

最近の海洋大循環論*

高野 健三**

1. まえがき

Stommel (1948) が、水の深さも密度も一定な直方体の海を仮定し、外力として風の力を与え、コリオリのパラメーターが緯度と共に増すことが海の西側に強い南北方向の流れを生ずることを示したのが1948年である。深さや密度についての仮定は現実からかけ離れているので、この結果を直ちに黒潮や湾流の生成、維持の機構と結びつけるのは本当はやや早計であるが、海水の大循環論のはしりとしての意義は高い。

Stommel は海水が受ける抵抗の東西成分、南北成分はそれぞれ流速の東西成分、南北成分に比例するとしたが、Munk (1950) は、水平混合の概念を使って抵抗をより妥当な形で表現し、風の力の分布も現実に近いものを使い、太平洋程度の大きさの海での大循環を論じた。ここで計算された量は「質量輸送」と呼ばれ、速度の水平成分と海水の密度の積の、海面からある深さまでの積分である。ある深さとは、圧力の水平勾配が消え、水の運動もなくなる深さである。この深さより下では水は全く動かない。運動方程式や連続の方程式は、二次元の渦度方程式となるが、計算結果は次の点で実際の大循環とよく一致した。

(イ) 計算された質量輸送の流線と現実の表層海流の分布とは定性的によく似ている。

(ロ) 湾流や黒潮の東側には南向きの反流があり、その強さは主流の強さに対して、計算では17%、観測では19%である。

(ハ) 計算でも観測でも湾流や黒潮の流速の、流れに直角の方向の勾配は、主軸の内側(陸地側)では大きく、外側では小さい。

(ニ) 渦動粘性係数が大きいと、黒潮や湾流の幅は大きくなるが、計算で妥当な幅を得るためには粘性係数は $5 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となり、観測から得られる値とよく一

致する。

以上の4点では定性的または定量的に観測とよく一致したが、湾流と黒潮(正確には黒潮統流)の流量については、それぞれ計算結果では $36 \times 10^{12} \text{ g/sec}$, $39 \times 10^{12} \text{ g/sec}$, 観測結果では $74 \times 10^{12} \text{ g/sec}$, $65 \times 10^{12} \text{ g/sec}$ となり、計算流量の方がずっと小さい。もし、観測流量のほぼ半分が風によって生じ、残りが海水が暖められたり、冷やされたり、降水や蒸発や河川水の流入などによる海水の密度の不均一によって生じていたら、つじつまが合うわけであるが、湾流の強さと風の強さの間にはよい相関があることが示されており、また、大西洋への河川水の流入はむしろ湾流を弱める方向に働くと考えられるので、熱塩大循環の寄与は小さそうである。

外力は風の力、正確には風の力の回転だけだから、風の力を小さく見積ると流量は小さくなる。そこで、Munk は風の力が小さすぎたのではないかと考えた。

しかし、風の資料も流量の資料も同じ年の同じ時期のものではないし、圧力の水平勾配や運動が零になる深さまでの観測資料が豊富にあるわけではなく、観測流量は確かな値であるともいえないので、この程度の不一致はさして怪しむに足らない。むしろ、これだけ一致した方が不思議なくらいである。

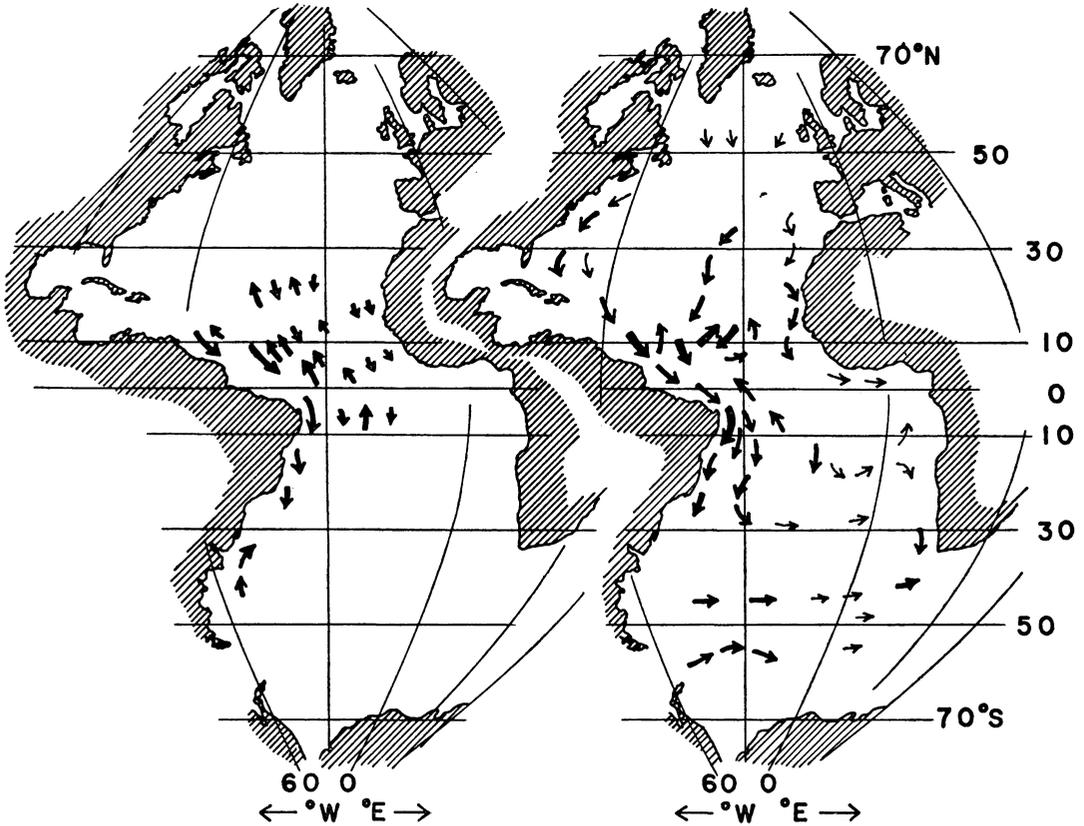
こうして、大循環は風によってひき起こされ、維持されていると信じられるようになった。

流量の差を説明するために、海の形を三角形にした(Munk と Carrier 1950), 平面座標の代りに球座標を使って地球の丸味をより厳密に含めた計算などが相次いで行なわれた。球座標を使えば、流量の差は解消する。つまり、同じ外力に対して計算流量は倍になるという結論が得られたこともあるが (Hidaka 1951, Saint-Guilly 1956), 計算に誤りがあり、平面座標であろうと球座標であろうと大差はない (Takano 1966)。

しかし、よく考えてみると Munk の計算にも問題点がすくなくない。第一に、ある深さ以下では、圧力の勾配が消え、海水は静止しているのかどうか確かではないこと、第二は、質量輸送と流速そのものを混同している

* Recent Theories of General Circulation of Sea Water

** K. Takano 東京大学海洋研究所
—1970年1月21日受理—



第1図 深層の流速（左は3,500m以深，右は2,000mの深さ）。矢印の長さ，太さは必ずしも流速に比例しない。

傾向があること，第三に，計算結果との比較に使われている観測結果の信頼性が十分に検討されていないこと，第四に，風の力を低目に見積ったといっても，風速と力の関係があいまいであること，などが直ちにあげられる。

第一の点については，この約10年前，1941年に観測船 Meteor の資料を整理して，Defant (1941) は，大西洋の2,000mの深さでアメリカ大陸の東側に沿って北緯10°から南緯20°まで10cm/sec程度の南向きの流れが，また，中央大西洋海嶺の真上よりやや東側に同じく10cm/sec程度の南北方向の流れが存在することを示していた。

また，1955年から57年にかけて，同じ Meteor の資料を使って，Wüst (1955, 1957 a, b) は大西洋の北緯20°以南，深さ2,500mから海底までの流れを計算した。南アメリカ大陸の東側の海底近くに数cm/secから15cm/secの流れが見られる（第1図）。

Defant や Wüst は海水の密度分布から地衡流の流速

を求めた。流速の鉛直勾配は密度の水平分布から直ちに求められるが，流速そのものを求めるには積分常数をきめなければならない。積分常数をきめるために仮定が設けられているため，Defant や Wüst の計算結果が正しいとはいきれないが (Stommel 1958 a)，すくなくとも Defant の解析結果は Munk の計算結果の検討に際して無視されてよいものではなかった。

第二の点については，もし表層に強い流れがあっても下層に逆向きの強い流れがあったら，質量輸送は非常に小さな値をとることもあるわけで，1,000m~1,500m以深の下層の海水の動きについて当時はほとんど知られていなかったし，流速の鉛直分布についてもよく分っていなかったから，質量輸送と流速そのもの，あるいは表層海流とは本来比べうるものではなかった。同じ意味で，計算結果の検討や熱大循環の重要性を検討するために使われた観測結果は，十分信頼出来るとは考えられない。

風速と力について Munk は次の式を使った。

$$\tau = \rho C_D V^2$$

τ は風の切線応力, V は風速, ρ は空気密度, C_D は Beaufort scale 4 (10m の高さで 5.5~7.9 m/sec) 以下では 0.0008, 以上では 0.0026 である。

この関係式はその後よく使われているが (Hellerman 1967, 1968, Hidaka 1958), 最近の研究 (Lacombe ら 1966) によれば C_D は風速によらず 0.0012 くらいにとるのがよいらしい。 C_D はもちろん海水温度と海面直上の空気の温度差によって少し変るが、もっと大切な問題は、この関係式で表わされる風のエネルギーのうち、どれだけが海流を作るために費されるかということである。現在まで、すべての海流理論、大循環論はエネルギーのすべてが海流に注ぎこまれるとしているが、海面に生ずる波を考えれば、これは明らかに過大評価である。エネルギーの大部分は波を作ることに費されるという説もある。風のエネルギーの配分は C_D の値と共に、今後、大循環論を進めて行くうえで一つの課題である。

Munk の解では、西側の境界に沿う狭い境界層と海面近くの Ekman 境界層を除くと海水の運動は地衡流であり、西側境界層では、渦動粘性がきいて、強い流れが生じているのであるが、1955年に Charney (1955) は、Munk の線型理論に対して、西側の境界に沿う強い流れは、粘性を考えなくても慣性項だけでも維持出来ることを示す非線型理論を発表した。以後、今日まで運動方程式に非線型項を含めた非線型理論が次々と現われたが (Morgan 1956, Bryan 1963, Veronis 1966 など)、結局は、現実の大循環の解釈にはあまり役に立たなかった。これらの理論の最大の弱点は海水の密度の変化を省いたことにある。海水の密度が水平方向に変ることが、海水の運動をほぼ決定しているのであるが、密度の変化まで含めるためには、密度をきめる二つの要素、温度(熱)と塩分の分布に関する式を使わなければならない。これらの式は移流と拡散を表現するが、移流は、熱や塩分の勾配と流速の非線型結合である。非線型運動方程式だけでも境界条件によっては解き難いのに熱や塩分の式と連立させるのでは、よほど特殊な場合でなければ解けない。

2. 三次元大循環論のはじまり

質量輸送の理論は、線型である限り、密度の変化、または流速の鉛直分布を考えなくてもすむ点が長所であると同時に短所でもあった。流速そのものと質量輸送の間にはほとんど関係がないこともある。ある点の、またはある層の流速が大きいからといって、質量輸送もまた

大きくなるとは限らない。

そこで、大循環を三次元の問題として解こうとする試みが始った。当然、熱や塩分を考えなければならない。

話を簡単にするために、密度は一応水温だけでできるとする。水温は表層で高く、深さが増すと低くなる。そこで、熱は渦動拡散によって表層から下層へ運ばれ、上下の温度差はなくなろうとする。しかし、現実には温度差はなくなるらない。下へ拡散で運ばれる熱量は下から上へ向かう海水の運動によって運ばれる(鉛直移流)熱量に等しく、結果として定常状態が保たれているという仮定の下に、1955年、Linekin (1955) と筆者 (1955) とが、運動方程式と熱の方程式を使い、海面に与えられた温度分布によって生ずる海流をはじめて計算した。無限に帯状にのびる海を仮定しているので、現実の大循環との比較はとうてい無理だったが、海面に僅かな温度差があっても、想像以上の強い流れが生ずるらしいことがわかった。海面の水温差は、海面の冷却、加熱によって生ずるのであるが、海は表層全域で冷され、底層で熱せられているわけではないから、弱い対流しか起こらないだろうと古くから信じられていたのである。

同じ頃、湾流の流量について、観測値と Munk の計算値の差は、西側境界層を除いた全域の深層で 10^{-4} cm/sec 程度の上向きの流速成分があれば説明出来るとされた (Stommel 1958 b) が、この鉛直成分の値は大きすぎる。

水温は深さと共に低くなるが、1,000m 前後で勾配が急になるのが低、中緯度では普通である。勾配が大きいこの層を主水温躍層という。主水温躍層ではまた密度の勾配も大きいから、極端に単純化すれば、海は均一な重い水の上に均一な軽い水が重なっている流体系とみなせるかも知れない。この二層模型によっていろいろな研究が行なわれた。これらの研究は、ある場合には興味ある結果を示したが (Veronis と Stommel, 1956)、一方では観測のむずかしさ、他方ではある理論を検証することができない他の理論がないことによって、どこまで現実の現象を解釈する上に役に立つのかははっきりわからないことが多い。本来、もっと注目されてよかったことは、主水温躍層の生成の機構、維持の機構である。もちろん、最初から主水温躍層の存在を仮定した研究があってもよい。しかし、何故主水温躍層が存在するかということが、全く研究されないままで、主水温躍層の存在を仮定した二層模型に研究が集中したのはいい傾向ではなかった。

Bryan が指摘するように、海洋研究では、理論と観測の間には大きな断絶があった。理論の研究者が興味を抱く問題は、観測から得られた水温、塩分などの分布の解釈には、しばしば全く役に立たなかった。何故、主水温躍層はあるのか、何故、水温は赤道海域の表層では20数度であり、深層では1°Cくらいなのか、何故、高緯度では低緯度より水が冷たいのか、という問題に研究者はあまり興味を持たなかったように見える。

主水温躍層の生成・維持が論じられた (Robinson と Stommel 1959, Welander 1959) のは1959年であり、海面での加熱と冷却が、高緯度と低緯度とで表面水温にどのくらいの差を作るかが、はなはだ不完全ながら論じられた (Takano 1961, 1962) のは1960年代に入ってからである。

3. 深層の循環

海水は高緯度で冷やされて沈み、低緯度へ向かい、湧き上ると考えられる。海面と海底の境界層と陸沿いの境界層を除けば地衡流近似が成り立つ。大循環のような大規模な運動を扱うには球座標を使うのが当然であるが、式をできるだけ簡単にするため、直角平面座標を使うことにして、ある一定の深さ H から他の一定の深さ D まで運動方程式を積分し、次に圧力の項を消去すると

$$\beta M_y + f \left(\frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} \right) = 0 \quad (1)$$

x, y, z 軸はそれぞれ、東、北、下向きにとる。

f はコリオリのパラメーター、 β はその緯度方向の勾配、 M_x, M_y はそれぞれ流速の東向き成分、北向き成分の H から D までの積分である。

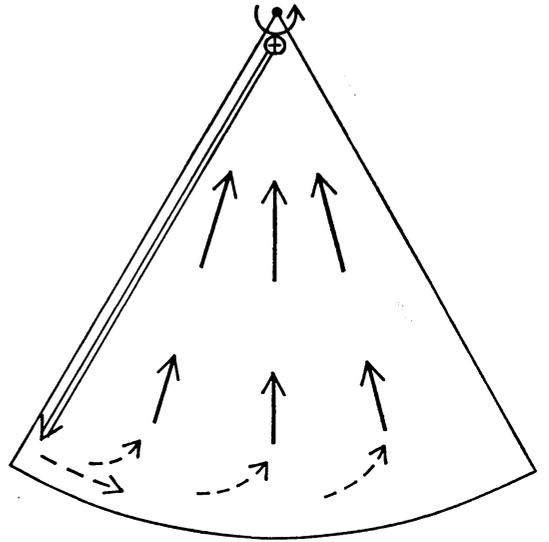
連続の式から、

$$\frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} + W_D - W_H = 0$$

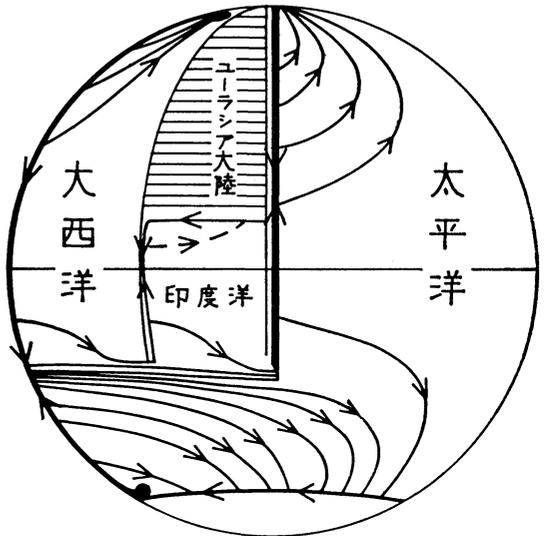
W_D, W_H は深さ D, H での流速の鉛直成分である。 H を主水温躍層の近く、またはそのやや下にとり、 D を海底の近くにとると、 $|W_D| \ll |W_H|$ となるだろうから、式 (1) は

$$W_H = -\frac{\beta}{f} M_y \quad (2)$$

北半球では $f > 0$ だから $W_H < 0$ 、つまり海水が湧き上ると、 $M_y > 0$ であり、深層の流れは北向きでなければならない。南半球では、 $f < 0$ だから、深層の流れは南向きでなければならない。いずれにしても、最初に単純に想像したように、海水は高緯度で沈み、深層を赤道の方に向かいながら、しだいに上に昇って行くことにはならない。

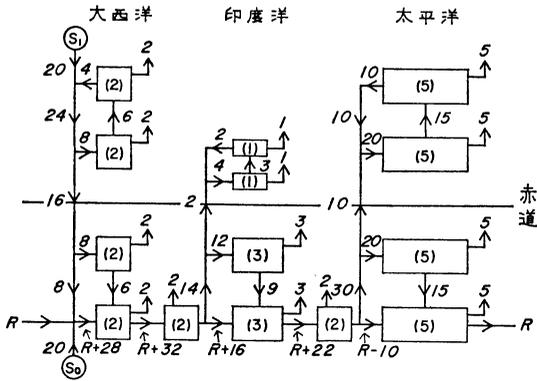


第2図 扇形水槽内の流体の運動 ⊕は湧き出し。



第3図 深層大循環の図

そこで、Stommel ら (1958) は、第2図のように上から見て扇形的水槽が西から東に向かって回転する場合に、回転軸の付近から水を注入すると内部の水はどのように動くかを考えた。回転軸の付近が高緯度の沈降域に当り、水面は主水温躍層の付近に当る。つまり、この水槽は主水温躍層以深の深層を表わしている。高緯度での沈降は、深層に対しては湧き出しの役をしている。地衡流を仮定する。湧き出しのため水量が増し、水面は上昇



第4図 深層大循環の強さ。S₁とS₀は湧き出し(それぞれ20)、矩形の中の数字は面積、上向きの短い矢印上の数字は表層へ抜けてゆく量、Rは南極大陸のまわりの循環の絶対量をきめる未知の量。

するが、上昇速度が全域で均一であると仮定すると、簡単な計算から、水は低緯度から高緯度へ向かって流れることがわかる。全体の水収支を考えると、西側の壁に沿って低緯度に向かう境界流が生じ、その強さは常に湧き出しの強さ以上でなければならない。この結果は簡単な実験で定性的には確かめられたので、同じ考え方で球面上に配置された湧き出しによっておきる運動を計算した(StommelとAron 1960, a, b)。一方、いろいろな観測資料を整理すると、大規模な沈降がおきている海域は、北大西洋の北西部と、Weddell海の付近らしい。一言でいえば、北大西洋では塩分が高いため、Weddell海では水温が低いため沈降し易いことになる。そこで、これらの海域に湧き出しをおき、Stommel^{(30),(31)}の計算結果を参考にして、深層の循環を描いたのが第3図である。第3図の流量はどのくらいになるだろうか。第4図のように世界の海を40単位にわけ、北大西洋と南大西洋をおおの2単位の広さを持つ2ブロック、北印度洋を1単位の広さの2ブロック、南印度洋を3単位の広さの2ブロック、北太平洋と南太平洋を5単位の広さの2ブロック、アフリカ大陸の南とオーストラリアの南を2単位の広さの1ブロックとする。世界の海を3,000mの深さで水平に切ると、切口の面積は $3 \times 10^8 \text{ km}^2$ となるから、1単位の広さは約 $7.5 \times 10^6 \text{ km}^2$ となる。北大西洋北部とWeddell海の沈降の強さの和が $40 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{sec}$ とすれば、1単位の上面を通して上へ抜けてゆく水の量は、世界中で均一として、 $10^6 \text{ m}^3/\text{sec}$ 、速度の鉛直成分は約 $1.3 \times 10^{-5} \text{ cm}/\text{sec}$ となる。図の数字の単位は $10^6 \text{ m}^3/\text{sec}$ である。

この模型では、両半球間での水の交換は境界流によ

のみ行なわれる。境界層を除くと地衡流であるから、式(2)によって、赤道($f=0$)では $M_y=0$ でなければならないとしているからである。この図の数字がどの程度に正しいのかまだよく分らない。のちにMunk(1966)は鉛直拡散と鉛直移流とによって平衡状態が保たれていると仮定し、太平洋の深さ1,000mから4,000mの間の層をとり、水温、酸素、 C^{14} 、 Ra^{226} の鉛直分布から、鉛直拡散係数と速度の鉛直成分とを求めた。ただし、酸素の場合には生物による消費を、 C^{14} と Ra^{226} の場合には壊変による減少を含める。拡散係数は約 $1.3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ に、速度の鉛直成分は約 $1.4 \times 10^{-5} \text{ cm}/\text{sec}$ となり、Stommelらの結果とよく合う。太平洋では1ブロックの上面から $5 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{sec}$ の速さで水が抜けて行くことになるが、この水の起源について、Munkは次のように考える。

南極の永久氷(面積 $4 \times 10^{16} \text{ cm}^2$)は冬1mだけ厚さを増し、さらに広さ $16 \times 10^{16} \text{ cm}^2$ 、厚さ1m分だけ氷域を拡げる。氷の体積の増加分は約 $2 \times 10^{19} \text{ cm}^3$ となる。新しく出来た氷に含まれる塩分は4~5%で、もとの海水の塩分の1/7くらいだから、凍らずに周囲に残った海水の塩分は高くなり、密度が大きくなって沈む。Munkの見積りによると、こうして沈降する海水の量は約 $30 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{sec}$ で、その半分が太平洋に流れこみ、南極収束線以北で上へ抜けてゆく。それが $15 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{sec}$ となるわけである。

これらの研究では、海は上下二層に分かれ、境界面を鉛直に貫く速度成分が上下二層を結びつけているのであるが、海全体を一層とした質量輸送の理論に比べれば進歩ではあっても、ある深さの流れがどちらを向いているのか、依然としてわからない。質量輸送の理論では海面から深層、または海底付近までの積分であったものが、深層内での積分となっただけであり、もちろん、現実の海水の密度分布や水温分布を論ずるには至らない。

話が少し後戻りするが、1955年にSwallowうき、または中立うき(Swallow 1955)と呼ばれる一種の流速計が出来て、最初の深層流測定が行なわれ、1957年には、湾流直下を南に向かう流れが測定され、Stommelらの予測した深層循環図の一部は実証された(SwallowとWorthington 1957, 1961)。その頃、相次いで行なわれた測定の結果、深層の水は意外に速く動いていることや流速の変動が大きいことがわかってきた。

4. 三次元の大循環

大循環の生因が風の力であるのか、海面での加熱、冷

却であるのか、18世紀にすでに論争が始まっていた。風の力による質量輸送の理論が現実とよく一致するようだったので、加熱、冷却説は一時は全く問題にされなくなった。

風の力と熱とを海面での境界条件として与え、一応、現実の大循環と比べ得る形で三次元の解が求められたのは1962年である (Takano 1962)。海面での熱の条件は、海面での密度分布でおきかえてあるから、厳密には海面に与えられた密度分布と風の力による循環である。運動方程式も熱の式も線型になっているから、解は風成大循環と熱大循環の和となる (実際には、熱の式は非線型だから、大循環を風による部分と熱による部分とはっきり分けることはできない)。結果は、深層だけではなく、表層でも熱大循環の方が強く、例えば黒潮の流量の半ばあまりは熱大循環によることになる。風を主要な原因とみる当時の考え方とは逆であり、ごく一部においてはあったが、この研究ははなはだ評判が悪かったのである。古典的な解析法に頼る限り、このあたりが限界かと思われる。1950年代の終り頃から、遅ればせながら数値解析が大循環の研究に使われ始めていた (Garnerら1962, Bryan 1963, Gormatyuk と Sarkisyan 1965, Neumann 1958, Neumann と Ostapoff 1957, Sarkisyan 1962 など) し、数値解析によらなければ大循環論の発展は望めないことも指摘されていた。

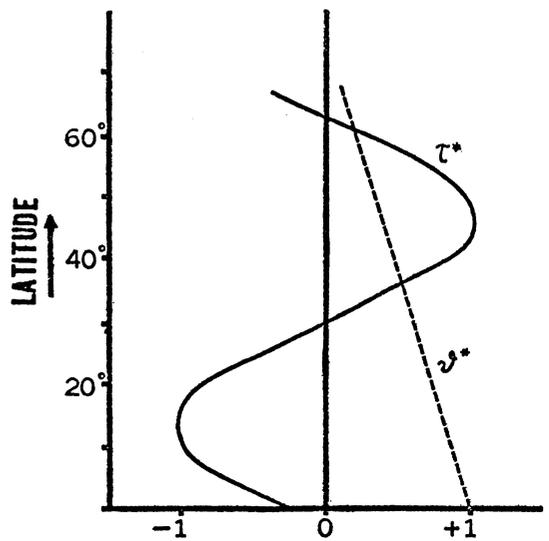
1967年に Bryan と Cox (1967) は、長い間続いていた大循環風成説と大循環熱対流説 (前に述べたように、大循環は線型ではないから、風成説、対流説といういい方は適切ではなく、大循環での風の力と熱の役割について、というべきであるが) を検証するため、風の力の強弱を変え、いろいろな渦動粘性係数や渦動拡散係数の値について数値解析を行なった。熱についての境界条件は海面での水温分布でおきかえ、海面での水温は緯度だけの関数とする。同様に風の力も緯度だけの関数である。これ以前の研究では、数値解析であってもなくても、密度が一様だったり、非線型理論といっても、運動方程式または熱の方程式の非線型項の一部だけしか考えていなかったが、Bryan らは、過去の研究が、それぞれ不完全にしか含めていなかったいろいろな過程のすべてを残らず含め、初期条件として、水温分布を深さだけの関数として与え、原始法により、静止の状態から出発して時間について積分して行き、定常状態に達するまで計算を続けた。パラメーターの値によって異なるが、およそ数年から数10年で定常状態が得られる。海は、約 86° へ

だてた二つの子午線と二つの緯線 (11.5° N と 68.8° N) で囲まれ、深さは一定である。運動方程式の非線型項はあまり大きくないが、熱の方程式では移流が重要な働きをするから、この大循環は完全に非線型であり、風の力による風成大循環と加熱、冷却による熱大循環は、もはや重ね合わせができず明確な意味を持たない。非線型相互作用により渾然一体となった風成・熱大循環だけが存在する。そこで、熱と風の役割を明らかにするため、海面に与えられた水温分布だけでおきる大循環をまず計算し、次に、風の力を加えてその効果を見積る。おもな結論は、

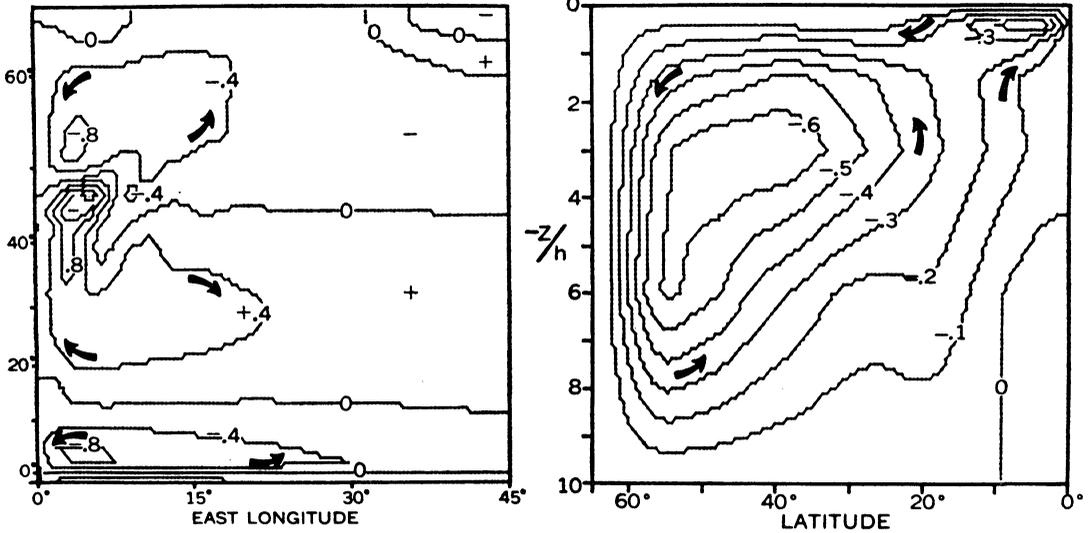
(イ) 北半球の大循環の多くの特徴は定性的には熱だけで説明される。西側の境界に沿って北向きの流れが生じ、主水温躍層はよく発達し、表層では、全域にわたって時計回りの循環が、主水温躍層の下では反時計回りの循環が生ずる。

(ロ) しかし、風の力を加えると、現実とさらによく一致する。北大西洋の亜熱帯では、主水温躍層の深さが東に向かって浅くなるのが一つの特徴であるが、この特徴は風の力によってはじめて現われる。西側の境界に沿う流れはずっと強くなる。

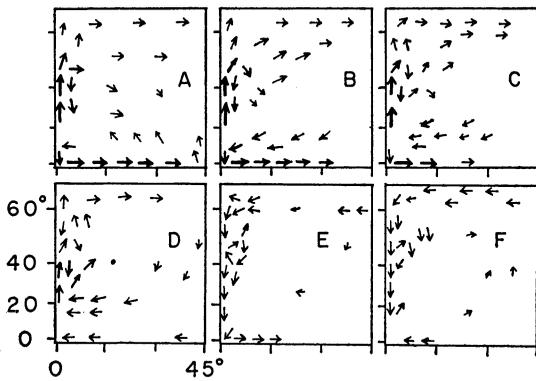
(ハ) 鉛直渦動拡散係数を $1 \text{ cm}^2/\text{sec}$ にとると、主水温躍層の深さと北へ運ばれる熱量については観測結果と大体一致する結果が得られる。しかし、深層水がすっかり入れ替わるのに要する時間は200年となり、 C^{14} の資料から得られる800~1,000年と一致しない。



第5図 海面に与えた風 (τ^*) と水温 (θ^*) の分布。



第6図 水平循環 (左) と鉛直循環 (右)。図中の数字は流線の相対的な値。



第7図 速度の水平成分の分布。A,B,C,D,E,Fはそれぞれ約 100m, 200m, 400m, 800m, 1,600m, 3,200m の深さでの断面。矢印の長さ、太さは必ずしも流速に比例しない。

までとなる。第5図は風の力と表面水温の分布である。

第6, 7図は結果の一部を示す。第6図左は、流速を海面から海底まで積分した量(質量輸送とほぼ同じ、正確には体積輸送)を流線で表わす水平循環図である。輸送の最大値は43° Nあたりにあって、1.6を少し上回る。Munkの線型理論ではこの値は0.8となる。熱大循環による流量は零となるから、この差は運動量輸送に対する非線型効果として説明される。これ以前にも簡単な順圧模型によって、非線型効果は西側の流量を増すことが報告されている(Veronis 1966)。線型理論とのもう一つの大きな違いは、西側境界層へ入る流線の間隔に比べて、境界層から出て行く流線の間隔は狭く、大きな流量が東へ向かって行くことである。これも、多少の差はあるが、順圧模型によってすでに指摘されていたこと(Bryan 1963)で、質量輸送、または体積輸送については順圧模型での計算結果に近いところがすくなくない。

第6図右は、流速を経度方向に積分した量を流線で表わす鉛直循環図である。沈降域は北側に寄っており、湧昇域に比べてずっと狭い。輸送の最大値は約0.8となるので、鉛直循環の強さは水平循環の半分となることがわかる。

第7図はいろいろな深さでの速度ベクトルの分布である。第6図左と比べて、体積輸送の分布と流速そのものの分布の違いが明らかである。西側の境界と赤道に鉛って強い流れが生ずるが、西側境界流に比べて、赤道での流れは厚みがない。格子点が十分に密ではないのははっきりしたことはわからないが、赤道を東に向かう流れは

この計算に使われた風の力のうちには、実際の風に比べて強過ぎるのもあり、海底での摩擦や、海底の不規則な形状などは無視されていたが、本格的な大循環論はここに始ったといえよう。

引き続き Bryan と Cox (1968 a, b) は、温度場だけではなく西側境界層内の運動量の輸送にも非線型効果が強く現われるようにパラメーターの値をえらんで解析を行ない、流速と水温の三次元分布を求めると共に熱、渦度、エネルギーの平衡がどのような機構で保たれているかを詳しく論じた。海の形は1967年の場合と違って、東西方向の幅は45°で、南北方向には赤道から北緯67°

赤道潜流に相当するものと考えられる。

こうして、数値解析は、古典的解析ではとうてい得られない輝かしい成果を次々と挙げたが、海洋学界での評価は必ずしも高くはなかった。その理由は、

(イ) 数値解析はこれまで海洋の研究にあまり使われていなかったで、数値解析が何であるか理解出来ない。そして反発する。

(ロ) 現実の大循環の再現にかなり成功したといっても格子点の数が水平方向にも鉛直方向にもすくなく、計算結果をどこまで信用してよいのかわからない。

(ハ) (ロ)とも関連があるが、格子点の間隔より短い空間規模の海洋現象についての知識が貧弱な現在、数値解析は時期尚早である。

(ニ) いろいろな過程を含めた非線型の計算を行なったため、何がどのような働きをしているのか、非線型であるために、さっぱり分らない。したがって納得できない。

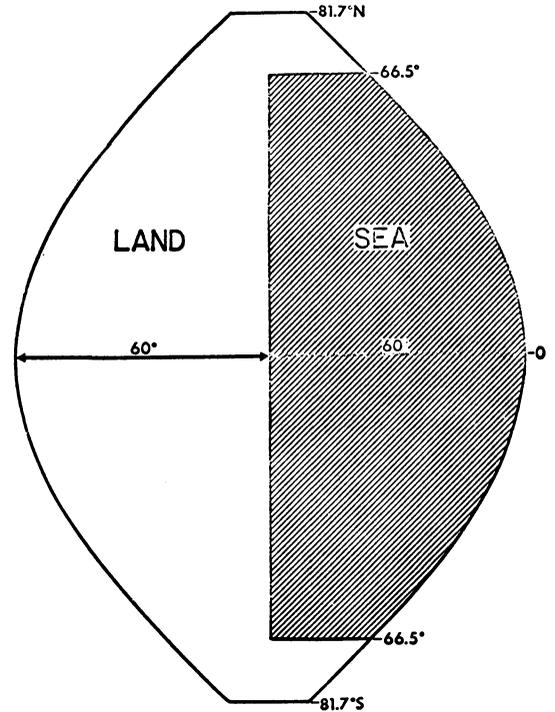
(イ)は問題外として、(ロ)、(ハ)については、海洋観測によって中規模・小規模の現象を明らかにすることが非常に難しいだけに、ますます数値解析が必要であるし、(ニ)については、本質的に非線型の現象を扱うためには、すべての過程を含めて一挙に計算を進めてこそ意味があると反論できよう。

本当は海の形は複雑であるし、風も定常ではない。このような場合についても、印度洋や大西洋ですでに計算されている。しかし、大洋を別々に切りはなし、大洋の境目に境界条件を与えて解くよりは、世界中の海を一体にして解く方がよいのは当然である。世界中の海水の質量輸送の分布だけは求められている (Takano 1969)。

5. 海水と大気の大循環

上に述べた Bryan らの二つの研究では、海面での加熱・冷却は海面での水温分布でおきかえられていた。境界条件は本当は海面を出入する熱量で与えられなければならない。しかし、さらにもう一歩進めると、この熱量すら既知の量として与えない方がよい。大気と海洋を一つの流体系として考えれば、大気の状態が変われば風の吹き方が変わり、海水の蒸発、海面を出入する熱放射が変わるから海水の循環が変わり、海水の表面水温も変わる。表面水温が変われば大気の運動が変わるというわけで、大気と海水の間には密接な相互作用があるから、本来は大気と海水を一括して大循環を論ずることが望ましい。

Manabe, Bryan はそれぞれ大気、海水の大循環を分



第8図 陸と海の分布。

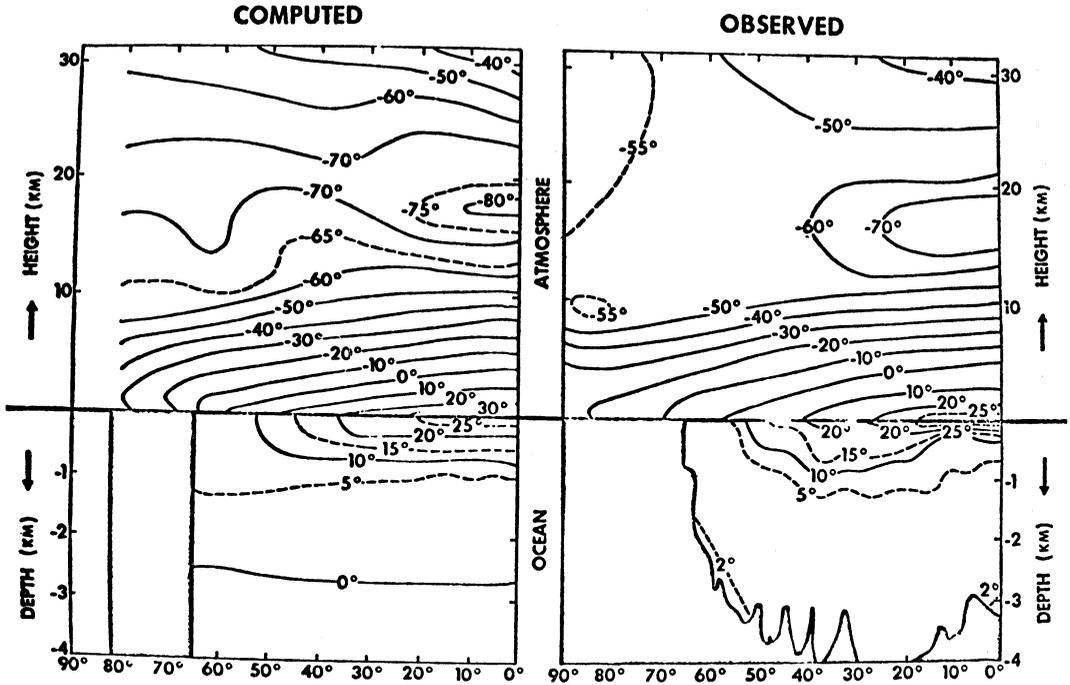
担し、画期的な大計算を行なった (Bryan 1969, Manabe 1969 a, b, Manabe と Bryan 1969)。陸と海の分布は第8図に示される。大気については、風速、気温、水蒸気、気圧を、約500km毎に設けられた格子点で計算する。鉛直方向には9層である。太陽放射の日変化と季節変化は無視し、年平均のみを与えるが、雲や水蒸気、炭酸ガス、オゾンなどによる減衰は考える。大陸については、雪の厚さ、土壌中の水分は計算される。海洋についてはの新しい点は水温と塩分とを別に計算したこと、次の仮定の下にパックアイスの生長と運動を計算したことである。

(イ) 局所的な氷結は、氷の表面を通して大気へ逃げて行く熱量と、海水によって氷の底面に供給される熱量の差に比例する。

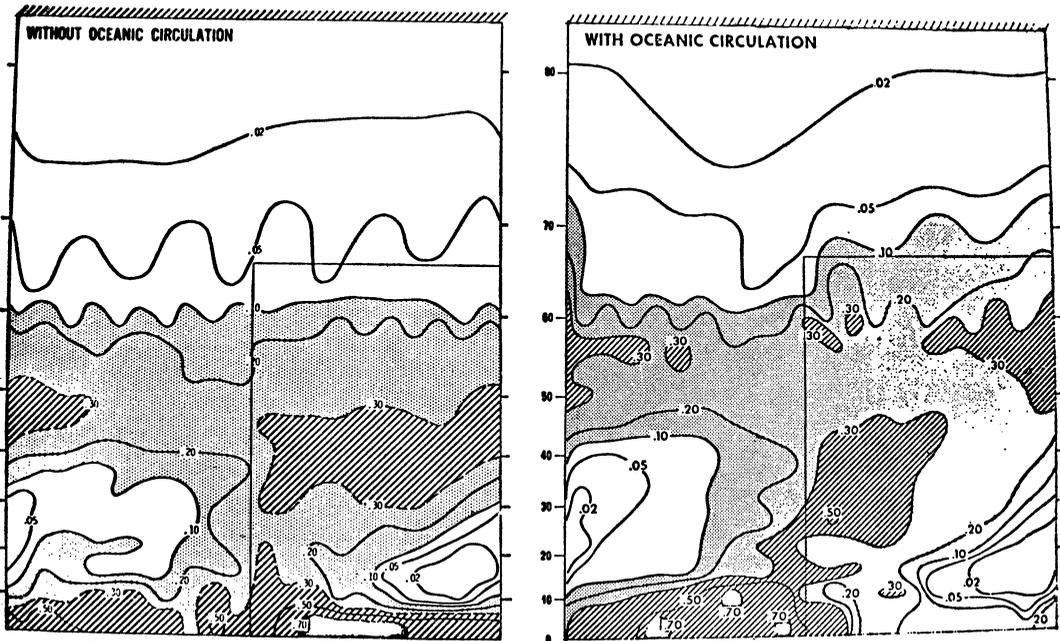
(ロ) パックアイス間の割れ目を通しての熱流量と、新雪の断熱効果は無視できる。氷は純水の氷と同じ熱伝導率 ($5 \times 10^{-3} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec}$) を持つ。

(ハ) 氷の熱容量は無視できる。

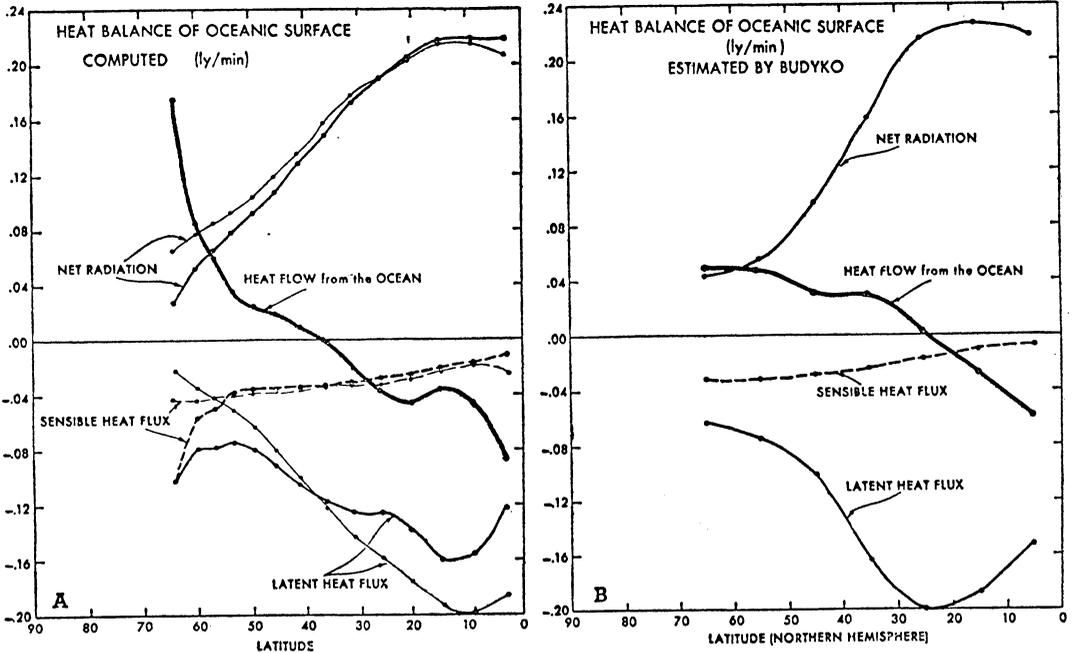
(ニ) パックアイスは、もし氷の厚さが3mを超えなければ、表層100mの海水の平均速度によって動かされ、もし3mを超えれば氷は固着され、大規模な移流



第9図 経度方向に平均した気温と水温の分布図。



第10図 海水が静止している場合と循環する場合の降水量 (cm/day)。



第11図 海面での熱収支（経度方向の平均値）。左は計算結果，右は Budyko による分布，細い線は海水が静止している場合（海水からの熱流量はない），太い線は海水が循環している場合。

はおきない。

(ホ) 氷は水平方向には渦動拡散によって混合する。

(ヘ) バックアイスへの降雨は割れ目を通してじかに海中に落ちる。しかし、降雪は氷の厚さを増す。

(ト) 氷の中に閉じこめられる塩分は無視できる。

格子点は鉛直方向には5点，水平方向には，西側境界層内に密に設けてあることを除けば，大気と同じである。

大気と海洋間の相互作用は常に働いているのであるが，計算を簡単にするため，次のように計算を進めて行く。最初，海水は静止し，水温も塩分も水平方向には一定の値を持つ。海面は熱容量を持たず，単に湿った面とする。海をこの状態に固定して，大気の運動を計算する。大気が定常状態に達したら，その定常状態を海に対する境界条件として使い，海水の運動を60年間にわたって計算する。この期間，大気の状態，すなわち，大気によって与えられた境界条件は固定しておく。60年たつと，主水温躍層下で小さな変化があるだけになり，大体定常状態に達する。海の北側には厚さ1~4mの氷がはっている。この状態を固定して，大気の状態を再び計算する。以後こうして交互に大気の大循環，海水の大循環

の計算を行なう。

海については100年間積分しても，まだ完全な定常状態には達せず，計算の末期でも平均水温は100年間につき $1.3^{\circ}C$ の割合で上昇している。所要時間はUNIVAC 1108で約1,200時間である。

第9図は経度方向に平均した気温・水温分布図である。観測との一致は見事である。海面で水温と気温とが一致していないのは，陸地の温度まで含めての平均値だからである。

計算初期の，海水が静止している場合と，計算末期の海水が循環している場合の降水量の比較が第10図である。循環がある場合には，赤道域で湧昇がおきるので降水量が減るし，海への降水量と陸への降水量の割合が変わる。また，海の西側では赤道付近から亜熱帯に向かって暖い水が北上してくるため，降水量が増す。

第11図は海面での熱収支である。Budykoによる分布と比べて，高緯度での顕熱と潜熱の損失が，したがって海面からの損失が大き過ぎる。また，亜熱帯での潜熱の損失が小さ過ぎるが大体の傾向はよく一致する。左の図を面積について平均をとると $-0.01 ly/min$ となる。つまり，これだけの熱量が大気から海中に入り，前に述べ

たように水温を次第に高める。

計算の方法と結果の細部に立ち入る余裕はないが、この研究によって大循環論は新しい段階へ飛躍した。Bryanらの属する Geophysical Fluid Dynamics Laboratory の活躍には敬服するが、海洋学において最も重要な問題である大循環が、ここ数年来はむしろ気象学の領分になってしまったことは、海洋の研究者としては残念である。最近では、固体地球物理学者の一部も地球の歴史を考える上で大循環に興味を持ち始めており、大循環論の発展のためには好ましいことではあっても、海洋学者の影響はますます薄くなっていくのである。

参考文献

- 1) Bryan, K., 1963: A numerical investigation of a nonlinear model of a wind-driven ocean, *J.A.S.*, **20**, 594-606.
- 2) Bryan, K., 1969: Climate and the ocean circulation: III. The ocean model, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 806-827.
- 3) Bryan, K. and M.D. Cox, 1967: A numerical investigation of the oceanic general circulation, *Tellus*, **19**, 54-80.
- 4) Bryan, K. and M.D. Cox, 1968 a: A nonlinear model of an ocean driven by wind and differential heating: I. Description of the three-dimensional velocity and density fields, *J.A.S.*, **25**, 945-967.
- 5) Bryan, K. and M.D. Cox, 1968b: A nonlinear model of an ocean driven by wind and differential heating: II. An analysis of the heat, vorticity and energy balance, *J.A.S.*, **25**, 968-978.
- 6) Charney, J.G., 1955: The Gulf Stream as an inertial boundary layer, *Proc. Nat. Acad. Sci. Wash.*, **41**, 731-740.
- 7) Defant, A., 1941: Die absolute Topographie des physikalischen Meeresniveaus und der Druckflächen, sowie die Wasserbewegungen im Atlantischen Ozean, *Deutsch. Atlant. Exp. Meteor.* 1925-27, *Wiss. Erg.*, **6** (2), 191-260.
- 8) Garner, D.M., G. Neumann and W.J. Pierson, Jr., 1962: The average horizontal wind driven mass transport of the Atlantic for February as obtained by numerical methods, *Tech. Rep.*, New York Univ.
- 9) Gormatyuk, Y.K. and A.S. Sarkisyan, 1965: Results of four-level model calculations of north Atlantic currents, *Izvestia, Atm. Oceanic Phys.*, **1**, 185-191.
- 10) Hellerman, S., 1967, 1968: An updated estimate of the wind stress on the world ocean, *Mon. Wea. Rev.*, **95**, 607-627; **96**, 63-74.
- 11) Hidaka, K., 1951: Drift currents in an enclosed ocean: III. *Geophys. Notes*, **4**, 1-19.
- 12) Hidaka, K., 1958: Computation of the wind-stress over the oceans, *Rec. Oceanogr. W. Japan*, **4**, 77-123.
- 13) Lacombe, H., J. Gonella and G. Eskenazi, 1966: Détermination de la force de frottement exercée par le vent sur la surface de la mer par grandes profondeurs, *C.R.A.S.*, **B**, **263**, 320-323.
- 14) Linejkin, P.S., 1955: Determination of the thickness of baroclinic layer, *Dokl. Akad. Nauk, U.S.S.R.*, **101**, 461-464.
- 15) Manabe, S., 1969 a: Climate and the ocean circulation: I. The atmospheric circulation and the hydrology of the Earth's surface, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 739-774.
- 16) Manabe, S., 1969 b: The atmospheric circulation and the effect of heat transfer by ocean currents, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 775-805.
- 17) Manabe, S. and K. Bryan, 1969: Climate calculations with a combined ocean-atmosphere model, *J.A.S.*, **26**, 786-789.
- 18) Morgan, G.W., 1956: On the wind-driven ocean circulation, *Tellus*, **8**, 301-320.
- 19) Munk, W.H., 1950: On the wind-driven ocean circulation, *Journ. Meteor.*, **7**, 79-93.
- 20) Munk, W.H., 1966: Abyssal recipes, *Deep-Sea Res.*, **13**, 707-730.
- 21) Munk, W.H. and G.F. Carrier, 1950: On the wind-driven circulation in ocean basins of various shapes, *Tellus*, **2**, 158-167.
- 22) Neumann, G., 1958: On the mass transport of wind-driven currents in a baroclinic ocean with application to the North Atlantic. *Zeit. f. Meteor.*, **12**, 138-147.
- 23) Neumann, G. and F. Ostapoff, 1957: Mean water transport by wind-driven ocean currents in the North Atlantic for the month of February, *Contr. Study of ocean cir., college Eng.*, New York Univ.
- 24) Robinson, A. and H. Stommel, 1959: The oceanic thermocline and the associated thermal circulation, *Tellus*, **11**, 295-308.
- 25) Saint-Guilly, B., 1956: Sur la théorie des courants marins induits par le vent, *Ann. Inst. Océanogr.*, Monaco, **33**, 1-64.
- 26) Sarkisyan, A.S., 1962: On the dynamics of the origin of wind currents in the baroclinic ocean, *Okeanologia*, **11**, 393-409.
- 27) Stommel, H., 1948: The westward intensification of wind-driven ocean currents, *Trans.*

- Amer. Geophys. Union, **29**, 202-206.
- 28) Stommel, H., 1958 a: The Gulf Stream, Univ. Calif. Press, 202 pp., Chapt. 11.
- 29) Stommel, H., 1958 b: Review of G. Wüst's Meteor Report (1957), Trans. Amer. Geophys. Union, **39**, 1169-1170.
- 30) Stommel, H. and A.B. Aron, 1960 a: On the abyssal circulation of the world ocean-I. Stationary planetary flow pattern on a sphere, Deep-Sea Res., **6**, 140-154.
- 31) Stommel, H. and A.B. Aron, 1960 b: On the abyssal circulation of the world ocean-II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins, Deep-Sea Res., **6**, 217-233.
- 32) Stommel, H., A.B. Aron and A.J. Faller, 1958: Some examples of stationary flow pattern in oceanic basins, Tellus, **10**, 179-187.
- 33) Swallow, J.C., 1955: A neutral-buoyancy float for measuring deep currents, Deep-Sea Res., **3**, 74-81.
- 34) Swallow, J.C. and L.V. Worthington, 1957: Measurements of deep currents in the western North Atlantic, Nature, **179**, 1183-1184.
- 35) Swallow, J.C. and L.V. Worthington, 1961: An observation of a deep counter-current in the western North Atlantic, Deep-Sea Res., **8**, 1-19.
- 36) Takano, K., 1955: An example of thermal convective current, Rec. Oceanogr. W. Japan, **2**, 76-79.
- 37) Takano, K., 1961: Distribution de densité à la surface d'un océan de longueur indéfinie en fonction de la latitude, Journ. Oceanogr. Soc. Japan, **17**, 190-196.
- 38) Takano, K., 1962: Circulation générale permanents dans un océan, Rec. Oceanogr. W. Japan, **6**, 59-155.
- 39) Takano, K., 1966: Effet de la sphéricité de la terre sur la circulation générale dans un océan, Journ. Oceanogr. Soc. Japan, **22**, 255-263.
- 40) Takano, K., 1969: General circulation in the global ocean, Journ. Oceanogr. Soc. Japan, **25**, 48-50.
- 41) Veronis, G., 1966: Wind-driven ocean circulation, Part I and Part II, Deep-Sea Res., **13**, 17-55.
- 42) Veronis, G. and H. Stommel, 1956: The action of variable wind stresses on a stratified ocean, Journ. Mar. Res., **15**, 43-75.
- 43) Welander, P., 1959: An advective model of the ocean thermocline, Tellus, **11**, 309-318.
- 44) Wüst, G., 1955: Stromgeschwindigkeiten im Tiefen und Bodenwasser des Atlantischen Ozeans auf Grund dynamischer Berechnung der Meteor Profile der Deutschen Atlantischen Expedition, Pap. Mar. Biol. Oceanogr. Suppl., **3**, Deep-Sea Res., 373-397.
- 45) Wüst, G., 1957 a: The Meteor profiles in the Atlantic, Chr. Union Géod. Géophys. Intern., (2), 81-83.
- 46) Wüst, G., 1957 b: Stromgeschwindigkeiten und Strommengen in der Tiefendes des Atlantischen Ozeans, Wissen. Ergeb. Deutsch. Atlant. Exped. Meteor, **6** (2), 261-420.