

## Second GARP について\*

岸 保 勘 三 郎\*\*

### 1. はしがき

ここ10年間大気大循環の数値シミュレーションによって地球大気のみははかりよく理解されるようになってきた。

1977年に予定されている GARP の第1回全地球実験計画 (FGGE\*\*\*) では、現在の数値予報を1週間先、できれば2週間位先までのばすための基礎的研究が主体になっている。第1回全地球実験計画の概略は天気 (1973年11月, 12月) に新田尚博士の解説があるので、ここでは省略したい。

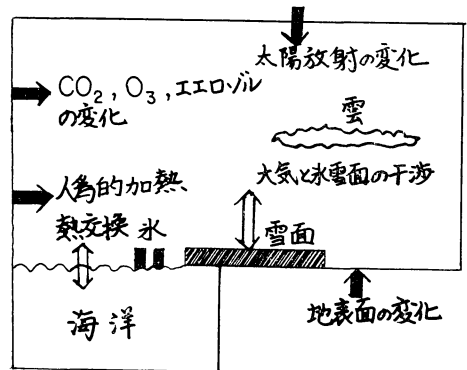
ところで最近では異常な天候にも関連して、どこの国でも気候変動ということが議論され始めてきた。事実気象の変動を示すようないくつかの観測事実も気象学者によって示されつつある。このような背景もあって JOC\*\*\*\* (世界気象機関 (WMO) と国際学術連合 (ICSU) との間にできている GARP の計画委員会) では、去年から Second GARP の方針書なるものを作成し始め、できれば今年中に完成させようと考えている。具体的には来る7月にそのための Study Conference がストックホルムで開催される予定で、日本からも高野博士 (理研)、浅井教授 (東大海洋研) などの参加が予定されている。

### 2. Second GARP

JOC では Second GARP の目的を次のように規定している。

“対流圏および成層圏における色々の物理的過程を明らかにし、そのことによって大気大循環の統計的な特性を決めている要因の理解を深めていく。このことは同時に気候の物理的な基礎をよりよく理解することにもなる”。

このような意味で第1回全地球実験 (FGGE) と Second GARP とはお互いに強い関連性を持っている。前者が短期的な予報を主目的にしているのに対し、後者



第1図 大気—海洋—地表面モデル

は長期間の大気変動 (季節, 気候) を取扱うので、用うるモデルというものには当然差異があって当然である。しかし GARP という枠内で、両者とも大気大循環の物理的過程を明らかにするという点では共通の哲学を持っている。この意味では Second GARP は気候の予報をしようとするわけではない。むしろ気候変動に対し何が大きな役割を果しているかを理解し、また「大気—海洋—地球」といったシステムが、外因と内因 (external or internal stimuli) に対しどのように反応を示すかといったことをよく理解することである。

また現存の大気大循環モデルを用い、気候変動をよく把握するためには、どのような“長期間のモニタリング・プログラム”を設定すべきかといったことなども Second GARP で考えるべき大切な仕事であろう。その点で第1回全地球実験 (FGGE) の中には、例えば気象衛星による放射観測など、Second GARP へとつながっていく観測もある。

### 3. 「海洋—大気—地表面」モデル

短期予報では海水面、地表面の温度などは時間に対し一定とみなすが、気候モデルでは時間の関数となる。これは海水面温度などをパラメーターとする一つの例であるが、気候モデルではあるパラメーターはかなりの精度で与える必要がある。具体的に考えられるものとして、いくつかのパラメーターを第1図に示してある。黒

\* Comment on Second GARP.

\*\* K. Gambo: 東京大学

\*\*\* Frst Global GAPP Experiment.

\*\*\*\* Joint Organizing Committee for GARP

い矢印は外因としてのパラメーターで、太陽放射の変動、エエロゾル、CO<sub>2</sub>、O<sub>3</sub>などの変動、人為的加熱、大規模な地表面のアルビードなどの変動が示してある。白い矢印は内因として考えられるもので、大気と海洋との熱エネルギー交換、大気と氷雪域との相互作用などがあげてある。

このようなモデルでは、考える時間スケール（季節、1年、10年、100年……）によって、それぞれの時間スケールに対応した物理的過程が重要になってくる。そして各時間スケールに応じて物理過程を適当なパラメーター表示で表現する必要が生じてくるであろう。

#### 4. 気候に対する外因の効果

第1図に示した外因効果については、夫々の専門領域の人々が解説されるべきであるが、ここでは考え方の概略だけを述べておきたい\*。

大気中のCO<sub>2</sub>増加によって地表面温度がどれ位増加するかは、Platt (1956)によって議論され、それ以後色々改良が加えられているが、ここでは事柄をわかりやすくするためにPlattの考えを紹介しておきたい。

いま上向きのnet radiationを $E$ とすれば放射平衡の関係式より

$$dE(C, T_s) = 0$$

ただし $C$ はCO<sub>2</sub>の量、 $T_s$ は地表面の気温を示す。さらに気温 $T$ は $T = T - \gamma z$  ( $\gamma$ : 高度 $z$ に対する気温減率)と仮定すると、 $C$ の増加量 $\Delta C$ と気温の変化量 $\Delta T_s$ との関係式は

$$\frac{\partial E}{\partial C} \Delta C + \frac{\partial E}{\partial T_s} \Delta T_s = 0$$

$$\Delta T_s = - \left( \frac{\partial E}{\partial C} / \frac{\partial E}{\partial T_s} \right) \Delta C$$

この関係式よりPlattはCO<sub>2</sub>の量が現在の値の2倍になれば、 $\Delta T_s = 3.6^\circ\text{C}$ 、現在の半分になれば $\Delta T_s = -3.8^\circ\text{C}$ となることを示した。

これと同じように太陽放射 $Q$ の変化量 $\Delta Q$ に対し、Budyko (1969)は大気中の平均気温 $T$ の変化量 $\Delta T$ を次のように見積もった。

大気と地球システムの熱平衡は

$$Q(1-\alpha) - I = A$$

ただし $\alpha$ はアルビード、 $I$ は外向きの長波放射で、kcal/cm<sup>2</sup> monthの単位で次のように表現する。

$$I = a + BT - (a_1 + B_1 T)n$$

$T$ は地表面の温度（単位 $^\circ\text{C}$ ）、 $n$ は平均雲量(0.5)、 $a = 14.0$ 、 $B = 0.14$ 、 $a_1 = 3.0$ 、 $B_1 = 0.10$ 。

$A$ は大気の運動によって生じる熱の損失もしくは獲得量。ただし大気全体では零。大気全体としては

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{1}{(1-\alpha)} \frac{\Delta I}{I} \left( \frac{B - B_1 n}{I} \right) \Delta T$$

ここで $n = 0.5$ 、 $\alpha = 0.33$ とすれば、 $\frac{\Delta Q}{Q} = 1\%$ に対し $\Delta T \approx 1.5^\circ$ となる。

このような議論は大変粗っぽい話で、実際の大気中で起こる過程はもっと複雑なものであろう。CO<sub>2</sub>、太陽放射 $Q$ の変化に対してはその後Manabe (1967)などの詳しい計算が行われたり、エエロゾルの効果に対してはわが国でも山本(義)教授などの詳細な見積りなどが行われている。と同時に観測面でも全球的な規模での変動の見積りが今後期待されている。

#### 5. 具体的な研究課題

1971年6月にストックホルムでStudy of Man's Impact on Climate (略称SMIC)という研究会が開催され、そこでは気候について現在わかっていることの総括とこれからの研究に対する勧告が行われた\*。この会議はMatthewsやKellogなど米国の研究者が提唱して開催されたものであるが、これに対しJOCではSecond GARPという枠内で、当面“気候の物理的基礎と気候モデル”という研究会議を7月にストックホルムで開催することを考えている。

まだ初めての会でもあるし、この会議では次のような沢山の話題がとりあげられることになっている。

(1) “大気-海洋-地表面”の相互作用を含んだ大気大循環を数値シミュレーションで表現すること。この場合非常に長期間(1年~100万年)のシミュレーションなので、個々の大規模擾乱(高・低気圧)による変動量(顕熱、運動量などの南北輸送)は、時間・空間の平均場でパラメーター表示可能か、否かを検討する。

\* 詳しくは山本義一、磯野謙治、松野太郎などによる解説書、“人間の生存にかかわる自然環境に関する基礎的研究”(昭和46年度、昭和47年度文部省科学研究書による特定研究)(東大出版会)を参照されたい。

\* この会議には日本から山本(義)教授、北岡博士が出席され、会議の報告は“Mans Impact on the Climate”(MIT Press, 1971)として発行されている。

(2) 雲量はアルビード、放射平衡の取扱いに大切なので、大規模な雲量分布を平均場をパラメーターとして、時間の関数として表現すること。

(3) 海流による熱輸送、そして海水面を通しての運動量、顕熱、潜熱のフラックスなどの変動はどのような過程で行われているかを明らかにし、出来れば“大気—海洋”の大循環に適当なパラメーターとして組み入れること。

(4) 海と氷域とが共存する場合の力学的および熱力学的取扱いを研究し、氷域の時間変動を表現すること。

(5)  $O_3$  および微量であるが化学的に活性を持った物質の生成・消滅の過程を明らかにし、これらの時間変動が放射伝達に果す役割を明らかにすること。

(6) 大気中の  $CO_2$  の変動を、物理的、化学的および生化学的立場から明らかにすること。

(7) エエロゾル系の時間変動を支配している空気力学的、物理的および化学的過程を明らかにし、これらの成分が放射伝達に果す役割を明らかにすること。

(8) 地表面に関し、そのアルビード、含水量と蒸発の関係、およびエエロゾルの発生などの実体を明らかにすること。

(9) 古気候学の立場から過去の気候変動を調査すること。

(10) 気象衛星および地上観測によって、どのような観測（観測点の空間分布、観測の時間間隔も含む）を行うべきかを明らかにすること。

以上の話題はどれも妥当なものと考えられいずれ年と共に各項目毎にどこに問題点があるか、少つづつ明らかにされていくことであろう。日本でも文部省の科学研究費による特定研究“人間の生存に関する環境問題”という題名で上記項目のいくつかはとりあげられている。また気象庁でも“気候変動調査会”の名のもとに研究が進められている。これらの研究結果を上記項目別に整理して紹介すれば、上記の話題の中身はもう少し鮮明になってくるわけであるが、これは筆者一人のできる事柄ではない。したがって本文では項目(1)についてのみ、少しコメントを附しておきたい。

6. 大規模擾乱による渦輸送量

前節の項目(1)でのべたように、大規模擾乱による運動量、顕熱、潜熱などの南北輸送量を基本場で表現できれば、長期間の予報にとって大変有益である。具体的な例として、ひとつの平均場の表現として  $x$  方向（東西方向）の平均値をとり、それを「バー」で表わすと、

風速の東西成分  $u$  および温位  $\theta$  の方程式は  $(x, y, p)$  座標で次のようになる。

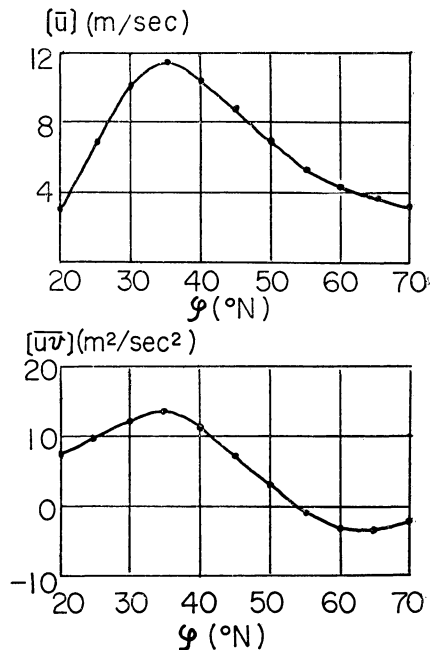
$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{uv}) - f\bar{v} = \bar{F}_x \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{v\theta}) + \frac{\partial}{\partial p}(\overline{w\theta}) \\ = \frac{1}{C_p} \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} \frac{dQ}{dt} \end{aligned} \tag{2}$$

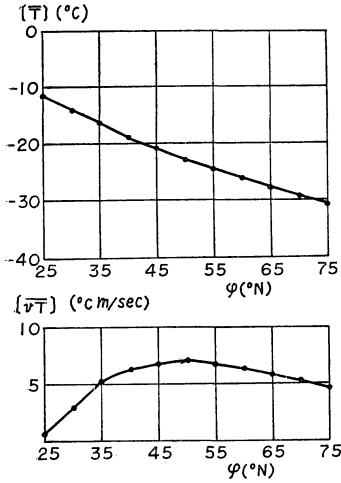
ここで  $F_x$  は  $x$  方向の摩擦力、 $\frac{dQ}{dt}$  は単位時間、単位質量に加えられる加熱率、その他の記号は慣例による。

(1)および(2)の  $\overline{uv}$ ,  $\overline{v\theta}$ ,  $\overline{w\theta}$  について、乱流論の考えをそのまま適用しようとする試みは古くから行われてきた。しかし大規模擾乱には順圧性 (barotropic)、および傾圧性 (baroclinic) という特性があるために、乱流論でよく用いられる等方性の仮定は単純には適用できない。もし単純な次のような乱流拡散の表現ができれば、(1)および(2)は平均場だけの関係式となって大変都合である。

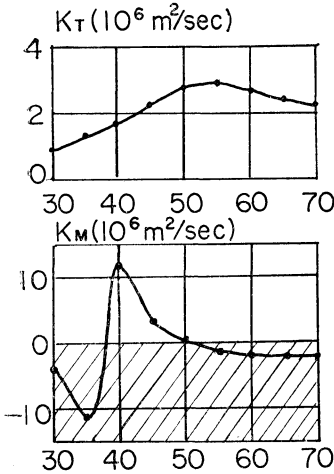
$$\overline{uv} = -K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \tag{3}$$



第2図  $\bar{u}$  と  $\overline{uv}$  の緯度分布



第3図  $\bar{T}$  と  $v\bar{T}$  の緯度分布



第4図  $K_T$  と  $K_M$  の緯度分布

$$\bar{v}\bar{\theta} = -K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \quad (4)$$

$$\bar{\omega}\bar{\theta} = -K_p \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} \quad (5)$$

第2図および第3図には  $[\bar{uv}]$ ,  $[\bar{u}]$  および  $[v\bar{T}]$ ,  $[\bar{T}]$  の緯度分布が Oort and Rasmusson のデータ (1958~1963年の平均) を用いて示してある。[ ] は鉛直平均。ここで (3) および (4) より機械的に  $K_M$  および  $K_H$  の緯度分布を求めると第4図のようになる。

第2図および第4図から分るように運動量の渦輸送については (3) のような表示は不適当であることは明らかである。

これに対し顕熱の渦輸送についてはある程度の妥当性があるようである。第3図は鉛直方向の平均値に対するものであるが、200mb~50mbの間では、 $v\bar{T}$ ,  $\frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$  とともに正 ( $a\bar{T}$ : 北向き,  $\bar{T}$ : 北が高温) で、

(3) のような拡散の考えは適用できない。このような意味で、 $\bar{uv}$  と  $\bar{u}$ ,  $v\bar{T}$  と  $\bar{T}$  との関係を大気大循環モデルを用いてはっきりさせることが大切になってくる。

また第4図にみられるように

$$K_T \approx 2 \times 10^6 \text{ m}^2/\text{sec}$$

となっているが、この値はどのようにして決まってくるのであろうか。かって Clapp (1970) などは  $K_T$  の Dimensional analysis より

$$K_T \sim LU \quad (6)$$

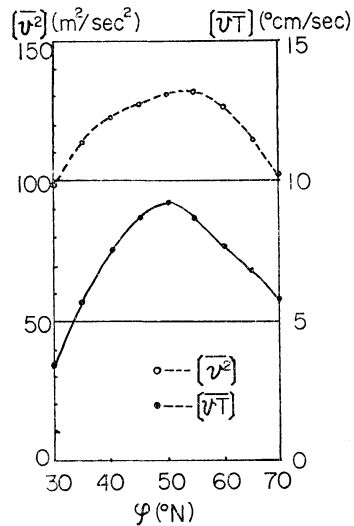
とおき、 $U$  としては第2図の  $[\bar{u}]$  の緯度分布を用い、 $K_T$  は第4図の値を用いて代表的波長  $L$  の緯度分布を求めた。そしてこの  $L$  の値から何か  $K_T$  の値をきめる物理的な背景を探ろうとしたことがある。

具体的に、第4図の  $K_T$  と第2図の  $[\bar{u}]$  より、

$$L = K_T / [\bar{u}]$$

によって  $L$  を求めてみると  $35^\circ\text{N}$ :  $L \approx 0.12 \times 10^6 \text{ m}$ ,  $65^\circ\text{N}$ :  $L \approx 0.52 \times 10^6 \text{ m}$  となり、緯度によってかなりの変動を示す。

このように乱流の考えを機械的に導入してくると不自



第5図  $[v^2]$  と  $[v\bar{T}]$  の緯度分布

然なことがおこる。一般に  $K_T$  の場合にはある程度傾圧性 (baroclinic) の考えを反映すべきであろう。傾圧大気の場合には線型理論より

$$\overline{vT} \sim \overline{v^2} \quad (7)$$

といった関係式がある\*。事実 Oort and Rasmusson のデータで  $[\overline{vT}]$  と  $[\overline{v^2}]$  の関係を示す第5図とのもようになっており、緯度に関してよい比例関係が成立している。従って次の問題は  $[\overline{v^2}]$  と一般場との関係とを考えるのが順序であろう。

第5図より経験的に

$$[\overline{vT}] \doteq \alpha [\overline{v^2}] \quad (\alpha = \frac{1}{10} \sim \frac{1}{15} \text{m/sec}^\circ\text{C})$$

とおけば、 $[\overline{vT}]$  と  $[\frac{\partial \overline{T}}{\partial y}]$  との関係は次のようになる。

温度風の関係式  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = \frac{R}{p} \frac{\partial T}{\partial y}$  を用い、 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = \text{一定}$  とすれば\*\*

$$-\frac{\partial}{\partial y} [\overline{T}] = \frac{f}{2R} [\bar{u}]$$

従って

$$[\overline{vT}] = -\alpha \left( \frac{2R}{f} \right) [\bar{u}] \cdot \frac{[\overline{v^2}]}{[\bar{u}]^2} \cdot \frac{\partial}{\partial y} [\overline{T}] \quad (8)$$

(3) のように  $K_H$  を定義すると

$$K_H = \alpha \left( \frac{2R}{f} \right) [\bar{u}] \cdot \frac{[\overline{v^2}]}{[\bar{u}]^2} \quad (9)$$

によって  $K_H$  の大きさがきまる。ここでさらに  $[\overline{v^2}] = [\bar{u}]^2$  といった仮定を導入すれば、 $\alpha = \frac{1}{15}$ 、 $f = 10^{-4} \text{sec}^{-1}$  気体定数  $R = 287 \text{m}^2/\text{sec}^2 \text{ deg}$  として

$$K_H = 3.87 [\bar{u}] \times 10^{-7} \text{m}$$

$[\bar{u}] \leq 10 \text{m/sec}$  ということを考えれば  $K_H \approx 3 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{sec}$  という大きさが決まってくる。しかし (9) よりわかるように、 $K_H$  をきめる場合には  $[\overline{v^2}]/[\bar{u}]^2$  の大きさは大切なパラメーターになっている。 $[\overline{v^2}]$  と  $[\bar{u}]^2$  との比は実測でも 1 に近い値であるが、この比は平均場の変動に対しどの位敏感に反応を示すものであろうか。この

点で大気大循環モデルによる数値シミュレーションも行なえば、更に深い理解が得られるだろう。

本節では大規模擾乱による渦輸送量を平均場でパラメーター表示するひとつの方法についてのべたが、この点では今後色々な角度からパラメーター表示の可能性を探っていくべきであろう。

## 7. 非週期的な運動

JOC では5節でのべたような研究項目別に研究を進めていくことを考えているが、これらの研究目的はこれまで何度もふれたように気候の予報ではなく、気候変動を支配する要因を物理的に明らかにすることである。この場合に現在行われている大気大循環の数値シミュレーションが大切な武器になることは間違いない。

しかし数値シミュレーションを予報というものに使おうとする時には、その可能性について疑問を提示する人もある。特に Lorentz は大気擾乱がもし非週期的な運動をすれば、初期値の観測誤差はさげがたく、その誤差は時間と共に拡大し、ある解に向って一様に収束することはないと述べている。この考えは気候変動を考える際に興味ある提案なので、ここで簡単な解説を付しておきたい。

Lorentz (1963) は擾乱を支配する方程式として、上下 (深さ  $H$ ) の表面温度差  $\Delta T$  を一定に保った場合の対流をとりあげた。問題を簡単化するために運動は2次元 ( $x, z$  面) 運動とし、更に Boussinesq 近似を用いれば次式を得る。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (10)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 w + \alpha g \theta \quad (11)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \kappa \nabla^2 \theta \quad (12)$$

$u = x$  方向の速度、 $w = z$  方向の速度、 $\theta =$  温度、 $\kappa =$  熱伝導率、 $\nu =$  粘性率、 $\alpha =$  体積膨脹係数、 $p =$  気圧、 $\rho_0 =$  基本場の密度、 $g =$  重力加速度。

連続の式は、

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \left( u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (13)$$

$\psi =$  流線関数。

\* 岸保勘三郎：昭和49年度春季大会講演予稿集(日本気象学会)

\*\*  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = -\frac{[\bar{u}]}{A p}$  ( $A p = 500 \text{mb}$ )

(10), (11) よりうす度  $\zeta = \nabla^2 \psi$  の方程式をつくると

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi = -J(\psi, \nabla^2 \psi) + \nu \nabla^4 \psi + \alpha g \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (14)$$

ここで  $J$  は Jacobian.

よく知られているように (12), (14) より

$$\psi = \psi_0 \sin\left(\frac{\pi a}{H} x\right) \sin\left(\frac{\pi}{H} z\right)$$

$$\theta = \theta_0 \sin\left(\frac{\pi}{H} ax\right) \sin\left(\frac{\pi}{H} z\right)$$

とおけば, 上下 free の場合, Rayleigh number

$$Ra \equiv \frac{g\alpha H^3 \Delta T}{\kappa \nu}$$

が

$$Rc \equiv \pi^4 \frac{(1+a^2)^3}{a^2}$$

より大きくなると対流がおこり,  $a = \frac{1}{2}$  の時  $Rc$  は最小値

$$Rc = \frac{27}{4} \pi^5 \doteq 657.5$$

をとる.

Lorentz は (12), (14) に対し次のような特殊な場合を論じた.

$$\psi = \psi_0 A(\tau) \sin\left(\frac{\pi}{H} ax\right) \sin\left(\frac{\pi}{H} z\right) \quad (15)$$

$$\theta = \theta_0 \left[ B(\tau) \cos\left(\frac{\pi}{H} ax\right) \sin\left(\frac{\pi}{H} z\right) - \frac{C(\tau)}{\sqrt{2}} \sin\left(\frac{2\pi}{H} z\right) \right] \quad (16)$$

ここで

$$\psi_0 = \sqrt{2} (1+a^2) \kappa / a, \quad \theta_0 = \sqrt{2} \Delta T R_c / \pi R_a, \\ \tau = \pi^2 (1+a^2) \kappa t / H^2$$

$A, B, C$  は non-dimension の変数である. これらの関係式を (12), (14) に代入すると最終的には

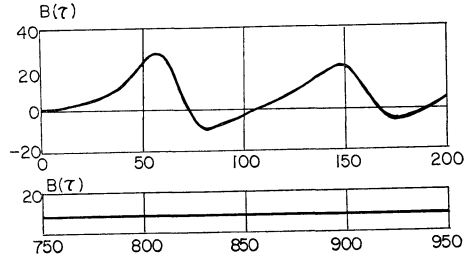
$$\frac{\partial A}{\partial \tau} = -\sigma A + \sigma B \quad (17)$$

$$\frac{\partial B}{\partial \tau} = -AC + rA - B \quad (18)$$

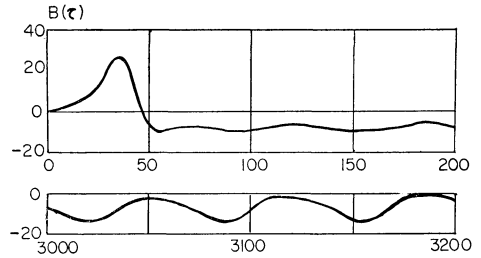
$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = AB - bC \quad (19)$$

ここで

1974年12月



第6図  $B$  の時間変動. 横軸はステップ数.  $\sigma = 3$ . 初期値:  $A=0, B=1, C=0$ .



第7図  $B$  の時間変動. 横軸はステップ数.  $\sigma = 10$ . 初期値:  $A=0, B=1, C=0$ .

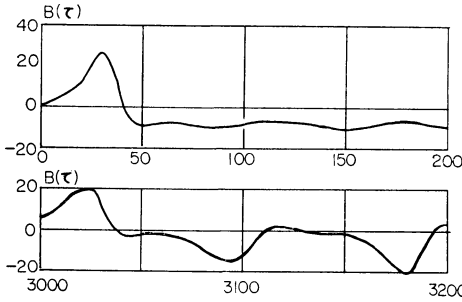
$$\sigma = \frac{\tau}{\kappa}, \quad b = 4/(1+a^2), \quad r = R_a/R_c$$

(17)~(19) からすぐわかるように, 定常解は

$$A = B = \sqrt{b(r-1)}, \quad C = r-1$$

で与えられる. したがって (17)~(19) の系が安定な場合は, どのような  $A, B, C$  の初期条件を支えても, 上述の定常解に近づいていく筈である. その一例として第6図には  $a^2 = \frac{1}{2} (b = \frac{8}{3})$ ,  $\sigma = 3$ ,  $r = 28$  の  $B(\tau)$  の値が示してある.  $\tau = 0.01$  として 100 ステップ以上になると  $B = \sqrt{72} = 8.5$  に収束している (第6図の下の図参照). この場合の初期値は  $A=0, B=1, C=0$  であるが, 初期値を少しかえても (例えば  $B=2$ ) 100 ステップ以上では結果は同じである.

これに対し (17)~(19) の系が安定でない場合には非週期的な運動がおこり, この際初期値によって違いが生じてくる. 例として,  $a^2 = \frac{1}{2}$ ,  $r = 28$  とし, 第6図の場合の  $\sigma = 3$  に対し,  $\sigma = 10$  とすると  $B(\tau)$  の時間変動は第7図のようになる. この場合初期値は第7図と同じように  $A=0, B=1, C=0$  である. 第6図では定常値におちつくが, 第7図では 3,000 ステップあたりでも  $B(\tau)$  の変動がある. このような系で初期値を  $A=0, B=2, C=0$  とかえてみると, 3,000 ステップ位先にな



第8図  $B$  の時間変動. 横軸はステップ数.  $\sigma=10$   
初期値:  $A=0, B=2, C=0$

ると第8図のようになる.

3000 ステップ近傍では第7図では  $B(\tau)$  の負の値が擬周期的に現われるが, 第8図では  $B(\tau)$  は正の値が2回現われると次には負の値が2回現われてくる. 第7図および第8図の擬周期は大体50~100ステップ即ち対流のひとサイクルの大きさである.

ここでもし大気擾乱の変動が(17)~(19)の系の不安定な場合に相当すると拡張解釈すれば, 対流のひとサイクルに対応して高・低気圧のひとサイクル(10~20日)の大きさで, 第7図および第8図にみられるような, 初期条件のわずかのちがいが生ずる変動のちがいが予想される.

この意味で個々の擾乱は予則不可能というべきかもしれない. しかしもし大気第6図で示したような安定な系であれば, 外部パラメーター(例えば,  $r, b, \sigma$ )に対し収束すべき解が存在する.

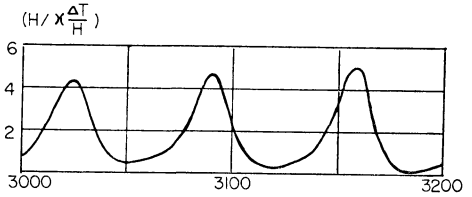
非常に長い期間に対しては個々の擾乱は初期値に対しちがったふるまいをすることは当然ありうることもかもしれない. その場合個々の擾乱の追跡という立場から物事を考えると, 初期条件のちがいは何か異質のものを与えるということになる. しかし外部パラメーター( $r, b, \sigma$ など)が同じである場合, 初期条件に関係しない共通の特性というものはないのであろうか. もしあるとすれば, 長期間の予報に対して外部パラメーターでその期間中の擾乱の特性を表現できるわけである.

このような立場から上述の対流の特性を考えてみることにする. ここではひとつの考えとして, 鉛直方向の heat flux  $H$  を考えてみる.

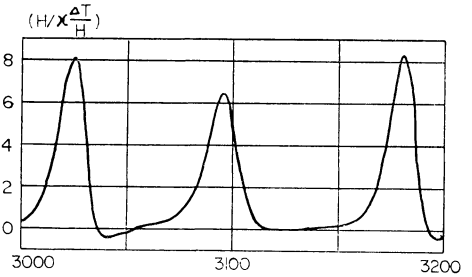
$x$  方向の平均を「バー」の記号でかけば(12)より

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial z} = 0, \quad H = \bar{w}\bar{\theta} - \kappa \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

$H = \text{const.}$  のときは定常状態で, 第6図の場合は前に



第9図  $[Nu]$  の時間の変動. 横軸はステップ数.  
パラメーターは第7図に対応.



第10図  $[Nu]$  の時間変動. 横軸はステップ数. パ  
ラメーターは第8図に対応.

のべたように定常解は  $A=B=\sqrt{b(r-1)}, C=r-1.$  と  
ここで  $H$  を  $\kappa \frac{4T}{H}$  (熱伝導による heat flux) で割っ  
たものは Nusselt number  $Nu$  と定義されている. この  
 $Nu$  を用いると(15)~(16)より

$$[Nu] = \frac{1}{2r} AB(1+a^2)$$

[ ] は鉛直平均. 定常の場合には  $a = \frac{1}{2}$  として

$$[Nu] = \frac{3}{4r} b(r-1) \doteq 1.93$$

即ちこの系(17)~(19)では  $[Nu]$  は  $\sigma$  に無関係となる.

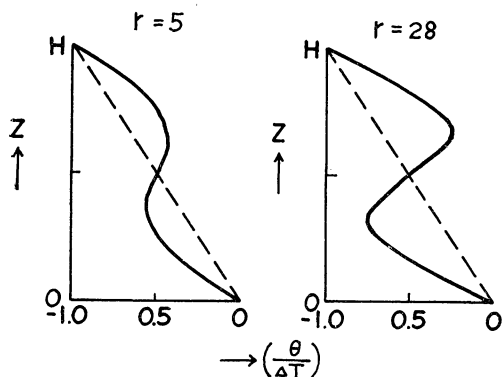
第7図および第8図に対応する  $[Nu]$  を図示してみると夫々第9図および第10図のようになる. 第7図~第8図の個々の擾乱の変動にくらべ, 初期条件のちがいはあまり目立っていない. 更に

$$\frac{1}{\tau_0} \int_{\tau}^{\tau+\tau_0} [Nu] d\tau$$

を考えてみると,  $\tau_0$  を対流のひとサイクル(50~100ステップ)以上にとれば, いずれの場合も定常値

$$[Nu] \doteq 1.93 \text{ に近づく.}$$

このように対流の場合には  $[Nu]$  が擾乱の特性を表



第11図  $\bar{\theta}$  の高度分布,  $r=R_a/R_c$

わすひとつの目印になっているともいえる。それでは大気の場合にはどのようなものと考えたらよいのであろうか。これはこれからの大切な研究課題のひとつではないかと思う。

なおこの解説文を終るにあたり、対流の取扱いを(17)~(19)のような単純化された系で取扱う場合の問題点を指摘しておきたい。(17)~(19)のような系では定常の場合には前に述べたように

$$Nu = \frac{3}{4r} b(d-1) = \frac{2}{r}(r-1) \quad \left(b = \frac{8}{3}\right)$$

したがって(17)~(19)の系では  $r$  の増大と共に  $Nu$  は2に近づく。しかし対流の実験結果によれば

$$Nu \sim r^{1/3}$$

このような矛盾した結果は、流線  $\psi$ 、温度  $\theta$  について上下方向の分解能が小さいためにみかけ上生じたもの

である。(15)、(16)からもわかるように  $\psi, \theta$  は上下方向には波数1、2の波のみで表現されている。そのために  $\bar{\theta}(z)$  の分布が時間がたつと第11図のようになってしまう。図には  $r=5, r=28$  の場合が示してあるが、上下の分解能が少いために中層 ( $z = \frac{H}{2}$ ) に逆転層ができ、対流が上下方向には2つに分解されたような形となっている。このように分解能が悪いとみかけ上の運動が生じるので、そのような系での議論には何を目的にしているか、よく注意する必要があると思う。

## 文 献

- Budyko, M.I., 1969: The effect of solar radiation on the climate of the earth., **21**, 611-619.
- Clapp, P.F., 1970: Parameterization of macroscale transient heat transport for use in a mean-motion of the general circulation. *J. Appl. Met.*, **9**, 554-563.
- Lorentz, E.N., 1963: Deterministic nonperiodic flow., *J. atmos. Sci.*, **20**, 130-141.
- Manabe, S., and Wetherald, R.T., 1967: Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity. *J. atmos. Sci.*, **24**, 241-259.
- Oort, A.H., and Rasmusson, E.M., 1971: Atmospheric circulation statistics., NOAA Professional Papers 5.
- Plass, G.N., 1956: The influence of the  $15\mu$  carbon-dioxide band on the atmospheric infrared cooling rate., *Q. J.R.M.S.*, **82**, 310-324.
- 新田 尚, 1973: GARP の全地球実験計画——主として FGGE を中心に——(1), (2) 天気, **20**, Nos. 11~12.

551. 582 (470)

## 気候変動の研究の現状と、ソ連邦におけるその展望について\*

倉 嶋 厚\*\*

### 1. 気候変動の本格的研究の機運

一般に、ある気象現象についての本格的研究は、つぎの3条件がそろった時に開始されることが多い。(1) 研究すべき現象の実態が、ある程度、明確になっていること。(2) その現象が国民経済、国民生活に強い影響を及ぼし始め、政策を決定する時の考慮事項になったり

して、各界からの関心が集まり、緊急に解決すべき課題になりつつあること。(3) その現象を観測する手段が進歩し、その現象を解明する理論が一定の水準に達しており、問題の解明にある程度、見通しがあること。

気候変動の研究については、現在、ようやく上記の3条件がみたされつつある。すなわち(1)項の例としては、世界各国(とくに北半球)で、不完全ながらも標準化された測器と方法によって気象観測が行なわれてから100~200年を経過し、この程度の長さの気候変動は、気象(候)要素の数値によって表現され、そ、その間に起

\* On the Present Status and Perspective of the Study of Climatic Change in USSR

\*\* A. Kurashima: 気象庁