

## 大規模大気運動に影響を及ぼす中小規模物理過程の

## パラメタリゼーション\*

—JOC/GARP 研究会議 (レニングラード) の報告—

浅井 富雄\*\*

## 目次

- |  |  |
|--|--|
| <ol style="list-style-type: none"> <li>1. はしがき</li> <li>2. 対流・雲・降水</li> <li>3. 放射</li> <li>4. 大気境界層</li> <li>5. 準地衡風に関連した水平乱流</li> </ol> | <ol style="list-style-type: none"> <li>6. 重力波・晴天乱流および上部境界条件</li> <li>7. 大陸上の水文学的過程および海洋上の ice cover</li> <li>8. 海洋との相互作用および海洋の応答時間</li> <li>9. あとがき</li> </ol> <p style="margin-left: 20px;">GARP 関係文献</p> |
|--|--|

## 1. はしがき

1967年 Stockholm で開かれた研究会議で GARP の科学的な目的, 実施上の問題点や方策についての総合的なとりまとめがなされ, GARP の全体像が鮮明に打出された。そこで強調された計画全体に共通する重要な問題は, (1) 大気の状態を決定するのに必要な物理量についての観測上の要請を明確にすること, これに基づき, 何を如何に観測すべきかの指針を与えることと, (2) シノプティックスケールの現象に用いられる格子点によっては解像できない中・小規模現象の物理過程の理解を増進することであった。その後, 幾度かの研究会議や, いくつかの作業委員会によって, それぞれの分野の研究や組織化が推進されていることは GARP Reports や「天気」誌上の報告でご存知の通りである。

数値実験に関する作業委員会は1970年5月 Oslo, 1971年4月 Princeton でそれぞれ研究グループ会議を開き, GARP の数値実験実施プログラムを練るかたわら, 中小規模過程のパラメタリゼーションに関する物理的な問題について研究グループの会議を組織することを提案した。この提案は JOC 第6回会議 (1971年10月, Toronto) で承認され, 以下に報告する研究グループ会議が1972年

3月 Leningrad で開催される運びとなった。

研究会議の主要な目的は, (1) 隣接する観測点間の間隔より小さな規模, 即ち sub-grid スケールの物理過程に関するわれわれの知識を増進すること, (2) sub-grid スケールの運動を確定すること, (3) これらの過程の空間平均効果を数値モデルで用いられるパラメータによって表現する方法の考案を目指した計画を設定することである。このため, 次の8つの問題分野が設定され, それぞれの分野に対して数名の専門家からなる小グループが構成された。

1. 対流・雲・降水—Y. Ogura\*, S. Twomey, H. Sundquist, L. T. Matveev, 浅井
2. 放射—C. D. Rodgers\*, P. Crutzen, M. N. Feigelson, K. Kondratyev, S. Manabe
3. 大気境界層—S. Zilitinkevich\*, J. Deardorff, A. S. Dubov, H. Fortak, F. Delsol, H. Hinzpeter, A. M. Yaglom.
4. 小規模な地形の効果—L. N. Gutman\*, P. W. White, D. K. Lilly
5. 乱流 (internal turbulence)—C. Leith\*, H. Panofsky, N. Vinichenko, P. Morel
6. 重力波の伝播と上部境界条件—F. Bretherton\*, M. Yudin, A. Wiin-Nielsen, A. M. Obukhov
7. 雪氷圏・水文学過程との相互作用—M. I. Budyko\*, N. Borisenkov, A. Kasahara, K. Miyakoda
8. 海洋との相互作用および海の境界層—O. M.

\* A Report of JOC/GARP Study Group Conference on the Parameterization of Sub-grid Scale Processes, Leningrad, 20-27 March 1972.

\*\* T. Asai 京都大学理学部地球物理学教室  
—1972年11月18日受理—

Phillips\*, K. Bryan, A. Sarkissian, R. W. Stewart

(\*は各 subgroup の議長).

Sub-grid スケールの現象に関連した1から6までの6分野の他に, JOC が7, 数値実験作業委員会が8の追加を要請し, 最終的に上記の通りまとまった. 実施段階で4~6のグループは改組再編成された. 研究グループの任務は(1)現状(研究, 技術とも)を概括し, 改善を示唆, (2)それぞれの分野での研究に関する提案(3)実施されるべき数値実験を定式化することである. 筆者は1のグループに参加したため, 他のグループでの討論内容の詳細はわからないが, 各グループでそれぞれとりまとめた報告にもとづいてその概要を述べることにする. 個々の文献の引用は莫大になるので避けた. この会議の full text は近く GARP Report として出版される予定である. 詳細についてはそれを参照していただきたい.

## 2. 対流・雲・降水

雲と対流の果す役割として, (1)熱, 水, 運動量の鉛直輸送, (2)降水の生成, (3)短波放射の反射や長波放射の射出・吸収が考えられる. 熱帯じょう乱や中緯度のいくつかのじょう乱の発達に対して積雲群の効果が重要視されつつあるが, 積雲のスケールは大規模じょう乱(~1000 km)や中規模じょう乱(~100 km)よりはるかに小さいため, 大規模現象の数値モデルでは個々の積雲を取り扱えない. 従って, 雲の集団による種々の物理量のフラックス等の統計的な性質を表現するために「パラメタリゼーション」の導入が必要となった. しかし第1段階としては孤立した雲の現実的なモデルが必要である. また, 反射の効果を考えると, たとえ薄くても広がりを持った層状雲を表現するパラメタリゼーションも必要となる.

### 2.1. 孤立積雲のモデル\*

エントレメントの概念が導入されて以来, 単一对流雲についての種々のモデルが考案された. 1960年代に入り, 電子計算機の発達に呼応して二次元熱気泡モデルの発達を記述する運動方程式系を数値積分する試みが始められた. ひきつづき, 積雲での主要な駆動力である水蒸気潜熱の解放過程を導入した湿潤対流が考案されつつある.

鉛直一次元モデルはその力学的仮定は粗いが, 計算所要時間が短く微物理過程を詳しく表現できる利点をもつ

ている. その定常状態の定式化に際して, 雲は側壁を通して周りの空気をひきづり込む(エントレイン) plume か bubble と見なされ, エントレメント率  $\mu$  は  $M$  を半径  $R$  の雲の質量フラックスとしたとき,

$$\mu = \frac{1}{M} \frac{dM}{dz} = \frac{\alpha}{R}$$

で与えられる. ここで比例常数  $\alpha$  は経験的に決められるいわゆるエントレメントの定数である.

非定常状態の定式化に際しては水平平均した方程式系を用い, 質量保存を満足する雲の側壁での流入流出と乱渦混合とによってエントレメントを表現する.

二次元モデルでは軸対称か面対称を仮定するが, 軸対称モデルの方がより強く発達し, またより現実的であると思われる. いくつかの研究グループによって三次元モデルを用いて孤立対流雲の研究が進められつつある.

凝結による雲粒の初期形成, 水蒸気拡散や併合による雲粒の成長(降水生成), 雲粒の凍結や水蒸気の昇華による氷晶の生成等多くの微物理過程が雲中で生じている. 微物理過程の重要性は降水の形成——それを通して, 顕熱の生成や雲のライフサイクルへの影響——にある. 次の過程のパラメタリゼーションは既に試みられた. (1)凝結開始: 雲水量が与えられれば初期の凝結過程はかなりよくパラメタリゼーションされるであろう. 初期の粒度分布の相対分散は約0.2とされ, 雲粒の数密度は核の測定から決定できる(例えば熱帯海洋上の積雲では  $70 \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ ) が, 含水量は必ずしも adiabatic のそれではないため確定し難い. (2)併合過程: 雲粒の成長と降水生成(暖い雨)は微積分方程式を数値的に解くことにより求められた. この結果をパラメタリゼーションして, 次式が提案された.

$$\frac{dM}{dt} = \frac{m^2}{60(5 + \frac{0.0366}{m} \frac{N}{D})} g \cdot m^{-3}, \text{ sec}^{-1} \text{ (Berry)}$$

ここで  $M$  は半径  $100 \mu\text{m}$  以上の水滴の質量,  $N$  と  $m$  は雲水の数密度と質量,  $D$  はサイズ分布の相対分散である. 雨滴が大きくなると, その後の成長は雲粒を捕捉するという段階に入り,

$$\frac{dM}{dt} = 6.98 \times 10^{-4} E n_0^{0.125} M^{0.875} g \cdot m^{-3}, \text{ sec}^{-1} \text{ (Kessler)}$$

ここで  $n_0$  は経験的に決められ,  $E$  は捕捉係数である.

一方, 氷相の始まり, 氷や雪の大粒の形成についてはかなり不確かな点があり, 氷相の形成を含む定量的なモデル化にはこれらの基本的な問題点の解明が必要である.

\* 詳細は Rev. Geophys. Space Phys. (AGU, 1972) に掲載される Ogura の review paper を参照

## 2.2. 対流雲群の力学

孤立した雲を完全に記述できても大規模運動のモデル化の際の要求には応じ得ない。数 100 km 間隔の格子点での気象学的変数によって、雲による鉛直フラックスの平均量を表わせるかどうかにも問題があるが、もし表わせるとすれば、どのような関係があるかを明らかにしなければならない。対流雲群の力学は孤立雲のそれよりはるかに複雑であろうが、まだ余り手がつけられていない。

## (a) Bénard-Rayleigh 対流

Bénard-Rayleigh 対流では最も発現し易いスケールというものが存在するが、そのパターンは確定できない。流れのパターンについての研究はかなりなされているが、いづれも物理的状態が非常に単純化されているので、それらの結果の気象学的意義は必ずしも明確ではない。

## (b) シャー流中の対流

大気中では縞状雲がよく見られる。その成因として、シャー流中での熱対流と鉛直プロファイルをもつ流れ（例えばエクマン境界層流）の力学的不安定があげられている。しかし横幅が 1~100 km に及ぶ広い範囲のスケールと一般風に対する走向の関係は統一的に理解されていない。

対流に伴う水平運動量の鉛直輸送が鉛直シャーのある大気中でおこるのであろう。この種の輸送の重要性は熱帯性低気圧、中規模じょう乱はもとより全地球規模での角運動量の平衡についても指摘されており、また対流による運動量鉛直輸送に関する実験的、理論的研究はなされつつある。運動量の対流輸送のパラメタ化は今後の重要な研究課題である。

## (c) 中規模じょう乱

組織化された中規模じょう乱（~100 km のスケール）はしばしば観測されるが、その力学的過程はほとんど知られていない。中規模じょう乱は熱帯だけでなく、中・高緯度帯でも見出されている。地表面気圧と風の場の解析から  $10^{-4}$ ~ $10^{-5} \text{ sec}^{-1}$  の質量収束があるが、対流活動が強化されるために収束量のしきい値 (threshold value) ともいふべきものがあるかどうかはわからない。

## (d) 前線性の雲 (frontal cloud system)

前線に付随して大きな雲系が存在する。前線の形成において凝結が不可欠ではないが重要な役割を果している。これまでの数値モデルも水蒸気の凝結による潜熱の解放を考慮したとき前線の発達や構造をよく表わし得る

ことを示している。前線帯と結びついた雲系を表現する理論的研究はなされつつある。

## 2.3. 積雲パラメタリゼーションの現状

次の2種類の積雲パラメタリゼーションが大規模運動の数値モデルに広く用いられている。

(a) 対流調節仮説 気温減率がある中立値を越すと熱対流が起こるという事実に基づいて導入された最も簡明な対流のパラメタ化の一つである。Manabe 等は気温減率が湿潤断熱減率を越え湿度が飽和に達すると、全エネルギーは変わらない条件のもとで気温減率がただちに湿潤断熱減率に調節され、凝結した水は降水として系外にできるものとした。Miyakoda は飽和値の80%を越えた水蒸気が降水として取り除かれるとして実際の大気の水収支により近い結果を得た。

この方法は地球規模の大まかな状態を良く表現できるが、瞬間的な温度調節が限られた領域で行なわれるために「ショック」を作り出す傾向がある。この欠点を避けるためにいくつかの方法が提案されている。その一つは臨界気温減率として  $\Gamma_s$  (湿潤断熱減率) の代りに次式で定義される  $\Gamma_c$  を用いることである。

$$\Gamma_c = \Gamma_d \left( \frac{1-r}{1-r_c} \right) + \Gamma_s \left( \frac{r-r_c}{1-r_c} \right), \quad (r \geq r_c \text{ のとき})$$

ここで  $r$  は相対湿度、 $\Gamma_d$  は乾燥断熱減率で、 $r_c$  は0.5にとられた。この物理的意味は  $r < 1$  でも、ある格子領域の内部で局地的に飽和が起こるという点であるが、 $r_c$  や  $\Gamma_c$  の物理的根拠はあいまいである。もう一つの対流調節法における不明確な点は不安定を解消する時間  $\tau$  に関してである。 $\tau$  は寿命の短いじょう乱では重要な役割をもっている。 $\tau$  をエネルギー保存の原理から静的安定度の関数として決められる代表的な積雲の上昇速度に対する対流層の深さの比とする試みがある。

この方式に積雲対流の特性を導入する試みはこの仮説の物理的な過程を明らかにする上で重要である。(1)  $r_c$ ,  $\Gamma_c$ ,  $\tau$  を積雲群の物理量と関係づけること、(2) 雲水量の取り扱いを考察する必要がある。

(b) penetrative 対流の仮説 この方法によると下層で質量収束がある領域では積雲が未飽和層を深くつき抜けることが可能であり、熱帯低気圧へのこの方法の適用によって CISK の概念が確立され、熱低の発達が非常によく再現された。積雲対流により自由大気中で解放される水蒸気潜熱は大気境界層の上端での鉛直速度 ( $w_0$ ) に比例するとして:  $Q \sim \eta w_0$ 。ここで、 $Q$  は加熱率、 $\eta$  は加熱率の鉛直分布を決定する無次元パラメータでエネ

ルギー的な考察から決定された。

Kuo は対流が条件付不安定な厚い大気層で下層水平収束があれば積雲対流は常に起こり、雲中の温度や水蒸気の鉛直分布は湿潤断熱状態のものを想定し、大気加熱率はこの仮想雲と周囲の空気との混合によるとした。

極く最近、孤立積雲の物理的特性がパラメタ化の基礎に結合され、雲の質量フラックスの鉛直分布を示すものとして  $\eta$  の物理的意義づけがなされている。

この方式に関連して、(1) 大規模運動と積雲対流による加熱率の鉛直分布を決定するパラメタ  $\eta$  との間の関係をより明かにすること、(2) 問題にしている領域へ供給される水蒸気の降水効率を決定すること、(3) 積雲による水蒸気と運動量の鉛直輸送を定式化すること、鉛直シャーが強い中緯度では特に関心事である。

(c) 積雲対流パラメタリゼーションでまだ大規模運動の数値モデルに応用されていないもの

Asai と Kasahara の提案は厳密な意味でのパラメタ化の方式ではない。原理的には詳しい積雲のモデルについて適当な時間間隔で卓越モードの積雲(あるいは雲量)を大規模場の物理量を用いて別に計算することで、大容量の計算機が必要になる。しかし限られた範囲内でのテストを行なうことは Asai と Kasahara の積雲モデルを拡張し、次の事柄に対して考察を加えるためにも有用である。(1) 積雲対流の卓越モードの決定機構、(2) 詳しい積雲モデルを採用することを避け、もっと単純なもので置き換える試み、(3) 複数モードの積雲の取り扱い。

#### 2.4. 層状雲のモデル化

まだ層状雲のパラメタ化は行なわれていないが、放射の効果が考慮されねばならない長期間の気候のスケールの研究には特に重要である。空間的解像度が限られるために、変数の得られるレベルの中間で飽和状態になると、その飽和層を見逃してしまう困難性がある。鉛直運動と乱流混合過程にもとづいて雲層の生成を理論的に導びく方式が提案されている。この取り扱いで2つの厄介なパラメタは鉛直速度と乱流交換係数である。

層状雲の問題へのもう一つの approach は統計的な方法であろう。たとえば格子点での湿度などを用いた確率的な雲量の見積りである。このためにはより良いデータももっと精密な統計的技法が導入されねばならない。

絹雲の問題は一般的な層状雲の問題と共通するが、上層雲の微物理的知識がほとんどないのでより不確かである。層状雲の形成には乱流混合が重要な役割を演ずるの

で、乱流による熱や水蒸気のフラックスや雲の内外の pulsation の実験的理論的な研究が必要である。

さらに、気温や湿度の他に、平均光散乱係数を与える雲水量や視程の測定も望まれる。

#### 2.5. 数値実験に対する勧告

(a) 一次元雲モデル中のいくつかの経験的な任意定数が大規模場の運動にどの程度敏感に反応するかテスト、雲と雲の相互作用や雲の集合体の力学に対する数値実験が必要である。これに先だつて平行して次の調査が要求される。(1) 積雲群の微物理過程のパラメタに対する敏感度のテスト、(2) 併合過程をパラメタ化しない軸対称か3次元モデルと観測の比較、(3) 雲の初期の大きさが何によって決定されるかを調べるために雲のサイズを初期値として指示しない数値実験、(4) いろいろな大きさの雲を取り扱うモデルにおいて大規模場の格子点間隔が積雲活動に与える影響。

(b) 同じ初期条件、同じモデルを用いて異なる積雲パラメタリゼーション方式に対する数値実験。

(c) 層状雲のパラメタリゼーションの基礎を作るための理論的研究。

(d) 層状雲の形成と維持のために放射が果たす役割の理論的研究

#### 2.6. 観測・解析に対する勧告

(a) 地球上の代表的な数個所で雲の特性、特に雲のサイズに関する統計的性質を調べること。これと同時に温度、湿度、風の場の測定が不可欠である。

(b) 雲の理論モデルとの比較のために航空機によるいくつかの高度での雲のサイズ、含水量、雲底状態を周囲の大気の測定と併行する case study が必要。鉛直速度、温度、水蒸気量、雲水量、凝結開始時刻等の測定が望ましい。

(c) 大規模な層状雲の発現を調査する観測計画が必要。これは第1には物理過程をより良く理解するため、第2にはパラメタリゼーションを改良するための統計量を得るためである。

(d) ルーチン観測の温度、湿度の精度を向上させること。特別観測型の研究での測定精度にも注意を向けること。

(e) 層状雲と粗い格子点上の気象要素の関係についての統計解析。

(f) 質量、熱、水蒸気、運動量等の収支解析を通して、積雲群に関する情報を導出する試みは有用である。

### 3. 放射

地球・大気系と放射の相互作用として、いくつかの過程が存在する。即ち、(1) 空気は太陽放射により加熱され、長波放射により冷却される。(2) 放射は地(水)面に対する熱平衡の成分として表面温度の決定に重要である。(3) 放射は雲によって吸収されたり射出されたりして、雲の発達・消散率に影響を与える。(4) 熱エネルギーを表面から大気境界層へ輸送する一手段として、又非均一な温度場での放射による小規模な熱輸送のため乱流を消散させる機構として作用する。

ところで、放射伝達の物理過程は既にかなりよく理解されており、それを伝達方程式に書き下すことができる。しかし、この伝達方程式は非常に複雑で、この方程式に基く計算を数値モデルに導入することは実際上不可能である。そこで種々の近似解法が要請される。

#### 3.1. 伝達方程式の近似

GARP 研究会議(1967)で提案された分類によると、

- (1) 放射伝達方程式の直接数値積分
- (2) 小さなスペクトル間隔について積分された透過率 (diffuse 近似, Curtis-Godson 近似)
- (3) 全スペクトルについて積分された透過率 (Radiation chart 型)
- (4) ニュートン冷却
- (5) 各種の経験式
- (6) 気候学的平均値

GARP Report No. 6 に掲載されている各国の大循環或は数値予報モデルの18種類中、放射を考慮したのは11で、うち(3)が8、(5)が2、(6)が1で、(3)が最も多く使用されている。そこで(3)にもとづく計算法を簡単に要約する。

#### 熱放射

放射の下向きフラックス  $F^{\downarrow}(z)$  は

$$F^{\downarrow}(z) = - \int_z^{\infty} \pi \sigma T^4(z') \frac{d\epsilon}{dz'}(z, z') dz'$$

$T(z)$  は気温、 $\epsilon(z, z')$  は  $z$  と  $z'$  の間の大気の射出率(水蒸気量の既知関数)、 $\sigma$  は Stefan-Boltzmann 定数である。 $\text{CO}_2$ 、 $\text{O}_3$  等の吸収物質は次の項を加えることにより含まれる。

$$\Delta F_{\text{gas}}^{\downarrow} = \Delta \nu \int_z^{\infty} \pi B_{\nu}(z') \frac{d}{dz'} [\epsilon_{\text{gas}}(z, z') \tau_{\text{H}_2\text{O}}(z, z')] dz'$$

$\tau_{\text{H}_2\text{O}}$  は  $\text{H}_2\text{O}$  の透過率、 $\epsilon_{\text{gas}}$  は  $\text{CO}_2$ 、 $\text{O}_3$  等の射出率、 $\nu$  は振動数、 $B_{\nu}$  は Planck 関数である。上向きフラックスに対しても同様な式があてはまる。

1973年1月

雲の熱放射に関しては、雲の上面( $z_2$ )近くの冷却を  $M_u$ 、下面( $z_1$ )近くの加熱を  $M_l$  とすると、

$$M_u = -B(z_2)[1 - \epsilon(m_2)]$$

$$M_l = [B_s - B(z_1)][1 - \epsilon(m_1)]$$

ここで  $B(z) = \sigma T^4(z)$ 、 $m_2$  は雲より上の水蒸気量、 $m_1$  は雲より下の水蒸気量、 $B_s$  は地表面の射出である。 $M_u + M_l$  が雲全体の冷却を与える。雲より上の大気全体の冷却は

$$\Delta F_z^{\infty} = -B(\bar{H})[1 - \epsilon(m_2)]$$

により求められる。 $\bar{H}$  は水蒸気に対する均質大気の高さである。

上述の近似計算に含まれる誤差は20%以下である。

#### 太陽放射

實際上、太陽放射スペクトルを可視領域と赤外領域に分けて取扱うのが便利である。可視領域では水滴、気体により殆んど吸収されず、従って問題は散乱である。赤外領域では水滴、気体共に吸収し問題は複雑になる。全地球的な放射フラックス  $Q$  の簡単な表現式は

$$Q = \frac{I_0 \cos \xi}{1 + \epsilon \tau \sec \xi}$$

$\epsilon = 0.3$ 、 $\tau$  は光学的厚さである。雲のない大気に対してその誤差は気候学的な変動の範囲内で15%以内である。

#### 大気のパラメータ

放射の計算のためには、気温、水蒸気、 $\text{CO}_2$ 、 $\text{O}_3$ 、雲粒、エアロゾル粒子等の鉛直分布が必要である。成層圏では  $\text{NO}_2$  等を含める必要があろう。このなかで、 $\text{CO}_2$  は気候学的な値でよいが、その他は大気運動によって大いに変る。特に、雲やエアロゾル粒子の分布の予測は困難であるが、それらは放射に重要な影響を及ぼすので、

3.3. であらためてふれることにする。

#### 3.2. 基礎的なスペクトルのデータ

(a) スペクトル線の位置・強度・半値巾は量子力学理論から計算されるが、絶対的なスペクトル線の強度・形について、特にその両翼ではまだ不確かさがある。

(b) 吸収物質についての知識が不十分であったり、それらの変動のために吸収特性の決定が困難であったりして、地表面のアルベドの全地球的分布やその変動の図表作成はまだ部分的にしかなされていない。

(c) Mie 散乱理論により、雲による放射の吸収・反射が求められるが、計算量が莫大で、数値モデルではなされ得ない。吸収を雲水量と粒の大きさの関数としてパラメータ化する方式が提案されている。

(d) まだ確認されていない有意な吸収物質が大気中

に存在するかもしれない。例えば  $(\text{H}_2\text{O})_2$  の如きものである。

### 3.3. エエロゾルと雲

雲の放射特性は、粒子（水・氷の粒、エエロゾル）の特性・雲内の放射的に活性な気体の分布によって決定されるので、計算には次のパラメータが必要である。(1) 粒子のサイズ分布と水（液体）の量。(2) 温度。(3) 雲頂、雲底の高度。(4) 雲量。(5) 気体吸収物質の混合比。(6) エエロゾル粒子の光学的特性。

エエロゾルによる放射の散乱・吸収の重要性のため、その影響をパラメータ化する必要がある。少なくとも境界層のある場所では加熱率に及ぼす影響が大きい。例えば、汚染地域では短波長領域でエエロゾルによる吸収は気体による吸収と同じオーダー、海洋上でエエロゾルの効果は気体による吸収の半分、工業地域でエエロゾル粒子による加熱は気体による加熱の20~30%等の報告がある。エエロゾル加熱率の計算には(1) dry 粒子のサイズ分布(2) dry エエロゾルの屈折率等のデータが必要である。これらパラメータは鉛直方向に変わるが、それらを一定とし、更に総数密度の高度変化のみが必要としてよい。

### 3.4. 大気に対する放射の sensitivity

(a) 雲のない条件下で、温度、湿度の変化がそれぞれ  $2^\circ\text{C}$ 、10%以内のとき、長波放射、短波放射の発散量の変化はそれぞれ25%、15%以内である。

(b) 対流雲の存在するとき、 $Q$  の変動は相対標準偏差  $v$  によって示される。雲量を  $n$  とすると、 $n=0.8$  のとき、 $v=55\%$ 、 $n=0.5\sim 0.7$  のとき  $v=45\%$ 、 $n=0.2\sim 0.4$  のとき  $v=38\%$ 、 $n=0.2$  のとき、 $v=25\%$  である。層状雲の場合、 $n$  が0.5から1に変化すると  $Q$  は30~50%、短波放射発散は25%変る。雲層の数が1から3に増加すると短波放射発散は2~3倍、長波放射発散は10~30%変化する。

(c) 雲粒子の散乱関数の余弦が0.8から0.9に変わると雲のアルベドは30%変化する。

(d) 雲の光学的厚さ  $\tau=10$  から  $\tau=50$  に変化するとアルベドは3倍変化、 $\tau$  が30%変化すると短波放射発散の変化は15%以内。

(e) 太陽高度が  $10^\circ$  から  $75^\circ$  に変化するとアルベドは20%以上減少。

(f) 境界層での長波放射発散は表面と空気最下層との間の温度差にかなり依存する。

(g) 表面のアルベドが0.15から0.8に変化すると短

波放射発散は10%変化する。雲のアルベドが20%変化しても、雲層上への流入は殆んど変化しない。

(h) 光学的厚さ0.1のエエロゾルによる吸収は短波放射吸収を50~70%変える。

### 3.5. 放射計算の誤差に対する数値モデルの sensitivity

現在の大循環モデルによると、太陽常数が1%変化すると地球全体の平均気温は1.2~1.5 $^\circ\text{C}$ 変化する。雪や氷が地球表面の温度に及ぼすフィードバック効果を考えると、この値は高緯度で更に大となる。従って、大気上限での放射の正味のフラックスが零（或は1%以下）になるような放射モデルが必要である。大気上限での放射フラックスの南北傾度は温度の南北傾度を生じ、それは傾圧不安定、じょう乱の運動エネルギーの大きさを決定する。極方向へのエネルギー流量の10%の変化はじょう乱の運動エネルギーの10%以上の変化をもたらす。従って、極向きエネルギー流量の誤差が5%以下となるような放射モデルを作ることが望ましい。

また、気温の標準偏差の鉛直平均値は約8 $^\circ\text{C}$ であるが、現在の数値モデルによる予報では、3週間後に気温の誤差の標準偏差はほぼそれに近づく。2週間予報で誤差のレベルを3 $^\circ\text{C}$ 以下に維持するためには、系統的な誤差が0.2 $^\circ\text{C}/\text{day}$ 以下の放射モデルをつくることが望ましい。

### 3.6. 計算法の相互比較と検証

計算法を組織的に比較するために標準放射大気モデルは有効である。標準モデルは、標準大気データ（気温、気圧、湿度、 $\text{O}_3$ 濃度等の鉛直分布、微量成分を含む大気組成、雲とその分布特性、エエロゾル濃度とサイズ分布の鉛直プロフィール）、標準スペクトルデータ（太陽常数とスペクトル分布、エエロゾルと雲の粒の光学的特性、地球表面の光学的特性、大気構成気体に対する透過率のデータ）、最も有効な方法でなされる放射計算（スペクトル線の位置、強度等の最良値）から構成される。

検証のためには完全放射実験、即ち、放射場とそれを決定する全ての大気要素を精確に同時観測することが要請される。

### 3.6. 勧告

GARP 研究会議の報告(1967)や米国の放射作業グループの報告(1971)にはほぼつきるが、要約すると、

#### (a) 精度に対する要請

放射計算の精度に対する要請を更に明確にすること、それに関連して、大気データに対する放射の sensitivity

を調べる必要がある。

(b) 雲のパラメタ化

大気放射は雲に最も sensitive である。従って雲の高度・厚さ・雲量・雲水量・雲粒のサイズ分布等の精確なパラメタ化が必要である。

(c) エエロゾルの調査

最も一般的な型のエエロゾルの光学的性質、自然的・工業的なエエロゾル形成気体の全地球的な生成率、エエロゾル生成域の位置決定と観測網の確立、エエロゾル形成に至る化学過程

(d) 完全放射実験の実施

(e) 人工衛星による測定

(f) 標準放射大気の設定

#### 4. 大気境界層

大気と地球表面との相互作用が行なわれる境界層では、乱流が運動量・水分交換の主要な役割を果し、熱交換についても、放射と共に主要な機構となっている。運動量その他の鉛直フラックスは概して、地表面付近で最大値をとり、上方では単調に減少する。境界層より上では小スケールの乱れは間接的となり、プラネタリー境界層(以下 PBL と略す)を単独の存在として扱える。

地球表面を通して各種物理量の交換があるためそれを全球的循環モデル(GCM)の下の境界としなければならない。そして各フラックスの地表値を GCM で計算される平均の風速・温度・湿度と地表面の性質(粗度や温度)に基いて何らかのパラメタ化によって推算しなければならない。GCM のレベル数が少なく、最下層が 1 km 程度以上のときは PBL の鉛直構造はどうしても GCM には表現されない。そのとき最下層の方程式の乱流輸送項は、地表の乱流フラックスとその層の上端のずっと小さい(自由大気に相当する)乱流フラックスとの差になる。その場合に採用されているパラメタ化の方法のいくつかとその欠点を 4.1 で述べる。レベル数が多いときは PBL に含まれる層の鉛直乱流輸送を PBL の鉛直構造の知識に合うようにパラメタ化しなければならない。乱流エネルギー方程式と混合距離から計算した乱流渦係数を含む有望な方法を 4.2 で紹介する。

つぎに、数値モデルにおいて、あるパラメタ化の方法をどのようにテストすればよいかを扱い、最後にパラメタ化の方法を改良するのに役立つような観測を提示する。

##### 4.1. PBL パラメタ化の現状

現存の GCM では PBL を含むか否かにかかわらず、

1973年1月

表面でのフラックスは考慮されている。

(a) UCLA (カリフォルニア大学) モデル

現在のところ PBL は含まれない。3つのレベルのうち下の2つ(～800, 500 mb)から  $u, v, T, q$  の平均値を下に外挿して地表値を得、それから普通のバルク輸送の式によって地表フラックスを見積る。この方法では PBL 内の現実のプロファイルに見られる曲率を無視している。また  $C_D$  等は高さに依存するが、ここで外挿して得た値に対応する地上高さがあいまいである。

(b) IOAN (Institute of Oceanology, USSR Academy of Sciences) モデル

この二層モデルは金星の循環に適用された。下層の中央にとった風と温位の値が 1 km のオーダー(地球大気なら 100m のオーダー)の表層トップにあてはまると仮定された。表層内では Monin-Obukhov の相似則に従うフラックスとプロファイルの関係を採用し、表面フラックスを得る。表層の上端と PBL の上端あるいはそれより上との間で起こる  $u, v, \theta$  の変化を無視している。

(c) NCAR (National Center for Atmospheric Research) モデル

PBL は explicit には含まれていない。 $\tau = \rho C_D |V_b| V_b$ ,  $\tau = -\rho K_b \frac{V_1 - V_b}{z_1 - z_b}$  から  $V_b$ 、そして  $\tau$  を求める。ただし添字  $b$  は 10m, 添字 1 は 6 層モデルの一番下のレベルで約 1 km を示す。熱と水分のフラックスについても同様に扱う。 $K_b$  の決定がかなり困難なのに加えて、10m での鉛直微分を 1 km 近くの差分でおきかえているのが問題である。PBL を陽に含める作業が進行中。

(d) GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory) モデル

厚さの異なる 9 または 18 のレベルから成り、一番下のレベルは 72 または 36 m である。鉛直乱流輸送は  $K = l^2 \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right|$  を用いて与える。ただし、 $l$  は一番下のレベルまでは 0.4, 上方では減少して 700 mb で零になる。この方式が 72 m 以下で Monin-Obukhov の相似則を用いた(72 m 以上では一定の混合距離: 30 m)改良式と比較された。主要な循環のパターンの差は 6 日目までは小さいが、地表フラックスはそれぞれの数値計算で著しく異なる。

以上の GCM では IOAN モデルを除いて、運動量、熱、水分について等しい粗度長 ( $Z_0$ ) を用いている。また、空間的に  $Z_0$  が一定と仮定している(ただし、陸上は海上より大きい値を用いる)。

##### 4.2. 境界層パラメタ化への理論的考察

## (a) 相似理論

最も一般的な方法は、相似と次元の考察に基づく。相似論の第一は地表層に対する Monin-Obukhov の相似である。定常、一様で一定フラックスの地表層では  $u_*$ ,  $H_0/C_p\rho$ ,  $E_0/\rho$  および浮力のパラメータ  $\beta(=g/T_0)$  のみを必要な次元パラメータとして相似が定式化される。 $u_*$ ,  $H_0$ ,  $E_0$  はそれぞれ摩擦速度、熱・水蒸気のフラックスである。地表層の乱流場の局所的性質のすべてを無次元の長さ  $\zeta(=z/L)$  の普遍関数として表わすことができる。ただし、 $L=-u_*^3/(\kappa\beta H_0/C_p\rho)$ ,  $\kappa$  は Karman 定数である。

相似論の第二のものは PBL 全体に対するもので「境界層のすべての局所的性質は有次元パラメータ  $u_*$ ,  $H_0/C_p\rho$ ,  $E_0/\rho$ ,  $\beta$ ,  $f$  によって決定される」という仮説に基いている。 $f$  はコリオリパラメータである。PBL の運動量、温度、湿度のプロフィールを表現するには  $z_0$ ,  $\theta_0$ ,  $q_0$  ( $z_0$  での温位と比湿) をも決定する必要がある。中立成層の PBL に対して次のような resistance law が導かれる。

$$\ln \frac{u_*}{G} = \sqrt{\frac{\kappa^2}{(u_*/G)^2} - A^2 + B} - \ln R_0, \quad (4.1)$$

$$\sin \alpha = -\frac{A}{\kappa} \frac{u_*}{G} \operatorname{sign} f$$

ただし、 $R_0=G/f|z_0$ ,  $A$ ,  $B$  は普遍定数、 $G$  は地衡風速、 $\alpha$  は地表風と地衡風のなす角である。中緯度のデータによれば、 $A=1.5$ ,  $B=4$ 。非中立の PBL にこの議論を用いると抵抗則の形は同じであるが、 $A$ ,  $B$  は成層パラメータ  $\mu=\kappa u_*/|f|L$  の関数となる。非中立 PBL の熱・水蒸気の輸送は次の形をもつ。

$$-\frac{H_0}{C_p\rho G \delta\theta} = \ln(R_0 u_*/G) - C(\mu) \quad (4.2)$$

$$-\frac{E_0}{\rho G \delta q} = \frac{\kappa \alpha_D u_*/G}{\ln(R_0 u_*/G) - D(\mu)} \quad (4.3)$$

ただし、 $\delta\theta$ ,  $\delta q$  はそれぞれ温位、比湿の境界層の上端と  $z_0$  における値の差、 $C(\mu)$ ,  $D(\mu)$  は新たな普遍関数、 $\alpha_H$ ,  $\alpha_D$  は logarithmic layer 内の乱流 Prandtl 数、Schmidt 数の逆数である。中立の見積りでは  $\alpha_H=\alpha_D=1.2$  あるいは  $1.35$  とされているが (4.2), (4.3) の精度から  $\alpha_H=\alpha_D=1$  としても不都合はない。相似モデルの最大の欠陥は  $\mu$  と  $u_*/f$  が一定なら PBL の高さが一定になることである。さらに、水平方向の非一様性が完全に無視されておりそのために、あるいは  $u_*/f$  が使われているために、 $f$  がごく小さい熱帯地方では明らか

に不適當である。もっと正確に  $A(\mu)$ ,  $B(\mu)$ ,  $C(\mu)$ ,  $D(\mu)$  を決定する試みと同時に、PBL のより高度な理論モデルが望まれる。

## (b) 他のアプローチ

相似理論では無視された非定常性、非一様性を考慮した理論がいくつかある。それぞれ、一定の限界をもつ近似的な仮説に基いている。

最も簡単な方法は次の準経験的な関係を用いて平均量に対する閉じた方程式系を作ることである。

$$\frac{\tau}{\rho} = K_M \frac{\partial V}{\partial z}, \quad \frac{H}{C_p\rho} = -K_H \frac{\partial \theta}{\partial z},$$

$$\frac{E}{\rho} = -K_D \frac{\partial q}{\partial z} \quad (4.4)$$

運動量、熱、水蒸気に対する渦拡散係数、 $K_M$ ,  $K_H$ ,  $K_D$  の決定のためにさらに仮説が必要になる。それには  $b^2 \equiv (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)/2$  と混合距離  $l$  を基本的パラメータとする Kolmogorov-Prandtl の仮説がしばしば用いられる。

もう一つの非定常 PBL パラメータ化 (Deardorff) は一般に時間的に変化する PBL の高さ  $h$  を求めることに重点をおいている。 $(G-u_s)/u_*$  は普通の相似理論と同様  $h/L$  の関数であるが、 $u_s/u_*$  は地表層の理論から、 $z_s/z_0$ ,  $z_s/L$  の関数とされる。ただし  $u_s$  は地表層内の  $z=z_s$  の風速成分である。さらに  $z_s/h$  が小さい一定値のとき、 $G/u_*$  は  $h/z_0$ ,  $h/L$  の関数になると考えられる (温度、湿度についても同様)。三次元モデルの数値積分から、長さのスケール  $u_*/|f|$  が  $h$  の決定に重要となるには  $h/L$  が 1.5 以下でなければならないことがわかった。

Fortak の提案したモデルでは、関係する運動およびエネルギー方程式を地表から PBL の上の境界まで積分した形で用いる。地表での小規模乱流フラックスには触れられないが、諸変数の鉛直構造は、例えば単純な局所的 Ekman 型構造によってモデル化される。

## 4.3. GCM 改良のための PBL パラメータ化

レベル数の少ないモデルでは、赤道付近を除いて、定常 PBL の相似理論に基き (4.1)~(4.3) を用いることができる。関数  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  がわかれば、 $\theta_0$ ,  $q_0$  を既知として  $u_*$ ,  $\alpha$ ,  $h_0$ ,  $e_0$  が得られる。 $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  に関する知識は貧弱だがそれらによるパラメータ化を吟味してみる価値はあろう。

Deardorff のパラメータ化は  $h(x, y, t)$  の計算、記憶を必要とするが、 $u_*/G$  等に対する定式はレベル数の少ない場合は定常相似理論より複雑というわけではなく、



長さのスケール  $u_*|f|$  を  $h$  におきかえれば同じ形をとる。レベル数の多い場合、または  $h$  が大きくなった場合、地表と  $z=h$  の間の鉛直乱流フラックスは、不安定なら高さに linear に、厳密な中立か安定なら運動量については Ekman ラゼンの下部に相当する分布をとると仮定される。

次にもう一つの高レベル GCM における PBL アプローチでは、一番下のレベルを数10mにとる。その下の層は準定常、水平に準一様とみなせるから、地表の乱流フラックスは Monin-Obukhov 相似理論によって容易に計算できる。上層の乱流フラックスは準経験的な乱流理論に基づき閉じた方程式系を作ることによって得られる。

(4.4.) と共に次のような乱流エネルギー収支の式を用いる。

$$K_M \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \beta K_H \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} K_Q \frac{\partial b^2}{\partial z} = \varepsilon \quad (4.5)$$

$K_M$ ,  $K_H$ ,  $K_D$ ,  $K_Q$ ,  $\varepsilon$  は2つの基本的乱流特性、 $b^2$ ,  $l$  のみに依存すると仮定する。次元解析から

$$K_M = \frac{K_H}{\alpha_H} = \frac{K_D}{\alpha_D} = \frac{K_Q}{\alpha_Q} = C_0 l b, \quad \varepsilon = C_\varepsilon \frac{b^3}{l} \quad (4.6)$$

ただし、 $\alpha_H$ ,  $\alpha_D$ ,  $\alpha_Q$ ,  $C_0$ ,  $C_\varepsilon$  は有次元定数である。最後に、 $l$  は一般化した von Karman 式から得れる。

$$l = -\kappa \frac{b/l}{\frac{\partial}{\partial z}(b/l)} \quad (4.7)$$

この方法の主要な欠陥は  $K_H/K_M$ ,  $K_D/K_M$  を一定とみなすことで、データによればこれらは著しく成層に依存する。もう一つの問題は(4.5)に関連して、上向き熱フラックスで  $\partial \theta / \partial z$ ,  $\partial \mathbf{V} / \partial z$  がごく小さい場合に  $K_M$  があまりにも小さくなりすぎることである。以上のことを考慮した理論の拡張が期待される。

最後に  $\theta_0$  の決定に際して Reynolds analogy (すなわち、実際の地表温度と地表層の外挿による  $z_0$  での温度の同一視) と室内実験との大きな違いに注意を要する。従って GCM で地表温度と  $z_0$  での温度の差を考慮することは重要と考えられるが、しかし、放射フラックスの発散がこの差に大きく影響していて、風洞実験ではその決定に十分でない可能性が大きい。

#### 4.4. 異なる PBL パラメタリゼーションによる大循環数値実験への提案

種々のパラメタリゼーションの方法を比較することは、最良の方法を選択し、また、各方法の誤差を見積るために有望である。また乱流フラックスの計算における単純化の許容度が示されよう。単純化した方法を、より高度なモデルと安定度の広い範囲で比較し、単純化の正当性を確認することは絶対に必要である。

比較は次の3グループのパラメタリゼーションに関連して実施されるべきである。

- (a) 地表面での熱、水蒸気、運動量の乱流フラックスの値。
- (b) 境界層の上端での鉛直速度
- (c) 乱流特性(フラックスや渦粘性等)を含む多レベル PBL 内の気象学的パラメタリゼーションの鉛直プロファイル。

1~2日間の気象要素の変化では非断熱過程の役割が無視できるほど小さく、また、5~10日間にわたる数値積分では精度が非常におちるので計算結果の比較は3~4日で行なうのが合理的である。

既存のデータからは、PBL の上下の境界での風速その他の差を用いて地表面の乱流フラックスを計算することは、特に安定な場合には十分正確でないという結論が出る。従ってこの方法は非常に単純化した方式の場合のみ推奨できるが、より正確な計算を行なう GCM では地表層に相当するレベルを少なくとも一つとることが望ましい。

#### 4.5. 観測への提案

実験データは、理論的アプローチを実証するために、また、普遍関数の形や定数の値を決めるために、さらに、パラメタリゼーションに有用な経験的な関係を新たに発見するためにも必要である。

(a) 熱、水分、運動量の地表面近くの乱流フラックスの測定(特にプロファイル法と渦相関法はこれらの量を外部パラメタリゼーションの関数として組織的に研究する点で必要である。これに関連して、境界層内のこれらの量の水平分布構造と格子スケールの平均値を決定するために一連の測定を実施することが望まれる。

(b) 全球的に、陸上の中・大規模な“実効的”粗度定数のマップを作ることが必要。

(c) 非地衡風の方式を応用して大規模な地表応力や特徴的な地衡風ドラッグ係数の値を決定するためにルーチンのレーウィンゾンデ資料が利用できる。

(d) レーウィンゾンデ資料と塔、気球、航空機を利用した境界層風の特別観測によって成層境界層の詳細な風速分布を求める。

(e) より詳細な境界層パラメータ化モデルの確立のために、一様、非一様な地表面上で塔、航空機、気球による格子スケールの乱流フラックス測定が必要。

(f) パラメータ化に必要な、特に非一様な表面上や海岸線などの不連続に囲まれた状態での、境界層過程の実験的研究に注意を向けるべきである。

### 5. 準地衡風に関連した水平乱流

大気の運動を数値予報する場合に、スケールがより小さく、解像できない運動が拡散、逸散の効果をもつことは50年前に L. F. Richardson よって明らかにされた。彼の簡単な渦粘性拡散理論は大気の数値モデルに大きな貢献をしたが、次のような重要な問題点が残されている。(1) 解像できないスケールの平均的な影響をパラメータ化する最も正確な方法は何か、(2) 最良のパラメータ化によって、なおどれほどの誤差が出るか。

解像できないスケールの影響を見積るにはその運動の強さを推算する必要がある。そのためには解像できない小スケールの波数領域のエネルギースペクトルが有用となるが、その知識はまだ断片的なものである。EOLE の分散実験の成果が期待される。解像できない運動のスペクトルでは前線系と対流が大きな部分を占める。解像できる部分より少しだけ小さいスケールのスペクトルは解像できる部分との非線型カップリングで大要が決定され、我々はそれを乱流理論で外挿して算定することを考える。最も簡単な考え方の一つは大きいスケールから小さいスケールへエネルギーが流れ、最後には分子粘性によって逸散するという考え方 (energy cascading) である。差分近似モデルでは、非線型項のために格子間隔のスケールで生ずる不整合誤差 (aliasing error) によってエネルギーはより大きいスケールのものへ向かうにせの流れをひきおこし、それは疑似的なエネルギー源となつて、やがて計算結果を無意味にしてしまう。この所謂非線型計算不安定は格子スケールのものからエネルギーをとり除くことによって救われるが、その除去は小さいスケールへのエネルギーの cascade に対応すべきである。5.1 で cascade の過程をシミュレートするための粘性係数を導出する。その導出の際、格子のスケールは3次元の一様な等方性乱流の慣性領域内にあると仮定されている。GCM では水平格子スケールに比べて、流体の鉛直スケールは非常に小さく、3次元の等方性を仮定するのは疑問である。従って格子スケールの運動を2次元運動と考え、最近の2次元乱流理論を採用することがより合理的であろう。これについて5.2で述べる。

#### 5.1. 3次元の乱れ

3次元慣性領域エネルギースペクトルは、一定のエネルギー逸散率  $\epsilon$  を仮定すると

$$H(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3}. \quad (5.1)$$

ただし  $k$  は波数、 $\alpha$  は無次元の Kolmogorov 定数で約 1.5 である。3次元理論の根本的な仮定は  $k_* = \pi/\Delta x$  (truncation wave number,  $\Delta x$  は格子間隔) が (5.1) の  $-5/3$  乗スペクトルをもつ慣性領域内にあることである。粘性係数  $\nu_*$  は  $k_*$  に依存し、次的に次の形をとらねばならない。

$$\nu_* = \beta \epsilon^{1/3} k_*^{-4/3}, \quad (5.2)$$

$\beta$  は無次元数である。

(5.2) は非線型不安定を避けるためにモデル方程式に加えらるべき粘性項の粘性係数のオーダーの見積りを与えるが、それにはまず  $\epsilon$  の知識が必要である。実際には数値実験によって最小限必要な  $\nu_*$  の値が決定される。より満足できる方法は Smagorinsky によるもので、ここでは  $\epsilon$  が局所的に見積られる。 $\nu_*$  の値にかかわらず

$$\epsilon = 2\nu_* |D_*|^2, \quad (5.3)$$

ただし  $D_*$  は差分近似における変形テンソルである。(5.2) と (5.3) から  $\epsilon$  を消去して、

$$\nu_* = 2^{1/2} \beta^{3/2} |D_*| k_*^{-2} \quad (5.4)$$

粘性係数は  $|D_*|$  を通じて流れの構造に依存するから、結局、粘性項は非線型になる。

#### 5.2. 2次元の乱れ

2次元流では、運動はより大きな渦への組織化、より大きいスケールへのエネルギーの輸送の傾向が起きる。2次元の乱流はエネルギーの他、 $G = 1/2\omega^2$  (enstrophy) に対しても保存則が成立する ( $\omega$  は渦度)。これは二つの慣性領域を導くために Kraichnan, Leith によって示された。慣性領域の一つは3次元の場合と同じ  $-5/3$  乗スペクトルであるが、エネルギーの cascade は逆に小スケールから大スケールに向かい、 $G$  の cascade はない。もう一つの慣性領域は  $-3$  乗スペクトルで、 $G$  の cascade rate  $\eta$  は一定だが、 $\epsilon = 0$  である。

$$E(k) = \alpha_2 \eta^{2/3} k^{-3} \quad (5.5)$$

全球的な波数が10以上のスケールにおける大気運動のエネルギースペクトルは  $-3$  乗則の傾向を示している。 $\alpha_2$  と  $\eta$  を同時に見積ることはできないが、Lilly は2次元乱流の数値シミュレーションで  $-3$  乗則を見出し、 $\alpha_2 = 4.5 \pm 0.5$  と見積った。

次に  $k_*$  が観測で示された  $-3$  乗慣性領域にあると仮定し、上述の議論でエネルギーと enstrophy をおきか

えると、(5.2)に対応して、渦粘性係数は

$$\nu_* = \beta_2 \eta^{1/3} k_*^{-2} \quad (5.6)$$

(5.3)に対応する局所的な enstrophy の逸散率は

$$\eta = \nu_* |\nabla_* \omega|^2 \quad (5.7)$$

ただし  $\nabla_* \omega$  は渦度傾度の差分近似である。(5.6)と

(5.7)から  $\eta$  を消去して非線型渦粘性係数を得る。

$$\nu_* = \beta_2^{3/2} |\nabla_* \omega| k_*^{-3} \quad (5.8)$$

格子間隔  $\Delta x$  を用いれば、

$$\nu_* = \gamma_2 |\nabla_* \omega| (\Delta x)^3, \quad (5.9)$$

ただし  $\gamma_2$  は実験的に決定されるべき無次元係数である。(5.9)は Crowley によって海洋循環モデルに用いられ、 $\gamma_2 = 0.37$  では非線型不安定が起り、 $\gamma_2 = 3.7$  では起こらなかった。

-3乗スペクトルは波数と共に -5/3乗則よりも急速に減少するので格子スケールの扱いの大スケールへの影響が小さく、また、(5.9)のような粘性を与えさえすれば energy cascade が起こらない。

EOLE 分散実験の中間報告では大気のエネルギースペクトルは-3乗則に合致している。ただし、約700kmのスケールにエネルギー過剰の可能性があり、さらに検討する必要がある。

GFDL と NCAR のモデルでは2次元の渦粘性係数が成功をおさめている。それは3次元の係数に比べて中緯度ではより現実的な結果を与えるが、熱帯では対流不安定に関連していくらか問題がある。

Charney は2次元乱流のスペクトルがもっと一般的で現実的な準地衡風じょう乱 (geostrophic turbulence) に対しても適合することを示した。

### 5.3. 最近の乱流理論

quasinormal 近似の非物理的なふるまいを避け、Brown 運動のモデルに基く一連の Markov 乱流近似が考案された。そのうち、test field model (Kraichnan) は最も満足できるものである。これらの乱流近似により任意のスペクトル形について異なるスケールの運動の間の非線型エネルギー輸送を直接計算することができる。既に2次元、3次元の一樣等方乱流に適用されており、また一樣な地衡風じょう乱にも容易に応用できる。

例えば、3次元乱流に対して、無限に長い -5/3 乗則に従う定常な慣性領域では、任意の波数  $k$  非線型輸送の  $T(k)$  の消滅が計算される。ところがある波数  $k_*$  でスペクトルを切りすると  $k(>k_*)$  への非線型エネルギー輸送はなくなり、 $k_*$  よりいくぶん小さい波数で  $T_*(k) > 0$  となる。一般のエネルギ平衡式

$$\frac{dE(k)}{dt} = T(k) - 2\nu k^2 E(k)$$

において、 $k \leq k_*$  で  $\nu_*(k) = T_*(k)/2k^2 E(k)$  を導入することによって定常性がとりもどされ -5/3 乗則が維持される。

2次元の乱れの -3乗スペクトルに対しては eddy-damped Markov 近似の、かなり厳密に局所的な形を用いなければ上のような渦粘性係数の決定ができない (Leith)。逸散関数は結果的に次のようになる。

$$f(k/k_*) = \nu_* k^2 \eta^{-1/3} = \frac{1}{2} \eta^{-1/3} T_*(k)/E(k)$$

この結果は一定の渦粘性の場合よりも、 $k_*$  に近い波数への影響が局所的である。 $f(k/k_*) < 0$  の、やや不安定な波数領域がエネルギー平衡のために必要である。 $k$  に依存する渦粘性  $\nu_*(k) = \eta^{1/3} k^{-2} f(k/k_*)$  はまだ数値シミュレーションでテストされていない。それに対応した、 $\eta$  を局所的に見積る差分シミュレーションもまだ出されていない。

最近の乱流近似が運動方程式の最初はほぼ等しい解がしだいに発散していく割合を評価するのに使用できるので、予報可能性 (predictability) の問題に応用される。eddy-damped Markov 近似を用いた実験が切りすてられる波数領域で行われ、 $f(k/k_*)$  に基く渦粘性の使用で起こる誤差は、解像できるスケールの運動に対する初期条件の決定の際に予期される誤差によるものに比較して無視できることが示された。

改良された乱流近似、すなわち test field model は  $f(k/k_*)$  と大気の子報可能性を再評価するために用いられているが、既に報告されているものと本質的な差異はないようである。

結論として、internal turbulence 過程のパラメタリゼーションはそれによって導入されるであろう誤差を大規模運動の観測誤差によるものより小さくすることができ、対流や降水等に比して問題は深刻でないといえる。

### 6. 重力波・晴天乱流および上部境界条件

ここでは次のような問題について考える。

- (1) 地形的に生成された重力波とそれに関連した CAT による運動量輸送。
- (2) 非地形性重力波。
- (3) 上部対流圏の前線と関連する CAT。
- (4) CAT による鉛直フラックス。
- (5) 大循環モデルのための上部境界条件。境界層上の sub-grid スケールの運動による運動量の

輸送は大循環モデルではまったく考慮されないか、あるいは、一定の渦拡散係数でモデル化されているにすぎない（この係数の値は物理過程を考えた結果というより数値計算の安定性を考えて決められている）。(1)~(3)の過程は diffusive な性格のものでなく、そのような定式化は不適当である。鉛直混合の主要な要因として、それらはとくに成層圏において重要であろう。更に、鉛直輸送は積雲対流（第2章）やおそらく準地衡風平衡にある sub-grid スケールの運動（第5章）とも関連がある。(1)と(3)においては、主要な鉛直輸送はメソスケール過程によっており、乱れは主要な役割と云うよりは限定された範囲の役割をになっている。(4)においては、大きなスケールの shear と温度の関数であるミクロスケールの乱れの統計的効果がフラックスを制御しており、直接的なメソスケールによる要因は考えられていない。準地衡乱流に対して適切な3次元渦拡散係数が適用されるならば重複の危険がいくらか出てくる。そして乱れの強さは(1)~(3)において確定された状態を若干修正すべきであろう。しかし、このような修正は、大循環モデルで十分な実験を経た後になされるべきである。

これらのすべての過程にとって共通に要請される観測は、乱れ、重力波、地衡風平衡の運動を区別し、同時に、それらの発生の周期と地理的分布、その強度に関する適切な情報を与えるような系統的統計資料の収集と解析である。

6.1. 地形性重力波による運動量輸送とそれに関連する晴天乱流

### 6.1.1 地形性重力波の理論

安定大気が山を越えて流れるとき励起された重力波は Lyra 以来広範囲にわたって研究された。波が小振幅であり山の形が単純であれば、観測面からの実証はまだ断片的であるが、それらの力学はよくわかっている。

理論の紹介\*は省略するが、要するに、一般流の鉛直プロフィール、静的安定度の種々の場合に対して、地形による重力波を線型理論にもとづいて求め、各成分波による Reynolds 応力それらの総和として wave drag, 運動量鉛直輸送量を算出することができる。

### 6.1.2. パラメタリゼーションの問題

顕著な小規模地形のあるすべての陸地上では、この過程はパラメタライズされねばならない。この要請は、数

値積分の期間にあまり依らないであろう。

現在の大循環モデルでは、この過程は全く無視されるか、または一定の鉛直拡散係数の中に包含されているかである。いくつかのモデルにおいては、地表の抵抗係数を山岳域で増大させている。

上述の理論にもとづく方法を重力波による運動量鉛直輸送のパラメタリゼーションに用いるアプローチはまだ観測によってテストされてはいない。そこでの基本的な仮定は次の通りである。

(a) 線型理論はランダムな地形と結びつけて全 wave drag の大きさと向きを予測し得る。

(b) 山岳上の各高度での波の消滅と運動量輸送の発散は、局所的な random velocity が平均値を越えるか、局所的 Richardson 数が臨界値より小さくなるか、そのいずれかの確率に比例して起る。後者に対して大ざっぱな推定をすると、輸送量は風のプロフィールと地形スペクトルの広範囲の変化に対して計算されねばならない。これらの結果を近似する簡単でかつ時間のかからない方法がテストされるべきである。このような研究はこれらの過程の気候学と、また、誤差の範囲内において、その過程をパラメタ化する可能性を確立する。

### 6.1.3. 数値実験と観測

(a) 任意の領域で完全流の高解像能をもつシミュレーションを上述の計算と比較すべきである。又両者とも観測資料によりテストされねばならない。

(b) 圏界面近傍に分布する数  $\text{dyne/cm}^2$  の全 drag に等しい力を GCM モデルに導入することの効果を調べなければならない。

(c) 山岳域の約 200 km の長さにわたり、波による運動量鉛直輸送と CAT に関連してその高度変化を測定する飛行機多層観測が計画されるべきである。

(d) さらに進んだ理論的研究計画としては、wave-wave interaction の影響と波のくずれにおけるその役割を調べることである。連続的に成層した流体中の内部波のくずれについての実験的研究も必要である。

(e) 小規模地形のスペクトルと地形形態学的に分類した地形との関係も研究する必要がある。

### 6.2. 非地形性重力波の影響

周知の通り、圧縮性や回転の影響を多少受けた数分から数時間の時間スケールを持つ重力波の振動による強制に対して大気は応答する。山岳の近傍以外においては、この振巾は通常的气象観測で見出すには小さすぎる。しかしながら、混合せずに運動量やエネルギーを伝播する

\* 運動量鉛直輸送の問題に関連した論文としては、Eliassen and Palm (1961), Blumen (1965), Bretherton (1969) 等。

機構として、これら重力波は対流圏や、特に成層圏およびそれ以上のレベルにおける大気循環の重要な要素と見なされてきた。水平運動に対してプリミティブ方程式を用いた大気モデルは、モデルの空間的解像能の範囲内でこれらの波を生成しかつ維持することが可能である。この波はモデルのアウトプットから容易に見出すことができ、時には、非現実的な程大きな振巾に達する。山岳により励起された波と同じく、大気の運動の中でより周期の長いモードとの重力波の非可逆的相互作用は乱れと結びついて生ずる。波群は二次的不安定性を引き起こす程に大きな振巾に達し、したがって乱れとなり消滅するか、または、すでに存在している乱れの領域に達し、分裂しその周りに吸収される。大きな鉛直シアはそのような相互作用の場であろう。

くずれた重力波は成層圏における3次元乱流の主要な要因であろうし、したがって、 $O_3$  やその他の成層圏物質の鉛直輸送にとって非常に重要な役割を果しているであろう。

波の生成の可能性の高い領域や状況として次のようなものである。

(a) シア領域における severe stormy squall line, thunderstorm, 等。

(b) 熱帯や亜熱帯湿潤層の上端付近。これは大きなシアの領域であり、積雲頂によって強制された小さい振巾の振動領域でもある。このように強制された波のメソスケール成分は対流圏を越えて伝播し、熱帯成層圏にみられる種々のプラネタリースケールの波を発達させたり又は相互作用を行う。

(c) 急速に傾圧的に発達する領域。大きな非地衡風の領域はいずれも重力波のエネルギーを発達させるであろう。このエネルギーが乱れたシア層において直ちに吸収されない範囲では、波は生成域から上方と外部へ伝播する。

(a), (b)と結びついたこの過程の取扱いは大体(c)と同一である。その重要性はまだ量的に示されたわけではないが、この取扱いは望ましいものとなろう。

高分解能のゾンデや飛行機を用いた観測計画は、上述の生成領域、特に成層圏における重力波とそれに関連した乱れの分布を決定するために必要であろう。この計画は GARP に対してその重要性を示すのに必要な統計的性質や必要な理解を得ることを目指すべきである。

### 6.3. 上層前線とそれに伴う乱流

#### 6.3.1. 力学的考察

1973年1月

数値モデルにおいて解かれるプリミティブ方程式はある条件下で、顕著な不連続性を形成する性質をもっている。しかし、実際の計算においては、この傾向は有限の解像能と導入された渦拡散によって妨げられる。

最近の理論的研究や、解析的研究は前線帯やジェット流の形成、Richardson 数の小さい薄いシャー域の形成に関する基本的力学をかなり明らかにしている。

高分解能ラジオゾンデとレーダー航空機を用いた case study は、Richardson 数0.25以下の前線帯は CAT を伴うことや0.25が不連続性の強さの限界となることを示している。メソスケール循環に及ぼすこの乱れの役割はまだ知られていない。

#### 6.3.2. パラメタリゼーションの問題

実際の前線帯は大きな鉛直変位や運動量交換を伴う sub-grid 規模の構造を示している。大規模現象のモデル化が前線のそのような微細構造を解像し得ないことによってどの程度影響を受けているかはまだわからない。従ってこの問題に関する理論的研究が必要である。この過程に関する理解は、パラメタリゼーションの理論的研究に対して十分な状態にあるので、その研究の必要性は高い。

前線帯形成の力学に関する更に詳細な研究が、とくに、前線を横切る循環における空気塊の鉛直変位や前線に沿う大規模な流れの変動に及ぼす CAT の影響に関連して必要である。

傾圧波の発達に及ぼす前線帯の解像能の増大の影響を決めるのに GCM が用いられるべきである。この際、不安定傾圧波の波長に相当する初期のデータを用いて、最小の粘性係数と上部対流圏、下部成層圏で最大の解像を有するモデルが採用されるべきである。

### 6.4. 晴天乱流に伴う鉛直輸送

#### 6.4.1. CAT の物理的・統計的特性と意義

多くの CAT が Richardson 数の小さい領域においてみられることはほぼ確実である。理論・観測ともに臨界 Richardson 数が0.25に近いこと、従って Kelvin-Helmholtz 不安定が CAT 生成の主要な機構であることが示唆されている。前線帯においては、しばしば小さな Richardson が数生成され、前線が十分に sharp になると乱れが発達し、そして不連続の生成をさまたげる。また、CAT は重力波の生成される山岳上においてひんぱんに発現する。

成層圏 CAT は総観規模の水平温度傾度との関連性を見出し難いが、CAT 領域においてはやはり小さい

Richardson 数がみられ、それらは重力波やメゾスケールの強い水平温度傾度と関連している。

飛行士の報告にもとづく統計結果は高度 8~12 km 間の CAT の確率は約 10% であり、その半分は moderate である。特徴的な水平スケールは 10~100 km であり、鉛直スケールは 100~1000 m である。乱れの領域はしばしば傾いており、前線に沿う。CAT patch はある場所で約 5 時間ほどにわたって持続する。CAT patch はその内部においてさえ、おそらく一様ではなく intermittent である。

CAT の統計的性質は大規模な総観パラメーターの多くのものと関連がある。即ち、CAT の起る可能性は、鉛直シアが大きく、水平温度傾度が大きく、かつ総観スケールの Richardson 数が小さいときに、極めて大きい。又、CAT は真直な流れよりも屈曲した流れに伴ってひんばんに生じ、平行な流れよりも分流したり合流したりする流れにおいてよりしばしば見出されるであろう。これらの統計的性質の多くは物理的に説明することができ、CAT のパラメタリゼーションに研究を集中すべきである。

CAT による運動量と熱の輸送の直接的推定はまだなされていないが、CAT による消散や運動量鉛直輸送の大きさのオーダーの推定が間接的になされている。それによると、圏界面付近では運動量輸送に主要な役割を果たしており、また、この領域において CAT による消散は全消散量の 25% のオーダーである。エネルギーの消散の推定は二つの方法、即ち、大気層における大規模運動のエネルギー収支からと、CAT の強さに関する報告資料からなされており、両者ともよく一致した結果を得ている。case study によると、中緯度において、CAT による運動量の鉛直輸送量は  $0.3 \text{ dyne/cm}^2$  となり、圏界面付近における全輸送量のかなりの部分を占める。CAT は世界的に一様に分布していないため、局所的輸送量は極めて大きくなるであろう。

#### 6.4.2. 数値実験・観測的研究に対する勧告

かつて、CAT は大循環モデル (GCM) において意識的にパラメタライズされたことはない。しかしながら、多くのモデルにおいて用いられている鉛直渦粘性はある意味で CAT の影響を反映している。CAT の分布の非一様性を考えれば、GCM モデルは、とくにそのジェット流付近では、CAT の分布により空間的・時間的に変化する渦粘性係数が、またはより巧みなパラメタリゼーションによって改良されるであろう。

(a) 鉛直方向に一樣な渦拡散係数  $K_z$  のモデルと上部対流圏における  $K_z$  が我々の知識に基づいた値を有するモデルの比較数値実験が必要である。例えば、8 km と 12 km 間の  $K_z$  を、モデルによって決められた Richardson 数が 2 以下のところでは  $5 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$  に、その他ではゼロにし、これを  $K_z$  の空間的・時間的平均値を用いたものと比較することである。もしこの実験が両者の間に著しい相違を示すならば、パラメタリゼーションは統計的情報の蓄積をまって試みられるべきであろう。

(b) 大・中規模現象と関係づけて CAT の強度分布を求めるために、現存する乱れの記録をもっと有効に使用すべきである。可能なら渦粘性係数の他に、熱と運動量の鉛直輸送、摩擦速度と鉛直速度の RMS との関係も求めるべきである。

(c) CAT の life cycle や周囲に及ぼす影響をよりよく理解するために、更に多くの case study が必要である。このためには、鉛直輸送を測定し得る設備を有する航空機が必要である。

(d) 統計的、総観的解析のために CAT の量的情報が容易に得られる記録計を積んだ飛行機が一般に用いられることが非常に望ましい。

(e) 大きい平均的 Richardson 数の厚い層に含まれている小さい Richardson 数の薄い層を見出す確率は殆ど知られていない。鉛直方向に 50 m 以上の高解像能をもつレーダー追跡気球によってそのような確率分布を調査することが提案される。

### 6.5. 大循環モデルにおける上部境界条件

この問題は subgrid スケールの問題ではなく、他の項目と性格は異なる。

#### 6.5.1. 力学的考察

大循環モデルに上部境界条件は通常、

$$w = \frac{dz}{dt} = 0 \text{ か } \omega = \frac{dp}{dt} = 0$$

かのいずれかを、採用している。これは明確に区別される三つの異なった理由による、

(a) プリミティブ方程式モデルは初期条件のまずさ、突然の変化や他の数値算計に伴う人為的作用等の物理的に無意味な過程によって生ずる急速に伝播する重力波 (例えば、外部 Lamb モード) を表現し得る。このような好ましくない振動を消去したり制御したりする手段として、上部境界条件の調整が考えられる。しかし、これはパラメタリゼーションではなく数値的手段とみな

されるべきである。

(b) grid によって分解可能なスケールで地表面近傍に生成された重力波は、その詳細な影響が正確にモデル化されるならば、対流圏、下部成層圏を通して上方へ伝播し得る。潮汐振動がその例である。Lamb モードの波動は上方へは伝播しないので考慮する必要はない。

この種の運動のエネルギーは小さく、もし大気潮汐をモデル化することに関心が無いならば、重大な問題とはならないであろう。

(c) 或る条件下では、地衡風バランスした大規模な運動(波数2—8)は内部ロスビー波として上方伝播し得る。この過程をよく表現できないと、対流圏におけるこれら波数のじょう乱を正しく評価できず、また、組織的に東風運動量を上方へ輸送する上方伝播プラネタリー波によってもたらされる平均帯状 torque を考慮し損なうことにもなる。赤道付近のもっと小さなスケールの運動に及ぼす同様な影響が赤道成層圏中の準2年振動の説明の一部として提案されている。

これら3つの過程に加えて、sub-grid スケールの重力波は上部成層圏へ多くの運動量を輸送している。しかしながら、このことはこれら波動自身のパラメタリゼーションの問題にのみ重要性があり、数値モデルにおける上部境界条件としては重要ではない。

#### 6.5.2. パラメタリゼーションの問題

現在用いられている大循環モデルの上部境界条件は(c)で述べたプラネタリー波の上方伝播を許していない。対流圏の運動に及ぼすこの欠陥の影響はまだ適切に決定されていないので、パラメタリゼーションの必要度は明らかでない。(a)の必要度はモデルに依存するのでここで考えることは出来ない。

(c)で述べた上方伝播の非線型性にかんがみ、radiation condition が境界条件を改良するとは言えないようである。より見込みのあるのは、最も重要な空間・時間スケールのじょう乱を最上層において吸収させるように数値計算上の人為的操作をすることである。これを行う簡単で有効な方法はまだ考えられていない。1つあるいは2つのレベルが、モデルにおいて最初からこの目的のために配置される必要がある。

(1) 成層圏での運動を観測と比較するために更に多くのcase studyが必要であり、とくに突然昇温の期間には、圏界面付近で下部境界条件として鉛直速度を与えて考えてみることである。(2) 成層圏でレベルを増して対流圏の影響を調べるために、全球的モデルについて実験を行

う必要がある。これらは上部境界条件をいろいろ変えてそこでのエネルギーの消散を行わせるといういくつかの研究と結びついてなされる必要がある。

### 7. 大陸上の水文学的過程および海洋上の Ice cover

主に気候や長期にわたる天候に大きな影響を与える大陸上の水文学的過程と海洋上の ice cover のパラメタリゼーションを表面でのエネルギーと水の平衡方程式に基づいて導出する。

#### 7.1. 地表面におけるエネルギーと水の平衡

地表面でのエネルギー平衡および水平衡はそれぞれ次式で表わされる。

$$F - (1-A)Q + H + LE + M + lS_m = 0, \quad (7 \cdot 1)$$

$$P = E + f_w + G, \quad (7 \cdot 2)$$

ここで、 $F = F_1 - F_2$  は地表面での正味の長波放射、 $F_1$  は表面から上向き長波放射、 $F_2$  は大気から下向き長波放射、 $(1-A)Q$  は表面で吸収される太陽放射、 $A$  は地表面のアルベド、 $Q$  は表面に到達する太陽放射、 $H$  は大気中への顕熱フラックス、 $LE$  は大気中への潜熱フラックス、 $M$  は sub-surface への熱の伝導、 $S_m$  は雪と氷の融解、 $l$  は融解の潜熱、 $L$  は蒸発の潜熱  $L_e$  あるいは昇華の潜熱  $L_e + l$ 、 $P$  は降水量、 $E$  は地表面での蒸発と凝結の差(普通真の蒸発と呼ばれる)、 $f_w$  は地表での流出(run-off)、 $G$  は地表面から下の層への水分のフラックスで、地表面からより深い層への液体状水分の重力による流れ、film moisture の鉛直フラックス、水蒸気の鉛直フラックス、植物の根によって吸い上げられる水のフラックス、その他の総和である。

$G$  は地表面下の水流出  $f_p$  と地殻の上層での含水量の変化  $\frac{\partial W}{\partial t}$  の和に等しいとし、地表面での流出  $f_w$  と土中での流出  $f_p$  の和を総流出量  $f$  とすると、(7・2)は次式でも表わせる。

$$P = E + f + \frac{\partial W}{\partial t} \quad (7 \cdot 3)$$

(7・3)は表面から水分変化の実質上なくなる深さまでの鉛直土柱についての水平衡を表わしている。

#### 7.2. 蒸発と流出

まず、土中に水分が充分ある場合、蒸発の割合は土の湿度にはほとんど関係せず外的な気象学的要素によって決定される。この場合、蒸発は potential evaporation の値に等しく気象学的条件によって定義され、ある程度蒸発面の性質に左右される。

蒸発の割合は土の湿度が減少すると共に急に減少する。即ち、土の湿度がある臨界値  $W_0$  に等しいか大き

いときに蒸発  $E$  は potential evaporation  $E_0$  に等しく,  $W < W_0$  の場合には

$$E = E_0 \frac{W}{W_0} \quad (7.4)$$

1 m の厚さの上部土層に対して  $W_0$  は普通 10~20 cm の productive 湿度の層に等しく, この値は地理的条件や季節による.  $W_0$  の値の変化は植被状態の変化と関連し, ある程度植物の根の組織の活動を示す. 根の組織が発達すればする程, それが土から水をより効果的に抜きとればとる程,  $W_0$  は小さくなる.

(7.3) と (7.4) によって蒸発量を求めるとき, 水平の流出がなく不十分な湿度をもった状態のもとでは非常に単純化される. 即ち, 非常に未飽和な状態のもとでは水平衡式は

$$P = E + \frac{\partial W}{\partial t} \quad (7.5)$$

短期間の蒸発量の計算に Budyko の近似法が用いられる. この計算方法は未飽和の条件の時, すなわち, 月降水量が potential evaporation よりはるかに少ない場合に使用できる.

流出(run-off)の決定は, 水平方向の流出が水文気象学的要素の極値とかなり関連しており, 上述の計算に使われた月平均値にはあまり依らないために複雑な問題となる. しかしながら, それら要素の平均値と極値との間に或る依存性のあることを考慮して, 流出量を見積る近似的な方法が導出できる. 各々の月に対して流出係数  $f/P$  は 0 から 1 の値をとる (融雪期の流出係数を計算するときにはこの期間の降水量に寒期の固体状の降水量を加えなければならない). 流出係数は土湿に左右されることは明らかである.  $W_K$  を ground water と全然結びつきのない土の上層にとどまり得る最大含水量とすると, 完全に乾燥した土に対しては  $W/W_K = 0$  で, 流出も又零に等しい.  $W/W_K$  が増加するにつれて, 流出係数は大きくなり  $W/W_K = 1$  で最大となる. この依存性は次のような形で表わされる.

$$f/P = \mu \frac{W}{W_K} \quad (7.6)$$

ここで,  $\mu$  は無次元の比例定数で, 降水量の強さに左右され, しばしばシャワーのある領域で増大する. (7.6) は potential evaporation の月平均が降水量より大きい ( $E_0 > P$ ) 不十分な含水量の状態での流出の評価に使用できる. 降水量が potential evaporation より大きい場合, 流出は  $(P - E_0)$  によってただちに影響を受ける.

$W/W_K = 1$  で土が完全に湿潤な場合, 流出量は  $P - E_0$  に近づく. この場合流出係数は  $1 - E_0/P$  の値に近づくであろう.  $W/W_K < 1$  で  $P > E_0$  の場合, 流出係数は指示される値より小さく, パラメータ  $\xi = 1 - E_0/P$  と降水量の両方に依存する.

この依存性を次の形で表わそう.

$$\frac{f}{P} = \sqrt{\mu^2(1 - \xi^2) + \xi^2 W/W_K} \quad (7.7)$$

従って, 水平流出量は次式で表わされる.

$$f = P \frac{W}{W_K} \sqrt{\mu^2(1 - \xi^2) + \xi^2}, P > E_0 \quad (7.8)$$

$$f = \mu P \frac{W}{W_K}, P < E_0 \quad (7.9)$$

(7.6)~(7.9) は精度に限界があり, 流出量の変化が蒸発量にあまり影響を与えない場合, 蒸発量の計算に用いてよい. その結果によると (Budyko), 係数  $\mu$  は高・中緯度で最も小さくなり, シャワーがしばしば起る亜熱帯と熱帯地域で大きくなる. 蒸発量の世界的マップをつくりあげるとき,  $45^\circ N$  以北,  $45^\circ S$  以南の地域に対して  $\mu = 0.2$  の平均値が,  $45^\circ N$  と  $45^\circ S$  間の地域に対しては  $\mu = 0.4 \sim 0.8$  (湿度に依存) が用いられた.

ここで述べた地面上の水文学的過程のパラメータ化は大きい時間スケールの気候の理論に使用されている. 短かい期間に対する水文学的過程のパラメタリゼーションは未だ導出されていない.

### 7.3. Snow Cover

雪の平衡方程式は

$$\frac{\partial S}{\partial t} = P - E - S_m, \quad (7.10)$$

ここで  $S$  は積雪量 (液体の水に換算),  $P$  は降雪量 (単位時間単位面積あたり, 以下同様),  $E$  は昇華量,  $S_m$  は融雪量である. 雪面上に降る雨は雪を通して地中にしみこむものとし, 雪に被われている時には地面からの蒸発はないと仮定する. 降雨か降雪かの判定は大気モデルの最下層の温度による.

雪面でのアルベドは積雪量に依存し, そのパラメータ化の一つは (Halloway と Manabe)

$$A = A_g + S^{1/2}(A_s - A_g) \quad S < 1 \text{ cm} \quad (7.11)$$

$$A = A_s \quad S \gg 1 \text{ cm} \quad (7.12)$$

ここで  $A_g$  は裸地のアルベドであり,  $A_s$  は雪のアルベド ( $60^\circ$  より赤道側では 0.60, 極側では 0.75) である. NCAR モデルではアルベドの変化は  $A$  が 0.6 をこえないという条件つきで次のように表わされる.



$$A=0.2+0.4S \quad (7 \cdot 13)$$

## 7.4. 海洋上の ice cover

## 7.4.1. 固体状の水とエネルギーの平衡

海洋上の氷は海洋と大気両者における力学的、熱的過程の生成物であり、大気大循環に影響を与える海洋大気系での熱交換の重要な調整器である。大気と海洋での力学過程の不均一性とエネルギーの流れの不規則性は氷の厚さと拡がりに差異をもたらし、これが又海洋と大気間の熱交換に変化を生じさせ、結局大気循環のパターンに影響を与える。氷上の雪の層は全体の機構をより複雑にする。海上の氷は非常に活動的な媒体であり、漂流、水路 (lead) 形成、小さな氷丘 (氷の上下面の粗度の原因となる) を形成し氷表面のアルベドの変化を起す。

雪と氷の平衡の一般的な式は次のように表わせる。

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \text{div}(mc) = A_H \nabla^2 m + NP - NE + NE_a/L + NE_w/l + E_i/l, \quad (7 \cdot 14)$$

ここで  $m = m_i + m_s$  は単位面積当りの固体状の水である。 $m_i = \rho_i NT_i$  は氷の質量、 $m_s = \rho_s NT_s$  は雪の質量、 $\rho_i, \rho_s, T_i, T_s$  はそれぞれ氷と雪の密度と厚さ、 $N$  は氷の密集度 ( $0 \leq N \leq 1$ )、 $A_H$  は横方向の混合係数、 $P$  は降雪量 (単位面積 単位時間当り、以下同様)、 $E$  は昇華量、 $E_a$  は大気と氷の間の熱輸送、 $E_w$  は氷の下面と水との間の熱輸送、 $E_i$  は氷と水との間の横方向の熱輸送、 $c$  は氷のドリフトの速度である。

互に非常に近接した一群の氷に対して  $N=1$  とすると、横方向の氷の融解は無視できる。さらに、氷上の雪の層を無視すると (7・14) は一群の氷に対して次の形に書き換えられる (Bryan)。

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} + \text{div}(\delta_1 VT_i) = A_H \nabla^2 T_i + P/\rho_i - E/\rho_i + E_a/\rho_i l + E_w/\rho_i l, \quad (7 \cdot 15)$$

ここで  $V$  は表面の流れの速度、 $\delta_1$  は実験的に見出されるパラメータである。

定常的な氷の融解過程に対して、もしドリフトを考えないで (7・15) を使うと、平衡方程式 (Budyko) は

$$R = LE + H + M' + lh\rho_i, \quad (7 \cdot 16)$$

ここで  $R$  は放射平衡、 $L$  は昇華の潜熱、 $E$  は氷表面からの昇華、 $H$  は氷表面と大気間の乱流による熱フラックス、 $M'$  は氷面から下層の水への熱輸送、 $l$  は融解の潜熱、 $h$  は融解による氷の厚さの変化量。

平衡方程式の成分 ( $R, LE, H, M'$ ) を用いて (7・16) から、 $h$  に対して次のような近似式が得られる。

$$h = \frac{1}{l\rho_i} (R - LE - H - M') \quad (7 \cdot 17)$$

より高度のモデルでは海洋の氷の力学を含むべきであり、力学効果のあるものはパラメータ化されてのみ取扱える。

## 7.4.2. 海洋の氷の力学

固体状の水の平衡とエネルギー平衡の各成分を評価するために次のことが必要である。

1. open ice での氷の側面での熱輸送の他に ice cover の表面と底での熱輸送を計算する。

2. 氷と雪の質量平衡、エネルギー平衡の方程式に加えて ice cover の力学を決めるためには ice cover の運動を記述する方程式を用いる必要がある。

第1の点は、海洋—氷—大気系の系の中での熱的な相互作用に関するものである。第2の点はこの系における力学的な相互作用に関係するもので、氷のドリフトに及ぼす海岸の影響や氷の歪を知ることも必要である。

第1の点で最も重要な課題は、

(a) 氷面及び雪でおおわれた氷面の熱収支成分の評価法の検証。

(b) open ice cover で氷の融解と附着の評価に用いられた方法の検証。

(c) 塩分や熱に左右される海洋の氷の熱的な並びに物理的な特徴の実証。

第2の点での最も重要な課題は

(a) 上下面の形状に依存する氷と大気、氷と水との摩擦係数の決定。

(b) ice cover の力学方程式に含まれている氷の歪の内部力のパラメタリゼーションと特に係数  $A_H$  の決定。

(c) ice cover の強さの特徴を示すパラメータの決定。

sea ice の力学を記述するモデルは氷の密集度 ( $N$ )、氷の厚さ、雪の深さ、完全に又は部分的に氷でおおわれている表面のアルベド等の初期値を必要とする。

## 7.5. 要約と勧告

ここでは地表面上下で起るいろいろな水文学的過程をパラメータ化する基本的方式について述べた。これらの基本式は地面でのエネルギー収支、地表面と地面下での水収支、snow cover と sea ice の予報式からなっている。これらの式は境界層、海気相互作用、放射、大気と地面の水理学、土壌学等の理論や仮説に基礎をおいてパラメタライズされたいろいろな項を含んでいる。上述の式は第一近似として気候学的な長期の予報に適用でき

る。

パラメタリゼーションの精度をさらに向上させるためには適当な野外実験と観測の実施されることが望まれる。

(a) 土壌水分のデータに対して水収支のすべての成分が測定されるべきである。特に、現在わずかしき測定されていない蒸発、流出、固体状の降水量等の測定の精度と密度をあげるための努力がなされるべきである。雪のデータについては、雪の深さのみならず雪の密度も測定されるべきである。海洋の氷に対しては、氷上の snow cover, 位置, 密度, 厚さが測定されるべきである。

(b) 地面と氷におおわれた海面のアルベド, 土壌含水量等の計算に含まれるパラメータの地理的分布図をつくることが要求される。

(c) 海洋の氷に含まれる物理過程についての現在の知識は不十分である。特に氷の topography や海洋の氷の予想方式を発展させる。さらに改良が必要とされる分野はアルベドと snow cover の関係, potential evaporation である。

(d) 特定のパラメタリゼーションの妥当性の range についての知識を得るために、十分に計画された数値実験は非常に有効である。

## 8. 海洋との相互作用および海洋の応答時間

大気にとって、海洋は巨大な熱及び慣性をもつ水蒸気と炭酸ガスの大きな貯蔵庫である。大規模な大気運動に与える海洋の影響は coupling の度合すなわち運動量, 熱及び水蒸気の輸送の割合に左右される。逆に大気は海洋の運動を引き起す。GARP は大気の変化に海洋がどの位の速さで応答するか, 輸送の割合に及ぼすその影響や風により引き起される海流の効果等に関与すべきである。

運動量, 熱, 水蒸気の海洋と大気の間での輸送過程についての我々の理解は不完全であり, 実験的知識の信頼性は非常に劣る。以下に述べるように, 運動量の輸送の知識は GARP にとっては多分充分であろうが, 熱と水蒸気に対しては重大な欠陥が残っている。

### 8.1. 局所的運動量輸送

大気と海洋との間の運動量輸送機構はまだ充分理解されていない。高さ 10 m の風速が 10 m/sec を起せる場合に風の全応力の 20% 以下のものが short wave に送りこまれ, 残りは直接, surface shear が短周期の急速に消散する capillary wave にくわれるものとされている。

波に輸送される運動量は海面に沿って伝播し得るが, これらの成分が飽和に近い場合, 砕波による運動量の損失は数 km のスケールで風からの input と平衡を保つてであろう。それ故 GARP の観点からいえば, 運動量輸送はおそらく局所的な過程であるとみなすことができる。

応力は風速と次のような関係で結びつけられる。

$$\tau = C_{10} \rho_a U^2$$

ここで  $C_{10}$  は実験的に決定される抵抗係数である。多くの独立した測定の結果として抵抗係数はいろいろの海況のもとで充分な精度で知られている。最も良い測定値の中でのばらつきは  $\pm 30\%$  で, 平均値は非常に強い風の場合を除いては  $\pm 10\%$  以内で信頼できる。

水面上の抵抗係数についての我々の経験的知識は一応 GARP の目的に対しては適当であるけれども, 重要な科学的な問題が残っている。即ち, 実験データの正しいパラメタ化は, 現在ほとんど行なわれていない動いている波の上の流れ場の物理を把握しているか否かによっている。

例えば, 風により引き起される波の場で,  $10 u_*$  より小さい位相速度をもつ短い成分の波へ運動量が急速に輸送される。波の運動量は 30 cm より大きい波の破壊か, capillary wave の形成によって失われる。より長い波への運動量のフラックスはよりかんまんになる。このような範囲に含まれる過程は局所的なものではなく, これらの波とカップルした組織化された運動を必然的に伴なう。荒れた海でのより大きな波の成分に対しても波に輸送される運動量は再び重要となってくる。これらについての理解も不十分であるが, 与えられた高さでの風速と表面応力との間の関係を確立するという実験的立場から見れば, 現在の知識は充分であろう。

### 8.2. 熱および水蒸気の交換

海洋と大気の間での熱と水蒸気の輸送に対する我々の知識は極めて不満足である。現在までなされた理論的研究は実験データの解析に対してただおおまかな指針を与えるのみである。

熱と水蒸気のフラックス,  $H$ ,  $E$ , は交換係数をそれぞれ  $C_H$ ,  $C_E$  とすると, 一般に次のように定義される。

$$C_H = \frac{H}{C_p \rho_a U (T_s - T)}$$

$$C_E = \frac{E}{\rho_a U (q_s - q)}$$

ここで風速  $U$ , 温度  $T$ , 比湿  $q$ , は特定の高さ (普通 10 m) の値であり,  $T_s$ ,  $q_s$  は表面での値である。  $q_s$

は水に対する飽和比湿と仮定されている。

Kitaigorodsky と Volkov のデータは roughness length parameter ( $u_*z_0/\nu=R_{z_0}$ ) を使って  $R_{z_0}$  の広い範囲 ( $10^{-3}\sim 10^3$ ) にわたり次式で近似できる。

$$C_H \sim C_E \sim 2 \times 10^{-3} (u_*z/\nu)^{1/4}$$

データの散らばりは大体 2 倍である。彼等が使用したプロファイルの測定は質はそれ程高くなかったので、 $C_H$  と  $C_E$  にそのような大きな変化があった事は疑問視された。

Mangarella その他によるごく最近の室内実験の結果は  $C_H=C_H(R_{z_0})$  という関係を支持している。これらの結果を Kitaigorodsky と Volkov にならって表現すると、 $C_H \sim 2.9 \times 10^{-3} (u_*z_0/\nu)^{0.082}$  となり、一般に大きさにおいては一致するが  $u_*z_0/\nu$  によってあまり急に変わらない。実験室のデータの散らばりも考えられるので  $C_E$  と  $C_H$  の  $R_{z_0}$  による変化に対する問題は未解決である。

$C_H$  と  $C_E$  の最も信頼できる評価は  $H$  と  $E$  の直接測定から得られるが、不幸にもたった 2 つの観測例のみが信頼出来るもので (Pond et al, Hasse) それらによれば  $C_H$  と  $C_E$  はほとんど異ならず、これらの条件下では抵抗係数の値に近い。 $C_H$  に対する Hasse の平均値は  $1 \times 10^{-3} (0.52 \sim 1.20)$ , Pond 等は  $C_E \sim 1.23 \times 10^{-3}$ ,  $C_H \sim 1.52 \times 10^{-3}$  を示している。この直接法によるデータは風速の非常に狭い範囲しかカバーしていないので、Kitaigorodsky と Volkov によって示された強い依存性を肯定も否定もできない。

要するに、応力測定に対するよりも不満足なもので、風浪状態の広い範囲にわたる  $C_H$  と  $C_E$  の変化について確認できない (たとえ  $U_{10}=3\sim 10$  m/sec の普通の状態においてさえも)。 $C_H$  と  $C_E$  を正確に決定しようとする場合の困難は、まず乱流輸送量  $H$  と  $E$  の正確な測定にあり、つぎに海面温度の正確な測定である。実験データがない上に表面を通しての水蒸気と熱の交換の機構の理解も未だ不明確である。

### 8.3. 海洋の応答時間

#### 8.3.1. 表面水温に影響を及ぼす海洋過程

大気自体の数値モデルに含まれる空間及び時間スケールが何であろうとも要求されるただ 1 つの海洋学的パラメータは表面温度の時間的・空間的分布である。表面温度に影響を与える多くの物理的過程が介在するが、それらの重要度はモデルがカバーする時間スケールに左右される。それらの物理過程は次の 5 つである。

#### (a) 局所的な熱的 input と風の力に対する応答

ほとんど風がなく表面に正味の熱的 input がある時、

表面温度は熱平衡状態に達すべく最も速く順応する (数時間以内に)。安定な密度構造 (日々の thermocline) が表面で発達し、数 m 以下の深さの温度はほとんど影響を受けない。風の力はメカニカルな混合を起し、表面温度の上昇を妨げる。表面が冷却すると表面下で重力不安定層ができ、たとえ風がなくても鉛直方向の混合は対流的に発生し、表面温度は数メートルの深さでの温度より多少低いだけである。このような過程は充分理解されており、海面とその下の混合層の間の温度差を表面での正味の熱フラックス (蒸発, 伝導, 放射) と風速等の関数として表すことも可能である。

海面温度は、継続的な風の攪拌作用により 1 日のオーダーのスケールで混合層の深さを変化さすことによって、直接風の影響を受ける。実験によると、十分に混合された層の厚さは応力と次のような関係のあることが示されている。

$$\frac{dh}{dt} = 2.5 \frac{\rho_w w_*^3}{g S_p h}$$

ここで  $\rho_w$  は水の密度、 $w_*$  は水中での摩擦速度 (空気の摩擦速度の約 1/30)、 $S_p$  はエントレメントが起る thermocline での密度の飛躍である。この式は野外では確められていないが、厚さ “ $h$ ” が Ekman scale  $w_*f$  に近づいた場合には変形されるであろう。

もし上式が、密度差が塩分ではなく温度変化の結果であるような浅い thermocline を持った海洋の状態にも成立するとすれば、風の応力の結果としての表層の温度変化率は次のように表わされる。

$$\frac{dT}{dt} = -2.5 \frac{g \alpha h^2}{w_*^3}$$

ここで  $\alpha$  は熱膨らみ係数である。典型的な例として  $w_* \sim 1$  cm/sec ( $u_* \sim 30$  cm/sec),  $\alpha \sim 10^{-5}/^\circ\text{C}$ ,  $h \sim 100$  m とすると  $dT/dt \sim -2.5 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}/\text{sec} = -0.2 \text{ }^\circ\text{C}/\text{day}$  となり、この効果は長時間相当な領域にわたって強風が吹いた場合有意となる。

#### (b) 風の力に対する間接的応答

広範囲にわたる風の力によって引き起される沿岸及び赤道域での湧昇がその例である。この種の応答時間スケールは中緯度では約 1 日である。海岸に平行に吹く (北半球では左に海を見るように吹く) 風は海岸線から暖かい表面水を取りさり、冷たい下の水でおきかえようとする。その温度差はかなり大きく (多分  $5^\circ\text{C}$ )。横方向のスケールは 100 km のオーダー、縦方向のスケールは海岸線の長さによって影響を受ける (せいぜい  $3 \times 10^3$  km ま

で)。

### (c) 自由振動

ある1点での海洋の表面温度はその地域の天候にはよらない流れの強さと型の変化によっても影響を受ける。メキシコ湾流の屈曲がその例である。これはおそらくその流れの系固有の不安定とそれに影響を与える地形の結果によるものであろう。この屈曲のスケールは300 km, 1~3週間のオーダで温度差は5°C以上である。理論的研究によれば1~7週間の周期をもった風の応力に対する海洋の応答は主に順圧 Rossby 波の形で、これらの波は西進し、おそらく境界の流れと相互に作用するであろう。

### (d) 上部の活発な層の熱容量の変化

季節変化は厚さ100mのオーダの混合層の熱容量と温度分布に1年のオーダの時間変化をもたらす。中緯度では、冷たい水は特に storm に伴う乱れによって上層へ運ばれる。上部の thermocline での熱の輸送過程の機構についてはほとんど知られていない。

### (e) 海洋大循環

風によって引き起される海洋循環はほとんど上層の active layer に限られる。メキシコ湾流のような境界の流れは  $10^7$  から  $10^8$  m<sup>3</sup>/sec のオーダの流量をもち  $3 \times 10^3$  km の距離、100 km オーダの幅で 10°C にものぼる温度の偏差を伴っている。

長期にわたって平均された正味の鉛直輸送は Ekman pumping と結びつけられるが、これを基礎として評価された表層の水の入れ替りに必要な時間スケールは30年のオーダである。深海の循環の時間スケールは  $10^3$  年のオーダである。

非常に深い所で熱・塩分の鉛直混合と運動量の鉛直輸送を与える運動の構造についてはほとんど知られていない。内部波は確かに含まれ、その構造は大気の場合にいく分類しているがデータはほとんどない。

#### 8.3.2. 大気モデルに対する関連性

上述の過程が大気モデルにどれ程重要であるかはその対象の時間スケールによる。数日おそらく一週間位の期間では、熱と水蒸気の輸送の初期値からのずれは重要でないだろう。しかし、2週間にもなると海洋の表面温度の変化が重要となってくる。

予想モデルが1年又はそれ以上の時間スケールに対して使用された場合、上部海洋の力学と熱平衡が考えられねばならない。完全な定量的証明はないけれど、Namias や Bjerknes は大きなスケールでの海面温度の季節平均

からの偏差と北半球の天気のパターンの異常性ととの間に強い関係のあることを示している。これらのスケールの表面温度と非常に小さい波数の定常波の経度方向の位相との間に関係のあることが示されている。海面温度の異常は夏季に観測されるけれど9~10月位まで継続する。これらの温度の異常性の適当な取扱いは深海の力学を使ったモデルを必要とするが熱及び塩分方程式を単純化することはできる。種々の深さでの温度の観測によって温度の異常が300~400m以下では非常に小さいということが確認されると、これらのレベル以下のすべての温度と塩分を予報期間中一定としてしまうのが最も良い方法である。モデルは放射、移流、混合のようなすべての要素が矛盾なく考慮されるべきである。なぜなら、混合した層の温度の有意なトレンドが反対符号の大きな項の間の小さな差によるからである。次に10年あるいは100年のオーダの時間スケールを考える場合、世界の海洋のすべてが含まれねばならないであろう。

#### 8.4. 問題点の要約と勧告

##### 8.4.1. 運動量、熱、水蒸気の交換

(a) 局所的な風速と表面応力との関係は GARP の目的に対しては、非常に強風の場合を除いて、ほぼ満足できる。しかし詳細な機構は解明されておらず、さらに研究が必要である。観測的研究としては風の場のメゾスケール構造のため、強風での抵抗係数を測定する必要がある。

(b) 局所的な運動量、熱・水蒸気輸送と格子スケールで平均化されたそれらと関係づけねばならない。そのとき、異なる海洋状態における風速や海・気温度の sub-grid スケールの変化の特性を知る必要がある。

(c) 海面から大気への熱と水蒸気の輸送に対する理解は非常に不足しており、これが補なわれるまで実験的相関の改良は得られそうもない。いろいろな状態でのフラックスと風浪の測定はパラメータ化の実験的基礎を与えるのに必要である。

##### 8.4.2. 熱的 input と風の力の局所的性質

(a) 海面を通しての熱・水蒸気のフラックスと波の状態等の外的パラメータと混合層での温度と塩分の鉛直勾配の定量的関係を確立すること。

(b) 放射フラックスの影響は直接測定によって確かめられねばならない。

##### 8.4.3. 湧昇流の過程

海洋学的研究は湧昇流の特徴的な時間空間スケールを評価し、この観点から海洋領域を特徴づけるために必要

とされる。

#### 8.4.4. 上部の活発な層の熱容量の変化

季節的な thermocline を通しての鉛直混合過程の正しいパラメタ化を進展させるために現在大いに欠けているその過程の物理をはっきりと理解する必要がある。階段状微細構造、内部波、小さなスケールの断続して起る乱れ等の系統的な詳細な観測は重要である。これらは非常に安定な状態での乱れと構造の現実的な理論的研究を伴なう。

#### 8.4.5. 大気と海洋のモデルの結合

海洋循環をモデル化する一連の数値実験が必要である。このために、(1)世界の海洋の大循環、(2)上層の海洋の季節的变化、(3)海面温度の2週間変化、等の過程がシミュレートされねばならない。これらの過程のモデルは、海洋の応答時間に対する知識を増大し、大きなスケールの海気相互作用の研究を助ける。

数10年、数100年のスケールを取り扱う数値モデルをつくる場合にいくつかの大きな障害物がある。莫大な計算量は別にしても、主な thermocline での1~30mのスケールでの熱と塩分の鉛直交換の他に熱と運動量の10~100kmスケールでの水平混合の物理過程について未知な点が多い。他の障害は深海の流れに関する適当な資料がない事である。たとえ数箇所でも、数年の期間にわたって、流れと温度についての連続的なデータが必要である。

### 9. あとがき

上記の他、「小規模な地形の影響」の問題に関連して、L. N. Gutman による「地表面近くでの中規模循環」、P. W. White による「小規模地形、海岸、島、湖等による降水の集中と強化」、また同じく P. W. White による「地表面近くの前線と降水の相互作用」と題する報告がなされた。ここではそれらを割愛したが、機会があればあらためて紹介したい。

研究会議はレニングラード郊外にある Main Geophysical Observatory (所長 Budyko) で行なわれ、市内のホテルと会議場をバスで朝、昼、晩と往来する毎日であった。途中いくつかのエクスカージョンを含め、また、上記専門家他に、JOC や各種作業委員会メンバーを加え50名を越える参加者の世話や報告書作製等について献身的な奉仕をされた Main Geophysical Observatory の方々に感謝しなければならない。

ついでにその研究所について簡単に触れておこう。Main Geophysical Observatory はソ連において最も由緒ある研究所の一つであり、その歴史は1849年に設立さ

れた Main Physical Observatory にさかのぼる。革命以前は、研究のみならず、観測・予報等のサービス業務をもその任務とし、ロシアにおける水理・気象全般にわたっての中心であった。1924年、今日の名称にあらたまり、その後モスコに Central Weather Bureau (今日の Central Institute of Weather & Forecasts) が設立されるに至って、Main Geophysical Observatory はルーチン業務から解放され、研究に全勢力が注がれるようになった。わが国の気象研究所にほぼ相当するのではないかと思う。その間、A. A. Dorodnitsin, E. N. Blinova, I. A. Kibel, A. A. Fridman, N. E. Kotchin, A. P. Multanovsky を始め多くの著名な気象学者を輩出してきた。第2次大戦後の1946年、Main Geophysical Observatory がレニングラード郊外に再建され今日に至っている。現在次の10研究部から成り、1000名を越える職員を擁している。すなわち気象力学 (部長 M. I. Yudin), 気候学 (O. G. Sorochan), 大気境界層物理学 (A. S. Dubov), 雲物理学と人工制御 (N. S. Shiskin), 大気拡散・汚染 (M. E. Berlyand), 大気光学・光化学 (G. P. Gushchin), 大気放射 (V. C. Gaevsky), 大気電気 (V. P. Kolokolov), 気象測器 (M. S. Sternzat), 気象観測法 (D. P. Bespalov) であり、博士およびそれに準ずる研究者は約130名である。更に、post graduate course をもち、現に30名以上の post graduates をかかえ、わが国における大学附置研究所の性格を有する一方、refresher course for specialists of local institutions of the Hydrometeorological Service を併置し、気象大学校の色彩をも兼ね備えていることは興味深い。

本稿をまとめるにあたり、花房竜男、川平浩二、大西晴夫、吉門洋、福山薫の諸氏の協力を得たことを記して謝意を表する。

### 文 献

GARP 組織委員会 (JOC) は GARP 関連の活動状況を逐次出版物によって報告している。参考のため既刊のものについてそれらの表題を列記しておく。

#### 1. GARP Publications Series

No. 1: An introduction to GARP.

No. 2: COSPAR Working Group VI Report to JOC—Systems possibilities for an early GARP experiment.

No. 3: The planning of the first GARP Global experiment.

No. 4: The planning of GARP tropical experiments.

No. 5: Problems of atmospheric radiation in

## GARP.

No. 6 : Numerical experimentation related to GARP.

No. 7 : The GARP programme on numerical experimentation.

## II. GARP Special Reports

No. 1 : Report of planning conference on GARP—Brussels, March 1970.

No. 2 : Report of interim planning Group on GARP tropical experiment in the Atlantic—London, July 1970.

No. 3 : Report of the first session of the Tropical Experiment Council—Geneva, February 1971.

No. 4 : Report of the first session of the Tropical Experiment Board—Geneva, February 1971.

No. 5 : Report of the second session of the Tropical Experiment Board—Geneva, December 1971.

No. 6 : Report of the third session of the Tropical Experiment Board—Geneva, April 1972.

No. 7 : Report of the second session of the Tropical Experiment Council, Geneva, September 1972.

No. 8 : Report of the planning conference on the first GARP Global Experiment, Geneva, September 1972.

## III. NEWSLETTER (速報)

No. 1 February 1972

No. 2 May 1972

No. 3 July 1972

No. 4 September 1972

## IV.

1. ICSU/IUGG Committee on Atmospheric Sciences, 1967: Global Atmospheric Research Programme (GARP). Report of the Study Conference, Stockholm, 28 June-11

July, 1967.

(報告「地球大気開発計画研究会議」として日本学術会議地球物理学研究連絡委員会大気科学小委員会から抄訳が出ている)

2. Report of the sixth session of the Joint Organizing Committee, Toronto, 20-25 October 1971.

3. GATE Report No. 1: Experiment design proposal for the GARP Atlantic Tropical Experiment.

4. Report of the seventh session of the Joint Organizing Committee, Munich, 28 June-4 July 1972.

「天気」誌上には次の報告や解説が掲載されている。

1. 小倉義光, 1966: 地球大気研究計画について, 天気, 13, 225-230.
2. 小倉義光, 1967: 「地球大気開発計画 (GARP) 研究会議」印象記. 天気, 14, 379-388.
3. 小倉義光, 1968: GARP 組織委員会第1回会合報告. 天気, 15, 473-476.
4. 柳井迪雄, 1969: GARP 組織委員会熱帯擾乱研究グループ報告. 天気, 16, 87-95.
5. 小倉義光, 1969: GARP 組織委員会第2回会合報告. 天気, 16, 415-421.
6. 関原 彊, 1969: 気象衛星の将来計画. 天気, 16, 167-173.
7. 小倉義光, 1970: GARP 組織委員会第3回会合報告. 天気, 17, 228-230.
8. 小倉義光, 1970: GARP 立案会議報告. 天気, 17, 389-391.
9. Thompson, T., 1971: The planning of basic data set in GARP. 天気, 18, 413-415 (本母利広氏の訳)
10. 新田 尚, 1971: GARP の数値実験実施プログラム. 天気, 18, 521-527,