

長期予報研究

グロースベッター

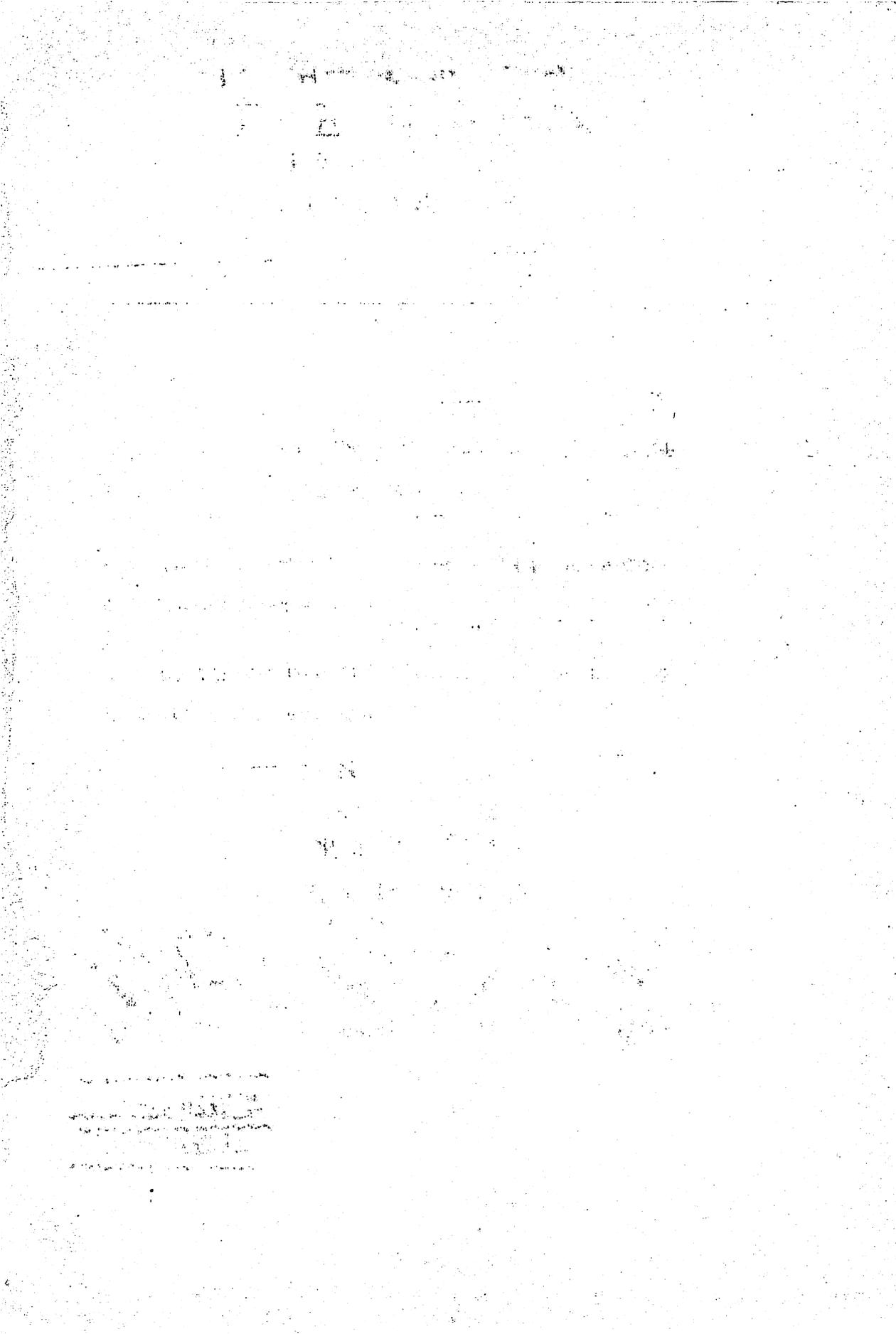
第 9 卷 第 3 号

目 次

1. 力学的延長予報の現状と将来
..... 片 山 昭
2. 極東域の雲量分布について
..... 荒井 康・矢島栄三
3. 北極における気候変動とその原因(紹介)
..... 石 井 恵美子

1 9 7 1 年 2 月

L. F. グ ル ー プ



力学的延長予報の現状と将来

気象研究所 片 山 昭

内 容

まえがき.....	1
I 平均方程式とうず輸送.....	2
§ 1. 古典的混合理論の応用.....	2
2. 古典的概念への批判	5
3. 大規模じょう乱とうず輸送	8
4. うず輸送量の新しい表現への努力.....	10
(i) Williams と Davies の提案	10
(ii) Saltzman の提案	11
(iii) Green の考え.....	12
(iv) Welander の提案.....	17
5. 解析的結果	18
6. 平均予報方程式	25
(i) 岸保・荒川のパロトロピック・モデル.....	26
(ii) Adem の1カ月予報	27
(iii) 栗原の2層モデル	28
7. 平均方程式の問題点	32
II 大循環数値モデルによる延長予報	34
1. 実験的2週間予報の成果	34
2. 予報可能性の問題	36
3. 要請されるモデル	37
4. 日本での計画	40
あ と が き	40

まえがき

1950年後半頃、短期数値予報の成功に刺戟され、延長予報にも同様な方式を採用しようとする気運がたかまった。その当時の焦点は、時間的あるいは空間的に平均された運動方程式系にしばられ、そのため、その方程式系に必然的に含まれてくる大規模なじょう乱による種々の物理量の輸送をどう取扱うか、果してそれらが平均場の量で表現可能かどうかが一番の関心事であった。大循環の数値モデルをつかっての直接的な数値積分で1カ月程度の延長予報をすることについての夢はあったが、それが10年以内に現実性をもって来るとは到底考えられなかったのである。1960年中期になり、Mintz-Arakawa, Smagorinsky-Manabe 少しくれてKasahara-Washington らにより、大循環の数値実験の結果が統々と発表されるようになり、我々はその目ざましい成果に追いまわされる事となった。さらに都田ら(1969)は、2週間の実験予報を行い初期の場になかった低気圧の発生発達まで、かなりよく予報できる事を示し、力学的延長予報の将来に大きな希望を与えた。

力学的長期予報の開発にあたって、その重点を、大循環数値モデルによる直接的数値積分方式に置く事になるが、一方、ここ数年来あまりかえりみられなくなった平均方程式的手法の開発の努力もある事を忘れてはならない。後者は、2週間程度の予報にはあまり価値を発揮しないかもしれないが、一カ月或は数カ月程度の予報に威力を発揮する可能性を否定する事は出来ない。ここでは、まず、最近あまりまとめられていない平均方程式的手法の現状について総合し、次に大循環モデルによる直接的予報方式の現状と将来性につき述べてみる。

I 平均方程式とうず輸送

一括して平均方程式といっても、時間平均か空間平均化をどんな形式にするか等によって異ってくる。ここでは、簡単のため、帯状平均方程式を示してみよう。

($\bar{\quad}$)を緯度平均、(\prime)をそれからの偏差とすれば：

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \cdot \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u} \bar{\omega}}{\partial p} + \frac{\partial u' v'}{\partial y} + \frac{\partial u' \omega'}{\partial p} - f \bar{v} = \bar{F}_x \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v} \bar{\omega}}{\partial p} + \frac{\partial v'^2}{\partial y} + \frac{\partial v' \omega'}{\partial p} + f \bar{u} = -\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} + \bar{F}_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v} \bar{T}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega} \bar{T}}{\partial p} + \frac{\partial v' T'}{\partial y} + \frac{\partial \omega' T'}{\partial p} - \bar{\omega} \bar{\alpha} - \overline{\omega' \alpha'} = \frac{\bar{Q}}{C_p} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p} = -\bar{\alpha} \quad , \quad \bar{\alpha}_p = R \bar{T} \quad (5)$$

が大規模運動に対して得られる。以上が平均場を予報するための一つの方程式系であるが、これを実行するためには、その中に含まれるうず輸送量： $\overline{u' v'}$ 、 $\overline{u' \omega'}$ 、 $\overline{v' \omega'}$ 、 $\overline{v'^2}$ 、 $\overline{v' T'}$ 、 $\overline{\omega' T'}$ ($\overline{\omega' \alpha'}$) を平均場で表現するか、あるいは、何等かの方法で予報しなければならない。

ここでは、平均方程式自体の形について詳しく述べる事は適当でないと考える。その理由は、方程式系自体が非常に複雑で、人により少しづつ仮定が異なる事により多種多様になり、それらを羅列的に掲げるとその複雑さに目をうばわれ、却って問題を判りにくくするからである。それで重点を、顕熱の水平（南北）うず輸送量 $\overline{v' T'}$ 、運動量の水平（南北）うず輸送量 $\overline{u' v'}$ に置き、これを表現するためにはらわれた努力について順を追って述べてみる事にする。

§ 1 古典的混合理論の応用

気体分子運動論との類似によって接地層の乱流輸送についての混合距離理論が成功をおさめている。すなわち、ある場所から出発した空気塊は、ある距離 ℓ の間は出発点でもっていたある特性を保存し、しかる後周囲と混合する。この ℓ を混合距離と言い、気体分子論での分子の平均自由行程に相当するものである。このような考えが正しいとすれば、空気塊について保存される量は、その量の平均的傾度の逆向きにながされ、平均傾度を常に弱める効果を持つ事となる。今、帯状平均場

にも適用できるとすれば、保存量 S に対し

$$\overline{v' s'} = -A \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} \quad (6)$$

$$A = K/\rho = \ell \sqrt{v'^2} \quad (7)$$

となる。 A は交換係数 ($\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$) , K はうず拡散係数 ($\text{gr cm}^{-1} \text{sec}^{-1}$) で ρ は空気の密度である。

地球の対流圏では、低緯度に熱源、高緯度に冷源があり、準平衡状態を保つためには、気温の高い低緯度から低温の高緯度に熱を運ばねばならぬ。これを表現する簡単なものとして(6)の如き拡散的方式を採用することにすぐ思いつくはずである。すなわち S として $C_p T$ とすればよい。

かかる考えを大循環に導入したのは Defant (1921) が始めてであった。緯度圏 φ を通して北向きに流れる顕熱の総量 q は、(6)の表現を用いる事により

$$q = -\frac{C_p A}{g} \int_0^{P_0} L(\varphi) \frac{\partial \bar{T}}{\partial \varphi} dp \quad (8)$$

となる。 $L(\varphi) = 2\pi a \cos \varphi$ で緯度圏の長さを表わす。

加熱冷却量を \bar{Q} とすれば、平衡状態では、これは q の発散収斂と釣り合わねばならない。すなわち

$$\bar{Q} = \frac{1}{L(\varphi)} \frac{\partial q}{\partial \varphi} \quad (9)$$

となる。 Defant は \bar{Q} として放射のみの効果による加熱冷却を与え、実測の気温分布に合うように A の値を決めたのである。その後、Exner (1925) や Angstrom (1926) らにより同様な事がなされており、放射過程と巨視的水平拡散の概念から、地表附近の気温の南北分布が説明できると結論したのであった。求められた A の値は、季節や緯度によって違いますが、 $10^7 \sim 10^8 \text{ m}^2 \text{sec}^{-1}$ の間にあり、平均は $5 \times 10^8 \text{ m}^2 \text{sec}^{-1}$ であった。

その後、Lettau (1939) は混合距離理論に基く(7)式により A の値を求めてみた。すなわち地表風の変動特性から v'^2 を求め、その変動の時間スケールから混合距離 ℓ を推定した。また、Wagner (1938) は Synoptic chart 上で、緯度圏にそう高低気圧じょう乱の平均個数を求め、それから ℓ を推定し A を評価した。これらを、第1表に示しておく。この値は、その推定方法からみて、運動量輸送に対する K とみてよい。さらに、White と Jung (1951) は当時段々に充実してきた高層資料を用い、実際に $T' v'$ を計算し、(6)式から ($S = T$)、 A または K を求める事を試みた。彼等ら、Nov. 1945 ~ Feb. 1946 の冬期4カ月間に対し、1013~500mb

第1表 Kの値 ($10^7 \text{ gr cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$, A に対するには $\rho \sim 10^{-3} \text{ gr. cm}^{-3}$ でわればよい。)

	30N	40N	50N	60N	70N
Lettau	-	6.2	8.2	7.0	6.8
Wagner	5.9	6.5	7.0	6.2	5.0

の下部対流圏について計算を行った。その結果をまとめたのが第2表であり、同時に示した変化度 V とは、K の標準偏差を平均の K で割ったものである。

第2表 K ($10^7 \text{ gr cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$) とその変化度 V

	35N	45N	55N	65N
Daily 値 K	1.04	3.03	6.56	4.82
V	0.58	0.50	0.69	1.52
3日平均値 K	1.03	2.96	6.13	4.17
V	0.39	0.31	0.49	0.91
6日平均値 K	1.04	2.94	5.92	3.92
V	0.33	0.28	0.35	0.76
12日平均値 K	1.03	2.93	5.74	3.58
V	0.18	0.26	0.22	0.60

例えば、 $V=0.5$ ならば、K の値は 5 割程度の平均的変動を示し、平均的な K の値にあまり信頼性がない事を意味する。この K の値は、第1表のもとのオーダーは同じであり、55N で極大値となる。また、平均期間が長くなるにつれて K は徐々に減少している。V の値もそれにつれて小さくなってゆき、12日平均では、65N をのぞいて可成り小さい。このことから、少くとも数週間以上の時間平均場に対しては、拡散の概念が適用できそうに思われる。ところで、(6)式が $S=T$ の場合にも成立するならば、 $\overline{T'v'}$ と $\partial \overline{T} / \partial y$ の間によい負相関が存在しなければならない。White と Jung がしらべたところ、あまり有意な結果は得られなかった。すなわち、気温傾度がきつくなると熱の北向き輸送が強くなるという様なはっきりした結果は得られなかったのである。帯状示数が高示数の時、気温の南北傾度はきつい、その時、顕熱の北向き輸送は小さいといった観測事実から、上述の結果は当然予想できるものである。かくして、White と Junge は、短い期間での顕熱輸送は単に気温の南北傾度のみでなく、その他の大循環の特性で支配されているという推論に

達したのである。

Defant らは、主に地表附近の気温の南北分布の説明することを対象としたが、Blinova (1946) は垂直方向も考えた。即ち、放射による大気加熱冷却量が、水平及び垂直方向の熱拡散でバランスするとして、対流圏の南北断面における気温分布を計算した。さらに、Kurbatkin (1957) は一般流による移流効果も考えに入れ、北半球的な地表気温の分布を求めた。彼等の結果は実測値とすばらしい一致をみせ、拡散の概念の正当性を検証したようにみえた。また、Adem (1962) も対流圏の平均気温の南北分布を対象として同様なことを各月についてやっている。

2 古典的概念への批判

(a) 大規模じょう乱は2次元乱流の性質をもつ

現象のスケール(L)と交換係数(A)の間には

$$A \sim 0.2 L^{4/3} \text{ (cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{)} \quad (10)$$

の関係がある事を、Richardson (1926) は経験的に見出し、その後急速に発達した3次元乱流論により理論的に確かめられた。今まで得られたAの平均的な値 $5 \times 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ を与えるようなLを(10)式から求めると4,000Km位となり、中緯度の高低気圧じょう乱のスケールとよく合う。(10)式を3次元等方性乱流理論から求めるには「ある一定の運動エネルギー ϵ が長波側から短波側へよどみなく流れてゆき(これをカスケードと呼ぶ)、最終的には摩擦によって失われるという準定常状態が保たれる」という概念を、慣性項が主要な役割を演ずる運動領域(慣性領域とよばれる。慣性項すなわち移流項は非線型効果により、異った波数間で運動エネルギーの交換を行うが全運動エネルギーの生成消滅はおこらない)に適用する事によって得られる。そして、この様な時運動エネルギーのスペクトル $E(n)$ は、波数を n とすると

$$E(n) \sim \epsilon^{2/3} n^{-5/3} \quad (11)$$

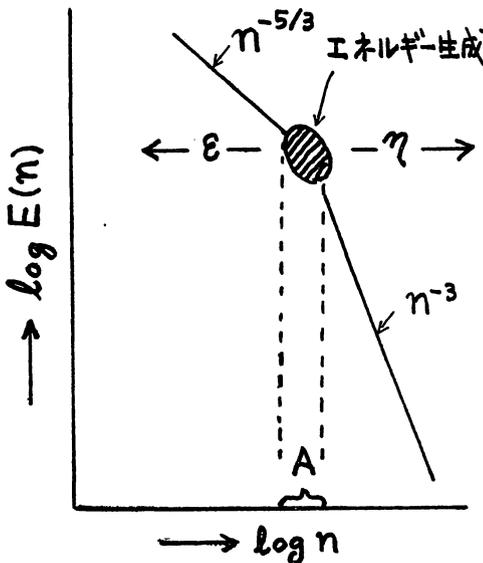
の様になる。低気圧スケールを含む大規模じょう乱のエネルギーのスペクトルを高層資料からつくってみると、大体 $n^{-5/3}$ になる事が見い出されている。この様な事実から、1950年代前半には拡散の考えの正当性が一層強調されるようになった。しかし、その後大循環のエネルギー、サイクルの解析が進むにつれて、高低気圧じょう乱の運動エネルギーは平均的にみれば長波長側にながれ最終的には平均場を維持している事がわかってきた。すなわち、エネルギー・スペクトルは大体(11)をみたすに拘らず、エネルギー移動の方向は3次元乱流の場合と全く逆であったのである。

この矛盾は長い間我々をなやませた問題であった。

この矛盾の原因は、我々がつい見落していた事柄にあった。接地層内の乱流は3次元等方向性が許されるが、大規模現象にみられるじょう乱は垂直方向に軸をもった渦と見做すべきで、2次元の性質が強い。この事に注目して Kraichnan (1967) や Leith (1968) は、2次元乱流の性質を理論的にしらべてみた結果、2種類の慣性領域が存在し得る事を見出した。2次元乱流はこの領域では全運動エネルギーと平均自乗ろず度 (enstrophy, エンストロフイ) を不変量としてもつ。一つの慣性領域は(11)式と全く同じ形をもつ。しかし、運動エネルギーの流れ ϵ は、3次元の時と全く逆で、短波側から長波側に向う。そしてエンストロフイの波数間のやり取りは全然おこらない。他方もう一つの慣性領域でのエネルギー・スペクトル $E(n)$ は

$$E(n) \sim \eta^{2/3} n^{-3} \tag{12}$$

となり、ここでは長波側から短波側に向う一定のエンストロフイの流れ η があるが、運動エネルギーの波数間のやり取りはない ($\epsilon = 0$)、これを模式図に示したのが第1図である。低波数側に $\eta^{-5/3}$ の領域、高波数側に n^{-3} の領域があり、 ϵ は低波数側へ、 η は高波数側に向う。そのため、定常状態を保つにはその境界領域Aのスケールのじょう乱によって運動エネルギーや自乗ろず度が生成される必要がある。この様な観点から、今迄の解析を見なおしてみると確かにその傾向がある。第2図に示したように Wiin Nielsen (1967) の解析結果は、 $n \sim 8$ より大きい処で -3

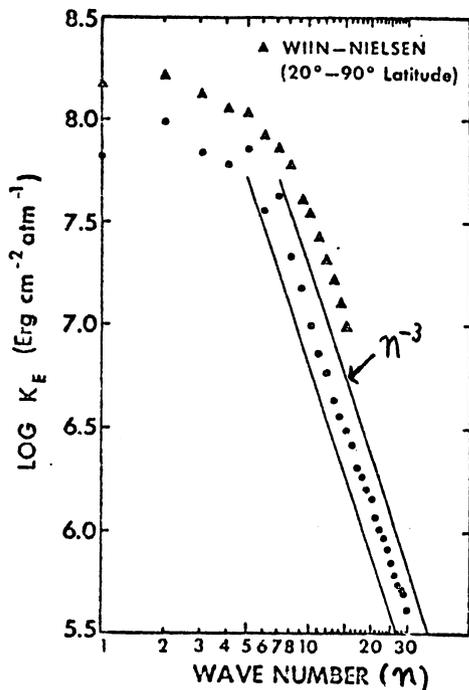


第1図 運動エネルギー・スペクトル $E(n)$ の模式図

乗則に従う事を示し、 $n \sim 6$ より小さい処で大体 $-5/3$ 乗則に従う。具体的にいえば、その境目は高低気圧じょう乱よりやや短い 1,000~3,000 Km の辺にある。そのため、この近辺のスケールのじょう乱が一つの運動エネルギーの源となっていることが示唆される。真鍋ら (1970) の細かい格子間隔 (~ 270 Km) による大循環の数値実験の結果にも第2図に示したように、その傾向がはっきり再現されている。

このようにして、大規模じょう乱を2次元乱流と見做す事によって一つのパラドックスは解明された。今後、この新しい

観点から大規模じょう乱を見直す事が必要である。



第2図 運動エネルギーのスペクトル，黒丸印は真鍋ら(1970)の数値実験の結果から得られたもので緯度 $15^{\circ}\sim 81^{\circ}$ にわたり全層で平均されている三角印はWiin-Nielsen(1967)による解析結果。

FIGURE 2.—Spectral distribution of the vertical integral of eddy kinetic energy of the *N40M* model (latitude $15^{\circ}\sim 81^{\circ}$). The slanted lines have a -3.0 slope. The observed spectrum by Wiin-Nielsen (1967) is also shown.

(b) 成層圏に於ける逆傾度の熱輸送

White(1954)は下部成層圏での熱の南北輸送を計算した結果，対流圏と同様に北向きに運ばれている事を知った。下部成層圏の気温場は平均的にみて，低緯度が低く高緯度が高いため，傾度に逆行した顕熱輸送がある事となり，単純な拡散理論は適用できない。

(c) 温度場を大循環の本質と見ることは正しいか

適当な熱源を与え，それから得られる平衡気温分布を拡散方式でならして温度場をきめ，温度風の関係から風速場を求める事，すなわち，力学とは殆んど無関係に大循環の平均場を記述する道筋に矛盾はないか。これについて荒川(1958)は，大循環の生成には運動が主であり，温度場が従である事を強調し，上述のような考え方は大循環の解明にはあまり役立たないとし，今後はすぐさま拡散理論を適用するという安易な考えをとらずに，大規模じょう乱の物理的機構(例えば熱輸送など)を明らかにし，乱流の古典的輸送理論から大循環独自の輸送理論への脱皮をはかるべきだと説いているが，正論というべきであろう。

3 大規模じょう乱とうず輸送

ここでは、中緯度偏西風帯の大規模じょう乱を一つの代表的な正弦波とみなした時、その形態とうず輸送の間にある近似的関係をまとめる事にする。一つの東西方向の波の高度 Z のパターンが

$$Z(x, y, p) = A_1(y, p) + A_2(y, p) \cos \frac{2\pi}{L} (x - x_0(y, p)) \quad (13)$$

で表らわされるものとする。地衡風近似が成立するとすれば

$$u = -\frac{g}{f} \frac{\partial Z}{\partial y}, \quad v = \frac{g}{f} \frac{\partial Z}{\partial x}, \quad T = -\frac{gP}{R} \frac{\partial Z}{\partial p}$$

となり、これを用いる事により ($\bar{v} = 0$)

$$\overline{u'v'} = \overline{v'^2} \frac{\partial x_0}{\partial y} \quad (14)$$

$$\overline{T'v'} = \frac{Pf}{R} \overline{v'^2} \frac{\partial x_0}{\partial p} \quad (15)$$

$$\overline{v'^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{f} \frac{2\pi}{L} A_2 \right)^2 \quad (16)$$

ここで、 $\partial x_0 / \partial y$ は等圧面上でのトラフの軸の南北の傾きを表わし、これが正という事は、高緯度にゆくに従って軸が東に傾いている事を示し、この場合は(14)式から、西風運動量の輸送 $\overline{u'v'}$ は高緯度向きとなる。また $\partial x_0 / \partial p$ はトラフの垂直軸の東西方向の傾きを表わし、これが正という事は、上方に行くに従って軸が西方にずれている事を示し、この時(15)式から顕熱のうず輸送 $\overline{C_p T'v'}$ は高緯度向きとなる。そして、 $\overline{u'v'}$ と $\overline{T'v'}$ はじょう乱の南北方向の運動エネルギー $\overline{v'^2}$ に比例している事もわかる。

また、準地衡風近似の ω -方程式を線型化し、主要項のみを取りだせば

$$\omega \sim \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} v' \left(\approx \frac{f(2\pi/L)^2}{s^2(2\pi/L)^2 + f^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} v' \right) \quad (17)$$

が得られる。上層にゆくに従って \bar{u} が増加 ($\partial \bar{u} / \partial p < 0$) している場合、トラフの前面の南風 ($v' > 0$) の地域で上昇流 ($\omega < 0$) がある事をしめしている。(17)の括弧の中の s は垂直安定度である。(17)に T' を乗ざると

$$\overline{T'\omega'} \sim \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \overline{T'v'} \quad (18)$$

の近似関係が成立し、顕熱の上向き輸送 $-\overline{T'\omega'}$ と北向き輸送 $\overline{T'v'}$ が密接に結びついている事が

わかる。

もう一つ、エネルギーの上方伝播を示す $-\omega' \phi'$ について考えてみよう。ここで、 ϕ はジオ・ポテンシャルである。熱力学の方程式を線型化し、 v' として地衡風の v'_g を用いれば

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial T'}{\partial x} + v'_g \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \bar{s} \omega' = 0$$

波の位相速度を C とすれば、 $\partial T' / \partial t = -C \partial T' / \partial x$ である。これを上式に代入し、 ϕ' をかけ帯状平均をとれば

$$(\bar{u} - C) \phi' \frac{\partial T'}{\partial x} = -\overline{v'_g \phi'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \bar{s} \overline{\omega' \phi'}$$

地衡風の関係から、 $\phi' \overline{\partial T' / \partial x} = -\overline{f T' v'_g}$ および $\overline{v'_g \phi'} = 0$ であるから

$$-\overline{\omega' \phi'} = \frac{f}{S} (\bar{u} - C) \overline{T' v'_g} \quad (19)$$

が得られる。すなわち、顕熱が北向きに輸送される領域では、 $\bar{u} > C$ (\bar{u} が上方に向い増加している時は、steering level より上層) の時、エネルギーは上方に伝播される。

以上の式は、一つの正弦波が東西方向に移動する時、その構造と $\overline{u' v'}$ 、 $\overline{T' v'}$ 、 $\overline{T' \omega'}$ や $\overline{\omega' \phi'}$ の間の近似的関係を与えるものである。

なお、発達しつつ進行する不安定波についても少しふれておく。そのような波の基本部分は

$$(u', v', \omega', \theta', \phi') \sim e^{ik(x-ct)} \equiv e^{\nu t} e^{ik(x-Crt)} \quad (20)$$

のように表現できる。ここで、 $C = C_r + iC_i$ 、 $\nu = kC_i$ であり、 ν は波の増巾率を示し、 k は波数である。線型化された熱力学の式 (断熱の仮定、 θ は温位)

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \omega' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} = 0 \quad (21)$$

に、(20)の表現を代入すれば

$$\theta' = \frac{(1-\alpha) v' \bar{\theta}}{\nu} \quad (22)$$

が得られる。ここで $\alpha = -(\omega' \partial \bar{\theta} / \partial p) / (v' \partial \bar{\theta} / \partial y)$ であり、温位の垂直移流と水平移流量の比を示し、一応 constant と仮定する。すると、(22)に v' をかけ、緯度平均をとる事により

$$\overline{\theta' v'} = -\frac{(1-\alpha) \bar{v}'^2}{\nu} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \quad (23)$$

が得られる。これがわかると、(18)(19)から $\overline{T' \omega'}$ や $\overline{\omega' \phi'}$ が近似的に求められる事となる。勿論、そ

のためには、 ν や $\overline{v'^2}$ がわからねばならない。

さて、高低気圧スケールのじょう乱の発達は、傾圧不安定として理解され、定性的な性質は充分知られているとみてよからう。しかし、それ等を定量的に、簡単な一般的表現式を求めることは、甚だ困難である。このため、例えば $\overline{\theta'v'}$ についていえば、(23)式のようなものを線型化して導き出し、やはり線型不安定理論から求められる増巾率 ν や $\overline{v'^2}$ を入れて求めようとするやり方と、そのような事はやめて、運動方程式を色々と操作して $\overline{\theta'v'}$ の予報式を導き出して予報してゆこうとするやり方とにわかれる。前者は、別の面からみれば、一応古典的な拡散理論的表現を残しながら、波の傾圧不安定の性質を取り入れてゆこうとする方向をとっているし、後者は、拡散的考えから完全にはなれて、じょう乱の統計簡性質を力学的に取り扱おうとするものである。第4節でのべる事は前者に属し、第6節でのべる岸保・荒川(1958)や栗原(1970)の手法は後者に属する。

4 うず輸送量の新しい表現への努力

この分野の研究は散発的であり、総括的結論を引き出し得る段階に達していない。そのため、ここでは各研究者の提案の特徴を個別に述べるに止める。

(i) Williams と Davies (1965) の提案

大循環のエネルギー・サイクルにおいて、平均的にはじょう乱の運動エネルギー(K')から帯状平均運動エネルギー(\bar{K})に移っている事は、解析事実として明らかである。このことは $\overline{u'v'}$ $\partial\bar{u}/\partial y > 0$ である。いま、運動量の南北輸送量 $\overline{u'v'}$ を拡散式で示そうとすれば

$$\overline{u'v'} = -AM \frac{\partial\bar{u}}{\partial y} \quad (24)$$

となり

$$\overline{u'v'} \frac{\partial\bar{u}}{\partial y} = -AM \left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} \right)^2 < 0$$

であり、AMを負としない限り、平均的な大循環のエネルギー変換を記述し得ない。即ち、(24)を用いる事は基本的な誤りをおかす事になり、何等かの対策をたてる必要にせまられる。

Williams と Davies (1965) は、大規模じょう乱の発達衰弱が南北の気温傾度に大きく支配される事、また解析からじょう乱のストレスと気温傾度とは季節的に平行的な変化を示す事、それに $\overline{u'v'}$ の緯度分布と気温傾度のそれがよく似た変化をしている事などを理由に

$$\overline{u'v'} = -KM(z) \Omega \frac{\partial\bar{T}}{\partial y} \quad (25)$$

とおいた。勿論，理論的根拠はそれ程ない。さらに，圏界面附近で極大になることを考慮して， K_M の垂直方向の変化を

$$K_M(z) = K_M(z/H)^2 \quad (26)$$

と仮定した。ここで H は対流圏の厚さに見做すべきであろう。 Ω は地球回転の角速度であるが，便宜上付加してあるだけで意味はない。彼等は， K_M をc.g.s.単位で $(3.0 \sim 1.7) \times 10^{17}$ の間に变化させながら平均方程式をとり， \bar{u} や \bar{T} などの南北断面分布の計算を行った。しかし，彼等は $\overline{T'v'}$ ， $\overline{u'w'}$ ， $\overline{v'w'}$ に対しては従来の拡散式をそのまま使うという片手落ちな事をしている。

Dolzanskiy (1969)は彼の大循環の平均方程式モデルを作るにあたり，(25)と同様な形を用いた。その他のうず輸送量の表現にはすべて古典的方式を用いたにも拘らず，3細胞の子午面循環が得られたのであるが，これは(25)のような表現を採用したためであると強調している。(25)式は仲々面白い着想であり，定性的には大体よい様であるが，そうなるべき必然性もない。何等かの理論的根拠，または詳細な解析資料でもって定量的な検証がなされるべきであろう。 $\overline{u'v'}$ について，Green (§ 4の(iii))や栗原 (§ 6の(iii))らの取扱いが後で述べられるが，その方が妥当な様に考えられる。

(ii) Saltzman (1968)の提案

Saltzman は，準地衡風近似の線型不安定理論から，不安定波の増巾率 ν として

$$\nu = -\frac{\eta}{S_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \quad (27)$$

を得た。 $S_0 = \sqrt{-\rho \bar{\theta} \cdot (\partial \bar{\theta} / \partial p)}$ は垂直安定度の示数， η は一種の固有値で，波数 k ，垂直安定度 $\partial \bar{\theta} / \partial p$ と水平温位傾度 $\partial \bar{\theta} / \partial y$ にも依存する。さらに彼は

$$\sqrt{\nu^2} = \ell \nu \quad (28)$$

を仮定する。ここで ℓ は長さの次元をもった比例係数で，この仮定は，じょう乱の風速の変動が増巾率に比例するとしたものである。これらを(23)式に代入すると

$$\overline{\theta'v'} \sim -\nu \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \sim \frac{1}{S_0} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right)^2 \quad (29)$$

これを，拡散式にあてはめると，交換係数 A_θ は

$$A_\theta \sim -\frac{1}{S_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \quad (30)$$

のような形となる。すなわち、南北の温度傾度が強い程 A_θ は大きく、垂直安定度が大きい程小さくなる。

Saltzman はこの様な表現を採用し

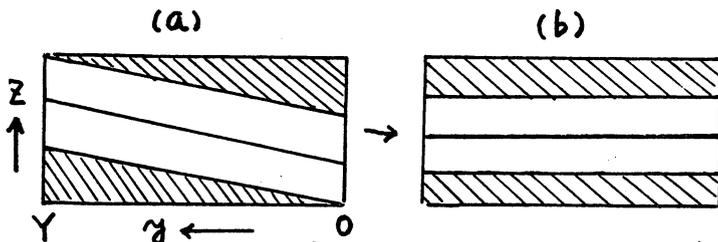
$$\frac{\partial}{\partial y} \frac{\overline{v'\theta'}}{\overline{v'\theta'}} = \frac{\theta}{C_p T} Q_A \quad (31)$$

$$Q_B = 0 \quad (32)$$

の2式を解く事を試みた。 Q_A と Q_B は夫々大気中及び地表面の加熱冷却量である。日射、赤外放射、蒸発、凝結などの効果を入れてあるが、これらを、対流圏の垂直平均温位 $\bar{\theta}$ と地表温度 T_B で表現すれば、(31)、(32)は $\bar{\theta}$ と T_B を未知数とする閉じた系となる。(31)式は顕熱のうず輸送の収斂発散が大気中の冷却加熱量とバランスする事を示すもので、既にのべた(8)式と同等である。(32)式は、地表面の熱容量が0に与えた事を表わす。 Q_B の一要素として地中から地表面に向う熱の伝導も考慮した。そのため、地中で温度の年変化が無視し得る深さでの地中温度 T_D を考えた。さて、 T_D を適当に与え、大気の上限に到達する日射量を季節に応じて与える事により、 $\bar{\theta}$ と T_B の緯度分布の季節変化を(31)、(32)から求める事が出来る。彼の計算結果はかなり実測とよく合っている。 A の値としては、 $45^\circ N$ に於いて、冬には $2.5 \times 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、夏には $1.3 \times 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ と冬の半分の値が得られ、古典的に求められたものと大体あってきていることは興味ある。しかし、Saltzman は運動場について考えておらず、§ 2 の(c)でのべた批判はやはり通用する。

(iii) Green の考え

1968年の冬、東京で開かれた数値予報シンポジウムで、Green は面白い考え方からエントロピー ($C_p \ln \theta$) あるいは顕熱 ($C_p T$) の南北輸送量の表現を与えた。ここでは温位 θ の代りに、エントロピーに比例する $\epsilon = \ln \theta$ で話を進める事にする。傾圧帯 ($y=0 \sim Y$) の間で ϵ が第3図(a)の如き分布をなしているとする。垂直方向の変化(垂直安定度) $\partial \epsilon / \partial z$ はどこでも同じ



第3図 温位の南北断面の模式図。(b)はポテンシャル・エネルギー—最小の状態を示す。

とし B で表わす。

南北方向の変化は線型とし

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{\Delta \epsilon}{Y}$$

$$\left(y - \frac{Y}{2} \right) \quad (33)$$

で示す。

$\Delta \epsilon$ は $y=0$ と Y との ϵ の差であり, そのため $\Delta \epsilon = (\partial \epsilon / \partial y) \cdot Y$ である。

第3図(a)の状態が生成可能な運動エネルギー, すなわち有効位置エネルギーの量は(a)の状態から(b)の状態に断熱的に再配分した時放出されるエネルギーとして求め得る。単位体積あたりの有効位置エネルギー A は

$$A = -\frac{\alpha_0}{\theta_0} \frac{1}{\partial \theta_0 / \partial p} \frac{1}{2} (\theta - \theta_0)^2 = \frac{g}{B} \frac{1}{2} (\epsilon - \epsilon_0)^2 \quad (34)$$

で示される。0 の添字は考えている領域での平均量を表わし, α は比容である。(33)の如き分布は x 及び z で変らないから, 領域平均の A は

$$\bar{A} = \frac{1}{Y} \int_0^Y A dy = \frac{g}{2BY} \int_0^Y (\epsilon - \epsilon_0)^2 dy = \frac{g}{2B} \cdot \frac{(\Delta \epsilon)^2}{12} \quad (35)$$

すなわち, (a)の状態が放出可能な運動エネルギー ($V^2 / 2$) は, この \bar{A} に等しいわけで, その時のじょう乱の風の絶対値は

$$|V| = \sqrt{g/12B} \Delta \epsilon \quad (36)$$

となる。南北流のじょう乱 v' がこの $|V|$ に比例すると仮定し, (6), (7)の考え方を使えば, ϵ の南北輸送は

$$\overline{v' \epsilon'} = \beta' |V| \Delta \epsilon = \beta \sqrt{g/B} (\Delta \epsilon)^2 \quad (37)$$

となる。ところで

$$\overline{v' \epsilon'} \approx \overline{v' \theta'} / \theta = \overline{v' T'} / T, \Delta \epsilon \approx \Delta \theta / \theta = \Delta T / T \quad (38)$$

であるから, 顕熱の南北輸送は南北の気温傾度の自乗に比例することとなり, Saltzman の結果と同等になる。

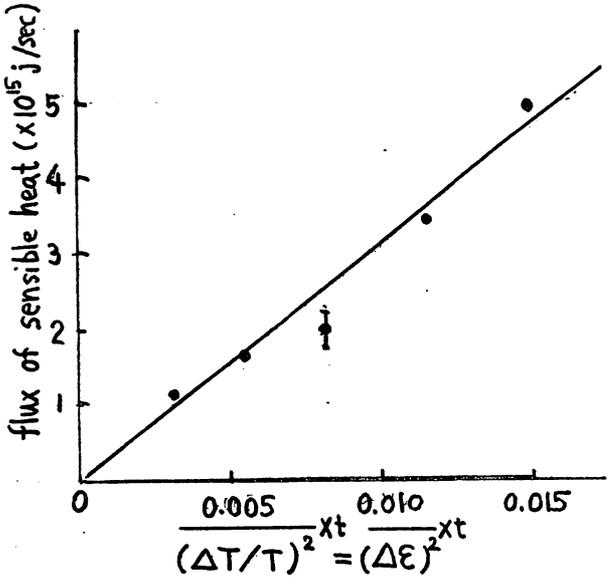
Mintz (1955), Starr と White (1954) と Peixoto (1960) らの求めた $v' T'$ の結果を, 適当に整理したのが第4図である。

これをみると, 一応 $(\Delta T)^2$ に比例するとみなしてよい。ここで ΔT は 20°N と 50°N の 500 mb 面での気温差を示す。(37)式において, 平均的な B を与えると β の値として 0.0055 が得られた。

さらに, Green はベクトル的な交換係数を導入して, うず輸送量を表現するやり方を提案した。一般的に, 保存量を S とする時

$$\overline{v S} = -\frac{1}{\Delta y} \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} - \frac{1}{\Delta z} \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} = -K_{vy} \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} - K_{vz} \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} \quad (39)$$

$$\overline{wS} = -\overline{w\Delta y} \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} - \overline{w\Delta z} \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} - K_{wy} \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} - K_{wz} \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} \quad (40)$$



第4図 顕熱の南北輸送と気温傾度との関係、従軸は50°Nを通る全顕熱輸送量で単位は10¹⁵ j/sec ΔTは500mb面上での20°Nと70°Nの気温差

のようになるとする。ここで、Δy、Δzはyおよびz方向への空気塊の偏移である。

一例として、エントロピー（ここではε）を保存量とすれば

$$\begin{aligned} \overline{v\epsilon} &= K_{vy} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial y} - K_{vz} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial z} \\ &= F_{vy} + F_{vz} \quad (41) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{w\epsilon} &= -K_{wy} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial y} - K_{wz} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial z} \\ &= F_{wy} + F_{wz} \quad (42) \end{aligned}$$

となる。ベクトル的な拡散式は何となく考えにく

いが、この場合、エントロピーのうず輸送を温位の南北傾度 $\partial \bar{\epsilon} / \partial y$ と垂直安定度 $\partial \bar{\epsilon} / \partial z$ による2つの項で表現したとみなした方が理解しやすい。

ここで、Kの形について少し考えてみる。今、不安定なじょう乱波を(20)で表現するとすれば、かんたんな計算から、

$$K_{vy} = v\Delta y = \frac{\nu |v'^2|}{2k^2 |u-c|} = \frac{\nu v'^2}{2k^2 [(u-C_r)^2 + C_i^2]} \quad (43)$$

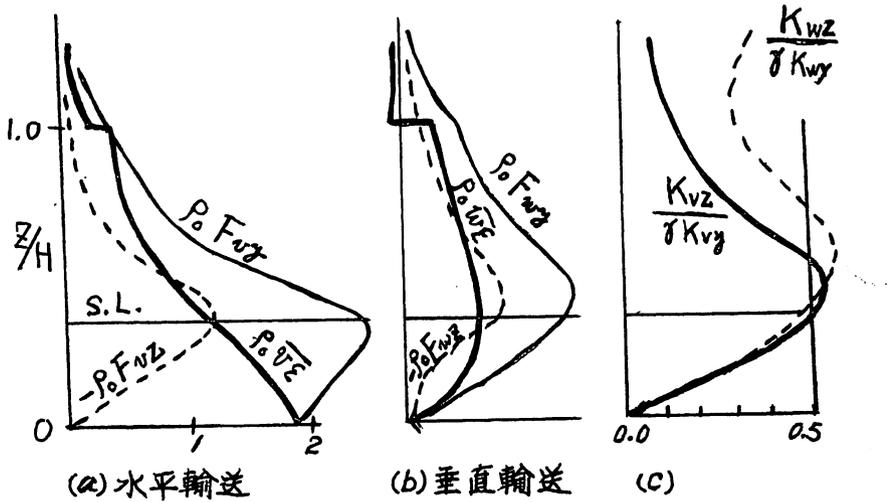
ここで、C_rはじょう乱の位相速度、kは波数、νは増巾率でC_iとの間にν = k C_iの関係がある。位相速度が一般流uと等しくなる高さをsteering levelというが、このレベルでK_{vy}は極大になる事を示している。普通の長波のステアリング・レベルは600~800mbである。

このレベルでは

$$K_{vy} = \frac{\nu v'^2}{2k^2 C_i^2} = \frac{\bar{v}'^2}{2\nu} \quad (44)$$

となり、(23)式と本質的に同じとなる。

ここで、(41)と(42)の各項の大きさやその垂直分布を知ることは興味ぶかい。不安定な長波の初期の構造は線型理論から求める事が出来、それから上述の各項の値を知り得る。その典型的なものを第5図に示した。図のS・LはSteering levelを示すが、確かに(42)式でのべたように、エントロピ



第5図 典型的な不安定波によるエントロピーのうず輸送量の垂直分布、(c)は交換係数の各成分間の比率を示す。 γ は等温位面の傾斜。

一輸送の極値がみられる。地表では ΔZ や w が0になり、また成層圏では強い垂直安定度で垂直方向の運動がおさえられるので、 ΔZ や w は小さい。そのため、 $K_{vz} (= \overline{v \cdot \Delta Z})$ 、 $K_{wy} (= \overline{w \cdot \Delta y})$ と $K_{wz} (= \overline{w \cdot \Delta z})$ したがって F_{vz} 、 F_{wy} と F_{wz} は地表では0となり、成層圏では小さくなる事は一応理解できる。また、水平傾度項と垂直安定度項がお互に逆にはたらいっている事も興味がある。

次に第5図(c)に示されたように、 K の間にある種の関係がある事がわかる。ここで、 γ は等温位面の傾斜を表わし、 $\gamma = -(\partial \epsilon / \partial y) / (\partial \epsilon / \partial z)$ である。steering levelでは、示された比は近似的に0.5とみてよい。これは

$$K_{vz} / \gamma K_{vy} = (-K_{vz} \frac{\partial \epsilon}{\partial z}) / (K_{vy} \frac{\partial \epsilon}{\partial y}) = -F_{vz} / F_{vy} = 0.5 \quad (45)$$

$$K_{wz} / \gamma K_{wy} = -F_{wz} / F_{wy} = 0.5 \quad (46)$$

であるから、 K の垂直成分と水平成分の比が0.5 γ であると同時に、(41)、(42)における垂直安定度項と水平傾度項の比が0.5であり、符号は逆である事を示している。簡単な理論的考察から、第3図の(a)から(b)になって運動エネルギーを放出する時、最も起りやすい空気塊の移動は、等温位面の傾

斜 γ の半分の 0.5γ の方向である事がいえる。(1960)。即ち、第6図のAからBのように移動する。この場合、

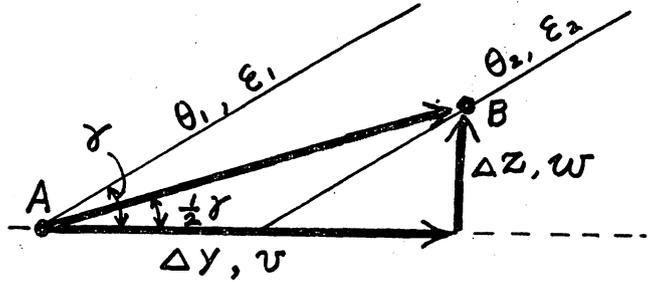
$$\Delta Z = 0.5\gamma \Delta y, w = 0.5\gamma v \quad (47)$$

であるから

$$\begin{aligned} K_{vz} &= \overline{v\Delta Z} = \frac{1}{2} \overline{\gamma v \Delta y} \\ &= \frac{1}{2} \gamma K_{vy} \quad (48) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K_{wz} &= \overline{w\Delta Z} = \frac{1}{2} \overline{\gamma w \Delta y} \\ &= \frac{1}{2} \gamma K_{wz} \quad (49) \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{4} \gamma^2 \overline{v \Delta y} = \frac{1}{4} \gamma^2 K_{vy} \quad (50)$$



第6図

となる。(48)と(49)は(45)と(46)と夫々同等であり、後者の考えからは、さらに(50)の関係式も得られる。そのため、Steering level では K_{vy} がわかれば、他の3つのKは上の関係で知り得る。そして K_{vy} を除いた他の3つは、地表で0、成層圏で0に近くなる事を考慮して適当に内挿すれば、粗雑ながらそれらの垂直変化の効果も表現し得る事になる。

以上が、熱フラックスに関連した提案であるが、Green は更に運動量輸送 uv を如何に求めるかを考えた。運動量は保存量と仮定するのは無理なので、(39)のような式を用いる事は出来ない。近似的に保存量とみなし得て、そのためそのうず輸送を(39)で表現可能なものとして、Green は上述の ϵ のほか、渦位 Q を考える。彼の用いた渦位は

$$\rho_0 Q \approx (s + f) \partial \epsilon / \partial z \quad (51)$$

である。sは相対うず度、fはコリオリ因子である。地衡風近似を使う事により

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial z} \frac{\partial uv}{\partial y} \approx f \frac{\partial}{\partial z} \overline{v \epsilon} - \rho_0 v Q \quad (52)$$

が得られる。そこで、 $\overline{v \epsilon}$ は(41)で表現し、 $\overline{v Q}$ の表現に(39)の形を採用すれば、 uv は平均場のみで求め得る事になる。Green は、以上のような関係式を用いて、dishpan の実験や地球の地表風の南北分布などを、一応説明し得る事を示した。そして、このような方式を発展させる事によって、最短一カ月位の時間スケールで、しかも東西方向の変動も考慮した大循環の変動を記述し得る可能

性がある事を強調している。

しかし、まだまだ純理論的興味の段階にあり、予報的見地からみれば、序の口には過ぎないのである。

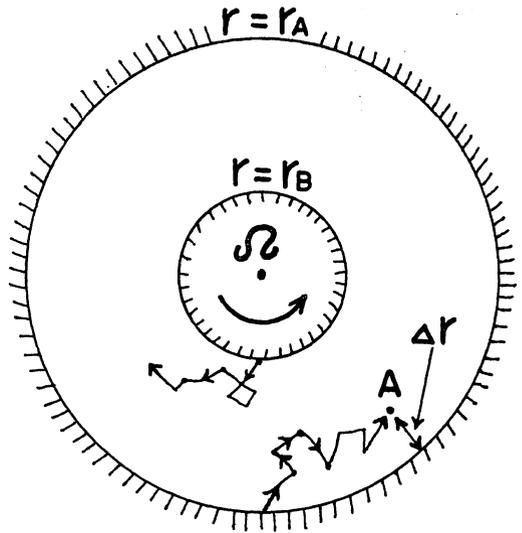
(IV) Welander の提案 (1966)

今までは、主として帯状平均場について述べてきた。すなわち、水平面上では南北方向しか考えていなかった。東西方向も考慮した地理学的な時間平均場でのうず輸送はどのように考えたらよieldろうか。時間平均に対するじょう乱という概念は力学的に解釈することが困難であり、そのため理論的基盤からの研究は殆んどない。

Welander の提案は、これと直接的には関係していないが、東西方向の輸送も同時に考えたという意味でふれておこうと思う。

Welander は、拡散の過程にコリオリの効果を導入する必要があるという考えを発表した。

彼は、まず、分子拡散の場合を考えた。第7図のように、半径 r_A と r_B の同心円筒中にあり、角速度 Ω ($f = 2\Omega$) で一様に回転している気体を考えてみる。外壁の一点から出発して、気体分子と衝突しつつ内側に向う分子は、コリオリの偏向力により、回転の方向に平均的に移動させられ、ある時間後には出発点より右側の A に達するだろう。その時の A の位置が外壁より Δr だけ内側にあるとす



第7図 Welander の概念の模式図

れば、コリオリの効果により分子のもつ u 成分は次のように推定できる。運動方程式でコリオリ効果だけ考えれば

$$\frac{du}{dt} = f v, \quad v = -\frac{dr}{dt}$$

であるから

$$u = \int f v dt = - \int f \frac{dr}{dt} dt = - \int f dr = f \Delta r \tag{53}$$

となる。一方、内壁から出発して平均的に外側に向う気体分子は、第7図の様に回転とは逆の方向に偏倚してゆく。

さて、ある輸送さるべき量 S が zonal 方向には一定で、内側に向かって減少している場合を考えてみる。従来の拡散理論では、この場合、動径方向の輸送しか考えない。いまそれを F_r とすれば

$$F_r = \overline{v} \ell \, ds/dr \quad (54)$$

である。ここで、 \overline{v} は動径方向の分子の平均速度で、 ℓ は分子の平均自由行程である。コリオリの効果をいれると、zonal 方向の輸送も考慮しなければならない。それを F_θ とする。この値は、上式 (54) において、 \overline{v} の代りに代表的な u を用いればよからう。さらに、 u の値としては、動径方向の偏倚 ℓ に対応するものを (53) から推定でき、それは $u = f \ell$ であるから、結局

$$F_\theta = f \ell^2 \, ds/dr \quad (55)$$

その両成分の比は

$$\alpha = \left| \frac{F_\theta}{F_r} \right| = \frac{f \ell}{\overline{v}}$$

となり、 α^{-1} の形はロスビー数と同じである。もし、これが中高緯度大気でのロスビー数に等しいとすれば、それは 0.1 のオーダーであるから、 $\alpha \sim 10$ となり、切線方向の輸送量 F_θ は F_r の 10 倍前後となる筈である。しかし、次節でのべる Clapp の解析結果では、 F_θ は F_r と同等かそれよりも小さい。

Welander は、 F_θ は大気や海洋での大規模なじょう乱のうず輸送で重要になるであろうと推論し、もしそうならば、平均的な温度傾度が、南から北に低下している大気や海洋で、東向きの顕熱のうず輸送がある筈であると予想した。この検討については次節でふれる。

5 解析の結果

Clapp (1970) は新らして解析資料を用い、Saltzman や Green の与えた概念や、Welander の提案方式についてしらべてみた。ここでは、バーを時間平均、ダッシュをそれからの偏差とし、 $[]$ を緯度平均、 $*$ をそれからの偏差とする。その時

$$[\overline{v T}] = [\overline{v' T'}] + [\overline{v}^* \overline{T}^*] + [\overline{v}][\overline{T}] \quad (56)$$

となる。時間平均方程式を採用しようとする時、右辺の第2項 (Standing eddy 項) と第3項 (子午面循環項) は時間平均場自身から計算できるが、第1項の trandient eddy 項は何等か

の方法でパラメタライズしなければならない。

$[\overline{v' T'}]$ を Saltzman (1967) の形式で表現すれば

$$[\overline{v' T'}] = -K (\partial[\overline{T}]/\partial y) \quad (57)$$

$$K = -B (\partial[\overline{T}]/\partial y) \quad (58)$$

であった。Clapp は、B の複雑な内容までに立入る事はやめて、K や B の緯度分布や季節変化を求めている。第3表にその結果を示したが、P とは Peixoto (1960) が 1950 年の 100~1000 mb での transient eddy による熱輸送量を冬半年と夏半年にわけて行った計算、W とは Winston らが 1960~64 年の 5 年間にわたり、各月毎に 500~850 mb 層のそれについて行った計算結果を (57), (58) に入れて求めたものである。K の値は、P と W で非常によく一致しており、また古く White と Jung (1951) が求めた 12 日平均に対する冬期の値とも大体あっている (第2表)。

第3表 交換係数 K ($10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$) と安定度係数 B ($10^{17} \text{ cm}^2 \text{ K}^{-1} \text{ sec}^{-1}$) の値、P は Peixoto の資料、W は Winston らの資料を用いた事を示す。

緯度 (°N)	冬				夏			
	K		B		K		B	
	P	W	P	W	P	W	P	W
30	1	1	2	1	0	0	2	0
40	2	2	3	3	1	1	4	1
50	3	3	6	7	2	1	6	3
60	3	3	7	8	2	2	8	6
70	2	2	6	5	2	2	8	4

またその極大は 50°N と 60°N に現れている。

次に B であるが、理論的考察から得られる(80)と(39)から

$$B \approx \beta / \sqrt{-\partial\theta/\partial p} \quad (59)$$

であり、その比例係数 β が常数と仮定すれば、 $\sqrt{-\partial\theta/\partial p}$ にも依る事になるが、戸松 (1969) の解析結果からもわかるように、対流圏の平均的な上述の量の南北方向の変化はせいぜい 2 割程度であるから、B も 2 割程度以下の緯度方向の変動しかないと期待できる。しかし、第3表をみると B は予想外の変化をしていることがわかる。冬夏共、B の値は緯度をますにつれて増大し 60°N で極大に達している。このような大きな変化を垂直安定度のみから説明する事が無理である事と、

傾圧不安定性が60°N 辺まで増大している事の2点から考えて、比例係数 β は常数でなく、さらに $\partial\theta/\partial y$ の項を含んでいると見做すべきであろう。

第3表の結果は、緯度巾10°の比較的局所的な関係を示すものであったが、次に北半球の傾圧帯全域を含むような広い範囲での平均的な関係をしらべてみよう。Winstonらの資料から、25°~65°N間の850~500mb

層で平均された transient eddy による顕熱輸送量と、1000-500mbのシクネスの25°Nと65°Nの間の平均的南北傾度との関係を第8図に示した。この図からは、顕熱の南北輸送が気温の南北傾度に比例しているとも取れるし、またその自乗に比例することも考えられ、どちらとも決められないが、とにかく、その間に密接な関係がある事はよくわかる。

今迄は緯度平均について考察してきたが、ここで、もっと一般的に東西方向をも考えに入れ得るものが欲しくなるのは当然である。それで、Clapp(1970)は§4 (A)でのべたWelanderの提案の適否を調べる事を試みた。彼の考

えをもう少し一般的にし、平均場の等温線に垂直で、冷所に向ううず輸送量と、等温線に沿う方向のうず輸送に分けて考えてみた。すなわち

$$\overline{(v' T')}_{N} = -K \nabla \bar{T} \quad (60)$$

$$\overline{(v' T')}_{S} = R K \times \nabla \bar{T} \quad (61)$$

の形を採用する(第9図)。

Clappはここで、Rを回転係数(rotational coefficient)と呼んでいる。

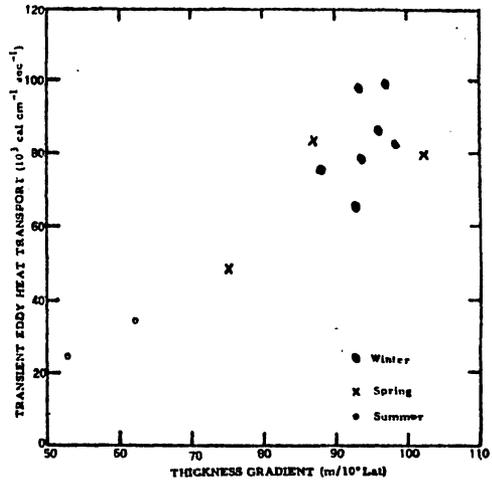


FIG. 8. Geographically-averaged (all longitudes, latitudes 25-65N) south-north component of transient eddy heat transport vs corresponding thickness (1000-500 mb) gradient for seven winter, three spring and two summer months, 1960-64 (from data of Winston *et al.*).

第8図 シクネスの南北傾度と顕熱輸送量との関係。縦軸は25°~65°N間、500~850mb層の transient eddy による顕熱の南北輸送量で単位は $10^3 \text{ cal cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ であり、横軸は1000-500mb間のシクネスの25°Nと65°Nの傾度を、 $\text{m}/10^0 \text{ lat.}$ で表わす。

彼はさらに、Oort と Samusson の解析結果を整理し、KやRの北半球の地理学的分布をしらべた。Oort らの資料は地表面から50mbまでをカバーし、1958~63の5年間の計算に基づいている。

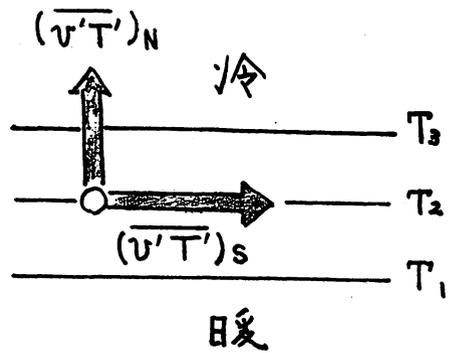
冬として12月、1月及び2月の平均、夏として6、7、8月の平均をとる。ここでは、冬の場合についてのみ述べる。

第10図に、垂直平均気温の冬季の北半球の分布、第11図に、それに対応する、等温線に垂直な方向の気温傾度を示した。垂直平均気温は地表（海水面ではない）から25mbの間の平均で表わしてあり、そのため、ヒマラヤや

ロッキーなどの高山地域では当然低温となる。（普通の領域より、上層での平均となるから）

そのため、気温傾度はそれらの区域で非常に大きくなる。（この場合、垂直平均気温の現れる高さがかかなり違い、第11図で示された気温傾度は水平面に対応するものとは考えられない。もっと reasonable な取り方をすべきであると思う）。それで、これらの山岳区域を除外してながめてみると、気温傾度のきつい領域は中緯度に存在し、特に大陸東海岸周辺が強い。

第12図、第13図に、月平均の等温線に垂直な方向と平行な方向の、transient eddyによる熱輸送量を夫々示した。



第9図 等温線に垂直と平行な顕熱のうず輸送、前者の正の方向は暖かい方から冷たい方向、後者の正の方向は、冷たい方を左にみて進む向きである。

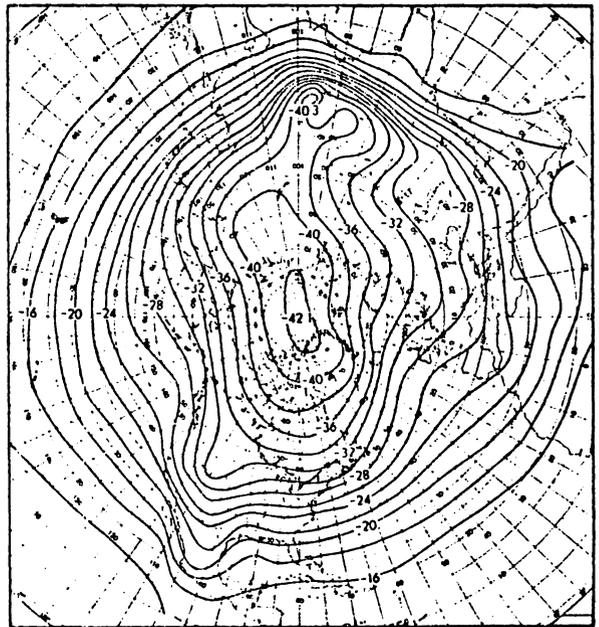


FIG.10. Winter mean temperature (isotherms at 2C intervals) integrated from surface (P_g) to 25 mb using space smoothing by averaging data at corners of square grid 700 km on a side at 50N (from monthly computations of Oort and Rasmusson for years 1958-63).

第10図 冬期の垂直平均気温、地表から25mbまでの層の平均、しかも1958~63の5年間の平均2℃の間隔。

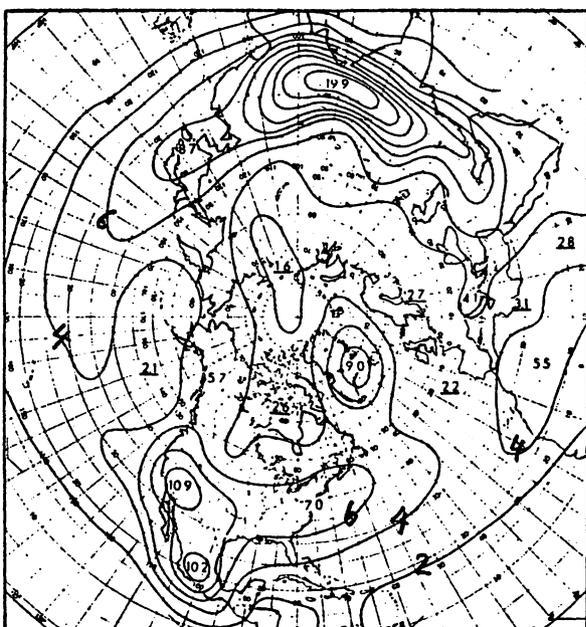


FIG. 11. Winter mean absolute temperature gradient [for every two units, ($^{\circ}\text{C}$) (1000 km) $^{-1}$] integrated from surface (P_R) to 25 mb. For additional information see legend to Fig. 10.

第11図 第10図から求められた冬期の等温線に垂直方向の気温傾度。2 $^{\circ}\text{C}/1000 \text{ km}$ 毎の等値線。

の周辺では、強い気温傾度と弱い熱輸送が対応しており、従って K は非常に小さい。前記のべたこと及び山の影響で山脈に垂直な方向の気温傾度が大きくなるのに拘らず、山の阻止作用で、その方向の熱輸送はおさえられる事がこの原因であろう。

一方、黒海やカスピ海の北部やアラスカ湾、アリューシャン地域では、気温傾度が比較的よわいにも拘らず、熱輸送は大きく、従って K の値は非常に大きくなる。このはっきりした理由はわからないが、前者については、黒海附近が、ヨーロッパから東部中国に連なる山脈系が中断する区域であるため、ここでは、特に低緯度と高緯度間の自由な熱交換がゆるされる事も一原因だろう。また後者のアラスカ湾周辺については、海洋との相互作用により、冬季、多量な顕熱の補給を受け低気圧が発生しやすい事が一要因と考え得る。

前者はアメリカ東海岸、日本周辺やアリューシャン地域で大きく、後者は特に中緯度の西太平洋で大きい。これ等2つの方向の熱輸送量の値は、同じオーダーであり、等温線に平方な熱輸送成分が、予想外に大きい事がわかる。

(60)、(61)から K と R の分布を求めたのが、夫々第14図、第15図である。

K の値は、30 $^{\circ}$ ~60 $^{\circ}\text{N}$ の海洋上で大きく、ごく大雑把にみれば(山岳地帯をのぞき)気温傾度の増大と共に大きくなっている。しかし、広い領域でこのような簡単な関係は成立していない。ヒマラヤやロッキー山脈

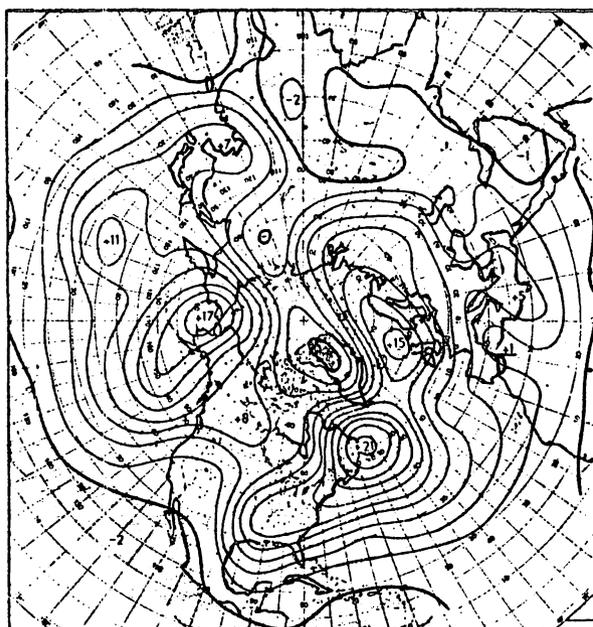


Fig.12. Winter transient eddy heat transport [$^{\circ}\text{C}$ m sec^{-1}] perpendicular to monthly-mean isotherms, integrated from surface (P_g) to 25 mb, positive flux toward low temperature. Space smoothing has been employed by averaging data at corners of square grid 700 km on a side at 50N (from monthly computations of Oort and Rasmusson for years 1958-63). To convert to 10^4 cal cm^{-1} sec^{-1} multiply by 2.384. Contours have been drawn for every 2 units with zero line heavier and negative areas shaded.

第12図 月平均気温に垂直方向の transient eddyによる熱輸送の冬季の平均, 単位は $^{\circ}\text{C}\cdot\text{m}/\text{sec}$ で 2 単位毎の線, 10^4 cal $\text{cm}^{-1}\text{sec}^{-1}$ におすには 2.384 をかければよい。陰影部は負の領域。

ここで、熱輸送が (60), (61) で表現される時について、その水平発散がどうなるか見ておく

$$\nabla \cdot \overline{v' T'} = \nabla \cdot (R \times \nabla \bar{T}) - \nabla \cdot K \nabla \bar{T} \quad (62)$$

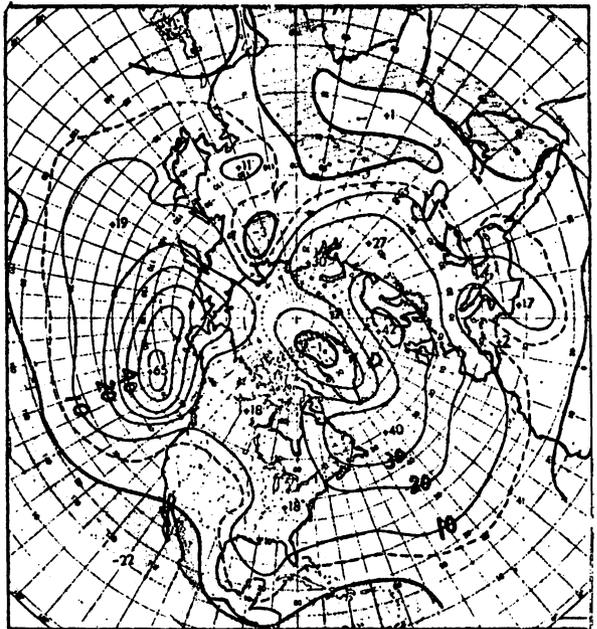
$$= J(\bar{T}, R) - K \nabla^2 \bar{T} - \nabla \bar{T} \cdot \nabla K \quad (63)$$

ここで、 J は Jacobean を示し $J(\bar{T}, R) = K \times \nabla \bar{T} \cdot \nabla R$ であり、thermal wind による R の移流を表す。もし、 R が定数であるか、あるいは、平均の等温線に沿って一定であるならばこの移流項は 0 となり、上式に R は現われない事となる。



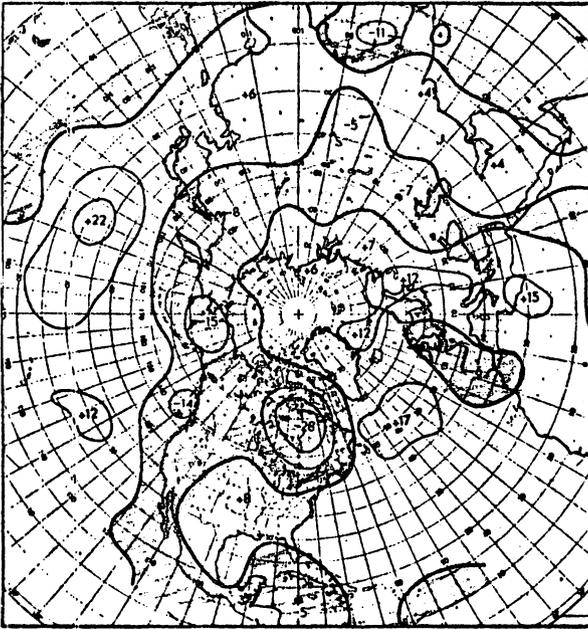
FIG. 13. Same as Fig. 12 except for winter transient eddy heat transport parallel to monthly-mean isotherms, where positive flux has low temperature to left.

第 13 図 月平均気温に平行な方向の transient eddy による熱輸送の冬季平均。単位その他は第 12 図と同じ。



第 14 図 冬季の交換係数 K の分布，単位は $10^9 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ ，10 単位毎の等値線。

FIG. 14. Winter mixing coefficient K [$10^9 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$] averaged from surface (P_g) to 25 mb, isolines for every ten units, negative values stippled (from data of Oort and Rasmussoh for years 1958-63).



第15図 冬季の回転係数Rの分布, 単位は第14図と同じ

FIG. 15. Same as Fig. 1. except for winter rotational coefficient R.

第15図のRの分布と第10図の平均気温 \bar{T} の分布をながめると、等温線にそってRが大きく変化しているので、平行輸送の発散は0とならない。しかも、平行輸送量の水平傾度は、鉛直輸送量のそれと同じオーダーであるので、前者による発散収斂効果を見捨てるわけにはゆかないことはわかる。もしRとして気候的な北半球分布を用いてよいとなれば、(62)か(63)の右辺第一項から、その効果を計算することが出来るが、現在まだそのような保証はない。

さて、Welander の理論的考察がもし地球大気の大規模じょう乱にも当てはまるとすれば、(61)式におけるRは正でなければならない。第15図をみるに、かなり広い領域でRは負となり、しかもその極値は正の極値と大体同じである。そのため、この図のみから結論するとすれば、「等温線に平方な方向の熱のうず輸送は存在するが、それはWelander の考え方では説明できない」とならざるを得ない。Rの分布を気温傾度と対照させてみると、山岳周辺やヨーロッパを除いて、気温傾度の強い所でRは正、弱い所で負の傾向がある事は興味あることで、その実体(?)を知る上の手引となるかもしれない。

6 平均予報方程式

前節でのべたように、じょう乱によるうず輸送を拡散方式で何とか表現しようとする方向とは別

に、もう一つの行き方がある。それは、運動方程式と熱力学の式を、いろいろと操作して、うず輸送量と平均場の諸量が相互に関係し合う、閉じた予報方程式系か、時間変化項を消去した平衡方程式系（診断方程式系）をつくり上げるやり方である。

この線に沿った研究として、Charney(1959), Fjørtoft (1959) や Smagorinsky (1964) のものがある。前二者は、日射あるいは冷熱源の分布と地表の摩擦のパラメーターを与えた時、平均場とうず輸送がどうなるかを調らべる事に目的がおかれ、また Smagorinskyは与えられた冷熱源分布に対して、それにバランスする子午面循環、地表摩擦の分布、顕熱・運動量及び、うず度のうず輸送の分布を求めてみた。いずれも、準定常の場合しか注目していない。

平均場とじょう乱の相互作用を含む予報系としては、今まで実際に試みられたものとしては、パロトロピックの場合しかない。その一例として、岸保・荒川(1958)のものがある。

(i) 岸保・荒川のバロトロピック予報式

岸保・荒川(1958)は、まずじょう乱などの代表的スケールを決める事から出発する。じょう乱の代表的スケールを東西方向に対し L_v 、南北方向に対し D_v とし、さらに $(\partial \bar{u} / \partial y) \cdot (\partial v' / \partial y)$ や $\bar{u}' v'$ の代表的スケール D を定義する。そうすると

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{u' v'}}{\partial y} \tag{64}$$

$$\frac{\partial \overline{u' v'}}{\partial t} = -D^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} \right) - A \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \bar{v}'^2 \tag{65}$$

$$\frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial t} = - \left(\frac{2D}{L_v} \right)^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \overline{u' v'} \tag{66}$$

$$A = 1 - 2 D^2 \left(\frac{1}{L_v^2} - \frac{1}{D_v^2} \right)$$

という閉じた系が得られ、初期条件を与える事によって予報してゆく事が出来る。(64)式は、運動量輸送の収斂発散が一般流の増大・減少とバランスする事を示し、(66)式は、例えば jet の南側 $(\partial \bar{u} / \partial y > 0)$ で水平のトラフの軸が高緯度程東にすすんでいれば $\overline{u' v'}$ は北向きの輸送になり従って右辺は負となりじょう乱のエネルギー \bar{v}'^2 が減少する事を示す式である。

岸保・荒川は、この方程式系により9日間の予報を何回か行って見たが、jet の動きやその分裂について可成り実測に合った結果を得ている。ところで、 L_v はじょう乱の東西方向の代表的スケールという明白な概念があり、また短かい期間ではそれ程大きな変化をしないので、決めやすい

が、D という量はあいまいなもので、D を定義する事自体が物理的に意味があるかどうかはわからない。またじょう乱の南北スケール D_V も日によって可成り変化し、常数値を与える事は、相当無理がある。その後、荒川らは D や D_V を与えないで済む予報方程式系も開発した。

しかし、一週間以上の大循環の変動の本質はバロクリニク的性格を持っている事から、この様なバロトロピック的手法を、あまり長期に延長する事は無理である事は明らかである。

(ii) Adem の 1 カ月予報

アメリカの長期予報の現業にも、しばしば応用されている Adem の方式 (1962) について、簡単にふれておく。Adem は、1 カ月あるいは数カ月といった予報期間を対象とする場合、その解は運動方程式とは弱い関係しか持たなくなり、主な特徴は熱力学の方程式で支配されるであろう、という楽観的な基本概念に立って問題を展開してきたのであった。そのため、最近まで、運動方程式は全然考えず、熱のうず輸送項を古典的な拡散方式で表現した熱力学の方程式だけを取扱っている。第 1 節でのべた古典的な大循環の取扱いが、帯状平均場について行われた代りに、Adem は平均として 1 カ月平均をとり、東西方向も考えた北半球分布の変化を対象としているが、前者と本質的な違いはない。

予報対象は、地球表層温度 T_s と対流圏の平均気温 T_a であり、彼の初期の方式は次の様なものであった。

$$H_s \left(\frac{\partial T_s}{\partial t} - K_s \nabla^2 T_s \right) = Q_{RAD}^* - Q_{SEN} - LE \quad (67)$$

$$H_a \left(\frac{\partial T_a}{\partial t} - K_a \nabla^2 T_a \right) = Q_{RAD} + Q_{SEN} + LP \quad (68)$$

ここで、 K_a は大気中の水平うず交換係数、 K_s は地球表層のそれである。(海と陸地で大きく変化する)。 Q_{RAD} 、 Q_{RAD}^* は夫々大気と地球層における net の放射効果による加熱量、 Q_{SEN} は地表から大気へ向う顕熱輸送量、 E は蒸発量、 P は降水量で L は水蒸気の凝結熱である。

H_a は単位断面積あたりの対流圏大気柱の熱容量、 H_s は地球表層の熱容量である。

さて、(67) と (68) 式に含まれている Q_{RAD} 、 Q_{RAD}^* 、 Q_{SEN} は、比較的容易に T_s と T_a で表現する事が出来る。 P や E は、ここで水蒸気量の予報が全然行なわれていないのでまともには求められない。それで Clapp らが経験的に求めたパラメタリゼーションの方式を採用する。それに依ると、降水量 P は T_a と ∇T_a 、蒸発量 E は T_a と T_s で無理に表わされている。 P の場合、気温が高くその傾度が強い程、降水量が多い様になっている。以上のようにすることにより、(67) と (68) は T_a と T_s を未知数とする閉じた系となる。

この方式の問題点として

- (a) 東西方向も考える Adem のような場合、熱のうず輸送量の古典的表現を用いる事の有効性を実証する事が、むつかしい事が § 5 の Clapp の解析からよくわかる。特に山岳地帯を含む広い領域で大きな誤りをおかす恐れがある。
- (b) 一般流による熱輸送が全然含まれていない。緯度平均を行った場合には、その平均場すなわち子午面循環による顕熱輸送は、それに対応するうず輸送と比べて中高緯度では無視してもよい。しかし、北半球的な時間平均場を対象とする時、局地的に考えて、平均流による（停常渦）熱の移流効果と時間的じょう乱による熱輸送効果を比較してみると、一般的に前者の方が大きい。海流の場合もそうである。

Adem (1969) は (b) の欠点を取り除くため、平均風速場や平均海流場を予報する方式を提示した。対流圏の上限の気圧変化の予報式（笠原と Washington (1967) の大循環モデルに用いられている傾向方程式を単純化したもの）を与え、それにより中層の平均風速場を求め、 $\bar{v} \cdot \bar{T}$ を推定し得るようにした。

さらに \bar{v} がわかると、 \bar{T} の水平傾度から風速の垂直シエアが計算できるので、地表風の推定をすることが出来る。今、海洋表層の流速 V_S が、エクマン理論で表現できる摩擦流の部分 V_E とその他の部分 V_H とに分離できるものとする。 $V_S = V_H + V_E$ 。季節的気候値 V_{SN} も同様に表わせるとすれば、 $V_{SN} = V_{HN} + V_{EN}$ である。さて、 V_H には年々あまり変動がなく、大気の変動に伴い V_E のみが増加すると仮定して

$$V_S = V_{SN} + (V_E - V_{EN}) \quad (69)$$

から、平均海流の変化を求めるのである。 V_E は地表風がわかれば一応求められる。

以上の様にして、Adem の方式も前と較べて reasonable なものになってきた。しかし今度は予報式の中に $\bar{v} \cdot \bar{T}$ のような非線型項がはいって来るので、(67)(68) の線型方程式の時のように簡単にゆかず、その時間積分のスキームがかなり複雑になってくる。そのためか、この方式による結果はまだ発表されていない。

(iii) 栗原の 2 層モデル

この方式は、岸保、荒川の方式をバロクリニックにまで拡張したものとも見做し得る。栗原 (1970) は経験的な関係を採用して事柄を単純化することを出来るだけさけながら、2 層ブリミティブ・モデルに対する平均方程式系をつくり、一応年平均場のシミュレーションをすませ、さらに季節変化のシミュレーションの計算を行っている。

栗原の予報方程式系は非常に複雑なので、ここでそのまま再録する事はやめよう。

予報の対象となる緯度平均量： \bar{u} , \bar{v} , \bar{T} , \bar{P}_e (地表気圧)

上記の量の予報式に含まれるじょう乱項： $\overline{u'v'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{u'u'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{T'v'}$, $\overline{T'w'}$

栗原は、これらのじょう乱項を平均場の量のみで無理にあらわす事をさける方向をとった。とは言え、運動方程式系を厳密に取扱って平均方程式系を見出すことは可能とは思えない。例えば、 $\bar{\alpha}$ の予報式には $\overline{\alpha'\beta'}$ の如き2次のじょう乱項が含まれる。それで $\overline{\alpha'\beta'}$ の予報式をつくると $\overline{\alpha'\beta'r'}$ のような3次のじょう乱項が表れてくるため、閉じた系は得られない。そのため、例えば $\overline{\alpha'\beta'}$ の段階までで、閉じた系をつくるには、じょう乱の性質について何等かの仮定をおく事はさげられない。栗原は次の3つを考える。

(a) 南北方向と東西方向のじょう乱の運動エネルギーを等しいと仮定する。じょう乱の運動エネルギー k_E は $\frac{1}{2}(\overline{u'u'} + \overline{v'v'})$ であるから、この仮定から

$$\overline{u'u'} = \overline{v'v'} = k_E \quad (70)$$

となる。

(b) ある緯度圏大気全層での運動量の収斂・発散は、地表での摩擦による西風運動量の消費・生成と常にバランスする。このバランス状態は、比較的短い時間スケールでも、非常によい精度で成り立つ事が、解析事実や大循環の数値実験の結果から得られている。さらに、大気を上下2層にわけて、運動量の輸送量を比較してみると、上層の方が圧倒的に大きいので下層のそれを無視して、上層の $\overline{\partial u'v' / \partial y}$ と地表摩擦効果がバランスするとしてよい。このような妥当な仮定を用いる事により $\overline{u'v'}$ の予報式は必要なくなる。

(c) じょう乱の特性は、数千Kmの不安定な長波じょう乱により記述できるものとする。

じょう乱の東西方向の代表的スケール L^* とその位相速度 C^* を推定する必要がある。不安定波のスケール L とその位相速度 C の関係式として栗原は次のような式を導いた。

$$C = X - Y \cdot L^2 \quad (71)$$

ここで、 X と Y は \bar{u} と $\overline{u'v'}$ の関数となっている。

傾圧不安定理論から、長波の不安定領域は、第16図の太線CDの左側にあり、破線で示したのは、同じ $\overline{\partial \bar{u} / \partial z}$ に対して最大の発達率になる波長を連ねたものである。ある一定の風速シェア、例えば、第16図のAの場合、不安定波の最大波長はB点で示される L_{max} であり最も不安定な波長は L^* である。そして、理論から、 L_{max} の波のもつ位相速度は、垂直方向にみて、一般流 \bar{u} の最小と一致する。例えば $\overline{\partial \bar{u} / \partial z} > 0$ の時は、最下層の一般流に等しくな

る。最小風速を U_{min} とすれば

$$U_{min} = X - Y \cdot L_{max} \quad (72)$$

ということである。ここで、 L_{max} と L^* の比は一定と仮定する。実際の大气での $\partial \bar{u} / \partial z$ の変動の範囲内で、これは近似的に成立するものとみてよい。すなわち

$$(L^* / L_{max})^2 = R_1 \quad (73)$$

U_{min} を知る事により (71), (72) 及び (73) から

$$L^{*2} = R_1 (X - U_{min}) / Y \quad (74)$$

$$C^* = R_1 U_{min} + (1 - R_1) X \quad (75)$$

が得られ、代表的な L^* , C^* を求め得る。

さてじょう乱の運動エネルギー k_E の予報式をつくると、さらに $\phi w'$ と $k_E v' + \phi v'$ のじょう乱項が現れてくる。しかし(c)でのべたじょう乱の特徴を導入することにより $T' v'$ の予報式は簡単化され、垂直輸送に関連したじょう乱項は予報量として取扱わないですむようになる。最終的な栗原の予報系を形式的に示せば

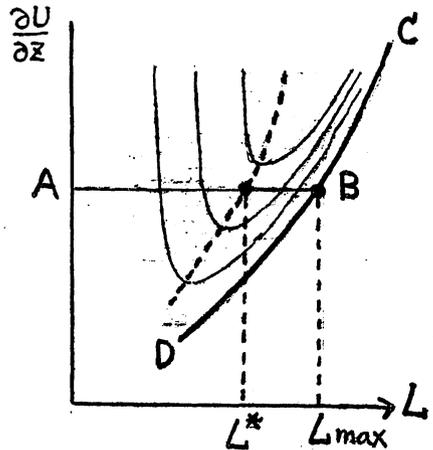
$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = F_1 (\bar{u}, \bar{v}, \bar{P}_s, \bar{\omega}; \overline{u'v'}, \overline{u'w'}) + \text{friction}$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = F_2 (\bar{u}, \bar{v}, \bar{P}_s, \bar{\omega}; \overline{k_E v' w'}) + \text{friction}$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = F_3 (\bar{v}, \bar{T}, \bar{P}_s, \bar{\omega}; \overline{T'v'}, \overline{T'w'}) + \text{heating}$$

$$\frac{\partial \bar{P}_s}{\partial t} = F_4 (\bar{v}, \bar{P}_s, \bar{\omega})$$

$$\frac{\partial k_E}{\partial t} = f_1 (\bar{v}, \bar{\omega}; \overline{k_E u'v'}, \overline{u'w'}, \overline{T'w'}, \overline{k_E v' w'} + \overline{\phi v'}, \overline{\phi w'})$$



第16図 傾圧不安定波の特徴を示す模式図。垂直の風のシエアと波長 L との関係、太線 CD の左側が長波の不安定領域

$$\frac{\partial \overline{T'v'}}{\partial \tau} = f_2 (\bar{u}, \bar{T}; \bar{k}_E, \overline{v'\omega'}; L^*, C^*)$$

の6つの予報式と

$$\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} = \text{surface friction}$$

$$\overline{u'\omega'} = f_3 (\bar{u}, \bar{T}; \bar{k}_E, \overline{T'v'}, \overline{u'v'}; L^*)$$

$$\overline{v'\omega'} = f_4 (\bar{u}, \bar{T}; \bar{k}_E; L^*)$$

$$\overline{T'\omega'} = f_5 (\bar{u}, \bar{T}; \bar{k}_E, \overline{T'v'}, \overline{u'v'}; L^*)$$

$$\overline{\phi'\omega'} = f_6 (\bar{u}; \bar{k}_E, \overline{T'v'}, \overline{u'v'}; L^*)$$

$$\overline{k_E v'} + \overline{\phi'v'} = f_7 (\overline{u'v'}; C^*) \approx C^* \overline{u'v'}$$

$$\bar{\omega} = F_5 (\bar{u}, \bar{v}) \quad \text{連続の式}$$

の関係式で組立てられている。

栗原は実際の計算を行うにあたって、南北方向の格子間隔は、約 4° (極と極の間を48等分) に分割し、南北両半球を考える。時間ステップは10分で、1日の計算には、UNIVAC 1108 (IBM360/75 よりややおそい) で42秒しか要しない。年平均的な日射の条件で、大循環のシミュレーションを先づ行った結果が示されているが、そのうちの一つを第17図に示す。

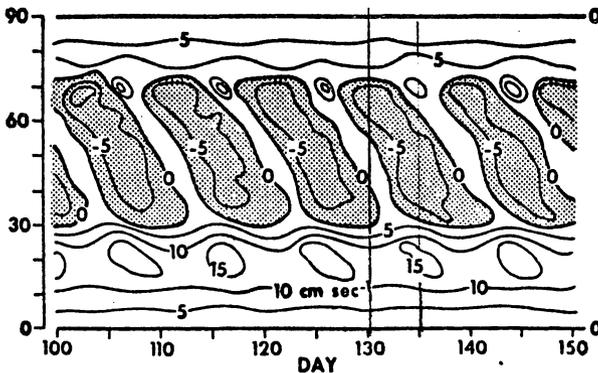


FIG. 17 Time variation of the latitudinal distribution of mean meridional flow at level 1 for the 100-150 day period. Northerly flow is indicated by shading.

第17図 対流圏上層の平均南北流の緯度分布の変動、陰影部は北風の領域。単位はcm/sec。(栗原(1970)による)。

これは、上層の平均南北流の変動を示すもので、計算が準定常に落ちついた100日目から、50日間の様子である。陰影部は北風成分を示す。即ち陰影部分では、間接循環、その他の部分は直接循環に対応する。その変動は大きく、しかも規則的である。やく10日毎に、 70°N で間接循環セルが形成されゆっくりと南下し 30°N にまで

連する。個々のセル寿命は2週間であるが、新しいセルが10日毎に発生するので、しばしば、5細胞の子午循環が現れる事となる。例えば、130日には、 30°N 以南、 $40\sim 50^{\circ}\text{N}$ 、 70°N 以北に3つの直接循環とその間の2つの間接循環がある。一方、135日には、低、高緯度の直接循環と中緯度の間接循環からなる普通の3細胞子午面循環になっている。また3細胞循環のとき、熱帯の直接循環(ハードレイ循環)が強くなっていることは、低緯度と中緯度の密接な相互作用を示すものであろう。

この栗原のモデルは、現状において、最も進歩した平均予報モデルと考える事ができる。しかしこれが実際の予報にどれだけ有効であるかの情報はない。次の節で、栗原のモデルも含めての平均方程式の問題点につきのべる。

7 平均方程式の問題点

平均方程式は多くの問題点を内包しているが、その主要なものを列挙してみる。まず緯度平均方程式に対しては

(a) 東西方向、特に海陸分布や山の効果をうまく導入する事は非常に困難である。日本附近や北米東海岸で低気圧が発達しやすく、熱の南北交換量が大きいとか、ヒマラヤの北部では山岳による阻止作用で南北交換が小さいといった局所的な特性を緯度平均された場で上手く表現し得るのであろうか。この問題を定量的に解決するのは不可能に見える。

(b) 今までの新しい概念の殆んどは、不安定波の線型理論に基づいている。個々のじょう乱は発生・発達・減衰・消滅の段階をふむが、線型理論では発達の初期の状態しか知りえないため、その様な状態に対する熱輸送などの表現しか得られていない。一つのじょう乱の一生の間の平均的状态、あるいは、緯度圏にそって同時に存在する種々の段階にある幾つかのじょう乱の平均的效果をそのような形で示す事が妥当であるかどうかはわからない。

(c) 今までのすべては長波のじょう乱のみを対象としたものである。超長波の演ずる役割は全然含まれていない。顕熱の南北輸送の場合、超長波の果す役割の方が長波よりも大きい。しかも、超長波による熱輸送は圏界面あるいはそれ以上で卓越し、長波の寄与は対流圏下部で大きい。このため、単に長波のみを考慮した今迄の取扱いは、誤った結果に導く可能性がある。といて、超長波の効果を入れる事は、大気中の超長波の実体ははっきりしていない現状では無理である。

次に、地理的分布を対象とした、時間平均方程式の場合(a)の困難は消滅する。しかし、それが含むうず輸送の物理的概念ははっきりせず、その表現に対する進歩は殆んどない。Clappの解析結果は今後にある程度の望みを得るが、今後の研究の指針を与えるまでに至っていない。

いずれにせよ、Ademの方式を除けば、まだ予報を対象として取扱はれた平均方程式は、岸保・

荒川のバロトロピック・モデル以外にない。例えば、現在一番よいと思われる栗原モデルによる予報実験などにより、検討する事は有意義である。1カ月以内の予報は駄目かもしれないが、数カ月以上の予報には有効かもしれないのである。

II 大循環数値モデルによる延長予報

(時間的制約のため、この章の記述は第1章と較べてアンバランスになったことをおわびする。)

前章の如き、平均方程式の取扱いをみてきて、それが、時には粗雑、時には複雑すぎる事を感じたと思う。計算機を充分使う事が可能であれば、1カ月以内の予報の追求は、大循環の力学モデルによる直接的な数値積分の手段を發展する事を本命とすべきであろう。

§1 実験的2週間予報の成果

1967年12月上旬、サンフランシスコの南郊のモンテリーでアメリカ気象学会の数値予報シンポジウムが開かれた。その時、都田ら(1969)により発表された、2週間実験予報の成果は延長予報実現への門を開いたものと言える。彼等の結論は、実際の予報として通用するのはまだ1週間であるが、2週間たっても、その予報は無意味にならないという事であった。その会場で、いままで、理論的な予報の限界が数週間以下であると発表していた Charney と Lorentz が交々たって「私達が発表したある意味で悲観的な結論が見事にくつがえされた事は気象予報の将来にとって喜ばしい事である」と喜んでいた姿は印象的であった。

用いた数値モデルは、9層プリミティブ・モデルで領域は北半球である。水蒸気の子報も含み、相対湿度がある臨界値をこした時凝結がおこるようにしてある。積雲対流効果は、大気成層が条件付不安定であり、湿度が臨界値を越す時、湿潤断熱減率に調節する方式で導入する、放射の計算は吸収ガスとしては水蒸気、炭酸ガス及びオゾンを考えるが、これらの分布は高さと緯度のみの関数としての一定な気候値を与え、時間と経度とによらない。山や海陸分布は勿論入れてある。陸地からの蒸発も考慮し、その値は水面とみなした場合の蒸発量の半分とした。

2週間の実験的予報の結果は以下のようなものである。

(i) 14日後でもトラフの1対1の対応(実況と較べて)がみられる。位相のずれは経度にして $10^{\circ} \sim 15^{\circ}$ に過ぎない。(位相のずれの小さかった事は、格子間隔がやく500Kmである事からの大きな遅れと、帯状流が実際より強すぎる事からの波の移動速度の増大とが、上手く補償し合った結果なので、それ程好ましい事ではない。)(第18図)

(ii) 低気圧の生成・消滅の状況は大体10日頃まで予報できる。

特に意義ふかいのは、初期になかった低気圧の発生を予報できる事を示した事である。これは、現在の短期数値予報の域を脱したものといえよう。(第19図)

(iii) 北米における降水量の子報は、2週間後でも有効のようにみえる。(第20図)

(iv) 実用的予報の限界は、まだ7日前後である。

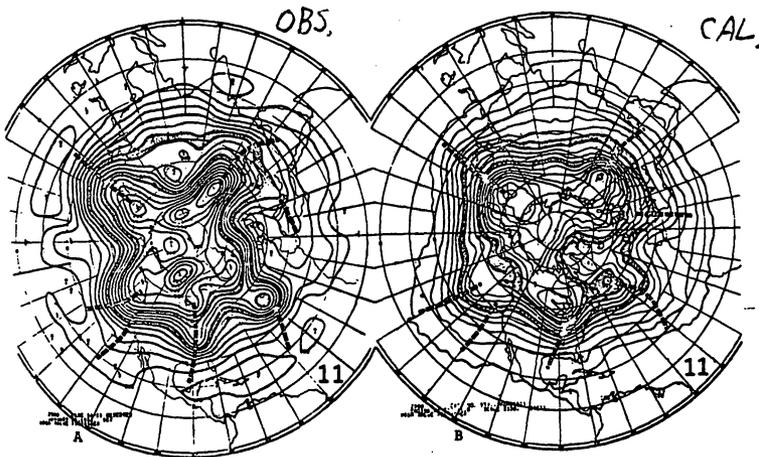


FIGURE 18.—The 500-mb geopotential height patterns for the 11th day. (A) the observed, and (B) the forecast in Experiment 3. The contour interval is 60 m. The belts of the geopotential height between 5220 and 5290 m and between 5400 and 5520 m are stippled to bring out the patterns. The trough lines are shown by dashed lines.

第18図 11日目の500mbパターン，左図が観測，右図が計算結果
トラフを太い破線で示す。

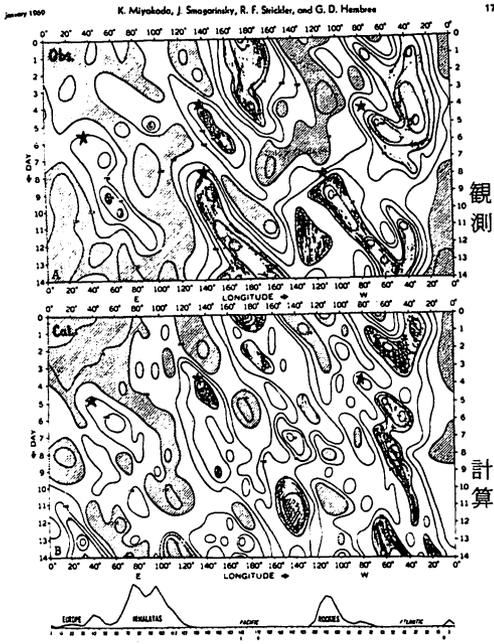


FIGURE 19.—Trough-and-ridge structure of the 1000-mb level for the 1964 case. (A) the observed, and (B) the prediction of Experiment 3. The numbers are for the 1000-mb geopotential height at a point 10° between 33° and 34°N. The units are meters. The contour interval is 10 m. The ordinate is time in days, and the abscissa is longitude. The asterisk shows areas with geopotential values higher than 200 m as indicated, and the stippled areas with values lower than 100 m are stippled.

第19図 1000mb面でのトラフ・リッジ
図。35°~45°N/Cさう。斜線部はリッジ
陰影部はトラフであり，図中の星印は低
気圧発生を示す。

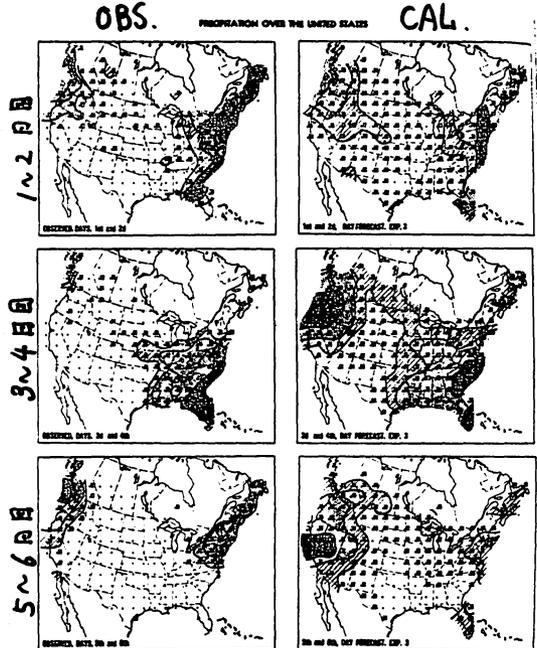


FIGURE 20.—Two-day accumulations of precipitation over the United States and parts of Canada. The units are inches. The contours are at 0.1, 0.2, and 1.0 in. The data are the gauges used for comparison. Left column, the observed, and right column, Experiment 3, for the 1964 case.

第20図 北米における，2日雨量の変せん。

その時の欠点としてあげられたものは

- (i) 既に存在するブロッキングの変動消滅の予報は上手くゆくが、新しく発生するブロッキングを予報が上手くできない。
- (ii) 帯状流が強くなり過ぎ、じょう乱の運動エネルギーはどんどん少なくなる。
- (iii) 対流圏気温が低下する傾向が強い。

2 予報可能性の問題 (predictability)

我々が気象予報を行うに当って、大気の運動は力学の式に制御されているから、何でも、何時までも予報が出来る筈だと莫然と考えて、やみくもに研究を押し進める事は、極めて危険である。運動方程式系だけを眺めていると、初期条件を完全に与え、予報式系を完全にあつかえば、無限に正確な予報が得られるだろうと考えるのは当然であり、また誤りではない。しかし、我々は全く完全な初期条件を得る事も出来ないし、全く切断誤差のない差分方式を作る事も出来ない。このようなさげ得ざる誤差は、常に増大する性質をもっており、何時かは気象的に意味あるパターンまでマスクしてしまふ事になり、予報不可能となる。この様な期間を決定論的(理論的)予報限界と呼ぶ。この限界は、予報モデルの物理的内容をいくら改善しても越える事の出来ないものである。

さて、ここで、決定論的予報限界についての、今迄の研究を列挙しておく。

- (i) Thompson (1957) ... 予報の限界は1週間で、週間予報は無意味である。
- (ii) Lorentz (1963, 1965) ... 極度に簡単なモデルによる数値実験の結果
 - (a) 大気は先天的に非線型で分散的で、小さなエラーは時と共に増大する。
 - (b) シノブチック・スケールの予報限界は数日から数週間の間にある。
- (iii) Charney (1966) ... Mintz-荒川モデルを用いての数値実験の結果、気温に典型的な観測誤差がある時、その限界は2週間である。
- (iv) Smagorinsky (1969) ... 都田らの実験モデルを用い Charney と同様な趣旨の数値実験を行った結果(気温に0.5℃の観測誤差があるとする時の結論)、シノブチック・スケールの予報の決定論的限界は、3週間より長くなる。一方、現在の実際の限界はやく1週間で、このギャップは今後の努力で無くし得るものである。波数別の解析から、波数5以下の超長領域でのエラーの時間的増大は比較的小さく、また、時間平均量に対してはその予報限界は平均時間の増大と共に長くなる。この事は、対象を超長波の現象にしほれば、かなり長い期間の予報の実用化の可能性を示唆する。
- (v) Robinson (1967) ... 大気の大規模じょう乱の特性が、3次元乱流論の記述に従い、じょう乱の life time を決め、これ以上の予報は無意味とした。この場合、予報限界は

life timeそのものとなり、高低気圧波動の場合、やく5日となる。しかし、大規模じょう乱が2次元的な事を考慮すれば、高低気圧スケールでは、運動エネルギーのカスケードは起らない。そのため、そのスケールのlife timeは、Robinsonが求めたより、ずっと長くなる事が期待できる。

以上の結果から、楽観的な見方をとれば、延長予報の決定的限界は、やく1カ月となる。

3 要請されるモデル

さて、2週間以上の数値予報を行うに耐えるモデルとして、どんなものが要請されるか。まず、GARP数値実験研究グループの報告を表にした第4表をみていただきたい。延長予報の代表的予報期間として15日がえらんであるが、それによると、鉛直方向には対流圏は当然の事ながら境界層の役割や地球表面との相互作用を導入する必要がある、水平の範囲は、北半球のみならず、南半球の熱帯部分の影響を考えなければならない。これは、都田らが全球の実験予報を試みた結果から得られたものである。

次に、採用すべき垂直の層数であるが、この表は、少くとも5層を要求しており、また格子間隔として、250Km以下である事が望ましいとしている。但しこの表の層数は大体のオーダーを与えるもので、5層といっても3~7層の間をいみする。何故水平方向の格子間隔が250Km以下が好ましいかの理由は、かなり明白である。

格子間隔(d)を500Kmから250Kmにへらした場合、パターンや大循環の特徴にどのような変化がおこるかをしらべてみると、

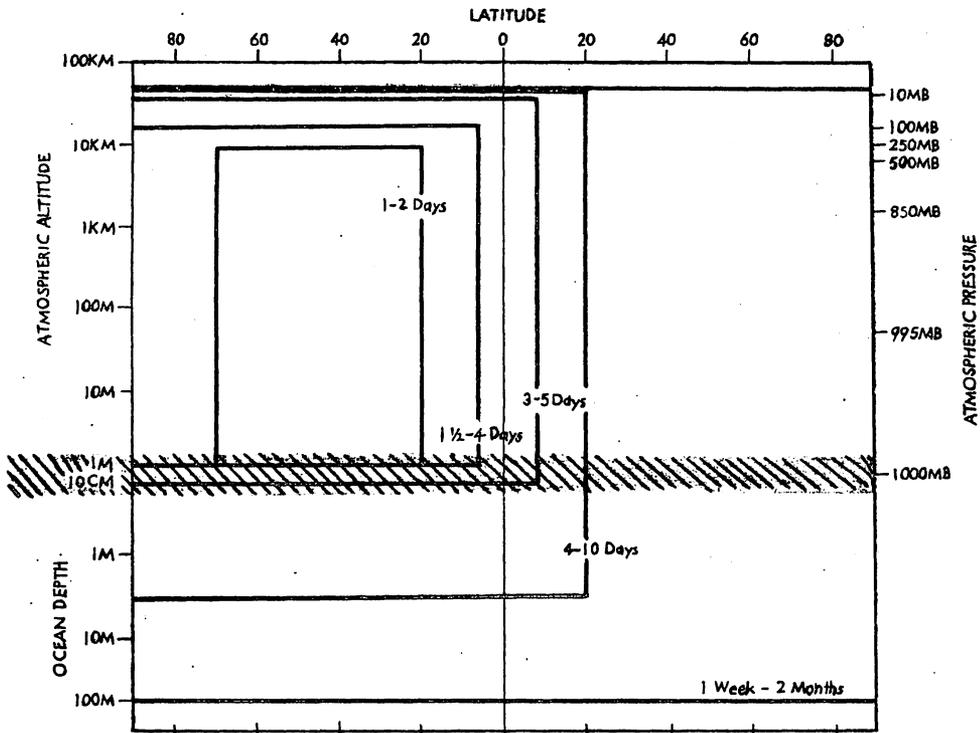
(i) 中緯度のじょう乱の移動速度ははやまり、実際のものに非常に近づく。(差分表示で積分を行う時、位相のおくれは必然的におこり、それはdが小さい程少なくなる)。

第4表 数値予報モデルに要求される事柄

(GARP数値実験研究グループ報告, 1970)

	予報期間	鉛直のひろがり					水平のひろがり	垂直の層数				格子間隔			
		成層圏	対流圏	境界層	空地相	水圏		5	10	20	40	50 Km	100 Km	250 Km	500 Km
短期	~4日	△	○	○	△		半球	○	○	△		△	○	○	
延長	15日	△	○	○	○		半球+熱帯	○	○	○	△	△	○	○	
大循環	1年	○	○	○	○	○	全球	△	○	○		△	○	○	△

△印は不明確なもの



第 2 1 図 異った予報期間に対し，中緯度の予報のために要求される資料の範囲

- (ii) 低気圧の発達の度合いが強まる。(実際に近くなる)。
- (iii) 下層の温度場に，前線帯に対応する巾せまい集中帯が生じ，降水バンドがそれに沿って現れる(第 2 2 図，第 2 3 図)
- (iv) 超長波の運動エネルギーが増大する。
- (v) 全体のじょう乱のエネルギーが増大する。

さらに， d を 250Km から 100Km 前後にへらした場合，結果はより良くなるが，500Km から 250Km にへらした時程，本質的とも見える大きな変化は現れない。この事は 500Km ではよく記述できないが，250Km 程度の格子間隔でよく記述できるようになった 1000Km スケールの現象がエネルギー的に重要な役割を果しているであろう事が，上記の(iv)と(v)からも示唆される。これを § 2 でのべた，2次元乱流理論と結びつけると面白い。即ち，第 1 図において A の波数域が，丁度 1000Km 前後のじょう乱に相当すると考えるのである。そうならば，このスケールのじょう乱は一つの重要な運動エネルギーの生成源となり，そのエネルギーは非線型相互作用により，長波側に移って行き結果的に超長波の運動エネルギーを増大させる事となる。そして，その運動エネルギーの生成源となる機構は，多分，1000Km スケールのじょう乱によりコントロールされたメソ・ス

ケールや対流積雲群の放出する凝結熱とその上方輸送に密接に結びついているであろう。

海洋や陸地との相互作用の導入において、2～3週間の予報では、海洋の表面水温や陸地の含水量の変化を無視するわけにはいなくなる。海洋に於ては、少くとも10m程度のふかさの海洋表層の熱的性質の変化を導入する必要もでてくる。

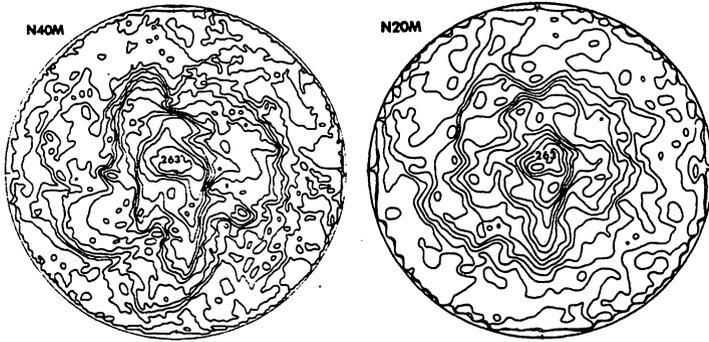


FIGURE 22 —Map of temperature at the lowest level (991 mb) on model day 173. Contour interval is 3°K.

第22図 991mb面の気温分布，左が細かい格子（～250Km）
右が粗い格子（500Km）の場合。173日目

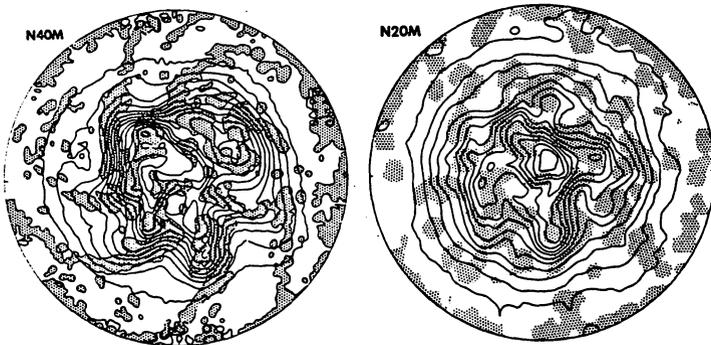


FIGURE 23 —Stereographic map of geopotential height of the 500-mb level on model day 173. Contour interval is 60 m. Shading indicates area of precipitation in excess of 0.1 cm day⁻¹; circular boundary, Equator.

第23図 500mb面高度（実線）と降水域（陰影部）。左が細かい格子（～250 Km），右が粗い格子（～500 Km）を用いた場合
細かい格子を採用した場合，南西から北東に連なる巾せまい降水域が限られている。

4 日本での計画

気象研究所の予報研究部では昭和45年から、大循環の数値実験をめざして、そのモデルづくりにスタートした。そのモデルの大略は3層全球プリミティブ・モデルであり、3層モデルを逐次精密化してゆき、このモデルでの予報可能な対象と予報可能期間の限界を追求する事となっている。この計画の遅促を決定する重要な因子は、ひとへに計算機の事情であることは明らかである。

あとがき

大気の運動を、予報の時間スケールによって分類する時、普通3つのカテゴリーとなる。第1のカテゴリーは主に初期状態によって決定される運動で、短期予報の対象となる。第2のカテゴリーは、実際的には初期状態には無関係な運動で、冷熱源や摩擦などの外因(?)的なものとバランスする循環の平均的な特性が問題となり、平衡理論の対象となる。第3のカテゴリーは、その中間にあり初期状態の影響も無視できないし、また冷熱源や摩擦の効果も無視できない。これが延長予報の対象となり、また一番困難な予報問題である事を忘れてはならない。都田らの2週間実験予報が我々に明るい見通しを与えたとはいえ、その実用化への道は、短期予報のたどったものより、一段とけわしいものとなるだろう。

参 考 文 献

- Adem, J., 1962: On the theory of general circulation of the atmosphere. *Tellus*, 14, 102-115.
- Adem, J., 1969: Long-range numerical prediction with time-averaged thermodynamic model. Proc. WMO/IUGG Symp. Numerical Weather Prediction, Tokyo, Japan Meteorological Agency. IV-9-15.
- 荒川昭夫, 1958: 最近の大気大循環論. 気研ノート, 9. №4
- Charney, J.G., 1959: On the general circulation of the atmosphere. *The Atmosphere and the Sea in Motion*, Rockefeller Inst. Press, 178-193.
- Clapp, P.F., 1979: Parameterization of Macroscale Transient Heat Transport for Use in a Mean-Motion Model of the General Circulation. *J. Appl. Met.*, 9, 554-563.
- Dolzanskiy, F.V., 1969: Calculating the zonal atmospheric circulation. *Izv. Atmos. Oceanic phys.*, 5, 659-671.
- Fjørtoft, R., 1959: Some results concerning the distribution and total amount of kinetic energy in the atmosphere as a function of external heat sources and ground friction. *The Atmosphere and the Sea in Motion*, Rockefeller Inst. Press, 194-211.
- Gambo, K. and A. Arakawa, 1958: Prognostic equations for predicting the mean zonal current. Tech. Rept. № 1, Numerical Weather Prediction Group, Tokyo.
- Green, J.S.A., 1960: A problem in baroclinic stability. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 86, 237-251.
- ~~~~~ , 1970: Transfer properties of the large-scale eddies and the general circulation of the atmosphere. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 96, 157-185.
- Kraichnan, R.H., 1967: Inertial ranges in two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, 10, 1417-1423
- Kurihara, Y., 1970: A statistical-dynamical model of the general circulation of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 27, 847-870.
- Leith, C.E., 1968: Diffusion approximation for two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, 11, 671-673.

- Miyakoda, K., J. Smagorinsky, R. F. Strickler and G. D. Hembree, 1969:
Experimental extended prediction with a nine-level hemispheric
model. *Mon. Wea. Rev.*, 97, 1-76.
- Robinson, G. D., 1967: Some current projects for global meteorological
observation and experiment. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 98, 409-418.
- Saltzman, B., 1968: Steady state solution for axially-symmetric climatic
variation. *Pure Appl. Geophys.*, 69, 237-259.
- Smagorinsky, J., 1964: Some aspects of the general circulation. *Q. J.
Roy. Met. Soc.*, 90, 1-14.
- Smagorinsky, J., 1969: Problems and promises of deterministic extended
range forecasting. *Bull. Amer. Met. Soc.*, 50, 286-311.
- Welanders, P., 1966: Note on the effect of rotation on diffusion processes.
Tellus, 18, 63-66.
- White, R. M. and G. H. Jung, 1951: Large-scale atmospheric exchange processes
as diffusion phenomena. *J. Meteor.*, 8, 356-358.
- Winn-Nielsen, A., 1967: On the annual variation and spectral distribution
of atmospheric energy. *Tellus*, 19, 540-559.
- Williams, G. P., and Davies, 1965: A mean motion model of the general
circulation. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 91, 471-489

極東域の雲量分布について

気象研究所 荒井 康・矢島栄三

1 まえがき

衛星観測による世界的雲量分布は各方面の解析に利用されるようになり、低緯度地方のじょう乱、台風、前線等の解析に重要な資料となっている。このような例の1つとして、Smith(1968)は地上のリッジ・ラインを決める解析に用いており、また資料も次第に整備され、Sadler(1968)によって1965年と1966年の熱帯地方の平均雲量の図が出版されている。

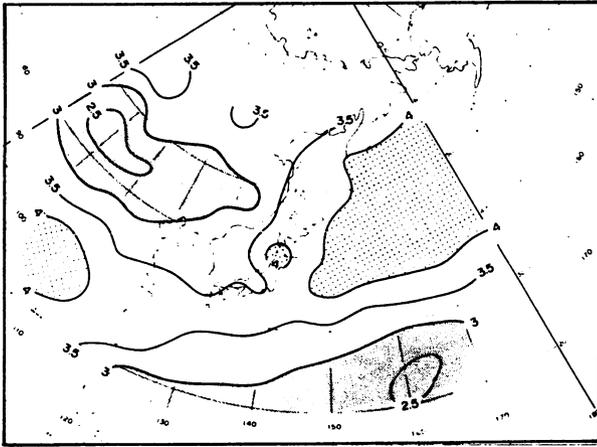
長期予報にとっても水蒸気の収支と関連して、雲量分布に基づく研究が必要であり、これから多くの解析が行なわれるものと思われる。極東域の雲量分布については、荒井・矢島(1969・1970)と朝倉(1970I)が解析しており、その特性が明らかにされようとしている。また朝倉(1970II)はモンスーン・アジアにおける水蒸気の輸送と収束を調べている。

今回の報告は極東域にかぎって、一年間の雲量分布の特徴を簡単にまとめたもので、この方面の研究に関心のある方々に、少しでもお役に立てばと願っている。用いた資料は1968年9月から1969年8月までの気象庁予報部の写真で、これから緯度、経度 5° 毎の区域の雲量を読み取り、半月、月、季節、年平均の分布を作成した。読み取りは1~5の5階級であるが、これは細かくは読みにくいのである。また写真には不鮮明のところ等もあるので、00Zの印刷天気図の雲量の観測によって、読み取りの補正や補充を行った。00Zの印刷天気図には船の観測もかなり入っておりシノプティック・スケールでの議論ならこの資料を参考にしても、それ程無理ではないと考えられる。さらに前線の度数も読み取り、平均分布図を作って雲のそれと比較した。今回は地上の気圧場との関係を主として調べた。

2 平均雲量分布

第1図は極東域の一年間の平均雲量分布である。雲量の少ない区域の1つが大陸上にあり、その中心は 45°N 、 100°E 附近にある。もう1つは低緯度の 22°N 、 160°E 附近に中心があるが、これは亜熱帯高気圧と関連したのである。一方雲の多い地域は中国南部にあり、本邦東方洋上でも平均的に雲が多くなっている。これら4つの中心が極東域での雲量分布の基本場を形成している。なお読み取りの中間値3に近い3ないし3.5の等値線が、カムチャッカの西から大陸沿岸ぞいに 40°N 、 120°E 附近まで続いているのも特徴である。

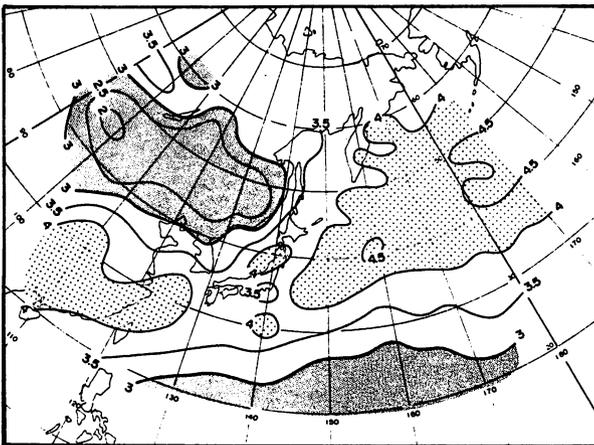
第1図の区域の平均雲量はざっぱにいって約3すなわち50%位である。



第1図 年平均雲量分布

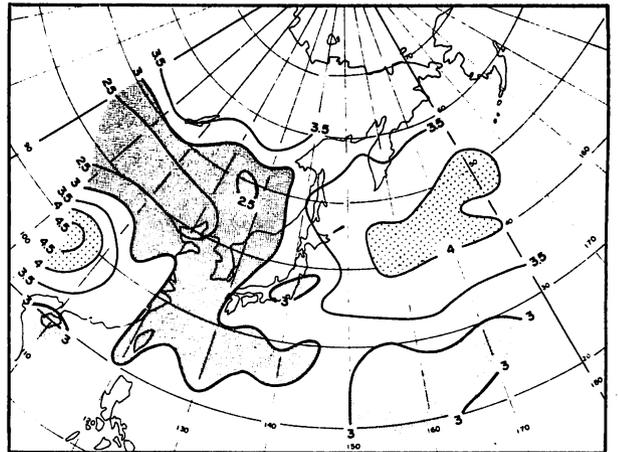
本場の中心が第2図にも見られる。

第3図は冬の分布図で、シベリア高気圧の発達と共に雲の少ない区域が大陸をおおっている。他方、雲の多い地域が、中国南部から30°N, 140°E附近を通り、本邦東方洋上に連っているように見える。これはこの冬は前線帯が、日本の南沖にしばしば停滞したためで(第110図参照)、太平洋側



第3図 冬平均雲量分布

第2図は秋の平均雲量分布である。第1図と違うのは大陸上の雲の少ない区域が、黄海から東シナ海に伸びていることである。月別の図でもこのことがいわれ、特に11月には関東地方に雲量の少ない部分の中心があり西日本までおおっている。11月は全国的に高温、多照で乾燥した月であったが、これは移動性高気圧の通過に関連したものである。4つの基

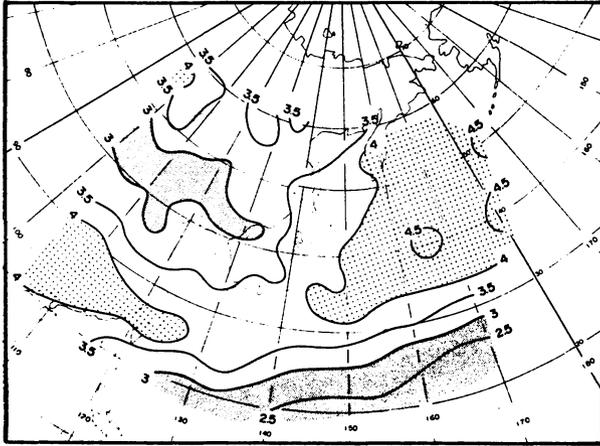


第2図 秋平均雲量分布

は多雨となっている。また裏日本に曇天域があり、表日本はそれより幾分雲の少ない傾向があり、日本海を中心として雲量の傾度が大い特徴もよく現われている。

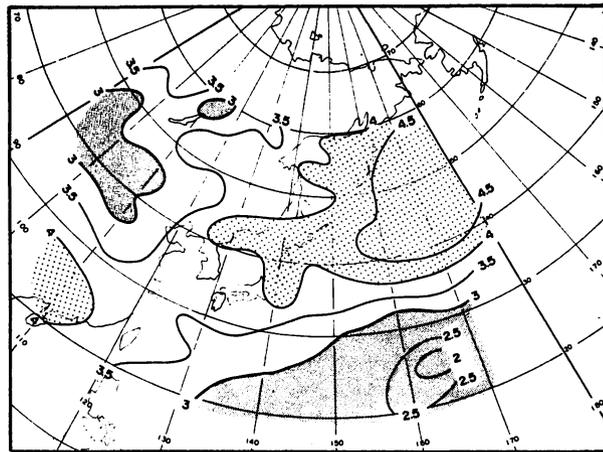
春の平均分布は第4図に示されている。大陸では冬よりも雲が多くなり、その周辺の雲量の傾度も弱まるが、亜熱帯高気圧の発達にともなって、低緯度地方の雲量の少ない区域が

強化されている。第5図は夏季の平均分布である。前線帯の北上にともなって、雲の多いゾーンが



第4図 春平均雲量分布

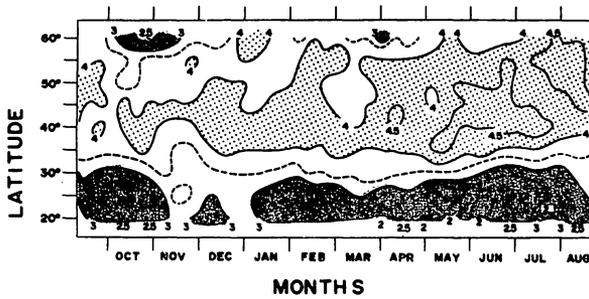
本邦東方海上から北日本をえて朝鮮北部に達し、亜熱帯高気圧はさらに発達するので、雲量の少ない区域の中心が 25°N , 165°E 附近まで北上している。以上述べた雲量分布の季節変化はよく知られている訳であるが、これが平均分布図によく現われていることがわかる。



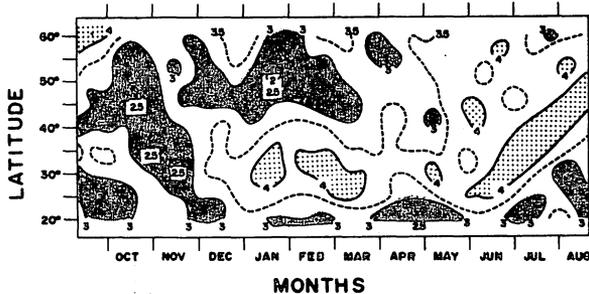
第5図 夏平均雲量分布

3 雲量分布の季節変化の地域差

季節変化は地域によって異っているが、大陸周辺と日本の東方洋上での違いについて調べてみよう。第6図は 20°N から 60°N まで各 5° 毎の緯度で、半旬平均雲量を 150°E から 170°E まで平均した値の一年間の変化で、細かい変動を消すために5半旬の移動平均をほどこしてある。 20°N 附近では夏季に雲量が少く、またその中心も北上している。 $40^{\circ}\text{N} \sim 50^{\circ}\text{N}$ についていうと、夏季には冬期より雲量が多い。年変化としては全般的にいて寒候期と暖候期に幾分差があるだけで、その他には特徴的な変化はほとんどない。このことは朝倉(1970I)が梅雨期につい



第 6 図 150°E~170°E の 25 日平均雲量のイソプレット



第 7 図 120°E~145°E の 25 日平均雲量のイソプレット

から 5 月になると 20°N に雲量の少ない区域が現われ、6 月になると大陸上でも雲量が多くなる。6 月から 8 月にかけて雲量の少ない区域が北上するが、これは朝倉 (1970I) も指摘しているように梅雨および梅雨前線の北上に伴ったものである。なおこの年には、全国的に梅雨らしい天候となったのは 6 月 17 日から、また 7 月 14 日~17 日に各地とも梅雨明けとなっている。いずれにしても、日本附近の雲量分布の季節変化は、第 7 図によく示されている。

4 冬型気圧配置と雲量分布

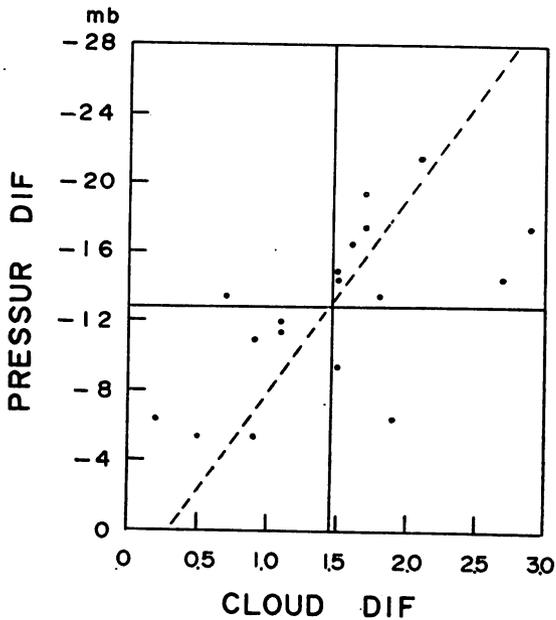
冬季には日本海を中心とした地域の雲量の傾度が大きいことはすでに述べたが、この傾度または雲量差は西高東低の気圧配置の発達、衰弱と関係がある筈である。そこでこのことを統計的に確かめてみた。まず、西高東低の気圧配置の目安として、50°N と 40°N における 150°E と 130°E の半旬地上気圧差の平均をとり、つぎに雲量の傾度の目安として、40°N, 140°E - 45°N, 135°E ; 35°N, 135°E - 40°N, 130°E ; 30°N, 125°E - 40°N, 125°E の半旬平均雲量の平均をとった。この両者の関係を示したのが第 8 図である。

ここで気圧差が負で大きいことは、地衡風の北風が強いことである。第 8 図では点はかなりばらつくが、気圧差と雲量差に負相関があることがわかる。

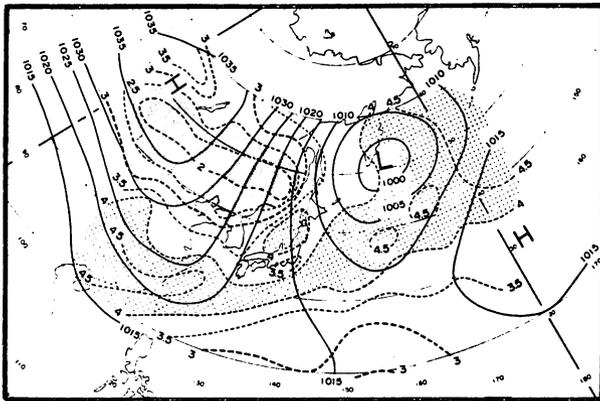
そこで気圧差と雲量差が共に大きい場合の 9 例と、小さい場合の 6 例のそれぞれについて、半旬地

て指摘している。

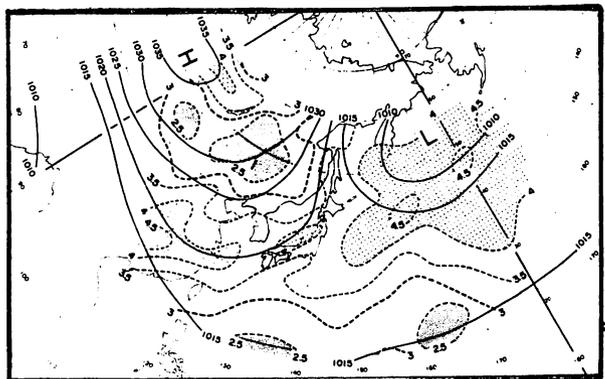
これに反して、日本を含めた 120°E~145°E の経度帯の平均雲量分布 (第 7 図) には、顕著な季節変化が見られる。まず 10 月になると、50°N 附近に雲の少ない部分が出現する。この部分は 11 月まで南下しているが、11 月については先に述べたように、日本附近を移動高が通過したことと対応している。50°N 附近で雲が多く、30°N 附近で少ないという本確的冬の分布は、12 月末頃から発達して 3 月中旬まで続き、それから弱まっていくようになる。4 月



第8図 半旬地上気圧差と雲量差の関係



第9図a 半旬地上気圧と雲量の合成図 (気圧差と雲量差大)



第9図b 半旬地上気圧と雲量の合成図 (気圧差と雲量差小)

上気圧と雲量の合成図を作って示したのが第9図a, bである。

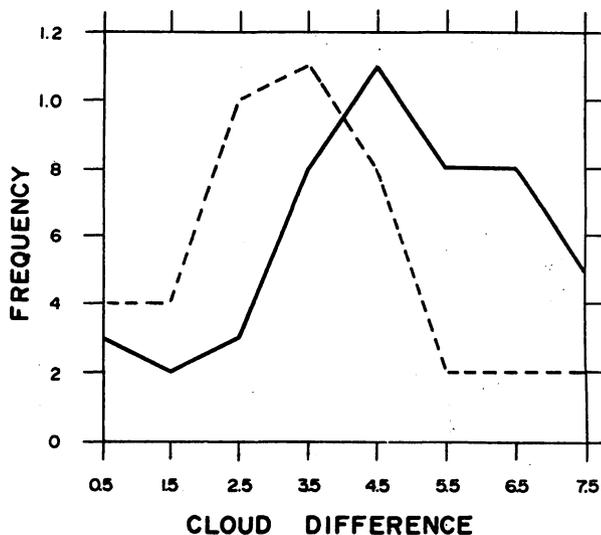
第9図aではカムチャッカ附近に低気圧があり、西高東低の気圧配置が発達し、同時に日本海を中心として雲量の傾度も大きい。本州南沖に前線帯にともなった雲の多いバンドが見られるが、これはここで用いた気圧差だけでは、西高東低と北高型の気圧配置を充分に分離できないためと思われる。

第9図bでは冬型の気圧配置と、冬季の雲量分布の特徴も弱まっている。さらに20°N附近に雲量の少ない領域が出現し、中国南部の雲の多いゾーンが

第9図aよりやや北上している。第9図a, bに対応した500MB天気図の合成図にも、はっきりとした違いが認められる(図は省略)次に第8図と同様なことを、1963/64~1967/68の5年間の冬について調べた。ここでは半旬地上気圧差としては40°N,

150°E - 140°E をとり、雲量差としては 00Z の毎日の観測値から輪島とウラジオの半旬平均雲量を求めてその差をとった。

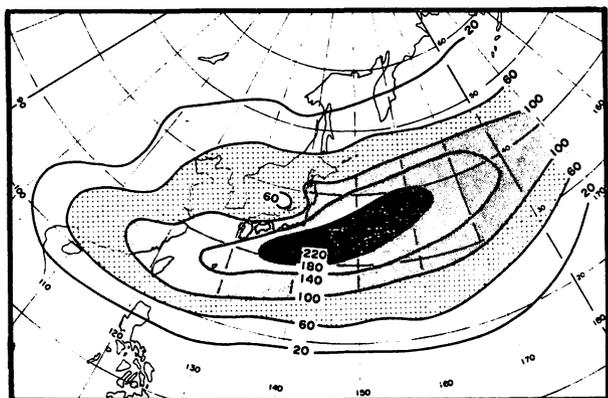
第 10 図に示したのは、気圧差が大きい場合（実線）と小さい場合（破線）のそれぞれに対する雲量差の度数分布である。この図からも気圧差と雲量差に相関があることが認められる。なおこの相関係数は -0.38 でサンプルは 90 例である。この節で述べたことは、大陸周辺の海上での気団の変質が大きいことと関係しているであろう。



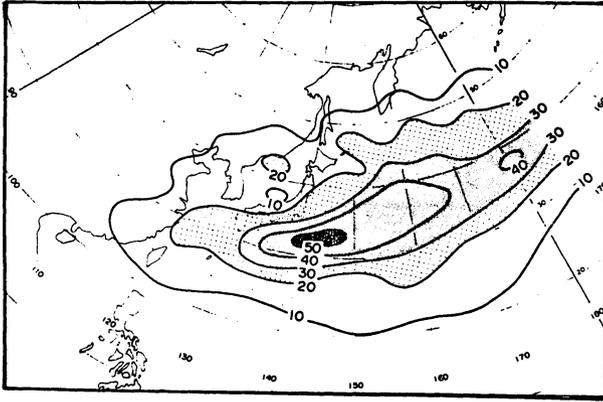
第 10 図 雲量差の度数分布
 実線：気圧差大
 点線：気圧差小

5 前線帯の季節変化

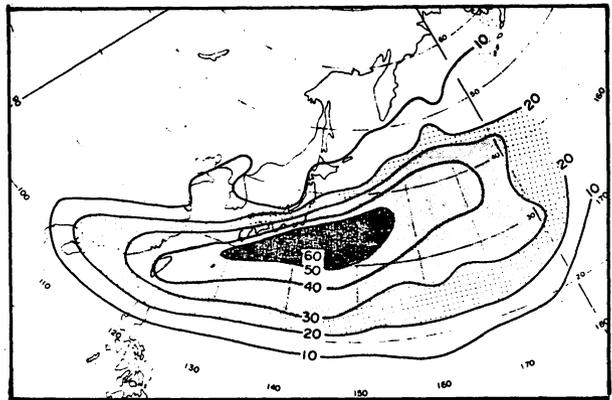
前線としては温暖、寒冷、閉塞前線のそれぞれを 1 つと数え、緯度、経度 5° 毎の区域の度数を求め、年と四季の平均分布図を作って第 11 図 a, b, c, d, e に掲げた。冬季の前線帯の位置を例えば Reed (1960) の 5 年間の図と比較すると、約 10° 程北上しており、この冬が異常な年であったことがわかる。春になると前線帯はいく分東西にのび、夏季には最も北上してまたさらに西にのびている。



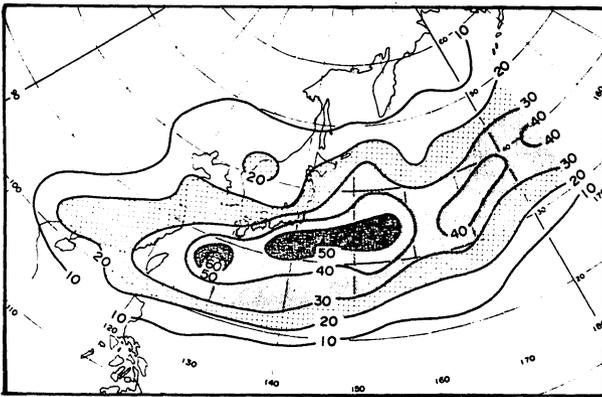
第 11 図 a. 年前線の分布



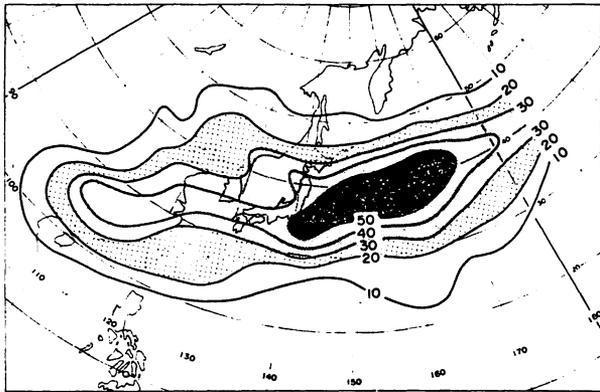
第11図b 秋前線の分布



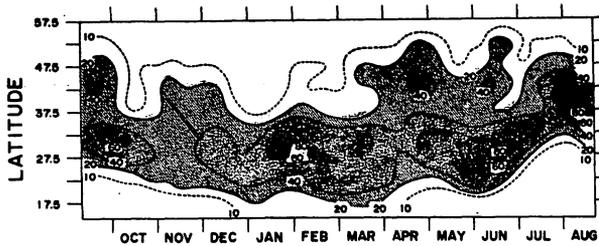
第11図c 冬前線の分布



第11図d 春前線の分布



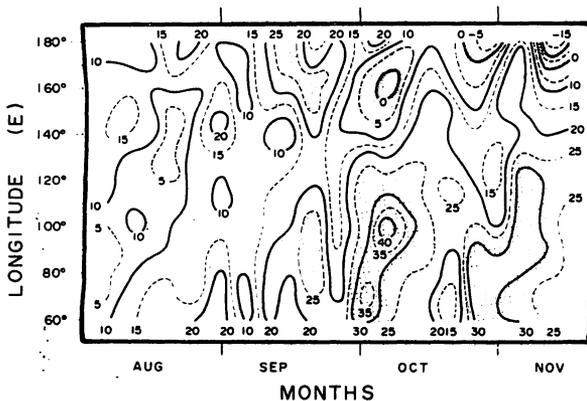
第11図e 夏前線の分布



第12図 1225°E ~ 1425°Eの前線の度数のインプレット

6 気圧配置と雲量分布の対応

この節では主として地上の気圧場の変化と雲量分布（第7図参照）との対応をみることにする。



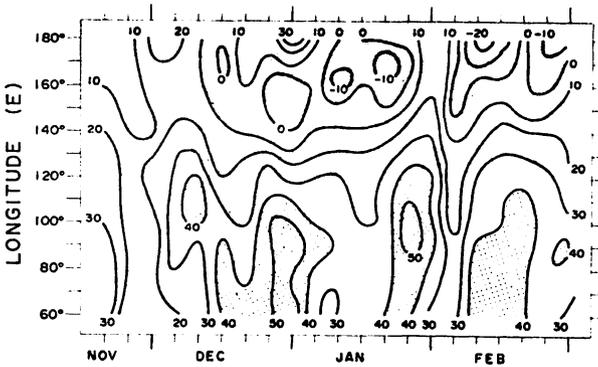
第13図 1968 50°N半旬地上気圧インプレット (+1000MB)

第7図の雲量の場合と同様に、日本附近の前線の変化（1225°E ~ 142.5°E）を図にしたのが第12図である。

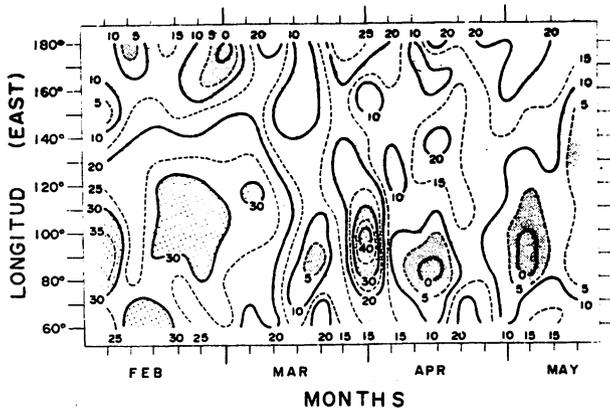
前線帯は9月頃から南下し、また翌年の6月から8月にかけて北上している。また4月と6月には45°N附近にも二次的極大が現われている。これらはいずれも量の变化と一致している。

第13図は50°Nにおける半旬地上気圧のインプレットである。10月上旬に大陸高気圧が発達し、同時に160°E附近に低圧部が形成される。この気圧配置は其後いく分弱まるが12月下旬から再び強くなり(第14図)2月まで持続している。

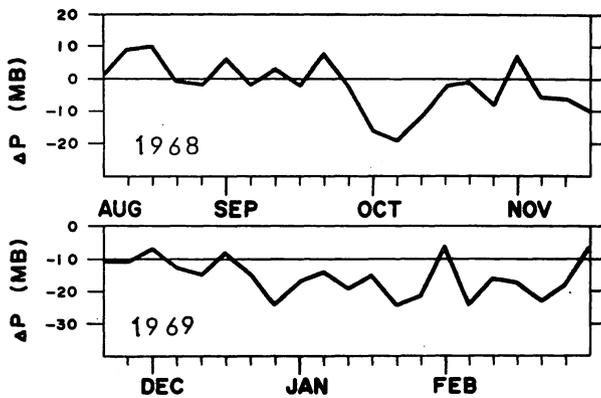
第15図は40°Nにおける半旬地上気圧のインプレットである。3月中旬に80°E附近に弱い低圧部が現われて冬型の気圧配置はくずれ、4月



第14図 1968/69 50°N半旬地上気圧インプレット (+1000MB)



第15図 1969 40°N半旬地上気圧インプレット (+1000MB)

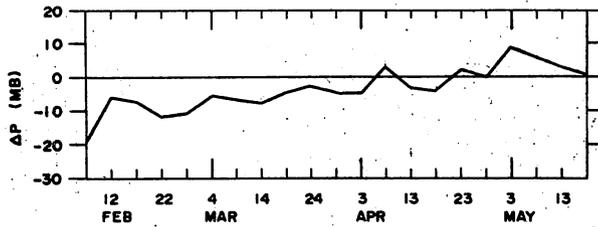


第16図a 50°N半旬地上気圧差150°E~130°E

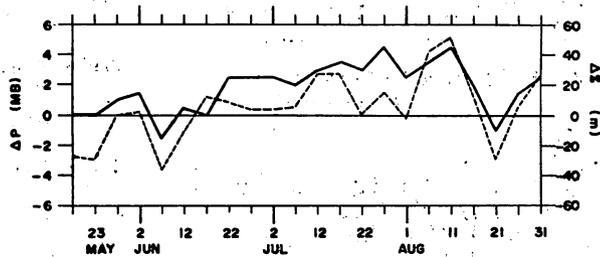
はじめに 90°E 附近に一時高気圧が発達するが、其後この経度に低圧部が見られるようになる。

以上のようなことと同様に変化は、地衡風の南北成分にも現われる。第16図 a, b はそれぞれ 50°N と 40°N における 150°E と 130°E の半旬地上気圧差の変化の様態である。

第16図 a で見られるように、10月のはじめから強い北風が出現するが其後弱まり、12月末から再び北風が持続的に入っている。北風の成分は3月には弱まり(第16図 b)、4月の末から南風に変っている。第17図の実線は 30°N の 130°E と 120°E の半旬地上気圧差であり、比較のために 500 MB 面の高度差を点線で示した。全国的に梅雨となった6月17日頃から、持続的に南風が吹いているのがわかる。地上の気圧場と雲量の季節変化との対応は、思ったより密接である。



第16図b 1969 40°N 半旬地上気圧差 150°E - 130°E



第17図 1969 半旬地上気圧差(実線)と
半旬500MB高度差(点線)
130°E - 120°E

7 むすび

簡単な解析であるが、雲量分布について得られた結果をまとめると次のようになる。

- (1) 極東域では大陸および南方洋上の雲の少ない区域と、本邦東方洋上と中国南部の雲の多い区域が基本場を形成している。
- (2) 日本附近ではすでによく知られている季節変化が明瞭に見られるが、東方洋上では季節変化は小さい。
- (3) 前線帯の変化と対応がある。
- (4) 西高東低の気圧配置が強くなる(弱くなる)と、大陸周辺の海上では雲量の傾度も強く(弱く)なる。
- (5) 地上の気圧配置の季節変化がよく対応している。

夏と冬の地上の気圧分布や卓越風向には大きな差があるが、雲量分布ではそれ程の違いがなく、雲量に差はあるが基本的場はかなり似ている。この意味では雲量分布の季節変化はそれ程大きくないといえよう。降水量や天気予報、予想天気図から天気へのほん訳等雲に関する問題は多々あり未解決のものも多い。これらは資料の整備にともなって、順次明らかにされていくであろう。いずれにしても雲量を読取るというのは不適當な方法で、近い将来日本でもアメリカのように、客觀的

な方法による雲量分布やその数量化が期待される。

参 考 文 献

荒井 康・矢島栄三, (1969): 極東域の雲の解析(序報). 気象学会秋期大会講演予稿集.
P29.

—————, (1970): 極東域の雲の解析(第二報). 気象学会秋期大会講演予稿集. p247.

朝倉 正(1970 I): 梅雨期におけるモンスーン・アジアの雲量と可降水量. 気象学会春季大会講演予稿集. P130.

—————, (1970 II): モンスーン・アジアにおける水蒸気輸送と収束. 気象学会春季大会講演予稿集. p 2 2 1 .

Reed, R. J., (1960): Principal Frontal Zones of the Northern Hemisphere in Winter and Summer. Bull. Amer. Met. Soc., Vol.41, No.11, 591-598.

Sadler, J. C., (1968): Average Cloudiness in the Tropics from Satellite Observations. Honolulu, East- West Center Press.

Smith, A. H., (1968): Statistical Test of Rules for Determining Points on Surface Ridgelines from Weather Satellite photographs. Mon. Wea. Rev., Vol.96, No.5, 315-318.

結 語 前述の論文の観測は1964年4月の調査観測より L. Hasse 博士指導のもとに得られたものである。著者は観測値を得るために援助された全ての関係者に感謝の意を表したい。K. Brocks 博士はこの論文の援助と激励的な討議をして戴き感謝に耐えない。

要 約 1964年4月オスト・ゼーにおいて得られた安定した成層状態における関係より風の Profile の結果について報告する。

Monin-Obuchow の Profile の評価に対する利用について価値を考えることは摩擦係数と同様な α' が6~9まで変化してそれにつれて安定度が増加することを示している。これは非常に安定度のよい状態から急に安定度が減少する摩擦係数に関係することである。

参 考 文 献 (省 略)

北極における気候変動とその原因

石井 恵美子*

(Über die Schwankungen des Klimas in der Arktis und seine Ursachen: E. M. Prik, Beilage zur Berliner Wetterkarte, 1969.)

これは「IGY 期間中における北極の気象条件」, ソビエト気象局論文集 274 巻, レニングラード, 1968 に発表されたものを Stanislav Debenec により、ロシア語からドイツ語に訳されたものを抄訳した。

緒言

この論文では、IGY, IQSY 期間中の北極における気象条件の特質が考察された。著者は、気象要素の変化と、太陽活動の変動との間に直接的な依存関係がかけられていることを示している。他方で気温と気圧の変動の関係、および循環型の変動(循環型の変動は太陽活動の変化に依存する)との関係について述べている。

この論文中にはすでに知られているいくつかの事実がとりあげられているが、全体としては、北極圏の気候変動に関する知識を深めるのに貢献するだろう。

IGY, IQSY 期間中の多くの気象観測により、気象の基本要素として気温、気圧が太陽入射の強弱によってどのように変動するか、かなりはっきりした概念がえられた。大まかなところは偏差図(月平均値の平年値からの偏差)により、これらの特性が認められる。

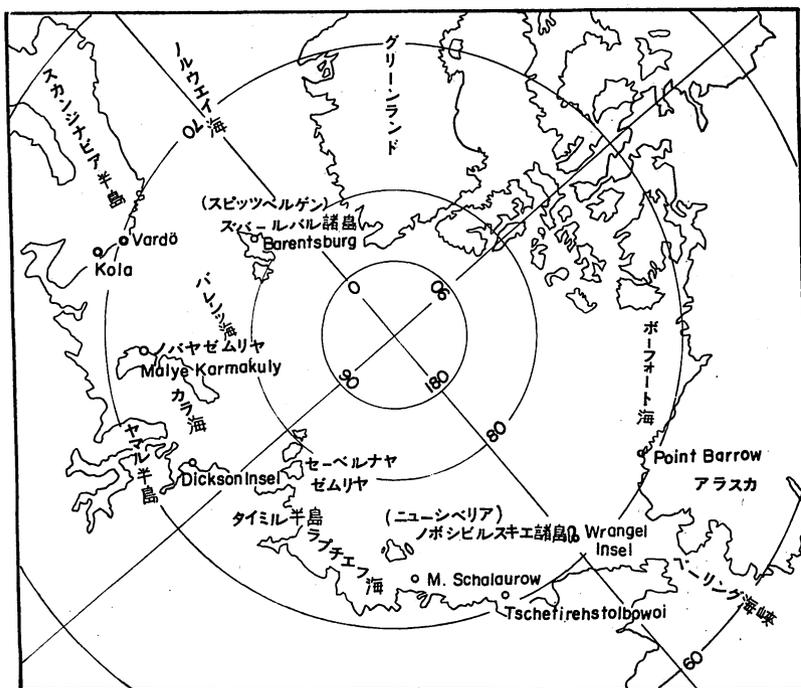
IGY, IQSY 期間中の観測資料を解析した結果、北極における気温と気圧の偏差は過去数年のものとは大きな違いはないことが明らかにされた。ただそのうちの2, 3カ月は偏差が大きく、30年間中の極大に達している。正または負の大きな偏差は主として局地的なもので、ごくまれに比較的広い地域や北極全域で観測されたが、これは以前にも現われている。

気温と気圧の偏差が直接の依存関係にあるかどうかは、偏差図からは認めることができなかった。すなわち、太陽入射の極大期および極小期のそれぞれの時期における気圧と気温の偏差の月変動は非常に大きい、それぞれ別の変動を示していた。しかしこのような経過は他の時期にも現われている。これに対し、気象の基本要素の変動は気候の最も重要な特徴であり、その規則性が気候の変動自身を左右しており、これらの変動の原因を解明することが重要である。

北極における気候変動は非常に強く現われている。とくに熱収支の変化に著しい。北極の温暖化は、過去数10年間の高い気温や水温の上昇、氷厚の減り、極内部への氷の後退などによって明らかであることはよく知られている。北極海では水温が上ったために、これ迄見られなかった種類の魚が観察されている。これらの要因については、すでに多くの論文が発表されている。

北極の温度上昇は今世紀の20年代に始まり、30年代、40年代に最大に達したが、その後再び下がり始めた。この温度の下降は一律ではなく、正負をくりかえす激しい変動であった。

* 気象庁総務部図書課



現在は、北極圏の大部分で平均値を上まわっている。

この全般的な温度の上昇は、北極圏で観測されたばかりでなく、北半球全体や南半球の地域にもおよんでいることが、多くの研究によって確認された。北極圏ではこの温度上昇が最もきわだっており、一般に冬、時間的にも場所的にも一様でなく現われている。

E. S. Rubinstein および L. G. Polozova⁽⁸⁾ はその著「同時代の気候の変化」の中で、気候の変動は両半球で見られるが、最大の変動は40度以北にあることをとくに強調している。40年代に始まる温度の下降は上昇期の終りをつけるものではなく、むしろある地域、ある時期における気候の変化を意味するはずである。著者らによれば、温度の変化は35年変動（もっと長期のものについても論じられている）の特性をもっている。V. A. Bugaev は「気候成立の原因となる気候の変動とその経過」⁽¹⁾の中で、気候の変化は大気循環に依存しているので、40度以北、いいかえれば低気圧活動が非常に強い地域でその傾向が求められると述べている。

現在、この問題を扱っている文献も多いが、これらの中では、太陽入射の違いによって起こる大気循環の変化が気候の変動の原因になる、という考えが有力である。

北極圏では熱変化がどのように経過したかを見るために、月平均気温の偏差ダイヤグラムを図1に示した。これは北極圏で最も古い記録をもつ気象観測所で得られた10年平均値に基づいている。Malye Karmakuly (ノバヤ・セムリヤ), M. Schalaurov (ニューシベリア島) Point Barrow (アラスカ), の各地点であるが、観測データが十分でない場合には7年間の平均値を用いた。グラフ上の点線は観測が長期にわたって中断されていた期間で、水平線は1881年から1960年までの平均気温を示す。気温偏差を各月について比較してみると、変動の極小は夏に見られるが、Malye Karmakuly が8月、M. Schalaurov が6月、Point

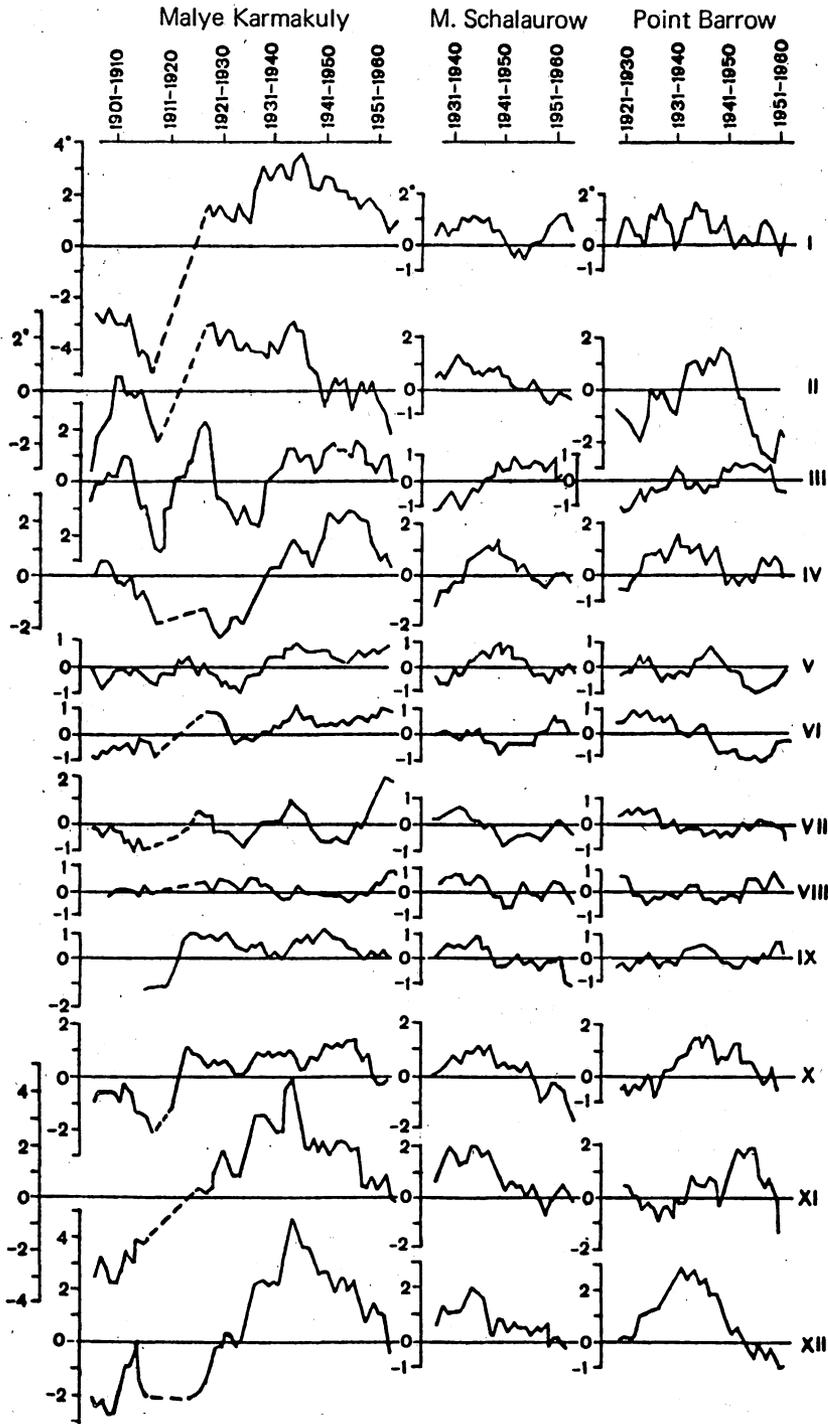


图1. 10年平均气温偏差

Ballow が7月というふうに、地域によって別々の月に現われている。極大は冬の10月~4月にある。

このように、変動の位相は各観測地点相互で一致しないことが非常に多い。次に挙げる例でも分るように、かなり近接している地点においてさえ変化が一致しない。

1937-1946にMalye Karmakuly と Dickson-Insel では気温の最大が現われているのに、同じ時期Kola は極小の位相にあって上昇はわずかであった。これら各地点の気温変動にみられる変化は、図2でよく理解される。

同様に、気温変動の振幅も各地点で異っている。Barentsburg (Spitzbergen) では、最暖期10年間(1931-1940)の平均気温が最寒期10年間(1912-1921)のそれより10℃高く、Malye Karmakuly ではその値が約8℃にもなっているのに、Kola では5℃、Vardöで3℃と振幅が小さい。

この両地点のあるバレンツ海南西岸で変動が小さいのは、大西洋の暖流に支配されている部分が多い。そのため、近接した位置にあるVardö と Kola の気温変動は同時性をもってはいるが、ノールウェイ北岸に位置し大西洋暖流にあらわれているVardöの方が、深い湾に面する海岸にあって大西洋暖流の効果がずっと少ないKola よりも、変動が小さいわけである。

北極圏各地点の気温の変動を比較すると、西側(Barents Sea, Kara Sea)の変動は東側(Tschiktschen Sea)よりはるかに大きく、変動がもっとも少ないのはニューシベリヤ島附近とラプチュフ海であることが分る。10年平均でみると、西側の観測所(Malye Karmakuly, Dickson-Insel)で観測された1月の変動は、3℃から5℃にも達しているのに、ニューシベリヤ島一帯(M. Schalaurov)では2℃以下である。北東シベリヤでは再び変動が強くなっているが、極大と極小の位相に著しいずれがあることが観測された。ここでは50年代に気温の急激な上昇が認められた(Wrangell-Insel, Tschetirehstol bowoi)が、他の地点では同じ動きを示していない。

これらの変動に周期性を認めることは、観測時期があまりにも短かいので非常に困難ではあるが、いくつかの手がかりが認められた。Kola では明らかに30年周期が現われているが、他の観測地点にはむしろあてはまらない。

気候変動が太陽入射に依存する大気循環と密接な関係にあることは、すでに述べた。この相互依存関係についてはソビエトや他の国の学者による多くの研究があるが、A.A. Girsは各循環型の出現と太陽活動の変化との関係を明らかにして、興味深い^{(2), (3), (4), (5)}。彼は、多くの期間に、ある循環型が他の型よりしばしば多く出現していることを確かめた。大気大循環の長期の変化は太陽入射の100年周期と関係があり、短期の変動は11年周期とつながりがある。この11年という周期が大気におよぼす影響は現れ方が異なっており、しかもこの周期が太陽入射の強弱いずれの時期にあたるか、また100年周期のそれと一致するかどうかによる。太平洋のアメリカ側では大気が太陽入射の変化にただちに反応し、北極圏の他の部分ではいくらか遅れて経過することも確かめられた。年間では太陽入射は平均6.6カ月の周期で変化し、夏強く、冬弱い。

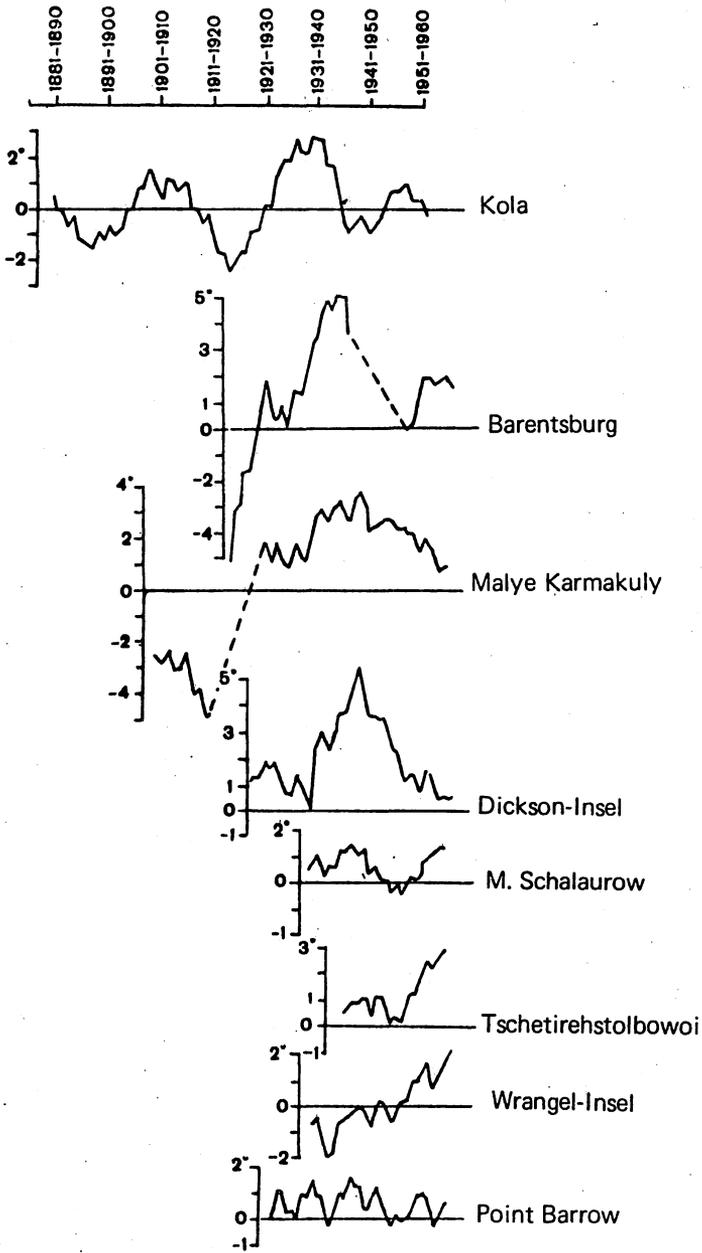


图2 1月の10年平均气温偏差

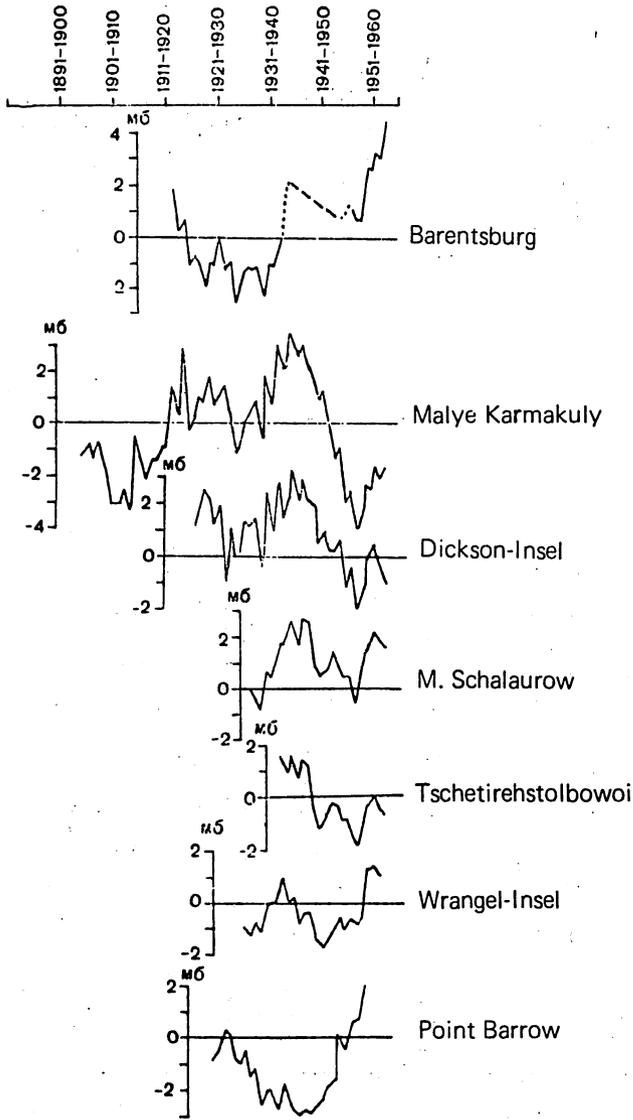


图3 1月の10年平均気圧偏差

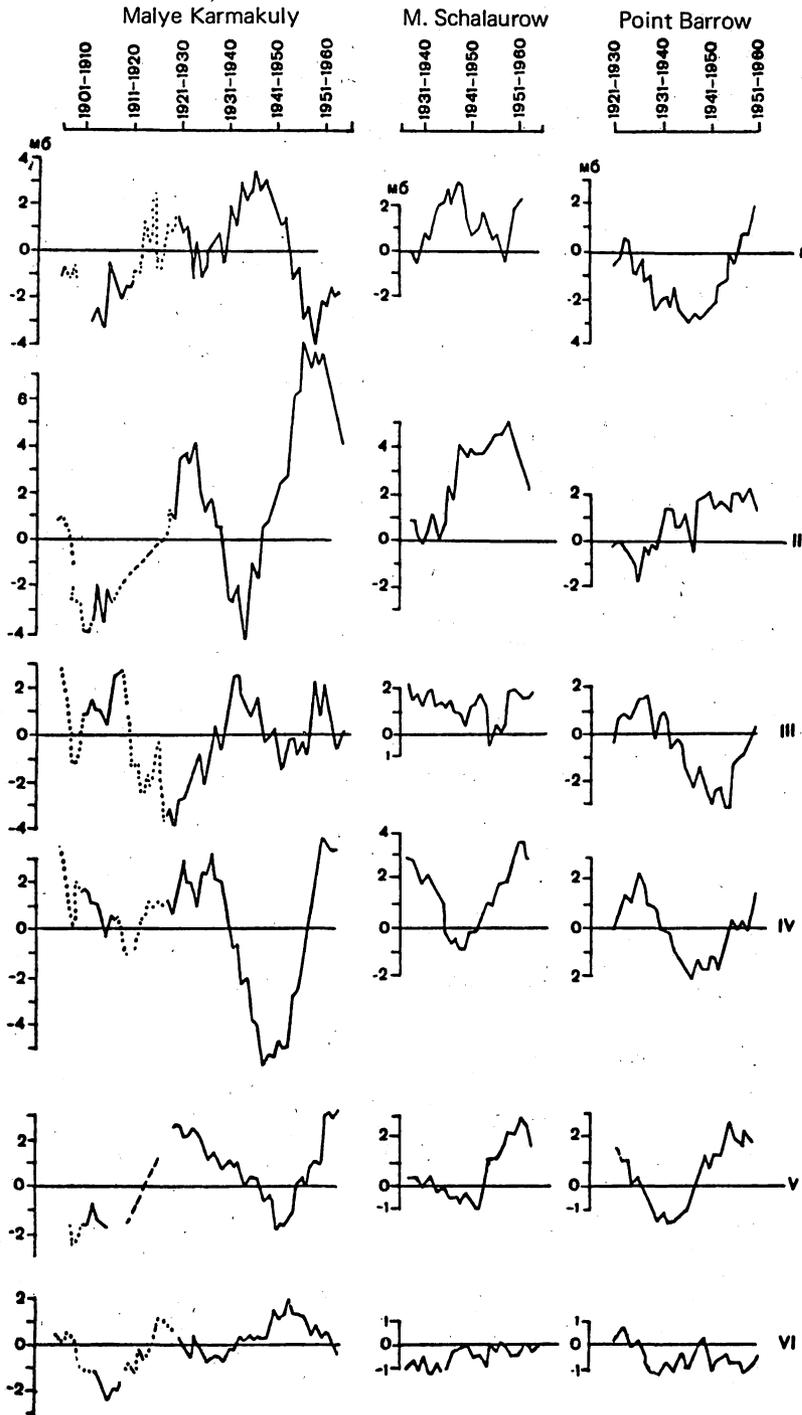


图4 10年平均气压偏差

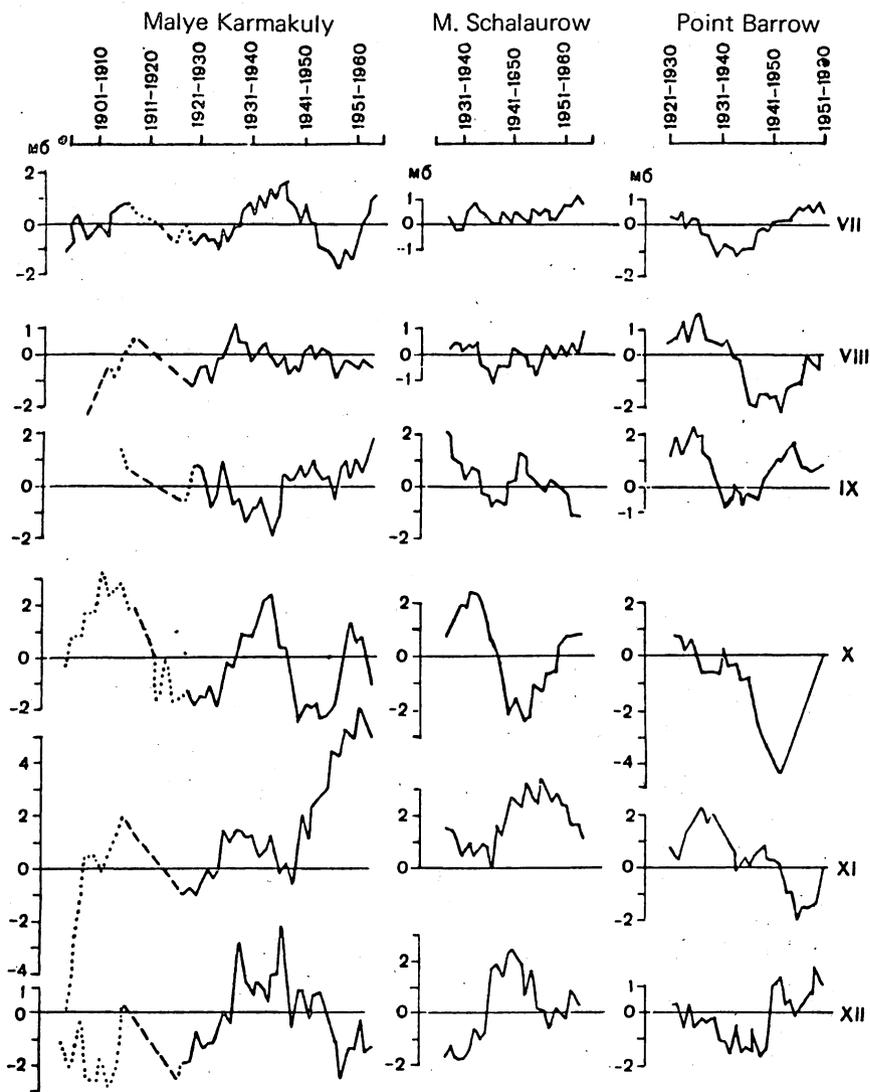


图4 10年平均气压偏差

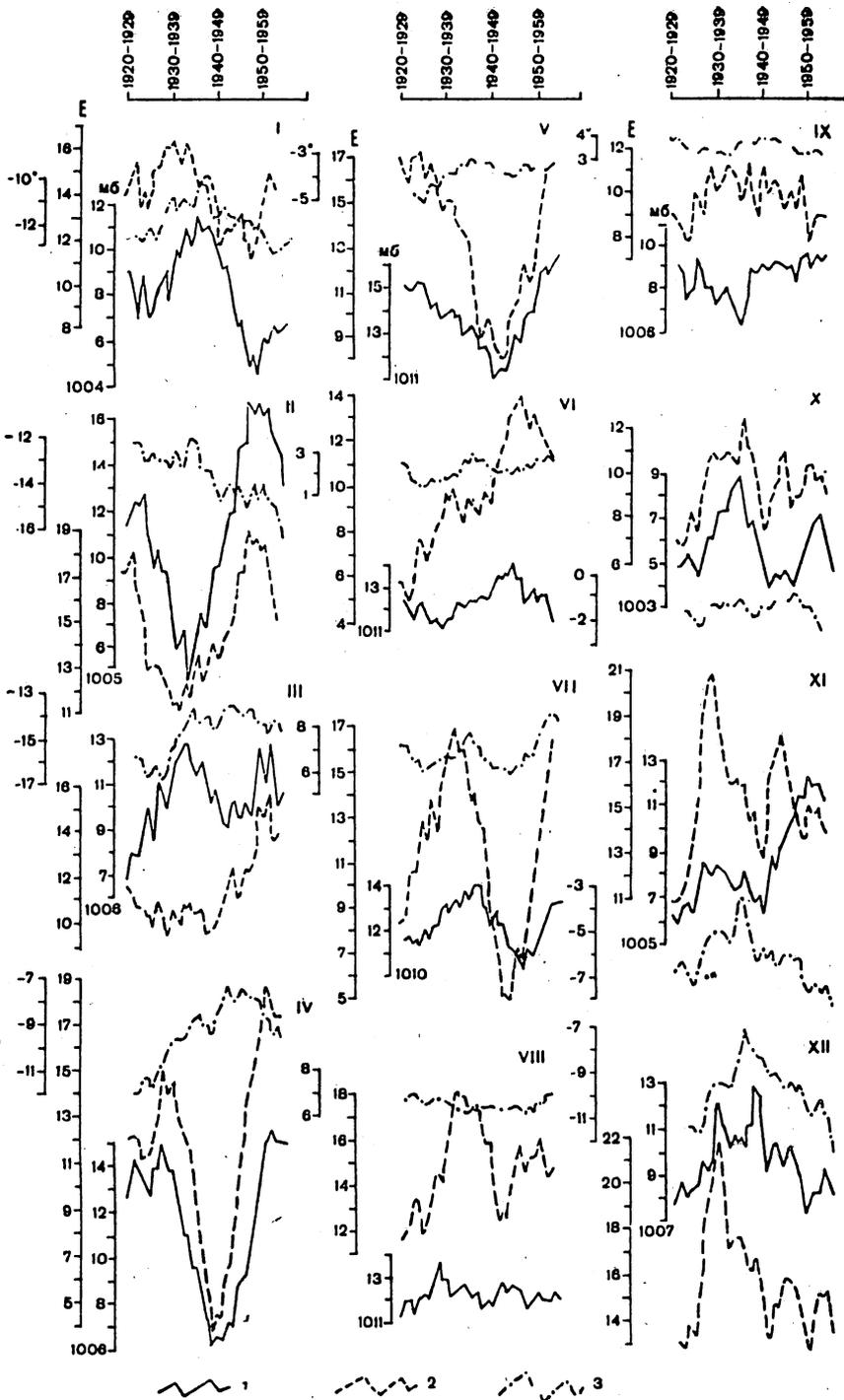


図5 Malye Karmakuly (における(1)気圧, (2)E型循環の出現度数
および, (3)気温(10年平均)

A. A. Girsによれば、北極の全般的な温度上昇は、E型の循環のところへW型がけん着に移行してくることと関連している。E型の発達が最大であったとき、温度上昇が最もきわだった。気候の寒冷化はW型の卓越と関連している。

B. L. Dzerdzeevskij⁽⁶⁾も、循環のある群と太陽放射との間に直接、間接の関係があることを確認している。この循環群出現度数の10年平均が研究され、20年代に大気循環に1つの逆転があったことが観察された。40年代には再び循環型が逆転して、かなりはっきり変化した。B. L. Dzerdzeevskij によって認められたところの同型の循環が卓越している時期は、A. A. Girsのいう時期とかなり一致する。むしろその変化のもようは全く別の原則に基づいている。

気圧の変動を解析してみると、北極圏の西側ではその変化が非常に大きかったため、10年平均をとってみても消し去ることはできなかった。気圧偏差と気温偏差の10年平均をみると、あきらかに変動のきざしがある。3図で分るように、変動の極大は北極の西側(Barents-Sea, Kara Sea)に、極小はシベリヤ地方(ニューシベリヤ島)にあらわれている。各地点に現われた変動の位相は互いに一致しないが、時期的なずれはそれほど大きくない。例えば30年代40年代にはソビエトのほぼ極域へ全土にわたって、1月に気圧の上昇が認められ、また気圧上昇の強さは東へ行くにつれ徐々に減少している。気圧が高い期間は、だんだん短くなった。

上に述べた時期に、ベーリング海峡やアラスカでは極小の位相にあった。40年代の終りから50年代の始めにかけて、気圧は北極圏の西側で最低で、東側ではかなり一様に増加しているのが観測された。気圧の変動は冬に最大、循環が弱い夏に最小が出現する。4図で明らかのように、気圧の変動はしばしば各月毎に完全に逆転している。これはソビエト極地方の西部分でとくにはっきり観測された。Malye Karmakuly (Nowaja Semlja) では、20年代以降気圧の変化は月毎に完全に逆向きになっていることが分る。ただし12月と1月および4月と5月だけは変動が完全に一致している。例えば、30年代から40年代にかけて気圧は12月と1月に上昇、2月に下降が認められる。同じことが4月と5月にもいえる。

このような気圧の変動の原因を明らかにするために、各循環型の出現日数を10年間の平均をとって、ソビエト極圏の中央から西の地域における気温と気圧に対応させてみた。このデータを解析した結果、5図でみられるように北極の西側(ヨーロッパ極圏)では気圧の変動はE型循環の出現度数変化とよく一致し、W型の変動と完全に逆向きになる。いいかえれば、気圧の変動はE型循環の出現度数によって規定される。この密接な関係は寒冷期にとくによくみられ、循環度数の大きな変動は気圧の変動の増大にしたがっている。ところが、3月をみると各循環型がほぼ一様に経過したため、気圧とE型循環の変動の一致はこの解析期間の終り近くになってはじめて現われている。11月にも50年代に同じ傾向が現われており、この時は南北循環(S型)の出現度数が上昇して気圧の上昇にしたがっている。第5図のように気温、気圧、循環型を相互に比較してみると、次のような結論に到達できる：

寒候期において気圧とE型出現度数の変動が激しいときには、気温は気圧の変化に逆向きによく対応している。2月および40年代以降の3、4、5月がそれである。各循環型がほぼ一様に経過して気圧変動がゆるやかなときは、気温は気圧の変動に似た変化をしている。これは

小さな変動によく認められる(例、1月、3月の解析期間前半)。ただし、12月および11月の1部分では、E型の変動が激しいにもかかわらず気温は気圧の変動と同じ動きを示しているのが見られる。

M. Schalaurow(ニューシベリヤ島)のデータによれば、シベリヤの極域はほぼ西側と同じ変化をしているが、気温と気圧の変動の動きが西側よりも小さいということがいえる。すでに述べたように、シベリヤでは気圧と気温の極大又は極小の位相が現われるさい、時間的なずれが多少認められる。気圧の変動とE型の出現度数との関係は、12月を除くすべての月に見られる。

12月の気圧の変化は、解析期間の前半ではS型の度数変化と一致した。気温は気圧の変化に逆向きによく対応しているのが、ほとんど各月に見られる。6月から9月にかけての夏の経過をみると、気圧も気温も本質的には変動が少なく、循環型の激しい変動とは一致していない。これらの事実から判断して、大気循環は夏の北極の気候形成に独自の役割を果たしてはならず、例えば放射状態の特性とか地表の均質性の影響とかの要素にあると思われる。

10月は変り目であるが、Malye Karmakulyはあきらかにバレンツ海の暖水の影響を受けているので、気温はそれほど変動していない。また、気圧の変動は夏よりは大きい、冬の典型的な動きにはまだ達していない。気圧の変動とE型の出現度数変動とに直接の関係があることは40年代の始めまで明白に現われており、同時に気圧とW型との逆向きの関係も認められる(E型の度数増加は気圧の上昇に、W型の度数増加は気圧の下降に対応している)。40年代以降になると、この規則的な変化もW型、S型の出現が一様になってきたため乱れていった。

気圧、気温、循環型度数の各変動の周期は主要では一致しているが、完全な一致はないし、将来もないだろう。各循環型毎に調べた気圧と気温の偏差図は、次のことを示している。すなわち同じ循環型の場合でもその種類によって、偏差の正負や大きさは各地点で異っている。例えばMalye Karmakulyでは循環がE型のときその種類に違いはあっても、気圧と気温の偏差は常に正である。言いかえれば、5図で分るように、気温と気圧の変化は一致するが、SchalaurowではE型の種類によってそれらの偏差が反対になる。たとえば、E_Z型とE_{m₂}型が出現するとニューシベリヤ島の広い範囲にわたって気圧偏差が正、気温偏差が負になるが、E_{m₁}型の場合は気圧偏差が負、気温偏差が正である(Z=東西循環、m₁, m₂=異なる南北循環)。このことから、この地域では気温と気圧の偏差場は逆になっている。言いかえれば、気圧が上昇すると気温が下降することが、他の観測からも認められている。

しかし、この規則的な変化は月々の偏差には認められず、寒候期全体に見られる。気圧平均の変動と各循環型の度数変動は、5図で見られるとおり各月毎に逆転しているが、これは気温の場合はまれである。なぜ気温と気圧の変化が1年のうち2、3カ月を除いては一致しないのか、まだ明らかにされていない。それに対して、循環型の出現度数変動に係る気圧と気温の変動の一般的な関係は、寒候期についてはかなり詳しく追求されている：

北極圏の気候変動は寒候期に鮮明に現われ、主として太陽入射の変動による大気循環の変化によって説明される。太陽入射が大気循環や各地の気候に与える影響については非常に複雑で、

決定的な解決にはほど遠い。太陽活動の11年周期, 100年周期のほかにも別の周期も存在するし, その結果は地球大気の循環プロセスに与える太陽活動変動の影響という複合像である。この他に, 残念ながらまだ十分に研究されていない太陽活動の現象もある。しかしながら, 大気循環の変化と気候変動との依存関係や, 太陽活動の変動に依存する大気循環の関係も一方では発見されているのである。

参考文献

- (1) Bugaev, V.A. : Klimaschwankungen und die Prozesse, die das Entstehen des Klimas verursachen. Meteorologie und Hydrologie, 1964 No 12.
- (2) Girs, A.A. : Langjährige Transformationen der Zirkulationsform und Veränderungen der Sonnenaktivität. Meteorologie und Hydrologie, 1956 No 10.
- (3) Girs, A.A. : Die Grundtypen der Verschiedenartigkeiten von Zirkulationsformen während der kalten Jahreszeiten. Probleme in der Arktis, 1959.
- (4) Girs, A.A. : Die epochalen Transformationen der Atmosphärenzirkulation und ihre Ursachen, 1963.
- (5) Girs, A.A. : Die Eigenschaften von Saisontransformationen der Großwetterlage in unterschiedlichen Zirkulationsepochen, 1963.
- (6) Dzerdzeevskij, B.L. : Probleme allgemeiner Zirkulations- und Klimaschwankungen. Leningrad, 1962.
- (7) Prik, E.M. : Barische und thermische Bedingungen in der Arktis in den Zeiträumen IGY und IGSY, 1964.
- (8) Rubinstein, E.S. : Zeitgenössische Klimawechsel. Polozova, L.G. Leningrad, 1966.
- (9) World weather records. Washington, 1960.

§あとがき

この論文の要訳にあたっては, 長期予報管理官和田英夫氏より御指導を賜りました。厚くお礼申し上げます。

地域気象調査研究文献目録 静岡県 (1920~1969)

船 津 康 二*

まえがき

東京管区内における1957年までの地域別文献目録は、管区調査課によって、すでに作成・配布され、各官署で大いに活用され好評を受けている。したがって、いまさら一県単位の文献目録を作成することは、いわゆる「屋上屋を架す」のたぐいであろう。しかし、次の諸点を補足すれば、既刊の文献目録はより利用価値が高まるので、あえて報告する次第である。

すなわち、担当地域内の予報調査や産業気象的調査を行なう場合、多くの調査研究がなされている1950年後半から、1960年代の文献がとくに必要である(本文献目録に掲載されている1958年以降12年間の文献数は522編で、50年間の総数の約半数を占めている)。さらに、研究会で発表されたが未印刷の報文(25編あり)や部外での調査報告や論文(既刊の文献目録に未掲載のもの122編)を参照しなくては充分でない。

上の観点に立って、できるだけ広い範囲から文献を集め、さらに静岡県を三地域に分け、おまかであるが7項目に分類して、1920年から1969年に至る50年間の目録を作成した。大方の御教示をいただいてより充実したものになりたいと念願している。

この種の目録を土台として、担当地域における過去の調査研究を、いつでも、誰にでも、容易に利用されるように、現業室や図書室に整備してほしいと希望するものである。かくしてこそ、過去の調査に新しい多くの資料と思考が容易に導入されて、さらに精度の高い予報技法やより一般的な結論を求めることができやすくなるし、重複した調査をすることもないであろう。

作成にあたり文献の検証などに御助力頂いた呉林肇氏と御教示と御激励頂いた三浦静岡地方気象台長に感謝の意を表する次第である。

解 説

1. 地域は県全般、県西部、中部、東部に区分した。

県西部 大井川以西とする。ただし、榛原郡(御前崎測候所所在)は県中部とする。

県中部 大井川以东から富士川以西とする。

県東部 富士川以东とする。

なお、駿河湾全般については県全般とし、西部や北西部に限定されている場合は、県中部とする。遠州灘についても、とくに西部地方が対象である場合は県西部に、広い範囲に及ぶものは県全般とする。

2. 分類は次の7項目とする。

- (1) 総観気象 予報の基礎と方法、風・温度・霜・降水等の予報、長期予報、大気構造、力学・熱力学一般、じょう乱(低気圧・台風・前線等)、風・波浪・高層風、降水現象一般
- (2) 水理気象 水文気象学、洪水予報、河川水温、土壌水分

* 浜松測候所