 南側の *thickness* は減少します. すなわち, 顕熱の北向き輸送により, 北が昇温 (*thickness* ($\overline{z}_1 - \overline{z}_2$) が約 2.8 m 増大すれば, それは $0.1^\circ C$ の昇温に対応*) 南が冷却されますが, 5日目頃から逆の現象がおこります. 結局 $T=1$ 日から $T=7$ 日の平均をとると, 大体もとと同じようになります. 第33図にも示しましたように, $T=8$ 日頃から, 顕熱は南向きと逆向きの方向に変化がおこることは, 上述のような *thickness* の時間変化に対応するわけです. これが単純に行なわれると, ひどい疑周期性をもってきます.

前にも書きましたように, \overline{w} 又は \overline{wv} は時間とともに符号を適当に変え, その差が $\frac{\partial \overline{z}}{\partial t}$ となっています. いくら時間がたっても (6.1) の釣合いがあるわけです.

(b) \overline{wv} と \overline{w} (長い予報期間について)

上述の例は摩擦もなく, また外部から熱も加えられない場合の話でしたが, 予報期間を長くのばすことを考え, さらに実際の大気に近づけるためには, (6.1) の関係式に外部から系に加えられる熱のことを考える必要があります.

* $\frac{\partial}{\partial t}(\overline{z}_1 - \overline{z}_3) = \left(\frac{R}{P} \cdot \frac{\Delta P}{g}\right) \frac{\partial T}{\partial t}$ ($P=500\text{mb}$, $\Delta P=500\text{mb}$, $R=2.87 \times 10^2 \text{m}^2/\text{sec}^2 \text{deg}$)

す。熱力学の方程式は

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{h} \bar{v}) + S \Delta P \bar{\omega} + \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} \quad (6.2)$$

これは前回の(4.3)または(5.16)に対応します。長い期間の釣合いでは $\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} \approx 0$ とおいて

$$- \frac{\partial}{\partial y} (\bar{h} \bar{v}) + S \Delta P \bar{\omega} + \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} = 0 \quad (6.3)$$

ここで $\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} = 0$ の関係を用いて(6.3)から $\bar{\omega}$ を消去することを考えます。 $\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = - \frac{\bar{\omega}}{\Delta P} = - \frac{\partial \bar{v}_3}{\partial y}$ なので

$$- \frac{\partial}{\partial y} (\bar{h} \bar{v}) - S \Delta P^2 \frac{\partial \bar{v}_3}{\partial y} + \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} = 0 \quad (6.4)$$

これが $\bar{h} \bar{v}$ と \bar{v}_3 とを関係づける式です。さらに長い予報期間における \bar{u} 、及び \bar{u}_3 の運動方程式の関係式すなわち

$$\frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} \bar{v}), \approx f \bar{v}_1 \quad (5.21)$$

$$-f \bar{v}_3 \approx \bar{F}_3 \quad (5.22)$$

を用いると、 $f = \text{const}$ と考え、(6.4)は近似的に次のようになります。

$$- \frac{\partial}{\partial y} (\bar{h} \bar{v}) - \frac{S \Delta P^2}{f} \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\bar{u} \bar{v}), + \frac{R}{C_p} \frac{d\bar{Q}}{dt} \approx 0 \quad (6.5)$$

(6.5)は $\bar{h} \bar{v}$ 及び \bar{Q} が与えられれば $(\bar{u} \bar{v}),$ すなわち上層の運動量の分布が近似的にきまることを示し、あるいは $\bar{u} \bar{v}$ と \bar{Q} が与えられれば $\bar{h} \bar{v}$ の分布が求まることを示しています。逆に $\bar{h} \bar{v} = F((\bar{u} \bar{v}),)$ または $(\bar{u} \bar{v}), = F(\bar{h} \bar{v})$ ----- F は function ----- と与えられると、 \bar{Q} を与えることにより、 $\bar{h} \bar{v}$ 及び $(\bar{u} \bar{v}),$ が自動的に求まることになります。^{*} $(\bar{u} \bar{v}),$ が与えられると前節(Section 5)の議論のように *surface friction* による地表面の角運動量の受授の分布がきまります。すなわち、外部から与えられた熱 \bar{Q} のエネルギーの流れ(前回の「流れE」参照)

$$\bar{Q} \rightarrow \bar{P} \rightarrow p' \rightarrow K' \rightarrow \bar{K} \rightarrow \text{dissipation}$$

の形がよく把握されるわけです。

(c) $\bar{h} \bar{v}$ と $(\bar{u} \bar{v}),$ との関係

一番初歩的考えは、摩擦もなくまた外部から熱の加えられない運動を考え

* 前回は、 $\bar{u} \bar{v}$ 及び $\bar{h} \bar{v}$ を与えて \bar{Q} を推定することを議論しました。ここでは、外部から与えられる \bar{Q} を出発点にして、それに伴う $\bar{u} \bar{v}$ 及び $\bar{h} \bar{v}$ を求めようとするわけです。

てみます。その時はいわゆる線型化した渦度方程式は

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} + \bar{u}_1 \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} + \beta v_1 = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_1 = \frac{f}{\Delta p} \omega_2 \quad (6.6)$$

ただし ζ_1 は 250 mb (level 1) の渦度, ω_2 は 500 mb の ω で $\Delta p = 500$ mb,

また熱力学の式 (線型化したもの) は

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + v_1 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = S \Delta p \omega_2 \quad (6.7)$$

両式から ω_2 を消去すると

$$\frac{\partial}{\partial t} (\zeta_1 - \lambda^2 \bar{\theta}) + \bar{u}_1 \frac{\partial}{\partial x} (\zeta_1 - \lambda^2 \bar{\theta}) + v_1 \left(\beta - \lambda^2 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right) = 0$$

ただし $\lambda^2 = \frac{f}{S \Delta p^2}$

この式は線型化した potential vorticity の保存式です。これに $(\zeta_1 - \lambda^2 \bar{\theta})$ をかけて bar (東西方向の積分) の操作をほどこすと

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{(\zeta_1 - \lambda^2 \bar{\theta})^2}) + \overline{v_1 (\zeta_1 - \lambda^2 \bar{\theta})} \left(\beta - \lambda^2 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right) = 0 \quad (6.8)$$

ここでもし $\frac{\partial}{\partial t}$ の項を無視すると (実際には zero でない)

$$\overline{v_1 (\zeta_1 - \lambda^2 \bar{\theta})} = 0$$

$\overline{v_1 \bar{\theta}} = \overline{v_2 \bar{\theta}}^*$ という関係式を用いると

$$\overline{(v \zeta)_1} = \frac{f}{S \Delta p^2} \overline{v \bar{\theta}} \quad (6.9)$$

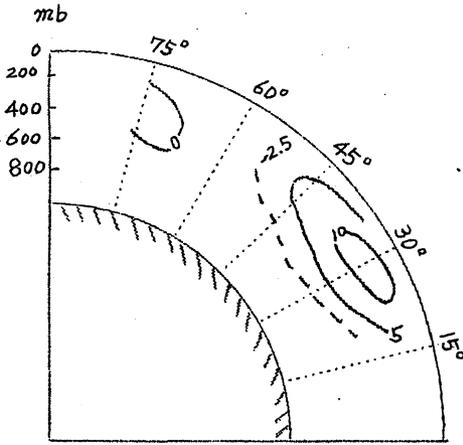
$\overline{v \zeta} = \overline{v \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)} = - \overline{v \frac{\partial u}{\partial y}} = - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u v})$ の関係式を用いれば*

$$\frac{\partial}{\partial y} (\overline{u v})_1 = - \frac{f}{S \Delta p^2} \overline{v \bar{\theta}} \quad (6.10)$$

これは大体の近似式です。(6.9) の関係式を (6.5) に入れると $\frac{d\bar{Q}}{dt} = 0$ となって自己矛盾をおこします。これは (6.7) に \bar{Q} の効果を入れていないからです。しかし, (6.9) または (6.10) はともかく, $\overline{v \zeta}$ と $\overline{(v \zeta)_1}$ または $\overline{(u v)_1}$ の大体の関係を与えています。

第 34 図には $u v$ の冬の観測値を, 第 35 図には $v \zeta$ の冬の分布を示して

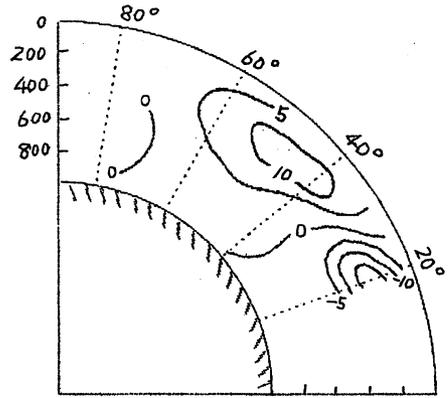
* $v_2 = v_1 - \left(\frac{\partial v_1}{\partial p} \right) \Delta p$ なので $\overline{v_2 \bar{\theta}} = \overline{v_1 \bar{\theta}} \therefore \bar{\theta} \frac{\partial v_1}{\partial p} \Delta p = - \frac{1}{f} \bar{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} = 0$



第34図 1949年(1月及び2月)の

$$\frac{2\pi R \cos \varphi}{g} \overline{uv} \quad (10^{14} t m^2 s^{-1} cb^{-1})$$

R = 地球の半径

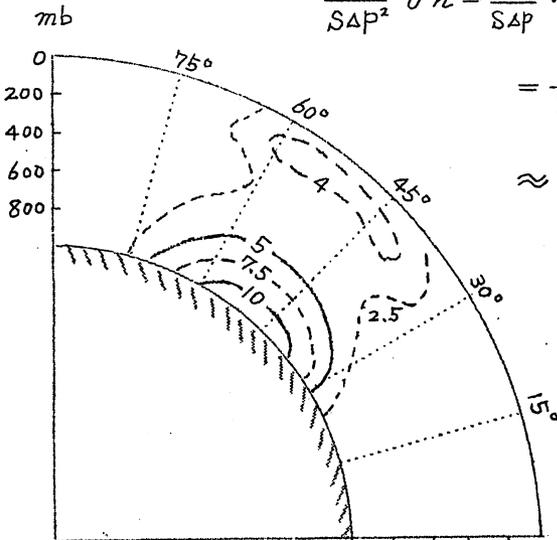


第35図 1949年1月の

$$\frac{2\pi R \cos \varphi}{g} \overline{vz} \quad (10 t s^{-2} cb^{-1})$$

R = 地球の半径

あります。第36図には第34図の \overline{uv} に対応する \overline{vT} の分布をのせておきました。(6.9)又は(6.10)には \overline{vz} で表現されているので、第36図の \overline{vT} と比較しやすいために、次のように単位の換算をします。



第36図 1949年(1月及び2月)の

$$\frac{2\pi R \cos \varphi}{g} \overline{Tv} \quad (10^{10} kg s^{-1} cb^{-1})$$

$$\begin{aligned} \frac{f}{SAP^2} \overline{vz} &= \frac{f}{SAP} \cdot \overline{v \frac{z}{AP}} = -\frac{f}{SAP} \overline{v \frac{\partial \phi}{\partial p}} = \frac{f}{SAP} \alpha \overline{v} \\ &= \frac{f}{SAP} \left(\frac{R}{P} \right) \overline{vT} \quad (\alpha: \text{比容}) \end{aligned}$$

$$\approx \overline{vT} \times (3 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1} \text{ deg}^{-1}) \quad (6.11)$$

第34図から $\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})$ を求める代わりに、第35図の (\overline{vz}) で代用することになります。 (\overline{uv}) の max. は大体 $30^\circ N$ にありますが、渦度の北向き輸送 (\overline{vz}) の max. は $40^\circ N \sim 50^\circ N$ となっています。第35図で $40^\circ N \sim 50^\circ N$ の 300 mb における \overline{vz} の max. は $100 t \text{ sec}^{-2} \text{ cb}^{-1}$ の大

いさになっており、これを $\overline{v^2}$ に直すと、

$$(\overline{v^2})_1 \approx 3.5 \times 10^{-6} \text{ m sec}^{-2} \quad (6.12)$$

これに対して、第36図の \overline{vT} の図で、 \overline{vT} の max. は $45^\circ\text{N} \sim 50^\circ\text{N}$ にあり、また 600 mb の値は大体 $4 \times 10^{10} \text{ kg sec}^{-1} \text{ cb}^{-1}$ となっています。これを \overline{vT} に直すと

$$\overline{vT} \approx 14 \text{ m sec}^{-1} \text{ deg} \quad (6.13)$$

(6.11) を用いると

$$\frac{f}{\Delta P^2} \overline{v\bar{h}} \approx 4.2 \times 10^{-6} \text{ m sec}^{-2} \quad (6.14)$$

となり (6.12) と考えあわせると

$$(\overline{v^2})_1 = -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_1 \approx \frac{f}{\Delta P^2} \overline{v\bar{h}} \quad (6.15)$$

となっています。

しかし以上の議論は $(\overline{v^2})_1$ と $\overline{v\bar{h}}$ との分布及びその大きさの大まかな推定で、正確なものではありません。

Smagorinsky は 経験的事実をある程度導入して (\overline{uv}) と $\overline{h\bar{v}}$ との関係を求めようとしています。*

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{h\bar{v}}) &= \frac{1}{f} \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} \bar{v} + \frac{1}{f} \bar{h} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = \frac{1}{f} \bar{v} \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} - \frac{1}{f} \bar{h} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \\ &= \frac{1}{f} \bar{v} \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} + \frac{1}{f} \bar{u} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} \\ &= \overline{v_2 (u_3 - u_1)} + \overline{u_2 (v_1 - v_3)} \end{aligned} \quad (6.16)$$

ここでは次のような温度風の関係式を用いています。

$$\frac{1}{f} \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial y} - \frac{\partial \phi_2}{\partial y} \right) = u_3 - u_1$$

これに対し

$$(\overline{uv})_1 = \left\{ u_2 + (u_1 - u_3)/2 \right\} \left\{ v_2 + (v_1 - v_3)/2 \right\}$$

$$(\overline{uv})_3 = \left\{ u_2 - (u_1 - u_3)/2 \right\} \left\{ v_2 - (v_1 - v_3)/2 \right\}$$

従って

$$(\overline{uv})_1 - (\overline{uv})_3 = -\overline{v_2 (u_3 - u_1)} - \overline{u_2 (v_3 - v_1)} \quad (6.17)$$

* Stockholm における非公式講演 (1963年3月) による。

(6.16) 及び (6.17) より

$$[(\overline{uv})_1 - (\overline{uv})_3] + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v}) = 2 \overline{u_2(v_1 - v_3)} \quad (6.18)$$

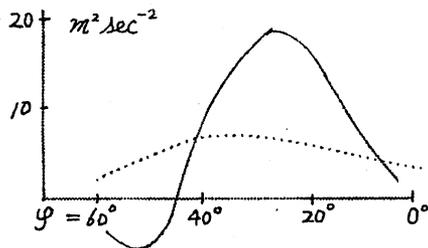
$$[(\overline{uv})_1 - (\overline{uv})_3] - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v}) = 2 \overline{v_2(u_1 - u_3)} \quad (6.19)$$

彼は2層モデルを用い、実際の大気中における $\frac{dQ}{dt}$ を y 方向 (緯度) に与え、また level 1 及び level 3 における摩擦力 F_3 及び F_1 ($F_3 \gg F_1$) を導入してパターンの動きを数値的に求めてみました。最初は Phillips の実験と同じように random の擾乱を与え、それが時間とともにどのようなかを追跡したわけです。Phillips の数値実験では 20 日ぐらいすると計算上不安定になって、長い期間の予報ができなくなっています。これに対し Smagorinsky のテストはいくらでもテストは続けることが可能になったようです。余談ですが Mintz, Arakawa は同じ2層モデルでも、放射、海面からの eddy convection による heat transfer 等も入れて3か月先を予報した結果を Oslo の会議で示されました。

ともかく Smagorinsky は数値実験の結果を $T=17$ 日から $T=39$ 日までのいろいろな量の平均値をとり、これを定常状態と考えました。

$T=19$ 日から平均をとったのは、Phillips, 松本の数値実験でも示されているように、 $T=0$ で random に与えた擾乱は 10 日ぐらいでまとまった擾乱の中から、最も不安定な波が時間とともに卓越し、それが一般場とある種の釣合いを保つようになるわけです。従って $T=17$ 日ぐらいからは大体、自然界に近い擾乱の形を与えて、その動きをみるということになります。

彼の実験結果によると、(6.18) 及び (6.19) の右辺を計算した結果を $T=17$ 日から $T=39$ 日まで平均すると第37図のようになっています。* 実験



第37図 実線 $\overline{uv_1 - uv_3} + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v})$

点線 $\overline{uv_1 - uv_3} - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v})$

は

$$[(\overline{uv})_1 - (\overline{uv})_3] + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v})$$

点線は

$$[(\overline{uv})_1 - (\overline{uv})_3] - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v}).$$

ここで注目してもらいたい点は、点線の方は緯度によってあまり変化していないことです。これは実

* この図は大体の分布を示したものです。

駿の結果であって、物理的な解釈についてはうまい考えはありません。しいて理くつをつけるなら

$$[(\overline{uv}), -(\overline{uv})_3] - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v}) \approx (\overline{uv}), -\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v}) = \text{const.}$$

と見え、これを y で微分したものが zero と考えたらと思います。 y で微分すると

$$\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}), \approx \frac{1}{f} \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\overline{\kappa v})$$

この関係式と (6.15) とを考慮合わせると

$$\frac{f^2}{S \Delta P^2} \overline{\kappa v} \approx \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\overline{\kappa v})$$

すなわち $\overline{\kappa v}$ の y 方向の擾乱の代表的波長 D が

$$\frac{f^2 D^2}{S \Delta P^2} \approx 1 \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} (\overline{\kappa v}) \approx -\frac{1}{D^2} \overline{\kappa v} \right)$$

となるような大いさであればよいわけです。 $S = 2 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ mb}^{-2} \text{ sec}^{-2}$, $f = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, $\Delta P = 500 \text{ mb}$ として

$$D \sim 700 \text{ km}$$

たとえば $\overline{\kappa v} \propto \sin \frac{\pi}{D} y$ とすれば

$$D \sim 2000 \text{ km}$$

ともかく近似的には

$$(\overline{uv}), - (\overline{uv})_3 - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v}) \equiv M_0 = \text{const} \quad (6.20)$$

とおいてみます。

そこで (6.20) のように \overline{uv} と $\overline{\kappa v}$ とを関係づけると、 Q を与えて \overline{uv} 又は $\overline{\kappa v}$ を求めることができます。

(d) Q と \overline{uv} 又は $\overline{\kappa v}$ との関係

長い予報期間における熱力学の釣合いの式 (6.4) をもう一度書いてみます。

$$-\frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v}) - \frac{S \Delta P^2}{f} \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\overline{uv}), + \frac{R}{C_p} \frac{dQ}{dt} \approx 0 \quad (6.4)$$

(6.20) より

$$\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}), \approx \frac{1}{f} \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\overline{\kappa v}) \quad \left(\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}), \gg \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv})_3 \right) \quad (6.21)$$

(6.5) をさらに y で微分し、 $\frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}), = -(\overline{v^2})_3$, ということを考慮す

ると

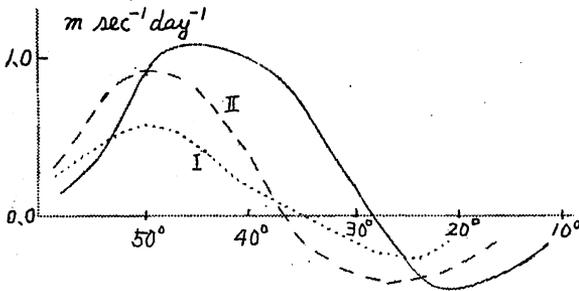
$$\frac{SAP^2}{f} \frac{\partial^2 (\overline{v\zeta})}{\partial y^2} + (\overline{v\zeta}) = -\frac{R}{C_p} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{d\bar{Q}}{dt} \right) \quad (6.22)$$

これは \bar{Q} を与えた時の $(\overline{v\zeta})$ の微分方程式になっています。南北の境界での境界条件

$$(\overline{v\zeta})_n = 0$$

を与えると (6.22) より $(\overline{v\zeta})$ の y 方向 (緯度分布) の分布が求まります。 $\overline{v\zeta}$ よりさらに \overline{uv} また \overline{kv} と分布がきまってくる。すなわち

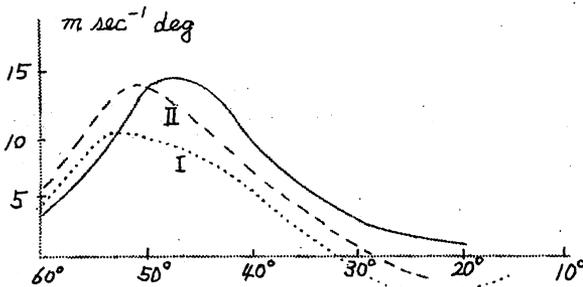
$$\overline{v\zeta} \rightarrow \overline{uv} \rightarrow \overline{kv} \Rightarrow F_3$$



第38図 $\overline{v\zeta}$ の分布

大きさも同じオーダーになっています。第38図の点線は (6.22) から求められた理論的なもので Stability S を S_I から S_{II} ($S_I > S_{II}$) へとかえた時に曲線 I から曲線 II とかわっていくことを示したものです。

参考までに \overline{vT} の図を第39図にあげておきます。実線は数値実験の結果、



第39図 \overline{vT} の分布

第38図には $\overline{v\zeta}$ の分布が示してあります。実線は数値実験の結果です*。第35図の月平均 (1949年冬) と比べ、 $\overline{v\zeta}$ の max. の緯度 (40°N~50°N) 及びその max. の強度 (第35図では $3.5 \times 10^{-6} m sec^{-2}$, この図では $1.0 \times 10^{-5} m sec^{-2}$ の大きさで約3倍) の大

きも同じオーダーになっています。点線 I は Stability が S_I の時、点線 II は S_{II} ($S_I > S_{II}$) の時のものです。これは第36図と比較されるべきものです。第36図で 600 mb での \overline{vT} の max. は $15 m sec^{-1} deg$ の大きさでした。

* この図も Smagorinsky のえた正確なグラフではありません。大体のところを彼の講演からうつしとったものです。

このように (6.20) のような荒っぽい近似 ($\overline{\kappa v}$ と \overline{uv} とについて) を行なっても、少しのずれはありますが数値実験の結果を大体説明づけることができます。また Smagorinsky の行なった数値実験 (第 38 図及び第 39 図での実験線) は自然界で観測される事実をかなりよく表現しています。

7. エネルギー変換式による表現

前節でのべた数値実験の道筋を前回の最後にのべた、エネルギー変換の関係にもすびつけて、もう一度くりかえし述べてみたいと思います。

$$(a) \quad \overline{Q} \rightarrow \overline{P} \rightarrow P'$$

このプロセスは (6.3) で示されています。すなわち

$$-\frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v}) + S \Delta P \overline{\omega} + \frac{R}{C_p} \frac{d\overline{Q}}{dt} + A \nabla^2 \overline{\kappa} = 0 \quad (7.1)$$

この式では (6.3) の式にさらに $A \nabla^2 \overline{\kappa}$ という eddy diffusion の項が新しく加えてあります。(7.1) に $\overline{\kappa}$ をかけ南北方向 (y 方向) に積分したものが、エネルギー変換の関係式となっています。すなわち前回の (4.16) に対応し、

$$-\{\overline{P}, P'\} - \{\overline{P}, \overline{\kappa}\} + \{\overline{Q}, \overline{P}\} - \{\overline{P}, A\} = 0^* \quad (7.2)$$

ただし

$$\{\overline{P}, A\} \equiv -\frac{1}{S \Delta P^2} \int A \overline{\kappa} \nabla^2 \overline{\kappa} dy$$

$$\{\overline{P}, P'\} \equiv \frac{1}{S \Delta P^2} \int \overline{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v}) dy$$

$$\{\overline{P}, \overline{\kappa}\} \equiv -\frac{1}{\Delta P} \int \overline{\omega} \overline{\kappa} dy$$

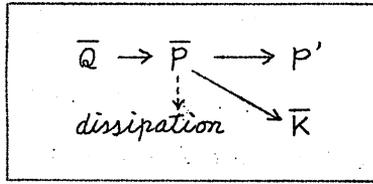
$$\{\overline{Q}, \overline{P}\} = \frac{1}{S \Delta P^2} \left(\frac{R}{C_p} \right) \int \overline{\kappa} \frac{d\overline{Q}}{dt} dy$$

このような記号 $\{ \}$ は前回で定義したものと同じものを再録しただけです。 $\{ \}$ の定義はたとえば $\{\overline{P}, P'\}$ は $\overline{P} \rightarrow P'$ となるエネルギー変換率を表現しているわけです。(7.2) を

$$\{\overline{Q}, \overline{P}\} = \{\overline{P}, P'\} + \{\overline{P}, \overline{\kappa}\} + \{\overline{P}, A\} \quad (7.3)$$

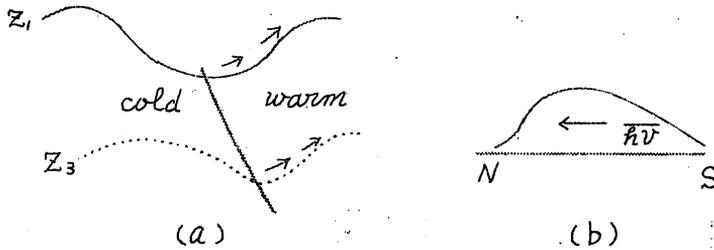
と書けばエネルギーの流れは

* (7.1) を $S \Delta P$ で割り、エネルギーの単位に直してあります。また簡単のために以下の議論では積分記号について、 P についての積分は省略します。



前にものべましたように、 $\bar{P} \rightarrow P'$ は両接循環によるもの、 $\bar{P} \rightarrow \bar{K}$ は直接循環によるものです（前回の4節の(A)項直接循環と両接循環の項参照）。

ところで外部から加えられる熱（南で *warming*，北で *cooling*）を赤道から極の方に運ぶために、上下のトラフの傾きは第40図(a)のようになります。又は上下のトラフが第40図(a)のようになっていると、熱を北に運ぶ結果になっているといってもよいと思います。 $\bar{u}\bar{v}$ の分布は典型的に示すと第40図(b)のようであり、Smagorinskyの数値実験は第39図の実線で示してあります。実際の大気中で観測されるものは、冬の例として第36図に示してあります。ともかく第40図(a)の擾乱によって $\bar{Q} \rightarrow \bar{P} \rightarrow P'$ といったエネルギー変換がおこります。



第40図 顕熱の北向き輸送

次に $\bar{P} \rightarrow \bar{K}$ のことに少しつけ加えておきたいと思います。 $\{\bar{P}, \bar{K}\}$ は定義により、 $(S\Delta P \bar{\omega} \bar{\kappa}) / S\Delta P^2$ の形で与えられ、一方 $\{P, P'\}$ の方は $\bar{\kappa} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\bar{v}) / S\Delta P^2$ の形で与えられます。前節の説明では

$$\frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\bar{v}) \sim S\Delta P \bar{\omega} \quad (7.4)$$

ということのをべました。 $\bar{\omega}$ に種々近似してこれを $\bar{u}\bar{v}$ の函数で表わすことも試みました。(7.1)の $\bar{\omega}$ を近似式でおきかえたものが(6.22)であり、(6.22)は $(\bar{v}\bar{\zeta})$ と $\frac{\partial \bar{Q}}{\partial t}$ を与えた時の微分方程式になっています。しかし、 $\{\bar{P}, \bar{K}\}$ と $\{P, P'\}$ との向は一般的に次のような関係があります。

$$|\{P, P'\}| \gg |\{\bar{P}, \bar{K}\}| \quad (7.5)$$

これは $\bar{\omega}$ と $\overline{\kappa v}$ の y 方向の分布のちがいがらきています。もう少し書いてみますと、6 節でのべたように、

$$\bar{\omega} \propto \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y} \quad (\bar{\omega}_2 = -\frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y} \Delta p)$$

$$f \bar{v}_1 \approx \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}), = -(\overline{v\zeta}), \quad (5.21)$$

従って

$$\bar{\omega} \sim -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{v\zeta}), \quad (7.6)$$

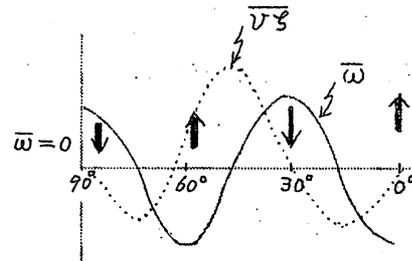
($\overline{v\zeta}$) の分布は第 38 図に示しましたように数値実験の結果は、一つの Max. を $40^\circ N \sim 50^\circ N$ 、一つの min. を $20^\circ N$ 付近にもっています。大気中における $v\zeta$ の分布は第 35 図に示してあります。いずれも同じ型の y 方向に対する分布をしています。(7.6) より $\bar{\omega}$ は赤道付近で上昇流、 $30^\circ N$ 付近で下降流、 $60^\circ N$ 付近で上昇流、さらに極で下降流といった 3 細胞 (3-cell circulation) の分布をします。

第 41 図には $\overline{v\zeta}$ の緯度分布 (定性的なもの) に対する $\bar{\omega}$ の分布を定性的に示してあります。これに対し $\overline{\kappa v}$ は第 39 図の実線 (数値実験) からわかるように、緯度に対して一つの極大値をもつ単調な曲線をしています。従ってこのような分布をして $\bar{\omega}$ と $\frac{\partial}{\partial y} (\overline{\kappa v})$ (第 42 図) とに $\bar{\kappa} (= \kappa_0 + (\bar{\kappa} - \kappa_0))$, κ_0 : 常数) をかけて y について積分すれば、 $(\bar{\kappa} - \kappa_0)$ は中緯度で zero で赤道から極にかけて単調に減少することを考えれば、

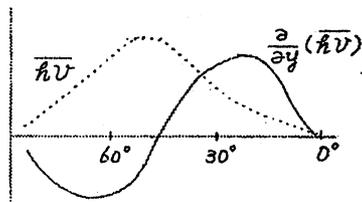
$$\{\bar{P}, P'\} \gg \{\bar{P}, K\}$$

といった関係式は容易に推定できます。すなわち $\bar{Q} \rightarrow \bar{P}$ の形で \bar{Q} から \bar{P} へ移行するエネルギーの大半は、 $\bar{P} \rightarrow P'$ の方向へと流れていることになります。

このようなことをくわしく書いた



第 41 図 $\bar{\omega}$ と $\overline{v\zeta}$



第 42 図 $\frac{\partial}{\partial y} (\overline{v\zeta})$

のは、エネルギー変換の立場からみれば $\{\bar{P}, P'\}$ が $\{\bar{P}, K\}$ より大きいわけですが、個々の運動については

$$-\frac{\partial}{\partial y}(\bar{\kappa}v) \sim S\Delta P \bar{\omega}$$

とであることを強調したかったからです。すなわち (7.1) 式で $\{\bar{P}, P'\} \gg \{\bar{P}, K\}$ からすぐ

$$\left| -\frac{\partial}{\partial y}(\bar{\kappa}v) \right| \gg \left| S\Delta P \bar{\omega} \right|$$

といった結論は出せないことを強調したわけです。

(b) $\bar{P} \rightarrow P' \rightarrow K'$

第40図(a)のようなトラフの上下の傾きができる時、トラフの前面で warm air の上昇 ($\omega < 0$)、トラフの後面で cold air の下降 ($\omega > 0$) が起こります。すなわち $\bar{\omega}\bar{\kappa} < 0$ 。

ところで熱力学の式 (7.1) より東西方向の平均値から差をとると、

$$\frac{\partial \bar{\kappa}'}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\kappa}'}{\partial x} - v' \frac{\partial \bar{\kappa}}{\partial y} + S\Delta P \omega' + A \nabla^2 \bar{\kappa}' \quad (7.7)$$

ただし「バー」は東西方向の平均値で、「ダッシュ」はそれからの偏差を示しています。(7.7) に $\bar{\kappa}'$ をかけて東西方向の平均をとると、 $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ として

$$-v' \bar{\kappa} \frac{\partial \bar{\kappa}}{\partial y} + S\Delta P \bar{\omega} \bar{\kappa} + A \overline{\bar{\kappa}' \nabla^2 \bar{\kappa}'} = 0 \quad (7.8)$$

これを y 方向に積分すると

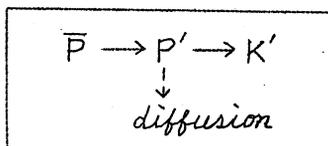
$$\{\bar{P}, P'\} - \{P', K'\} - \{P', A\} = 0 \quad (7.9)$$

ただし

$$\{P', K'\} = -\frac{1}{\Delta P} \int \bar{\omega} \bar{\kappa} dy$$

$$\{P', A\} = -\frac{1}{S\Delta P} \int A \overline{\bar{\kappa}' \nabla^2 \bar{\kappa}'} dy$$

上述のように $\bar{\omega}\bar{\kappa} < 0$ とすれば $\{P', K'\} > 0$ すなわち (7.9) は



(c) $P' \rightarrow K' \rightarrow K$

前項(b)でのべたようなエネルギーの流れ, すなわち $\bar{P} \rightarrow P' \rightarrow K'$ は, さらに一般流の運動エネルギー \bar{K} の増加となっていきます.

運動方程式から東西方向の平均値を差引いたものは

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f v' = -\frac{\partial \phi'}{\partial x} + A \nabla^2 u'$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + f u' = -\frac{\partial \phi'}{\partial y} + A \nabla^2 v'$$

両式にそれぞれ u' 及び v' をかけて東西方向に平均をとれば, $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ として

$$\begin{aligned} \overline{u v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} &= -\overline{u \frac{\partial \phi'}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial \phi'}{\partial y}} + A (\overline{u \nabla^2 u} + \overline{v' \nabla^2 v'}) \\ &= -\frac{\partial}{\partial p} (\overline{\omega \phi'}) + \overline{\omega \frac{\partial \phi'}{\partial p}} + A (\overline{u \nabla^2 u} + \overline{v' \nabla^2 v'}) \end{aligned}$$

2層モデルの時は level 1 (250 mb) 及び level 3 (750 mb) について

$$\left(\overline{\omega \frac{\partial \phi'}{\partial p}} \right)_1 = \left(\overline{\omega \frac{\partial \phi'}{\partial p}} \right)_3 = \overline{\omega_1 \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_1} = \frac{1}{2} \overline{\omega_2 \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_2} = -\frac{1}{2 \Delta p} \overline{\omega h}$$

上下2層について積分すると

$$\left(\overline{u v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} \right)_1 + \left(\overline{u v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} \right)_3 = -\frac{1}{\Delta p} \overline{\omega h} + A \sum_{i=1,2} (\overline{u \nabla^2 u} + \overline{v' \nabla^2 v'})_i \quad (7.10)$$

これを y 方向に積分すると

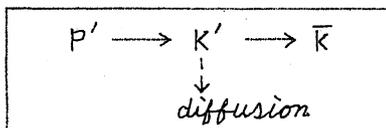
$$\{K', \bar{K}\} = \{P', K'\} - \{K', A\} \quad (7.11)$$

ただし $\{K', \bar{K}\} = \frac{1}{S \Delta p} \int \overline{u v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} dy$

$$\{K', A\} = -\frac{1}{S \Delta p} \int A (\overline{u \nabla^2 u} + \overline{v' \nabla^2 v'}) dy$$

$$\{P', K'\} = -\frac{1}{\Delta p} \int \overline{\omega h} dy$$

$\overline{\omega h} < 0$ すなわち $\{P', K'\} > 0$ なのでエネルギーの流れは



(25)

以上の (b) 及び (c) 項のことを前節の数値実験又はその要約とむすびつけて考えると次のようになります。

eddy diffusion のことを考えないと (7.8) は $\overline{v\kappa}$ と $\overline{\omega\kappa}$ の関係を表わしています。すなわち

$$-\overline{v\kappa} \frac{\partial \overline{\kappa}}{\partial y} + S \Delta P \overline{\omega\kappa} \approx 0 \quad (7.12)$$

これに対して (7.10) より

$$(\overline{uv} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y})_1 + (\overline{uv} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y})_3 \approx \frac{1}{\Delta P} \overline{\omega\kappa} \quad (7.13)$$

すなわち (7.12) 及び (7.13) は $\overline{\omega\kappa}$ を通して、 $\overline{v\kappa}$ と \overline{uv} との関係式を示すことになっています。前節では $\overline{v\kappa}$ と \overline{uv} との直接の関係式を用いようとしていろいろと議論しました。たとえば (6.20) で示したような関係式

$$[(\overline{uv})_1, -(\overline{uv})_3] - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}) = \text{const.}$$

本節では $\overline{v\kappa}$ と $\overline{\omega\kappa}$ さらに $\overline{\omega\kappa}$ と \overline{uv} と 2 段にわけて物事を考えてみました。これはエネルギー変換で

$$\begin{aligned} \overline{P} &\rightarrow P' \rightarrow K' \\ P' &\rightarrow K' \rightarrow \overline{K} \end{aligned}$$

と 2 段に物事をわけて考えたことに相当します。途中に $P' \rightarrow K'$ といったプロセスを含ませることにより $\overline{P} \rightarrow \overline{K}$ のプロセスを理解したわけです。(6.20) のように $\overline{v\kappa}$ と \overline{uv} との関係を直接求めることは、エネルギー変換の立場からいえば $\overline{P} \rightarrow \dots \rightarrow \overline{K}$ と \overline{P} から \overline{K} への最終的な答えのみを求めた場合に相当しています。

(d) $\overline{K} \rightarrow$ Surface friction による dissipation

この最後のプロセスは \overline{u} についての運動方程式より

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}) - f\overline{v} = A \nabla^2 \overline{u} + \overline{F} \quad (7.14)$$

ここで $A \nabla^2 \overline{u}$ は eddy diffusion の項であり \overline{F} は

$$\overline{F} = g \frac{\partial \overline{z}}{\partial p}$$

ただし \overline{F} は水平面を通してゆく frictional stress

これに \overline{u} をかけて東西方向に平均すると、 $\frac{\partial}{\partial p} = 0$ として

$$-\{K', \overline{K}\} - \{P, \overline{K}\} = -\{K, A\} - \{K, f\} \quad (7.15)$$

ただし $\{K', \bar{K}\} = -\frac{1}{S\Delta P} \int \bar{u} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\bar{v}) dy$

$$\{\bar{P}, \bar{K}\} = \frac{1}{S\Delta P} \int \bar{u}\bar{v} dy = -\frac{1}{\Delta P} \int \bar{\omega} \bar{\pi} dy$$

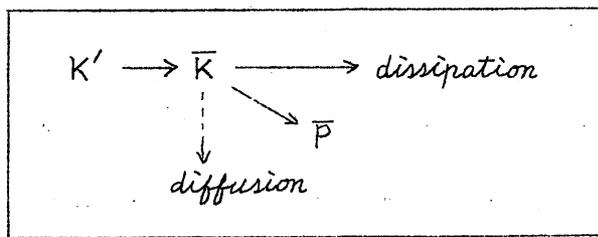
$$\{\bar{K}, A\} = -\frac{1}{S\Delta P} \int A \bar{u} \nabla^2 \bar{u} dy$$

$$\{\bar{K}, \bar{\epsilon}\} = -\frac{1}{S\Delta P} \int \bar{u} \bar{F} dy$$

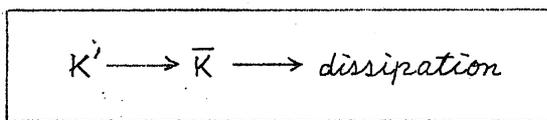
(7.15) を書き直して $K' \rightarrow \bar{K}$ と流れたエネルギーは

$$\{K', \bar{K}\} = -\{\bar{P}, \bar{K}\} + \{\bar{K}, A\} + \{\bar{K}, \bar{\epsilon}\}$$

すなわち

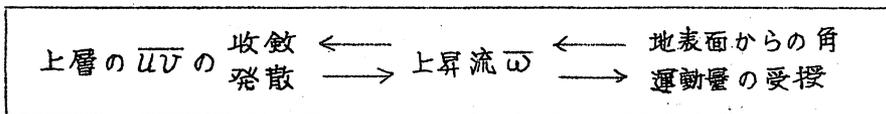


前にも書いたように $\bar{K} \rightarrow \bar{P}$ の流れすなわち $\{\bar{K}, \bar{P}\}$ は $\{P', K'\}$ にくらべて小さいので, $\{P', K'\} \sim \{K', \bar{K}\}$ ということを考えれば, eddy diffusion は小さいとして, 大きなエネルギーの流れは



とかけます。

第5節で示した数値実験の解釈では



といった流れの説明でした。本節のエネルギー変換では中間のプロセスになっている $\bar{\omega}$ (又は \bar{v}) によるエネルギー変換は小さいということを示しています。 $\bar{u}\bar{v}$ の収斂, それを補うための中層の上昇流, 等は同じ大いさのものですが, 全領域でのエネルギーの増減については大いさに違いがあります。

ともかくこのようなプロセス (a) から (d) までを一貫して眺めると、大きなエネルギーの流れは

$$\bar{Q} \rightarrow \bar{P} \rightarrow P' \rightarrow K' \rightarrow \bar{K} \rightarrow \text{dissipation}$$

といった形をとっています。

本文では主にモデル実験を使い、運動量、顕熱等の南北輸送の大きさ、それらの関係を考えてみましたが、次回では少しばかり実際の天気について外部から加えられる熱量、 $\overline{u^2}$ 、 $\overline{v^2}$ 等の個々の変動を考えてみたいと思います。本文中には沢山数式がでてきたため、かなり読みづらい点もあったことと思います。筆者の述べんとする主旨だけでも了解していただければ幸いです。
(気象庁予報部)

熱帯成層圏の風の変動

R.A. Ebdon: The Tropical Stratospheric Wind Fluctuation

(Evidence of its Permanency from Earlier Data). Weather, 1963. 1月

熱帯成層圏の風の東西成分に約26か月の周期変動があることについては、ここ数年来多くの報告が出されている。その変動は、成層圏のある高度で偏東風又は偏西風が一たび卓越しはじまるとそれが11~15か月持続することで、多くの調査はここ10数年の資料によるものが多い。この論文では、1909~1918年の Batavia (6°6'S, 107°00'E) の上層探測資料 (Van Bemmeln 1911, 16, 20) や Berson の資料 (1908年頃) などの調査結果から、熱帯成層圏風の変動が1908~1917年の間にも19km付近で確かに起っておったことを述べている。そして利用できる資料を整理して、今世紀初頭頃の60mb高度付近における風の変動を推定している。これは長期予報などでも貴重な資料と思われるので次にかかげておこう。

熱帯成層圏における60mb(19.5km)高度の帯状風成分のおおよその持続期間

| 偏西風の期間 | 偏東風の期間 |
|--------------------------|-----------------------------|
| 1908年2月 — 1909年1月 (12か月) | 1909年2月 — 1910年2月 (13か月) |
| 1910年3月 — 1911年2月 (15か月) | 1911年3月 — 1912年3月 (13か月) |
| 1912年4月 — 1913年6月 (12か月) | 1913年7月 — 1914年7月 (13か月) |
| 1914年8月 — 1915年7月 (12か月) | 1915年8月 — 1916年7月 (12か月) |
| 1916年8月 — 1917年7月 (12か月) | 1917年8月 — 1918年8月 (12~13か月) |

(気象庁予報部 小 滝 磐 雄)

相関解析における二、三の注意

内 藤 恵 吉

筆者は変動現象を解析するために、最近コレログラムの計算を多少行なつてみた。そのとき二、三感じたことを報告する。

$x(t)$, $x_1(t)$, $x_2(t)$ はそれぞれ時間的に変動する量であつて、

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t) \quad (1)$$

とする。いずれも統計的には時間的に定常、平均値は零、また x_1 , x_2 は統計的に互に独立とする。そこで(1)の自己相関係数は、

$$f_x(\tau) = \frac{\overline{x(t)x(t+\tau)}}{\overline{x^2}} = \frac{\overline{x_1^2}}{\overline{x^2}} f_{x_1}(\tau) + \frac{\overline{x_2^2}}{\overline{x^2}} f_{x_2}(\tau) \quad (2)$$

となる。ここで平均は時間平均で

$$\overline{x(t)x(t+\tau)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau) dt$$

を意味する。

x_1 , x_2 としては次の三種類を考える。もちろん純粋に数学的な立場ではなく、実用上の立場である。

- [1] $\begin{cases} x_1(t) : \text{不規則ではやい変動,} \\ x_2(t) : \text{不規則変動} \end{cases}$

ここで不規則とは、lag τ が非常に大きくなると、恒等的ではないにしても、自己相関が零に接近することを意味する。

x_1 は不規則ではやい変動であるから、 $f_{x_1}(\tau)$ は当然 $f_{x_2}(\tau)$ よりはやく零に接近する。すなわち、 x_1 のいわゆる相関時間 τ_c は x_2 のそれより小である。従つて、 x_1 の相関時間より大きい τ に対しては、(2)の右辺第1項は無視されて、

$$f_x(\tau) \simeq \frac{\overline{x_2^2}}{\overline{x^2}} f_{x_2}(\tau) \quad (3)$$

となる。

小さい τ に対しては、 f_{x_1} の減り方は f_{x_2} より急激であるので、当然 f_x の減り方はほとんど f_{x_1} によるわけである。

この場合のコレログラムは、以上を総合して、モデル的に Fig. 1 の型になる。もちろん大きな τ に対しては、図のように波うちながら減衰するこ

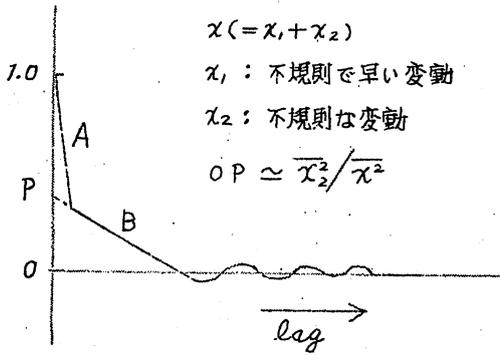


Fig. 1

逆に, Fig. 1 の型のコレログラムを得たとき, 少なくとも二種類の相関時間の異なった不規則変動が混在していることになる.

スペクトラムからは, 両者とも不規則の場合, 見わけすることはできない.

$$\{2\} \begin{cases} x_1(t) : \text{不規則変動,} \\ x_2(t) : \text{sinusoidal または quasi-periodic な変動} \end{cases}$$

$$x_2(t) = a \cos(2\pi ft + \phi) \quad (5)$$

の場合は,

$$\rho_{x_2}(\tau) = \frac{\frac{1}{2} a^2 \cos 2\pi f \tau}{x_2^2} \quad (6)$$

となって, x_1 の相関時間より大きな τ に対しては,

$$\rho_x(\tau) \approx \frac{x_2^2}{x^2} \rho_{x_2}(\tau) = \frac{1}{x^2} \cdot \frac{1}{2} \cdot a^2 \cos 2\pi f \tau \quad (7)$$

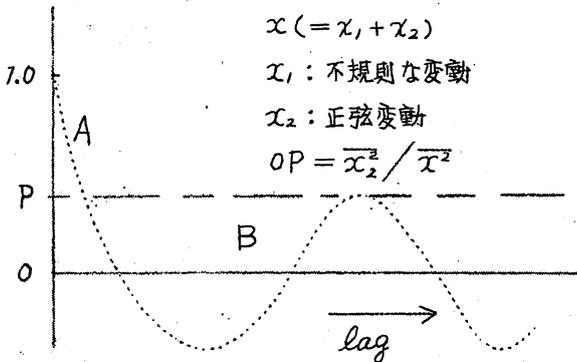


Fig. 2

ともあるし, 一様に減衰する場合もある.

明らかに, 図の A 部の減り方は x_1 によるし, B 部は x_2 によるわけである. またさらに大ざっぱにいうと,

$$OP \approx \frac{x_2^2}{x^2} \quad (4)$$

であって, x_2 がどの程度 x 中にあるかを知る目安になる.

となる.

Fig. 2 はこの場合の図であって, A 部の小さいてでは, f が余り大きくない限り, その減り方は x_1 による. f が大であると, 多少 A 部も波うつことになる. いうまでもなく, B 部は (7) で示される.

$x_2(t)$ が quasi-periodic, すなわち,

$$x_2(t) = \sum_i a_i \cos(2\pi f_i t + \phi_i) \quad (8)$$

の場合には,

$$\rho_{x_2}(\tau) = \frac{1}{x_2^2} \cdot \frac{1}{2} \sum_i a_i^2 \cos 2\pi f_i \tau \quad (9)$$

となって, 上と同様に, 大きな τ に対して, x の相関の変動は x_2 のそれによって定まる. Fig. 3はこの場合の図である.

いずれにしても [2] の場合は, 大きな lag となっても相関は零に接近せず, 波うつ型となる. 逆に, コレログ

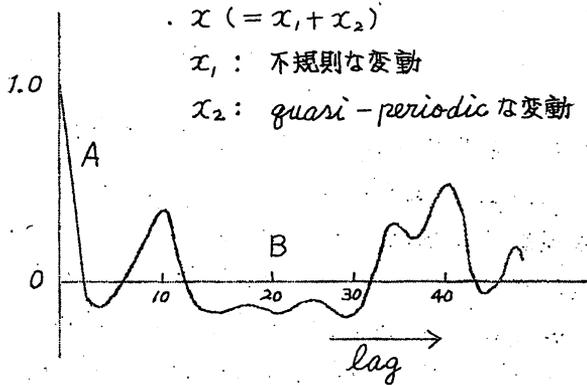


Fig. 3

ラムが Figs. 2, 3 の型となれば, [2] で示す少なくとも二種の変動が共存していることを意味する.

[2] の場合パワースペクトラムを考えると, 当然 x_1 は連続スペクトラム, x_2 は不連続スペクトラムとなる.

$$F_x(f) = \frac{\overline{x_1^2}}{x^2} F_{x_1}(f) + \frac{\overline{x_2^2}}{x^2} F_{x_2}(f) \quad (10)$$

$$= \frac{\overline{x_1^2}}{x^2} F_{x_1}(f) + \frac{1}{2x^2} \sum_i a_i^2 \delta(f - f_i) \quad (11)$$

ここで, F_x, F_{x_1}, F_{x_2} はそれぞれ x, x_1, x_2 に対する規格化されたパワースペクトラムであり, $\delta(f)$ は Dirac の δ 関数である. すなわち, この場合はスペクトラムを計算することにより, x_1, x_2 の存在を知り得る.

しかし, a_i^2 が余り大きくない場合, この成分は F_{x_1} によってマスクされてしまうおそれがある. また, 実際の計算では平滑化のために (たとえば Tukey の方法¹⁾ の Hanning または Hamming 等), 消されてしまう危険がある. さらにまた, スペクトラムは相関関係の Fourier 変換として求められるが, 実際の計算では相関は余り大きい lag までには求められない. 従って (7) あるいは (9) の場合, Fourier 変換の数値積分を行なった結果は, (11) の結果と異なったものとなる危険もある.

そこでもとの $x(t)$ を *Fourier* 展開して、展開係数を自乗したもの、すなわちペリオドグラムをもってスペクトルとすることが考えられる。数式の上で単純に *ensemble average* をとって考えれば、この方法は正しいはずであるが、理論的考察の結果は否定的である。^{2), 3)}

この内容を厳密に述べることは文献に譲るが、否定的結果をもたらすことの直観的な説明はなされていないようである。筆者はこれについて次のように考える。

$x(t)$ を直ちに *Fourier* 展開して得られた係数は、*ensemble* 内の一つの実現値に過ぎない。そこで何等かの平滑化、平均化の方法が理論的に与えられない限り、ペリオドグラムからスペクトルを推測し得る根拠がないわけである。理論的に、 x が不規則変動のみからなる場合、この実現値の *ensemble average* はスペクトラムと一致するが、同時にこの平均と同じ大きさの標準偏差を持つことが示されている。 x が不規則変動 (x_1) だけでなく、*quasi-periodic* なもの (x_2) も含む場合は、展開係数は同じく一つの実現値に過ぎないが、この係数は x_1 に対応する $X_1(f)$ と x_2 に対応する $X_2(f)$ とに分けられる。 x_2 は決定論的のものであるから、 $\{X_2(f)\}^2$ は *ensemble average* をとって同じ値になるべきである。すなわち、 $\{X_2(f)\}^2$ に何等影響を与えないような、ペリオドグラム平均法が考えられなければならない。このことが事態をさらに困難にしているわけである。

相関関数からスペクトラムを求めるときは、相関を求める手続きに原理的に平均化が行なわれ、しかもそれは周期性を持つ x_2 に対して何等影響を与えぬことは、先に示した通りである。従って、この方法では、ペリオドグラムに対するような困難さは原理的には存在しないことになる。

以上のように現在の段階では、スペクトラムを推測するのに、ペリオドグラムに基づく方法は確立されていない。相関関数から求める方法は、先に述べた点を含めてかなり不満足な部分もあるが、一応 *Tukey* の方法¹⁾ 等が確立されている。*

quasi-periodic の場合の一つの特別なものとして、光学でいう干涉縞模様の場合がある。Fig. 4 はこの実例である。コレログラムを画くと、このように明らかな干涉縞がわかるが、 $x(t)$ の記録そのものからは不規則変動 x_1 の存在により、一般には干涉縞の存在が明らかでないであろう。これはコレログラムの一つの長所である。

* ペリオドグラムの *merit* については後に考察したい。

干渉縞の場合

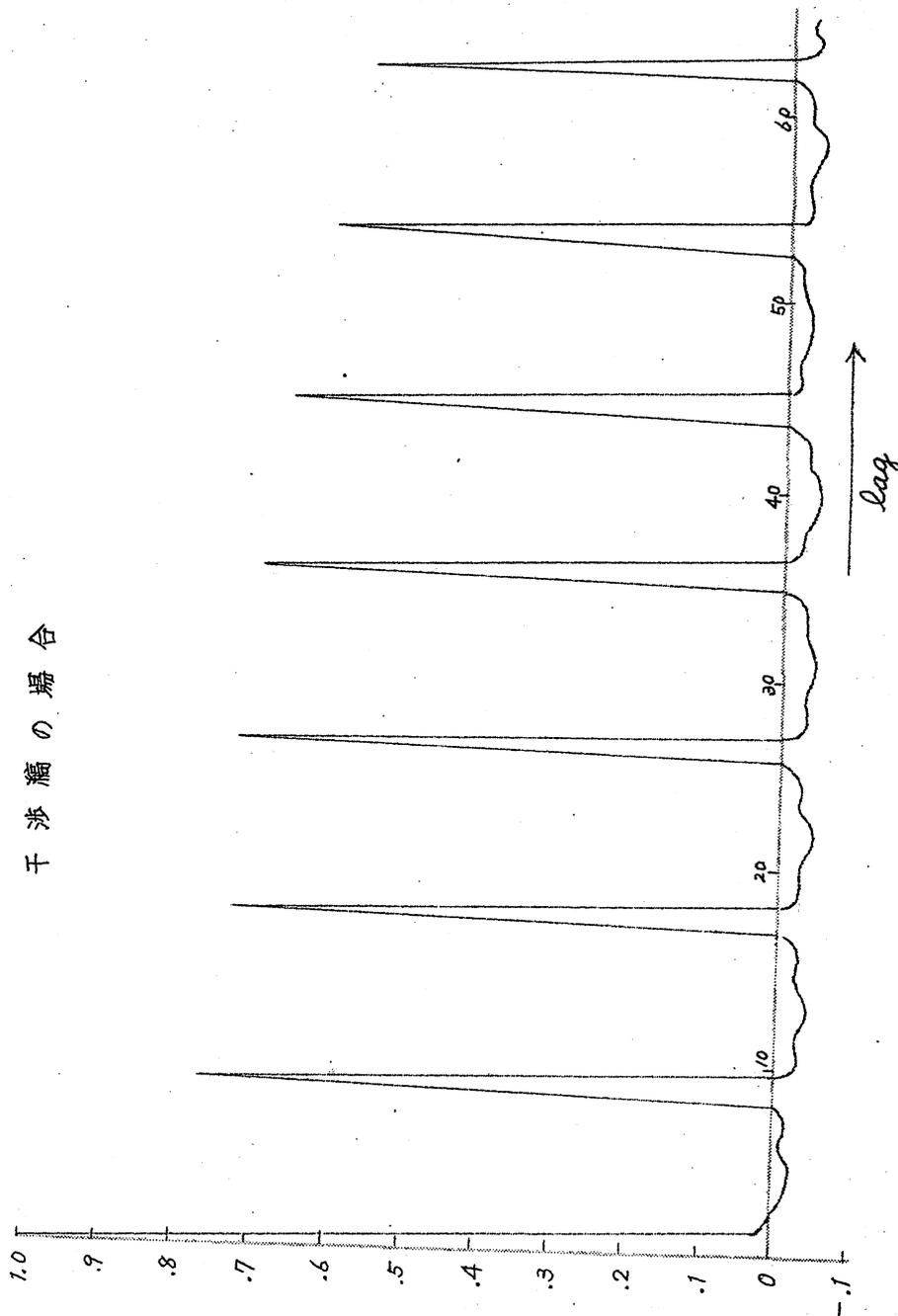


Fig. 4

干渉縞は単一の正弦波では表わされない上に、不規則変動分も加わるので、スペクトラムを求めても、コレログラムほど一般には有効でないはずである。つまり干渉模様か否かの判別がむずかしいと思われる。

- (3) $\left\{ \begin{array}{l} x_1(t) : \text{全区間にわたって存在する変動,} \\ x_2(t) : \text{全区間ではなく, その中の一部 } t_1 \sim t_1 + T_0 \text{ のみに存在し,} \\ \text{統計的見地から } x_1 \text{ と全く異なった変動} \end{array} \right.$

ここで x_1 は任意の変動である。 x_2 は明らかに定常性を持たないが、 x_1 、 x_2 両者を含めた x に対し機械的に相関を求めるのが、通常行なわれる操作であって、この場合どうなるかがここでの問題である。

いま $x(t)$ の記録がかなり長い時間 T にわたってあるとすれば、

$$\begin{aligned} \overline{x(t)x(t+\tau)} &\approx \frac{1}{T} \int_0^T \{x_1(t)x_1(t+\tau) + x_2(t)x_2(t+\tau)\} dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T x_1(t)x_1(t+\tau) dt + \frac{T_0}{T} A_2(\tau) \end{aligned} \quad (12)$$

ただし、

$$A_2(\tau) \equiv \frac{1}{T_0} \int_{t_1}^{t_1+T_0} x_2(t)x_2(t+\tau) dt \quad (13)$$

また、

$$\overline{x^2} \approx \overline{x_1^2} + \frac{T_0}{T} A_2(0) \quad (14)$$

いま $|\tau| \ll T_0$

とすると、

$$\rho_{x_2}(\tau) \approx \frac{A_2(\tau)}{A_2(0)} \quad (15)$$

であるから、以上を用いて

$$\rho_x(\tau) \approx \frac{\overline{x_1^2}}{\overline{x^2}} \rho_{x_1}(\tau) + \frac{\frac{T_0}{T} A_2(0)}{\overline{x^2}} \rho_{x_2}(\tau) \quad (16)$$

従って形式的に

$$F_x(f) \approx \frac{\overline{x_1^2}}{\overline{x^2}} F_{x_1}(f) + \frac{\frac{T_0}{T} A_2(0)}{\overline{x^2}} F_{x_2}(f) \quad (17)$$

を得る。

上の二式から、

(a) T_0 が T に比し余り小さくない、

(b) $x_2(t)$ のパワー $A_2(0)$ がかなり大、

(c) $\rho_{x_2}(\tau)$ または $F_{x_2}(f)$ がかなり大

のいずれかが満たされれば、相関またはスペクトラムに対して、部分的に存在する $x_2(t)$ の影響が表われることになる。

(a) の場合は *trivial* であるが、(b)、(c) 特に (c) の場合は実用上重要であろう。すなわち、わずかな区間に周期性変動がある場合、適当な f または f に対して (c) の条件がみたされ、見かけ上全体としてその周期性が存在するように見えることがある。逆に、相関解析またはスペクトラム解析で、ある周期性が卓越していても、現象全体にわたってその周期性があるとは、必ずしも結論されない。たとえば、Fig. 4 のコレログラムは約2分間の変動記録を用いて得られたものであるが、記録を4等分して解析してみると、第1、第3、第4の区間からは Fig. 4 ではなく、Fig. 3 の型が得られ、第2の区間からは更に鋭い *peak* のくりかえしの Fig. 4 の型が得られている。なお記録を見ただけでは、第2の区間に干渉縞が存在することがわからない場合であった。これは不規則な x_1 の存在によると思われる。

もちろんいうまでもないことであるが、わずかな区間に他と異なった現象 x_2 が存在すると、上の条件がみたされなければ全体としてはその現象はマスクされ、さらに、全体として存在する x_1 について多少ゆがめられた性質が与えられることになる。

おわりに、計算の際いろいろ御援助いただいた、日本 IBM 社中村実氏、気象研究所測器研究部岡倉正信氏に深く謝意を表する次第である。

文 献

- 1) R. B. Blackman and J. W. Tukey : *The Measurement of Power Spectra*, Dover Publications, INC., N.Y., 1958.
- 2) 小河原正巳 : 時系列論とその応用, 応用統計学, 第7章, 兎誠堂出版, 昭和24年.
- 3) 赤池弘次 : パワースペクトル推定法, 工業統計講座不規則振動の統計的解析, 文部省統教研, 昭和36年.

(気象研究所)

天気と気候の未解決問題

R.C.Sutcliffe (Director of Research Meteorological Office) :
Unsolved Problems of Weather and Climate. Marine Observer, 1962.

1. はしがき

天気と気候の研究は気象学の分野であるが、その全部ではない。気象学とは地球大気をあらゆる観点から研究する学問である。大気の組成・その化学的性質・自然および人工の放射能、家や工場からはき出される煙およびこれが蓄積・移動・消散する方法、空気中の音の伝播、紫外線・可視光線・赤外線から無線波長までのあらゆる種類の電磁波の伝播、レーダーや無線波の雲や降水からの反射の特別現象等。

気象学はさらに多くの光学的現象——空の色、暈、コロナ、散乱、屈折、回折等。電氣的現象——美しい電光ばかりではなく、頭着な空中電位、おだやかな天気の時でも機械に現われる空地電流。大気上層における特殊な現象——たとえば約 15 マイル上空で遮蔽スクリーンとしてのオゾンを作る光化学効果、イオン化、オーロラ、および無線技術者に以前から深い関心を持たれていた電磁効果——なども含んでいる。そして最近ではカプセル、ロケットおよび人工衛星を利用する人達によって調べられるようになった。より高層に進むと、気象学はついに宇宙科学の領域と合併する。

気象学におけるこれらの難解な部門はほとんどが天気と気候を左右している。因果関係では直接に、また有益な情報を得る方法としては間接的にそれぞれ影響を持っているのである。

従って完全な気象学者と完全な気象家 (Weatherman) との間に本質的な相違はないので、ここでは特定の人に対してではなく、すべての人々にとって重要な諸問題について、その中の 2~3 の重要な問題をひろって説明する。

第 1 に地球大気の大循環、第 2 にインドばかりでなく他の地域でも起こる季節風 (大規模な循環を意味する) について述べ、第 3 には毎日の天気図上で親しまれている高・低気圧について、第 4 に熱帯の海洋上で発生する熱帯低気圧、最後に強い雨とひょうを降らせるしゅう雨と雷雨について述べる。

最近の研究によって明らかにされたこれらのことを簡単に説明することによって、今後の問題点の存在場所を示そう。

2. 大気大循環

できるだけ広い角度から、たとえば他の遊星からわれわれの問題をながめると、地球の表面に重力によって固定された混合気体からなる円形をした卵のからのようなものを見ることができる。この気体は太陽からいろいろな熱を受けて、複雑な対流運動をしたり、また海水の蒸発によって水蒸気を獲得しては、雨や雪としてそれを落したりして、水蒸気を遅んでいる。

この対流運動は確かに複雑ではあるが、局地性をならして取り除き、平均をとれば、世界的な非常に顕著な機構が現われる。これをわれわれは大気大循環と呼ぶ。

大気大循環のいくつかのモデルはかなり昔に作成されており、大規模な卓越地上風の流れの概観は船舶が世界一周をはじめた頃に作られていた。

近年は探測気球を広く使用することによって、対流圏はもちろん成層圏の奥深くまで、3次元の正確な世界風系図が作られ、ごく最近ではロケットを使用することによって、大気圏の上限に及ぶほどの高々度における記録が得られるようになった。

このもっとも顕著な特徴は、最近10年間に初めて地図の上に書き込まれ、まだ完全には調査されていないジェットストリームである。

小さな前線に伴って、小規模な、地域も限られたジェットが時々現われることもあるが、亜熱帯ジェットおよび極前線に伴うジェットはいつも存在することが最近明らかになってきた。

両半球とも、トロポポーズ近くには2本の顕著な風速最速域があり、冬の成層圏では、天気とは間接的にしか影響を持たない西風のジェットが存在する。

世界各地における大気の探測は、予測されていなかった新しい発見をしたり、天気図の上にそれが新しく書き込まれたりするので、気象家にとっては魅惑がある。しかし科学者はこの問題をもっと掘り下げて研究する必要がある。

おおまかに言えば、今日の循環は1年前のそれと同じである。なぜならば大気は以前より暖かくなったり、湿ったり、早く流れたりしないから、循環を左右する熱や水蒸気や角運動量の損得は1年前と同じと考えられるからである。

いいかえれば、平衡状態や定常状態というものがあるが、これを完全に理解して、この定常状態がいかにして維持されるか、熱や水蒸気や運動量がどこでどうして与えられたり失われたりするか、局地的不均衡の解消のため、これらの諸量が移動する機構がどんなものであるかを説明しなくてはならない。

理論的に完全に理解するためには、これらのすべての過程を数式によって書きあらわす必要があり、そうすればその解が大気大循環の基礎原理となり、気候学理論の第1段階となるはずである。

大気大循環に関して、もっともらしい説明をしている教科書は無数にあるが、この基本原理を載せている本は皆無である。

Jeffery (現在のHarold卿) およびその他の人がおよそ35年前、平均循環は波動として取り扱う場合のみ説明できることを証明して以来、この機構について非常に多くの知識が加えられた。

煙突から出る煙の分散は空気中の小規模擾乱の説明をすることなしには記述することが不可能であるように、比較的小規模な運動を論じないで、大気大循環のエネルギー、水蒸気および運動量などの分布を説明することはできない。

大気大循環の基本原則をうちたてる問題は気象学の中でもっとも重要なものであり、十分な数の有能な学者が原子核や宇宙空間の問題に引きずり込まれなければ、この問題の解決は時間の問題であると信ずる。

重要な第一歩はすでに踏み出されており、特にアメリカの研究者達、中でもPhillipsやSmagorinskyによって着々進められている。

しかし理論は複雑であり、数学は骨が折れるし、その演算は最新式の電子計算機によってもやっかいである。

3. 季節風

季節というアラビヤ語から取って、最初はアラビヤ海上の季節によって吹く風に使われた“monsoon”ということばは、その後大規模な季節変化に対する一般的なことばとして使用されるようになったもので、便利なものである。

このことばは成層圏上層で、冬半球では西から東へ、夏半球では東から西へ循環する風に使われたこともあるが、この風は現在でいうプラネタリー循環のことである。

気象家は大陸と海洋の熱的相異によって起こる地理的特性の季節変化に対してこのことばを使用する。

密度は気圧と直接には関係なく、高度による気圧変化と結びついているので、暖気の上空では高圧となり、寒気の上空では低圧となる。

熱帯海洋上にある暖気内の地上気圧が、北極海上にある寒気の中のそれより高ければ問題はないのだが実際は反対なので気象学の中に非常に誤った議

論をかもし出した。

気圧分布の問題において、高度による気圧減少は常識ではあるが高温を下層の低圧よりはむしろ上層の高圧と関連させて考えるということが非常に重要なことである。

対流圏上層の風が、極付近の寒冷地方の上層低圧域の周囲を低気圧性に向る西風であることはこの結果である。

季節風循環から出発して、この西風が海・陸の温度差の季節変化によっていかにして発生するかを説明する必要がある。

海洋の温度変化は年向を通じて少なく、夏における余分の日射は深い表面水の中に蓄積されるが、陸上では、夏のこの熱蓄積はなく空気中に運び去られるので陸上の空気は夏暖かく、冬寒冷となる。

このため、夏は地上気圧が低く、上層が高圧になり、これに風の力学を導入すれば、地上では収束が、上層では発散がみられることになり、満足できる力学的モデルを与える。

インドにおける夏のモンスーン循環を研究することは非常に興味深いことであり、第1図に、地上と200ミリバルにおける流れを冬と夏にわけて示した。

アデン上層における夏の強い東風はインドの地上南西風と同様季節風である。アデンを通過してほぼ南北に切った4月の断面図をみると変化の様子が詳細にわかる。7月の上層東風はジェットと似た構造を示している。

世界におけるモンスーンの変化は気象年変化の代表的なものであり、地域によってはこの変化によってかなりの影響を与えており、特に南西ヨーロッパはその影響以上のものがあらわれているようにさえ思われる。

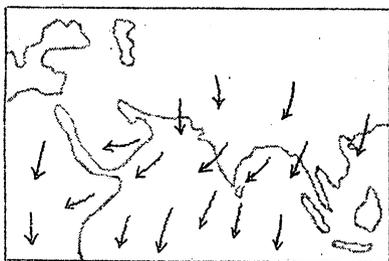
物理数学によって与えられる大気循環の量的理論ではモンスーン変化をある方法で統合する必要があり、これが完成してはじめて予報上役立つようになると思われる。

季節風の年による相異の理由がわかり、さらにこれを予測できるようになれば偉大な勝利が得られることになる。

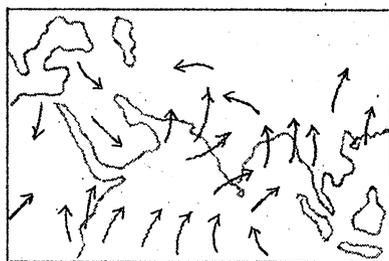
4. 低気圧と高気圧

天気図には相対的に気圧の低い区域と高い区域とがいくつもある。

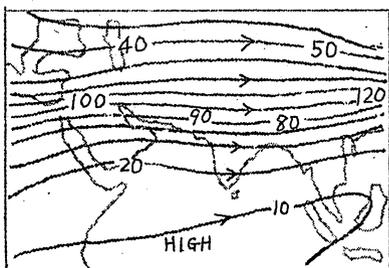
主題の件に関する論文には、低気圧についてはかなり注意を払っているものが多い。高気圧域は、雲や雨がほとんどない沈降空気からなる地域として力学的には低圧域より簡単ではあるが、低気圧に劣らず重要で興味深いもの



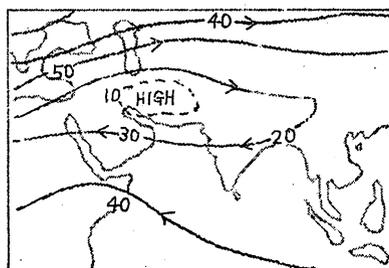
January, surface



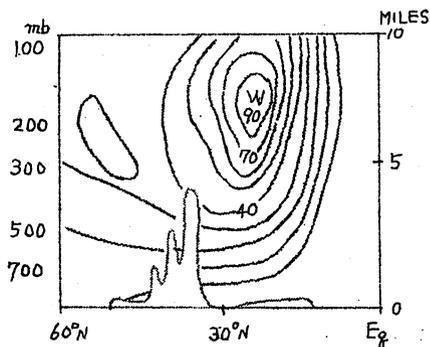
July, surface



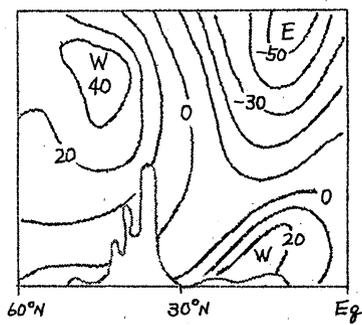
January, 200 mb



July, 200 mb



January, N-S section.



July, N-S section.

Fig 1. Monsoons in three dimensions.

である。

昔は、低気圧とは急速に風が変わり、寒冷な乾燥した空気が流れ込む地域と考えられていたが 1919年にノルウェー学派の人々がその構造を取りまとめて、有名な低気圧モデルを生み出した。

このモデルでは前線によって分けられた寒気と暖気が両側に流れ込んでいく。低気圧は寒気が暖域に突込み、暖気を上昇させて（この結果雲や雨がでる）、暖気と置き換わる大規模なうず巻きとして描かれている。

地球が軸のまわりを回転すると、空気はそれと同じ方向に地球に相対的に回転するので低気圧性循環を生ずる。

このモデルを使うと、系統立った天気解析ができ、実際の天気予報に大きな利益がもたらされる。しかしこれは完全に型式化された力学モデルではなく、現象を説明するというより、むしろ記述するためのものであった。

第二次世界大戦後の数年間に実際の低気圧力学モデルが作られたがこれは重要な前進であった。

このモデルは近代予報に貢献するところが大きく、高速電子計算機の賜を得て発展した力学的予想法を作りあげた。

このモデルは寒・暖気間のシャープな境を幅広い転移帯——傾圧帯で置き換えた点で前線と気団による初期のモデルとは違っている。

このため不連続面の力学に代えて、連続流体の力学が使える。

この結果より一徹的なものになるとともに、低気圧の反対を考えるとそれが高気圧モデルとなる。

最近三次元解析の技術が発展し、大きな解析中枢では、世界中が民並みおそろえて、地上天気図のほかに700, 500, 300, 200, 100 ミリパーまたはそれ以上の等圧面天気図を作っている。

力学モデルでは地表流と気圧パターンは波動をなしており、温度場が気圧場の半波長面にあつたところにあるとしている。

静力学の方程式によると、温度場は二つの高度における気圧場の差、すなわち風のシャープを示しているから、気圧と気温波動の位相差によって、下層の収束と上層の発散とが一致し、系全体は低気圧のもっとも本質的な特性をすべて与える自動発達機構となっている。

下層で発散し、上層で収束しているような他の場所では、空は沈降して乾燥温暖空気となり、高気圧モデルを与える。

何が起っているかを知る場合および計算によって予想をたてる場合には、簡単な力学モデルがわれわれの理解に大きな助けとなるけれども、このモデルで省略している前線はあくまで実在する自然現象であり、従来その存在はほとんど考察されてなかつた乾舌、トロポポーズ、成層圏およびジェットなどに関連した多くの興味ある特性を持っている。

構造を第2図に示す。第2図aは寒気の上を暖気が滑走上昇するという概念に基づいて作ったものである。第2図bはトロポポーズの割れ目、ジェットの中心および雲の多い上昇空気の前方で乾燥空気が反対に、沈降している複雑な力学的構造を示す最近の観測に基づいて作った図である。

広範な傾圧大気力学の中に詳細な(小規模という意味も含まれている)前線力学を持ち込むことが重要な問題である。

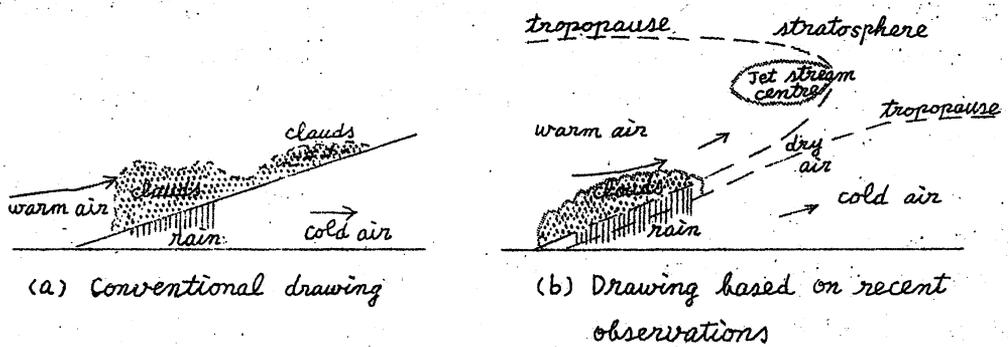


Fig. 2 Section through a warm front.

5. 熱帯低気圧

熱帯低気圧は慈雨を降らせるけれども地域によっては災害をもたらす。熱帯低気圧は温帯低気圧と共通した点を持っているが違った点も多く、理論的な説明でも違った点をもっている。温帯低気圧は寒・暖気が流れ込み、その間に巻き込んでうずになりやすい不安定な転移層を持っており、大きな傾圧活動は風の巻き方によって、低気圧・高気圧と呼ばれる。これに対して、熱帯低気圧は垂直方向の不安定によって発生し、降雨によって放射される潜熱によって育成される。さらに暖核を持っており、発生には例外なく暖かい海（ 27°C 以上）を必要とし、他の条件が同じでも、海の温度がわずかに数度低いと発生しない。

熱帯以外の地方においても、天気に対する熱帯の影響はゆるがせにできない。というのは大陸沿岸では一線に北に進み、日本やカナダまで直接の影響を及ぼす。また温帯低気圧には熱帯によって進路が変わるものがあり、アイスランド近くの低気圧の中心が一週間かもっと早くから、熱帯にあるハリケーンの方に連続的に進みはじめることがある。

これは、理論家にとっては解決をせまられた問題であり、部分的には解決されてはいるが、スパイラル状の雨域や乾燥した沈降空気からなる内部の暖気核（熱帯の眼）などの構造はまだ数学的に推定できてない。

多くの損害をしばしば受ける国々、特に中国、日本、印度およびアメリカなどでは正確な予想をするために非常な努力が払われている。

気象衛星が発達すれば、熱帯が発生しはじめるとすぐ、弱い熱帯のころから写真を撮るができるようになり、これは最大の利益を与えてくれるであろう。

6. しゅう雨と雷雨

熱帯で発生するハリケーンは凝結の潜熱によって育成される垂直不安定の珍しいあらわれであるから、地球上に一時に10個もあらわれるのはごくまれで、すぐなくなる。

普通のしゅう雨と強いしゅう雨である雷雨は日常普通に起こる現象で、これによる雨量は世界の降雨量の大部分を占めている。

雷雨の構造は飛行機、レーダー、ラジオ・ゾンデによって詳細に研究され、特に雲の中の水蒸気量、降雨による引きおろしと、蒸発による冷却によって起こる強い沈降の性質などはわかったが、湿潤大気中の垂直不安定の性質についての基本的な理論は前世紀に得られた基礎的段階から一步も前進していない。

高度による風の変化が非常に大きいと、それが対流系をゆがめて破壊するといわれているが、ストームが垂直方向に風の強いシャワーのある前線帯でよく発生するので、永続するストームの力学モデルは風のシャワーを必要とすることが最近認められてきた。

ひょうは昔から最も破壊力の大きな現象であり、山火事の恐れがある場所を除いては雷光より重要であるとされていた。しかし最近では、雷光の方が送電線の事故や無線障害を起こすので、その重要性が強まってきた。

無線方向探知機、雷光カウンター、あるいは人工衛星による観測によって、世界中の雷雨を連続的にモニターするようになれば、原則的には災害に対して大いに役立つであろう。

7. 大気の熱源

大気大循環から小規模なしゅう雨まで簡単に説明したが、これらの力学系はそれぞれ大気熱源の複雑な組み合わせ機構を作る単位である。

太陽から短波長の輻射が入射して、地上から空間へ長波長の輻射が出ていくまでのエネルギー変遷過程において、そのわずかなエネルギーが天気や気候を決定する風の循環の機械的エネルギーに一時転換される。

この機構はある程度の正確さをもって説明できるが、力学的な特に熱力学的な理論を満足させ得るモデルを完成させる研究を続けなければならない。

(福岡管区気象台 香原信義)

長期予報技術検討会を省みて

柏原辰吉

「長期予報技術検討会を省みて」という題で何かないだろうか？ という編集者からの御依頼ですが、経験も浅く、菲才の身で、幾度か書き、消しては書きして見ましたが、どうもまとまった意見を述べる自信はなくなりました。従って日常感じていることや、二三の希望を自由に書かせてもらうことにします。

雑感 その一

長期予報のゆき方にはいろいろあるだろうと思います。ある人は、気象現象そのものを忠実に観察し、その中から、規則性を見出そうとしますし、また他の人は、どんな方法でもよいから、将来の環流型を予想して、それから天候のほんごをしようとして試みます。もちろんこれらの人々も、前者は大気環流のことを、また後者は気象現象そのものを無視しているわけではなく、互に間違っていることは充分認めたとえ、とる方法として、カ点の置き方が違うというだけの話です。現在われわれが現業的に予報を行なう際には、これらを混合したような形で行なっておりますが、長期予報技術には、これらの有機的結合が非常に大切なのではないかと思えます。というのは、私自身のことではなはだ申訳ありませんが、長期予報上向題となるような天候現象、たとえば長期にわたる、はっきりした高温、低温、長雨、干ばつ等が大気環流（の異常）と、どのような関係にあるかを、確実に知っていないため、「南高型であれば暖かい」「北高型であれば寒くて天気はぐずつく」というような、単純なモデル的考え方に支配され勝ちです。従ってたとえ将来の平均パターンが与えられても、これを天候にほんごする技術が未熟すぎる。いいかえるならば、長期予報上向題となるような天候現象を理解する綜観気象の知識にとぼしいということになりましょう。これらに關しては、諸先輩の立派な業績が多くありますが、要はこれらの天候現象をうまく説明し得るような、本質的要素が何であるかを知ること、今後とも、長期にわたる特異現象の解析を徹底的におし進め、これらを積み上げて、技術者全員の共通の知識とすることが、是非必要のように思えます。

雑感 その二

現在われわれが現業的に使う方法にはいろいろあります。それらを総合し

て、ひとつの予報を出し、それが「当らずとも遠からず」といった程度に当ることがあります。その際、「一体どうしてこの現象を予想出来たのだらう」と自問してみても、すぐには答えられぬことが多いとは思いませんか？ もちろん、気温の周期分析で----とか、相関関係で----とか、というのは論外です。この「当たっているのに当たったような気がしない」という感じは（私だけの感じかも知れませんが）一体どこからやって来ているのでしょうか。それは、現業的に使える方法を、とことんまでつきつめてみると、周期外挿とある種の追跡しかないのですが、これらはその物理性がわからぬまま、信仰にも似た気持ちで、将来に対し外挿していること、従って、途中の過程を含めた因果関係がわからぬことに由来するのではないかと思います。この信仰心に物理性を与えることもひとつの大きな問題ですが、ある程度予報が当たっているということは、われわれはそこに、来るべき将来の状態の前兆となるべき「なにか」を認めているはずであり、この「なにか」と先程述べた、天候現象を説明し得る本質的要素の関連を明らかにすることが、今後とるべき道のように思います。

雑感 その三

最近では上層資料が豊富になり、500mbの資料等が非常に多く使われるようになってきました。天気現象というのは、大気上層から下層までの累積結果ですし、特に長期予報というのは、大気循環の様相がはっきりしなければ、その理論的解決は殆んど不可能です。対流圏循環が明らかになるとともに、最近では成層圏循環の知見が、増えて来たことは非常に喜ばしいことです。これら上層循環を長期予報に利用することはすでにはじめられておりますが、私の行った二・三の調査によっても、いわゆるゲロス・ベッターに対応する要素として、大気上層の資料が、地上の要素よりすぐれていると思われる場合があります。しかし、上層の方が常にすぐれている等という結論は出せませんし、ここで上層と地上の因子の優劣を論じようというのでもありません。

地上の資料で行きづまりを感ずると、新しい資料や、知見にすぐ飛びつきたくなるのが人情ですが、上層資料は、まだ年数も不足ですし、知識も浅いわけですから、これらで得られた知識を地上に還元して、地上資料を新しい目で見なおす必要があると思います。対流圏に見られる現象は、成層圏の現象と何等かの関係を有するはずであり、要は大気全体（水平にも、垂直にも）にわたる循環の様相を正確に把握し、この中から、われわれの欲している天候現象を最も忠実に記述してくれる「本質」を見出すべきかと思えます。

希望一

気象技術のどの分野でもそうでしょうが、長期予報もその例にもれず、ぼう大な資料を使うことでは他にひけをとりません。扱う資料も日本付近にとどまらず、最近では北半球に及び、地上から成層圏まであらゆる資料を使います。雑感でも述べたように長期予報技術には、今後の調査研究に頼るところが大きく、これなしには今後の発展は望めないのですが、ここでいつも感ずるのは、資料の入手に非常に困るということです。殊に外国資料になると、資料は入手できても、単位が区々のために調査の前置階として、これらを統一するということから始めなければなりません。大きな資料を取扱う際には、このようなことが研究心や、調査をして見ようとする心を阻害します。今の気象庁の組織では、国内の資料については良く整理されておりますが、長期予報では外国の資料を使う機会が多いので、世界中の気象資料を整備するような機構を持たなければならぬと思えます。このためには現在の長期予報管理官室を拡大・整備するか、他にこのような部門を設けるか、いずれにせよこの種の資料を専門に収集・整備するところが必要で、一日も早く実現を希望します。

希望二

気象庁における長期予報部門の拡大・強化を希望します。現状から見て、単なるお題目となるかも知れませんが、現在気象庁において実際にこの技術に携っている人員と、他の技術に携っている人員を比べたとき、余りに貧弱な人員構成といわざるを得ません。一般利用者の声、それに気象庁の幹部の中からも、長期予報は重要だという声をしばしば耳にしますが、われわれとしては思ってもらうだけでは、かえって心の負担が増すだけです。本庁における機構も、一課に準ずる程度で、その人員もわずか15名ぐらいのようですが、地方予報センターになると、専任の予報者がいるのはまだ良い方で、大部分が短期予報とかけもちの状態ではないかと思えます。私の居る北海道の話で恐縮ですが、夏の予報に対しては全く敏感で、今年あたりは全くといったい程、気象台の予報に頼り切った農業政策を官民一体でたてているといった空気があります。このようなふんいきは本州の皆様には仲々理解され難いかも知れません。長期予報に対する世間の態度は決して甘いものではないということ、そしてこれにこたえている技術と、その背景を考えたとき、私はおそろしくなって、現業的仕争からは手を引きたいとすら感じます。組織の強化をねがってやみません。

(札幌管区気象台)

1月の異常気象に関連した感想

根本 順吉

1. 今年(1963)1月の気象は世界的な規模で、大へんな異常であった。日本付近で観測された異常低圧はすでに多くのところで紹介されているので、ここにはくりかえさないが、たとえば長い記録のあるイギリスでは150年ぶりの寒さであったという。

低温域とともに共存した東シベリア方面やグリーンランド方面の異常高温域は、偏差の値からいうと、低温の片寄りよりは大きく、文明諸国でないこれらの諸地域ではまだくわしいことは何も言われていないが、状況がわかってくれば、おそらく慰いかけない現象が起っているに違いない。毎日の北半球天気図を見ていても、裏日本の大雪で、日本で大さわぎをしている頃には、これらの高緯度地方ではしばしば雨が降っていたのであって、全く南と北が反転してしまったような日もあったのである。

このような状況はどんな形で起ったかという点、それは安定した三波長形式の偏西風の波れが、殆んど形を変えずに1か月以上も続いてしまったことにあるのである。だから異常の原因にさぐりを入れる今後の解析ではこの点を明らかにすることが最も大切なことであろう。

2. 日本付近の異常低圧に関連して、異常高水位があらわれることは、かなり早くから気付かれていて、暖候期予報検討会(2月20日)の折りには、函館海洋気象台の榎原技官によってまとめた資料が紹介されたのである。これにもなった海況異常かいろいろの報導で宣伝されたのはこれから後の話である。

異常高水位に関連してあるいは地球の自転の様相にもおそらく何らかの異常があらわれるにちがいない、ということは、水位の異常に伴われた海水の移動ということに関連して、これもかなり早くから気付かれていた。私はその可能性を3月の部屋の談話会で発表し、皆に討論してもらった。その後緯度観測所の須川博士から慣性主軸の様子が12月下旬ごろから少しおかしな動きを示していることを知らせていただいたし、また読売新聞の石井記者の骨折りで、自転速度の異常につき、東京天文台の報時研究課長の飯島豊孝博士の調べられた結果について、部屋で特別に話をしてもらったのである。

このように今回の異常は、決して気象現象に限られたものではなく、海洋、天文等、他の分野と密接に関連して起っているのである。

これは見方によっては自然がまたとない実験をしてくれたようなものであ

って、種々の因果関係を明らかにするには、今回は絶好の機会であろう。

海が先か、気象が先か、というような考え方はナンセンスであり、むしろ相互関係を論ずべきであるという意見もあるが、私はそうとばかりはいえないと思う。いえるか、いえないかをテストするためにも、この1月の資料は大へん役に立つものである。

天文の人も、また海洋の人も、今回は *primarily* には気象が原因だというが、認識の順序が、必ずしも原因と結果の順序と同じであるとはいえないから、先入観なしに調べる必要があるであろう。太平洋の中部海域で昨年あたりから、異常高水温が観測されており、特に9月は顕著であったようである。アメリカの学者の中には、この高水温域で低気圧の発達があつたが、これが環流の異常を生じたのであると考える向きもあるが、これが今年の1月の異常とどう結びつくかはなお吟味を要する尚題であろう。

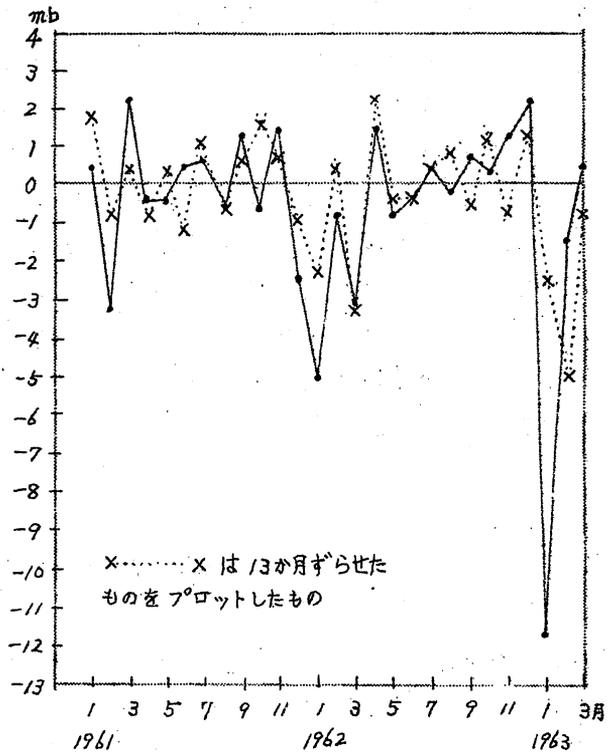
いずれにしても、今回の異常の調査は気象だけ単独に行なうのでは不十分であり、他の地球物理の諸分野と密接な連絡のもとに進められねばならないであろう。私の予想では——これは季節予想より確実であると思うが——今後半年以内に、世界の学会で、これは大尚題になり、国際的なシンポジウムまで開かれるようになるのではないかと思う。その際、日本も十分の調査、研究の上に立ってこれに参加することができるよう、今から準備をしておく必要がある。気象学会や地球物理学連合、あるいは学術会議の研究連絡委員会あたりでも、さらに熱心をもつていただきたいものと思う。

3. 異常の起り方の形は天気図等の解析によって、ある程度見当がつくわけであるが、さてその形を生じた原因はということになると、いろいろの見解が出てくるのである。考えうる場合は、大よそ次の三つであると思う。

- 1). 異常現象を生じた母集団はかわらずに、本当に何万年に一度の異常があらわれたと考えること。
- 2). 今までに経験されなかった別の型の母集団からの出現と考えること。
- 3). 自然現象としてあまりに異常であることから、ここに何か人工的な原因を考えること。

このうち 2). についてであるが、これはたとえば *daily* の現象として台風や竜巻による異常低圧があるのだから、季節現象にも、何か同様なことが、非常に稀ではあるが起り得るのではないかという見解である。3). の意見の代表的なものは、最近のものではアメリカのクリックの原爆原因説であり、また9年前ビキニで水爆実験が行なわれた時に火山爆発との現象の類似から、この影響を論じた気象研究所予報研究部のグループ研究がある。

さて現象そのものから、このうちのどれであるかが見当つけられないものであるうか。その一つの手がかりを与えるものが第1図である。これは東京の月々の気圧偏差を示したものであるが、これをみて明らかなのは13か月ぐらいの周期で同じような変化がくりかえされていることである。そして1~2月の気圧は1年に約2倍ぐらいずつで、その値が増大していていることである。この図には念のために13か月ずらしたグラフも点線で示しておいた。



第1図 東京における月平均気圧偏差の変動

これは何を意味するかというと、1月の異常低圧は決して、この月だけに不連続に起ったものではなくて、前年、もしくは前々年あたりから、何らかの必然的つながりをもっているらしいことであって、2). の見解のよ

うに全くちがった母集団からの出現とはみられないということである。そうすると1). の見解か、3). の見解かということになるわけであるが、もし1). だとすると、それは統計的にいって標準偏差の5倍以上の片寄りだから、これは数万年に一度の異常ということになる。気候の長期変動などの研究によって、何万年も同一母集団からの出現がつづくとは考えがたいから、このように考えをすすめてゆくと、どうしても3). の場合を吟味せざるを得なくなってくるのである。

人工的原因として今のところ考えられるものは自然改造、煤煙などによる大気汚染の増大などもあるが、やはり何といても一番關心のもたれるのは核爆発実験の影響ということであろう。

核爆発実験はご承知のように一時停止されていたものが、この数年来、超高空爆発をふくむ実験が再開されているのであって、専門家の見解によると

核爆発生成物による大気汚染は、ビキニ実験の頃の優に10倍以上といわれているのである。であるからビキニ実験当時、汚染量が一桁小さいということで、人工的影響を否定した側の人達の見解も、その一部はくずれているのであって、この問題は再吟味の時にきているといえるのである。

むしろ今までその影響がはっきりあらわれなかったことの説明の方が大切なのかも知れない。これについては1957年の太陽活動の極大が観測開始以来の最大であって、このように外部からの影響が強かったために、はっきりした形で原水爆実験の結果があらわれなかったのかも知れないのである。また一時実験が中止されたための影響ともみられないことはないであろう。

いずれにせよ、原因の問題は今後大きくクローズ・アップされてくることはまちがいないと思われるので、とくに9年前に学説を発表した学者や研究者は、自己の学説の当否を明らかにするためにも十分に研究を進めておかななくてはならないであろう。

(気象庁 予報部)

あとがき

冬の異常天候の後をうけて、5月には早くも西日本を中心につゆ模様の悪天が続き、麦や菜種に多大の被害を受けたようです。一方沖縄からフィリピン方面にかけては殆んど雨が降らず、異常干ばつに見舞われました。長期予報の向合わせが非常に多くなって来ているのが昨今の状況です。

このグロース・ベッター第2巻第1号を夏のボーナスの頃までにはお送りしたいと努力して来ましたが、編集子の不慣れのため遅くなったことをおわびします。次号は8月末に出す予定でいますので引き続き御發詠下さい。

本号では前号に続いて岸保さんから数値予報による延長予報の基礎的問題について、最新の国際会議の新知識をも含めて大変な力作を頂きました。また内藤さんからは変動現象の解析についての他の分野での問題点を紹介して頂きました。また香原さん、柏原さん、根本さんからはそれぞれ示唆に富む紹介やら問題提起を頂きました。2月の技術検討会の後だけに、柏原さんの悩みは実は私たち長期予報にたずさわる者の共通の問題であって、西難ではあるが研究者、予報者の協力が望まれることです。

不快指数になやまされる夏が来ます。会員の皆さんお元気で。

(荒井、久保木)

