

## 大規模な大気運動はどのようにして 維持されているか\*

菊池 幸雄\*\*

### 1. はじめに

地球大気運動の源が、太陽からやってくる熱であることは古くから知られている。もし、太陽が姿を消してしまつたならば、地球をとりまくような大規模な大気運動は、摩擦のため4~5日で消滅してしまう。摩擦によって失われるエネルギーを、太陽エネルギーが補っているため、大気運動は維持されている。では、どのような機構で、太陽エネルギーは大規模な大気運動を維持しているのだろうか。この論文では、その維持の機構を解説的に述べることを目的とした。したがって、厳密さを求める読者にとっては不十分なものにならざるを得なかった。また、資料も、殆どのものが、大循環の数値シミュレーションの結果である。

大気運動の維持の機構は、季節によって異なるが、ここでは、最も典型的な、冬期の北半球における対流圏の運動を対象としている。

### 2. 帯状流・平均子午面循環・擾乱

大気運動は、風速の東西成分  $u$ 、南北成分  $v$ 、垂直成分  $\omega$  (垂直  $P$ -速度) によって表わされる。これらの成分を、更に、緯度線に沿って平均したものと、それからの偏差に分ける。即ち、

$$u = \bar{u} + u'$$

$$v = \bar{v} + v'$$

$$\omega = \bar{\omega} + \omega'$$

ここで、“ $\bar{\quad}$ ” は緯度平均を、“ $'$ ” は偏差を表わす。

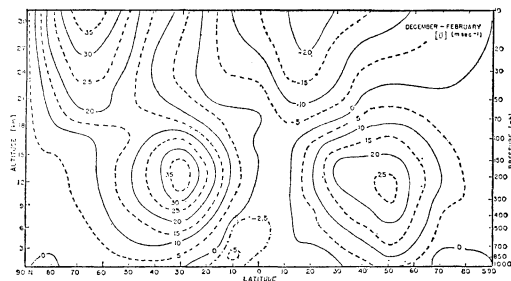
$\bar{u}$  によって表わされる運動は、緯度線に沿う大気のリングが、緯度線に沿ってまわる運動である。この運動を帯状流と云う。

$v$  と  $\omega$  から合成される運動は、子午面内の運動を表わす。各経度の子午面内では、それぞれ異った運動をしているが、それらを各経度の子午面について平均したものが、 $\bar{v}$  と  $\bar{\omega}$  によって表わされる運動で、これを平均子午面循環と云う。この平均子午面循環は、緯度線に沿う大気のリングが南北、上下に動く運動に外ならない。

後に示すが、実際の大気では、この緯度線に沿う大気リングが、緯度線に沿ってまわる速度は、それが南北、上下に動く速度に比べてはるかに大きい。したがって、帯状流と平均子午面循環を合わせた運動は、緯度線に沿う大気リングが、緯度線に沿ってぐるぐるまわりながら、南北、上下方向にゆっくりと動く運動に外ならない。

第1図は、冬期間(12月~2月)について平均した帯状流の緯度・高度分布である。これからの議論は、冬期の北半球の対流圏について行おうとしているので、特にその領域に注目して、特徴を見ると、30度の200mb付近に西風の最大、即ち、ジェットが存在していて、対流圏の大部分は西風におおわれている。しかし、高緯度の地表付近と低緯度には、東風が吹いている。

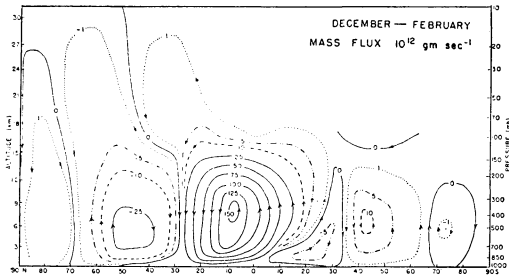
第2図は、冬期間(12月~2月)について平均した平



第1図 12月~2月の平均の帯状流の緯度・高度分布 (Newell et al. 1969)

\* On the Mechanism to Maintain the Large-Scale Atmospheric Motion

\*\* Y. Kikuchi 気象大学校



第2図 12月～2月の平均の平均子午面循環の緯度・高度分布 (Newell et al. 1969)

均子午面循環の流線図である。再び、北半球の対流圏に注目すると、低緯度には、南半球にまで広がっている強大な循環の細胞がある。この循環をハドレイ循環と言う。その隣の中緯度には、北で上昇し、南で下降する循環の細胞が存在している。対流圏では、南が北よりも高温であるから、この循環細胞は、相対的に低温の領域で上昇し、相対的に高温の領域で下降している。このような循環を間接循環と云う。高緯度には、更に、もう一つの循環細胞がある。この循環は、南（高温域）で上昇し、北（低温域）で下降しているから、直接循環である。このように対流圏の平均子午面循環の大きな特徴は、3細胞の構造を持っていることである。

第1図から明かなように、ジェットの風速は35m/secであるが、平均子午面循環の風速は、強いハドレイ循環の中でさえ、南北速度の最大値が3 m/sec位、上昇速度の最大値が8 mm/sec位であるから、前に述べたように、緯度線に沿う大気リングの緯度線方向の運動の速度が、このリングの南北、上下運動の速度に比べ、はるかに大きいことがわかる。

大規模な大気の水平運動は、ほぼ地衡風運動と考えることができる。したがって、等圧線分布（等圧面上の等高度線分布と考えるてもよい。今後いちいち断らないことにする）を見ると、その流れの様子が分る。しかし、垂直面内の運動は非地衡風運動であるから、等圧線分布から、その運動の様子を知ることはできない。ところで、带状流は水平運動であるから地衡風運動と考えてもよいが、平均子午面循環は垂直面内の運動であるから、非地衡風運動である。したがって、带状流と平均子午面循環を合わせた運動に対応する気圧分布は带状流の状態によってきまる。しかも、带状流は緯度線に平行な流れであるから、この場合、等圧線も緯度線に平行となる。

以上は、 $u', v', \omega'$  が零の場合の話であるが、実際には、 $u', v', \omega'$  が存在する。この場合には、緯度線に沿

う大気リングは南北、上下方向に波うって、地球のまわりをまわるわけである。また、例えば、 $u', v'$  によって表わされる運動が強い渦運動であるような場合には、带状流がかくされて、見かけ上は渦運動のみがあるように見える。これらのことは、ちょうど、川の流れが、いろいろな原因によって乱されて、波うったり、渦をつくったりして流れるのとよく似ている。このようなわけで、 $u', v', \omega'$  によって表わされる運動は、擾乱によるものと考える。

地衡風の関係を考慮すると、擾乱が存在する場合には、等圧線はもはや緯度線に平行ではなく、波状や渦状の形を画く。

擾乱には、定常性擾乱と移動性擾乱の二つがある。定常性擾乱とは、非常にゆっくりと変動する擾乱のことである。定常性擾乱を見るには、例えば、月平均等圧線分布図をつくればよい。月平均をすることによって、変動の早い擾乱の影響は除去され、ゆっくりと変動する擾乱の影響のみが残るからである。月平均等圧線分布図において、冬期の地表に現われる、大陸上の高気圧、海洋上の低気圧、夏期の地表に現われる大陸上の低気圧、海洋上の高気圧、対流圏中層から上層にかけての大陸東岸の気圧の谷、夏期、チベット高原上の対流圏上層に現われる高気圧等は定常性擾乱の代表的なものである。

移動性擾乱とは、変動の早い擾乱のことで、一般にこの種の擾乱は東西方向に移動する。毎日の天気と直接関係する移動性の高気圧や低気圧は、その代表的なものである。

以上のように、実際に見られる大気の運動は、带状流と平均子午面循環及び擾乱から合成されたものであると考えることができる。

### 3. 擾乱の発達

いろいろな原因で大気の流れは乱される。例えば、地表面がなめらかでないことや、その構成物質が均一でないため、太陽熱による地表面の暖められ方が違うこと等は、大気の流れを乱す原因となる。ここでは、このようにして発生した大気中の乱れが、大きな振幅の擾乱に発達するメカニズムについて考えてみよう。

#### A. 傾圧不安定

うず度方程式と熱力学方程式から局所時間微分の項を消去すると、 $\omega$ -方程式

$$\sigma \nabla^2 \omega + f_0^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = 2f_0 \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \nabla \zeta + f_0 \beta \frac{\partial v}{\partial p} - 2 \left( \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial x} \nabla \frac{\partial \phi}{\partial x \partial p} + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y} \nabla \frac{\partial \phi}{\partial y \partial p} \right) \quad (1)$$

が得られる。ここで、 $\sigma$  は静的安定度、 $f_0$  はコリオリ・パラメーター、 $\zeta$  はうず度、 $\mathbf{V}$  は風速ベクトル、 $\phi$  はジオ・ポテンシャル、 $\beta$  はコリオリ・パラメーターの緯度変化の割合である。

上式の右辺第3項は、一般に第1項や第2項よりも小さいので省略し、更に、東西方向、南北方向、垂直方向の波数が、 $m, n, l$  なる擾乱について考えることにすると、

$$\omega \approx A \cos(mx + ny + lp + \delta) \quad (2)$$

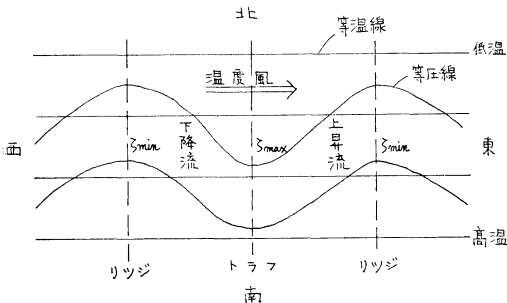
とおくことができるから ( $\delta$  は位相角を表わす)、(1)式と(2)式より

$$\omega \approx \frac{2f_0}{\sigma m^2 + \sigma n^2 + f_0^2 l^2} \left( -\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \right) \mathbf{r} \zeta + \frac{f_0 \beta}{\sigma m^2 + \sigma n^2 + f_0^2 l^2} \left( -\frac{\partial v}{\partial p} \right) \quad (3)$$

ここで  $-\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p}$  は温度風である。上式の右辺、第1項は、うず度  $\zeta$  の大きい所から小さい所へ温度風が吹く領域では上昇流が、温度風がうず度の小さい所から大きい所へ吹く領域では下降流が存在することを示している。右辺の第2項は、温度風の南北成分が小さいときは無視できる。

さて、東西方向には気温の変化がないが、対流圏のように南で高温、北で低温の気温分布をしている大気中に小さな擾乱が発生したとしよう。

第3図には、そのときの気温分布と気圧分布が示されている。この場合、温度風は西から東へ向っており、うず度はトラフの所で最大、リッジの所で最小になるから、(3)式より明かなように、トラフの東側(リッジの西側)で上昇流、トラフの西側(リッジの東側)で下降流が生ずる(この場合、(3)式右辺の第2項は無視できる)。



第3図 傾圧大気中に発生した擾乱の水平構造

この結果、トラフの東側では上昇流による断熱冷却によって気温は下り、トラフの西側では下降流による断熱加熱によって気温は上る。一方、トラフの東側では、南風が吹くから、南北成分流は南風である。この南風は、南で高温、北で低温の温度分布の所に吹くわけであるから、熱移流によってトラフの東側の気温を上げる。トラフの西側では北西風(南北成分流は北風)による熱移流によって気温が下る。このように垂直流と南北成分流は気温の変化に対して互いに相殺する効果をもっている。

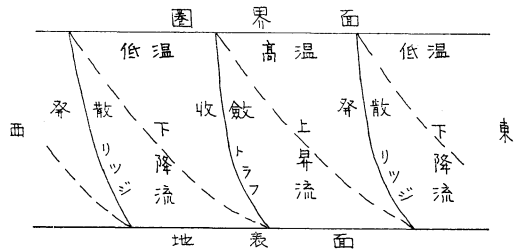
ここで、南北成分流による熱移流の効果が垂直流による断熱変化の効果よりも卓越する場合は考えてみよう。

この場合には、トラフの東側(リッジの西側)では気温の上昇が起り、トラフの西側(リッジの東側)では気温が下る。この結果、トラフやリッジの軸は垂直方向に第4図のように傾く。

ここで、収斂・発散の分布を求めてみよう。トラフの東側(リッジの西側)は、上昇流の領域であるから、対流圏下層では収斂、上層では発散が起る(圏界面は壁のような役割を果たすと考える)。トラフの西側(リッジの東側)は、下降流の領域であるから、トラフの東側とは反対に、下層に発散、上昇に収斂が存在する。対流圏中層では、トラフの所で考えると、トラフの上が上昇流、トラフの下が下降流となっているから、収斂が起っているはずである。反対に、対流圏中層のリッジの上では下降流、リッジの下では上昇流が存在するから、ここでは発散が起っている。以上のことを考慮すると、収斂・発散の分布は第4図のようになり、トラフは収斂域の中に、リッジは発散域の中に存在することになる。

収斂域では、低気圧性うず度が、発散域では高気圧性うず度が増加するから、トラフやリッジは深まり、波動状の等圧線分布(第3図参照)の振幅は増大する。即ち、擾乱が発達する。

以上のようなメカニズムで擾乱が発達することを傾圧



第4図 傾圧不安定波の垂直構造

不安定と云う。

これまでは、南北成分流による熱移流の効果が垂直流による断熱変化の効果よりも卓越する場合を考えたが、反対に垂直流の効果の方が卓越する場合には、すべての事柄が反対に起る。即ち、トラフの東側で降温、トラフの西側で昇温が起り、この結果、トラフ・リッジの軸は上層へ行くほど東に傾き、トラフは発散域に、リッジは収斂域に入る。したがって、擾乱は減衰してしまう。

このようなわけで、傾圧不安定によって擾乱が発達するためには、南北成分流による熱移流の効果が垂直流による断熱変化の効果よりも卓越しなければならない。このためには、南北の気温傾度が大きいほど都合がよい。かくして、傾圧不安定は南北気温傾度の大きいほど（温度風の関係を考えると、帯状流の垂直シヤアが大きいほど）起りやすいことがわかる。移動性高・低気圧は、この傾圧不安定によって発達すると考えられている。

傾圧不安定波は、トラフの東側で相対的に高温、トラフの西側で相対的に低温であり、しかも、トラフの東側は南風成分、西側は北風成分の風が吹いているから、緯度圏を通して熱を南から北へ輸送している。すなわち、 $\bar{v}'T' > 0$ 。ここで、 $v'$  は風速の南北成分、 $T'$  は気温、“—” は緯度平均、“'” はそれからの偏差を示す記号である。

B. 順圧不安定

線型化されたうず度方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi' + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \frac{\partial \psi'}{\partial x} + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \tag{4}$$

ここで、収斂・発散は存在しないと仮定されている。また、 $\psi'$  は擾乱に関する流線関数、 $\bar{u}$  は帯状流、

$$\beta = \frac{2\Omega}{a} \cos \phi_0$$

である。

擾乱の水平スケールを  $D$  とすると

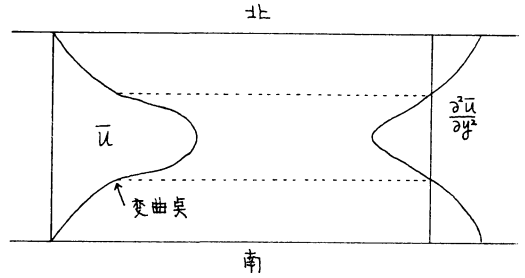
$$\nabla^2 \psi' = -\frac{1}{D^2} \psi' \tag{5}$$

とおくことができるから、(4) 式は

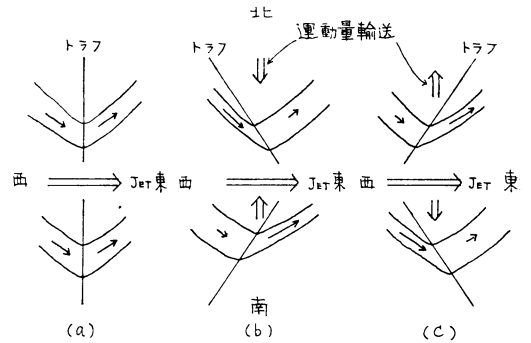
$$\frac{\partial \psi'}{\partial t} + \left( \bar{u} + D^2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - D^2 \beta \right) \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \tag{6}$$

となる。上式は、

$$C = \bar{u} + D^2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - D^2 \beta \tag{7}$$



第5図 帯状流と  $\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$  の緯度分布



第6図 ジェットと擾乱の水平構造

なる速度で擾乱が東へ流されることを表わしている。

傾圧不安定の議論では、帯状流  $\bar{u}$  の垂直方向の変化（南北気温傾度に対応する）が重要であったが、ここでは、帯状流  $\bar{u}$  が緯度方向に変化する場合について考えてみよう。

第5図は、実際の大気中に見られる帯状流の緯度分布とそれに対応する  $\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$  の緯度分布を示す略図である。この図と(7)式より明かなように、 $\bar{u}$  の分布はジェットの存在する中緯度で擾乱をより早く東へ流そうとするが、 $\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$  の分布は、その効果を相殺しようとする。ジェットがあまり sharp でないときは  $\bar{u}$  の効果が卓越するが、ジェットが非常に sharp になると  $\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$  の効果が卓越するようになる。

まず、前者の場合、即ち、ジェットがあまり sharp でない場合について考えてみよう。このような大気中に、例えば、傾圧不安定によって擾乱が生じ、その擾乱のトラフ・リッジの水平軸は、はじめ、経度線に平行であったとしよう(第6図(a)参照)。この場合、 $\bar{u}$  の効果が卓越するので、第6図(b)のように、トラフ・リッジの水平軸は傾く。この結果、ジェットの南の領域で

は、トラフの東側で等圧線がこみ、風速が強くなる。したがって、 $w$  で表わされる運動量輸送は、トラフの東側で大きくなり、しかも北向き輸送である。一方、トラフの西側では、等圧線の間隔が拡がり、風速が弱くなるから、運動量輸送も小さくなり、しかも、その輸送は南向きである。このようなわけで、この擾乱による緯度圏を通しての正味の運動量輸送は北向きとなる。

ジェットの北の領域では、全く反対のことが起り、運動量は緯度圏を通して南へ輸送される。このようにして、運動量がジェットのある領域へ集中されるため、ジェットはますます強くなる。エネルギー的に見ると、帯状流の運動エネルギーが増大し、その分だけ擾乱の運動エネルギーが減少する。即ち、この場合には、擾乱は減衰するわけである。

さて、次に、ジェットが sharp な場合、すなわち、 $\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$  の効果が卓越する場合について考えてみよう。

この場合には、第6図(c)のようにトラフ・リッジの水平軸が傾き、運動量はジェットの領域から運び去られる。したがって、ジェットは弱まり、エネルギー的には、帯状流の運動エネルギーが減少して、その分だけ擾乱の運動エネルギーが増大する。即ち、擾乱が発達するわけで、このようなメカニズムによって擾乱が発達することを順圧不安定と云う。

前に述べたように、移動性高・低気圧の発達には主に傾圧不安定によるもので、順圧不安定はジェットの強化や弱化に関係する。

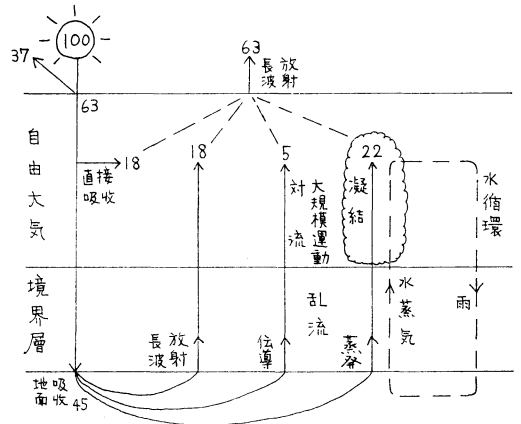
ここで注目しておきたいのは、擾乱は南北の熱輸送のみならず、南北の運動量輸送にも関係しているということである。

以上は、移動性擾乱についての議論であるが、定常性擾乱については、山岳の力学的効果と海陸分布の熱的効果が、その成因であろうと考えられている。しかし、この問題は十分に研究しつくされたとは云えない。また、観測によれば、冬期の対流圏において、定常性擾乱による熱輸送と運動量輸送の分布は、移動性擾乱によるそれと非常によく似ているので、以下の議論で移動性擾乱の影響のみを考えても定性的に問題がない。このようなわけで、定常性擾乱についての議論は割愛する。

#### 4. 太陽放射による大気の加熱

太陽放射が大気を暖め、それが大気運動をひき起す原動力になるわけであるが、ここでは太陽放射が大気を暖めるメカニズムについて考えよう。

太陽からやってきた短波放射は、大気中の空気分子や



第7図 大気の平均(時間・空間)熱収支

エアロゾルによる散乱、雲や地表面による反射等によって、一部宇宙空間に帰っていく。地球全体の平均で考えると、大気の上面に到達した太陽放射量を100%とするとき、この宇宙空間に帰っていく量は37%である。残り63%が大気を暖めるために使われるわけであるが、この残量がすべて、直接大気に吸収されるわけではない。直接大気に吸収されるのは、ごく僅かの18%で、残りの45%は、いったん地表面に吸収される。

第7図に示すように、地表面に吸収された太陽熱が、大気中に放出されて大気を暖めるには、次の三つの過程を経る。

第1の過程は、地表面からの長波放射(大気から地表への長波放射を差し引いた正味の放射)による熱放出である。これによって、地表面に吸収された太陽熱のうち、18%が大気中へ放出される。

第2の過程は、地表面から大気への熱伝導で、地表面に吸収された太陽熱のうちの5%が、これによって大気中へ放出される。この放出された顕熱は、境界層中では乱流による垂直混合によって、自由大気中では、対流活動と大規模な大気運動によって上層へと運ばれて、大気全層の加熱に寄与する。

第3の過程は、水循環の助けをかりたもので、地表面に吸収された太陽熱のほぼ半分の22%がこの過程を通して大気加熱に寄与する。地中(海も含むものとする)の水分は、蒸発により水蒸気となって大気中に放出され、凝結した後、雨となって落下し、再び地中に戻る。この水循環の際、地中の水分が蒸発して水蒸気となるとき、地表面で吸収された太陽熱の一部(22%)が使われ、その水蒸気が凝結するとき、蒸発に使われたときと同量の

熱を大気中に放出する。このようにして、地表面で吸収された太陽熱が、大気中へ運ばれる。

この場合、凝結が起って、はじめて大気中へ熱が顕熱として姿を現わすわけで、凝結の起る前は、熱は潜熱として水蒸気と共に運ばれる。第2の過程で述べた顕熱上方輸送と同じく、潜熱（水蒸気と考えてもよい）の場合も、その上方輸送へ寄与するのは、境界層中では、乱流による垂直混合であり、自由大気中では、対流活動と大規模な大気運動である。

このように、大気中へ放出された顕熱や潜熱を大気上層へと運ぶのに、対流が大きな役割を果しているということは注目すべきである。

大気の上層からは、長波放射によって熱が宇宙空間へと逃げている。この失われる熱と大気へ与えられる熱とは、北半球全体について、長期間の平均として考えると、第7図のように釣合いの状態にある。

以上の議論より明かなように、大気を暖める熱は、主に地表面によって吸収された太陽放射である。実際の地球上では、低緯度ほど地表面の吸収する太陽放射量が多いから、低緯度の大気ほど、太陽によって、より強く暖められている（蒸発した水蒸気が、その緯度で凝結せず、他の緯度で凝結する場合には、事情は異なる）。また、緯度別に見ると、長期間の平均をとっても、大気に与えられる熱と大気から失われる熱とは平衡を保ってはいない。

5. ジェットと3細胞平均子午面循環の生成

大気の運動は、帯状流、平均子午面循環、擾乱から成立っている。これらのうち、なぜ擾乱が大気中にできるかは第3節で述べた。一方、帯状流の大きな特徴はジェットの存在することであり、また、平均子午面循環の特徴は3細胞の構造を持っていることである。ここでは、このような特徴を持った帯状流と平均子午面循環が、どうしてできるかについて、思考実験を試みよう。

はじめ、大気は等温静止状態にあったとしよう。大気の上層から宇宙空間へ放射される長波放射は、大気を冷

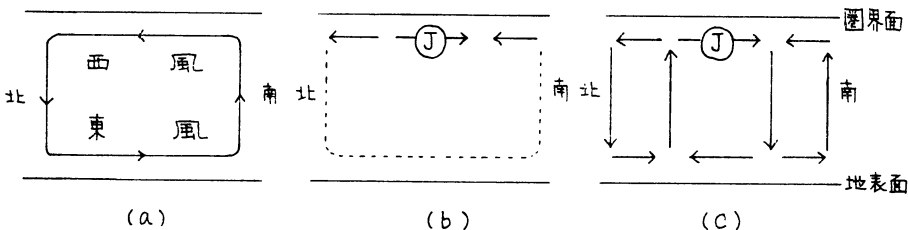
却させるが、その大きさは大気の温度に依存する。したがって、等温状態の大気は一樣な冷却をうけていることになる。

さて、ある時、突然、太陽が輝き出したとしよう。太陽放射量は低緯度ほど大きいから、太陽放射による大気加熱量（加熱のメカニズムについては前節で述べた）も低緯度ほど大きい。この結果、低緯度では太陽放射による大気加熱が、長波放射による冷却よりも大きく、高緯度では、反対に、冷却の方が加熱よりも卓越すると考えよう。このとき、大気の温度は、低緯度で上昇し、高緯度で下降するので、南北の気温傾度が発生する。

低緯度では、気温上昇の結果、大気は膨張し、高緯度では気温下降によって、大気は収縮する。このため、低緯度の垂直気柱を考えると、或る高度より上の空気量は増大し、高緯度の垂直気柱では、同じ高度より上の空気量は減少する。したがって、大気上層では、気圧分布が、南で高く、北で低くなるため、空気は南から北へと動く。この結果、垂直気柱の空気の総量は、南で少くなり、北で多くなるから、大気の下層の気圧分布は、上層とは反対に、南で低く、北で高くなる。かくして、大気下層の空気は北から南へ流れる。連続の関係から、このような流れに伴って、低緯度で上昇流、高緯度で下降流を生ずる。このように、南北の気温傾度が発生すると、低緯度で上昇、大気上層で北向き、高緯度で下降、大気下層で南向きの1細胞平均子午面循環が生成する（第8図(a)参照)。

この循環によって、大気上層では、東向きの、大気下層では、西向きのコリオリの力が生ずる。このコリオリの力によって、大気上層では西風、大気下層では東風の帯状流がえられる。この段階では、上層の帯状流の強さは、中緯度で最大とはなるが、ジェットを形成するほど強くはなく、非常になだらかな緯度分布をしている。一方、下層の東風は、地表摩擦のため、非常に弱い。

南北の気温傾度が、更に増大を続けると、第3節で述べたように、傾圧不安定を起しやすい状態となり、やが



第8図 3細胞平均子午面循環の生成

て擾乱が発達しはじめる。このとき、大気上層では、帯状流が中緯度で最大風速を示すなだらかな分布をしているため、第3節のBで述べたように、擾乱のトラフ・リッジの水平軸は、風の最も強い中緯度へ運動量を集中させるように傾く。

この擾乱による運動量の集中により、中緯度では、帯状流がますます強まり、やがてジェットを形成するに至る。一方、低緯度と高緯度では、運動量が中緯度へと運び去られるため、帯状流が弱くなる。大気下層では、帯状流及び擾乱が弱いいため、運動量輸送は小さい。

さて、中緯度の大気上層では、ジェットの生成により、帯状流の地衡風バランスがくずれず、即ち、ジェット生成前、西風の帯状流に働く南向きのコリオリの力と北向きの気圧傾度力は釣り合っていたが、ジェットの生成により、南向きのコリオリの力が、北向きの気圧傾度力よりも大きくなる。この結果、第8図(b)のように、中緯度の大気上層では南向きの流れが生ずる。一方、低緯度と高緯度では、帯状流が弱まるため、南向きのコリオリの力が北向きの気圧傾度力より小さくなって、北向きの流れがひき起こされる。

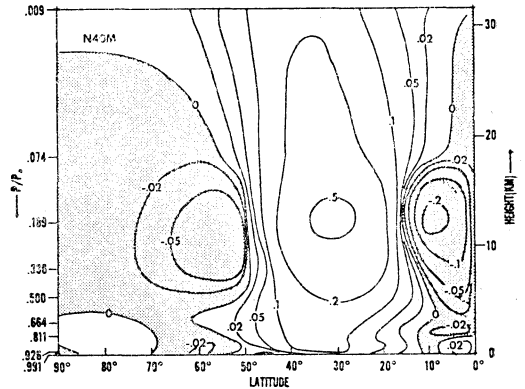
これらの結果、亜熱帯地域の大気上層では、空気が南と北から収斂して下降流を生じ、亜寒帯地域では、空気が南と北へ運び去られるため上昇流を生ずる。

亜熱帯地域の下降流は、第8図(c)のように、大気下層において、南と北へ向う流れをつくり、亜寒帯地域の上昇流は、下層大気の中に収斂をひき起す。連続の関係から、赤道地方と極地方は、それぞれ、上昇流、下降流の地域となり、このようにして、3細胞の平均子午面循環が形成される。

以上より明かなように、南北気温傾度の増大に伴って発達した傾圧不安定波の運動量輸送が、ジェット及び3細胞平均子午面循環の生成に大きな役割を果していることがわかる。

### 6. 運動量収支

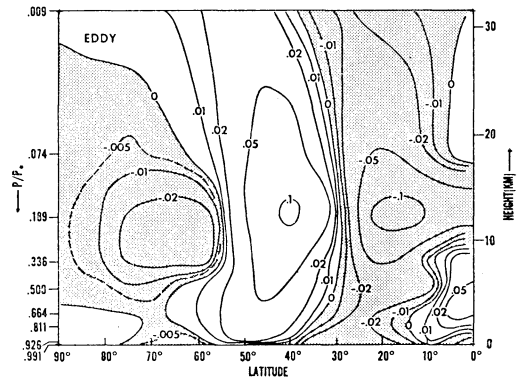
前節では、ジェットと3細胞平均子午面循環がどのようにしてできるかを述べた。大気の運動は時々刻々、複雑な変動をするが、帯状流や平均子午面循環の主要な特徴は大きくは変わらない。帯状流に注目しよう。対流圏上層では、擾乱により運動量が中緯度へ集中しているから、このままの状態では、ジェットは強くなるばかりである。しかし、実際には帯状流分布が大きく変わることはないのであるから、これは、中緯度の対流圏上層へ集められた運動量が、どこかへ運び去られて釣り合っている



第9図 擾乱による角運動量の北向き輸送量の緯度・高度分布 (Manabe et al. 1970)

ためと考えられる。そして、このことは、どの場所にある大気リング(緯度線に平行)についても云えるはずである。即ち、この大気リングに運び込まれる運動量と、この大気リングから運び出される運動量とは釣り合っているはずである。では、このような運動量の釣り合いは、どのようにして成立っているのであろうか。次に、この問題について考えよう。

第9図は、擾乱による緯度圏を横切る角運動量輸送(単位質量の空気塊のもつ運動量はその東西方向の速度成分  $u$  で、角運動量は  $a \cos \varphi u$  で表わされる。したがって、 $a \cos \varphi$  で割ることによって運動量におきかえることができる。球面座標で問題を扱うときには、角運動量を用いるのが便利である)、即ち、 $a \cos \varphi u'$  の緯度・高度分布である。この図は、大気大循環の数値シミュレーションの結果であるが、実測のものとよく一致し



第10図 擾乱による角運動量輸送の結果生ずる角運動量増加の割合の緯度・高度分布 (Manabe et al. 1970)

ている。熱帯を除いて、南の緯度では、運動量は北向きに輸送されており、北の緯度では南向き輸送が見られる。しかも、対流圏上層で輸送量が大きい。

この結果、前節で述べたように、中緯度で運動量の増加、低緯度と高緯度で運動量の減少が生ずるが、その増減も対流圏上層において大きい。これを示したのが第10図である。即ち、この図は、擾乱による角運動量輸送の結果生ずる、角運動量の増加の割合の緯度・高度分布を示している。

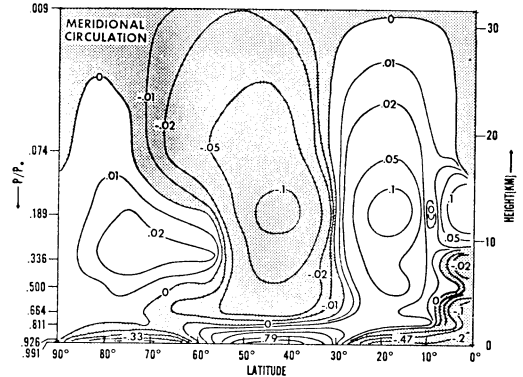
まず、この対流圏上層における、擾乱による中緯度の運動量過剰と高・低緯度の運動量不足がどのようにして釣合いを保っているかを考えよう。運動量の集中する中緯度には、間接循環、運動量が運び去られる高・低緯度には直接循環が存在している。実は、擾乱による対流圏上層の運動量の過不足は、これらの循環細胞による運動量輸送によって釣合っているのである。

まず、直接循環が、運動量輸送に対して果している役割を考えてみよう。

直接循環は、南で上昇、北で下降の枝流を持っているが、この流れによって、 $\bar{v}\bar{w}$  で表わされる垂直方向の運動量輸送が生ずる。即ち、単位質量あたり  $\bar{u}$  なる運動量を持った、緯度線に沿う大気リングが、 $\bar{w}$  の速度で上昇または下降することによる運動量輸送である。また、この循環の上層で北向き、下層で南向きの枝流は、 $\bar{u}\bar{v}$  で表わされる南北方向の運動量輸送に寄与する。即ち、単位質量あたり  $\bar{u}$  なる運動量を持つ大気リングが  $\bar{v}$  の速度で南や北へ動くために生ずる運動量輸送である。

直接循環による運動量輸送は、以上のように、 $\bar{u}\bar{w}$  と  $\bar{u}\bar{v}$  によるものの外、次の第3のメカニズムによるものがある。直接循環の上層の枝流は北向きであるから、これによって、西向きのコリオリの力が生じ、西風、即ち、正の運動量を発生させる。一方、下層の枝流は南向きであるから、これによって生ずる東向きのコリオリの力は、東風、即ち、負の運動量を発生させる。この結果、直接循環細胞内では、上層で運動量が生成され、下層で運動量が消滅したことになる。したがって、見かけ上、下層から上層へ運動量が運ばれたと考えてもよい。以後、このような云い方をすることにする。

間接循環の場合も、 $\bar{u}\bar{w}$ 、 $\bar{u}\bar{v}$  による運動量輸送の外に、上述の、コリオリの力を通しての運動量の垂直輸送がある。しかし、間接循環の場合には、上層で南向き、下層で北向きの枝流を持つから、直接循環の場合とは反



第11図 平均子午面循環による角運動量増加の割合の緯度・高度分布 (Manabe et al. 1970)

対に、コリオリの力を通して運動量はその循環細胞内で上層から下層へと輸送される。

これら三つの輸送機構、即ち、 $\bar{u}\bar{w}$ 、 $\bar{u}\bar{v}$ 、コリオリの力によるもののうち、最も卓越しているのは、第3のコリオリの力を通しての垂直輸送である。第1、第2の機構による輸送量はあまり大きなものではなく、ハドレイ循環の上層の北向き枝流による  $\bar{u}\bar{v}$  の寄与のみが無視できない。

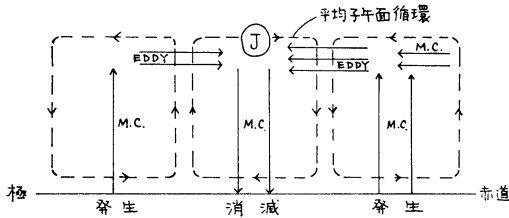
第11図は、平均子午面循環による角運動量の増加の割合の緯度・高度分布を示している。高・低緯度では、下層から上層へ運動量を輸送する直接循環が存在しているから、運動量は下層で減少、上層で増加を示している。また、中緯度の間接循環細胞内では、反対に、運動量は上層から下層へ運ばれるから、上層で運動量の減少、下層で増加を示している。

第10図と第11図を比較すると、対流圏上層では、擾乱の輸送による運動量の増減が、平均子午面循環による運動量の増減によって相殺されているのがわかる。即ち、擾乱の輸送による高、低緯度の運動量の不足は、そこに存在する直接循環細胞による下層からの運動量輸送によって補われ、中緯度における、擾乱の輸送による運動量の過剰分は、間接循環細胞によって、下層へと運び去られている。

次に、対流圏下層の運動量の収支を考えよう。第11図から明かなように、子午面循環による運動量の垂直輸送によって、対流圏下層では、中緯度に運動量の過剰、高・低緯度に不足が生ずる。また、擾乱による運動量輸送は、弱いながらもこの傾向を助長する(第10図参照)。

もし、この運動量を相殺する効果がなければ、対流圏下層において、中緯度では西風が、高・低緯度では東風





第12図 運動量収支のモデル

が卓越するようになるであろう。対流圏下層における、このような風の分布は実測とよく一致している。このときの地表摩擦の効果を考えてみよう。摩擦は運動を抑えるように働く。地表が西風の領域では、摩擦は西風を弱くする。しかも、西風は正の運動量を意味するから、地表西風の領域では、摩擦によって運動量は消滅する。一方、地表東風の領域では、その反対で、摩擦は、負の運動量を持つ東風を弱めるわけであるから、運動量をつくることになる。

以上より明かなように、対流圏下層において、運動量の過剰が起っている中緯度では、地表が西風である。したがって、その運動量の過剰分は、地表摩擦によって消されている。一方、高・低緯度では、地表が東風であるから、地表摩擦によって運動量が生成され、これらの緯度における対流圏下層の運動量の不足を補っている。地表摩擦の効果を対流圏下層にゆきわたらせているのは、乱流による垂直混合である。

これまで述べてきたことを、模式図としてまとめると、運動量収支のメカニズムは第12図のようになる。即ち、高・低緯度の地表でつくられた運動量は直接循環細胞によって上層へ運ばれ、擾乱によって中緯度へ集められ（熱帯では、ハドレイ循環の  $\bar{u}\bar{v}$  が寄与する）、中緯度の間接循環細胞によって下層へと輸送された後、地表に到達して消滅する。

前節とこの節で述べたことを、ごく簡単にまとめてみると、次のようになる。

太陽放射は南北の気温傾度を増大させる。この結果、擾乱が発達し、対流圏上層では、特に強く運動量が中緯度に集められて、ジェットが生成する。同時に、3細胞の平均子午面循環もつくりだされ、対流圏上層の運動量収支を平衡に保つための役割を与えられる。

対流圏下層では、平均子午面循環による運動量輸送が、その結果起る対流圏下層の運動量の過不足を地表摩擦の効果によって相殺するように、対流圏下層の風の分布を調節する。

## 7. 熱収支と水蒸気収支

大気の気温分布も、風速の3成分と同じく、緯度線に沿っての平均とそれからの偏差から成立していると考えることができる。即ち、

$$T = \bar{T} + T'$$

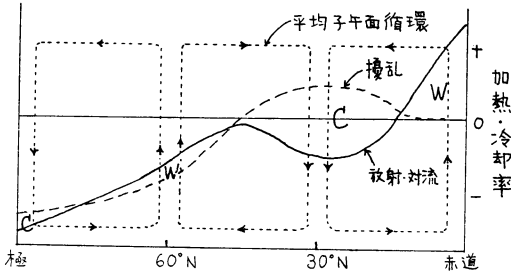
ここで、 $\bar{T}$  は緯度平均気温、 $T'$  はそれからの偏差である。

温度風の関係を考慮して、風速と気温を結びつけて考えると、 $T'$  は擾乱に伴うものであり、 $\bar{T}$  は帯状流  $\bar{u}$  と関係づけられることがわかる。したがって、前節で、帯状流の主要な特徴は、大きくは変わらないということ述べたが、これはまた  $\bar{T}$  の分布についても言えるはずである。実際、大気中の緯度平均気温の南北分布を見てみるとその主要な特徴に大きな変化は見られない。これは、帯状流を維持するため運動量収支が平衡状態にあったのと同じく、緯度線に沿う大気リングを考えると、そこへ供給される熱量とそこから失われる熱量とが、釣り合いを保っているためである。ここでは、どのようなメカニズムで、この釣り合いが保たれているかを述べよう。

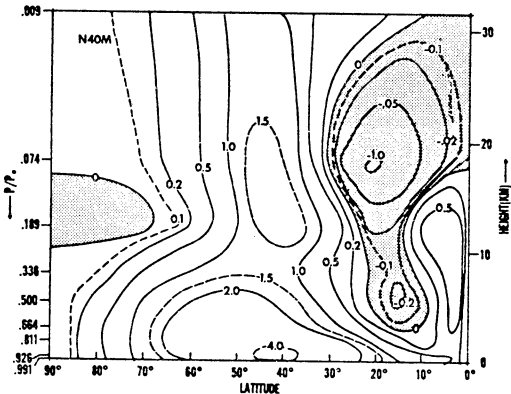
第4節で述べたように、大気の上から宇宙空間へ放射される長波放射量は、地表面から大気へ放射される長波放射量よりも大きい。したがって、大気は長波放射によって冷却をうける。大気上からの放射量も、地表面からの放射量も低緯度ほど大きくなるが、その差、即ち、長波放射による大気の冷却の割合は緯度によってあまり変わらない。また、大気に直接吸収される短波放射はごく僅かであるから、短波放射と長波放射を合わせた放射による正味の効果は、緯度に関して、ほぼ一樣な大気の冷却をもたらす。

一方、大気を暖めるのは、地表面に吸収された太陽放射が顕熱及び潜熱として大気中へ放出される熱である。この熱が大気を暖めるには上層へと運ばれなければならないが、この輸送には対流が大きな役割を果しているので、以後、この熱による大気の加熱を対流による大気の加熱と呼ぶことにする。対流による大気の加熱の際、潜熱の効果、即ち、水循環に伴う凝結を通して、大気中へ放出される熱が、大気の加熱に大きく寄与する。したがって、対流活動の活発な熱帯と、低気圧活動のさかんな中緯度では、凝結がさかんに起るので、大気は強い加熱を受ける。特に、熱帯では、その加熱が大きい。

さて、放射による冷却と対流による加熱を合わせて考えると、熱帯の大気は加熱を受けるが、他の緯度では、



第13図 放射・対流による大気加熱と擾乱の熱輸送による大気冷却の緯度分布



第14図 擾乱による熱の北向き輸送量の緯度・高度分布 (Manabe et al. 1970)

大気は冷却され、低気圧活動のさかんな中緯度で、加熱と冷却がほぼ釣合う\*。

この放射と対流の効果による大気の加熱の割合の緯度分布を概略的に示したのが、第13図の実線である。

この加熱、冷却は、大気の運動に伴う熱輸送によって相殺される。

まず、擾乱の役割を考えよう。第3節で述べたように、擾乱は運動量ばかりでなく熱も輸送する。

第14図は、擾乱による緯度圏を横切る熱輸送量  $C_p \bar{v}' T'$  の緯度・高度分布である。低緯度の一部を除いて、熱は北向きに輸送されており、輸送量は中緯度で大きく、最大値は対流圏下層と圏界面附近に見出される。この分布から明かなように、擾乱による熱輸送の結果、大気は南の緯度で冷却、北の緯度で加熱を受ける。この緯度分布を、冷却の割合で示したのが、第13図の破線である。即ち、図の破線は正が冷却を、負が加熱を意味する。した

がって、実線と破線で囲まれた部分は、放射と対流及び擾乱の熱輸送の結果生ずる加熱と冷却を表わしている (Wは加熱、Cは冷却を意味する)。

擾乱は、放射と対流による南の加熱、北の冷却を相殺するように、熱を南から北へと輸送するが、放射と対流及び擾乱による効果の熱収支は完全な平衡状態ではなく、図に示されているように、熱帯と亜寒帯に熱源を、亜熱帯と極地方に冷源をつくる。

これらのうち、熱源は、3細胞平均子午面循環の上昇域にあたり、上昇流に伴う断熱冷却によって相殺される。一方、冷源は、下降域にあたり、下降流に伴う断熱加熱によって相殺される。

このようにして、大気の熱収支は釣合いを保っている。

所で、平均子午面循環細胞の熱収支に対する役割を次のように見ることもできる。直接循環細胞では、南の枝流の上昇域で断熱冷却、北の下降する枝流の中で断熱加熱が起るから、見かけ上、熱はこの細胞内を南から北へ輸送されたと考えてもよい。間接循環細胞内では、反対に北から南へ熱が輸送されたと見なすことができる。

もちろん、子午面循環に伴って、運動量輸送の場合と同じく、 $\bar{v} T$  や  $\bar{w} T$  で表わされる熱輸送 (ある熱量を持った、緯度線に沿う大気リングが、南北方向、上下方向に動くために起る熱輸送) も存在するが、これらの効果は、無視してもよいほど小さい。

このように考えると、第13図から、熱収支の大きな特徴を次のように云うこともできる。対流によって生じた熱帯の熱の過剰は、ハドレイ循環によって亜熱帯へと運ばれ、そこで放射によって一部を失い、残りは擾乱によって中緯度から高緯度へと運ばれ、再び、放射によって失われる (中・高緯度における子午面循環による熱輸送の役割は小さい)。

対流による大気の加熱には、水循環が重要な役割を果していることは前に述べたが、次に大気中の水蒸気の収支について考えてみよう。

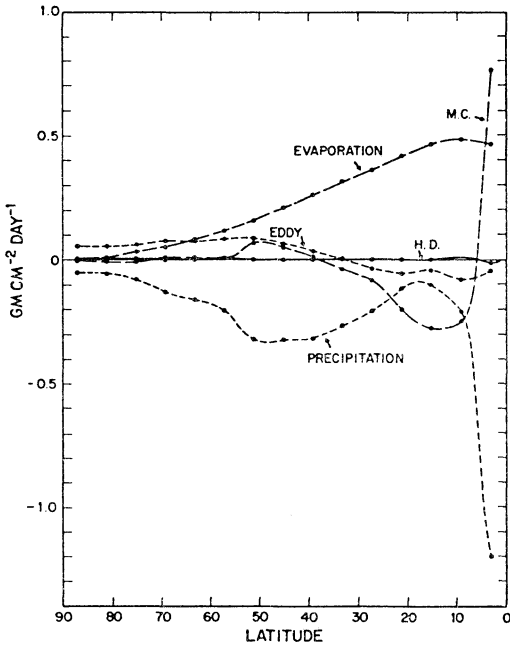
気温と同様、水蒸気量  $q$  についても

$$q = \bar{q} + q'$$

とおくことができる。ここで、 $\bar{q}$  は緯度平均値、 $q'$  はそれからの偏差である。

$\bar{q}$  の分布についても、ある平均状態が維持されているから、緯度線に沿う大気リングを考えると、その中へ運び込まれる水蒸気量と運び去られる水蒸気量は釣合いを保っているはずである。

\* 加熱が卓越することを示しているデータもある。その場合でも、以後の議論に何ら支障はない。



第15図 大気中の水蒸気量の増加率の緯度・高度分布 (Manabe et al. 1970)

第15図は、いろいろなメカニズムによる、大気中の水蒸気量の増加の割合の緯度分布を示している。

図より明かなように、蒸発による水蒸気量の増加は亜熱帯で大きく、降水による水蒸気量の減少は、熱帯と低気圧活動のさかんな中緯度で大きい。かくして、亜熱帯では水蒸気の過剰、熱帯と中緯度には水蒸気の不足が生ずるから、釣合いを保つには、亜熱帯から、熱帯と中緯度へ水蒸気が輸送されなければならない。

この図は、同時に、亜熱帯から熱帯への水蒸気輸送に

は、ハドレイ循環細胞が (M.C.), 亜熱帯から中緯度への水蒸気輸送には、擾乱 (EDDY) が重要な役割を果しているということも示している。

水蒸気量は大気の下層ほど大きい。したがって、ハドレイ循環の下層の南へ向う枝流は多量の水蒸気を南へ運ぶが ( $\bar{v}q$  による輸送), 上層の枝流はごく少量の水蒸気を北へ運ぶにすぎない。対流圏全層について考えると、ハドレイ循環細胞は水蒸気を南へ輸送するという結果になる。

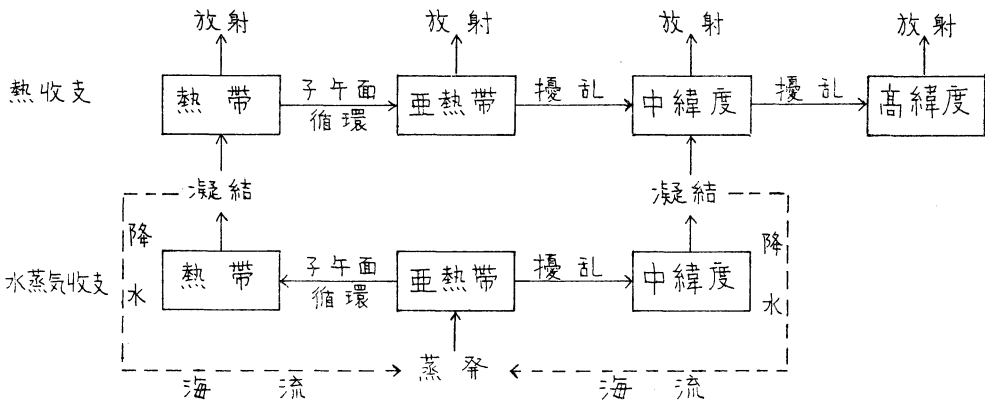
また、低気圧の構造を考えると明かなように、擾乱のトラフの東側には、南からの湿った空気がやってくる。一方、トラフの西側には、北からやってきた乾燥した空気が存在する。したがって、擾乱はトラフの東側で湿った空気を北へ、トラフの西側で乾いた空気を南へ運ぶから、結局は緯度圏を通して水蒸気を北へ輸送する ( $\bar{v}'q'$  で表わされる) ことになる。

また、この図から明かなように、中緯度から高緯度にかけての子午面循環による水蒸気輸送は小さい。高緯度では水蒸気量自身が小さいばかりでなく、各種のメカニズムによる増減量も小さい。

これまで述べてきた、水蒸気収支と熱収支の大きな特徴を概略的にまとめ、それらの相互関係を示したのが、第16図である。

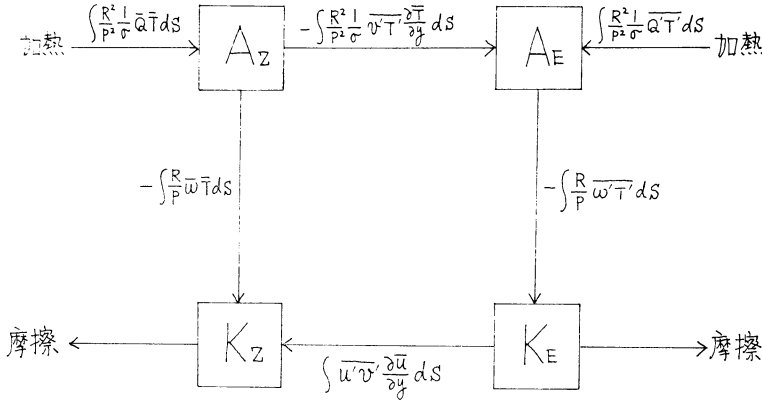
### 8. エネルギー収支

我々は、通常、エネルギーを次のような成分にわけて考察をすすめる。即ち、帯状流の運動エネルギー  $K_z$ 、擾乱の運動エネルギー  $K_E$ 、一般場の有効ポテンシャル・エネルギー  $A_z$  ( $T$  の分布に対応する)、擾乱の有効ポテンシャル・エネルギー  $A_E$  ( $T'$  の分布に対応する) である。



第16図 水蒸気収支と熱収支のモデル

大規模な大気運動はどのようにして維持されているか



第17図 各成分間のエネルギー交換 ( $\sigma = -\alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial p}$ ,  $\int ( ) ds$  はある領域についての面積積分)

これまで述べてきたように、帯状流  $\bar{u}$  や  $\bar{T}$  の分布は、変動はあるにしても、ある平衡状態を保っているわけであるから、 $K_z$  や  $A_z$  についても同じことが云える。また、傾圧不安定の度合いが一方向的に大きくなるということもないから、擾乱のエネルギー  $K_E$  や  $A_E$  もまたある範囲内の値を保つ。このように考えると、エネルギー成分間のエネルギー交換も平均的には平衡状態を保っているはずである。ここでは、この問題を論じよう。

第17図は、各エネルギー成分間のエネルギー交換に最も大きく寄与する項を示している。矢印は、その項が正のとき、エネルギーの流れる方向を示す。有効ポテンシャル・エネルギーの生成、消滅には、放射、対流、拡散等による大気加熱、冷却が関与する。相対的に高温の大気が加熱され、相対的に低温の大気中で冷却が起るときには、有効ポテンシャル・エネルギーがつけられる。

その反対の場合には、有効ポテンシャル・エネルギーは消滅する。

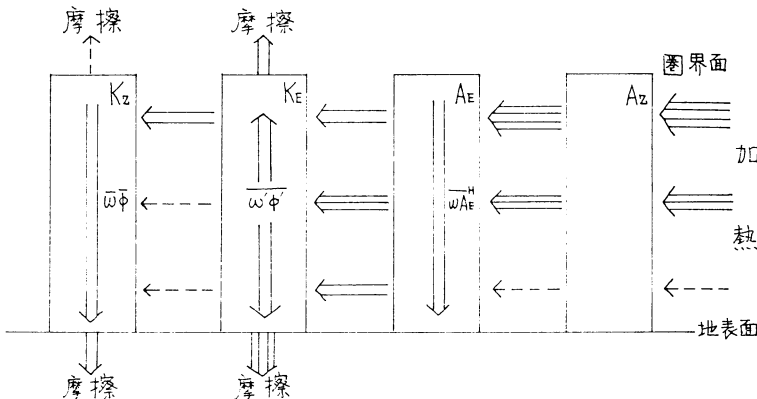
緯度平均気温の減少する方向へ熱が輸送されている場合には、 $A_z$  から  $A_E$  へのエネルギー変換が起る。

相対的に高温の領域で上昇流、相対的に低温の領域で下降流が存在するときには、有効ポテンシャル・エネルギーから運動エネルギーへの転換が起る。

帯状流の増大する方向へ、運動量が輸送されているときには、 $K_E$  から  $K_z$  へエネルギーが移動する。

摩擦は、運動エネルギーを消滅させる。その他の場合についても、エネルギー変換がどうなるかは、第17図より、容易に理解することができるであろう。

第17図には、書かれていないが、運動エネルギーの上下方向の輸送には、 $\int \bar{\omega} \bar{\phi} ds$  ( $K_z$  の輸送) や  $\int \bar{\omega}' \bar{\phi}' ds$  ( $K_E$  の輸送) ( $\phi$  はジオポテンシャル,  $\int ( ) ds$  はある領



第18図 エネルギー収支のモデル

域、例えば北半球についての面積積分を意味する)によって、有効ポテンシャル・エネルギーの上下方向の輸送には、 $\int \overline{\omega A_E} ds$  ( $A_E$  の輸送) や  $\int \overline{\omega A_z} ds$  ( $A_z$  の輸送) (— $H$  はある領域、例えば北半球についての面積平均を表わす) によって表わされるメカニズムが寄与する。前者は気圧力のなす仕事によるエネルギーの移動であり、後者はある有効ポテンシャル・エネルギーを持った空気が垂直方向に運動することによる輸送である。

第18図は、大循環の数値シミュレーションの結果にもとづいて、北半球全体の各層におけるエネルギー収支の大きな特徴を概略的にまとめたものである。この図を参照しながら、エネルギー収支が、どのように釣合いを保っているかを説明しよう。

熱帯では、対流の効果が卓越するので、大気は加熱され、北の緯度では、放射の効果が強いので、大気は冷却を受ける(前節を参照)。しかも、南の緯度ほど高温であるから、一般場の有効ポテンシャル・エネルギー  $A_z$  は生成される。この生成量は対流圏の上層ほど大きい。第18図で、矢印に伴う線の数値は、エネルギーの流れの相対的強さを表わしている。

擾乱は南北気温傾度に従って、気温の高い低緯度から、気温の低い高緯度へと熱を輸送しているから、有効ポテンシャル・エネルギーは一般場から擾乱へと変換している。この変換に際して、対流圏の各層で、生成された  $A_z$  が殆どそのまま  $A_E$  へ変換される。

第3節で述べたように、擾乱は傾圧不安定によって発達し、その際、トラフの東側は、相対的に高温で上昇域、トラフの西側は、相対的に低温で下降域となるから、擾乱の有効ポテンシャル・エネルギーは運動エネルギーへと転換する。このエネルギー転換は、対流圏中層で最大となる。一方、 $A_z$  から  $A_E$  への転換は、対流圏上層で大きく、下層で小さいから、対流圏上層には  $A_E$  の過剰、下層には不足を生ずる。この過不足を相殺するように、 $A_E$  は上層から下層へ  $\overline{\omega A_E}$  によって輸送されている。

さて、擾乱の運動エネルギー  $K_E$  に注目すると、 $A_E$  より  $K_E$  へと転換されたエネルギーは、対流圏中層より、上層と下層へ  $\overline{\omega \phi}$  によって運ばれる。下層へ輸送された運動エネルギーは、地表摩擦によって消滅する。一方、上層へ運ばれた運動エネルギーは、一部、圏界面付近で摩擦により消滅するが、残りは、 $K_z$  へと移って行く。

第6節で述べたように、運動量は擾乱によって、ジェ

ットを強化するように輸送されているから、 $K_E$  から  $K_z$  へのエネルギー変換が、対流圏各層で起っている。対流圏上層では、それが特に大きい。また、摩擦による、擾乱の運動エネルギーの消滅が、特に地表附近と圏界面附近(ジェット付近)で大きいということは興味深い特徴である。

$K_E$  から転換された帯状流の運動エネルギー  $K_z$  は、 $\overline{\omega \phi}$  によって下層へと運ばれ、地表摩擦によって消滅する。

$K_z$  と  $A_z$  との間にもエネルギーの交換があるが、その量は小さい。直接循環の領域では  $A_z$  から  $K_z$  へ、間接循環の領域では  $K_z$  から  $A_z$  へエネルギー変換が起っているが、北半球全体では直接循環の効果が卓越しているように思われる。

## 9. おわりに

太陽は、南北気温傾度を強める役割を果している。もし、南北気温傾度が大きくなると、傾圧不安定の強化によって擾乱が強まり、擾乱による運動量輸送も大きくなって、ジェット及び3細胞平均子午面循環の強化につながる。したがって、太陽は大気運動を強める働きをしていると云える。

一方、擾乱と平均子午面循環による北向きの熱輸送は、南北気温傾度を小さくしようとするから、傾圧不安定が起りにくい状態をつくりだし、自分自身も含めて大気運動を弱めようとする。即ち、大気運動は、自分自身を弱体化させる働きを持っている。しかも、擾乱や平均子午面循環が強いほど、それによる熱輸送も大きいから、この大気運動の自己弱体化作用は、大気運動が強いほど大きいと考えられる。

実際の気象では、平均的に見ると、太陽の大気運動を強化しようとする働きと、大気運動の自己弱体化作用とが釣合いを保っている。この論文では、いろいろな観点から、この釣合いが、どのようなメカニズムで成立しているかを述べてきたわけである。

所で、太陽の大気運動強化作用と大気運動の自己弱体化作用とは、長い期間の平均として釣合っているわけで、各瞬間に、正確に釣合っているわけではない。もし、大気運動が非常に強い場合には、大気運動の自己弱体化作用も強く、それは太陽の大気運動強化作用をうわまわるから、大気運動は次第に弱まる。しかし、この結果、大気運動の自己弱体化作用も次第に弱まり、やがて、それは太陽の大気運動強化作用をしたまわるようになる。こうなると、大気運動は再び強化の方向に向う。このように、

太陽の大気運動強化作用に変動がなくても、大気運動は、その平衡状態のまわりを、強弱をくりかえしながら変動し得る。

また、太陽エネルギーに変動がある場合には、太陽の大気運動強化作用も変動する。このとき、大気運動もまた、自己弱化作用が、太陽の大気運動強化作用と、新しい釣合いを保つように変動する。

以上、大気運動の維持とその変動の関係について、極めて単純な考察をしたが、今後、大気運動の変動の機構を調べて行く上で、大気運動の維持の機構が、その基礎知識として重要になるであろう。

### 文 献

- 荒川昭夫, 1958: 最近の大気大循環論. 気研ノート, 第61巻, 229-362.
- Lorenz, E.N., 1967: The nature and theory of the general circulation of the atmosphere. W.M.O. pp 161.
- , 1969: The nature of the global circulation of the atmosphere: a present view. The global circulation of the atmosphere, Royal Met. Society, 3-23.

- 片山 昭, 1970-71: 大気大循環の数值実験とその効用. (I)-(III). 大気, 1, 21-33; 2, 34-44; 3, 31-38.
- Kikuchi, Y., 1969: Numerical simulation of the blocking process. J. Met. Soc. Japan, 47, 29-54.
- Manabe, S., J. Smagorinsky and R.F. Strickler, 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. Mon. Wea. Rev., 93, No. 12, 769-798.
- Manabe, S., J. Smagorinsky, J.L. Holloway, Jr. and M.S. Hugh, 1970: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. III. Effects of increased horizontal computational resolution. Mon. Wea. Rev., 98, No. 3, 175-211.
- Newell, R.E., D.G. Vincent, T.G. Doplick, D. Ferruzza and J.W. Kidson, 1969: The energy balance of the global atmosphere. The global circulation of the atmosphere, Royal Met. Society, 42-90.
- Smagorinsky, J., S. Manabe, and J.L. Holloway, Jr, 1965: Numerical results from a nine-level general circulation model of the atmosphere. Mon. Wea. Rev., 93, No. 12, 727-768.

### 外国文献集の配布順について

「紙下足」の影響と印刷経費の高騰のため、発刊が遅滞した外国文献集も、ようやく第19巻を配布できましたが、印刷の都合で次回は第22巻の配布(3月上旬)になります。第20, 21巻も3月下旬から4月にかけて配布致します。また、先に印刷不良の頁があった巻について、不鮮明の論文を印刷しなおして再配布するようお知らせしたまま遅れていましたが、それらも3月末迄に納入してもらい済みです。いろいろ御下便をおかけして申訳ありません。

なお、印刷費の高騰はすざましく、現在既に赤字となっていますが、既刊分の若干の黒字で穴埋めしております。独立採算制なので、この状態が続きますと値上げも

考えねばなりません。しかし、その前にかかりの数のにばる未払金を回収するべく目下努力中です。「天気」12月号のお願いに応じて、早速御協力下さった方々には御礼申し上げますと共に、現在なお未払いの方々には(別に葉書で金額をお知らせしてありますが)至急納入して下さいよう重ねてお願い致します。

ひきつづいて新規の購読を歓迎します。外国文献集の購読には(1)学会員であること、(2)全30巻の一括予約購読に限ること、という当初からの規定になっております。従って、希望の巻だけの分冊領布はしておりませんので、御了承下さい。

外国文献委員会