

大気と海洋との相互作用に関するシンポジウム (II)*

昭和40年1月に大気と海洋との相互作用についてのシンポジウムがはじめて行われた。そのときは、はじめての会でもあったので、シンポジウムの内容は主として、気象学分野では大気と海洋との相互作用をどのように考えているか、また海洋学者はどのようなことを主眼点においているかを中心にしたものであった。簡単な言葉で表現すれば、日本の研究面の現状を紹介する点に力点がおかれた。

当時このシンポジウムに参加された多くの人から、もっとつっこんだシンポジウムを企画して欲しいと要望され、昭和40年11月ふたたび第2回目のシンポジウムを開催した。講師として小倉義光氏(東大海洋研)宮崎正衛氏(気象庁)が話題を提出され、会は岸保勘三郎氏(気象庁)の司会ですすめられた。ここに両講師の講演要旨を掲載し、会員からの要望も併せて望みたい。

第2回目のシンポジウムは主として海洋と大気との接触面を通じての運動量、顕熱等の輸送について、小倉氏から非常によくまとめられた豊富な話題が提供された。これに対して、海洋上での観測はどのようなスケールに応じてすすめるべきかという点について初歩的な討論が行われ、今後の問題点として注目された。宮崎氏は現在のような貧困な観測値を用いて海況予報を行うにはどこに困難な点があるかを指摘された。

海況予報の問題にからんで、今度は気象学の立場から考えて、大気と海洋との相互作用によって大気中に輸送された熱エネルギーはどのように配分されるかを追求するシンポジウムを開いて欲しい要望もでた。すなわち予報または大気循環の問題にからめて相互作用を考えてみたいわけである。

第3回目のシンポジウムはそのような点をねらってみたいと思う。最後に、話題提供の労をとられた小倉、宮崎両講師に厚く感謝の意を表したい。

講演企画委員会

大気と海洋の相互作用に ついての二、三の問題点

小倉 義光**

日本気象学会と日本海洋学会の共催によるシンポジウム『海洋と大気相互作用について』の第1回は去る昭和40年1月26日気象庁で行われ、その要旨は天気12巻(1965)4月号に掲載されている。これをうけて第2回のシンポジウムが11月5日気象庁で開かれた。以下の小篇は、その際話題提供者の一人として私が話したことの概略である。

1. 序論: 大気と海洋の相互作用については、近年著しく関心が高まっている。その表われとして、例えば、アメリカでは科学アカデミーの中に Benton を委員長として Panel on Air-Sea Interaction が作られ、現状の分析と将来の研究計画について討論された。その報告の要約は1963年のアメリカ気象学会の Bulletin の1月号に掲載されている。また The Sea (1962) の第1巻には Joanna Simpson が二百余頁に亘って海洋・大気のやや

大規模なスケールの相互作用について総合報告をしている。もっと最近では、Roll による Physics of the marine atmosphere (Academic Press, 1965, 426pp) という本が出版された。これは仲々立派な本である。海洋気象学と銘うった本はこれまででも何冊か出版されたが、どれも陸上で観測した結果に少し海上でのデータを加えた程度のものしかなかった。今度の本は表題通り海洋上の大気について詳細に述べたものである。著者がドイツ人のせいもあって、引用文献もアメリカのもののみならず、ソ連、日本のものも豊富にとり入れてあって、たいへん役にたつ。

また地球物理関係で少し大きい会となると、たいていこの相互作用のセッションなりシンポジウムがとりあげられる。1963年の夏 Berkeley での IUGG の総会の時もそうだったし、その翌年春の全米地球物理学会連合(AGU)の総会でもそうだった。前者のは3日間に亘り、充実したものであった。後者の場合には P.D. Thompson と R.W. Stewart が話しをするというので、当時ポストンに滞在していた私はワシントン D.C. まで、それだけをききに出かけた。この両都市間の距離は陸路約650kmであるが、飛行機で日帰りは時間的にも経済的にも何の苦もなかった。ところが最近、正味1日足らずの会に出席するために博多まで出かけ、往復三十余時間汽車にゆられてすっかり疲れてしまった。片道17時間は東京から

* Symposium on the Interaction between Ocean and Atmosphere (II)

** Yoshimitsu Ogura 東京大学海洋研究所
—1966年2月14日受理—

ボストンまでの飛行時間より長い。

話が横にそれたが、その時の Stewart の話はなかなか面白かった。我々は物事を理解するために研究しているわけであるが、この「理解する」ということにもいくつかの段階があるということから話は始まった。例えばテキサスからワシントンまで石油なり天然ガスなりを送るためパイプを敷くという課題が与えられたとする。ある人はすぐ技術ハンドブックを出してきて、流体の粘性係数がいくら、パイプの半径いくらで単位時間の流出量いくらと計算をすませるだろう。ある人はその前にパイプの中の流れが層流か乱流か心配になるかもしれない。そしてその流れが乱流であったとして、ある人は、パイプの中の乱れについての吾々の知識は未だ不十分であるから、Malkus などがやっているようなシアアのある流れに伴う乱れの統計理論を先ずやらなくてはと思うかもしれない。またある人は、それよりもまず石油が non-Newtonian の流体であるかもしれないとして、そこから調べだすかも知れないのである。

この話はなかなか示唆に富んでいる。殊に気象学のように基礎から実用まで幅広いスペクトルをもつ学問に対してはそうである。それで大気海洋の相互作用の問題点という時にも、どの理解の段階での問題点が常に心に留めておかないと話が混乱するおそれがある。

そして Stewart の話の基本的な態度は、大気海洋の相互作用について、多くの研究がなされたにもかかわらず、実は基礎的なことは何も判っていないのではないかということであった。これについては以下の本文中でもっと詳しく述べることにしよう。

さて上に述べたように、大気・海洋の相互作用が近年関心を引き始めたのは何故であろうか。1つには海洋上における観測が、種々の困難な条件を克服しつつ行われ、吾々の知識が少しずつ積み上げられていて、将来の研究への目標がついてきたことによるのであろう。またこれまで、大気の運動、海洋中の運動を議論する際には、海面での状態はある簡単な境界条件として与えられ、両者の運動は別々に考えられてきた。しかしそれでは必ずしも充分ではないことが、吾々の知識が進むにつれ、判ってきたからでもあろう。例えば、大気の運動は海水の運動を引き起し、その運動に伴って海の表面水温の分布が変化し、したがって海水面における顕熱と潜熱の交換量が変化し、したがって大気の運動が変化をうけるという feed back の過程は、大気と海洋の両者を同時に考えなければ解決のできない問題である。また低緯

度と高緯度における太陽からの放射の受熱・放熱のアンバランスは大気のみならず海洋中の大循環によっても補償されている。Budyko (1956) によれば、海洋中及び大気中の各緯度圏を横切って流れるエネルギーの比は 20°N で 18%, 30°N で 24%, 40°N で 18% であるという。

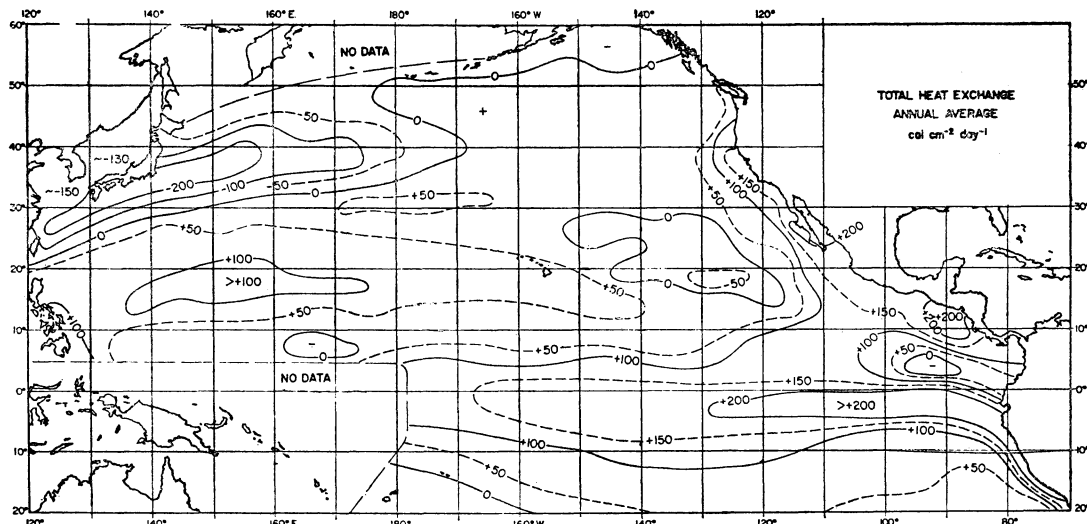
このように、大気の運動を論ずる際にも、大気と海洋は一体として扱われる必要があるということは次第に強調されつつある。例えば IUGG の大気科学委員会は昨年 2 月ジュネーブで第 1 回委員会を開いたが、その報告*の中でも、重要な研究課題の認識として海洋に浮べた観測用ブイからのテレメタリングの中継基地として人工衛星を利用するなどによって全世界的な観測網の補助とすることを述べている。また、乱れによる運動量・熱などの flux をマクロ・スケールの測定から推定して力学的モデルの中に適当な形で入れ得る可能性についても言及している。

そこで大気と海洋の相互作用というとき、何が問題となるのであろうか。太陽の放射エネルギーの大部分はまず海面で吸収される。次にそのエネルギーは大気に移ってその運動を引き起す。その大気の運動が海面に働いて波および海流を起す原動力の一部となる。こうして大気と海洋の境界面は 3 回通過されることになる。この各々の物理的過程を量的に知ることができればいいわけである。

大気は約 10^{12} キロワットの運動エネルギーを生じている。その中の一部分 (おそらく 10^{10} キロワット) が下層に輸送され、海面での運動を起していると思われているが、そのエネルギーの移る過程はなかなか複雑である。しかし、最初の二つの過程についても、問題がないわけではない。まずこの問題から考えてみよう。

2. エネルギーのバランス 海洋は差引きどれだけの放射エネルギーをうけるとか、海面からはどれだけの顕熱及び潜熱が大気中に移されるか。この問題については以前から多くの人の研究があり、その結果の概要は、前回のシンポジウムの際片山によって要領よく示された。ここでは、そのような計算の最新の例として、Wyrтки (1965) が行った北太平洋全域の熱収支計算をとりあげてみよう。彼が使用したデータはカリフォルニアの Bureau of Commercial Fisheries で集めたもので、ふつうの船舶で測った海水面温度・気温・湿球温度・

* この報告の全訳はオメガ, 5. No. 1 (1965年10月) に掲載されている。



第1図 海面を通して海洋のうける量(+)と失う量(-)の年平均値 (Wyrtki, 1965)

風速・雲量である。期間は1949年から1960年まで、月ごとに経・緯度 2° のマス目についてデータを平均する。20°N 以上の北太平洋の部分については、そのマス目に1000回以上の観測がある。上記の気象要素から、まず入ってくる日射量 Q_i を求めるには、

$$Q_i = Q_{i0}(1-r)(1-aC-bC^2) \dots (2.1)$$

の式を用いる。ここに Q_{i0} は緯度及び月の函数、 r は海面での反射率、 C は雲量、 $a=b=0.38$ である。反射率 r はやはり緯度及び月の函数として、Cox と Munk (1955) の測定した結果から計算してある。

次に海面から黒体放射で差引き出ていく熱量は

$$Q_b = scQ_w^4(0.39 - 0.05ea^{1/2})(1-kC^2) + 4sc\theta_w^3(T_w - T_a) \dots (2.2)$$

で計算する。ここに s は海面と黒体放射の比、 c はステファン・ボルツマンの常数、 θ_w は海水の絶対温度、 ea は大気の水蒸気圧力 (mb)、 C は雲量、 k は実験的に与えられた緯度の函数値である。 T_w 、 T_a はそれぞれ海面温度及び気温である。

最後に潜熱及び顕熱の flux Q_e 及び Q_s は次のような、いわゆる bulk method で計算されている。

$$Q_e = \rho_a c_D L (q_w - q_a) \bar{u}_a \dots (2.3)$$

$$Q_s = \rho_a c_D c_p (T_w - T_a) \bar{u}_a \dots (2.4)$$

ここに $\rho_a = 1.2 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ 、 \bar{u}_a は海面上ある高さでの平均風速、 q_w と q_a はそれぞれ海面及び大気中の

比湿、 L は蒸発の潜熱、 c_D は海面の抵抗係数である。こうして、海面を横切る全エネルギーの交換は、

$$Q = Q_i - Q_b - Q_e - Q_s \dots (2.5)$$

となる。第1図には年平均の Q の分布が示されている。これで判るように、黒潮流域で熱の損失が多いが、これは Q_e 、 Q_b が大きく、また Q_s もかなりの量であるためである。

次に Q の4つの成分がどれくらい大ききであるかを見るために、赤道以北の北太平洋について平均をとってみると、

$$Q_i = 341, Q_b = 98, Q_e = 198, Q_s = 11$$

となる (単位は $\text{cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$)。よく知られているように Q_s の値は Q_e にくらべると一桁以下である。これらの値から $Q = +34$ となる。あるいは、北太平洋の海水全体がうける熱量にすれば、 $3.0 \times 10^{14} \text{ cal sec}^{-1}$ となる。

これまで同種の計算は Budyko (1956)、Sverdrup (1957)、Albrecht (1960)、Bryan (1962) などによってなされてきた。たとえば Albrecht は、世界中の海洋全体について Q の総和が0であるという条件をつけて計算した。それによれば北太平洋のうけとる熱量は $1.57 \times 10^{14} \text{ cal sec}^{-1}$ と見積もられている。これは上に得られた値の約半分にすぎない。このように、見積った値が違ふことから問題が生ずる。すなわち、上記のような計算はどれだけ正確なのであろうか。

ここでは個々の項の計算法について詳細に述べる余裕はない。まず入射量 (Q_i) や差引き長波放射量 (Q_b) については、前記 Benton のレポートは次のように述べている。「放射は大気と海面の境界面を横切るエネルギー交換の主要な部分を占めるにも拘らず、海面近くで得られた気候学的データは殆ど全くないといってもよいほど欠けている。日射の海面における反射散乱についての知識も殆どないし、特に海面の状態によってそれがどう変わるかについてはよく判っていない。また大気から海面への長波放射の状態はよく判っていないので、直接測定の代りに、不確かな経験則に頼って計算している状態である。幸にも近年新しい安価な放射計が開発されつつある。この器機はまだふつうの船上でルーチンに使うには程遠いが、その改良によって、ここ数年の間に長足の進歩が見られるであろう」。止むを得ないことであるが、Wyrtki の論文 (1965) でも、まだ「不確かな経験則によって」 Q_i や Q_b は計算されているわけである。

3. 顕熱及び潜熱の鉛直輸送 次に考えるべきは Q_e 及び Q_s の算出法 (2.3) と (2.4) である。海面近くの大気における顕熱及び潜熱の鉛直輸送量の正確な値を知ることが気象学にとって重要であることはいままでもない。たとえば、貿易風帯の海面における大気の微細構造に支配されるこのエネルギーの量が、ひいては大気大循環にも関係するわけである。もちろんその関係の仕方はさらに様々な物理的過程を通して行われる。なかでも海面に沿う境界層からさらに上方へどのような過程で輸送されるか、積雲のような小規模な対流によるとしてもその規模・強さ・分布等は何によって支配されどのようなになっているかなどの問題は現在最も関心を集めていることの一つである。しかしその基礎となる量は海面を通してのエネルギー交換量である。また海面における熱交換を考慮することによって、地上気圧分布の数値予報の精度が著しく高まったこともよく知られていることである。

一般に、顕熱及び潜熱の鉛直輸送過程は次のように行われているとされている。海面の大部分にそって極めて薄い層があり、そこでは分子拡散のみが行われ、運動も層流である。この層 (層流底層とよぼう) の上に層流から乱流へ移る遷移層があり、さらにその上の層では乱流が卓越する。

ここで問題は、層流底層があったとして、その厚さが非常に小さいので到底直接には測定できないことである。この困難さを逃げるために、急激な時間的変化のことを無視すれば、海面上数メートルの高さまでにエネルギー

のたまりはないと仮定する。これは後に述べる切線応力が高さに関係であるという仮定と対応するものである。この仮定が正しければ、海面に接しての flux を測らないでも、測定しやすい高さで測定すればよい。

このことは実際面から大きな意味をもつ。というのも海面上の大部分のデータは特殊な観測船でなしに、漁船や商船によって得られており、したがってふつうは海面と海面上数 m の所だけの温度が測定されているからである。そこで問題は二つの面から考えられるべきである。一つは、上記のように二つのちがった高さにおける平均の気温・湿度・風速の観測から顕熱や潜熱の flux を見積ることができるとしてその関係式を求め、あるいは与えられた関係式を使って、気候学的なデータを作るという実用的な面、もう一つは、その垂直輸送のメカニズムそれ自身を考える基礎的な面である。この両者はもちろん相互に関連しているが、どちらに重点をおくかによって扱いはかなり違ってくる。

前者に対応するのが、いわゆる bulk aerodynamic method といわれているものである。いま渦動熱拡散係数 (K_H)、水蒸気拡散係数 (K_D)、渦粘性係数 (K_M) がすべて等しいと仮定すれば、

$$H/\tau = -c_p(\partial\bar{\theta}/\partial z)/(\partial\bar{u}/\partial z) \text{ [cm/sec]} \dots (3.1)$$

$$E/\tau = -(\partial\bar{q}/\partial z)/(\partial\bar{u}/\partial z) \text{ [sec/cm]} \dots (3.2)$$

となる。ここに τ は切線応力、その他の附号は慣用のものである。抵抗係数 c_D を用いれば、 τ は $\tau = \rho_a c_D \bar{u} a^2$ と書ける。それで (3.1)、(3.2) の微分を微差でおきかえると、

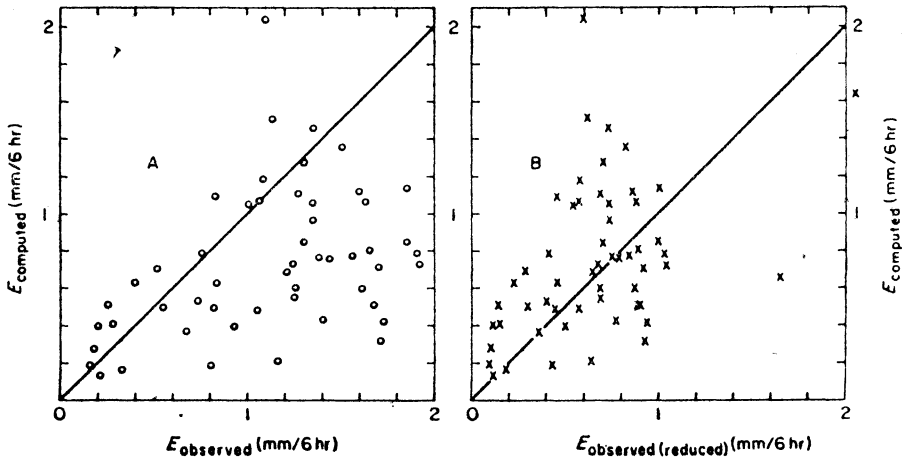
$$H = c_p \rho_a c_D (\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_a) \bar{u}_a \dots (3.3)$$

$$E = \rho_a c_D (\bar{q}_0 - \bar{q}_a) \bar{u}_a \dots (3.4)$$

が得られる。ここで添字 0 は海面、添字 a はある高さにおける値を示す。これが (2.3)、(2.4) に対応する式である。

この簡単な考え方にもとづいた (3.4)、(3.3) はもともたしく見えるし、又使って便利なので広く用いられてきた。しかし幾つかの欠点がある。たとえば、

(i) $K_H = K_E$ の仮定はいいとしても、 K_H と K_M が等しいかどうか。これについては多くの文献があるが、後にも述べるように、運動量の交換には圧力変動が影響を及ぼすのに反して、熱の交換にはそれが働かず、浮力が働くことを思えば、 K_H と K_M が同じでなければなら



第2図 海面からの蒸発量の実測値と計算値の比較 (Roll, 1965)

ないという理由はない。

(ii) 上式をだすには完全に乱れた状態が海面にまで達しているとして積分しているが、それは正しくない。

(iii) 安定成層内で風が弱いときには、かなりの大きさになるという放射の影響が無視されている。

(iv) 風が強いときには、しぶきが海面からの蒸発に効くが、それが無視されている。

以上の中で、(iii)、(iv)については、それぞれ別途の深い研究が必要とされよう。(ii)については、層流底層や遷移境界層の存在を加味して、理論を改良する試みがこれまでいくつかなされてきた。特に Montgomery (1940) は表面が滑らかな場合について層流底層を考え、Sheppard (1958) は表面が荒い場合についての表現式を導いている。又最近の横山の相似則に基く表現式も興味あるものである。

しかし bulk method をはなれて、依然として基礎研究の面が残されている。すなわち、その鉛直輸送のメカニズムをもっとよく知ること。そのために、基礎的な観測の精度をもっとよくすることである。まづ前者についていえば、たとえば前に述べた運動量と顕潜熱などの物理量の輸送交換のちがいである。運動量の交換には波など海面の形に働く圧力が大きく効くが、これに対応するものは熱や水蒸気の交換にはない。Stewart (1961) は、表面近く、乱れというよりはもっと組織的な波状の大気の運動によって、運動量は波へ輸送されるが、この波状の運動は顕潜熱の輸送には殆ど寄与しないと想像している。すなわち、分子粘性は運動量交換には効かず、分子熱拡散は熱の交換に効きそうである。こうしたこと

はすべて海面上の微気象学的研究がさらに推進されねばならぬことを示している。

また観測についていえば、その精度をもっとよくしなければ、どの理論が正しいか判断することができない。少し古い、Rollの本に掲載されている図を再録したのが第2図である。ここで、蒸発量の計算値は Sheppard (1958) の bulk method から求めたもの、左図の実測値は高橋(1958)が海面上に浮べた pan を用いて測定したもの、右図の実測値は、pan のふちの影響を Deardorff (1961) の場合と同じだと仮定して左図の実測値を補正したものである。この図を見て計算値と実測値が一致しているというべきか否かは別としても、理論が悪いのか観測が悪いのか充分なことがいえないのではあるまいか。

海面からの蒸発量の直接測定が困難なことはよく知られている。船上においた容器中の水の量や水の塩分の変化を測ったのでは、容器中の水の状態、容器の水面上の大気の状態が、海面及びそれに接した大気の状態と明らかにかちがっていることから満足できない。容器を海面上に浮べれば、より自然の状態に近くはなる、しかしそれでも海面が静かな時しか測れないし、さらに、容器のへりによる空気の乱れ、容器の中の水とその外の海水との放射のちがいが、乱れのちがいが、ひまつの影響など、考えなければならぬ点が沢山ある。

また bulk method で重要な役目をする表面水温の測定さえも問題がある。ふつうはバケツで表面水を取り、その温度を測るか、速い大きな船では船底近くの海水取入口での水温を測る。ところが最近では、広い海域での

表面水温を迅速に測るために、radiometer が開発された。その測定結果によると、海の表面近くにかなり急激な水温傾度があるのである。すなわち Ewig と McAlister (1960) は、6—20 μ のバンドをもつ radiometer で測った温度と、サーミスター温度計で測った“表面温度”の比較をしたところ、前者の方が -0.6°C も低いことを見いだした。この波長領域で水による吸収は非常に大きいので、radiometer で測る放射量の 98% は表水面から 0.1mm の層に起因すると考えられる。その後 McAlister (1963) は 2.2 μ 及び 3.8 μ の波長をもつ radiometer を用いた。前者の波長の場合には放射の 63% が 1mm の厚さの層で吸収され、後者の波長では 63% が 0.02mm の層で吸収される。その測定結果によると、平均して 0.2mm の深さで 0.2°C 低いという。水面下にあるこの温度の境界層並びにそれが熱の交換に及ぼす影響など、海洋と大気境界面における物理化学的過程をもっと明確にする必要がある。

最も直接的に H や E の値を知るには、海面近くの大気中で

$$H = -c_p \rho_a w \overline{\theta}' , \quad E = -\rho_a w \overline{q_a}'$$

を測定すればよい (w は速度の鉛直成分)。すなわち乱れによる鉛直輸送の直接測定である。これについては後で詳しく述べよう。ただここで、この方面の研究は陸上に関する限り、近年著しい進歩が見られたことだけ加えておこう。この事柄について知るためには、一昨年出版された Lumley と Panofsky の本が最もよい (The Structure of atmospheric turbulence, Interscience Publishers, New York, 239 pp)。これに反して海面上での同種の測定、すなわち海面近くの空中及び海中で eddy flux を測定することは極めておくれしている。これは後述するように海中で固定した測定点を作ることが難しいなどのためである。しかし、一方海洋上での測定は陸上のそれにくらべて利点もある。すなわち、陸上での測定では、程度の差こそあれ、地表面の形状が一樣でないということのために、測定結果を解釈するさいに、困難を生ずる。この空間的な一様性については海面上ではよりよく満足されている。たとえば Brocks (1963) によれば、少くとも 50km 以内の海域では、温度・湿度・風速などの同時測定結果は極めて高い相関係数 ($+0.9 \sim 1.0$) を示すという。さらに日変化も海上の方が陸上より小さいから、時間的にも一樣であるといえる。したがって、適当な測定方法さえ開発されれば、海面は理想的な実験場を提供しているとさえいえよう。

4. 運動量の鉛直輸送 運動量は大気中を通過して海面に与えられる。この海面における運動量交換の値を知ることが、気象学・海洋学の両者にとって極めて重要なことはいうまでもない。それでたとえば風が海面に及ぼす切線応力 τ_0 、または抵抗係数 c_D の測定は、これまで多くの人によってなされてきた。しかしここでもまた海上における測定の困難さなどのために、その測定結果は必ずしも一致していない。ここで、これまで τ_0 の測定に用いられてきた方法を簡単に述べてみよう。

(i) 海水面の傾斜。閉じた水域の表面に定常的な風が吹くと海水面は傾斜する。その傾斜角は次式で与えられる：

$$i = \frac{\tau_0 + \tau_B}{g \rho_w d}$$

ここに τ_B は海底における応力、 ρ_w は水の密度、 d は水の平均の深さである。ふつう τ_B は τ_0 にくらべて非常に小さい (10%以下) とされている。これを正しいとすれば、 i を測定することによって τ_0 あるいは c_D を測定することができるわけである。

この方法は実験室内及び野外で用いられてきたが、その精度が問題である。 i の大きさは風速が小さい場合ふつう 10^{-7} の程度である。したがって、水域の水平距離が 10m, 1km, あるいは 10km の場合、水位の変化をそれぞれ 10^{-4}cm , 10^{-2}cm , 1cm の程度で測定しなければならない。この点からいえば、広い水域についてこの方法を用いるのがいいことになる。しかし、大きな湖や海の水位変化が 1cm の精度で測定できたとしても、その水塊の密度の鉛直分布のため、水の吹送や海面の傾斜が上層部だけで起っていれば、上式はそのままの形では使えない。それに加えて、潮汐やセイシュ、水平方向の密度分布などが傾斜の測定に影響を及ぼすし、また風と水面がどの程度定常的に平衡を保っているか確かめるのも困難である。最後に水位計が沿岸に設置されているとすると、沿岸での波が水位の記録にかなり影響を及ぼすこともあろう。

(ii) 水の表面での薄膜。水にとけない単分子層を水面に作ると、風による作用と表面張力とが釣合った或る面積にひろがる。この方法は、他の方法では測定できないような弱い風の時の τ_0 を測定するのに有効であるという。

(iii) 地衡風からのはずれ。エクマン境界層内で実測の風と地衡風とのちがいを鉛直方向に積分して求める方法。実測風から地衡風を定義することが難しいこと

と、平均風速の時間的・空間的変動が充分な精度でわからないといった理由から、この方法で τ_0 が充分な精度で決定された例はまれである。

(iv) 広いスケールでの平均、ある水域あるいは状況下では、広い区域での平均の応力を見積ることができる。たとえば、仮想的に円対称としたハリケーンに対して、運動量のバランスの計算から応力の分布がかなりの精度で計算されている。しかし、この方法は一般的に用いることは困難である。

(v) レイノルズ応力。陸上での観測によると、高さ 10m のオーダーの所まで切線応力の方向も大きさも高さに関係であるとしてよい。そして成層が中立の場合には、平均風速の高度分布は充分な精度をもって

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \ln(z/z_0)$$

で表現できる。ここに $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho_a}$ 、 z_0 は地表面の粗度である。海面上の接地気層でもこの対数法則が成立つならば、 \bar{u} の鉛直分布を測定することによって u_* 、すなわち τ_0 が決定できる。

この (v) の方法にしたがって、これまで多くの人がいろいろの海域で海面上の平均風速分布の測定を行ってきた。海底あるいは湖底に固定させたポール、いかだやブイにつけたポール、船やボート上での観測等、観測方法もいろいろである。Roll の参考書の p. 126 にその一覧表がのっている。しかしこの方法も、測定方法および理論的根拠のいずれにも問題がある。

まず測定方法からいえば、カップを使う風速計の慣性の問題がある。これによる誤差は、伝播する風波に伴う風の変動が著しい海面付近では大きいことが予測される。また波のある時、水面からの高さというものをしっかり決めなければいけない。また風速計をつけたポール自身が動く影響もとる除かなければいけないことも勿論である。

また理論的にいえば、そもそも海面近くにおける平均風速の鉛直分布が対数法則で表現できるかどうか疑問である。というも、相似則の考えからいって、対数法則は次のようにして導かれる。すなわち、その乱流構造を決定する特徴的な長さとして、海の表面からの高さ z をとり、特徴的な速度として摩擦速度 u_* をとる。すると、 $\partial\bar{u}/\partial z$ は u_*/z に比例するはずであるから、その比例常数としてカルマンの常数 k をとれば、

$$\frac{\partial\bar{u}}{\partial z} = \frac{1}{k} \cdot \frac{u_*}{z}$$

となる。これが対数法則である。しかし海面上の乱れに

ついていえば、 z だけが重要な長さのスケールではない。たとえば海面に起っている風波の特徴的な波長というものがある。またこの長さを重力加速度と結びつけた場合、もう一つの特徴的な速度のスケール、すなわち波の伝播速度がある。この波長と伝播速度が海面上の乱れの構造を決め、運動量の eddy flux を決めるのに何の影響もないとは断言できないのである。事実前回のシンポジウムで竹田が報告したように、平均風速分布は海面近くまで必ずしも対数法則では整理できないらしいのである。すなわち、平均風速—対数高度の図において、測定結果は一本の直線にはならず、キョクが見いだされる場合が多いのである。キョクのある高さより下では運動量の鉛直輸送は高さに対して無関係ではなく、いわば運動量の欠損が認められる。これに関連して、最近 Miles (1965) や岩田 (1965) は、Miles の風波発生理論から理論的説明を下している。ここで考えられるのは、求めようとする τ_0 をレイノルズ応力と見て、 $\tau_0 = -\overline{\rho u'w'}$ を直接測定することである。前節で述べたように、地表面近くの乱れについては、平均風速のみならず乱れの統計的性質についても直接測定が多くなされ、運動量の鉛直輸送、乱れのエネルギーの平衡状態などについて、かなりのことが明らかにされている。しかし海面上の乱れについての同種類の知識は極めて乏しい。これについて報告されたのは、私の知る限りでは Brocks と Hassen (1963)、Stewart (1965) および前記竹田のみである。ただし、後二者のはいずれも沿岸近くの固定したポールを用いて測定したものである。Brocks と Hassen のは、いかだにたてたポールを用いたもので、ポールにジャイロをつけて安定化させ、また加速度計をつけて、その記録を 2 回時間積分し、ポールの振動の影響を知るようになっていたという。ただしアブストラクトのみが印刷されているので詳細は不明である。

(vi) 乱れのスペクトル。最近 τ_0 の測定法の 1 つとして次の方法が用いられた。まず風速分布は対数法則で与えられるとし、またある高さにおいて、粘性のため逸散するエネルギー量は、その高さにおける乱れのエネルギーの生成量に等しいと仮定する。すると、中立成層状態においては、エネルギーの生成量は、

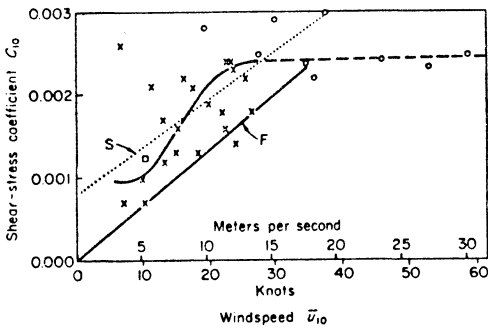
$$u_*^2 \frac{\partial\bar{u}}{\partial z} = u_*^2 u_* (kz)^{-1}$$

で与えられる。したがって生成量と逸散量が等しければ、逸散量 \mathcal{E} は $\mathcal{E} = u_*^3 (kz)^{-1}$ で与えられる。一方、等方性乱流理論から、慣性領域における速度変動のスペクトルは

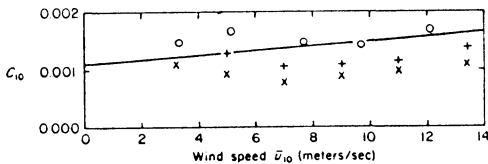
$$\phi(\kappa) = C\epsilon^{2/3}\kappa^{-5/3}$$

与えられる。 $\phi(\kappa)$ は一次元のエネルギー・スペクトル密度、 κ は波数である。 いろいろの測定によると、 常数 C の値は $0.45 \pm 10\%$ である。 波数 κ の値は、 Taylor の frozen hypothesis によって一般流の速さと振動数で決定される。 したがって風速変動のスペクトルを測定し、 その $-5/3$ 乗則に従う領域について ϵ を計算し、 ついで $u_*^2 = (\epsilon k z)^{2/3}$ の式によって u_*^2 を求めることができるわけである。

以上述べたような測定の困難さのために、 種々な人が種々の方法で得た c_D の値は必ずしも一致していない (第3図及び第4図)。 平均風速の鉛直分布から求めた



第3図 風速と抵抗係数 c_D の関係、 実線、 Francis (1951) (風洞実験)；○， Hellström (1953)；□， Charnock et al. (1956)；×， Deacon et al. (1956)；点線， Sheppard (1958)



第4図 風速と抵抗係数の関係、 平均風速の鉛直分布から求めたもの。 ○， Brocks (1962)；×， Deacon (1962)；+， Deacon (1962)；実線は Sheppard の求めた式 (1958)。

最近の結果だけについて見ても、 たとえば第4図の Brocks (1962) や Deacon (1962) によるものは、 c_D が殆ど風速によらないという結果を示しているし、 一方 Sheppard (1963) は、

$$c_D = (0.12 + 0.12\bar{u}_{10}) \times 10^{-3} \quad (u_{10} \text{ は } m/s)$$

というように、 風速によって大きく変化すると結論している。 もし c_D の値が \bar{u}_{10} と共に増大するとなると、 風

の強い時の u_* (または c_D) の値を知ることがますます必要となる。 というのは、 τ_0 は u_{10} の3乗で変化することになるから、 短時間の強い風によって起る運動量の鉛直輸送は、 数週間に互る弱い風によるそれと同じ程度になるからである。 そしてまた実をいえば、 この強風下での u_* を測ることが最も難しく、 データの不足していることなのである。

ここで Munk (1947) のいう臨界風速について述べておく必要がある。 彼は当時までに得られていた資料から風速約 7m/s の所で、 c_D の値が不連続的に増大すると結論した。 そして、 よく知られている (しかし実験的には確かめられたことのない) Kelvin-Helmholtz の非粘性ポテンシャル流の不安定は、 海洋と大気境界面では風速 6.71m/s の所で起こることから、 c_D のこの不連続的な増大は不安定性のため海面に wavelet ができるためであろうと示唆した。 この考え方は面白いものであるが、 既に述べた通り、 その後最近までの観測によると、 風速 7m/s 前後の所で c_D の値が不連続的に増大するという証拠は提出されていない。

以上述べた海面における運動量の交換過程のメカニズムを理解するためには、 風が海面に及ぼす応力を切線応力 (tangential stress) と形状応力 (form drag) において考えるといいであろう。 これについては、 たとえば人工池の水面に石ケン膜を作って波がたたないようにした場合と、 そうでない場合について応力を測定した研究がある (Dorn, 1953)。 この両者の差が形状応力を表すわけである。 その結果によると、 形状応力は波の fetch (したがってまた波の波長や高さ) に無関係であるという。 このことから形状応力は主として wavelet に起因することが想像される。 しかし形状応力がきいてくる風速は Dorn の測定結果では約 5.7m/s 以上であって、 Munk のいう臨界風速の値とはちがう。

これに関連してよく引用されるのが Munk (1955) の理論的研究の結果である。 それによれば、 若い高周波の波が水面のスロープ及び形状応力に大きく効くという。 すなわち波の高さをきめる低周波の波は形状応力にはあまり影響がない。 そして高周波の波は比較的短時間で成長の最終段階に達するので、 形状応力は fetch にあまり関係しないことになり、 Dorn の結果とも一致するのである。

このように見てくると、 海面における運動量交換は風波の発生・発達維持の問題と必然的に結びつくことになる。 これについては Miles の不安定理論、 Phillips の

大気の乱れ理論、この両者を併せた理論等数多くの研究がなされている。それについて述べる余裕はないし、また私がそれに適当な人でもない。ただこの問題こそは運動量交換のメカニズム、海面上の乱れの構造、潜熱や顕熱の鉛直輸送等に密接な関係をもつものであり、十分に研究しなければならない問題である。実験的には、数個の適当な波高計を並べて風波の二次元スペクトルを測ると共に、その上の大気の乱れを同時測定する必要がある。この線に沿った研究はすでに British Columbia 大学の海洋研究所で始められている。

5. 観測の問題と将来計画 これまで観測の問題について少しづつふれてきた。いうまでもなく海洋と大気の相互作用という時、必要なデータを得ることが先ず重要である。その観測といっても、この分野での現在の知識から考えると、種々の物理量の交換過程のメカニズムを知るための基礎的観測と、その上にたって広い海域全体に互る観測とを分けて考える必要がある。というのも前者の観測には特殊な、すなわちふつうの高船・漁船で用いるのに適当でない測器や装置が使用されるからである。

基礎研究の観測についていえば、固定した測定点をやるのが先ず重要である。湖や沿岸では、ポールや観測塔をたて、それに気象要素の平均値や乱れの統計量を機器をつけるという方法がとられている。この際には、次の二点に充分注意する必要がある。

(i) 測器がポールや塔の影響を受けないこと。

(ii) 岸から充分離れていること。さもないと transient な状態にある境界層内の測定をしていることになり、測定結果の解釈が困難となる。

これ等の点が注意されれば、この方法によって極めて貴重なデータが得られるであろう。

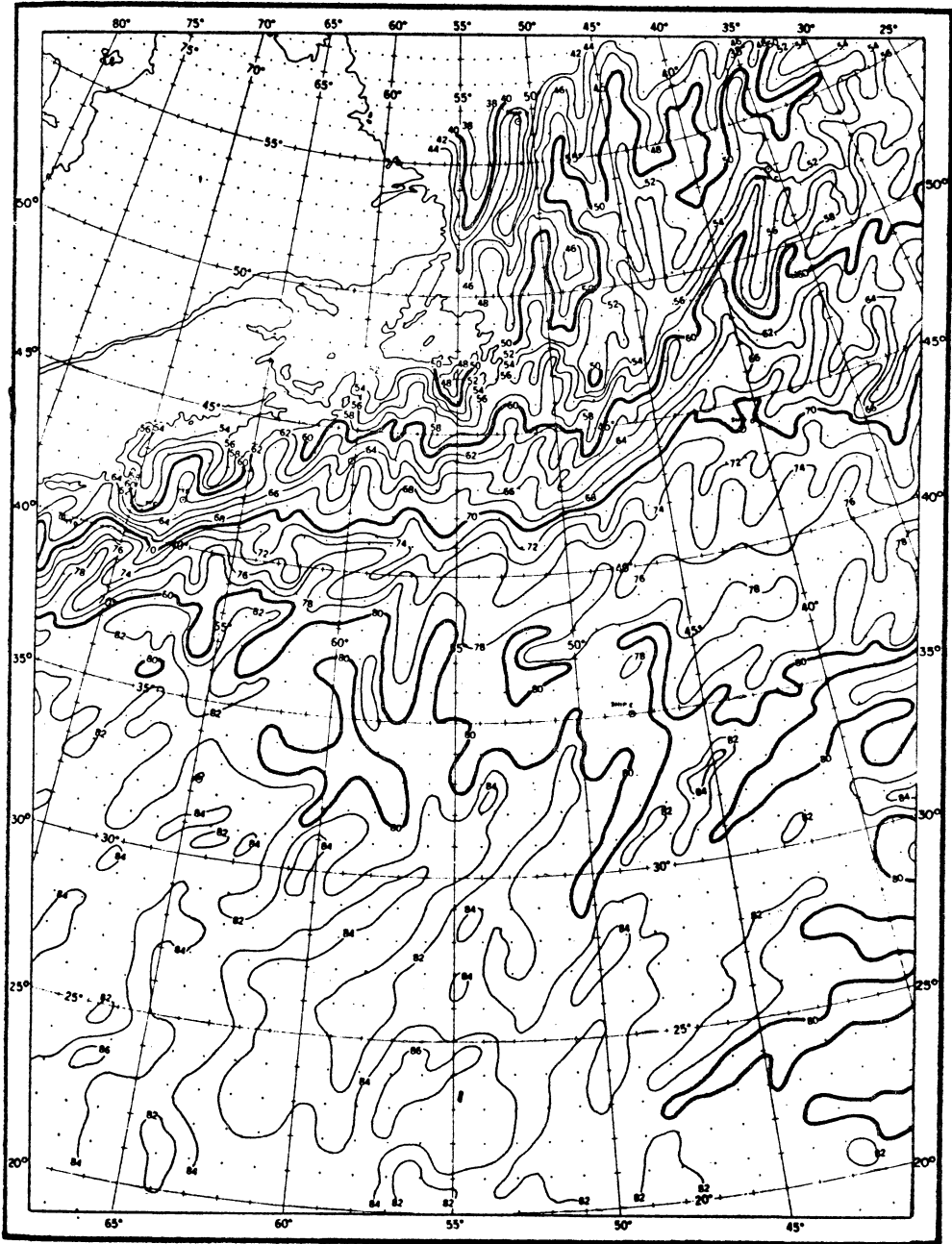
次に open sea での観測を行うためには、どうしてもブイ・いかだ・船あるいは航空機などを使わなければならない。船上またはその近くで観測を行う場合には、船体及びその運動が測定結果に及ぼす影響について、予め出来る限り調査しておく必要がある。船の存在のために、周りの平均気温及び海水面温度がどの位の影響を受けるかについては、Stevenson (1964) の論文などがある。また平均風速に対する影響については Deacon, Sheppard と Webb (1956) の調査などがある。しかし海面近くの微気象学的測定をするのに最近よく用いられているのはブイ・いかだである。Brocks などの用いたものについては既に簡単にふれたが、この方面の進歩を

見るには、Transactions of The 1964 Buoy Technology Symposium (Marine Technology Society) が便利である。

話が横にそれるが、近頃のアメリカあたりの雑誌にでている気象学や海洋学の展望とか長期計画とかの報告を見ると、しきりに modern technology という言葉がでてくる。事実人間を月まで行かせようとして、莫大な人力と金がつぎこまれ、技術の開発と進歩の大きさを身の周りに感じていると、ひとり気象学や海洋学が旧態依然たる測器に頼ってはいられない気にかられてくる。新しい技術を応用し、測器を開発すれば、新しい学問の分野が次々と現われてくるのである。これまでも海洋の観測といえばまず船が考えられ、それは今後もそうであろうが、海洋物理学の方でもいつまでもそれに頼ってはいられないであろう。例えば、1ヶ月程前に、Stommel がアメリカ大統領の科学諮問委員会に提出した海洋観測計画は次の通りである。

目標は10分から1日までの周期をもつ海洋中の変動の研究。これらの変動の多くはこれまで単にノイズとしてか考えられていなかったが、これは極めて興味ある海洋の運動を表わすシグナルである。この種の変動を知るためには、水温・塩分・流速等について、少くとも100日間の連続観測を必要とする。そのためには船よりも、いかりで固定したブイを用い、そのケーブルのいろいろの深度の所に測器をおく。計画の第1期はテスト期間として、世界の海洋の2箇所(たとえばハワイとバーミユダ沖)にそれぞれ数個のブイからなる観測網を設ける。計画の第2期においては観測の時間間隔、最も適当な観測点の数や配置、必要とされる観測の精度などを決定する。そうして第3期の full scale operation に入り、観測網も広げる。

以上は Stommel の個人的見解であるが、Charney などによって大気的全世界的な観測網の整備の必要性が強調されている時、誠に興味深い。海洋学を気象学と比較するとき、その差の著しいのは、なんといっても広い区域に互る海洋観測のデータの少ないことである。ある一点で、ある日時に表面水温を測定した場合、その測定自体の精度が問題であると同時に、その測定値が時間的空間的どの程度変るものであるか、すなわちその測定値がどの程度代表的なものであるかということが最も基本的なことである。そしてそれを知るためには、その物理量の時間的空間的スペクトルを知らなければならない。この知識は大気についても充分とはいえないが、海洋につ



第5図 1960年9月11—20日の平均の海面温度分布. 等温線は 2°F ごとに引いてある。経緯度 1° のマス目毎にあらゆるデータ (船の観測や飛行機につけた radiometer によるものまで) を平均したもの (U.S. Navy Oceanographic Office)

いては更に不足している。第5図は最近得られた表面水温分布図の一例である。これまで表面は潮目などをのぞいては非常に一様と思われてきたが、この図で見える限り分布は複雑なようである。この空間分布が時間的にどう変化しているか、私自身もよく知らない。さらに人によっては第5図の分布自身どれほど信頼のおけるものか疑っている人もある。

さて、これまで述べてきたことを総合して、海洋と大気の相互作用をさらによく理解するには今後何をなすべきであろうか。これについては私個人の意見を述べるよりは、前記 Benton のレポートが提案している将来計画を紹介しよう。私もだいたいにおいてこれに賛成なのである。

(i) 大気及び海洋の境界層内における種々の物理量(運動量、顕熱、水蒸気など)の鉛直輸送をもっとよく理解すること。そのための測定技術を開発すること。

(ii) 海洋と大気の境界面の微細構造及びそこにおける物理的・化学的な交換過程をもっと研究すること。

(iii) 測器の野外実験並びに境界層・境界面に関する理論の正否を検討するために特殊なテスト区域を設けて研究を行うこと。

(iv) 上記3項目の基礎の上にたつて、海洋と大気の観測のため固定した観測網を設立すること。すなわち新しい測器と新しい方法を用いて、ルーチン観測を行うわけである。ここでも、いかりで固定させたブイを用いることが推薦されている。

(v) 商船及びその他の船での海洋気象観測の質と量をよくすること。

(vi) 出来る限りデータの記録・処理・記憶を自動化すること。

海況予報への道

宮崎正衛*

海況予報に対する確実な方法はまだない。これは一つにはその基礎となる観測資料の不足、また一つには海況変動の機構がまだ十分明らかにされていないことによるものである。

気象については多数の観測点において同時観測が行なわれ、たとえば北半球全域についても地上、および高層

の天気図が十分な精度をもって画かれている。しかし、海洋については船舶の表面観測によって旬ごとにあらひ目(日本近海については1度ます目、太平洋全域については5度ます目)の海面水温図が画かれる程度であって、各層についての資料は少数の観測船にほとんどすべてを託しているため、日本近海についての図を季節ごとにまとめて作りうるのがやっとという状態である。たとえば北太平洋全域の同時各層観測を行なうには少なくとも100程度の自動発振式ブイロボットを常時作動させることが必要であって、近い将来にこれが実現する見込みは少ない。

このような条件のもとで予報の発表を義務づけられたため、少ない資料で不完全な推定を行なった過去の予想方法の歴史をふりかえってみてもあまり得るところはない。むしろ、このような断片的な資料からでも海洋循環および海況変動機構の何等かの鍵をつかみ、現在の知識によるその理論的な再現を試みて、さらにその結果を検討し、裏付けてゆくための一歩進んだ観測を行なう、という方法こそわれわれの行くべき道ではなからうか。

ところで、理論的再現のための基礎となる大循環の理論はほぼ次の段階をへて進められてきた。

- i) 地衡流近似
- ii) 風成大循環論
- iii) 熱塩大循環論

1910年、V. Bjerkness, および Sandström の発生した「環流理論」により地衡流の計算方法(力学計算と呼ばれる。)が確立され、その結果はほぼ実際の海流をあらわすと考えられている。しかし、これはただ海中の密度分布と流速分布とがほぼ対応していることを示すものに過ぎず、それだけでは大循環の機構と結び付かない。また、境界(海岸、海面、海底、極前線、など)付近の地衡流近似がよく成り立たないところで顕著な現象が起きていること、したがって海洋大循環は境界の影響を考慮しなければ成り立ち難いこと、を考えると地衡流近似の考え方だけでは問題は解決しないことは明らかである。

一方、風成海流論は1905年 Ekman によって始めて海洋学的な意味をもつものとなったが、彼の理論では実際の大循環の分布を説明することは困難であった。その後、1934年 Goldsbrough は球座標を用い、回転する地球上の海洋大循環の理論を出し、かなり実際に近い分布を求めたが、海岸の影響は考えられていなかった。

風成海流が実際の海洋大循環を支配すると考えられたのは1948年、Stommel がコリオリ力の緯度変化を考

* Masamori Miyazaki 気象庁海洋課

え、有名な「西岸強化」の理論を出してからで、その後 Munk 等がこれを拡張して北太平洋の大循環を計算し、ほぼ実際と合っていることを示した。しかし、これらの理論では密度分布の効果を除去するため、実際の流速分布のかわりに、それを鉛直方向に積分した「容積輸送」を用いているので、各層の分布が果してどうなっているかについての情報はあたえられていない。

海洋大循環の機構を明らかにするためにはどうしても各層の流速分布がどのような原因によって起るかを確かめなければならない。このためにはまず第一段階として海面に働らく接線応力、法線応力、および海面を通じての熱の出入りをあたえられたものとして問題を働き、それに対応した流速、密度、海面傾度の分布を求める必要がある。この場合、接線応力は気圧の関数と一応仮定され、また熱の出入についてはこれまで Jacobs, Budyko 等によって見積られた値をひとまず借用することとなる。

このような試みはすでに 2, 3 の学者によって行なわれているが、わが国でも高野健二 (1964), 吉田耕造 (1965) 等によって興味深い結果が求められている。しかし、残念ながら基礎方程式をそのまま解くことは困難で、そこにいくつかのことになった仮定が入ることから、これまでの結論はまだ一致するに至っていない。今後は解析的な方法によるよりもむしろ数値的な方法によって問題をさらに少ない仮定のもとに解く方向に主力を向けるべきでではあるまいか。

もちろん、このような方向は第 1 段階の目標であって、さらに進んで海洋と大気とを含めた全体の系を一元的に取扱って問題を解くことが第 2 段階の目標となる。この段階では大循環の変化の機構がより本質的に明らかにされるものと期待されるものと期待される。

なお、種々の尺度の変動に対する海洋のレスポンスの問題については 1956 年, Veronis と Stommel が 2 層モ

デルによりこれを理論的に取り扱った。彼等によると、数カ月より長い周期の変動はその波長が数 10km より短かくなればおもに傾圧的な海況変動をおこすが、これに対し、数日、数 100km 程度のじょう乱 (通常の高、低気圧の場がこれに相当する。) が中緯度におこったときには順圧的な海況変動が卓越する。これらの結果は今後の問題の扱い方に対し、およその目安をあたえるものであろう。

なお、上に述べた物理学的な方法を予報改善という現実の要求をみたすところまで前進させるにはかなりの時日を要する。したがって、現在の段階ではまだシノプティック、または統計的な方法に頼らなければならない。しかし、これらの方法には物理学的な意味がまだはっきりしないものが多く、また何等かの意味があったとしてもそれを十分な信頼度で直接予報に結びつけられるものはまだ見出されていない。たとえば screening method による多重相関法に頼るとしても、重相関関係が 0.8 程度以上に達しなければ有数な予報は出せないが、このように高い相関関係を見出すことは困難であろう。

これを要するに海況予報の改善には

- i) 海洋の大循環、およびその変動、さらに各種の尺度をもつ海況変動の再現 (Simulation)
- ii) そのそれぞれの段階において結果を検討するための観測

を併行して進めてゆかなければならない。そして、ある程度予報方法の目的がたつたならばその線に沿った効果的な観測網を順次整備してゆくことが必要となる。

以上は第 2 回の「海洋と大気との相互作用について」のシンポジウムで筆者の話したことの概要である。なお、そのときには海洋大循環の数値的解法について一つの考え方を式によって提示したが、これは別の問題として今後研究されるべきであると思われるのでここでは割愛した。

日本気象学会第 14 期選挙管理委員会

委員長：多賀 将 (気象庁統計)

廣田 勇 (東京大学理学部)

委員：惣島 孝 (気象庁統計)

奥山 熊一 (気象庁海上気象)

事務所：東京都千代田区大手町 1 の 7

久保木光熙 (気象庁長期予報)

気象庁観測部統計課内

市村市太郎 (気象研台風)

日本気象学会選挙管理委員会