

長期予報研究



グロース ベッター

第4巻 第3, 4合併号

目次

大気大循環について

栗原 宜夫 1

季節天気予報の確立のため下部成層圏の

温度一気圧場における特徴の考察

古賀 晴成 紹介 25

長期間の天候の偏りについて考えられる物理的原因

I. K. 生 紹介 33

ノルウェー北部におけるオゾンの変動と移流について (3)

渡辺 正雄 紹介 56

1966年 3月

L. F. グループ

大気大循環について

気象研究所 栗原 宣 夫

*

(昭和40年度 全国長期予報技術検討会での講演の筆記)

§ 1. 大循環エネルギーのインプット

これからお話することは、大気大循環がどのようにして起つたかではなく、大気大循環の現在の状態はどうかについての説明である。今までの研究結果からわかっているように、大気大循環は非常におおざっぱにいうと、大気が低緯度地方で暖められ、高緯度地方で冷やされる、その結果生じたいわゆる傾圧性(つまり温度の南北こう配)が基本となつて起る現象である。ところで、南で暖まり、北で冷える状態がいつまでも続いていると、傾圧性が強まるいつぼうである。しかし実際には、そのような傾圧性を破壊するような現象が起つている。これが、よくわれわれが観察する高気圧や低気圧のようなじょう乱である。したがつて、大気大循環の研究はそういう高・低気圧のじょう乱の役割も含めて、熱的にいえば、南の方に与えられた熱を北の方へ運ぶような現象を全般的に指したものだといふことができる。

話のはじめは、まず大気がどのようにして暖まるか、その暖め方の話から入つていきたい。話を簡単にするために、一応年平均の状態を考えると、大気上限に太陽から到達するエネルギーの強さは確かに南で大きく、北で小さい。そこで、これによつて南方の大気が直接暖められるような印象を受ける。ところが実際にはふく射によつては、南の大気が暖まり、北の大気が冷えるのではなく、全体として冷えているとともに、冷え方は南の方が強い。たしかに日射によつて直接暖められる強さは北より南が強い。一方、温度は、すでに大気大循環が発生している状態を考えているので、低緯度で高く、高緯度で低いので、長波で冷える割合を計算してみると、低緯度の方がよく冷える。日射で暖まる量と、長波で冷える量との差を計算してみると、実は輻射全体としては大気は大部分の場所で冷えており、低緯度の方がよけい冷えていることになる。

それでは低緯度の大気を暖めるのは一体何であろうか。日射は大気を直接暖めるとともに、大気の下限迄やつてきて、陸地あるいは海洋によつて吸収される。実は、いつたん、地面・海面に吸収されたものが、はねかえつて大気を暖めているのである。だから、地面や海面に吸収されたエネルギーが、ふたたび大気へ帰る過程を正確に調べないことには、大循環の様子を精度よく予報することはできない。

地面・海面からのエネルギーのはねかえりは、顕熱や蒸発という形で行われる。図1の上段は

*筆記は久保田効氏(長期予報管理官室)を煩わし、栗原氏に手を加えていただいたので、両氏に厚く感謝します(編集部)

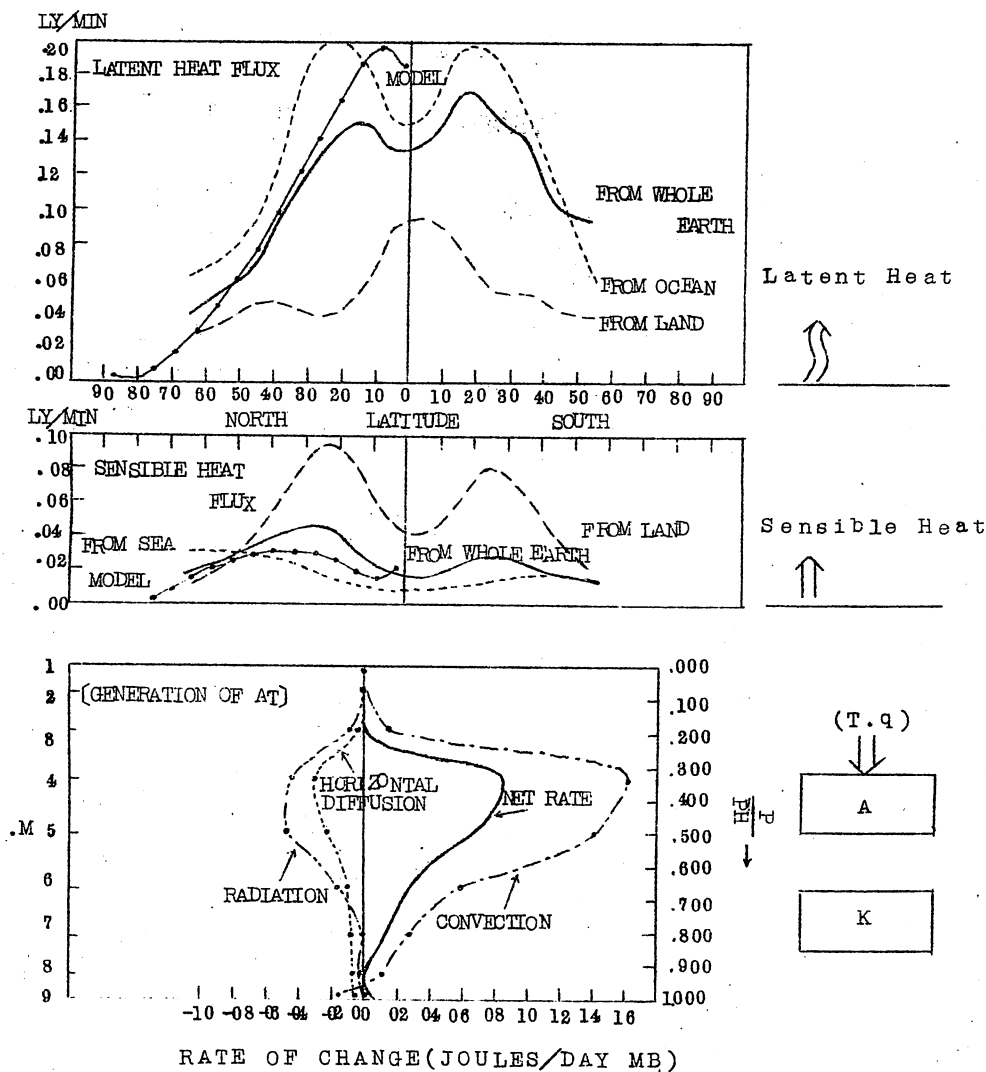


図1 (上・中) 地球から大気へ流れる潜熱流量と顕熱流量との緯度分布。Budykoが陸上、海上および全地球上について得た分布と、Smagorinsky等の大循環モデルから得た分布とを比較している。

(下) 対流、放射および水平拡散(格子間隔より小さいスケールでの混合)によつて生成される全有効位置エネルギーの鉛直分布。(Smagorinsky等のモデルについての値)

蒸発という形で地面・海面から大気中にもどるエネルギーだが、中緯度で極大を示している。中段は大気に流れ込む顕熱の分布である。上段と中段はスケールが同じなので、蒸発と顕熱を比較すれば、蒸発の与える量が多いことがよくわかる。

こうして、輻射だけでは高緯度より低緯度で冷えるが、このような地面や海洋からの熱のはねかえりを考えれば、相対的に北が冷やされる可能性がある。また事実こうして大循環のエネルギーが補給され続けているのであるが（図1・下）、この為にはもう一つ重要な過程が必要である。それは蒸発して大気中に入った水蒸気が、その緯度でどのくらい凝結し、どのくらいが他の緯度へ運ばれるかということである。低緯度で蒸発したものが、低緯度で凝結せず、高緯度に運ばれて凝結するということになれば、実際には熱源は北の方に与えられたことになるわけである。

図3の右は各緯度を横切つて、大気および海洋のなかを、北向きに運ばれるエネルギーの分布である。この求め方、その他は省略するが、大循環が平衡を保つうえに必要なエネルギー輸送量が一番上の山形の実線である。そのうち、大気中での顕熱の北向き輸送を示したのが鎖線である。点線が潜熱の北向き輸送つまり、水蒸気の北向き輸送である。これは低緯度では南向きの輸送を示している。結局、海面から水蒸気が蒸発し、一部は同緯度で凝結して大気を暖める。また直接下の面から入った顕熱によつても大気は暖まる。こうして獲得したエネルギーは顕熱の形で北向きへ運ばれる。蒸発した中で凝結しない部分は、水蒸気という形で北向きまたは南向きへ運ばれる。その割合を示したのがこの図である。

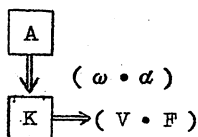
破線は海洋による熱輸送を表わす。大気の上限から入つて来たエネルギーが、地面や海面に達し、そこで吸収される。吸収されたエネルギーが顕熱や蒸発という形で大気へもどるわけだが、実は100%もどるわけではない。一部分は海にたくわえられ、海洋の循環を通して北へ運ばれる。この破線がその分布を示す。これはあんがい馬鹿にならない。低緯度の熱収支を考えると、海による北向きの熱輸送は無視できない。これを無視すると、水蒸気や顕熱の大気内での北向きの輸送量が非常に大きくなることが要請される。

以上、エネルギーのインプットのおおよそを説明した。結局、大循環という非常に大きな現象を扱っているが、そのおおもとをとると、蒸発とか凝結という非常に小さなスケールの現象が本質的に効いていることがわかる。

現在の大循環の研究はいろいろな方法がとられているが、肝心の蒸発とか凝結ということが、まだよくわかっていないので、この部分はいつてみれば、てきとうにやっている。よくわからないが、何らかの形でその効果を入れていかなければならない。それで経験的な法則を入れるとか、そのほか便宜的なやり方で細かいことは逃げています。くり返していうが大気大循環のことをもつとよく知ろうとすれば、結局は、対流とか凝結のことがよく分らないといけな。よく知られているように、現在短期予報でも凝結あるいは蒸発がわからなくて困っている。この点、これからの問題点に関しては、大循環も短期予報も区別がない。

§ 2. 大循環エネルギーのアウトプット

今まで話したのは大循環エネルギーのインプットの部分である。この次には大循環エネルギーのアウトプットを説明したい。



Aはアベイラブル・ポテンシャル・エネルギーで、いいかえれば、大気の傾圧性を表わす尺度である。これが何らかの形で運動エネルギーKに変わつて、大循環の流れを起す。流れのエネルギーはマサツ力のなす仕事 $V \cdot F$ によつて消耗される。このマサツによる消耗

がどのような鉛直分布をしているかということは今までのところ、ほとんどわかつていなかった。大気大循環の数値実験を通して、やつと最近この分布がわかつてきた、という状況である。

第2図は米国気象局の数値実験で調べられた結果である。この図は各等圧面毎に、運動エネルギーの収支を示している。 $-\frac{\partial}{\partial P} \frac{1}{(\omega K)}^H$ は上の面または下の面から運ばれて来て、それぞれの面にたまる、運動エネルギーのflux divergenceを表わす。この分布はほかの量に比べて非常に小さく、ほとんど0。だから各面のエネルギー収支を考えるとときには、そのような運動エネルギーの垂直方向の輸送はあんまり問題にならない。(—— H は水平に積分した量をあらわす)。 $-\frac{1}{\omega \alpha}^H$ はポテンシャル・エネルギーから運動エネルギーへ転換する量を表わす。これは500 mb面付近で非常に大きい値を示す。結局ポテンシャル・エネルギーが運動エネルギーに変わるころはほとんど大気の中層であるということが言える。この分布は数値実験の結果を解析したグラフであるが、実測からも多少判つている。実測によるとこの極大の高度は500 mb面から多少上下するが、分布の様子は同じである。

$-\frac{\partial}{\partial P} \frac{1}{(\omega \phi)}^H$ はジオポテンシャルの上下方向の収束量である。これは垂直方向に運動がある場合、気圧力が水平面を通じてなす仕事の量だと考えてよい。最後に $\frac{1}{V \cdot F}^H$ が運動エネルギーの散いつを表わす。この曲線からわかることは、実はポテンシャル・エネルギーから運動エネルギーに変換されるのは中層が非常に大きいのだが、それは気圧力による仕事を通じて中層から上下へ運ばれてそこが実質的に運動エネルギーの源となつている。そして圏界面の真下や地表面付近でエネルギーが失なわれるらしい。このような過程については、従来はほとんど解析されていなかったが、近頃は気圧力の行う仕事の重要性が注目されはじめている。というのは成層圏を見ると $-\frac{1}{\omega \alpha}^H$ (ポテンシャル・エネルギーから運動エネルギーへの転換量) が負であるから、成層圏においては、ポテンシャル・エネルギーは運動エネルギーの源とはなつていない。では成層圏のエネルギー源は何かということ、 $-\frac{\partial}{\partial P} \frac{1}{(\omega \phi)}^H$ しかない。結局対流圏が成層圏に対して仕事をしているわけで、圏界面のすぐ下で大きな正となつて、対流圏がエネルギーを与えていることが注目されはじめた。ごく最近の、例えばLabitzkeさんの解析によつても、だいたい似たような分布を示している。量的なことは多少あいまいさがあるとしても、おおまかに見て、ここに書いてある分布と同じである。とにかく対流圏中層で運動エネルギーが生成されて、圏界面付近と地表

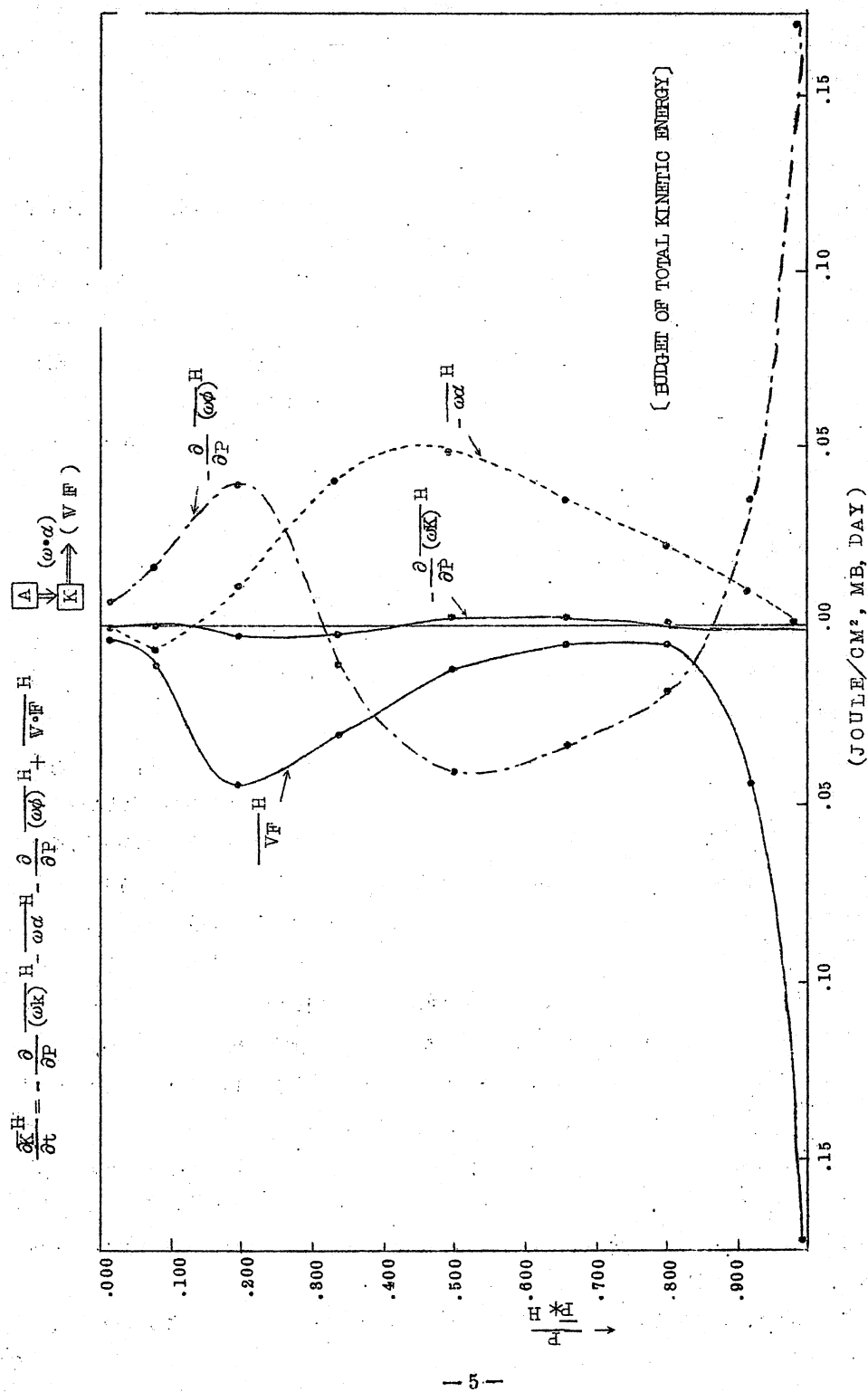


図2 各等圧面の運動エネルギーが、いろいろなメカニズムによって変化する変化率の鉛直分布 (Smagorinsky等のモデルで計算したもの)

面付近に伝達され、その近くで散いつするという過程は信頼できると思う。アメリカで実測のデータを使つて、このエネルギーの散いつ量を出した人が居る。実測のデータを使つたといつても、間接的に出したわけであるが、やはりこのような分布がでて来ている。

今の話は運動エネルギーを水平面について積分して、鉛直分布の様子を見たわけであるが、今度は各緯度について垂直に積分して様子を見てみよう。

いま、 $-\frac{1}{\omega} \alpha^P$ (ポテンシャル・エネルギーから運動エネルギーになつた部分) と、 $-\nabla \cdot (\nabla \phi)^P$ (気圧力によつて、南北方向の運動にともなつてなされる仕事の量) とを合わせて運動エネルギー源と解釈して、この分布を調べてみると、図3左の点線ようになる。($-P$ は垂直積分を示す)。二つの極大がある。一つは中緯度高圧帯の北限の低気圧が出来はじめの付近、もう一つは 60°N 付近にある。この付近で出来た運動エネルギーは $-\nabla \cdot (\nabla \cdot K)^P$ によつて中緯度へ輸送される。つまり南の方でできた低気圧は北へ動き、北で出来た低気圧は南へ動く。こうして集つた運動エネルギーが、 50°N 付近で最も多く散いつをしている。以上がエネルギーのアウトプットに相当する。

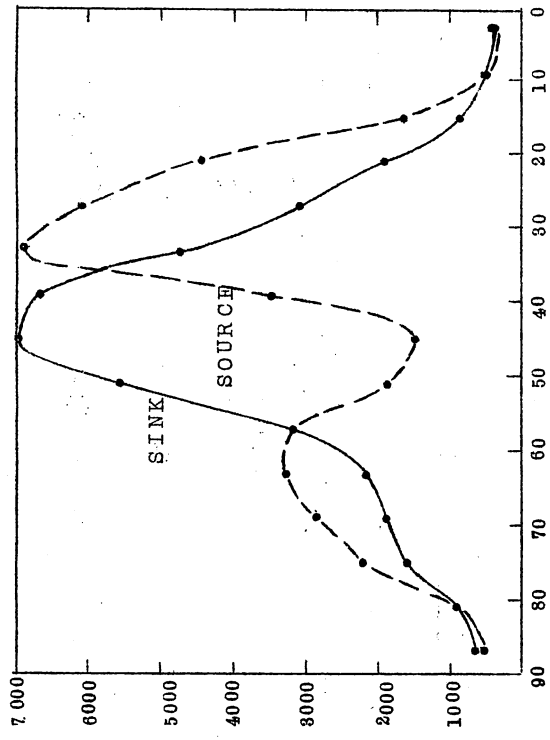
§ 3. 熱や運動量の輸送に寄与する擾乱のスケール

熱や運動量の輸送は、北に運ぶにしろ南に運ぶにしろ、これは高低気圧のじょう乱によつて行なわれる。では実際にはどのていどのスケールのじょう乱がエネルギーの輸送をおもに受け持っているのだろうか。またその季節変動はどうだろうか。これらを Wiin-Nielsen 等の行つた解析にもとづいてながめてみよう。

図4左に書いたのはじょう乱による熱エネルギー (sensible heat) の北向きの輸送の緯度分布である。1カ月平均の量を季節ごとに示してある。実線は異常な年であつたといわれる1963年1月、点線は1962年7月である。夏は小さい。いずれにしろ北向きに一方的に流れていることがわかる。これは垂直の積分したものであるが、もう少し細かくどの高度で一番強く輸送されているかを1963年1月について見たのが、図4右である。上段の total については、極付近がわずかに負になつているが、全般にはほとんど正である。よく知られているように850 mb の $40^\circ \sim 50^\circ\text{N}$ 付近に最大の北向き熱輸送が行なわれている。200 mb 付近にも多少の極大がある。これはあらゆるスケールのじょう乱を含んで計算したものであるが、Fourier 級数に展開して、スケール毎に調べてみる。長い波 (波数1~4) によるものを中段に、短い波によるものを下段に示してある。最大値は長い波のものが $80 \times 10^9 \text{ kJ sec}^{-1} \text{cb}^{-1}$ 、短い波のものが $25 \times 10^9 \text{ kJ sec}^{-1} \text{cb}^{-1}$ である。長い波1~4、つまり超長波による輸送が非常に大きい。短い波 (波数5~8) つまりバロクリニック・インスタビリティ理論で期待されるスケール (波数6位) の波による輸送はそれよりも小さい。では波数2, 3の波は一体何によつてできるかということが問題となる。

これについては、いろいろ調べられていて、地形や海陸分布から期待されるような波など、い

HRG/CM², sec

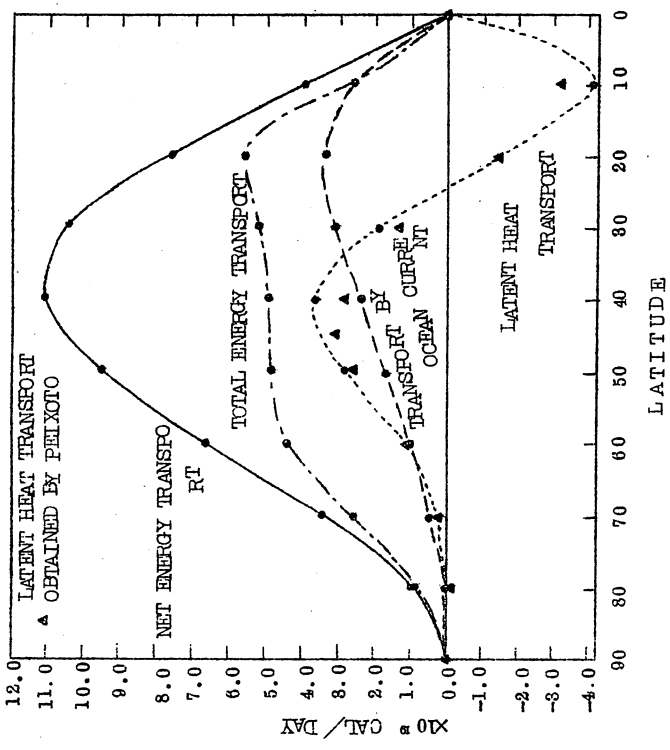


← LATITUDE

$$\frac{\partial \bar{K}^P}{\partial K} = -\bar{V} \cdot \frac{(\nabla K)^P}{(\nabla K)} - \frac{\partial \bar{K}^P}{\partial \bar{V}} \cdot \frac{(\nabla \bar{V})^P}{(\nabla \bar{V})} + \frac{\bar{V} \cdot \bar{V}^P}{\bar{V} \cdot \bar{V}} \frac{\text{SOURCE}}{\text{SINK}}$$

図3 (左) 全運動エネルギーの生成項 $(-\omega \frac{\partial^2 P}{\partial \phi^2} - \nabla \cdot (\nabla \phi)^P)$ と散逸項 $(\bar{V} \cdot \bar{V})^P$ との緯度分布 (Smagorinsky等による)

(右) 地球一大気系で、放射の不均り合いから期待される、正味の極向きエネルギー輸送量、大気的全エネルギー $(Q_p T + \phi + K)$ の極向き輸送量 (気圧力による仕事を含む)、大気の潜熱の極向き輸送量および海流によるエネルギーの極向き輸送量の緯度分布を示している。これらの輸送量はBudykoが得た資料とHoughton が得た資料とを用いて計算された。Peixotoが得た潜熱エネルギーの子午面輸送量も比較できるように記されている。



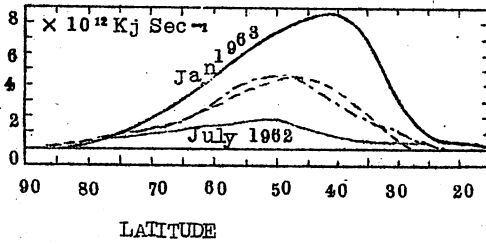
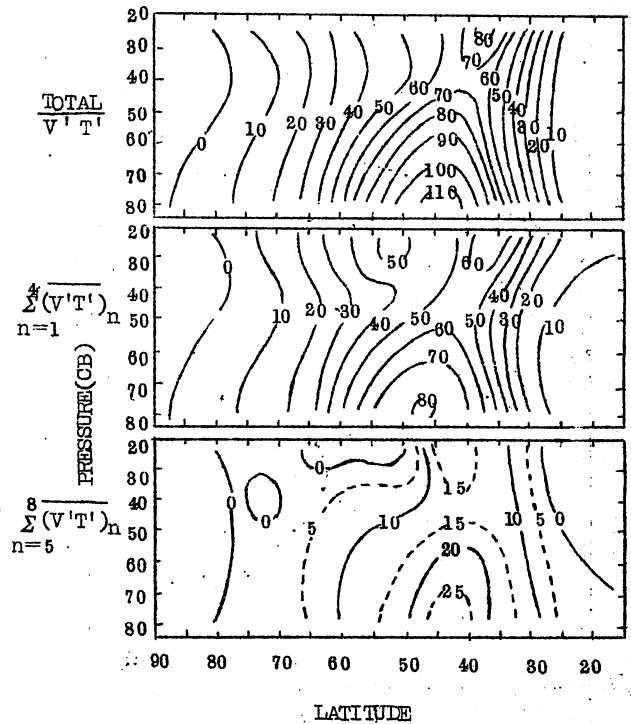


図4(左) 顕熱が緯度圏を通して北向きに流れる全輸送量 $(\overline{V'T'})$ を緯度の関数として示してある。単位は $10^{12} \text{ kJ sec}^{-1}$ 。実線(—)は1968年1月、破線(---)は1962年4月、点線(----)は1962年7月、鎖線(---)は1962年10月のものである。

(図4~図7はWiin-Nielsen 等の解析結果である)

(右) 1968年1月の顕熱の輸送量を緯度と気圧の関数として示してある。単位は $10^9 \text{ Kj sec}^{-1} \text{ cb}^{-1}$ 。1番上

の図は全顕熱輸送量、ま
ん中の図は波数1, 2,
3および4の波による顕
熱輸送量および1番下の
図は波数5, 6, 7およ
び8の波による顕熱輸送
量を示している。



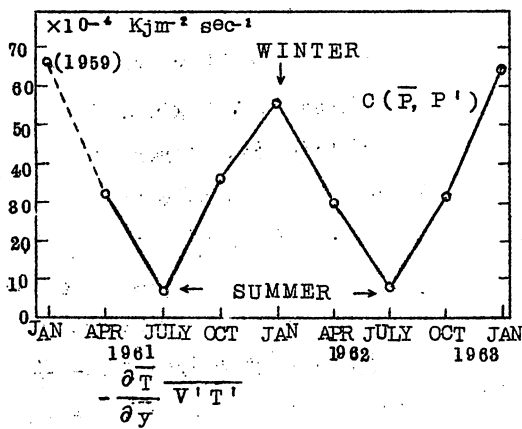
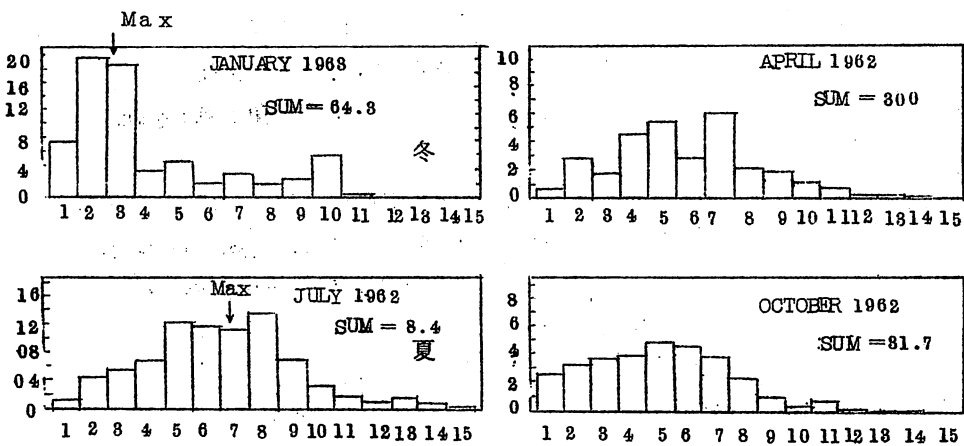


図5(左) 有効位置エネルギーの
転換量(A_Z, A_E)の月平均値
の変化を1962年1月から
1968年1月までの期間につ
いて示してある。

$[A_Z, A_E]$



(上) 帯状(Zonal)有効位置エネルギーから渦動(eddy)有効位置エネルギーへの転換量を、波数の関数として与えてある。左上は1963年1月、右上は1962年4月、左下は1962年7月、および右下は1962年10月のもの。単位は $10^{-4} \text{ kJ m}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ 。

ろい議論されているが、とにかく超長波がエネルギー輸送に非常に大きな役割を持つていることをここでは説明している。

図5は北向きの熱輸送 $\overline{v'T'}$ と緯度平均温度の傾度 $\frac{\partial \overline{T}}{\partial y}$ との相関を表わしたものである。大気大循環はある意味で平均的なものである。これは空間平均という意味も、あるていどの時間平均という意味もある。平均的な状態というのは、いろいろな個々の状態から作られたものであるということを考えてみると、じょう乱というものをぬきにしては考えることができない。平均的な状態の中にはじょう乱が全部ならされて入っている。大循環を考えると、平均的な状態だけではなくて、それを構成している平均からのズレ、つまりじょう乱に関する統計量を合わせて考えなければよく理解できない。この平均とじょう乱とをエネルギー的に結びつけるのが、このような平均場に関する統計量とじょう乱に関する統計量との空間相関である。 $-\frac{\partial \overline{T}}{\partial y} \overline{v'T'}$ はじょう乱のポテンシャル・エネルギー A_E とゾーナルのポテンシャル・エネルギー A_Z との間の交換量をはかる尺度でもある。正確には $[A_Z, A_E]$ は $-\frac{\partial \overline{T}}{\partial y} \overline{v'T'}$ の項以外にも、いろいろな項がくつついて来るが、このうち一番大きな役割を果たすのがこの項である。図5の左図に示すように、この量は夏・冬を問わずすべて正である。これは平均場のエネルギーがじょう乱のエネルギーへ常に転換していることを表わす。結局、温度の南北傾度の場合が持つエネルギーが、緯度圏に沿って温度が変動するようなエネルギー場へ移っている。夏・冬共に正であるが夏は非常にレベルが低く、冬は非常に高い。また年によつて、この状態はかわらないらしいということに注意すべきである。

いろいろなスケールの波がこのエネルギー転換に寄与するので、Fourier 級数に展開して調べたのが下図である。どの波も、正の寄与をしている。冬と夏との違いとしては、冬は波数2と3の超長波が非常に大きな役割を果たすが、夏は波数6, 7, 8という付近に最大があるということである。これは熱エネルギーについて調べたものであるが、次の第6図は運動量について調べたものである。

$\overline{v'v'}$ は運動量の北向きの輸送を表わし、熱の場合と同様に、Wien-Nielsen 等が調べた結果を示してある。図には春夏秋冬について分布が書いてあるが、大勢は $0^\circ\text{N} \sim 50^\circ\text{N}$ 付近までがいつも正で北向き、それから北では負で南向きである。季節を問わず同じ性質を示している。ふたたび、この分布の緯度-高度 ($200 \sim 850\text{mb}$) 分布を1963年1月について示すと下の左上段になる。高緯度で南向き、低緯度で北向きに運動量は運ばれている。このうちスケールの大きな波 (波数1~4) によるものは下の左中段のようになる。冬は極大 $120\text{m}^2\text{sec}^{-2}$ で極小 $-50\text{m}^2\text{sec}^{-2}$ である。スケールの小さな波 (波数5~8) によるものはせいぜい $10\text{m}^2\text{sec}^{-2}$ のオーダーである (下の右下段)。つまり1963年1月における月平均の運動量の輸送は、ほとんど超長波で行われている。ところが1962年4月では、totalの極大は $60\text{m}^2\text{sec}^{-2}$ (下の右上段)、波数1~4の波によるものは $10\text{m}^2\text{sec}^{-2}$ (下の右中段)、波数が5~8の波によるものは $40\text{m}^2\text{sec}^{-2}$ (下の右下段) で、後者によるも

$m^2 \sec^{-2}$

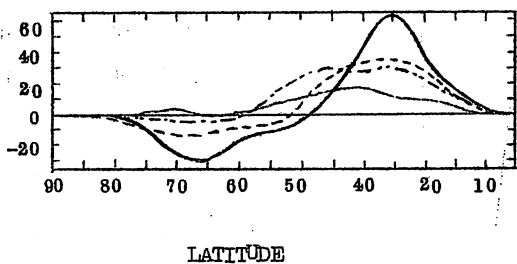
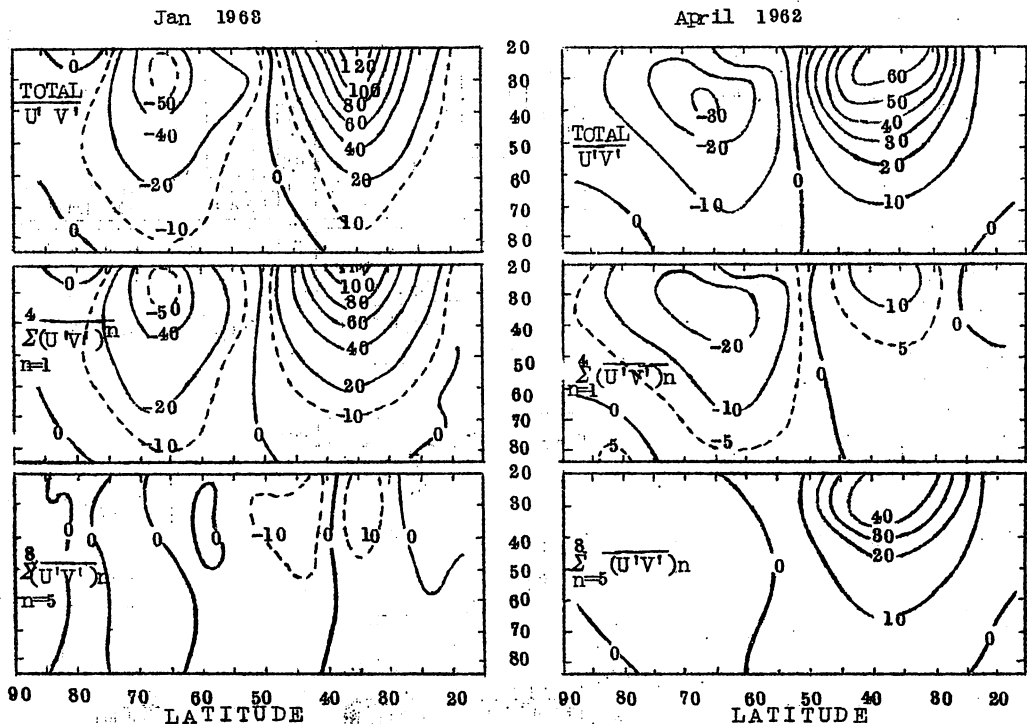


図6 (左) 相対運動量が緯度圏を通し
て北向きに流れる平均輸送料 $\overline{U'V'}$
を緯度の関数として示してある。単
位は $m^2 \sec^{-2}$ 。実線(——)
は1963年1月, 破線(----)
は1962年4月, 点線(.....)
は1962年7月および鎖線(-.-.)
は1962年10月のもので
ある。

(下の左) 1963年1月の相対運動量の輸送を緯度と気圧の関数として示してある。単位は $m^2 \sec^{-2}$ 。1番上の図は全運動量輸送量, まん中の図は波数1, 2, 3および4の波による運動量輸送量および1番下の図は波数5, 6, 7および8の波による運動量輸送量を示している。

(下の右) 1962年4月の相対運動量の輸送。形式は(下の左)の図に同じ。

PRESSURE (CB)



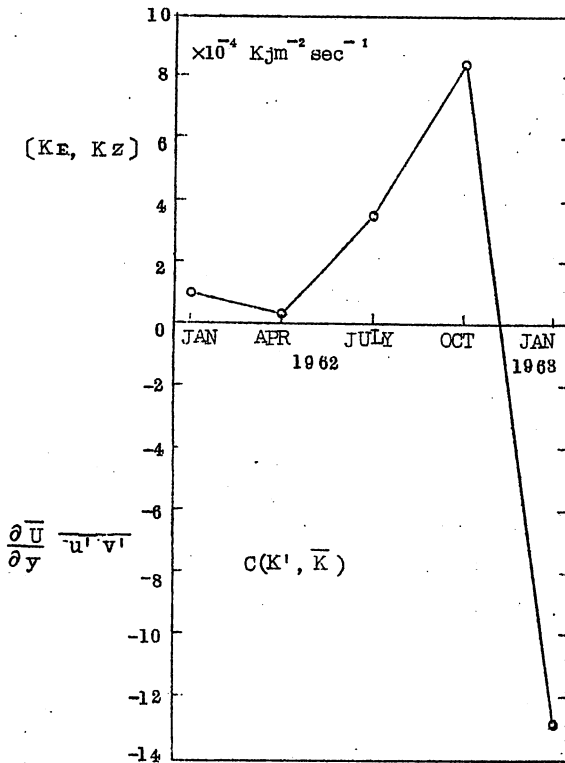
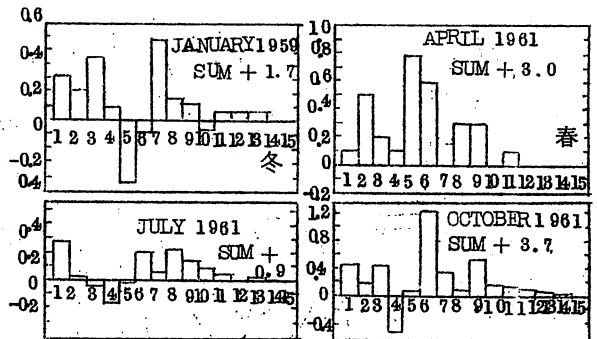
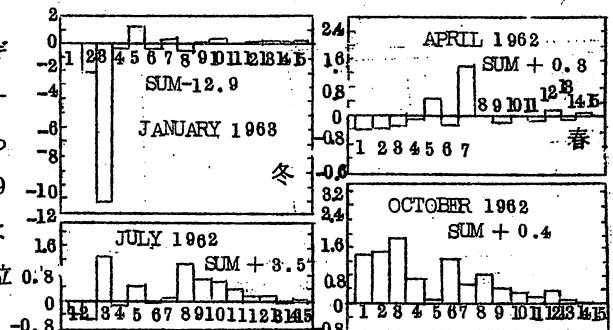


図7 (左) 運動エネルギー転換量
(K_E , K_Z) の月平均値の変化
を1962年1月から1963
年1月までの期間について示し
てある。

(右上) 渦動(eddy)運動エネルギー
から帯状(zonal)運動エネルギー
への転換量を波数の関数として示してあ
る。左上は1959年1月, 右上は1
961年4月, 左下は1961年7月お
よび右下は1961年10月のもの。単位
は $10^{-4} \text{ kJm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ 。計算は8
50mbと500mbのデータによる。



(右下) 渦動(eddy)運動エネルギー
から帯状(zonal)運動エネルギー
への転換量を波数の関数として示してあ
る。左上は1963年1月, 右上は19
62年4月, 左下は1962年7月およ
び右下は1962年10月のもの。単位
は $10^{-4} \text{ kJm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ 。



の大きい。ところが極小については依然として超長波によるものが大きな役割を果たしている。したがって4月については、高緯度と低緯度では、かなりスケールの違ったもので輸送されていたことがわかる。

このように超長波が運動量輸送に大切だと言つても、季節によつてあるいは緯度によつて違つて、超長波以外のものが効く場合もある。一般に夏には超長波の役割が弱くなる。

以上、スケール別に輸送量を見たが、理論的には波数6, 7に波ができやすいことはわかつている。しかし、前にもふれたように、長い波の出来ることについては理論的にわかつていない現状である。この問題が明確とならなければ、大循環の機構を調べる上に不便である。

図7は運動量輸送と $\frac{\partial U}{\partial y}$ との相関関係を示したものである。じょう乱の運動エネルギーと平均場の運動エネルギーとのエネルギーのやりとりを表わす主な量である。季節別にプロットしてみると、季節変動の法則性がありなさそうである。1963年1月は異常な年で大きな負となつている。第5図のように冬が大きく、夏が小さいというようなことは一概には言えない。季節別にスケールによる役割の違いを調べてみると、年や季節による違いがあまりに大きく、ある年の冬は波数2, 3では負であるが、ある年の冬は必ずしも負ではない(図7右)。

図8は大気中にどういふスケールの波が存在するかということを示している。これは Saltzman が500 mb面について調べたもので、波数1から15までの運動エネルギーのスペクトルである。いわゆる standing wave (時間的に移動しないような波のエネルギー、地形などによる)については点線のような分布を示している。全運動エネルギーにしろ、定常な波の運動エネルギーにしろ、最大は波数2, 3の波にあることがわかる。図の実線と点線の差が、移動している成分の運動エネルギーである。

定常な波が何によつて出来るのか。又移動する超長波のエネルギーはどこからきたのか。いずれも重要な問題である。

前に、大循環の解明には蒸発とか凝結とかの微細な現象がよく分らなければならないと云つたが、他方、超大規模の現象について知ることがいかに大切かが、解析の結果をみて理解されたと思う。

§ 4. 大循環の変動

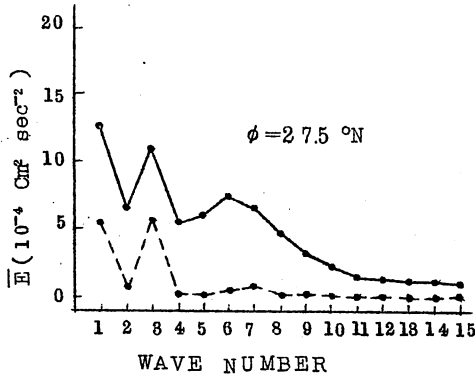
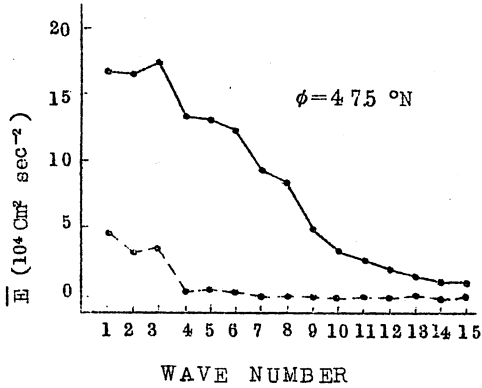
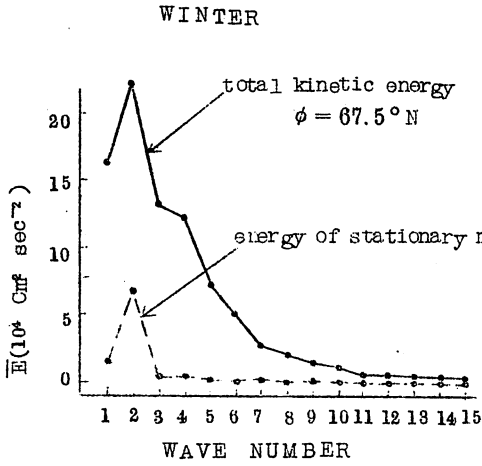
さて、次には、大循環に関係した統計量が、年間にどう変るか、また年によりどう違うかを調べてみよう。

図9は5か年にわたるエネルギーや転換量の変動であつて、アメリカ気象局の Krueger, Winston および Haines によつて解析されたものである。850 mbと500 mb間の量であるから下部対流圏の状態を表わしている。こういう統計的調査は大変だが、その気になつてやれば、何でもないので、日本でもプランを立ててやつていけば、これよりも立派なものが当然できていただろうと思われる。図中の各グラフの細実線は5年間の統計から出した normal

図8 500mb における単位質量当

りの渦動運動エネルギーのスペクトル。1951年冬について、緯度 27.5°N 、 47.5°N および 67.5°N に沿って示した。

実線は全渦動運動エネルギー、破線は定常運動による渦動運動エネルギー、両者の差は transient 運動による渦動運動エネルギーを示す (Saltzman の解析)。



をあらわしている。

一番上の帯状の有効位置エネルギー A_z は冬が大きい。この量は温度の南北傾度の尺度となる。5 年間平均をとると（滑らかな曲線）冬に極大が二つ出ていることに気付く。これらは大循環のどのようなステージに対応するのか興味のある問題である。一方 10 日移動平均の曲線では、各年について違つてもいるが、共通な点もある。1 月のなかば付近で、かなり急激に A_z の量が減少している。それが春に向つて再び増加している。このようなものが、Sudden Warming やプロツキングと関係しているかどうか比較してみると面白いのではないと思う。年によると A_z の減少があまりない年もある。また年によつては、大きな減少が二度出ることもある。なお 1959 年や 1962 年は変動が小さく、1963 年は変動が大きい、この変動のていどを予報できないか。これも大循環の長期予報という立場からは興味がある。

また A_z の変動をみると、9 月～10 月には、かならず 1 度 step を踏んでいる。これは偶然とは思えない。このようなことが、グローバルな大気大循環の変動とどのように対応しているのか、というようなことを調べるのも面白いと思う。

つぎには、じょう乱の運動エネルギー K_E の 5 年分の変動に注目してみよう。滑らかな曲線は 5 年分の平均値である。これを見ると、たとえば 1959 年の 10 月頃から 1960 年の夏頃まで、5 年平均に比べてずっと低い。ゾナルの運動エネルギー K_E では 1961 年の秋から 1962 年の夏まで normal よりもずっと少い。1963 年 1 月はじょう乱の運動エネルギー K_E が異常に増えている。こういうことが実際の気候状態とどういう風に関係しているのか調べてみれば面白い。このことが長期予報の目安とはならないかということも一つの課題である。

はじめに大循環は南から北へ熱を運ぶ過程であることを述べたが、顕熱の北向き輸送をやはり Krueger 等が 4 年間にわたつて 1 月について調べたものが図 10 である。これを見ても年によつて、かなりの違いがある。量的に見て $\frac{1}{T_1 - T_2}$ の極大は一番少ない年で $6.00 \times 10^{12} \text{ cal sec}^{-1}$ 、一番多い年でその 3 割増しとなつている。右図はこの熱の流れの微分、つまり熱のたまりをとつたものである。高緯度では熱を受けて暖まり、低緯度では冷えている。これも年によつてかなり異つている。1964 年 1 月は高緯度の加熱が小さく、せいぜい 1°C/day の加熱にすぎない。ところが 1961 年、62 年の 1 月は 1.8°C くらいの加熱である。低緯度冷却は 1962 年、64 年 1 月は 1.0°C/day くらいの冷却にすぎないが 1963 年 1 月は 1.5°C の冷却である。相当な違いである。大循環は毎年だいたい同じような傾向で変動しているといつても、このような量を見ると毎年ずいぶん異つているということがわかる。

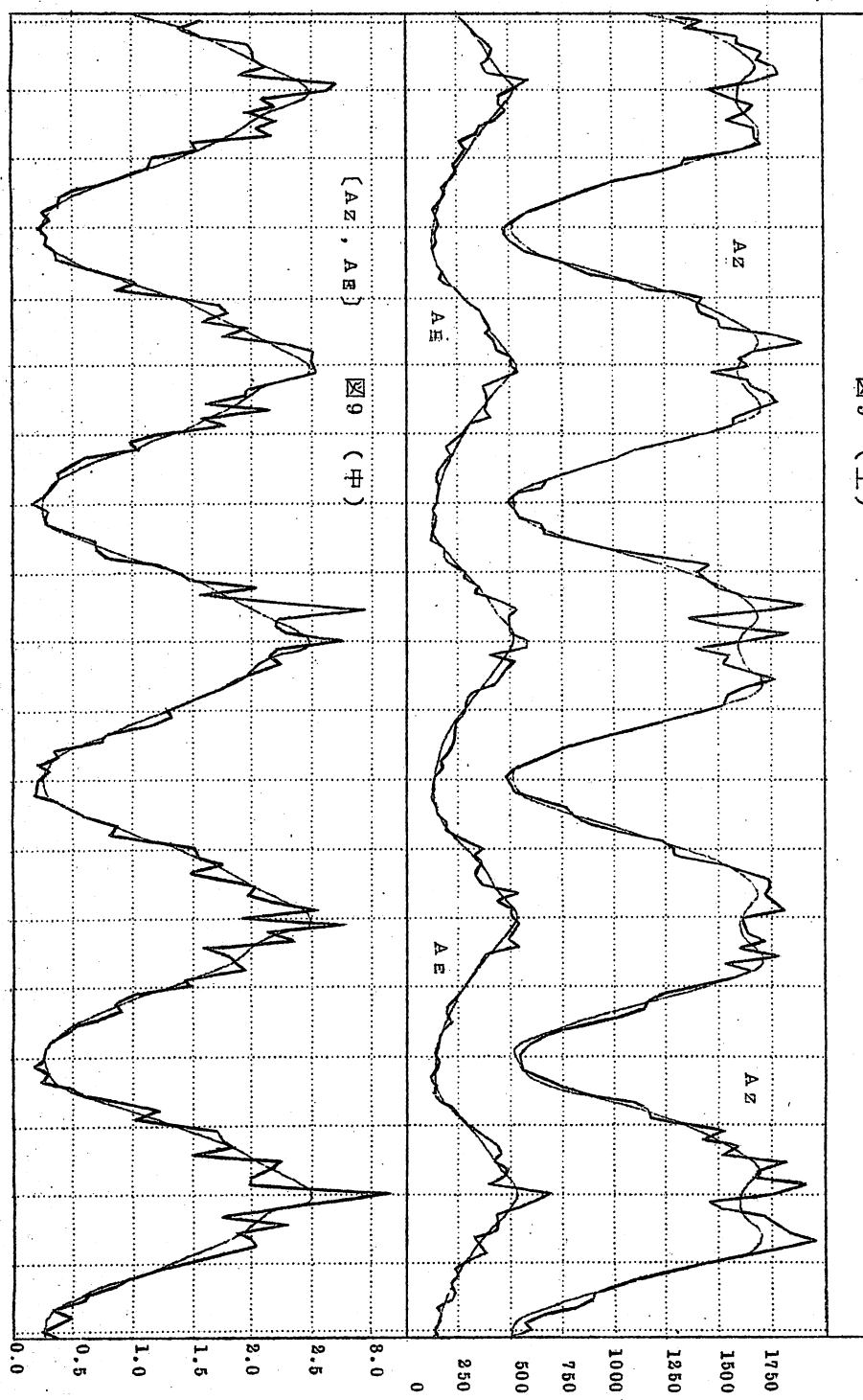
第 10 図は月平均値についての議論であるが毎日の値はどうであろうか。図 11 は Wiin-Nielsen 等が調べた有効位置エネルギーの転換量の daily の変化を示している。この量は季節や年が違つても月平均では正であることを前に言つたが、daily においても正である。しかし同じ 1 月でも、1962 年と 1963 年ではかなり違つていて、1963 年は異常に大きい。

CONVERSION FROM ZONAL TO EDDY
AVAILABLE POTENTIAL ENERGY (WATTSM⁻²)

← 91 →

ZONAL & EDDY AVAILABLE POTENTIAL ENERGY (KJM⁻²)

0.0 0.5 1.0 1.5 2.0 2.5 3.0 0 250 500 750 1000 1250 1500 1750



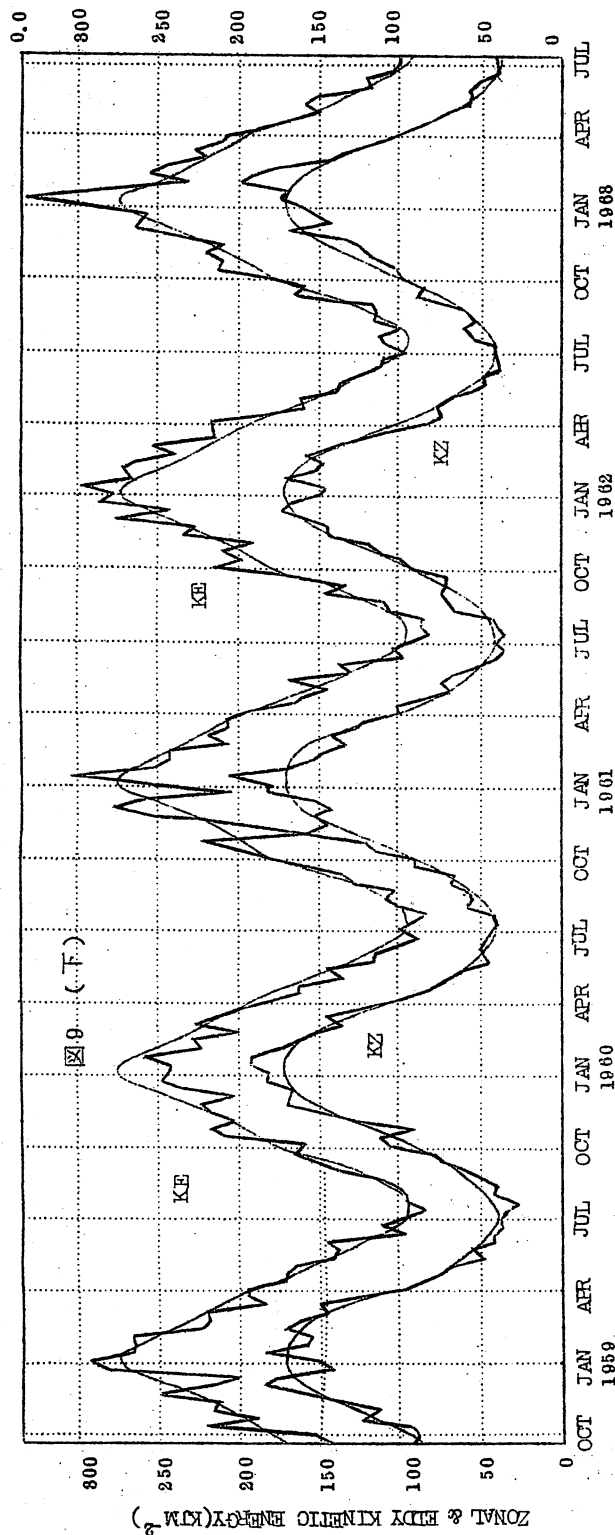


図9 (上) 層850~500mbにおける帯状有効位置エネルギー(AZ)と渦動有効位置エネルギー(AE)の10日平均値の変化。
太線は1958年10月から1963年7月まで。細線は5年間の月平均値を示している。

(中) 層500~250mbにおいて、帯状有効位置エネルギーからの渦動有効位置エネルギーへ転換する量の10日平均値の変化。
太線は1958年10月から1963年7月まで。細線は5年間の月平均値を示している。

(下) 層250~100mbにおける帯状運動エネルギー(KZ)と渦動運動エネルギー(KE)の10日平均値の変化。太線は1958年10月から1963年7月まで。細線は5年間の月平均値を示している。(図9, 図10はKrueger, Winston, Haines等の調査)

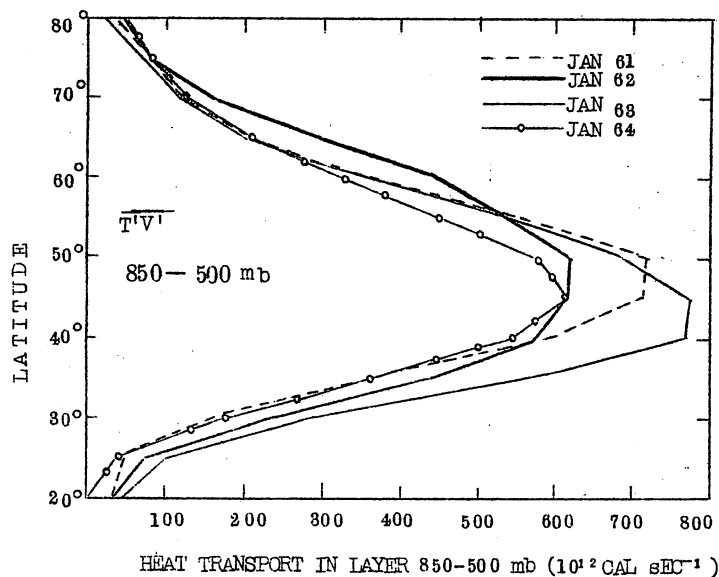
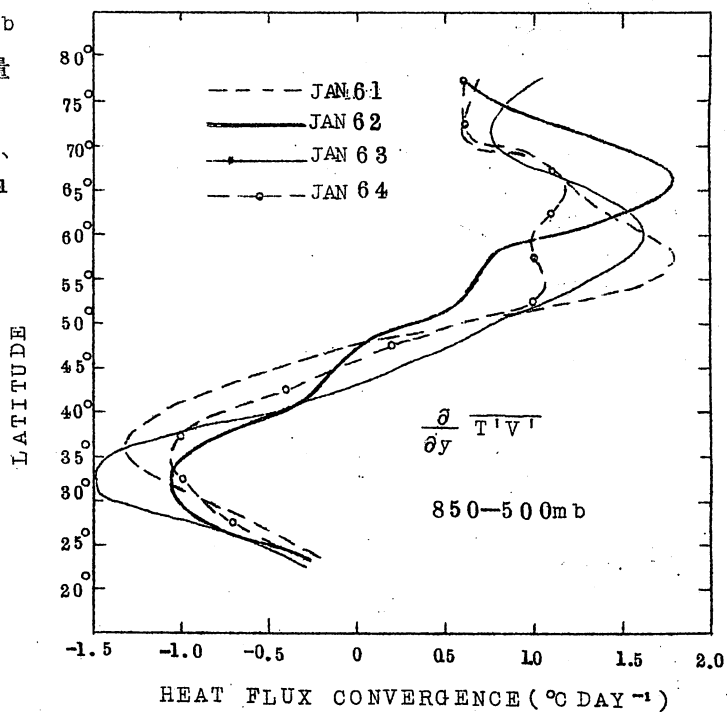


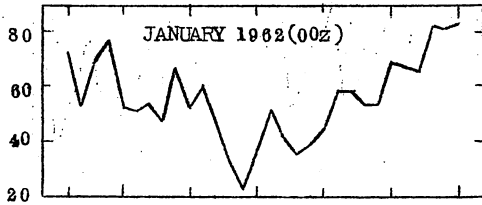
図10(左) 層850
~500mbにおける
極向き顕熱輸送量の
緯度変化。1961
~1964年の4個
の1月について示す。

(右) 層850~500mb
における顕熱流量の発散量
の緯度変化。1961~
64年の4個の1月につい
て示す。単位は $^{\circ}\text{C day}^{-1}$
で収束を+とする。



(1963)

January (1962)



[A_Z , A_E]

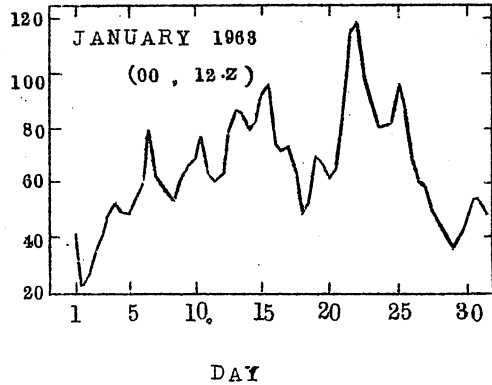


図11 有効位置エネルギー転換量[A_Z , A_E] の日一日変化。(左)は1962年1月(00Z)について、(右)は1963年1月(00Z & 12Z)について示している。単位は $10^{-4} \text{ kJ m}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ 。(図11, 図12はWiin-Nielsen等の解析)

次に運動エネルギー転換について同様の事をしらべたのが第12図である。左上は1962年1月, 右上は1963年1月の K_E から K_Z への転換の日々の値を示している。この図から明らかなように両年の様子は非常に異なっていて、1963年は1月中ほとんどマイナスであつた。ところで1963年にこのようなマイナスをおこした原因を調べてみると、超長波の役割が明らかになる。すなわち $n=3$ の波だけについて (K_E , K_Z) を計算した結果をみると、異常な分布がほとんどのこの波で起きた事が分かる。いずれにせよ、運動エネルギー転換量については年による変化が非常に大きい。

§ 5. Predictability

さて、今までの所で、大気大循環がどのようにして維持されているか、又それが季節によつて

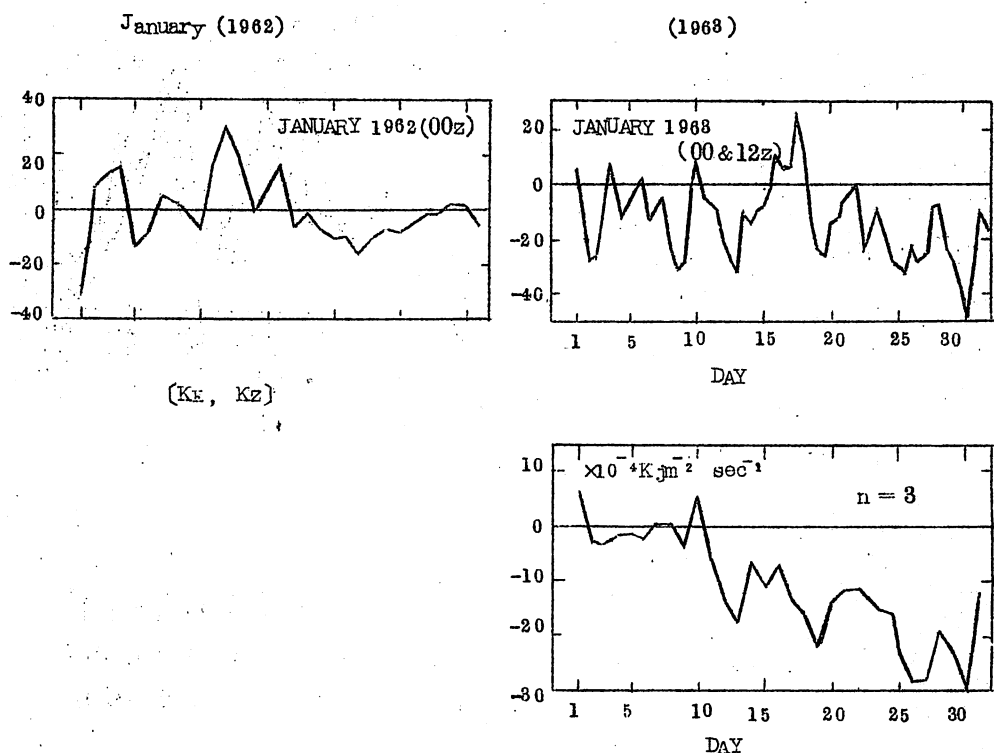


図12 運動エネルギー転換量〔KE, KZ〕の日一日変化。(左上)は1962年1月(00z)について、(右上)は1963年1月(00z & 12z)について、(右下)は1963年1月の波数3のみについて示してある。単位は $10^{-4} \text{Kjm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ 。

どう違うか、年によつてどう違うかという事を話してきた。

我々はここで、現在米国で行なわれている大気大循環の数値実験のやり方を考えてみよう。これらはいずれも、大気状態の変動を300日以上にも渡つて予報し、その中の100日程度を取り出して平均して調べている。それならば現在の状態を元にして300日以上も先の天気の状態を予報する事が出来るであろうか。

この問題についてCharney は日々の予報を延ばして行くやり方には20日とか、30日と

かの限界があるという事をのべている。すなわち、現在の天気図から 30 日後の天気図を予報したもの考える。同時に、現在の天気図のある地点の気温を 0.1 度だけ変えて、30 日後の天気図を予報してみる。この二つの 30 日後の天気図 ($T(a)$, $T(b)$ とする) の違いを調べてみるために、各格子点について二つの予想天気図の温度の差 ($T(a) - T(b)$) を求め、その標準偏差をとつてみる。するとそれは、一方の予想天気図 ($T(a)$) の気温の分散とほぼ同じ値になる。このことは、予報誤差が実際の気温の変動の振巾と同じ程度になった事をしめしている、すなわち 30 日目の天気図を予報する事は不可能である。

このような事は、実は大気自体が物理的に不安定な性質をもっている事からおこるのである。Phillips が大循環の数値実験を行なつた時に、非常に小さいでたらめな乱れをおいて大規模な擾乱を作り出したのも大気自体の選択的な不安定性を表わしている。したがつて、初期の観測値にわずかのずれがあつたり、電子計算機の精度が違つていたりすると 20 日とか、30 日後には前にのべたような事がどうしても起つて来る。

しかし、我々は大気中にある擾乱が、基本場ともいうべきものに、ちょうど適合するような強さや構造を持つ事を知つている。さきほど述べた Charney の議論で、気温の誤差の標準偏差が実際の気温の分散と同じ大きさになつたのもこのためである。以上の事から、Charney が唱えた Predictability は、一つ一つの擾乱の位相の予知の限界を示したものと考えられる。いずれにしても個々の移動する高低気圧の予報という事は、20 日とか 30 日以上先についてはあきらめなければならないであろう。しかし大循環の数値実験が示すように、日々の予報を非常に先まで延ばしてから長期間の平均を取つた平均天気図とか、いろいろな統計量等は意味を持つている。

このことをもう少し考えてみよう。前節で Az の変動の模様を見たが、10 日の移動平均をした場合でも、かなり大きい変動が残ることが明らかである。その周期はだいたい 20 日余りであつて、これはおそらく大循環現象に含まれる顕著な周期の一つであろう。この 20 日程度の変動を予報する事が、長期予報にとつて意味がありそうなら、我々はそれに適した時間スケールで大気の変動に注目しなければならない。そしてその予報は日々の予報を延長した後、適当な時間スケールで移動平均を取る事によつてのみ可能であろう。これは 30 日以上になつて、一つ一つの移動性擾乱の位置は不確かになつても、擾乱全体の総合的役割が重要であり、予報可能であることを前提としている。過去の 20 日間とか 30 日間の平均天気図だけを眺めていては決して予報できない。さて 20 日程度で変動するものの予報が意味をもつのは、予知の精度がプラス・マイナス 5 日程度の範囲までである。これが 20 日ないし 30 日で変動する場についての Predictability である。

それ以上の長期予報になるといふと、我々は大気中に存在するかも知れないさらに長期の変動周期を見つけ出し、その時間スケールに適した時間平均を取つたものに着目できるであろう。この場合でも、日々の予報を延長したものが予知の基礎になるであろうことは、言うまでもない。

さらにそれ以上の長期予報は、 A_2 のようなエネルギーのレベル等が、平年以上か、平年並か、平年以下かを見ることになるであろう。実際に、ある量のレベルは、相当長い期間に渡つてずっと平年以上であつたり、平年以下であつたりする事は前にのべたところである。問題はそのような統計量の状態と、天気あるいは気候状態とがどういうつながりを持つかという事であろう。

これまでののべた事に、空間分布の問題を合わせて考える事ももちろん可能である。たとえば冬の極東地域の予報という事になると、日々の細かい状態は20日ないしは30日以上はむりであろう。しかし、もう少し長い時間スケールで変動を眺めるならば、シベリヤ高気圧の大規模な変動とか、寒気の吹き出しの頻度とか、シベリヤ高気圧が平年よりも強いのか弱いのかというような予報はできるかもしれない。私見ではあるが長期予報に大気大循環の問題を結びつける場合、以上のように期待したいのである。

討 論

高橋浩一郎 Singularity の問題を大循環の数値実験ではどうみるか。

栗原 宜夫 global な Singularity は詳細な model が出来ればあらわれると思う。

高橋浩一郎 境界条件によつて出てこないか。大循環の model の境界条件はどうなのか。

栗原 宜夫 今日話した Predictability はいわば内的なものである。太陽常数などの外的条件に関連した Predictability は、又別の問題で、大気の慣性に関係してくるであろう。地面や海面の条件の与え方は問題に応じて決められる。

高橋浩一郎 大循環で海の温度は保存性があるので使えるのではないか。

栗原 宜夫 海面の条件をきめるには、(1)海の大循環を予報する方法と (2)海の温度を与える方法とがある。どちらをとるかは時間スケールがからんでくる。

根本 順吉 1963年の異常はどう考えるか、どのへんから来たか。

栗原 宜夫 運動量についてだけ言えば、北向き輸送が大きかつた。 $\bar{U}$ が異常であつた。そのもととはよく分らない。

根本 順吉 1カ月予報と3ヶ月予報を比べると1カ月予報がこまかいので、かえつて出すのが難しい。

坂田初太郎 この前岸保さんの講演を聞いたが、いわゆるシグマー座標を使えば、何百日までも予報が延びるのではないか。

栗原 宜夫 計算は何百日まででもできるが、擾乱の位置の誤差の拡大が、大気内部の不安定性から生じるものであれば、やはりその予知には限界がある。ただし、何百日も計算することの意義はこのことでは失われない。

坂田初太郎 計算機が違えば、結果が違ふのは問題だ。

栗原 宜夫 計算機の精度の違いによるもので、やはり大気の物理的不安定さのあらわれである。

朝倉 正 大気大循環論でエネルギーのやりとりをやっているが、これが Clear になつても、一面でしかない。これの先の段階はないか。バreshレションの問題などとははなれ
ている。

栗原 宜夫 数値実験をやつたとき、計算機から出て来た表面的結果はもちろんのこと、大循環の機構も実際のものと合っていないといけない。それで波数分析などをやつて、実際と比べるというようなことをやる。むしろ、数値実験でエネルギー解析は出ているが、実際の統計の方が不足している面もある。数値実験が高度化してくれば、もつと先の段階を解明することになるであろう。

根本 順吉 大気大循環を知つただけでは病気の診断はできない。オーガンつまり内臓に対応するものは何か。

栗原 宜夫 むつかしい問題である。多分時間スケールに応じて見方をかえるのではないか。すなわち、孤立した対流雲であつたり、組織化された雲の群であつたり、個々の高低気圧擾乱であつたり、平均天気図にあらわれる高気圧であつたりするだろう。

季節天候予報の確立のため下部成層圏の 温度—気圧場における特徴の考察

Z. L. TURKETT: Uchet Osobennostej Termobaricheskogo
Poeja Nizhnej Stratosfery Pri Sostavlenii Sezonnykh
Prognozov, Meteorologiya i Gidrologiya, 1965 No 10,
PP. 21—28

季節天候予報のシノプティックな方法は、自然の綜観的な季節の間に、対流圏の色々な過程の発達、法則に従っているということ、よりどころにしている。最近、季節天候予報を確立するため中央予報研究所では、成層圏の大気の温度場と、高度場の変化に関する資料が集められた。この資料から、成層圏では一般に均等で、対流圏特有の小さな乱れは消え、大規模な過程だけが残っていることがわかり、目的に副うものであることもわかった。最近、小規模循環の季節的特徴と、自然の綜観的な季節の交替時に激しい変化をしていることが一層はつきりしてきた。

Pagava は最近の一連の研究で、自然の綜観的な季節の期間を決定〔2〕し、循環発達の特徴を示す〔4〕際に、成層圏における温度—気圧場の構造変化を考慮することが重要であることを示した。そしてまた対流圏や成層圏における過程と大洋の熱の状態との総合解析の必要性を説いた。その他に〔2〕の研究では、相前後する季節での大気過程の発達と、気温偏差の原因となる性質との間の、予報的關係の存在についての考えをのべている。特に北極地方の下部成層圏での冬から春へ移行するときの特徴は、ソ連邦の欧州部と西シベリアでの春の到来時期と、春の一般性質を決定する。冬から春への移行に長くかゝり、遅いような時には、春は暖かく、早い時には寒い。

北日本の夏の性質を予報するため、類似した予報法を和田は発表している〔10〕。対流圏と下部成層圏の1カ月平均の高度場と温度場について、極渦の状況を調べ著者は、次のことを確かめた。北極地方の寒気の中心の状態と、冬から春への移行状態が北半球の循環の偏倚と北日本の夏の気温偏差を決定する。普通3月に極地方に存在している対流圏や下部成層圏の寒気の中心の温暖化が遅れ、やつと5月に終るような時には冷夏が起る。暑夏のときには北極地方でのこの冬から春への移行は速かに起り、4月にはすでに終っている。和田はこれを極循環の崩壊を伴ういわゆる成層圏の突然昇温の時期に関連するとして特別な解釈をしている。この現象は春の始めと関係し予報にも役立つ。春が遅いときには北日本の夏は寒く、早いときには暖かい。

これらの結論は、春型となる温暖化の時期が南英国の夏の性質に関係するというエブドーンの推定と一致する〔9〕。1月から4月までの100mb面の1カ月平均の温度場を解析して、彼らは高緯度で、よく発達した冬の成層圏の循環が、極渦崩壊と下部成層圏の<<完全>>温暖化の早

遅の前兆となると主張している。南英国では温暖化が早いときには、夏は暖かく遅いときには寒い。

このような季節天候予報のため高緯度成層圏の状況と特定の循環について集めた資料はすべて広く行きわたっている。いかながら得られた予報法では因果関係が、必ずしも明白でなく、その確証は少ない（一連の観測が不足しているために）。

最近、成層圏の温度や風の状態について、特に成層圏の突然昇温についての研究はかなりある。それにもかかわらず成層圏の冬の極低気圧の消滅や、夏の成層圏の高気圧の形成の早遅のような重要な予報過程についての研究はまだ少ない。それに北極地方での冬の成層圏の温暖化の本質は現在のところ全く明らかにされていない。

この問題を扱った研究の中、K・P. Pogosjan の研究は注目すべきものがある〔5—8〕。その中で成層圏の気象学場的季節変化と非周期的な変化を研究し、またそれらと対流圏の過程との相互作用も研究している。この研究の特殊な点は対流圏での発達過程と同様な考え方で、成層圏での過程の発達を解析したことにある。〔6—8〕の研究では、対流圏の温度—気圧場の冬期における大規模な南北循環は、中、上部成層圏で循環の性質が変えられながら上層へと伝播していくことを示している。放射状態が夏型へ移行するときには、対流圏の過程の強さは弱まり、それらが成層圏の循環に与える影響は少ない。その主な原因は、夏の放射状態により発生する成層圏の暖かい高圧地帯は、15～20 Km以上に対流圏の過程が伝播するのを妨げることにある。それ故夏の成層圏の高気圧の崩壊と秋の極低気圧の形成過程は、春に、冬の低気圧に替り夏の高気圧が形成されるときよりも、年毎の差は少ない。それ故おそらく季節天候予報を目的とする成層圏の過程の特殊な発達を利用する色々な試みは、春への移行と関係しているのであろう。

成層圏における温度場と風の場の1シーズン内の変化の研究〔5〕は、長期天候予報にとつてそれらの特徴が重要であることを示している。これは南北循環が、中、高緯度間の大規模な大気交換を伴ない、数日間で発生することにあわれている。同じように南北循環はゆつくりと弱まり、東西循環への転移が行なわれる。

北極地方と温帯における冬の成層圏の温暖化と中緯度における寒冷化の異常性を調べて、〔7〕の著者たちは対流圏の発達過程とそれらとの直接的な関係を示している。

これは大気の高いところの資料を長期天候予報に導入することにより、得られた予報の前兆の物理的本質を理解し、解釈する可能性をみつけられるという重要な意味を持つている。近い将来に、広く厚い大気の綜観的な過程の発達の相互規定と相互作用とから結論されるにちがいない。

この論文は、1957/58から1964/65年の間の自然の綜観的な季節の冬になる前の時期と冬の全般的の性質を予報するために、下部成層圏の夏と秋の高度場と温度場のいくつかの変化の特徴を利用しようという試みである。

前記の年の下部成層圏循環の季節的特徴を、6月から2月まで1カ月平均 H_{10} 図で研究する。暦上の季節と自然の綜観的な季節とは一致しないが資料の扱いがめんどうになるため、全解析は

1カ月毎の天候に応じて実施した。(簡単にするために)冬とは寒候期の12, 1, 2の3カ月の季節をいうことにする。

冬の特徴を、北緯 60° より南の、しかも西は国境から東は東経 90° までのソ連の重要な農業地帯における、月平均気温偏差の符号の多少で与えた。

成層圏循環の特徴の一つは、年毎に異なる冬の極循環の形成時期とその構造にある。我々の研究は、それらと中緯度その中でも高い地域で、冬の一般的な熱の状態と関係があることを示した。すでに夏の月平均 H_{100} の高度場の構造、そして高緯度で成層圏の夏から冬へと移行する性質、時期といったものが、来たる冬の温度の状態を予報するための前兆として役立つものであることがわかった。

暖冬のときには、7、8月の高緯度の H_{100} 高度場は、夏の概況を代表する〔8〕平均図と比べ、激しく乱れている。これは小規模な循環があらわれる日が多いこと、さらに北緯 60° より北にある孤立した高圧部の存在にあらわれている。

成層圏の状態が冬へ移行するのはゆつくりしている。寒気の中心と100mb面での極の成層圏循環の形成とは北極のアジア地域(タイミール地方)で起る。月毎にこの中心は移動し12月あるいは1月には極に達するが年によつてはそうはならないこともある。そのような年では、寒気の中心の状態と結びついて下部成層圏の重力場の再編成と冬の極循環の形成は遅れる。

寒冬のときは上述の色々な状態は逆になつている。7月又は8月の H_{100} の平均高度場は、低圧帯をもつ極の上の唯一の循環の中心が北極のアメリカ地域に集中しているという特徴をもっている。極地方の寒気の中心は、すでに11月には形成されており、冬期間を通して動きが少なくこの附近に留まっている。

上述の状態を図解するため次の例に注目しよう。

調査期間(1957~1965年)において対象とする地域では暖冬が多く、1963/64の冬だけが比較的寒かつた。特に暖かつたのは1957/58, 1958/59, 1960/61, 1961/62の冬で、その中でも1957/58, 1961/62は最近75年間で特に暖かつた年である。

調査対象の8冬期の、前兆の観点からみた特徴と、各月と季節の平均温度偏差の様子が表1にあげられている。ここに選ばれた43地点(長期の天候予報の評価に使用できる)は、ソ連領土(農業生産に重要な地域)に一様に分布するよう配置されている。温度偏差(ΔT)の1記号の占める割合(B%)を計算してある。その他に各符号の温度偏差の大きさが、標準偏差 σ (1)を越える割合も出してある。

温度偏差の符号の80%(35地点)かまたはそれ以上が正か負であるときには、その月や季節は暖かい(T)又は寒い(X)と考える。さらにもしその地点の中から17地点(40%)の温度偏差が同一符号で、 $\Delta t > \sigma$ であるならば、この月や季節は特に暖かい又は寒い(T_e, X_e)ものとする。その他の場合の月や季節は並の暖かさ(H_T)又は並の寒さ(H_X)で、これは温

オ1表 Δt の一つの符号の占める割合 (S_1) $\Delta t > 0$ なる大きさのものが占める割合 (S_2) (いずれも%) 月と季節の温度の特徴 (M)

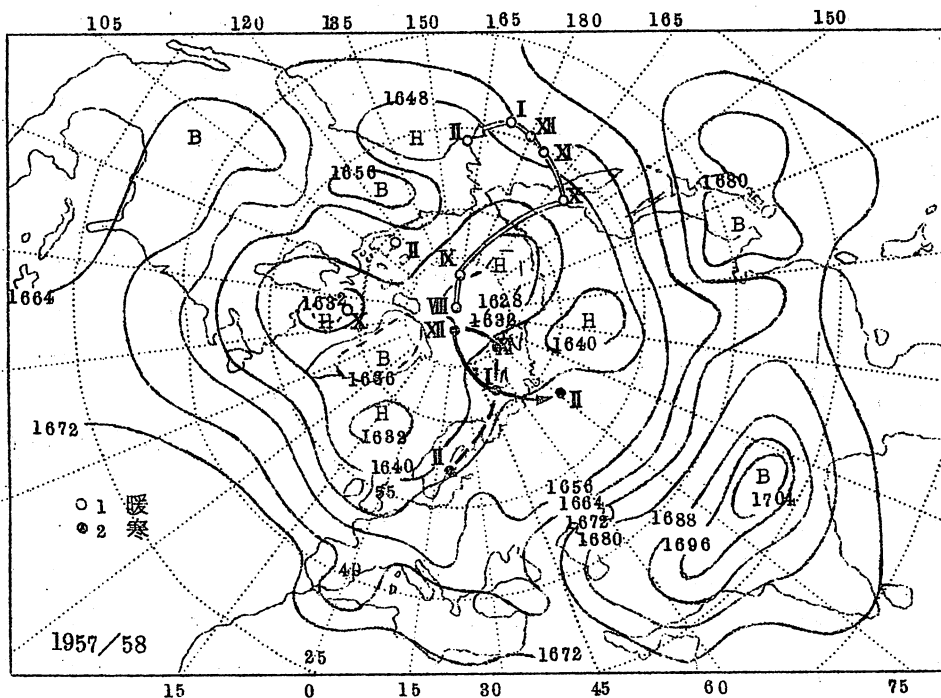
年	Δt	1 2 月			1 月			2 月			3 月		
		S_1	S_2	M	S_1	S_2	M	S_1	S_2	M	S_1	S_2	M
1957/58	+-	93.0 7.0	52.5 0.0	T_e	93.0 7.0	50.0 0.0	T_e	90.7 9.3	74.4 0.0	T_e	100.0 0.0	60.5 0.0	T_e
1958/59	+-	61.1 34.9	26.4 13.3	H_T	95.4 4.6	53.6 0.0	T_e	67.4 32.6	10.3 21.4	H_T	93.0 7.0	7.5 0.0	T
1959/60	+-	7.0 93.0	0.0 60.0	X_e	81.4 18.6	54.3 0.0	T_e	83.7 16.3	22.2 0.0	T	65.2 34.8	0.0 0.0	H_T
1960/61	+-	83.6 16.3	58.3 0.0	T_e	93.0 7.0	27.5 0.0	T	93.0 7.0	42.5 0.0	T_e	97.7 2.3	38.1 0.0	T
1961/62	+-	81.4 18.6	45.7 12.5	T_e	100.0 0.0	62.5 0.0	T_e	95.4 4.6	39.0 0.0	T	97.7 2.3	45.2 0.0	T_e
1962/63	+-	79.1 20.9	5.8 1.1	H_T	65.1 34.9	60.7 73.3	H_T	79.1 20.9	73.5 3.3	H_T	69.8 30.2	53.3 23.1	H_T
1963/64	+-	46.5 53.5	15.0 17.4	H_X	58.1 41.9	32.0 16.7	T	37.2 62.8	6.3 22.6	H_X	44.2 55.8	5.3 4.2	H_X
1964/65	+-	79.1 20.9	47.1 33.3	H_T	88.4 11.6	7.9 0.0	T	39.5 60.5	0.0 3.8	H_X	74.4 25.6	6.3 0.0	H_T

度偏差の正又は負の地点の多い方による。

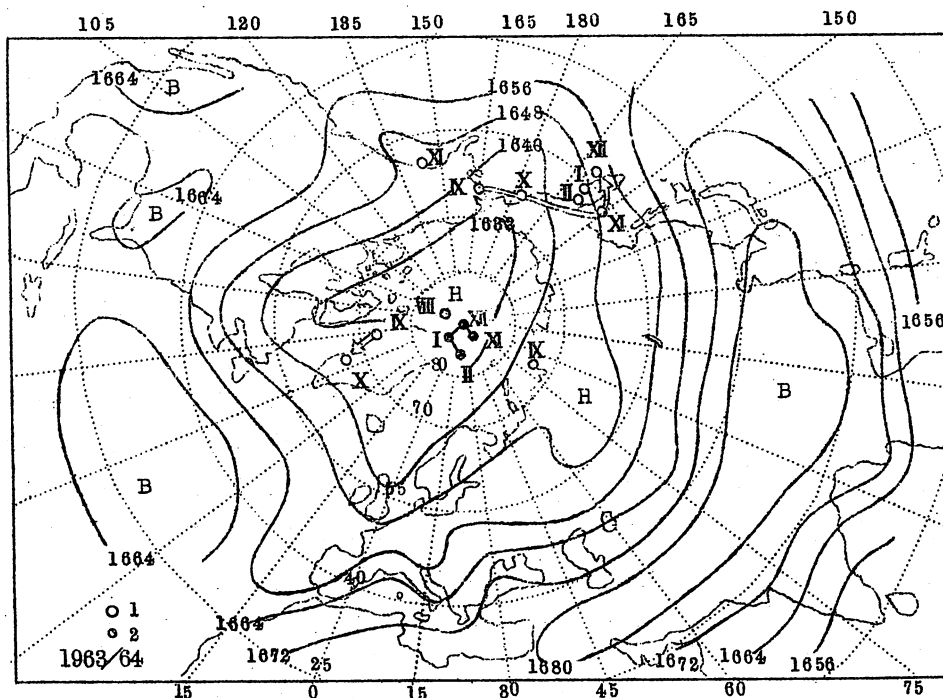
オ1表の資料から、先に述べた暖冬 (1957/58, 1961/62) では、冬期3カ月間中とも対象としている国土のほとんどすべて (90-100%) で正の気温偏差を示している (ただし1961年12月だけは81.4%) ことがわかる。偏差の大きさに関して、 σ を越える Δt は多くの月で50%以上になつている。非常に暖かつたのに全体として特にそうでもなかつたのは、1960/61年の冬であつた。それより若干寒かつたのは、1958/59年であつた。その他の冬は正符号が一層少なく、全体として1963/64年の冬を除いて並の暖かさというところであつた。1963/64年の冬は採用した分類では並の寒さ (H_X) であり、冬期間を通して国土の半分以上 (55.8%) は負の温度偏差が占めていた。月毎でみると12月と1月は並の寒さであつたが1月は月平均温度偏差が正を示したところが多かつた (58.1%)。

オ1表の8冬季の分類をもとに、ソ連邦の重要な農業地域での激しい特殊な冬季 (即ち4暖冬と1寒冬) の形成に先行し、同時現象を示す H_{100} の1カ月平均高度場、温度場を調べる。

オ1図には暖冬に先行し、オ2図には寒冬に先行している8月の平均 H_{100} 場を示してある。これら二つの場の差は明白である。特に暖冬であつた1957/58年における高緯度の下部成層圏の気圧場は、かなり複雑な構造を示している。この特徴は若干数の低圧帯とかなりの数のと



オ1図 1957/58 の暖冬に先行する8月の H_{100} 高度場とこの面における月毎の暖気と寒気を中心位置、1—暖気を中心 2—寒気を中心



オ2図 1963/64 の寒冬に先行する8月の H_{100} 高度場とこの面における月毎の暖気と寒気を中心位置 1—暖気を中心 2—寒気を中心

じた低圧部が存在することである。

寒冬の1963/64年に対し H_{100} の平均場は極めて簡単である。このとき極地方は、バフィン島方面にのびた低圧帯を伴う中心が一つの低気圧で占められている。

8月の平均 H_{100} 場の他に、各図にはその年の8月から2月までの寒気と暖気の中心を示している。これらの中心は100 mb 面の月平均気温から決定した。寒気の中心は -60° の平均等温線が描く領域、暖気の中心は -50° の等温線と関係が深い。

これらの大規模な特性は、Wilson と Godson [11] が1949—59年の冬の北極成層圏の熱状態の研究に際して、100 mb 面の旬温度の解析から得ている。等温線の分布は極低気圧と熱帯高気圧をはつきり決定することができる。

あらゆる暖冬の年の暖気の中心状況は極めてよく似ている。8月における暖気の中心は(オ1図)、6、7月と同じようにすでに極地方でみつかる。9月には暖気の中心はゆつくりカナダ—アラスカ方向へ動きはじめる。しかしその中心はまだ極付近(北緯 85° 以北)にある。10月にはそれがアラスカ沿岸又はチュクチ半島に達し、ゆつくりとベーリング海地域に移動する。こゝで暖気の中心は全冬期間を通じ最も動きの少ない状態となりアラスカ沿岸からカムチャツカへ移動する。しかし1957/58年だけは、10月から2月まで暖気の中心は逆方向へ移動した(北カムチャツカから南アラスカまで)。

寒気の中心は暖気と比べ完成に時間もかかり時期も異っている。1957/58(オ1図)と1961/62年の冬には、タイミール地方に中心をもつ非常に小さな寒気の中心は、11月に完全な型をととのえた。1958/59年は12月、1960/61年は1月になってやつとスピッツベルゲン地域で完全な型となつた。1960年11月にはタイミール地方の一地点だけで月平均気温は -60° を記録した。しかしこれだけではこゝに独立した寒気の中心を生み出すには足りなかつたことに注目せねばならない。

極の上には寒気の中心が異なつた月に、異なつた形成時期に応じて出現する。1957/58と1960/61年には寒気の中心は12月に極に達している(オ1図)。1958/59年は1月、1960/61年は2月であつた。こゝから寒気の中心は逆方向に向い、2月には自己の発生地帯にほど戻っている。

1963/64年の寒冬のときの100 mb 面の暖気発生状態(オ2図)は、暖冬の場合とは大きな差がある。この差はすでに秋のはじめにあらわれる。下部成層圏の暖気の中心の状態を見て、普通、夏にはどのような差も見つけられない。8月には6、7月と同様にそれは極の上にあり、強さと広がりが若干衰える。しかし9月になると暖気の中心は変形し、バフィン湾、タイミール、アラスカ地方に独立した中心をもつ3波数の分布を示すようになる。10月になるとタイミールの暖気の中心は消え、バフィン湾のは南グリーンランドへ、アラスカのはチュクチ半島へと移る。

11月には暖気的全領域は北極のアメリカ地域にある(この時、極ではすでに寒気の中

心が完全な型となつている)。暖気の内容はチュクチ半島から北オホーツク海へと移る。それと同時に南アラスカにはオ二の内容があらわれるがこれは12月には消えてしまう。12月から2月まで暖気の内容は余り動くことなくカムチャツカ地方に留まつている。

寒気の内容の移動経過は特に明瞭で、11月に極地方に発生し、冬期間中ほとんど動きはなくそこにとどまつたまゝである(オ2図)。

この論文で導いたような方法で、ソ連邦の重要な農業地域の来たる冬の寒暖の前兆を決めることが可能になる。このことに関して、夏にはすでに1カ月平均 H_{100} 高度場について、また秋には100 mb 面での暖気、寒気の内容状況を考えることができる。

季節天候予報の根本的方法と合わせて、こゝに示したことを考慮することは、残念なことに考えた年数は少ない(1957—1964)けれども、非常に役立つものと判断できる。この例は、季節毎あるいは一季節内で対流圏の循環の性質と成層圏のそれとの依存関係を利用することによつて拡張することができるだろう[8]。この目的に沿つて、下部成層圏(100 mb 面)の温度場と高度場に関する予報前兆を定めるため H_{100} の月平均値を調べねばならない。

我々は予報の目的に役立てることのできるこの他の色々な方法をこゝで示す余裕は持つていない。極成層圏循環の二分、夏の循環の強さ、その他は成層圏の冬の突然昇温の日と関係している。

寒冬より暖冬のときの方が冬の爆発的な温暖化の数は多く、非常に早い時期に起ることが記録されている事実には興味がある。

対流圏の循環活動の強さと関係している成層圏の二分された冬季循環の渦は、寒冬より暖冬に度々あらわれる。暖冬に先行する弱い対流圏の時に、成層圏高気圧が夏期月間中に形成する顕著な構造変化は研究されていない。これらすべての問題が今後の研究課題として残されている。

(仙台管区気象台 古賀晴成)

文 献

- [1] Bagrov N. A. i Šabunina T. A. *Izmencivost' srednih mesjačnyh temperatur na territorii severnoj Evrazii.* Trudy GIP, vyp. 46(73) 1965.
- [2] Pagava S. T. *Ob ispol'zovanii dannyh nabljudenij v stratosfere pri analize e. s. sezonov.* Meteorologija i gidrologija, No11, 1964.
- [3] Pagava S. T. *O sovместnom analize teplovogo sostojanija okeana i processov v atmosfere.* Meteorologija i gidrologija, No7, 1965.

- [4] Pagava S. T. Predvestniki sezonov v nižnej stratosfere Meteorologija i gidrologija No9, 1965.
- [5] Pogosjan H. P. Sezonnnye i vnutrišezonnnye izmenenija temperatury i vozdušnyh tečenij v stratosfere. Trudy CIP. vyp. 104 1961.
- [6] Pogosjan H. P., Pavlovskaja A. A. Nekotorye osobennosti cirkuljacii vozduha v stratosfere severnogo polušarija. Meteorologija i gidrologija No8, 1964.
- [7] Pogosjan H. P., Pavlovskaja A. A. Rol' tronosfernyh vihrej vo vnytrisezonnyh izmenenijah temperatur' i vetra v stratosfere. Trudy CIP. vyp. 144, 1965
- [8] Pogosjan H. P. Sezonnnye i vnutrišezonnnye izmenenija temperatury, geopotenciala i atmosfernoj cirkuljacii v troposfere i stratosfere zemnogo šara. MGK pri AN SSSR. Meteorologija, No 10, 1965以上[ISO]による
- [9] Ebdon R. A. 100mb temperature and contour patterns (January to April 1962 and 1964). Weather, March, 1965.
- [10] Wada H. A study on the behavior of the polar vortex and its application to long-range weather forecasting. Japan Meteorological Agency. Tokyo, November, 1962.
- [11] Wilson C. W. and W. L. Godson. The structure of the Arctic winter stratosphere over 10 years. Quart. Journ. R. Met. Soc. vol. 89, 380, 1963.

長期間の天候の偏り (anomalies) について考えられる物理的原因

Notes on the possible physical causes of long-term
weather anomalies By J. S. Sawyer

1. 序 説

長期予報の実際的問題を解こうとする試みが精力的に行なわれてきたし、また、数週間から数か月続くような天候の偏り（訳者注、このあと長期天候偏倚と呼ぶ）が重要なことがはつきりして来たにもかかわらず、この長期天候偏倚の原因については、ほとんど何らの結論も得られていない。この論文では、その原因について今までに示唆されて来たものをふりかえつて、その因果関係を考慮して、これらの示唆がどの程度もつともらしいかを評価することに努めてみた。結論としてはこれから研究を進める場合の指針を得た程度である。しかし、研究の方法を選ぶ際には、ある小さな原因に対して、大循環が特別の共鳴を起すとか、鋭敏に反応するとか仮定するよりも、すでに認められているメカニズムを通して直接的な作用をする物理的效果を追求することの方が合理的であるようだ。

しかしながら、まず長期天候偏倚の原因に関する端緒を見出すために、長期天候偏倚そのものの性質を簡単に回顧した方がよいと思われる。

2. 長期天候偏倚の特性

今までに気象的な時間系列について、いくつか解析されており、これが長期天候偏倚の特性の説明を助けてきた。しかし、実際にはそれが長期予報の問題を理解するうえに、いかに重要であるかということを充分認められるほどには研究されていない。図1にはCraddock (1957) の論文から Kew における日気温のパワースペクトル (Power spectrum) を引用したもので、 f に対して $f V_n$ が示されている。ただし f は振動数で V_n は f を中心とする振動帯の正規分散である（訳者注、分散 $V_n = \sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (T_k - \bar{T})^2$ は標準偏差）。Kewに

おける気温の分散に対する、あらゆる振動帯からの寄与が、曲線下の面積で表わされる。8～30日間の振動が全分散に対して大きな寄与をすることは、ただちに明らかである。しかし、分散のうちかなりの部分が、30日より長い期間の変動として残されている。

Craddockはこの分散が、ランダムに起る偶然の効果から期待できる 短期間の分散よりも大きいことを示している。Craddockが多くの観測所における気圧と気温について行なった同様の解析をすると、図1のような滑らかなパワースペクトルを得るには著しく多年の解

"長期間の天候の偏り (anomalies) について考えられる物理的原因" の図

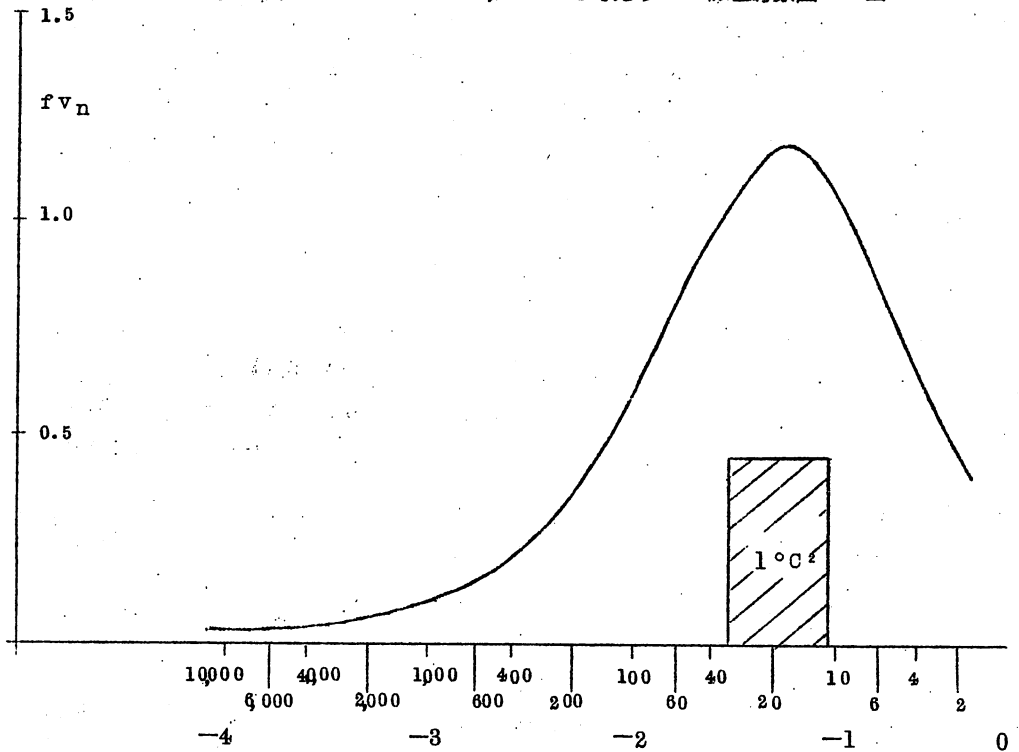


図1. Kewにおける気温のパワー・スペクトラム。縦軸には分散と振動数の積、横軸には振動数が示されている。斜線部分は $(1^{\circ}\text{C})^2$ の分散を表わしている。

(Craddock 1957より)

析をしなければならないことが判る。個々の年については6〜30日の範囲内に、年固有の鋭いピークが現われる。一つには、資料が不十分だからであるが、一つには大気の状態が各年で異った傾向を持つているからである。同様の結果が Landsberg, Mitchell および Crutcher (1959) によつて報告されている。

大部分の分散を含んでいる8〜30日の期間内での変動を充分に予知するのでなければ、もちろん予報は完全ではない。これは不運にも中間予報と長期予報の境界付近にある。資料は便宜上たいてい月平均として集められ吟味されているので、この範囲は無視されて来た。

しかし大気循環はより長い時間スケールと結びつた動態を持つようであり、これは月予報や季節予報のために恰好の目標である。また私がこの論文で論ずるのは概して1か月以上の期間のものについてである。

昨年冬の循環の長期偏倚の特徴を説明してくれる。その特徴は長い長期偏倚を持った大循環

環を研究していた人々にとつて既に親しいものである。1963-64年の冬は、それに先立つ1962-63年のより劇的な冬と同じ位多くの面で異常であつた。1963-64年の冬のイングランドにおける注目すべき特徴は、異常な干ばつである。

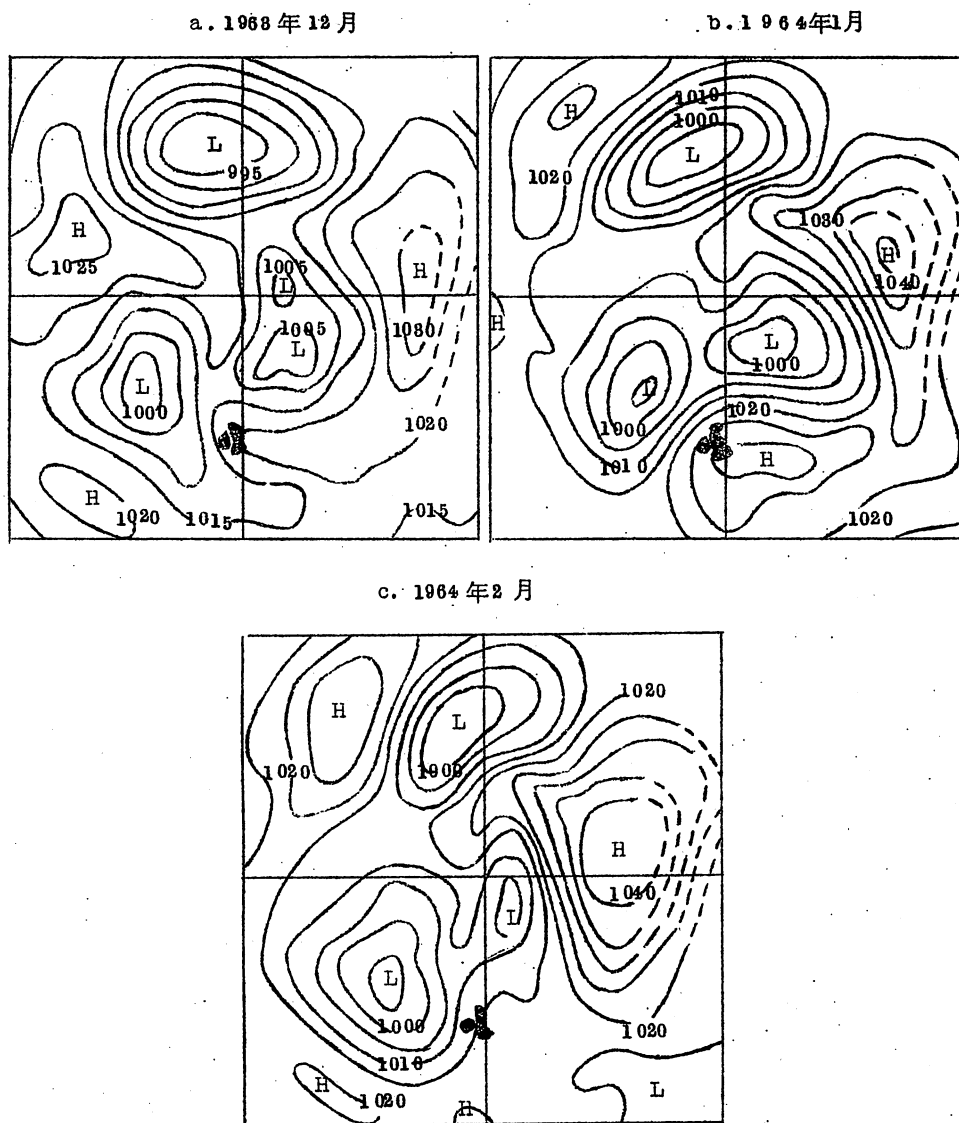


図2 (a, b, c) 平均海面における平均気圧分布

訳者註；

1. 陰影は英国の位置
2. 等圧線は5mbおき

図2は1963年12月、1964年1月および1964年2月の平均気圧天気図を示している。この期間には「アイスランド低気圧」が二つに分裂し、一つはニュー・ファウンドランドとグリーンランドの間 もう一つはバレンツ海にある。500mb天気図(図3)では、これら全期間を通して、異常に強いリッジが、イギリスからその北方にかけてあり、アメリカのトラフがそのNormalな位置から東へ広がっている。

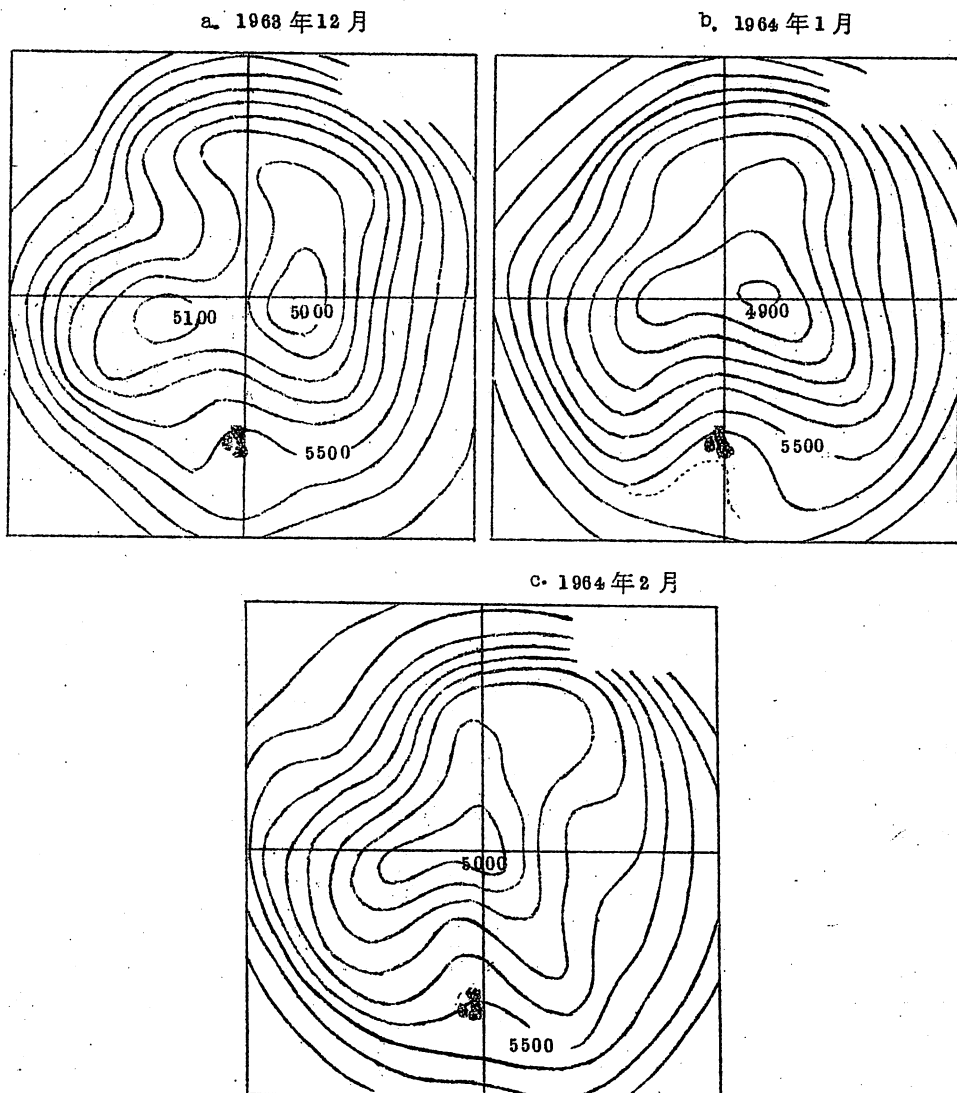


図3 (a, b, c) 平均500mb等高度線

訳者注；

1. 陰影は英国の位置
2. 等高度線は100mおき

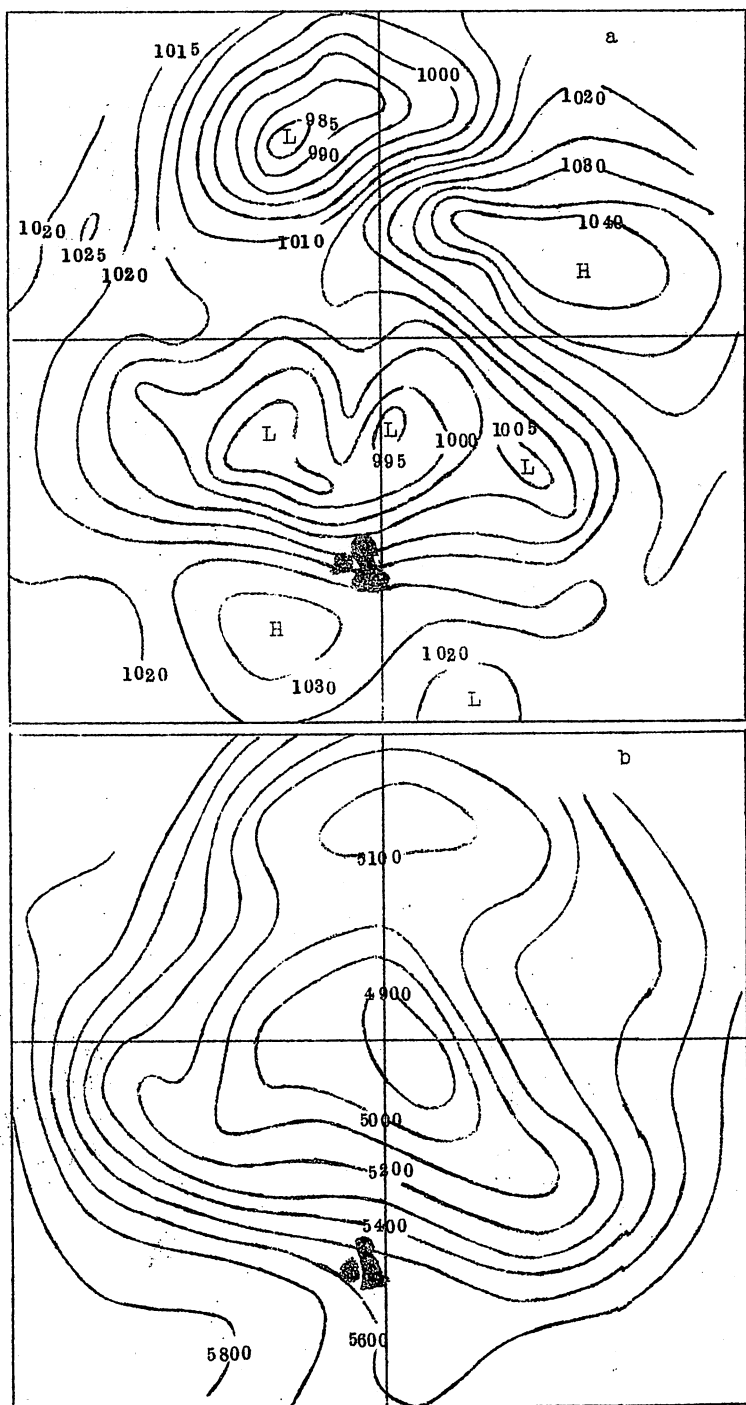
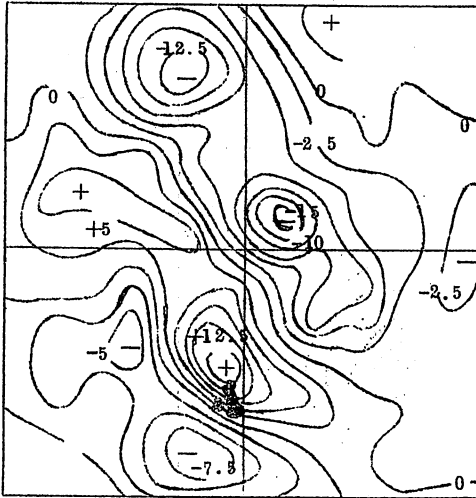


図4 (a. b) 1964 1月26日～30日の天気図

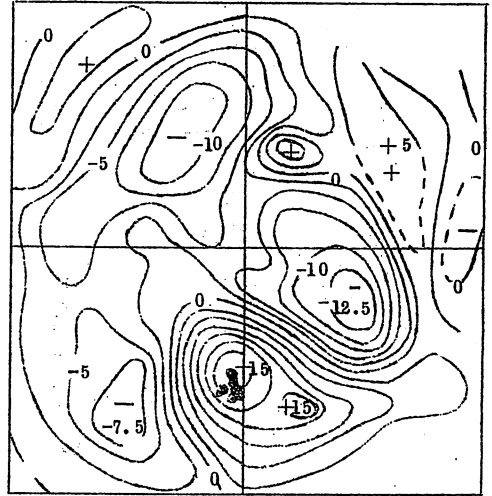
a、平均地上気圧分布

b、平均500 m 面高度 (訳者注; 陰影は英国の位置)

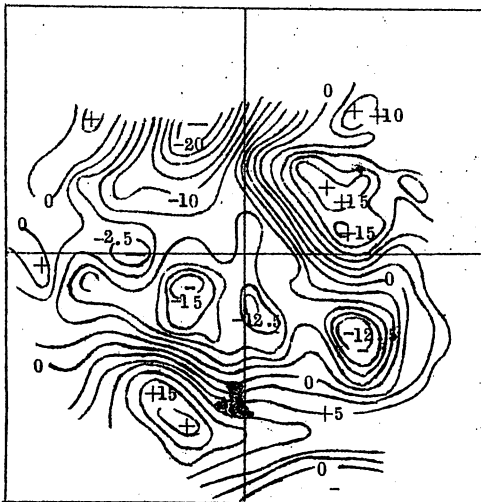
a、1963年12月



b、1964年1月



d 1964年1月26~30日



c、1964年2月

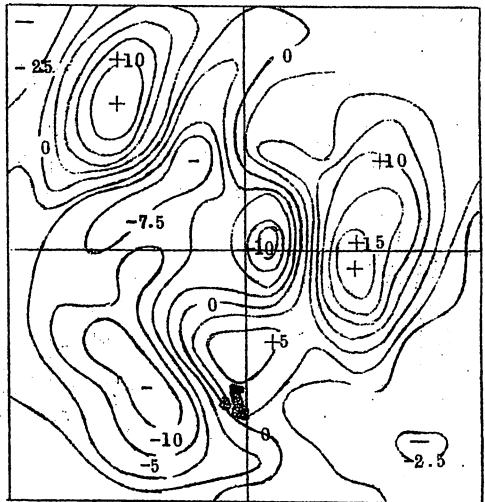


図5 (a.b.c.d) 地上気圧分布の偏倚 (諸者註; 等偏倚線は25mbおき)

3か月の月平均天気図に、一貫した強い偏差が現われているにもかかわらず、やはり冬の期間に一時的に、循環がNormalに近い状態にもどっている。これは1964年1月26～30日の5日平均天気図に示されている。その地上気圧図では、アイスランド低気圧とアゾレス高気圧がNormalな位置に近いことを示している。500mb天気図では大西洋を横切るまとまった偏西流があつて、イギリス付近に弱いリッジを伴っているにすぎない(図4)。三つの月平均天気図は似ているが、1月26～30日の期間は似ていないことが、これらの期間の地上気圧偏差分布図によつて、さらに説明できる(図5)

天候要素の分散の大部分を説明する1か月以下の期間の天候偏倚と、1か月より長い期間持続する天候偏倚との間には、すでにはつきりした区別がある。図5は、2つの型のじょう乱の空間スケールが、ほとんど同じであることを示している。そのスケールは上層偏西風の長波のスケールと同じ位である。

3. 長期天候偏倚の原因を考察する

数年前 Brunt (1941) は大気的全運動エネルギーと、摩擦と粘性によるエネルギー消費の割合を見積つた。それによると、この消費が続くと大気の運動エネルギーは28時間で消滅するだろうと推測される。大気の運動エネルギーに関したより新しい研究(Pisharoty, 1954, Winston and Krueger, 1961)では、次のことが示唆されている。すなわち Brunt は運動エネルギーを半分に過少評価しているということと、運動エネルギー生成に関する Palmén (1961)の研究では Brunt が消費を2倍に過大評価していることである。その結果、摩擦と粘性によつて、大気の運動エネルギーが5日間のオーダーでまったく消費されて、置き換えられることになる。

循環の力学的な慣性によつて、大気循環が著しく長い期間にわたつて持続し発達するという考え方で、大気循環の規則性や偏倚の原因を追求するというやり方を、この事実は否定しているようである。それで、大気の外的要因が、大気系でのエネルギー生成率に影響するものとして、大気の外的要因を追求することに勇気づけられる。

いつばう、大気の大部分の運動エネルギーは帯状運動エネルギーで代えることができる。Smagorinsky (1963)によつて組み立てられた大循環モデルにおける数値実験では、運動エネルギーが比較的ゆつくり、この帯状循環の中に供給されることを示した。大部分の運動エネルギーは平均帯状運動からの偏差という量(偏差)の範囲内で生成され消費していく。Smagorinskyの実験では平均帯状運動の運動エネルギー(彼の $\overline{Kx}$)は約20日で生成と消費が交替する。そして彼の計算では12日位の周期を持つたエネルギー・サイクルを得ている。これはそのような周期のじょう乱が、大気系の力学的動態における振動からだけで大気に起り得るという証拠を与えていることになる。しかし、月々の時間スケールにおける変動は大気外因の変動を参照することなしには説明することができないようである。多くの解析者は次のような印象を抱くこと

がある。つまり循環は一時完全に破壊したと思われたのちに、何回か類似の状態にもどる（前節に説明されているように）。この印象は長期天候偏倚の原因を追求するには大気外因を吟味すべきであるという私の確信を強めてくれる。

太陽常数の変化は非常に小さいと信じられている（Allen 1958）。また地表面の粗度変化は大循環に本質的な影響を与えないようである。大気への熱供給や大気からの熱放出を変えることができるような要因を別に考えることが妥当のようである。大気への熱供給が変化する場合、二つの種類が考えられる。a、主に大循環の変化に対応して起る変化（すなわち、冷たい北風域で暖化するとか、雲量の偏倚のため、雲の反射によつて起る冷化）、b、大循環と本質的に独立した変化。両方とも長期天候偏倚には重要であるが、前者の役割は循環型を永続させる作用を持つと考えるべきであろう。すなわち循環がまったく別の型に変つた際に、そのような循環に支配される加熱偏倚が、再び前の特徴を備えた循環にもどす原因となるとは思えない。特徴性のある月や季節的な天候偏倚の原因を、主に、大気からの直接的な支配の外にある熱供給偏倚に求めるのはそのような理由のためである。

大気の偏つた熱冷源には、次の節に概かつされるようないろいろな原因があり得る。しかし、長期天候偏倚のもつともらしい原因とみなされるには、それらがa、広範囲にわたること、b、天候偏倚と同じ位の期間持続することおよびc、充分強いことが必要である。この基準に沿つて、大気への熱供給の偏倚として可能なものを考えるには、基準をもつと明確に述べる必要がある。範囲については、加熱偏倚域は、それによつてひき起される気温や気圧の偏倚のスケールと同じ位（すなわち1000 km 以上の巾）でなければならない。また加熱域はすくなくとも1か月間のオーダー持続しなければならない。その強度はおおざっぱな目安として、大気圏外へ放出される長波放射のNormal値 $450 \text{ Cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ と同じオーダー（すくなくとも $\frac{1}{10}$ ）であると期待されるはずである。次節で、この基準に沿う、もつともらしい加熱供給偏倚がいかに多いかということが判る。

4. 大気の熱冷源の偏倚

a. 海水温

海洋とその上の大気との熱バランスに関するShellard (1962) と Arhipova (1960) との研究によると、海洋と大気間の最大かつ大部分のエネルギー交換は蒸発によることが示された。これは乱流達過程を通して交換される顕熱とボーエン比で密接に結びついている。顕熱として輸送されるエネルギーは蒸発による転換エネルギーの $\frac{1}{2} \sim \frac{1}{3}$ のオーダーである。この過程に対する海水温の影響を考えると、海と空気の間エネルギー伝達率はシノプティックな状態や地理的位置によつて著しく変わるということを思い出すことが大切である。空気塊が上空で安定で対流が1 km 程度に限られているとき、海から空気への1日間のエネルギー伝達は恐らく $100 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ のオーダーであろう。また空気

が海よりも暖かいとき、海への熱伝達は著しく小さい。一方Graddock (1951) と Winston (1954) の研究で、アラスカ湾や北太平洋のように、厚くて冷たい空気塊が相対的に暖かい海洋を横切るときに、エネルギー伝達は $1000 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ を越えることが示された。したがって冷たい吹き出しに対する顕熱と潜熱の伝達は、海洋上の大気の全体的な熱収支において、特に重要である。

海洋から大気へ伝達するエネルギーの偏倚を生じるのに海水温が重要かどうか評価するため、 1°C 以上の偏倚は一般に広範な海域に起こることまた数か月続くことを思い出したがよい。Jacobs (1942)、さらに最近Privett が用いた海面を透過する熱伝達の半経験的公式に 1°C の海水温度の変化を代入すれば、風速 20 ノット、普通の温度のとき、顕熱で $40 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ 、潜熱で $60 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ の変化が得られる。(Privett の用いた方程式

$$Q_{\text{顕熱}} = 2.29 (T_s - T) W \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$$

$$Q_{\text{潜熱}} = 0.00587 (E_s - E) W \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$$

が長期間の平均に対して適用できる。ここで W はノット単位の風、 T_s と T は $^{\circ}\text{C}$ 単位の温度、 E_s と E は mb 単位の蒸気圧である)。一方、Graddock (1951) の経験的な結果を用いれば、(これは強いエネルギー伝達が起こる、深い対流に適用できるのだが、) 1°C の海水温変化に対するエネルギー伝達はそれぞれ顕熱で $80 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ で潜熱で $160 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ である。

海水温の変化は、もしノブテックな状態が同じならば、常に気温変化に反映するであろう。しかし、上に算出されたエネルギー伝達の変化量が、強い沖風を伴う大陸沿岸部でない地域でも、常に実現されるとは考えられない。ただ、海洋から失なわれるエネルギー変化量が、これらの値に近い値にまで、達することはできるであろう。というのは、 50 m の深さの海水温偏倚を3か月間で消費するには、約 $50 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ の熱伝達偏倚が必要となるからである。そのような偏倚が存在する証拠も、Shelard (1962) と Arhipova (1960) の研究にある。彼らは北太平洋のほとんどの域に、年平均で $1.5 \sim 2.5 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ に達するほどの顕熱と潜熱の偏倚を発見している。月平均では Arhipova のグラフはこれらの2倍以上の偏倚を示唆している。

かくて、広範な海洋域で、 $80 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ に達する大気へのエネルギー伝達の偏倚が、1か月以上も続くと仮定しても、不自然ではなく、その $\frac{2}{3}$ は蒸発の偏倚による。この大きさは前節で述べた基準にあきらかにかなっている。

b. 海洋の氷結

海洋の状態が、大気の熱収支に充分影響すると考えられるものが、海水温偏倚のほかには唯一つ考えられる。それは結氷の起る海域での氷結の偏倚である。海面が密に氷で覆われると、海面から空気への熱伝達は、かなり断絶される。氷結海域付近で、海水から空気へ伝達され

る顕熱と潜熱は約 $300 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ なので、Normal では氷結しない海域で、氷結すると、大気は、この大きさの熱損となる。しかし過去における氷の限界の変化では、氷結巾が 500 km の所で、一般に平年よりも 100 km を越えたことがない。しかし、氷の限界の極大年には 250 km の変化を起している年もある。しかし、大循環の大規模な偏倚の要因として、氷界偏倚と海水温偏倚の効果を比較すると、1対10という割合になるはずである。

つまり、氷界の変動は、空気塊の加熱に局地的には重要な効果を与え、氷界付近での気温を支配するが、過去において、大循環に与えた影響の大きさは、海水温に比べて著しく小さい。Sir Gilbert Walker (1947) が太西洋の氷と、その後の天候との間の統計を手広く研究したにもかかわらず、得心のいく関係が見出せなかつたのも、不思議ではない。

c. 土壌温度の偏倚

土壌温度の偏倚は、過去の地上気温の偏倚によつて形成される。 $1 \sim 2 \text{ m}$ 以上は深まらない。土壌の熱容量は場所によつて異なるが、一般に水の熱容量よりも小さいので、土壌に蓄積される熱量も、海面のそれに比べるとかなり小さい。 10 cm の深さの土壌が氷つて、熱容量が 300 cal くらい変化しても、地面の熱容量の偏差は約 100 cal を越えない。

このようにして、氷結や融解を通して、地面へまたは地面からの熱流束は $3 \sim 4$ 日間、 $80 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ 続き得るが、(すくなくとも $40 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ 程度の) 大循環を乱しうるほどの伝達が、1カ月以上続くようなことはない。

d. 雪とアルベードの変化

地面のアルベードが最大に変化するのは、全然雪のなかつた所が雪面となるか逆に雪面である所の雪がなくなつた時に起る。太陽放射の 60% 以上を雪面から反射する(雪のアルベードは $0.70 \sim 0.80$ 、裸地のアルベードは $0.10 \sim 0.25$)。反射が大きいと大気に対して熱損となる。地面に吸収された熱は、次に大気へ伝達されるからである。地球上の積雪の大部分は、太陽放射の小さな冬の高緯度に分布する。しかし Hudson 河の南岸や中央シベリア域は 50°N より南まで、9月下旬頃から降雪がある。この時期の平均太陽放射は $180 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ で、アルベードが 60% 変れば、大気に対して有効なエネルギーが $108 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ だけ変化する。この緯度では雪面が4月末まで続く。この時期の水平面日射量は $300 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ で、有効なエネルギーの変化は $180 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ 位である。

春に融雪があるときも熱を吸収する。急激な融雪は、 5 cm day^{-1} (約 0.5 gm day^{-1}) の後退でこれは大気から、 $40 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ の熱量を奪う。しかし、これは1週間以上続くことはない。雪面の効果は、循環の長期変動の要因として、文献によくとりあげられていたが(すなわち Lamb 1955)、それが重要性を持つのは、春と秋における中緯度

の狭い地域に限られている。

他に考えられるアルベードの変化は、耕作過程上の植物の変化または降水または干ばつの結果として起るが、0.10以上のアルベード変化は起さないようだ；緑色の植物は0.15くらいアルベードを持ち、乾いた地面は0.25までのぼる。そのような変化は、太陽放射が $500 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ である亜熱帯地域で有効である。しかし、その影響する地域が限られていることを考えると、大気熱収支への効果は、今までのいろいろな効果にくらべると問題にならないようである。

- e 約10cmの水から根を通じてまかなわれる植物 (Vegetation) の蒸散は 1 cm^2 につき約6000カロリーを要する。夏の中緯度では蒸散が日に0.5cmに達するので、必要な熱量は20日間のうちに $300 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ で、あるいはそれより下回っても、なお1、2か月にもなると意味のある量となる。降水が多く、多湿性土壌の地域は水の少ない地域に比べて有効な冷源となつている。土壌中に蓄えられた水分量が、毎年変つている地域で、どの程度の効果を持つのか評価するのは容易でない。しかし、亜熱帯の大陸域に、それが効いて来る地域がある。その効果は大規模な循環偏倚の源として、無視できないほどのものである。

蒸散に用いられる熱は、大気にとって局地的な熱損となる。しかし次の段階では降水となつて潜熱を放出し、熱源となる。しかし、これは蒸発した地域から、かなり離れたつまり100km以上離れたところで起つている。この降水に伴う潜熱は、蒸発過程と同様に、循環の熱バランスの偏倚にとって重要となる（局地的なしゅう雨があり、その地域で再び蒸発が起る。これが、長期熱バランスに対してどんな効果を持つのかはまだ判らない）

f 熱源、冷源の偏倚のまとめ

前の論議では、循環そのものによつて、直接に支配される大気熱冷源の変化は、わざと除いておいた。というのはそのような変化は、いろいろな循環機構を持続させ安定させるのに重要であり、大循環にとって大切な「フィード・バック」のメカニズムを形成するが、しかしこれが、季節特有の循環型にたびたび戻させる主要因だとは思えない。循環そのものが、熱供給を支配する場合の有効なものは、アルベードを大きく変化させる雲量の変化によつて、空気と海洋の温度差つまり熱供給をControlする、海上の風向変化によつて、および降水の潜熱放出の場所の変化によつて起る。平均雲量の月々の変化図が広範な地域にわたつて得られていないが、そのような原因から、平均アルベード0.05～0.10の間で変動することが期待される。この量は平均から $50 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ くらいまでの、大気熱源の変化に対応する。シノプティックスケールの外向き放射の変化は平均から約 $50 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ まで変動するが (Weinstein and Suomi, 1961) 広範囲かつ長期にわたると変化は非常に小さいと期待される。しかし、Winston と Rao (1962) は衛星の測定を、赤道や熱帯の全域について平均したものから、この程度の変化を見出したと述べている。

これまでの報告では、大気に供給されるエネルギーを偏らせる要因として、海水温の偏倚の重要性を提示しているようだ。このような偏倚は、広範な海洋上に、ごく一般に存在し、持続していることが知られている。これと同じ程度またはより大きな熱供給の偏倚が、春と秋における低緯度の積雪の偏倚から、また土壌中に含まれる水分の偏倚から起つている。しかし、そのような陸上の偏倚によつて影響される地域は、海上の偏倚によつて影響される海域よりも、かなり狭いようである。またその影響は短期間でもある。一般に、循環の偏倚に与える主な外的Controlを追求するときは、やはり海水温に着目する理由があるようだ。

5. 海水温偏倚についての再考察

前の考察から、海洋から大気に伝わる熱の偏倚は、大循環の偏倚の形成にとつて重要であることが判つた。長期予報の基礎として、そのような熱供給の偏倚を見積りかつ用いる場合には、熱供給偏倚が、全然独立に、または、はじめから海洋を横切る空気塊の偏倚のみから、直接形成されるものではないということが、大切な点である。乱流や蒸発による熱伝達は、循環の偏倚の結果としてのみ、冷たい空気が海洋を覆う。年に増大しているかもしれない。

しかし、ここにはそうでないという証拠がある。なぜなら、もし、長期の熱伝達が海洋上の気温（または風速）のみによつて、主に支配されるのであれば、熱伝達と海水温の間には負の相関が期待されるはずである。海洋上の冷たい空気塊は下層気温や海水温の値に近づき、熱伝達や蒸発が大きくなることが期待される。図6はShellard (1962)の資料から得たもので、年平均海水温に対して、蒸発による年平均潜熱伝達をプロットしたものである。大きい相関はなく、海水温が高いと熱伝達が増すことを暗示する程度の相関であるが、これはあたかも、海洋の熱量が熱伝達の偏倚の原因であつて結果ではないことを期待させるようだ。

Arhipova (1960)によつて示された1951~53年に北大西洋の海面から奪われる熱量の偏倚分布と、Rodewald (1963)によつて独立に示された海水温の偏倚分析を比較すると、西大西洋の主な偏倚に関する限り、上と同様の暗示が現われている(図7を見よ)

ここでは海水温偏倚の形成やControlの論議に入ることは望まない。海面から50mていどの比較的薄い海層が加熱される夏には、局地的天候の偏倚や入射光の偏倚の効果を反映していることは、ほとんど疑いない(例えば、Namiasによつて論じられている、1963) いつぼう、J, Bjerknes (1963)は、その研究で、海洋内での水平移流や鉛直運動の偏倚の重要性を示している。これらの偏倚は、おそらく風によつてControlされる。この場合、長期の海水温偏倚をControlするには風のスケールや持続性が重要となる。

深さ100m以上の海水温が重要であることは北大西洋における海水温の状態をいちべつすれば理解できる。図8はShip AとShip Iで観測された海水温の経過である。200m位の深さまで、ほぼ等温となると、秋に、急速に降温していたのが、突然に降温を停める。この最も下つた状態の海水温は、深い所の海水温と密接に関係している。このことは、図8に示され

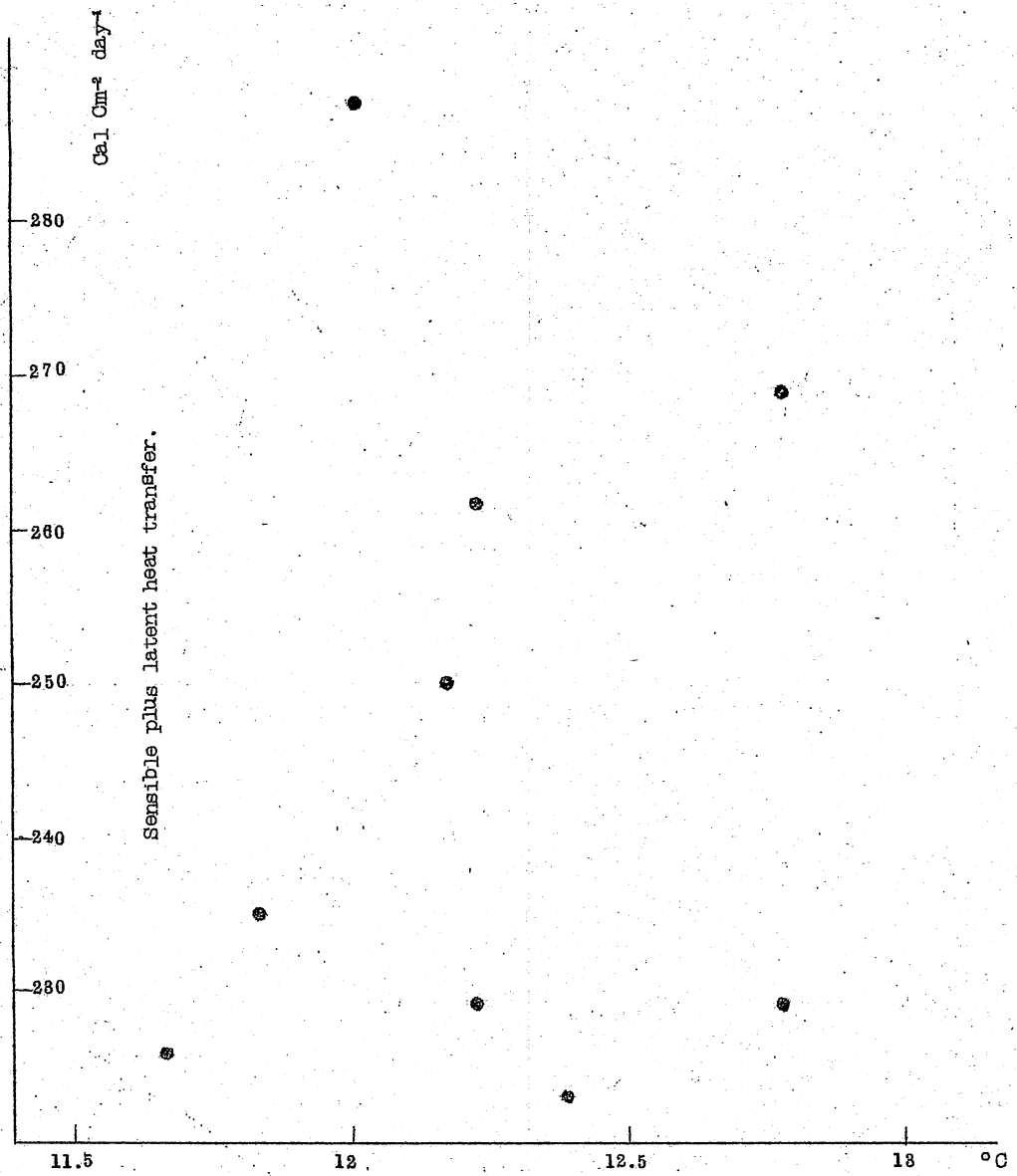


図6 Ship J での海洋から大気への年平均熱伝達と年平均海水温との関係
(Shellard 1962 からの資料)

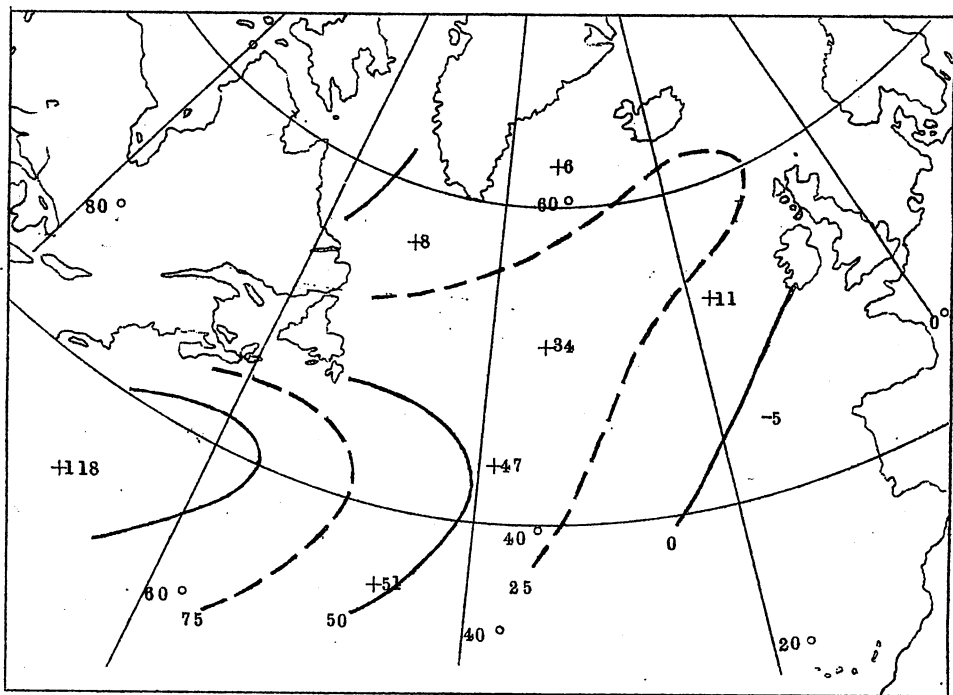


図7(a) 海面からの熱流失の平均偏差、期間1951-53と1948-57との比較
(Arhipova 1960年から) (単位 $\text{cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$)

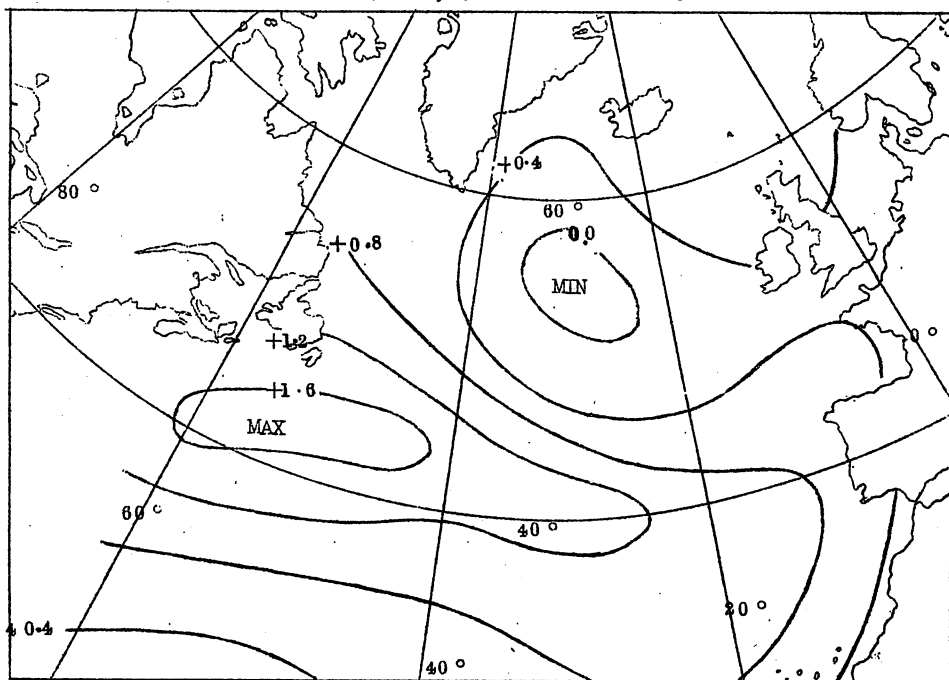


図7(b) 1951~53における海面温度の平均偏差 (Rodewald 1963 から)

た前年秋（9月）の海水温度記録計による平均海水温と比較すれば判る。

Ship Iにおいて、1月から3月までの平均海面温度と、前月10月の深さ400ftの温度を比較すると、両者の偏倚の間には関係があることが判る。長い時間スケールでの海水と大気との関係を説明するため、（これではまったく適切ではないが）後にP, R, Brown

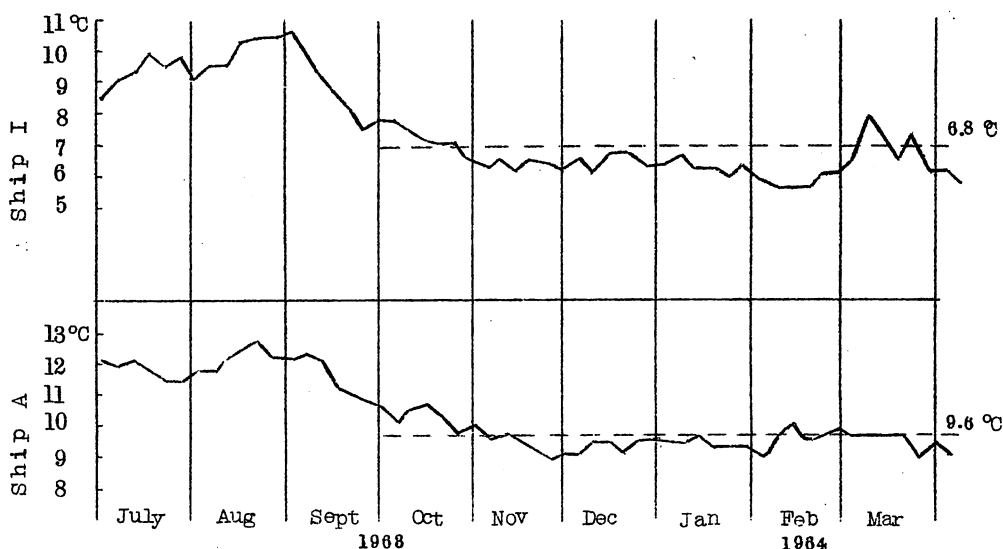


図8(a)1963年夏から1964年春までのShipAとShipIにおける5月平均海水温

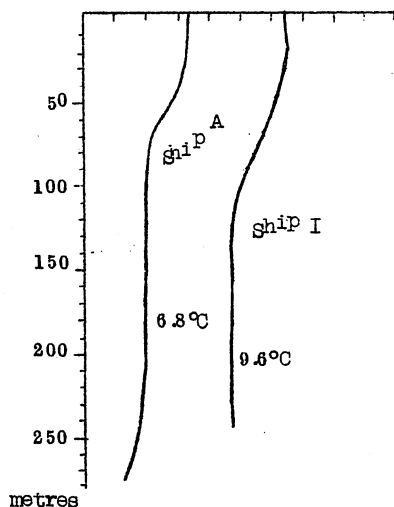


図8(b)1963年9月のShipAとShipIにおける平均海水温記録

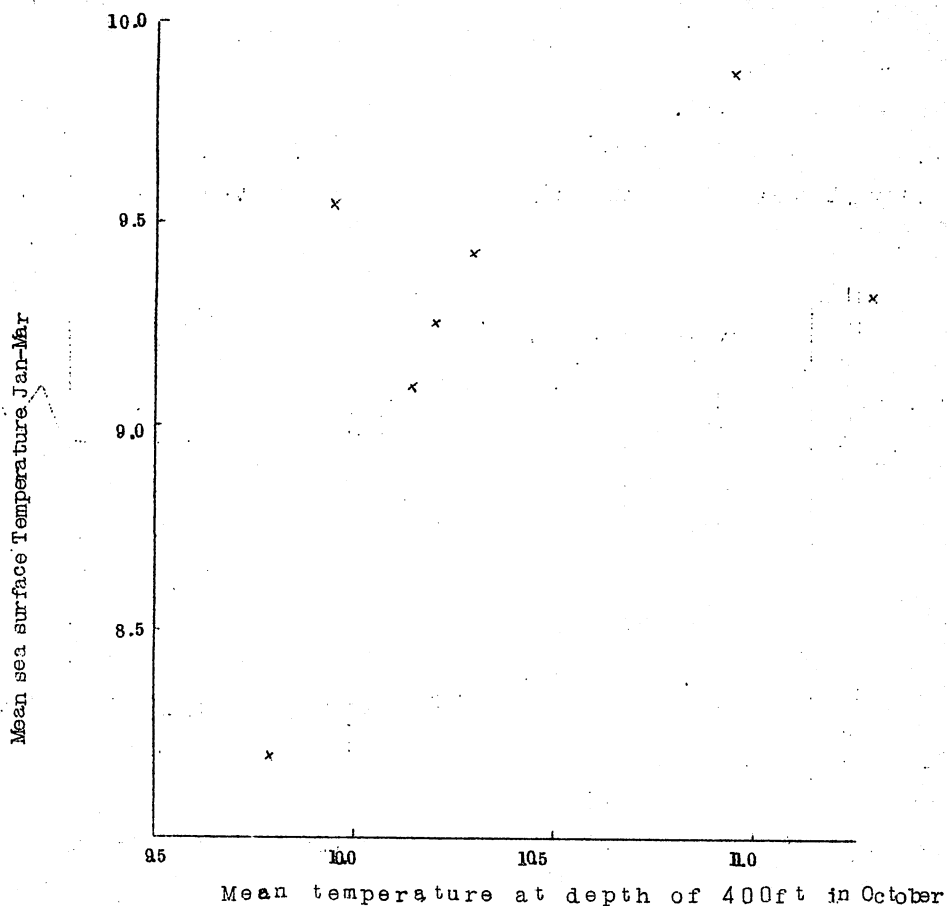


図 8(c) 1～3月の平均表面海水温と前の10月における深さ400ft
フィートの水温との関係 Ship I 1956～1964

によつて発表された太西洋の 2°N と 3°N および 5°W と 6°W の間の海水温の10年平均と H.H.Lamb によつてプロットされた、イギリスが偏西風天候型となつた日数を並べてみたい(図9)。平行になるのは意外であるが、海水温と大循環との関係を追求することを勇気づけてくれる。

図9(a) 偏西風型の年間日数 (H.H.Lambから)

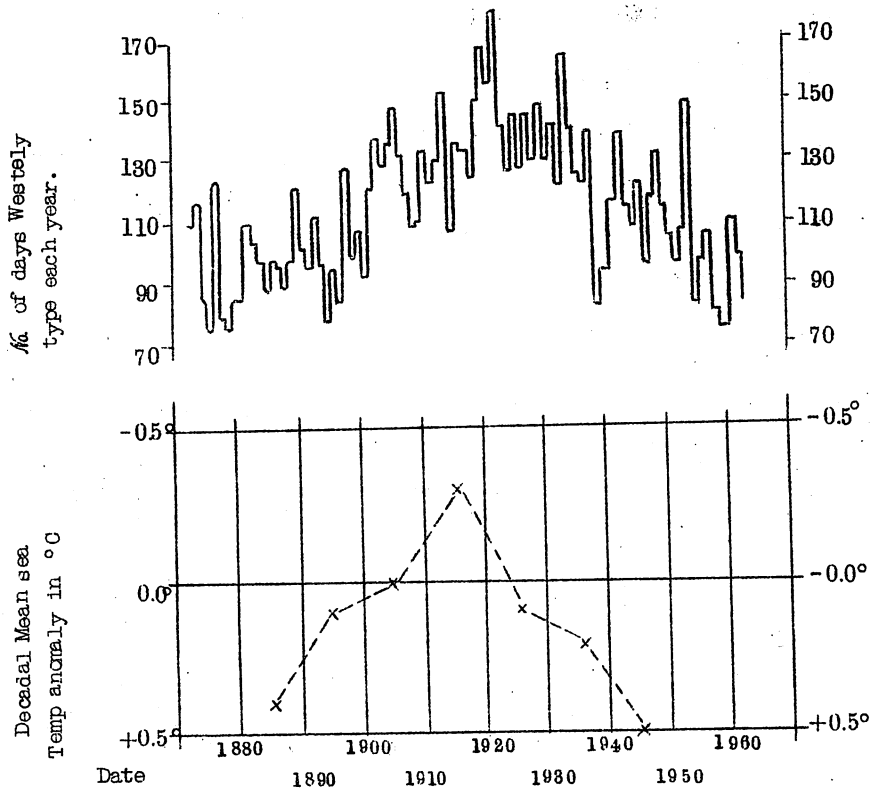


図9(b) 大西洋域、緯度20°~30°N、経度50°~60°W
における10日平均海水温 (P.R.Brown 1963から)

6. 海水温偏倚が大循環に与える効果の大きさ

前節では海洋から大気へ輸送されるエネルギーの偏倚が、1か月以上の期間では、 $80 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ くらいに達することを示した。この $\frac{2}{3}$ は潜熱である。この潜熱は降水が起る所で顕熱に転ずる。降水は蒸発した所から1000Km以上も離れるが、降水もまた大気加熱の偏倚の原因となる。降水が山岳の影響や、気候学的に集中するという事実は、潜熱の放出が偏る傾向があるということである。実際、Tucker (1962) は夏にShip I と Ship J において、潜熱の放出による月平均気温の偏倚は、海面を横切る空気での局地的顕熱、潜熱伝達の偏倚を大きく越えることを示した。しかし冬にはそうならない。

$80 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ の加熱率の力学的効果を見積るためには、Sawyer と Bushby (1953) が用いた、簡単な2パラメーター地衡風モデルを使うと便利である。ただし熱力

学方程式中の非断熱加熱項のみは残す。

渦度の鉛直変化率に関する方程式は、上部対流圏 P_1 における渦度方程式から、地面付近を代表する層 P_0 における渦度方程式を差し引いて得られ、次の形となる。

$$\nabla^2 \frac{\partial h'}{\partial t} + J_1 + J_2 = \frac{4 \bar{\omega} f^2}{(P_0 - P_1) g} \quad (1)$$

ここで h' は代表気圧 P_1 と P_0 の間の層厚 $\bar{\omega} = \frac{dp}{dt}$ は気圧座標における鉛直速度に相当する、 f はコリオリ・パラメーターで、 g は重力の加速度、 J_1 と J_2 は渦度移流を表わすヤコビアンで $\bar{\omega}$ を含まず、二つの代表気圧面高度 h_0 と h_1 のみによる。

熱力学方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial h'}{\partial t} = J_3 - \frac{RA \bar{p} \bar{\omega}}{g} + \frac{Q g h'}{\bar{T} C_p (P_0 - P_1)} \quad (2)$$

ここで Q は全気柱での非断熱加熱率、 R は気体常数、 C_p は空気の比熱、 $\bar{T}$ は気柱の平均温度で A は P_0 と P_1 の値だけによる常数、 J_3 は h' の水平移流を表わし、 h_0 と h_1 のみによる。 $\bar{p}$ は気圧で表わした減率から同断熱減率を引いた差。(1)と(2)から $\frac{\partial h'}{\partial t}$ を消去すると、鉛直速度 $\bar{\omega}$ の方程式は次のようになる。

$$\frac{RA \bar{p} \nabla^2 \bar{\omega}}{g} + \frac{4 f^2}{(P_0 - P_1) g} \bar{\omega} - \frac{g h'}{\bar{T} C_p (P_0 - P_1)} \nabla^2 Q + J = 0 \quad (3)$$

ここで $J = -(\nabla^2 J_3 - J_1 - J_2)$ で h_0 と h_1 のみによる。

方程式(3)から鉛直速度 $\bar{\omega}$ の大きさをあらわす見積ることができる。この場合、 Q は特殊な値を仮定する。たゞし方程式が非線型であれば、 Q を特殊な値にとつても、簡単には計算できない。

熱源 Q の水平スケールが小さいならば、(その結果として得られる $\bar{\omega}$ の場合も、小さいスケールを持つ) 方程式(3)の初項はオ2項よりも重要である。いつば Q の水平スケールが大規模なときは、オ2項はより重要となろう。係数として、典型的な値を用いれば、これらの項は水平波長が 2000 Km 位のとき等しくなることが分つた。

かなり小さなスケールでは、熱源から、上昇する鉛直速度 $\bar{\omega}_Q$ は

$$\bar{\omega}_Q \sim \frac{g^2 h'}{\bar{T} C_p (P_0 - P_1) RA \bar{p}} Q$$

から見積ることができる。

したがつて $80 \text{ cal cm}^{-2} \text{ day}^{-1}$ の熱源では 15 mb day^{-1} 位の鉛直速度偏倚となる。たゞし、この場合熱は充分小さなスケールで放出されたとする。これは、例え蒸発が広範囲で起つたとしても、前線帯等の小規模シノプテイク系で潜熱が放出される場合にも適用できる。

たど、大循環で重要な、充分大規模な熱源からの顕熱には適用できない。

大規模熱源については、方程式(3)で、オ2項とオ3項との間で、バランスする。したがって

$$\bar{\omega}_Q \sim \frac{g^2 h'}{4 \bar{T} C_p f^2} \nabla^2 Q$$

4000 Kmの水平波長では、80 cal cm⁻² day⁻¹の熱源からは $\bar{\omega}_Q$ は約3 mb day⁻¹となる。2000 Kmのスケールでは両項を考えなければならないが、約7 mb day⁻¹となる。

傾圧性のじょう乱がどんな基本的メカニズムで鉛直積分流に影響するのかということは現在まだ明らかでない。もし、ある層での収束が、他の層での発散とバランスしているならば、鉛直積分流は、ある層での収束からは直接に影響されないからである。長期予報での時間、空間スケールにおいて考えられるメカニズムには二つある。

そのオー1には、相対的に暖かい地域では上昇運動が起り、その結果、鉛直運動の水平傾度と温度風との間に、シア・ベクトルの右側で上昇運動が大きいといった関連を生じる。渦度方程式のいわゆる「立ちあがりの項」は水平軸のまわりの渦を鉛直軸のまわりの渦に転換することによって、高気圧性の渦を形成する傾向がある。

オ2には、上昇運動が増すと、その地面付近では、低気圧性渦の形成度が増加する。しかし、その渦は時間がたつと摩擦によつて消滅するものである。したがって、全気柱の渦は正味では減少する。つまり鉛直積分渦はより高気圧性となるであろう。小規模系の鉛直運動偏倚について、前に算出した15 mb day⁻¹なる増加から地面付近で、渦形成度0.015 hr⁻¹ day⁻¹の増加が導かれる。もし、これが摩擦によつて、遂次壊されていけば、鉛直積分気柱はこの率で渦を失なう。上昇気流が増している1000 km 範囲の域を15 m sec⁻¹の風が横切れば、0.011 hr⁻¹の高気圧性渦度が増す。これは中緯度のRossby波の振巾を、緯度にして4°だけ増加させるのに充分である。だから、これは平均循環の特徴を大きく変えることができるほど充分に大きい。

論 議

この論文の目的は長期予報に関係する長期偏倚を起すいろいろな要因について、その性質や大きさを考えることであつた。これまでには、もつともらしく説明できるような、またさらに研究する価値があるような要因を指適することはできたが、それ以上の有益な証拠をうることはできなかった。

偏倚の大きさと、それに作用される循環のメカニズムの両方を考えると、もつともらしい要因

として蒸発の偏倚が指摘される。海洋の温度偏倚から起り得る蒸発の偏倚は、いつでも広範な域に存在することが分つている。陸上の蒸発の偏倚は過去における降水の偏倚から起り、かなり限られた地域と期間に影響する。これは研究の余地がある。大気によつて得られた付加潜熱が、もし小規模のシノプテック系で放出されるならば、これは中緯度の循環にかなりの効果を持つほど、充分大きいようだ。

春と秋の中緯度における雪面の変化によるアルベードの偏倚からも、比較的大きな、大気への熱供給の偏倚を起す。大循環に大きく影響するような、熱源の大きさは1000kmを越えるにちがいない。このスケールでは、顕熱供給偏倚の効果は、潜熱供給偏倚の効果よりも小さいだろう。というのは、前者はもつと大規模な水平スケールで効果が大きいのにに対して、後者は降水を伴なう雲系の小さな水平スケールに対して効果が大きいからである。したがつて、海水温偏倚から一義的に決まる潜熱放出偏倚の大循環に対する効果は、他の原因による効果よりも、かなり大きいようだ。この結論は、海洋における上部層の熱収支やその熱変化について研究を進めることが、いかに重要かということを強調する。しかし大気の熱収支において、雲量、氷の限界、土壌中の熱や水分の蓄積のような他の要因も完全に無視できるものではない。

(長期予報管理官室 I. K. 生)

" 長期間の天候の偏り (Anomalies) について
考えられる物理的原因 " の文献

		文 献
Allen, C.W	1958	Solar radiation. Quart. J. R. Met. Soc. 84, P. 307.
Arhipova, E.G.	1960	Variations of heat balance in the Northern Atlantic during the last decad
Bjerknes, J.	1963	Climatic change as an oceans and -phere problem. proc. of the Rome symposium on changes of climate, UNESCO, Paris, P. 297
Brown, P.R.	1963	Climatic fluctuations over the oceans and the tropical Atlantic Proc. of the Rome symposium on changes of Climate, UNESCO, Paris, P. 109

- Brunt, D. 1941 Physical and Dynamical meteorology, Cambridge, (1941 edition) P.286.
- Craddock, J.M 1951 The warming of Arctic air masses over the Eastern North Atlantic. Quart.J.R.Met.Soc.77, P.355.
- Craddock, J.M 1957 An analysis of the slower Temperature Variations at Kew Observatory by means of mutually exclusive band pass filters
- Houghton, M.D 1958 Heat sources and sinks at the earth's surface. Met.Mag.Vol.87, P.132
- Jacobs, W.C. 1942 On the energy exchange between sea and atmosphere. J.Mar.Res.5, P.37
- Lamb, H.H 1955 Two-Way relationships between the snow or ice-limit and 1000-500mb thickness in the overlying atmosphere. Quart.J.R.Met.81, p. 172.
- Landsberg, H.F. 1959 Power spectrum analysis of climatological data for Woodstock College, Maryland
- Mitchell, J.M. and Crutcher, H.L.
- Namias, J. 1963 Large-scale air sea interactions over the North Pacific from Summer 1962 through the subsequent Winter. J.Geoph.Res., 68, P.6171.
- Palmén, E. 1961 On conversion between potential and Kinetic energy in the atmosphere. Geofisica Pura e applicata Vol.49 P.167
- Pisharoty, P.R. 1954 The kinetic energy of the atmosphere. Scientific Report No.6 University of California, Dept. of Met.

- Privett, D.W. . 1960 The exchange of energy between the atmosphere and the oceans of the Southern Hemisphere.
- Rodewald, M. 1963 Sea surface temperatures of the North Atlantic Ocean during the decade 1951-60, their anomalies and development in relation to the atmospheric circulation. proc. of the Rome symposium on changes of Climate, UNESCO, Paris, P.97.
- Sawyer, J.S. and 1953 A baroclinic model atmosphere
Bushby F.H. suitable for numerical integration
J.Met.Vol.10, P.54
- Shellard, H.C. 1962 Some calculations of terms in the energy balance for monthly periods at ocean weather stations land J in the North Atlantic. Meteorological office, London, Scientific Paper No. 11.
- Smagorinsky, J. 1963 General circulation experiments with the primitive equations, I- the basic experiment.
Mon.Wea.Rev.Vol.91, P.99
- Tucker, G.B. 1962 Tropospheric heating over the North Atlantic Met.Mag., London, 91, P.184
- Walker, sir Gilbert 1947 Arctic conditions and world weather. Quart.J.R.Soc., 73, p.226
- Weinstein, M. and 1961 Analysis of satellite infrared
Suomi, v.F. radiation measurements on a synoptic scale.
Mon.Wea.Rev.Vol.89, P.419.
- Winston, J.S. 1955 Physical aspects of rapid Cyclogenesis in the Gulf of Alaska
Tellus 7 NO.4, p.481

- Wintlin, J.S. and Rao, P.K. 1962 Preliminary study of planetary-scale outgoing long-wave radiation as derived from TIROS II measurements. Mon. Wea. Rev. Vol. 90, p. 37
- Wintlin, J.S. and Krueger, A.F. 1961 Some aspects of a cycle of available potential energy. Mon. Wea. Rev. Vol. 89, p. 307

ノルウェー北部におけるオゾンの変動と移流について(3)*

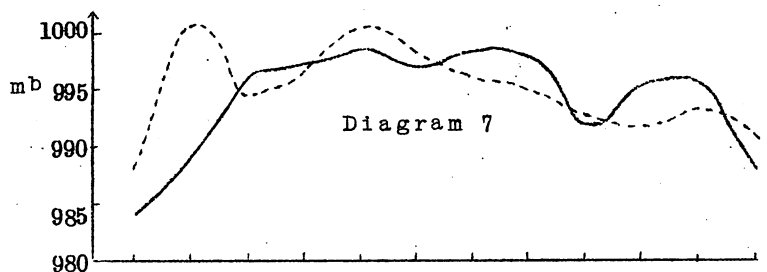
第4章 地表面における気象の状態

オゾンの調査研究者の間では、オゾン全量の変動は大気の流れの方向と大いに関係しているとい一般に考えられている。ヨーロッパ西部では南よりの風の流れの場合にはオゾン量は少なく、北西風が吹いている場合にはオゾン量は高い値を示すと言われている。これを裏書しているのが第5図(第3巻 第2号 P32)のオゾンカーブで、考え方の正しいことを示している。Tromsø市よりも南の地点で観測されたオゾンカーブを調べてみると、冬期間にオゾンの多い年よりも少なかった年の方が上のような傾向が強いようだ。こゝで観測された調査期間中に、等圧面やトロポポーズについての観測が種々行なわれた時と同じ方法で地表面の気象観測を行い、その観測結果を比較することによつて現象をダイアグラムの形で研究しようとする試みがなされた。第15図の7-ダイアグラムはオゾン量の多い年とオゾン量の少ない年の海面気圧 P_0 をそれぞれプロットしたもので、これを見ると P_0 カーブのdifference(実線一点線)がかなり大きい所があるが、オゾンカーブのdifferenceが最大を示した月、即ち2月に丁度おきていることが分る。これに反して、8-ダイアグラム即ち地表面における温度の変動を示したのを見ると、冬期間ではその差は僅かである。ただ点線のカーブ(オゾン量の少ない年)の方が暖候期に向う気温上昇傾向が大きいのが目立っている。そして最大の気温偏差(differenceのこと)は春~夏の期間にあらわれているのが分る。第9図の5b(第3巻 第3号 P51)ダイアグラムを使つて600mbレベルと比較して見ると、恰かもオゾン量の少ない年の方が冬期間には、暖気が割合に高いところまで入つて来ているような感じがする。 P_0 の変動カーブはオゾン量の生成が殆んど意義のないほど少なかった年の冬期間では、globalな気圧パターンがはるか北の方に移動してしまつたことを物語っている。年初の2, 3ヶ月の間に、上部対流圏の南の領域からの暖気の移流があり、このためトロポポーズの高度はより高いところまで引き上げられる。そしてその結果、オゾン全量を減少させるに好都合な、力学的に条件のととのつた成層圏の運動をひきおこすことになり、上に論議したことの可能性の大きいことを言っている。これの一例は1956年の2月の状態で、第4e表(第3巻 第3号 P61)を見ると、2月の P_0 は1007.9mb、トロポポーズの高度は10009g·p·mになつている。この時のオゾン全量は異常に少なく、 $245 \times 10^{-3} \text{ cm}^{(1)}$ であつた。これを1955年の2月の値、991.8mb, 8936g·p·m, $333 \times 10^{-3} \text{ cm}^{(1)}$ と比較すればうなづけられよう。対流圏の中部を見ると600mb面の高度も1956年の方が高く、気温も高くなつている。100mb面では高度に関しては左程ちがいはな

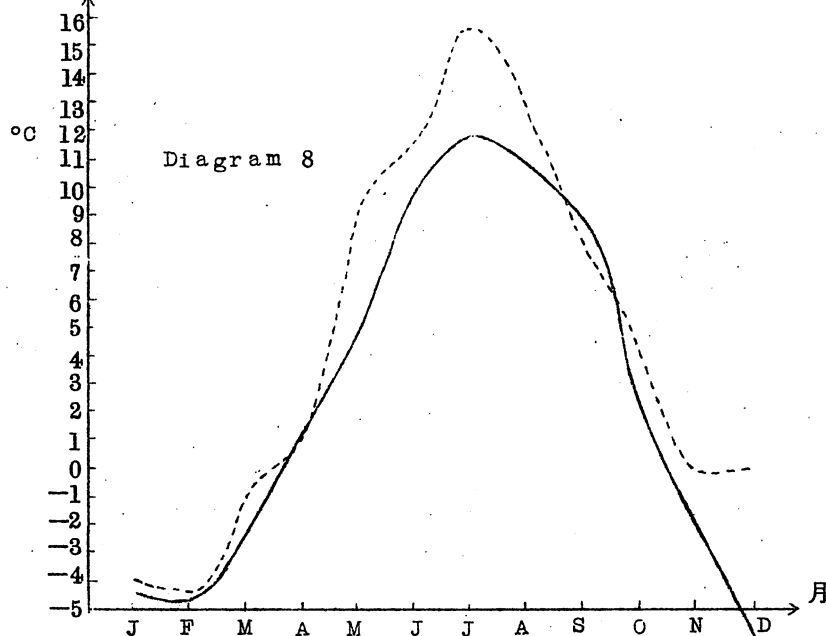
* この論文の(1), (2)はグロスベツターの第3巻 第2号と第3号にあり。

(1) 第3巻第2号P32 参照 (2) 第3巻第3号P60~P61 参照

海面気圧



地上気温



第15図 Skattøra 気象観測所における地上観測の月平均値。

*
実線、点線はダイアグラム2と同じ。

*註 実線：1952, 1955年 を平均した月平均値

点線：1953, 1954, 1956年 "

いが、気温の方は逆に1956年の方が13.6°C低くでている。で、この現象は1956年の2月には上部対流圏における暖気の移流は1955年のときよりも気圧系の場合を速く北の方に移動せしめたことを示す。よく知られているように、暖かい高気圧では一般にトロポポーズは高く、且つ成層圏は寒気である。ところで、"Cold Core"をもつ低気圧はトロポポーズを下層のレベルまで引き下げ、そして成層圏の温度を上昇せしめる。この関連性に注目して、Tønnesberg および Langlo-Olsen の調査を引用して見よう。これは地表面の気象状態とオゾン全量との間の関係について調べられたものであるが、やはり1955年の2月よりも1956年の2月のほうがオゾン量は少ないという結論がでている。

以上の観測結果を総合すると、冬期間における暖気の移流現象は比較的高い層でおきる傾向があり、これとは逆に寒気の移流は低い層でおきるということが類推される。この考え方を支持する簡単な論議としては、暖気の移流がおきたような時には海面気圧 P_0 は "higher pressure" の存在を示し、寒気の移流があつた場合には、その結果としては海面気圧 P_0 は高くないというのがある。1955年は良い例なので再び登場させることにする。この年の2月はオゾン量が多かつたわけだが、対流圏の寒気がオゾンを平年より多く生成せしめた結果になつている。しかし、この場合下部成層圏の状態が力学的にオゾン量を多くするような好都合の状態になつていたと考えられている。地上気圧 $P_0^{(g)}$ の方は1月には985.8mb、2月には991.8mbの値を示し、1月から2月にかけては P_0 は上昇している。1956年の時には暖気の移流があつたが、このため成層圏の力学的状態が変わり、その結果通常よりもオゾン量は少なかつた。この年の $P_0^{(g)}$ の変動は1月には988.3mb、2月には1007.9mbで、その ΔP_0 は19.6mbで1955年よりかなり大きい値を示した。

暖気の移流、寒気の移流と2種の移流現象の型があるが、共に大気の垂直気柱に Air mass の流入をおこし、その量は同じ程度であると考えられる。今、ロスビーの移流函数 r を採用すると、海面レベルにおける気圧傾向 α_p/α_t 、移流層における気圧傾向 $\partial p/\partial t$ との関係は次のようになる。

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_t} = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (\text{IV } 1)$$

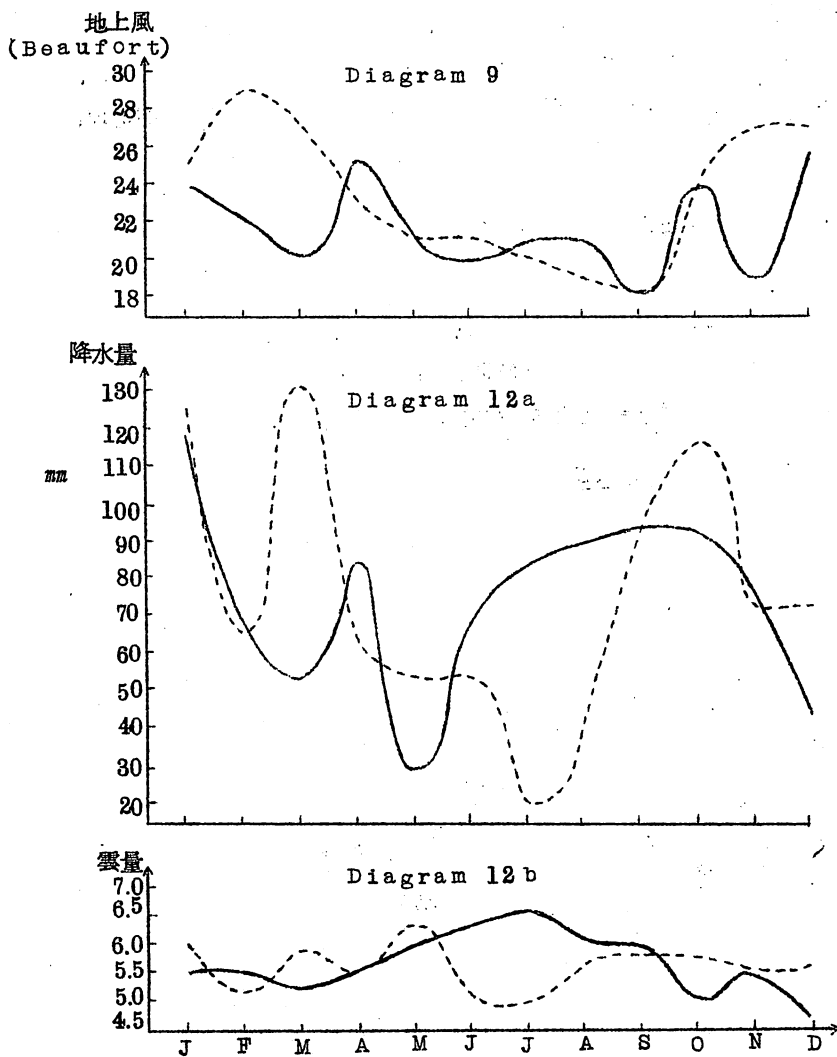
ここで r は次のようなものである。

$$r = 1 - \frac{g\rho}{\kappa} \int_{z=0}^z \frac{\alpha z}{p} \quad (\text{IV } 2)$$

κ は断熱定数、 g は重力の加速度、 ρ は移流層における空気の密度、方程式 (IV 2) は r の値

が下層より高層に行くほど小さくなることを示している。1952年の4月11日、4月21日にTrappesで行なわれた観測結果から求めた計算では、 r の値は地面で1、12kmの高度では0.85であつた。 z なる高度以下の層で水平発散がない場合は r は地面に達するまで各層でconstantになる。若し、 r がconstantでなければ、垂直気柱の下層にAirmassの流入のいずれかがおこななくてはならないと結論し得る。これについて更に詳しいinformationについて参考となるものはArnasonの研究が良いだろう。

地上の風速の変動とオゾン量の変動との間の関係を見るために作成したのが第16図にある9-ダイアグラムである。これはオゾン量の多い年と少ない年におけるそれぞれの地上風をBeau-



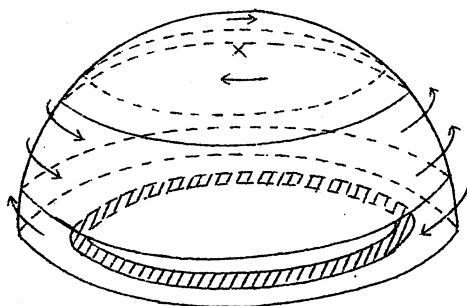
第16図 skattøra 気象観測所における地上観測の月平均値

fort階級で月ごとに示したものである。地上風の difference (実線一点線) がかなり大きい値である期間が丁度オゾン量でも difference が最大を示した期間と同じで冬期間になっている。この図を見ると、オゾン量が少ない年の方が、概して多い年より地上風速が強いことが分る。ところが、観測結果からは第15図の7-ダイアグラムにあるように、冬期間ではオゾン量の多い年は低圧部におおわれ、オゾン量の少ない年は高気圧圏内にあることを示している。とすると、オゾン量の少ない年の方が地上風がかなり強いという事実と高気圧圏内にあるということの共存現象は、一般には強い地上風は低気圧に伴っておきるものという通則概念からすればふにおちないところがある。気圧傾度 ∇p , 温度傾度 ∇T を無視することによって、問題をできるだけ単純化にして考えて見よう。Kepler の第2法則, 角運動量の法則, Bjerknes の循環定理を用いて理論的に考察する。ところで Bjerknes の循環定理は次のようにかゝれる。

$$\frac{\alpha C}{\alpha t} + 2\Omega \frac{\alpha \Sigma}{\alpha t} = N(S, P) \quad (\text{IV } 3)$$

こゝで $\alpha C / \alpha t$ は循環の加速度, Ω は地球自転の角速度, $\alpha \Sigma / \alpha t$ は Circuit curve 内の領域の赤道面に投影した Region の時間的变化 (第17図) である。ソレノイド項 $N(S, P)$ を0, 即ち $N(S, P) = 0$ と大胆に仮定しよ。そうすると、循環の定理は次のようになる。

$$\frac{\alpha C}{\alpha t} = -2\Omega \frac{\alpha \Sigma}{\alpha t} \quad (\text{IV } 4)$$



第17図 北半球における対流圏内の平均風の流れの分布を示す。

$\alpha \Sigma$: ([shaded]) 領域

αS : meridional displacement

地球の周りの帯状循環については方程式(IV 4)を用い、そして南からの暖気の流入が偏西風帯を北の方向にある程度移動させるということを仮定すると、 $\alpha \Sigma / \alpha t$ は負、 Ω は北半球では正なので $\alpha \Omega / \alpha t > 0$ である。偏西風は再び強くなる。

暖気の Outbreak は風の分布が地衡風のようない高い所で主としておきているように思われる。したがって、方程式(IV 4)は地面よりもこのような高い所の方が確信をもつて適用できよう。偏西風帯における Meridional なじよう乱は極前面内では渦度に加速度を加える結果をひきおこしているが、気圧傾度が増加するという現象の方が地上風の強さを増す最も重要な要因ではなからうか。

このような考え方の仮定は対流圏内の暖気の移流を指向することによつて形式的に導きだすことは可能である。そうすれば偏西風帯の北部領域では温度風の effect が增大していることも導きだせる。600mb 面における平均の zonal wind speed を $\bar{U}_{600}$ 、トロポポーズにおける zonal wind を $\bar{U}_{tr}$ とする。なお、トロポポーズは初めは近似的にある等圧面レベル P_{tr} に沿うっていると仮定する。

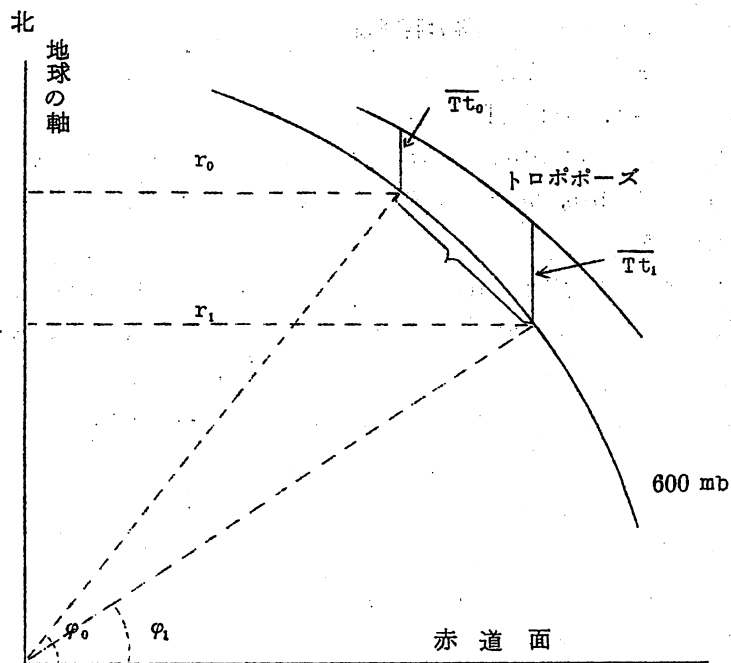
温度風の effect は：

$$\bar{U}_{tr} - \bar{U}_{600} = \frac{R \ln \frac{600}{P_{tr}} (\bar{T}_{tr} - \bar{T}_{r0})}{2 \Omega z L} \quad (IV \ 5)$$

R は空気の気体常数、 $\bar{U}_{tr} - \bar{U}_{600}$ はトロポポーズにおける zonal wind と 600mb の zonal wind の差の平均、 $\bar{T}_{tr} - \bar{T}_{r0}$ は第18図にあるように地球の軸に平行な2つの気柱の平均温度の差。なお、気柱は L なる距離だけ子午線上で離れている。 Ωz は距離 L だけ拡張した時の地球角速度の Local vertical component の平均をあらわす。

気温 $\bar{T}_{r0}$ の気柱は、初めから同じ領域にあり、しかも気温は一定、気温 $\bar{T}_{tr}$ の気柱は North pole の方向に移動する。たとしこの場合、 $\bar{T}_{tr}$ の気温は変わらないとする。このように仮定すると、気柱間の距離 L は縮まることになり、方程式(IV 5)から推察されるように、冬の初めにこのような状態になっていると温度風は少なくともまず先にその強さを増し、その後の太陽の加熱作用の effect の増加とともに meridional な熱交換がおり、その結果は温度差をなくそうとする運動が行なわれていると考えられる。この時期における対流圏内の北向きの暖気の移流はトロポポーズの高度を上げる傾向があることは既に述べたところである。このことはトロポポーズ高度の上昇が P_{tr} の減少になり、方程式(IV 5)の $\ln 600/P_{tr}$ の項が増大するという結果になつている。したがって温度風はさらに強さをますますことになる。

これに反して、北からの寒気の移流は $\bar{T}_{r0}$ の気柱を $\bar{T}_{tr}$ の気温気柱の方向に向つて南に移動させると仮定しよう。この場合も前と同じように気柱間の距離 L は縮まる。寒気の移流があると、観測結果を見るとトロポポーズの高度は下がり、トロポポーズ気圧は上がるということが分つている。暖気の移流の場合とは反対に $\ln 600/P_{tr}$ の項は小さい値となる。このことから、上部



第18図 トロポポーズと600mbとを含む大気の子午面断面図。地軸から r_0 , r_1 なる距離に地軸に平行な二つの気柱がある。

対流圏の温度風は寒気によつておおわれている場合よりも暖気の移流がある場合の方が強いということがいえる。良く知られているように、北半球の温度風は右側に暖気が吹く。方程式(IV4)の簡単な循環定理より導いた仮説と今述べた現象とを一緒に合わせ考えると、Polar jet streamはオゾン量が少ない年の方が強くなつていくということが結論し得る。

次ぎに下部成層圏の温度風 effect についてもつと考察して見よう。しかし乍ら、こゝで氣をとめておかなくてはならないことは、1年間の大部分は下部成層圏では南より北の方が暖かいということ。但し、極夜の期間だけは成層圏の気温はもつと北の領域に行くと下がつている。この極夜の期間を除いて考察することにする。

方程式(IV5)において、 $\bar{U}_{600}$ を100mb面における $\bar{U}_{100}$ に、 $\ln 600/P_{tr}$ を $\ln P_{tr}/100$ におき換えると次のようになる。

$$\bar{U}_{100} - \bar{U}_{tr} = \frac{R \ln \frac{P_{tr}}{100} (\bar{T}_{r1} - \bar{T}_{r0})}{2 \sigma z L} \quad (IV 6)$$

トロポポーズ渦によつて、下部成層圏内で寒気が南から北に輸送され、トロポポーズの気圧が増加して来るとトロポポーズ上では温度風は強さをまして来る。したがつて成層圏内の Jet stream はトロポポーズの高度が上昇し、気圧が下がる場合よりも強くなる傾向があることは上の方程式から推察される。冬もおそく、晩冬に近くなつて来ると子午線方向の気温傾度は北部における放射量の増加とそれから上部対流圏では力学的に一樣にパロクリニシティーをます結果とから、その符号は逆となり、温度風は成層圏内ではますます negative になつて来る。トロポポーズの気圧は上昇して来るので下部成層圏の北-南の気温傾度を断熱的に再び強めることになる。したがつてこの結果トロポポーズより上層では偏西風帯の北側に当る領域の zonal wind は弱められ、トロポポーズ面では zonal wind は著しく強さをましその Maximum の状態が明瞭になつて来る。

成層圏内の子午線方向の気温傾度が逆転した後、トロポポーズの高度が上ると、トロポポーズの気圧は下がるわけだが方程式 (IV 6) から分るように、トロポポーズの気圧が高いよりも低い場合の方が偏西風はトロポポーズより上層に行くにしたがい減少(強さにおいて)する割合が小さいことになる。したがつてこのような場合は成層圏の Jet stream は比較的強い値を示すことが予想される。

(長期予報管理官室 渡 辺 正 雄)

本篇関係の正誤

巻	号	頁	誤	訂	正
3	2	33	Table 4a 1956年	Table 4a	1952年
3	2	34	表のタイトル落植	Table 4b	1953年

編 集 ・ あ と が き

今回は先づ2月の全国長期予報検討会に講演された最近までの「大気大循環について」の内容を聴取出来なかつた会員のために紹介した。次に長期予報の土台とも言うべき季節の変動に関するものを主に収めた。ここで原稿に労を惜しまれなかつた諸氏に厚く感謝致します。

長期予報は所謂 Long rangeに表現されるように私達の相手は横にも縦にも、時間的にも Long であり、また大は小を兼ねるのたとえ通り理論的には非常に小さなスケールまで対象に引出される仕末である。至らざる編集者はこの大きな空間で泳いでいるようなもので会員の要望に答えるには程遠い (Long) かもしれない。そんなわけで皆様から編集当局にどしどし注文や投稿をお願いします。

なお本号の刊行が大変おくれましたが、諸般の事情から第4巻3・4号は合併としたので御了承下さい。第5巻は編集者が交替になる予定ですからあらたな味を御期待下さい。

(編 集 子)