
長期予報研究

グロース ベッター

第 7 卷 第 2 号

大気大循環と熱 ——— 片 山 昭

1969年2月

L. F. グ ル ー プ

(正 誤 表)

— 大 気 大 循 環 と 熱 —

頁	行	誤	正
17	下 2	A	A_z
25	上 6	凝結源	凝結熱
29	下 1	南北傾度	南北交換
30	上 12	10 Km^0	10^7 Km^2
30	下 2	状態は	状態とは
38	上 9	超超波	超長波
38	上 13	超長数	超長波
39	第 23 図	$A_E(3)$ ↓ $K_E(3)$	$A_E(3)$ ↓ 767 $K_E(3)$
50	上 14	数実験	数値実験
54	下 11	海洋に	海洋
61	上 1	$\overline{\tau'v}/\partial y$	$\overline{\partial \tau'v}/\partial y$
61	下 4	波数が	波数 <u>3</u> が
61	下 4	後者	前者

大 気 大 循 環 と 熱

気象研究所 片 山 昭

内 容

1. まえがき	2
2. 大気の冷熱源分布とその構成要素	3
3. 大気の冷熱源と熱の輸送	10
I 大気大循環の生成過程	10
II 熱の南北輸送	14
4. エネルギー・サイクル	16
5. 大循環の変動と熱源分布	18
I インデックス・サイクルと <i>vacillation</i>	20
II 大循環変動の要因	23
6. 北極海の熱収支と中緯度循環	25
7. 低緯度の熱異常と中緯度循環	31
8. ブロッキング現象と熱	36
I ブロッキング現象の解析的特徴	37
II エネルギー収支に基づく解釈	37
III ブロッキングの起りやすい場所と季節	41
IV ブロッキング生成の経過の推論	47
V ブロッキングに好ましい熱分布	52
VI 夏期のブロッキング	56
VII 中緯度の熱源異常と中緯度循環	58
VIII アリュージョン高気圧の消長	60
9. あとがき	61

§ 1 まえがき

日々の天気図からノルウェー学派の低気圧論、高層天気図の解析からRossby一派の偏西風波動の理論が生まれ、短期予報に強力な武器を提供し、現在の短期数値予報の基礎をなした。ところで、大気大循環の解析的研究は長期予報を究極の目的としている。我々はこの分野の研究で多くの事実を知った。中緯度偏西風帯のインデックス・サイクルとブロッキング現象、大循環のエネルギー・サイクル、成層圏の突然昇温、低緯度成層圏での準2年週期の存在等々……。しかし長期予報のための簡単で強力な手段を得ていない。研究の努力が足りないだろうか、またはその様な虫の良いものはないのだろうか。1950年代短期数値予報が華々しく進展するかに見えた頃、我々は其の方式にとびつき、同じ式を空間平均したり、時間平均したりして、長期予報の力学的指導原理を得ようと努力したのであった。しかし、その期待は充たされなかった。どうしても、平均化された方程式のもつ非線型項をパラメタライズ(平均場の量で表現する事)する事が出来なかった。その結果、現在この方面の研究者は可成りはっきりした2つのグループに分れてしまった。一つは大気大循環の数値実験の将来に夢を托するグループであり、一つは半全球的な総観解析(平均天気図を用いて)の中に何等かの前兆現象を見出そうとするグループである。どちらを取るべきか度々議論になるが、それはその人の重点の置き所で違ってくる。その真の価値の軽重を判断しようとするのは尙早であるし、現状では2つのグループの密接な提携が必要であろう。

大循環の数値実験の研究の現状は、地球の気候の再現の第一段階には成功し、更に詳細に気候を再現(シュミレーション)しようと予報モデルの改良に努めている段階にある。そしてこのステップと平行して、気候改造の問題の研究が始まろうとしている。その次に気候変動の研究にとりかかる事となろう。その間に、充分でない大循環モデルをつかって半年とか一年の長期予報も試みられる事は確かであるが、実用に耐え得る予報を得るためには、充分気候を再現する事の可能な予報モデルが得られ、更に此に必要な初期値を与えるための観測網の充実を待たねばならぬだろう。GARPは上述の事を最重要な目標としているが、恰え此の計画が軌道にのったとしても、それがここ10年以内に達成されるとは考えられない。更に、完全なモデル、完全な観測を得る事は不可能であろうから、予報可能性の問題も考慮されねばならず、果して現実の長期予報に数値予報がどの程度強力な武器となり得るかは速断出来ない。

さて、ここでは大気大循環に於ける熱の役割りについて述べる事になっている。大気大循環の特徴は、冷熱源の南北分布の状態と、これを補償しようとして生ずる熱の南北交換によって支配されている事は明白なことで、これについては既に多くの人々によって解説されている。特に最近の大循環論については、2年前の長期予報検討会に栗原によってなされている。その後2年間、大循環の研究に於て、特に斬新なものは見られず、更に、熱と大循環を関係づけた研究は非常に

少ない。その為、何をかくべきかに随分迷った。長期予報検討会での話しとグロスベッター用の原稿の二股かけていた事も、筆の進まぬ一つの原因であった。結局、大気の冷熱源分布に異常が生じた時、どんな変動が大循環に生じ得るかの推論に焦点を合せる事にした。まず、低緯度の熱源、高緯度の熱収支の異常が、中緯度循環に如何なる影響を及ぼし得るかの問題につき、BjerknesやFletcherの研究を中心として調べ、中緯度の問題としてはブロックングを取り上げ、また決定的な研究がないのをよい事として、自由な推論を交えて話しを進めた。成るべく一本筋を通そうと努めてはみたが、やはり羅列的になってしまった事をお詫びしたい。§5～§8が本論であって、§2～§3はその基礎知識を与えるために附加した。

§2 大気の冷熱源分布とその構成要素

我々が簡単に冷熱源というのは移流や垂直運動によらない非断熱の加熱冷却を意味する。地球大気の冷熱源(Q_A)を構成する因子は

I) 赤外放射過程による大気の加熱冷却(Q_{LR})

II) 日射の吸収による加熱量(Q_{SR})

III) 降水による凝結熱(Q_{CON})

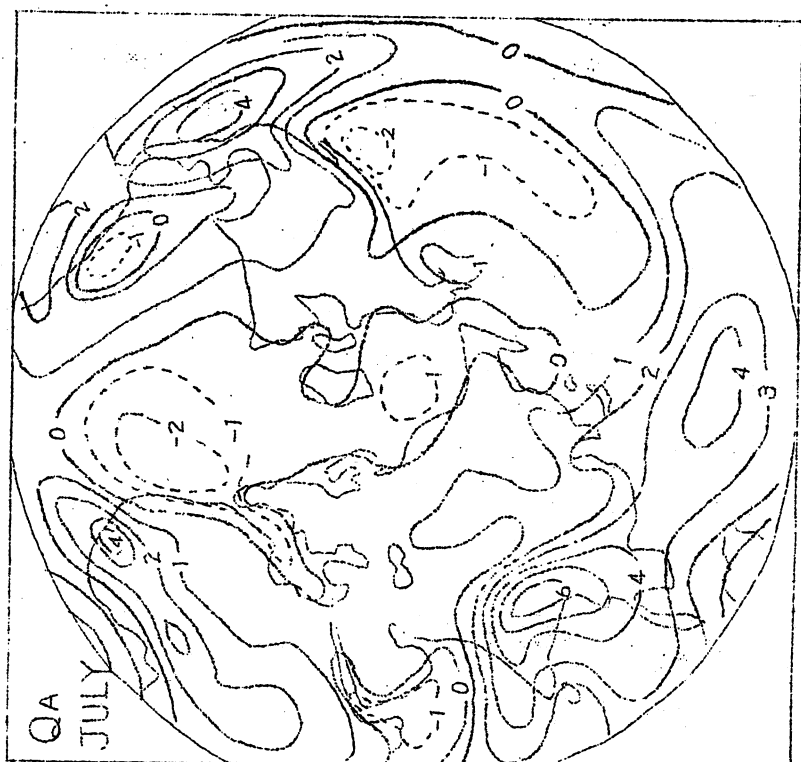
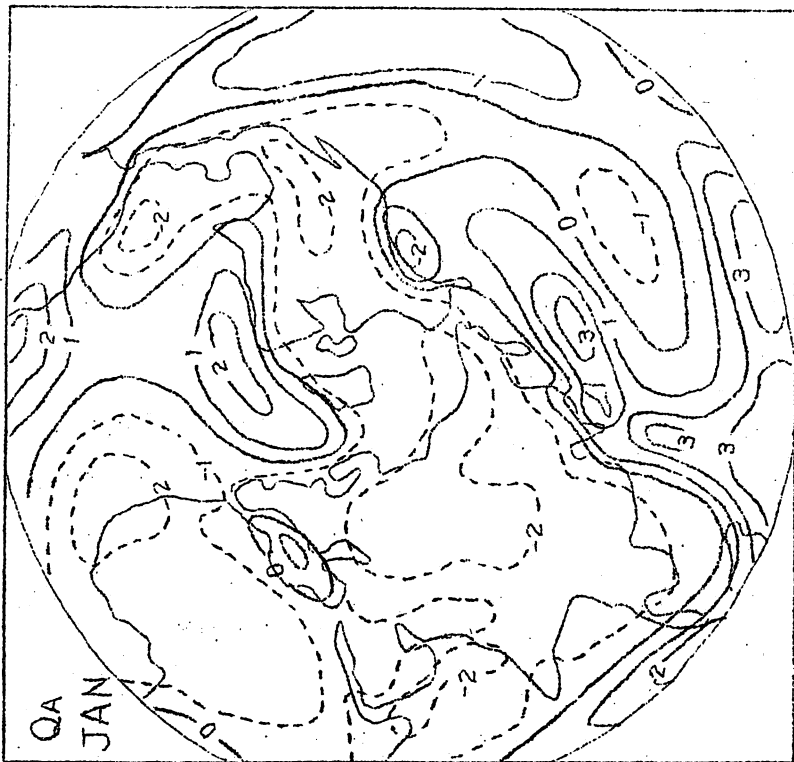
IV) 地球表面からの顕熱の流れ(Q_{SEN})

の4つからなる。すなわち冷熱源 Q_A は

$$Q_A = Q_{LR} + Q_{SR} + Q_{CON} + Q_{SEN}$$

で表現される。なお、 $Q_{LR} + Q_{SR}$ をnetの放射による加熱量と称する。対流圏気柱(ここでは地表から200mbまで)に対する Q_A の北半球に於ける分布を示したのが第1図である。その特徴は次のようである。

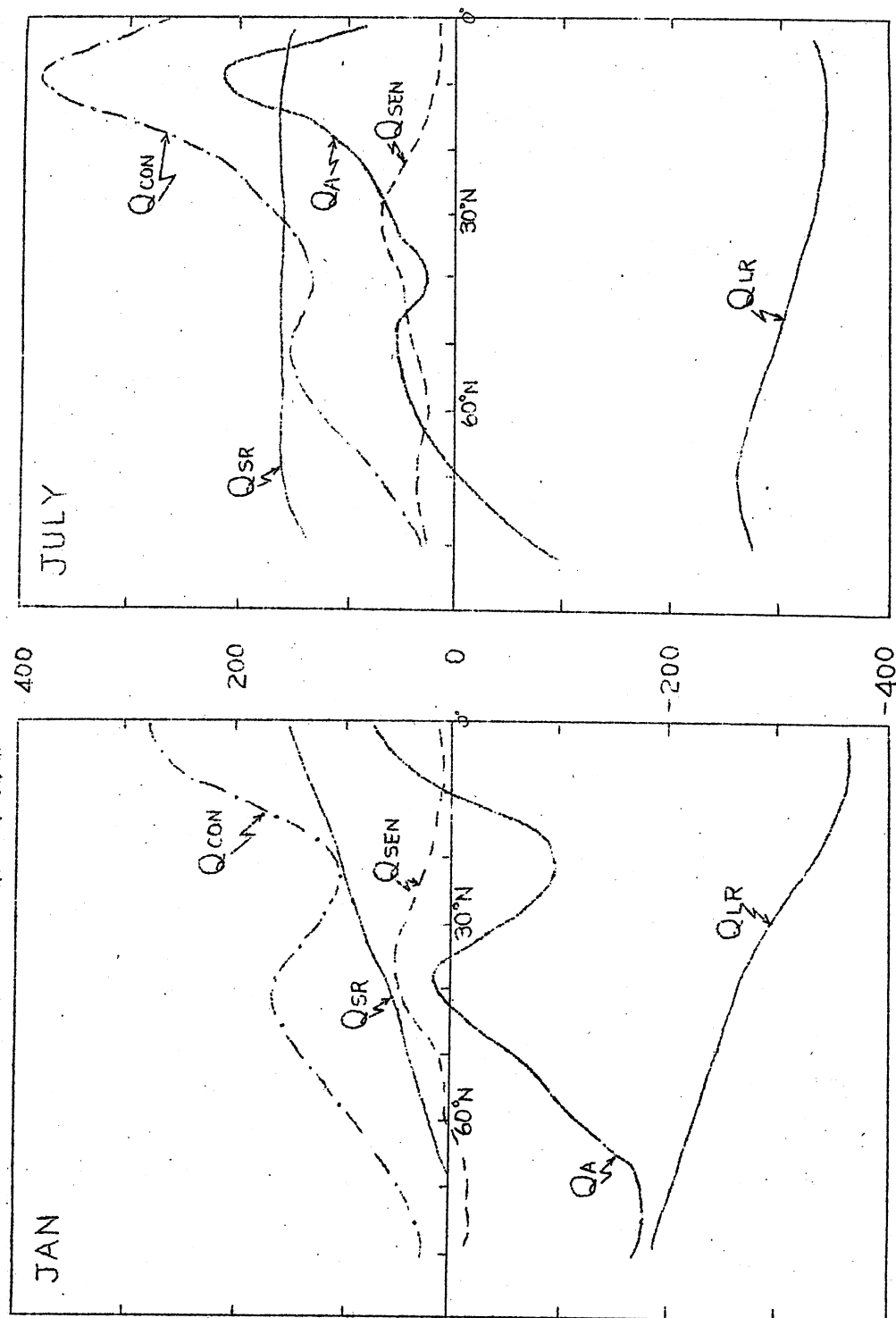
- I) 熱帯には強い熱源のベルトが緯度圏に沿って連なり、その平均位置は1月は $5^\circ N$ 、7月は $10^\circ N$ である。これはITCZ(Inter-Tropical Convergence Zone,赤道収斂帯)における強い積雲対流によって放出された凝結熱(Q_{CON})により支配される。
- II) 亜熱帯高圧帯に沿って冷源が存在する。この領域は下降運動によって支配され、ために降水(Q_{CON})は少く、また雲量が少ないため、強い赤外放射冷却(Q_{LR})を受ける事が特徴である。陸地表面の効果(Q_{SEN})の少ない海洋上(特にその東側)では一年を通じて存在する。
- III) 海洋の中緯度西北部には冬季に強い熱源が出現する。海洋西部には強い暖流(黒潮、メキシコ湾流)が存在し、冬季の大陸からの寒波の氾濫に依り、多量の顕熱が大気に与えられる(Q_{SEN})ことと、それにとまなう低気圧活動の活発化による降雨(Q_{CON})との2つの効果による。しかし、夏季は準定常的な高気圧でおおわれるため、気温と海水温の差が少なくなり



第1図 対流圏の冷熱源の分布 100 kg/day .

ly day⁻¹

第2図 対流圏における熱源各要素の南北分布



冬の如き強い熱源は消滅する。

Ⅳ) 大陸は冬季は冷源、夏季には熱源となる。此の逆転には、大気と陸地表面との間の顕熱の流れの方向の逆転が主要な役割を果す。陸地表層は熱容量が小さいため、顕熱の流れの方向は地表面の net の放射収支の季節変化に敏感に従う。

Ⅴ) 夏季の印度上空での強い熱源はモンスーンに伴い放出される多量の凝結熱による。

次に簡単に各熱源要素の南北分布の特徴を述べておこう(第2図)。

Ⅰ) 冬季、日射の吸収に依る加熱(Q_{SR})と赤外放射による冷却(Q_{LR})は、北にゆくに従って急激に減少しているため、 net の放射効果の南北傾度はそれ程強くない。夏季は両者とも南北傾度は弱いので、 net の放射効果のそれも当然弱い。しかも、1年を通じて net の放射効果は、すべての緯度で負である。

Ⅱ) 顕熱の補給 Q_{SEN} は、平均的にみれば、一年を通じて地球表面から大気に与えられている(冬の高緯度を除いて)が、南北傾度は大きくない。冬季、 $40^{\circ}N$ に現れる極大は、既に述べた海洋の寄与により、夏季の $30^{\circ}N$ の極大は、アフリカ北部、中近東の砂漠や半砂漠地帯及びヒマラヤ地域からの補給が主役をなしている。

Ⅲ) 凝結熱 Q_{CON} は、熱帯と中緯度に2つの極大を持ち、前者は積雲対流による降水、後者は低気圧活動にともなう降水が主である。平均的な南北傾度は非常にきつい。

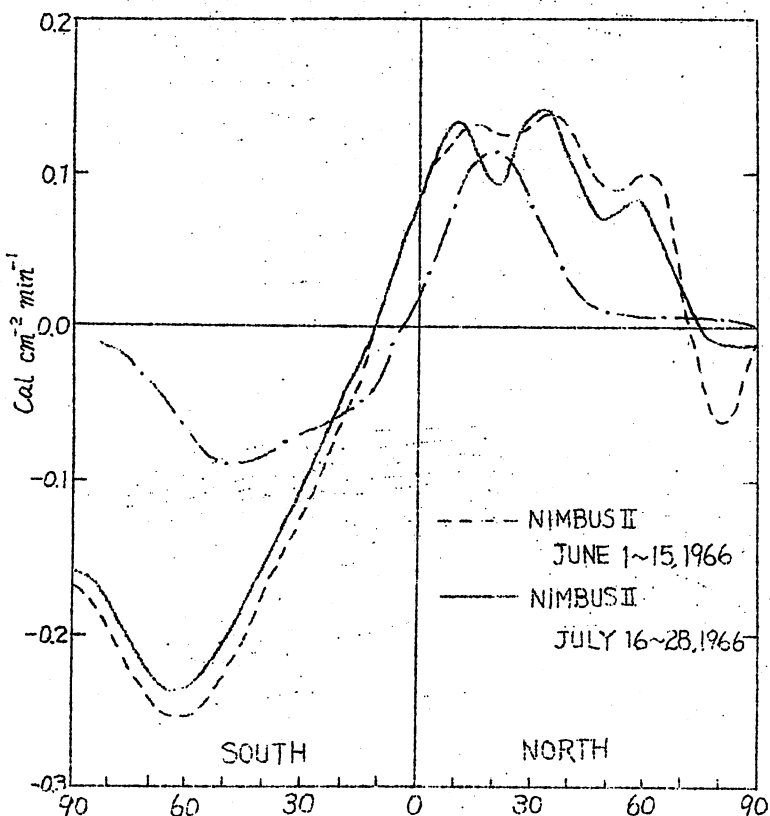
Ⅳ) 以上の全部を加え合せた Q_A は、熱帯と中緯度に熱源の極大があり、亜熱帯に一つの極小、高緯度は冷源となる。冬は亜熱帯も冷源となる。熱帯の極大値は、夏の方が 100 ly day^{-1} も大きい。海洋上の降水量の評価は非常に難しいため信頼出来ない。最近の気象衛星の観測によれば、東部赤道太平洋上の ITCZ は、冬に非常にはっきりしているが、夏はぼやけるか消滅する事からみて、冬の Q_{CON} (または Q_A) の極大値の方が大きいと推論すべきかも知れない。

Ⅴ) Q_A の南北分布の特徴は Q_{CON} の分布によって殆んど決定される。そして、その大略の特徴は、夏と冬であまり変らない。

後にのべる様に、大循環のエネルギー・サイクルには加熱量の南北傾度が重要である。この観点に立つ時、大気の冷熱源の一部を占める net の放射効果はそれ程、重要な因子でないことが理解される。我々は、大気大循環の一次的な要因は大気地球系による日射の獲得である事を知っている。さてこれに、赤外放射による冷却効果を加える事により、大気地球の熱収支(Q_R)を知る事が出来る。これは、大気上限での放射収支で表現でき

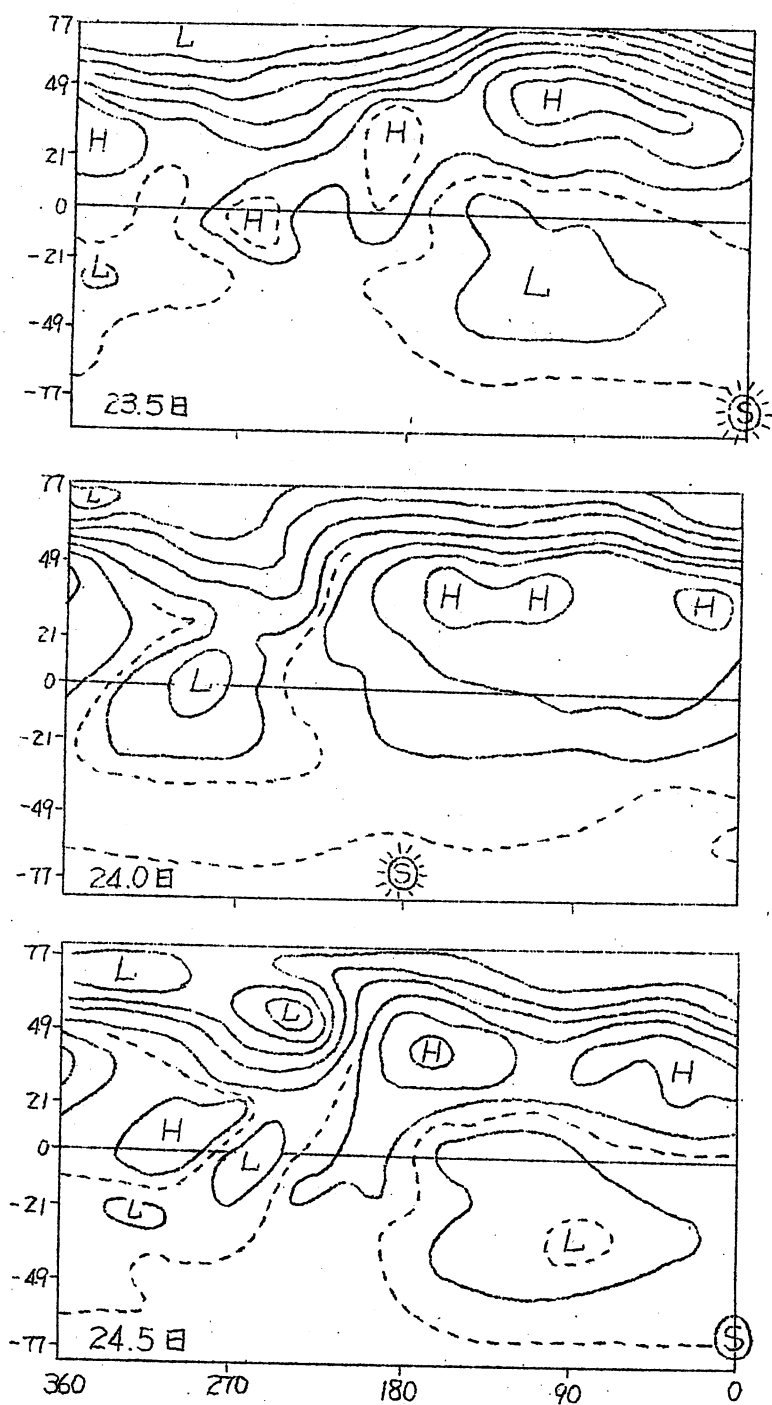
$$Q_R = (1 - A_p) S_0 - F_{\infty}$$

である。ここで A_p は地球のアルベード、 S_0 は大気上限に達する日射量、 F_{∞} は大気の上限か



第3図 NIMBUS IIに
よって測定された大気地
球系の放射収支(Q_R)
の南北分布 (Raschke
& Pasternak, 1968)
--- は 北半球夏の場
合の火星大気の冷熱源
(Q_A)の分布の形を示す。
その値は任意である。

ら空間に失われる赤外放射量である。その分布がどうなるかを第3図に示す。Raschke (1967) が NIMBUS II の資料を用いて作製したもので、期間は1966年6月1日~15日の半月と7月16日~28日の半月の平均である。これは南北両半球にわたる Q_R の分布であるが、夏の状況を北半球、冬の状況を南半球で代表させてみる。冬の南北傾度は非常にきつ、しかも Q_R の殆んどは負である。一方、夏には高緯度をのぞき、南北傾度は非常にゆるく、そして Q_R の殆んどは正である。ところで、地球の場合は、入射した日射のうち直接大気に吸収されるのは20%にすぎず、あとの50%は地球表面で吸収される。のこりの30%は地球の反射で空間にかえられる。これが A_p である。最近の気象衛星の資料から、夏の A_p は全地球で30%、北半球で32%となっている。(今迄は Fritz が求めた34%が信頼されていた)。さてもし地球が、火星の様に乾燥した陸地(熱容量が小さい)でおおわれているならば、地表面で吸収された日射の殆んどは、すぐさま顕熱としてその上の大気に与えられる。其の為、大気の冷熱源 Q_A は Q_R と殆んど同じ分布となる。この様な分布がもし大気に与えられるならば、大気大循環はどの様になるであろうか。これに似た環境に支配されている火星の大循環について簡単にのべて見

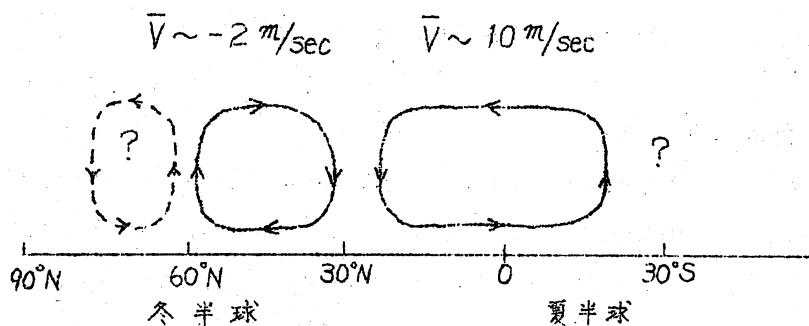


第4図 火星大気の大循環の数値実験。北半球(上部)が冬の場合、0.5日毎の表面気圧の分布。☉は太陽が真上にある子午線を示す。20mb毎。(Leovy & Mintz, 1968)

たい。

火星における Q_A の分布をモデル的(値は無視して)に第3図に示した。その分布の特徴は地球の Q_R と大体似ている。

Leovy と Mintz (1967) は Mintz-Arakawa の2層モデルに基き、火星大気の大循環の数値実験を行い、種々の興味ある結果を得たが、その一部を第4図に示した。そこには、火星面気圧分布を火星の半日毎に掲げてあるが、まるで地球に於ける一つの半球の循環に似ている。これは北半球(上側半球)が冬の場合である。北半球の日々の変化は激しく、波数3か4の擾乱が卓越(此の波は多量の顕熱を極の方に運んでいる)しているが、南半球ではかかる高低気圧波動は現れず、規則正しい激しい日変化に支配されている。第4図からわかる様に、太陽の存在する経度からやく90度おくれて、巨大な低気圧が存在している。即ちこの低気圧は太陽を追って1日に1回火星をまわる事になる。更に子午面循環は第5図の様に、両半球にまたがった、



第5図 火星大気の子午面循環

冬半球の60°N以北の循環はよく変動が大きい。

夏半球の30°S以南では系統的な循環はない。

$\bar{V}$ が10 m sec⁻¹にも達する強い直接循環と、その北のこれも比較的強い間接循環が現れている。北半球が夏の場合、以上の循環は逆転する。その為、一つの半球に注目する時、夏と冬で激しい循環の変化に見舞われる事となるし、夏には1日1回、決まった時間に砂塵を伴った猛烈な嵐がやってくる。

しかし、地球は幸なことに、その表面の71%は熱容量の大きく、運動可能な海洋でおおわれ

ている。海洋によって吸収された莫大な熱のうち、すぐさまその上の大気を暖めるものはごく一部分で、大部分は海流によって北に運ばれたり、潜熱（蒸発）の形で大気に与えられる。また大気は、海洋から受け取った潜熱をその場所で全部放出することはしないで、可成り離れた地域に輸送してから凝結熱を放出する。例えば、亜熱帯高压帯は下降流が卓越して大気が乾燥しているので、蒸発が盛んに起り多量の水蒸気を海洋からもらうが、その殆んどはエクマン層を通じて赤道地帯や中緯度に運ばれたあと降水として凝結熱を放出する。また海流によって運ばれる熱のかなりの部分は、暖流（黒潮、湾流）として中緯度に運ばれ、主として冬に、日本近海や北アメリカ東海岸沖で顕熱と潜熱の形で大気に与えられる。なお、時間的にみる時、海洋は夏に多量の熱を貯蔵し、冬にその分を放出し、夏冬の大循環の季節変化を和らげる役目を果している。第2図と第3図を比較して、すぐわかる様に、大気地球系の冷熱源 Q_R にみられる激しい季節変化は、大気の冷熱源 Q_A には殆んど表われていない。気象衛星によって、全地球的に Q_R を測定できるようになったが、以上の如き理由で、 Q_R の変動を大循環の変動に直接結びつけて議論することは非常に困難である。Winston らにより、種々試みられているが、せいぜい大循環の変化によって生ずる雲量変化と Q_R の分布を対応させる程度に止っている。

§ 3 大気の冷熱源と熱の輸送

大気に運動を許さなく、水蒸気の凝結効果を考慮しない時、最終的には放射平衡の状態が出現する。この状態に達すると、すべての場所で $Q_A = Q_R = 0$ となる。実際の大気では§2で述べた如く、低緯度に熱源、高緯度に冷源が存在する。それにも拘らず、低緯度でどんどん気温が上昇したり、高緯度で冷却したりすることはない。すなわち、熱過剰の地域から熱不足の地域に何等かの形で熱が輸送されてバランスを保っていなければならない。ここで、今後の議論を理解する便宜のため、ごく簡単に大循環生成の考え方を述べておく。詳しくは、荒川の「最近の大循環」（気研ノート、9巻4号、1958、7章と8章）を参照されたい。

I) 大循環生成の過程

a 放射過程

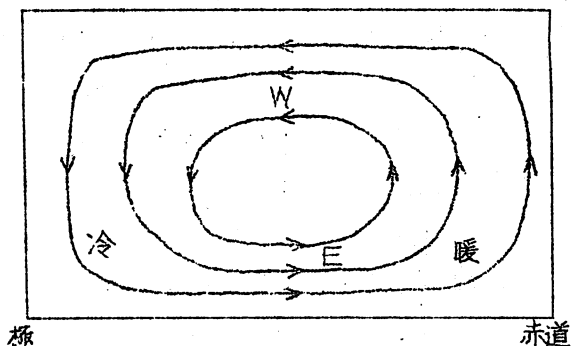
年平均的な場合を考えてみる。前節で述べた如く、実際の大気では、大気の冷熱源分布に net の放射は、直接的には重要な因子でなかった。しかし、大気の水平運動がない場合、地球表面で吸収された日射は、何時かはその上の大気を暖めるために使われるだろう。その為、大気の赤外放射冷却を加え合せれば、やはり低緯度で加熱、高緯度で冷却がおこることになり、低緯度で気温上昇、高緯度で気温の下降がおこり、南北の気温傾度は徐々に増して

ゆく。

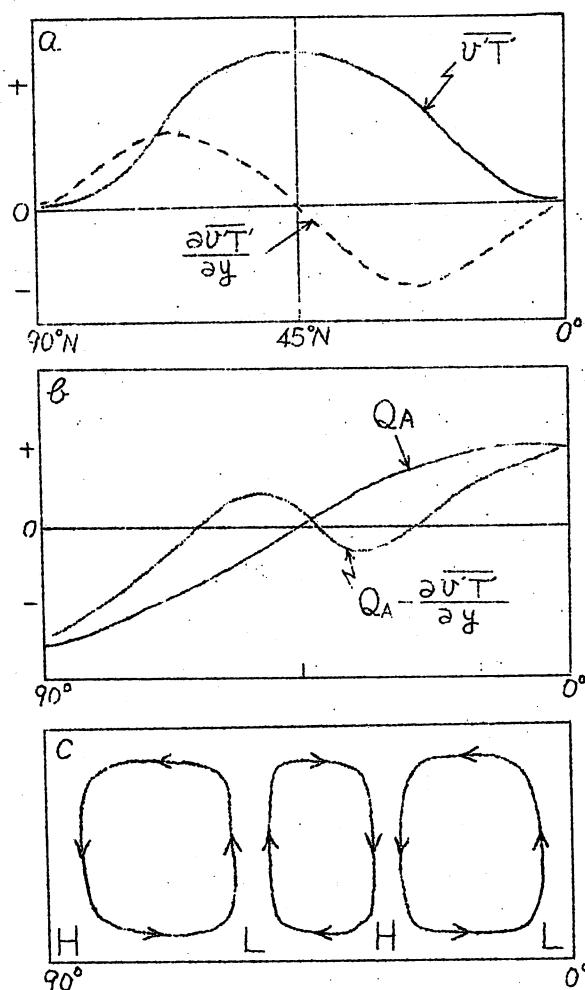
b 対流過程 (第6図)

以上の段階では、低緯度で空気の
上昇、高緯度で下降運動がおこり、
その補償として、上層では北向き、
下層では南向きの流れが起る。すな
わちHadley 循環 (直接循環、暖
かい所で上昇、冷たい所で下降) の
出現である。この場合、コリオリの
力により、上層の北向きの流れは東
に曲げられて偏西風となり、下層の
南向きの流れは西に曲げられて偏東
風となる。しかし、この循環はそれ
程効率よく熱を北に運ばず、そのた
め放射過程が打克って、気温の南北
傾度はやはり徐々に増してゆく。そ
れに伴い上層の西風、下層の東風も
強まり、風速の垂直シェアーも増大
する (気温傾度と風速の垂直シェア
ーの間には、よい精度で温度風の式
が成立する)。その上、上層では暖
かい低緯度の空気を北に運び、下層
ではこの逆であるので、大気の成層
も徐々に安定になってゆく。

以上の過程は、非常にゆっくりし
ていて、100日以上かかって上層
の西風は30 m/sec、下層の東
風は1 m/sec に達する程度で
その頃赤道と北極の気温の差は60
℃となる。下層の東風が小さいのは
地表摩擦の影響である。また、中緯



第6図 対流過程



第7図 傾圧過程、3細胞循環の生成。

度で西風は極値を示すが jet の如きものはまだない。

c. 傾圧過程 (第7図) … 間接循環の生成

さて、気温の南北傾度が強くなり、これに対応して風速の垂直シェアーがきつくなり、それがある限界値を越す場合、偏西風帯に或る波長の擾乱を与えれば、それは発達するようになる。これは、傾圧不安定の理論から得られた結果である。すべての波長の擾乱が発達しない限界は、実際の大気の垂直安定度を用いる時、やく $2 \text{ m sec}^{-1} / 100 \text{ mb}$ であるから、対流過程から傾圧過程に移行するには数十日でよからう。

この過程に移ると、擾乱による熱輸送の出現が期待される様になる。簡単な線型理論から

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \overline{v'T'} \propto \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 \overline{v'T'}$$

である事がいえる。バーは zonal mean, ダッシュはそれからの偏差である。さて、対流過程で上層の西風は中緯度で極値を示していた。下層の東風は非常に弱く、緯度による違いも小さいから、中緯度で $|\partial \bar{u} / \partial y|$ が最大で、その為、中緯度で、熱の北向き輸送の増大率は大きい筈である。このようにして、擾乱による熱輸送が、中緯度で増大してくる。今赤道に壁を考えれば、赤道と北極で $\overline{v'T'} = 0$ となり、最も単純な場合の熱輸送の分布は第7a図の様になるだろう。ところで $-\partial(\overline{v'T'}) / \partial y$ は熱の渦輸送の収斂を表わし、この量が正ということは、熱輸送の収斂により加熱されることを示す。すなわち、子午面循環は $QA - \partial \overline{v'T'} / \partial y$ に対応しておこる。その分布は第7図b図の如く、亜寒帯に一つの熱源、亜熱帯に一つの冷源を生じ、第7c図の様に間接循環が、Hadley 循環の中にわってはいり、3細胞循環が生成される様になる。この段階において、間接循環の上層では南向の流れとなるため、コリオリの力のため西風は少々弱められ、一方下層では東風がよめられる。

d. 順圧過程 …… Jet の生成

既に述べたように、未だ jet は形成されていないが、上層での偏西風の強さは中緯度で弱い極大を示している。今一般流 $\bar{u}$ の上に

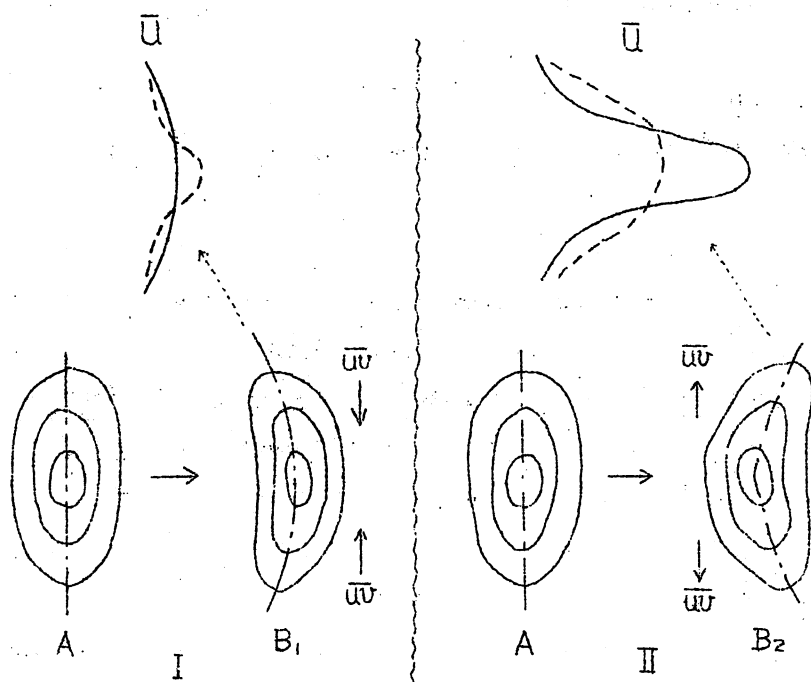
$$\psi = A \cos \frac{2\pi}{D} y \cos \frac{2\pi}{L} (x - ct)$$

なる擾乱が重った場合を考えると、その波の位相速度は

$$C = \bar{u} - \beta \frac{L^2}{4\pi} \frac{D^2}{D^2 + L^2} + B \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$$

となる。ここで、Dは波の南北のスケール、Lは東西方向の波長、 β はコリオリ因子の緯度変化、Bは輸送量などのスケールに関係した量である。右辺の最初の2つの項は Rossby

波の位相速度を示すもので、第3項は曲率効果を与える。西風の強い jet が存在すれば $\partial \bar{u} / \partial y < 0$ で、その絶対値も大きくなり、擾乱の位相速度をおくらせる効果をもつ。普通



第8図 順圧過程.

$\bar{u}$ の実線は初期の南北分布。破線はある時間後の $\bar{u}$ 。

の場合、この効果はきかず、波長が同じ場合、一般流がはやい程、位相速度は大となる。すなわち、第8 I 図の如き一般流 $\bar{u}$ (実線) に擾乱 A を重ねると、中央部がはやく進み、擾乱の軸(谷)は B_1 の如き変形を受ける。このように谷が傾くと、南側では北向き、北側では南向きの運動量の渦輸送 $\overline{u'v'}$ がおこり、運動量の収斂により破線の $\bar{u}$ の如き jet が生成され始めるのである。逆に、非常にきつい jet (第8 II 図) が存在する時、曲率効果による遅れがきき、谷の軸は B_2 のようになり、jet の所で運動量の渦輸送の発散がおこり、jet は弱ってゆく。順圧過程の初期では、当然前者の場合で、中緯度に jet が形成されてゆく。 $\overline{u'v'}$ の亜熱帯での増大は間接循環をさらに強める効果を持ち(この説明は省略)、そのため、コリオリの力により上層の西風をさらに弱め、下層では東風を弱め、遂には中緯度の地表に偏西風帯を出現させる。

以上が大循環における3細胞循環の生成と亜熱帯 jet の生成の道筋である。ブロッキング現象が発生する時、高緯度にもう一つの間接循環が生成され、それに対応した jet が出

現するが、この生成の過程は、上述の説明と全く同じと考えてよからう。筆者が、ここで大循環生成の過程について述べたいと思った一つの理由は、これをブロッキング現象と結びつけたかったからである。詳しい議論は§ 8で行うことにする。

II) 熱の南北輸送

大気の冷熱源と熱エネルギーの南北交換の間には、平衡状態では次の関係がある。

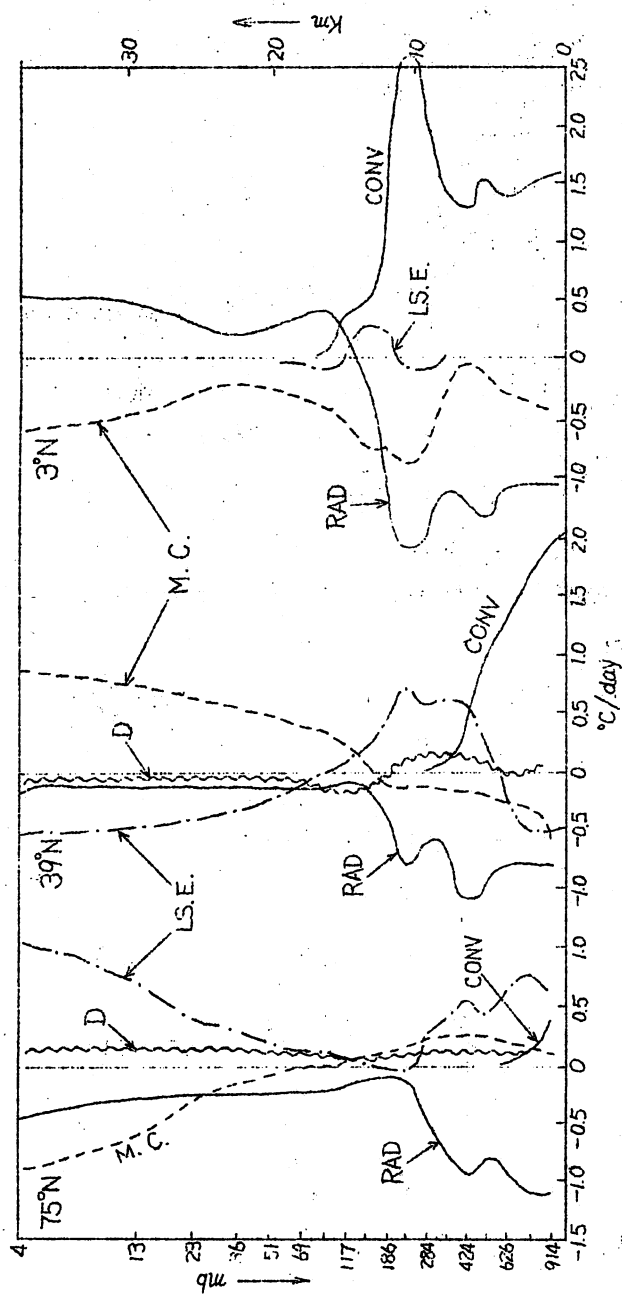
$$[Q_A]_p = \text{div} \int_0^p \left\{ (K + c_p T + gz) \bar{v} \right\} \frac{dp}{g}$$

ここで、 $[\]$ は緯度圏に沿っての総和を表わす。大気冷熱源は、決して顕熱($c_p T$)のみの輸送と釣合うのではなく、位置エネルギー(gz)と運動エネルギー(K)の輸送も考えねばならない事を強調しておきたい。さらに、輸送の形態としては、擾乱による渦輸送と子午面循環による輸送の2つに分れる。ここでは、今迄の解析からわかっている事柄を例挙しておく：

- (1) 中高緯度の熱エネルギーの南北輸送の殆んどは顕熱の渦輸送の形でなされる。冬はその70%は波数4以下の超長波によって運ばれ、長波によるものは小さい。しかし夏は長波による輸送の方が卓越する。
- (2) 低緯度では、殆んどが子午面循環によつて北に熱エネルギーが運ばれる。しかも、その大部分は、位置エネルギーの形でおこなわれているのである。
- (3) 中緯度の渦輸送の極値は850 mbの近辺と200 mb以上の成層圏に現れる。緯度としては50°Nの上空である。

結局、ITCZでの活発な積雲対流活動は、多大の潜熱を放出すると共に、熱を上層に運ぶ。熱の上方輸送は、低緯度のHadley循環による上昇流も一役かっているだろう。これらの過程はいずれにせよ断熱的に行われるから、顕熱は断熱冷却により位置エネルギーに転化してゆく。そして上層に運ばれた熱エネルギーは位置エネルギーの形で、子午面循環により亜熱帯にはこぼれ、そこでの下降運動による加熱でこの位置エネルギーは再び顕熱の形にもどり、今度は渦輸送で更に北方に運ばれていく。ただ、低緯度の熱輸送は、冷熱源分布から要求される熱輸送と実際の解析から求められた渦輸送の差から推定されているにすぎない事を付け加えておく。

最近の数値実験の結果はどうであろうか。一例として、ManabeとHunt(1968)が18層の大循環モデルを用いて得た結果を示そう。このモデルは所謂dryモデルで水蒸気の予報は含まれていない。しかしmoist convective adjustment(気温減率が湿潤断熱減率をこさないようにする)の過程を組入れて、大気の成層が不安定になり過ぎるのを



第9図 熱収支に関連した項の垂直分布 (Manabe & Huntの数値実験の結果)

RADは放射収支量, CONVは対流による垂直方向の熱の再配分の効果 (地球表面からの顕熱の流れも含まれる),

M.C.は子午面循環による輸送の効果, LS.E.は Large-scale eddies による輸送の効果, Dは水平拡散の効果を示す。

防いでいる。凝結熱がはいっていないので、大気の冷熱源を構成する要素の配分は、実際とちがったものになっているが、 Q_A が実際に近い分布を示すならば、熱輸送の形態は実際に近いものになると考えてよい。第9図においてCONVとは地球表面からの顕熱の補給と convective adjustment による熱の垂直方向の再配分効果を含んでいる。まず対流圏をみよう。熱帯(3N)で放射は全層で負であるが、CONVの効果の方がまさり、加熱となるが、その殆んどは子午面循環効果(MC)によって中緯度に運ばれる。一方、中緯度ではRAD+CONVは下層で加熱、上層で冷却となるが、上層の冷却は大規模擾乱による輸送(LSE)で補給され、下層の熱過剰は渦輸送と子午面循環により除去される。下層で子午面循環がかなりきいているのは実際とやや違う様であるが、既述の如く、子午面循環による輸送は実際の資料から解析されていないので早急な結論は下せない。さて高緯度での冷源は放射で構成されているが、そのやく3分の2は渦輸送とバランスしている。成層圏では、冷熱源の分布は当然放射収支で決っており、低緯度で弱い熱源、中緯度では放射平衡に近く、高緯度では弱い冷源となる。低緯度の熱過剰は子午面循環によって全部運ばれているが、中高緯度では回りくどい過程がとられている。中緯度は高緯度や低緯度から子午面循環により多量の熱エネルギーを補給されるが、その殆んど全部を渦輸送により再び高緯度に運んでいる。何故この様な事がおこるかは§8の(Ⅱ)の考え方をとれば理解できよう。

§ 4 エネルギー・サイクル

大循環のエネルギー・サイクルについては、既に色々と述べられており、改めて説明の必要がないように思われるので、ここでは、後で使用する記号の説明や解釈に便利な概念をのべるに止めよう。

いま、或る量を次のように分割する。

$$M = [M] + M^* = \{M\} + [M]^* + M^*$$

ここで、 $[]$ は帯状平均、 $*$ はそれからの偏差、 $[]^*$ は帯状平均の全空間平均 $\{ \}$ からの偏差を示す。以上の表現を用いる時、

$$\text{一般場の有効位置エネルギー} : A_Z \sim \{ [T]^*{}^2 \}$$

$$\text{擾乱の有効位置エネルギー} : A_E \sim \{ T^*{}^2 \}$$

$$\text{一般場の運動エネルギー} : K_Z$$

$$\text{擾乱の運動エネルギー} : K_E$$

すなわち、 A_Z は気温の zonal mean の分散に比例するが、大気では $[T]$ は南から北に単調に変化しているので、 $[T]$ の南北傾度とよい対応を示す。 A_E は主に偏西風帯の温度場の

擾乱の振巾の大小による。加熱冷却による有効位置エネルギー A_Z , A_E の生成を夫々 G_Z , G_E で表現するが、それ等は、

$$G_Z \sim \{ [Q_A]^* \cdot [T]^* \}$$

$$G_E \sim \{ Q_A^* \cdot T^* \}$$

である。暖かい所で加熱され、冷たい所で冷却されれば、温度場の空間的変動を強め A_Z , A_E をますことを示している。さて、各種のエネルギー間の変換は $\{ B : C \}$ の如く示す。この値が正という事は $B \rightarrow C$ の変換を表わす。まず、 A と K の間の変換は

$$\{ A_Z : K_Z \} = - \{ [\omega] \cdot [\alpha] \}$$

$$\{ A_E : K_E \} = - \{ \omega^* \alpha^* \}$$

暖かい所 ($\alpha > 0$) で上昇 ($\omega < 0$) し、断熱冷却をおこし、冷たい所で下降して断熱昇温すれば、温度場の空間的変動は弱められ、 A_Z や A_E は減少し、その分だけが K_Z や K_E に夫々移動エネルギーを増大させる。子午面循環に於て直接循環では $A_Z \rightarrow K_Z$ であり、間接循環では $K_Z \rightarrow A_Z$ となる。次に

$$\{ A_Z : A_E \} \sim - \{ [\Gamma^* \eta^*] \cdot \frac{\partial [T]}{\partial y} \}$$

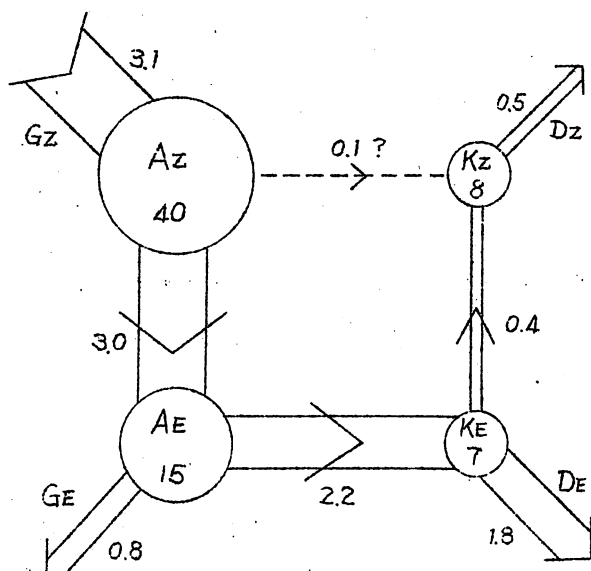
$$\{ K_Z : K_E \} \sim - \{ [u^* v^*] \cdot \frac{\partial [u]}{\partial y} \}$$

上式の表現は正確なものではなく、主要な項を形式的に示したのに過ぎないが、この方が物理的イメージを画くに便利である。まず前者については、擾乱による顕熱輸送が気温の低い方向に向ってなされるならば (この場合 $\{ A_Z : A_E \} > 0$ となる)、当然それによって温度場の南北傾度すなわち A_Z が小さくなることで、 $A_Z \rightarrow A_E$ の変換となる。同様な事が運動エネルギー間のやりとりにも言える。jetが存在する時、jetに向って運動量の収斂がおこれば、jetは強化される。上式の表現を用いればこのような場合 $[u^* v^*] \frac{\partial [u]}{\partial y} > 0$ となり $\{ K_Z : K_E \} < 0$ 、すなわち $K_E \rightarrow K_Z$ である。第10図に Oort (1964) によってまとめられた対流圏の年平均のエネルギー・サイクルを示しておく。ここで変換量の単位は watts m^2 で

$$1 \text{ watts m}^2 = 1 \text{ joules m}^2 \text{ sec}^{-1} = 2065 \text{ ly day}^{-1}$$

$$10^5 \text{ joules m}^2 = 239 \text{ ly}$$

であり、もし G_Z による A_Z の生成がなく、 $A_Z \rightarrow A_E$ の変換量が第10図に示した値で行われるとすれば、約2週間で A はなくなってしまう ($A_Z / \{ A_Z : A_E \} = 4.0 \times 10^5 / 3 \text{ 秒} \sim 15 \text{ 日}$)。 $K_E \leftrightarrow K_Z$ の間の変換の方向の変化ははげしい。また G_E の値に信頼性はおけない。



第10図

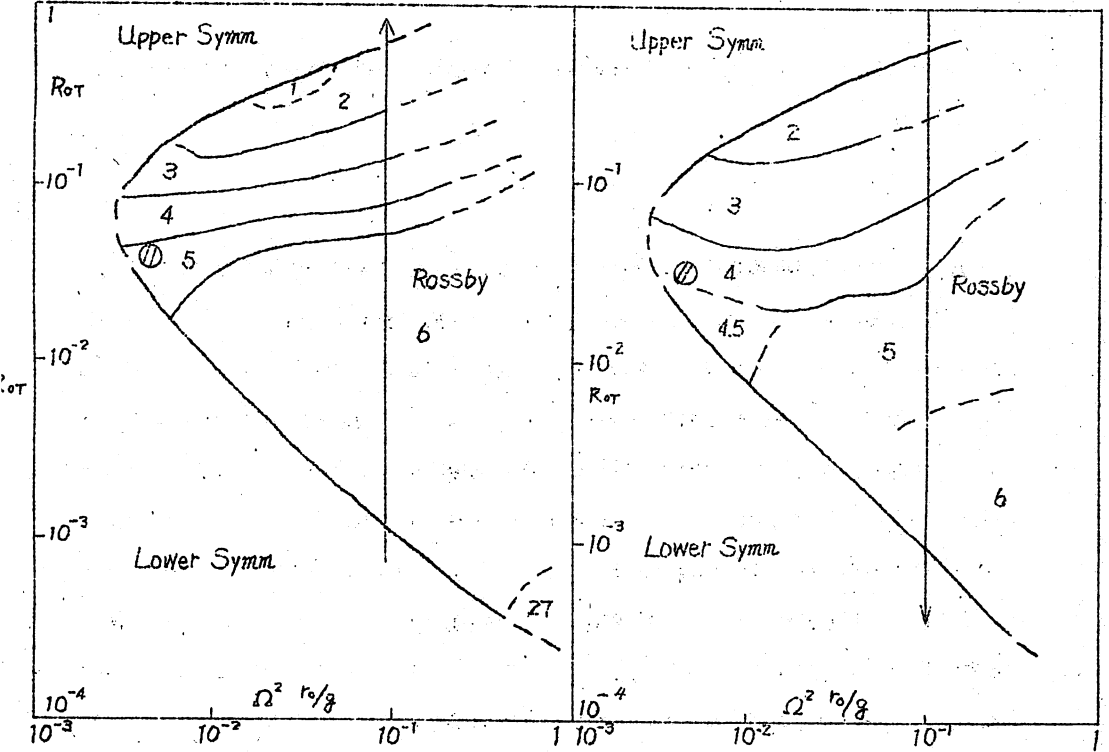
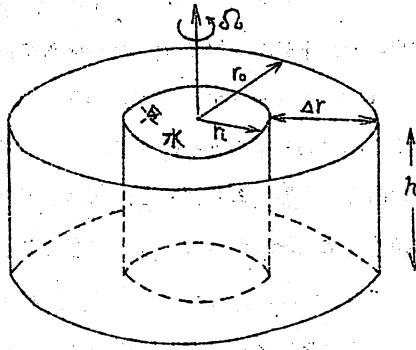
対流圏に於ける年平均のエネルギー・サイクル。エネルギーの単位は $10^5 \text{ joules m}^{-2}$ 、変換量の単位は Watts m^{-2} で示す。(Oort, 1964)

§ 5 大循環の変動と熱源分布

今迄、大気の冷熱源の分布とそれとバランスするために生ずる熱輸送の形態について述べてきた。では、大循環の変動は熱源分布の変化によってのみ引き起されるのであろうか？ 冷熱源の南北分布を一定に保っていても、大循環の変動は生ずる。この事は Phillips (1956) の数値実験からも明らかである。彼は気候的な冷熱源分布 (というより年平均の Q_R) を与えて実験を行ったのであるが、約 10° 程度の変動を得た。中緯度の循環は明らかに、気温の南北傾度が強くなり過ぎるのを防ぐための熱の北向き輸送をその第一の任務としている。しかし、その機能はそれ程よいものでなく、丁度くたびれた冷暖房装置を考えれば、ぴったりだろう。室温 15°C を希望したとしても、夏にはここまで冷えず、冬にはここまで暖める事は出来ない。このため、 15°C に装置をセットしておいても、かなり大きな室内気温の年変化を生ずる。これは、大気に於る気温の南北傾度または Az の大きな季節変化に対応する。また、その装置の内蔵するサーモスタットもくたびれているだろうから、暑くなり過ぎてやつとスイッチを切り、かなり冷えてからスイッチがはいる。これと同じで、気温の南北傾度がある限度に達するまでそれに見合った有効な熱輸送はおこなない。しかし、その限界を越すと不連続的に熱輸送は増大して南北傾向を弱めすぎてしまう。地球大気に於てこの週期は大体2週間程度で、所謂インデクス・サイクルと言われる変動である。

第11図

同心円筒による
室内実験の装置



第12図 同心円筒による室内実験により得られた結果を示す。

縦軸の Ro_T は水平の温度傾度按比例する量であり、横軸は回転角速度 Ω の自乗に比例する量である。
左側は Ω を一定にして Ro_T を変えていった時、右側の図は Ro_T を減少していった場合のものである。

(Fultz et al, 1964)

I) インデックス・サイクルとvacillation

ここで, Fultz 等 (1964) に依って行われた同心円筒の室内実験 (annulus experiments) の結果の一部を第12図に示した。縦軸に熱的なロスビー数 (thermal Rossby number) をとり, 横軸に回転の角速度 (Ω) の自乗に比例する量とってある。装置は第11図の如きもので外径が r_o , 内径が r_i でありその間に水をいれる。水の深さを h とする。外側の円筒の外壁を暖水で熱し, 内側の円筒の内壁を冷水でひやしてやる。そして装置全体を Ω の角速度で回転した時, 流れの状態がどうなるかを示したものである。普通ロスビー数は V/fL で表現される。ここで, f はコリオリの因子, V と L は夫々対象とする運動の代表的な速度とスケールである。ここで用いた熱的ロスビー数 R_{OT} は次の様に定義されている。

$$R_{OT} = \frac{V_T}{\sqrt{2} \gamma_o}$$

ここで, V_T は流体の底と上面との間の地衡流の差を示し, 内壁と外壁との間の平均的な温度差を ΔT とすれば

$$V_T = \frac{\beta \epsilon}{f} \frac{\Delta T}{\Delta r} h$$

となり, 大気という温度風の関係で充たされる。ここで ϵ は流体の熱膨張係数であり, $f = 2\Omega$ である。すなわち R_{OT} は内外の水平温度傾度 に比例する量である。第12図は, 回転速度や R_{OT} を色々変えて作ったもので, 太線を境界として Rossby wave の卓越する領域と 1細胞子午面直接循環で特徴づけられる Hadley 領域 (symmetric 領域ともいう) とに分れる。Rossby 領域は, 卓越しやすい波数によって更に細分される。第12図の左側は, 回転速度 Ω を一定にして R_{OT} を増加させた場合である。矢印に沿って考えてみよう。 R_{OT} すなわち水平温度傾度が弱いときは, おだやかな Hadley 循環で熱輸送を行い釣合を保っている。併し, R_{OT} が 10^{-3} に達すると突然波数6のロスビー波が発達し, 循環は3細胞循環に移行する。更に R_{OT} が増加するにつれて, 卓越する波数は減少し, 遂には波数2に達する。更に温度傾度が強くなると再び Hadley 循環となる。これは Upper Symmetric (又は Upper Hadley regime) の領域で, ここでは擾乱は発達し得ず, その為再び子午面循環で熱を輸送せざるを得なくなり, 従ってそれは激しい循環となる。それに対して最初の Hadley 循環は Lower Symmetric 領域といわれ, 運動は非常におだやかである。

この Upper Symmetric 領域が何故出現するかを簡単に説明しておく。これは傾圧不安定の理論から理解できる。この問題は多くの研究者によってなされたが, 例えば

Fjörtoft (1950) に依れば

$$V_i^2 = \frac{1}{12} \left(\mu H \frac{d\bar{\theta}}{dz} \right)^2 \left[1 - gS \left(\frac{\mu H}{f\pi} \right)^2 \right] - \left(\frac{\beta}{2\mu} \right)^2 > 0$$

が傾圧不安定性の条件であり、この場合 V_i は波の増巾率を示す。ここで $\beta = \partial f / \partial \phi$ 、 H は等質大気の厚さ、 S は垂直安定度 $\partial \ln \theta / \partial z$ 、 μ は波数に比例する量で、波長 L との間に $\mu = 2\pi / L$ なる関係があり、また領域の東西の長さを L_0 とすれば、波数 n は $L_0 \mu / 2\pi$ となる。

ところで annulus の実験では $f = 2 \text{ } \Omega$ であり、場所によって変わらないので $\beta = 0$ となる。

そのため傾圧不安定の条件は

$$gS \left(\frac{\mu H}{f\pi} \right)^2 < 1, \quad \mu = \frac{2\pi n}{L_0}$$

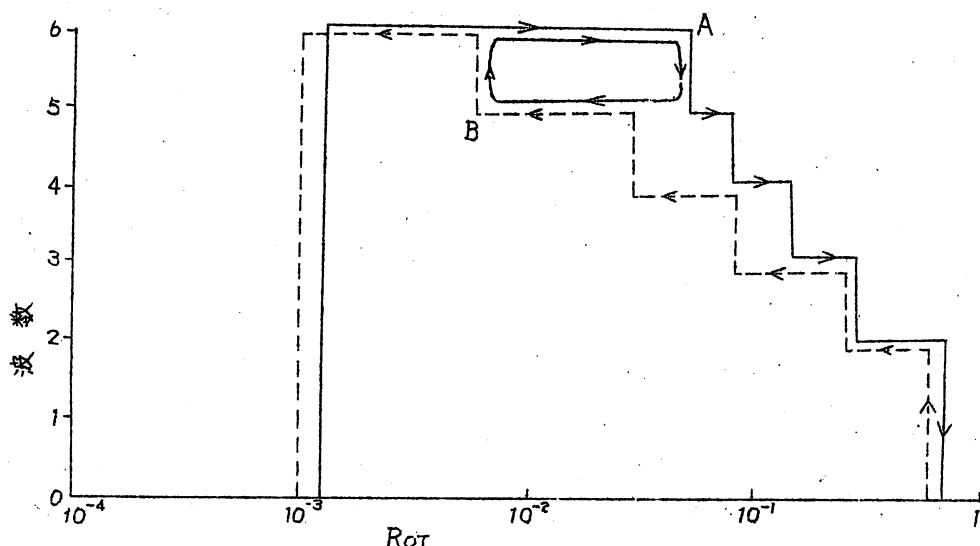
となり、不安定となり得る波数 n は

$$n < f L_0 / 2 H \sqrt{gS}$$

を満たさなければならない。ところで R_{OT} 増加すると共に熱の水平輸送がましていき、それと同時に熱の垂直輸送も大きくなり、成層の垂直安定度もふえていく。上式は S がまずに従って、発達し得る擾乱の波数が減少することを要求している。もし安定度 S が大きくなりすぎ、上式の右辺が1より小さくなれば、傾圧不安定を起し得る波数はなくなってしまふ。実際の大気に当てはめてみると、そのためには $S \geq 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ になる必要がある。一方平均の大気では 10^{-7} cm^{-1} ($\partial \bar{\theta} / \partial z \sim 3.5^\circ \text{C/Km}$) である。上述の条件を満たすためには $\partial \bar{\theta} / \partial z \sim 3.50^\circ \text{C/Km}$ 以上を要求し、実際の大気では起り得ない領域である。

さて面白い事に、温度傾度を増していく場合とへらして行く場合で、或る波長領域が出現する R_{OT} の境界値が違ふ事である。第12図の右側と左側の図は一寸見て同じ様であるが、よくしらべるとかなりの差がある。今一つの例として、第12図に示した矢印に沿って R_{OT} を増減してみよう。それを示したのが第13図である。実線は R_{OT} を増していく場合であり、破線は減少させた時、どんな波数がどこで出現するかが画いてある。波数が大きくなるにしたがって R_{OT} の臨界値の食い違いは大きくなる。例えば、大気に於て、もし平均状態の加熱冷却の強さの南北傾度が、波数6の波が卓越する時の北向き熱輸送の能力では不足であり、しかし波数5の波が卓越する時の北向き輸送能力では強すぎる状態にあつたとすれば、第13図の太線で示した一種の週期的変動を生ずるだろう。波数6が卓越していれば、その熱輸送は加熱冷却による温度の南北傾度の増大をおさえる事はできず R_{OT} はどんどん増してゆきA点に達して始めて波数5の領域に移り、熱の輸送能力は不連続的に増加する。こうなると今度は、それによる温度傾度の減少を加熱冷却によっておぎなう事が出来ず R_{OT} はへってゆく。そして

B 点に達して始めて波数 6 の領域に移る。冷熱源の南北分布が変化しない限り、以上の事を繰り返す事となろう。この様な現象を指して *vacillation* と称する人もある (*vacillation* の定義は人によって異なる)。



第13図 *thermal Rossby number* Rot (温度の水平傾度に比例する) を回転速度を一定 ($\gamma_0 \Omega^2/g \sim 0.1$) にして増加させたり減少させたりする時出現する波数。

平均的な地球大気に於ては、 $Rot \sim 0.038$, $\gamma_0 \Omega^2/g \sim 3.5 \times 10^{-3}$ である。この位置を第12図に◎印で示したが、 Rot が増しつつある時は波数 5, 減少しつつある時は波数 4 の領域に存在する。しかし、実際の中緯度で卓越する長波は 5, 6, 7 のもので喰い違っているが、この主原因は β 効果の安定化作用がない為であろう (β 効果は波数が小さい程きく)。これから類推すれば、大気大循環に現れるインデックス・サイクルは一種の *vacillation* と考えてもよさそうに思われてくる。しかし、我々は冬期の *index cycle* にともなう熱輸送やブロッキング現象に主要な役割を果しているのは超長波 (波数 1, 2, 3 等) である事も知っているし、またかかる超長波は実際の大気に出現可能な気温の南北傾度や垂直安定度の範囲内では、傾圧不安定度は非常に弱い事も知っている。この超長波が何故発達し維持されるかについての議論は別として (この問題は § 8 で議論する), 冬期の *index cycle* は室内実験にみられる *vacillation* そのものではないが、それと似た履歴効果に伴う現象と考えてよからう。一方超長波の重要度の弱くなる夏季に現れる 2 週間程度の変動は

vacillation の現れとみてよさそうである。以上のindex cycle 的な現象は、外因的な冷熱源の分布に変化がなくとも起り得るもので、いわば大気内部にその原因を求むべき、平均状態のまわりの変動である。

II) 大循環変動の要因

さて、もっと時間スケールを長くとして、1ヶ月、数ヶ月あるいは1年に亘って、大循環に何等かの異常が生ずるならば、やはり我々はその原因を冷熱源分布の異常とするのが妥当な方向と思う。さらに遡って、冷熱源分布の異常をかなりの期間維持するための持続性のある現象をさがす必要があろう。その上、此の現象はかなりの広範囲にしかも充分な大きさでおこるものでなければならない。もう少し量的にいうならば、その規模は我々が月平均などで観測する気温や気圧の偏差の空間スケールと同等であるべきである。即ち1000Km以上のスケールを必要とする。持続する期間としては少くとも1ヶ月、また、冷熱源に与え得る変化として約50 ly day^{-1} 以上あれば充分であろう。Sawyer(1964) は簡単化された ω 方程式から、もし80 ly day^{-1} の加熱異常があるならば、その空間的なスケールが4000Kmの時は3 mb day^{-1} の ω の変化、2000Kmの時は7 mb day^{-1} の異常を生じ得ると推論している。月平均された上昇流のオーダーは10~50 mb day^{-1} 、月平均の子午面循環の ω が1~10 mb day^{-1} であることから、これだけの変化はかなりのものとみるべきである。

ところで、大気の冷熱源分布を変え得る要因はいくらでもあるが、それらは次の2つに大別される。

a) その変化が大循環自体の変化から生じたもの。例えば、雲量の増加は日射の反射の増大や、赤外放射冷却の増減に敏感にきき、熱源分布に大きい変化を及ぼすことはわかっているが、雲量の増減は大循環の変化によって支配されている。また寒波の氾濫が頻繁におこる時は日本や北米の東海岸沖で海面からの顕熱の補給は増大するが、寒波が起りやすい事は大循環により支配される。

b) その変化が本質的には大循環の変化によらないもの。

大気大循環はある平均状態に近づけようとする自己調整の能力をもっている。その為(a)の如き変化が大循環を長く異常のままに止めておく要因となるとは考えにくい。それ故、我々は長期にわたって気象に異常をおこさせる要因として(b)をとるべきである。いま地球系外からの要因はここでは考えない事とすれば、地球表面の現象に注目する事となる。

この問題については、既にHoughton(1958)やSawyer(1964)により議論されているので、それをここにまとめておく。

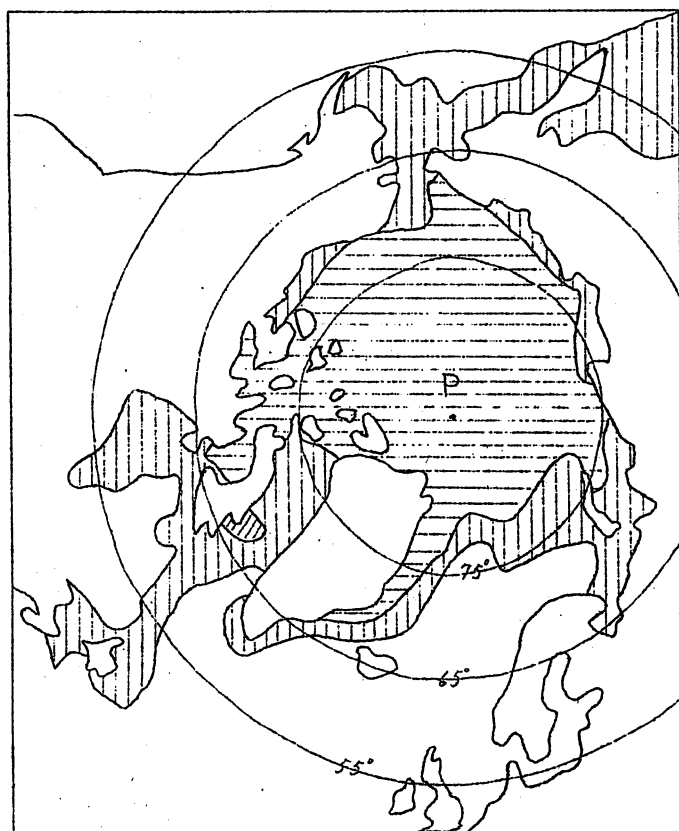
- a) 海水温の異常…最も重要と思われる因子である。例えば 1°C の表面海水温の変化があれば、風速 10 m sec^{-1} として、顕熱輸送に $40\sim 80\text{ ly day}^{-1}$ の変化、潜熱輸送に $60\sim 160\text{ ly day}^{-1}$ の変化を生じ得る。しかも可成りの広範囲で出現しその持続性も強い。例えば $+1^{\circ}\text{C}$ の異常が深さ 100 m にわたって存在すればその熱容量の異常は $10^{14}\text{ cal cm}^{-2}$ (1 ly と同じ)に達し、恰え 50 ly day^{-1} ずつ余分に熱をとられても 200 日はもちこたえる。
- b) 海洋の凍結……海が氷でおおわれると、顕熱や潜熱の大気との交換を阻止する。例えば、北極海の海水の南端の開水面では両者の和は 300 ly day^{-1} もあるが、そのすぐ近くの結水面では1つオーダーが小さくなる。また夏はアルベードの変化による効果も非常に大である。海面のアルベードは 7% 、それに対し海水は 4.0% であり、7月の 80°N での入射日射量は 500 ly day^{-1} もあるから、差し引き 150 ly day^{-1} の変化を起し得る。しかし、氷の南限界は 100 Km のオーダーで年々変動するに過ぎず、極端な時でも 250 Km だったから、大循環に異常を与えるには、空間スケールの点で問題がある。しかし、その近辺の局地的な天候や、気候変動の如き時間スケールの長い現象に対しては有効であろう。(§6で詳しくのべる)。
- c) 中緯度の晩秋または春の積雲状態の変化…地表のアルベードは雪のない時($15\sim 20\%$)と雪のある時($70\sim 80\%$)とで 60% も変り得る。4月下旬に 50°N では 300 ly day^{-1} の日射が地表面に到達する。そのため、雪の有無で、地表面によって吸収される熱量に 180 ly day^{-1} の違いを生ずる。さらに春の雪どけの時には 40 ly day^{-1} の融解熱を要する(比重 0.5 の雪を1日に 5 cm とかすとして)。大循環に異常をおこし得る条件をそなえている。しかし異常の持続性はそれ程ながくない(長くて1ヶ月程度)。
- d) 大陸の地表層の含水量の異常……地表層の含水量が 1 cm^{-2} につき 10 gr ふえたとする。これが蒸発によって失われるとすれば 6000 cal cm^{-2} の蒸発熱を要する。中緯度の夏の蒸発散位は 0.5 cm day^{-1} に達し得るが、この場合でもこの異常を解消するのに 20 日かかる。すなわち、十分な降水で充分湿った領域はかなり長い間(~ 1 ヶ月)、地表面の冷源としての作用をする。ノルマルの場合でも7月の東印度半島の Q_{SEN} は負となっている。これは、この時期にこの地方では雨季に当り、充分土壌が湿っているため、蒸発散に近い強い蒸発がおこり、netの放射獲得量よりも多い蒸発熱をうばわれるためである。ところで、かかる含水量の異常が年々どの程度であるか、また如何なる空間スケールで起るかまだはっきりしていないが、有力な要因となり得る。

さて、この節の冒頭で、中緯度の循環は、低緯度の加熱と高緯度での冷却をキャンセルするために好都合な熱輸送を得るように規制されていると述べた。そのため、中緯度循環の大きな特徴は、低緯度または高緯度の熱状態で決定づけられる。それゆえ、まず低緯度と高緯度に起り得る異常を上述の4つの要因の中から、求めるのが得策であろう。まず低緯度を考えて見よう。熱帯に限るならば、(a)の要因しか存在しない。低緯度の熱源の中で大きく変化し得るものは凝結源であろう。この熱は積雲対流によって得られている。積雲対流を活発化させる直接原因はまだ完全にはわかっていないが、現在は、赤道収斂帯へのエクマン層を通しての水蒸気の補給の増大と下部対流圏に於る垂直安定度の減少に依るとされている。もし赤道地帯の広範囲で海水温が上昇するならば、蒸発はさかんになり、また海水面を通しての顕熱の大気への輸送も増大しよう。前者は大気下層の水蒸気を豊富にし、後者は下層大気を不安定にしようとする。すなわち積雲対流の活発化に非常に好都合な状態となる。この問題は§7で更に詳しくのべる。次に高緯度の冷源の変動はどうであろうか。この冷源は放射項のみで構成されている。放射収支に強い変動を与え得るのは、極氷の状態の変化、即ち(b)の要因に注目すべきである。(§6で述べる)。

さて、中緯度に於ける熱源分布の異常は、大循環の大きな特徴を変化させる能力はないと述べた。ここで大きな特徴とは、例えば、high index と low index の違いを意味する。しかし、同じ low index の状態でも、Girsによれば、太平洋地域では M_1 と M_2 の2つの型、ヨーロッパ・大西洋区域にはEとCとの2つが存在する(第41図)。さらに彼は太平洋区域と大西洋区域に夫々ZとWという high index に対応する型をつくっている。これらの組合せて、中緯度の循環は9つの型が存在する事になる。low index の時、太平洋で M_1 と M_2 のどちらが出現しやすいかといった事は、中緯度の冷熱源異常に依存すると推論したい。その要因としては(b)をのぞいた(a)、(c)、(d)の3つが考えられる。この問題は§8のⅦ)でブロッキングと関連づけて言及する積りである。

§ 6 北極海の熱収支と中緯度循環

現在の北極海は、スカンジナビヤ半島の北部沖を除いて大部分は恒常的な極氷におおわれている。1月と7月の間の平年の極氷域の季節変化は第14図に示した。年平均の面積は約 10^7 km^2 。その大部分の氷の厚さは3~4 m前後である。こうした氷の存在は、既にのべた如く、海洋と大気との間の顕熱や潜熱の交換を極端に少なくし、また大きなアルベードは夏の日射の獲得量を大巾に減少させる。それ故、もしもこの氷が全部とけてしまったならば、北極海の熱収支は大きく変化し、大循環の様相をdramatic に変えてしまうと誰しも想像するであろう。それでこの



第14図

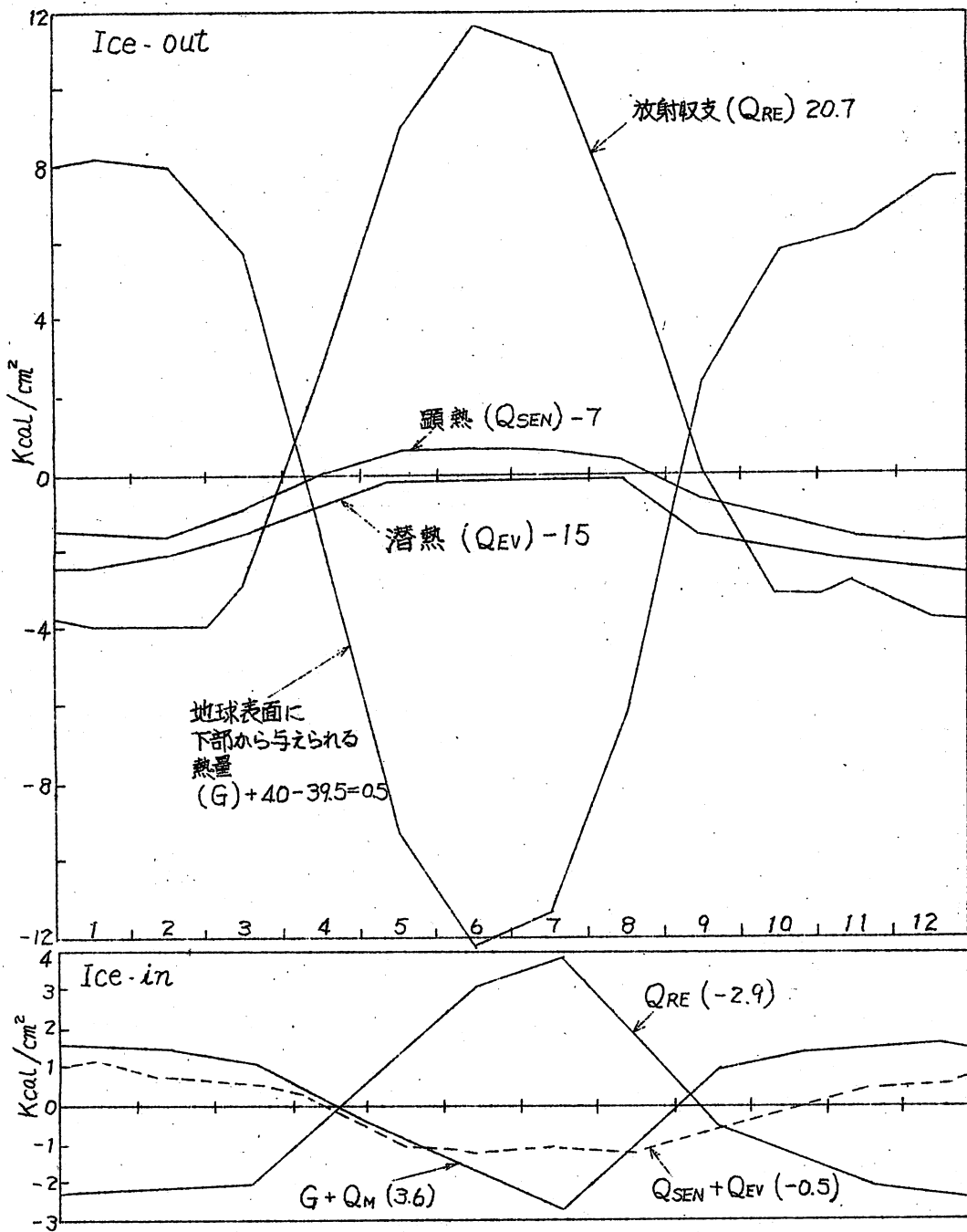
北極海における
海水の季節変化

≡≡≡ は冬

||||| は夏の海水
領域を示す

問題は、気候変動に関連して多くの研究者の興味を引き付けている。ここでは、比較的最近の Fletcher (1965, 1966) の研究を中心としてのべてみる。

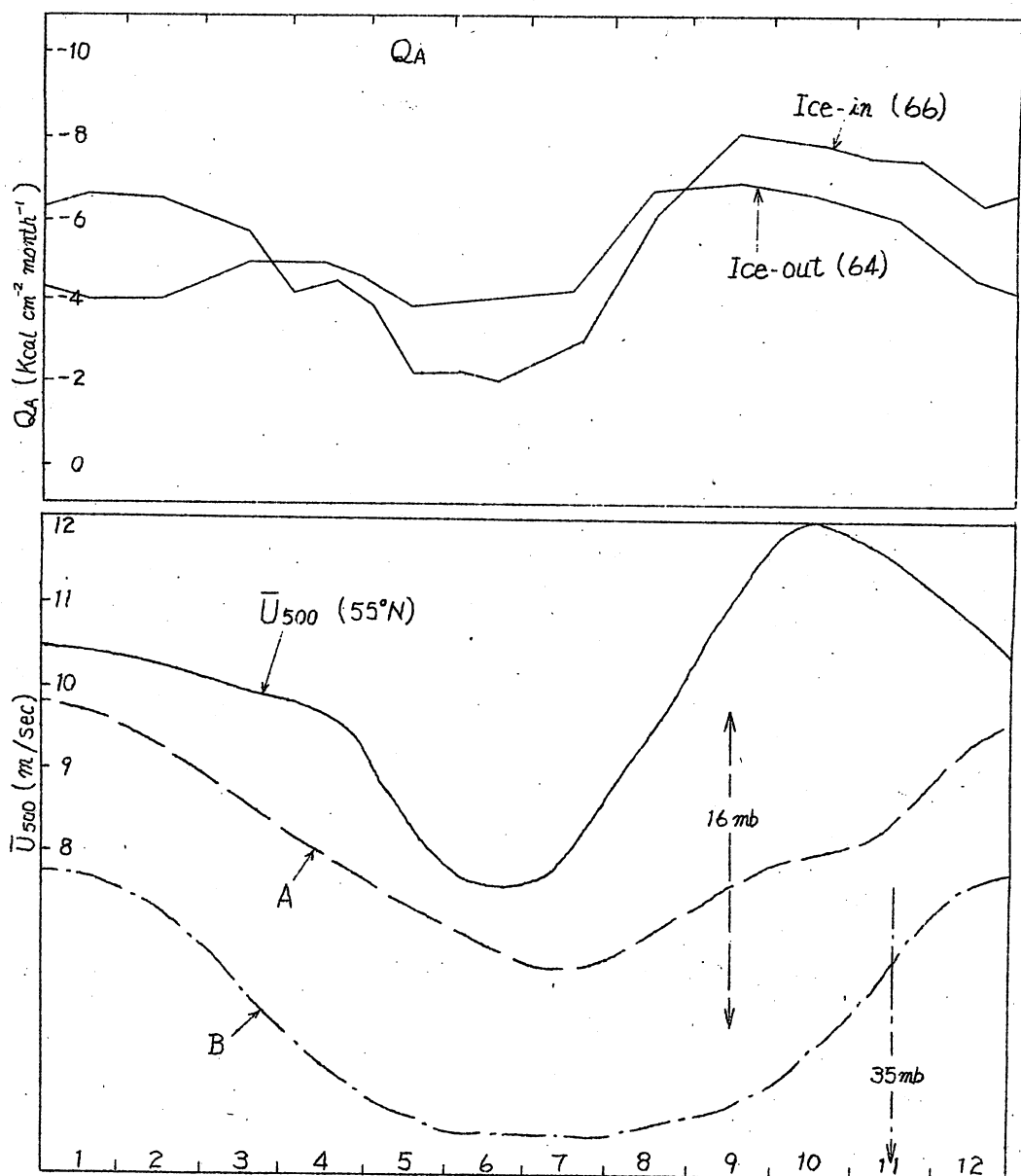
Rand研究所のFletcher は、極氷の専門家であるが、北極海の pack ice がどの様に大気の循環に効果を及ぼしているかに興味をいだき、その手始めとして、もし北極海の氷を全部とがしたら、大気や地表面の熱収支はどんな変化を示すかを計算してみた。第15図に地球表面(氷のある時は氷面、ない時は海水面を意味する)における熱収支項の変化が示してある。夏の放射収支量(net の放射)は、海洋による日射の吸収が増大するため、氷の存在する時の3倍にもなっている。冬の放射収支量は、日射がない為、赤外放射による冷却のみであるが、これも気温や海面温度の上昇(氷がないためには-3℃以上)のため、冷却量は氷のある時の約2倍になる。氷が取り除かれたため、海洋本来の特質を北極海は発揮することになり、夏季に吸収した日射の殆んどを貯蔵し、その総量は 50 Kcal cm^{-2} に達する。そして、この殆んどの $39.5 \text{ Kcal cm}^{-2}$ が冬季に費される。そのやく半分は、放射冷却を補償し、他の半分は顕熱と潜熱の形で大気に与えられる。ところで、此の値が正しければ、海洋は差引きして 500 cal cm^{-2} を一年に得るわけで、一旦氷が除かれたら、次の年に再び氷がはける事はない。しかし、この値はそ



第15図 地球表面での熱収支の年変化。

上図は氷を除去した時で下図は存在する場合。 Q_M は氷の融解に用いられる熱量。

横に示された数字は年合計量を示す。



第16図 上図は Central Arcticでの大気加熱率 (Q_A , $\text{kcal/cm}^2 \text{ mo}$)

下図は現状 (ice-in)における大気循環の指数。

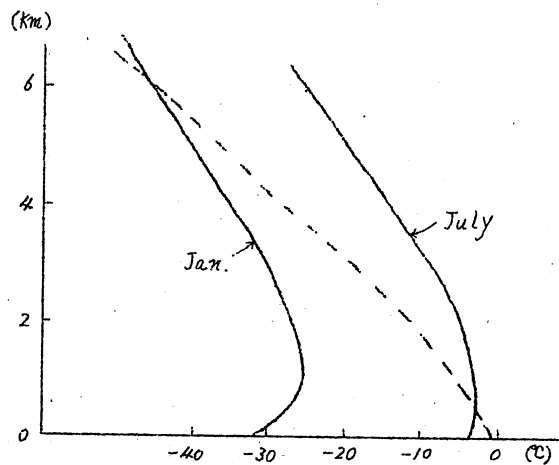
Aは大西洋の地表の子午面循環のindexで 55°N での $40^\circ\text{W} \sim 60^\circ\text{W}$ の気圧から $5^\circ\text{W} \sim 5^\circ\text{E}$ の気圧をひいたもので示してある。

Bはアイスランド低気圧とシベリヤ高気圧の 55°N に於ける気圧差を示す。

れ程正確でなく、ice-free の北極海がice-freeのままで止るか、またどの程度の期間で再びice-in（結氷状態）に復元するかは、種々の効果の間の複雑な相互関係がわからない現在、結論的なことはいえない。

次に大気熱収支 Q_A を考えてみよう。Fletcher の計算によれば、第16図の上の図の結果を得た。ice-inの時の Q_A は、かなり激しい年変化を示している。この Q_A の曲線が、第16図の下に示した中緯度の種々の大気循環の示数と似た様な変化をしている事は興味ぶかい。即ち、高緯度の冷却率が弱まると、上層の帯状流もよわくなっており、かなり良い平行関係を充たしている。ここで、氷を取り除いてみる。そうすると、 Q_A の年変化の振巾は小さくなる。冬にはice-inの時の3分の2の冷却率に弱まり、夏には、それより強くなる。このため、気温の南北傾度は、夏には現在より強くなり、大循環は活発化するであろう。一方、冬にはその逆で、循環は現在よりも弱まるだろう。しかし、この冷却率の増減に比例して、帯状示数や南北交換の強弱が起ると考えるのは危険である。冬のice-freeの場合、下部対流圏の気温はかなり上昇するだろう。それは第17図から明らかである。第17図は、氷島NP-4で観測された北極海での気温の垂直分布を示している。ice-freeの時、地表温度は氷結点かそれ以上になる筈であるし、また海面からの多量の水蒸気の補給により、大気は湿潤となり、気温減率は湿潤断熱減率に近くなっているであろう。それ

でice-freeの時、第17図に破線でプロットした気温分布が期待される。この場合、800 mb 辺の気温は15℃前後上昇する。1月のノルマルな状態では800 mbでの θ と90°Nの気温差は40℃であるから、この変化のみを考慮すると、ice-freeの時の気温差は25℃となり大体3分の2に減少する。そのため、恰え冷却率が2/3に減少したとしても、これとバランスする熱輸送を生ずるには、現在と同程度の質量の南北交換が必要となる。あまり、すっきりした論旨ではないが、 Q_A の南北傾度が減少してもそれに比例して南北傾度が弱まるとは



第17図 氷島NP-4(1955~56)で観測された月平均気温の垂直分布、破線は地表気温を0℃とした場合の湿潤断熱線を示す。

限らない。一方、夏の場合、第17図から、ice-free になる事により、少くとも1Km以上では、現在より、冷たくなり、気温の南北傾度も増すだろう。以上の推論から、結局、氷が除去された時、冬季には、気温の南北傾度は弱まり、それに依じて帯状流が弱まり、極気団の縮小と共に高低気圧の経路も北上する。一方、夏の循環は現在より相当活発になる事が期待される。そして亜寒帯の気候は現在とくらべて、夏はより冷たく、冬はより温暖になるであろう。

さて、次に水蒸気の役割りについて考察する。上述の如き気候変化は、高緯度での大陸氷の成長に非常によい条件を与えている。海が氷でおおわれている現在では、蒸発は極く少なく、しかもその大部分は夏におこる。そのため極気団からの降雪は非常に少ない。併し、氷がない場合、もし冬季に大陸性極気団が北極海に流入するならば、蒸発はさかんになり、気団は湿潤で、より不安定な海洋気団に変質する。(第15図から冬には多量の潜熱が大気にあたえられるか夏には殆んど0となる)。これが、再び大陸に浸入する時、海岸近くの山岳で多量の雪をふらせる事が予想される。北極海全域で冬季の蒸発量は30cmが期待できるが、この量は10 Km²の領域を3mの新雪でおおいうのに相当する(現在の氷河の面積は約 1.5×10^7 Km²である)。かかる降雪がどこにおこりやすいか、この降雪が逆に大循環に如何なる効果をもつかを、簡略に推論することは困難である。

一方、Budyko (1966)は、もし極地方の夏の気温に+4℃の偏差があり、それが4年間続くなれば、平均4mの極氷は融解しつくされ、それ以後は冬にしか氷は形成されなくなるという。+2℃の偏差でも、それがもう少し長く続けば同じ結果に到達する。彼は、更に顕熱の南北輸送や海面との熱交換を考慮した非常に簡単なモデルを用いて計算を行い、上述の如く夏に氷がなくなると、遂には1年を通じて氷は生成されなくなり、水温気温ともに1年を通じて0℃以上に止まると結論した。また、Rakipova (1966)はBlinovaらの用いた同じ手段(熱力学の式に含まれる移流項を拡散形式で表現し、放射過程などの熱効果を考慮して、計算を行い気温の帯状平均の南北分布、垂直分布を求め、更に温度風の式から風速分布を求めるやり方一筆者はこの方法を疑問視する)を用いて、ice-freeの時の20Kmまでの $\bar{T}$ や $\bar{U}$ の分布を求めた。その結果によると、冬半年の熱の北向き輸送は27%減少した。また、帯状示数は夏には22%の減少、冬には42%の減少を示した。夏の帯状示数の減少はFlecherの推論と喰い違っている。

ところで、1943年は史上最大の大開氷原が形成された。この年の夏には、北極海沿岸はすべて開氷し、その面積は 2×10^6 Km²に達したという(北極海の15%)。北極海の氷が全部とけた時の状態は、可成り違うであろうが、其の後の気象変化を調べる事によって、今迄のべてきた推論に何等かの目安を与えて呉れるだろう。Zubov (1945、樋口(1967)の紹介

によった)は、先ずその後のシベリヤ沿岸部の降水量の分布に、どんな異常が現れたかを調べてみた。その夏は平均より少なくなり、冬は平年より多かった。Fletcher の推論とあっている。さて、冬の沿岸部の降雪量の増加はそれに続く春の融雪を遅らし、春の気温上昇をさまたげる為、前年より開水面積を少なくする作用をもつ。1943年の大開氷原出現の場合、多分この効果により氷況復元の方向に変化していった。しかし、冬季にも北極海の沿岸部にかなりの開氷原が残る時は、物事はそう簡単でなくなる。即ち、開氷原からの顕熱補給の増大と沿岸陸地部での積雪の増大による冷却の増大のどちらがまさるかが問題となろう。

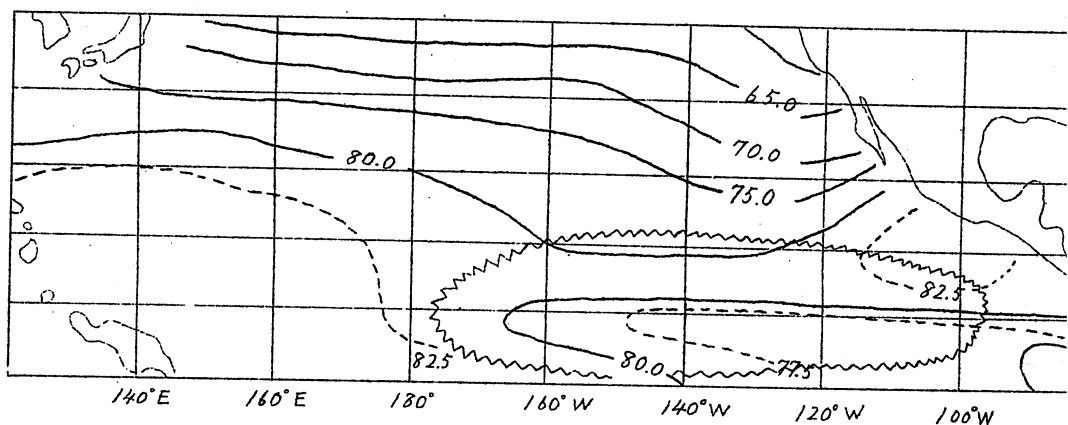
北極海の氷を除いた時、または減少した時、その状態を強制的に固定してしまえば大気大循環がそれに対応してどう変化するかを推論することは比較的容易である。しかしそれは現実的でなく、実際には種々の過程が複雑な相互作用の下に変化していく。かかる問題を解明するには、妥当は大循環モデルを用いて数値実験を行うのが最良の方法であろう。Fletcher は Mintz-Arakawa の大循環モデルを用いて、予備的な実験をしばしば行っているが、Mintz-Arakawa モデルがまだ定着していないので、最終的な結果は得られていない。

今迄、時間スケールの相当長いものを対象にして来たが、年々の変化に対してどうであろうか。§5(Ⅱ)で述べたところに依れば、海水限の南限の年々変化は、大循環の異常を生ずる程有力な原因とはなりそうもない。しかし、所謂極渦といわれる極冠大気の強さは年々大きく変動している。では、これは何に原因されているのだろうか、現在その手掛りはつかめない。

§ 7 低緯度の熱異常と中緯度循環

熱帯地帯の広い範囲で海水温が上昇すれば、既に述べた理由で(§5のⅡをみよ)、ITCZ に於ける積雲対流を強め、凝結熱を増大し、加熱率をますだろう。そうすると、熱帯の Hadley 循環の南側の上昇流を強め、全般的にこの直接循環を強める。この事は、循環の北側の下降流を強め、断熱昇温がさかんになり、亜熱帯高压帯は強化される事となる。ここで注意しておきたいのは、亜熱帯高压帯の強化はその南北の巾の増大を意味しない。

ITCZ の如き狭い巾の地域で強い熱源があたえられるとき、循環の強まりとともに、直接循環の南北巾はかえって縮小するようである。さて熱帯での加熱に見合った上昇による断熱冷却、亜熱帯での下降による昇温の現象は、ちがった見方をすれば、熱帯で得られた顕熱が、子午面循環により亜熱帯に運れた事を意味する。このようにして、亜熱帯以北の気温の南北傾度は強化する。それと同時に、西向き運動量の北向き渦輸送もつまり中緯度の偏西風を強める。さてこの様な状況が強化されていけばバランスのため渦輸送による顕熱の南北交換はさかんにならざるを得ない。いわば、低示数の出現しやすい冬となる筈である。



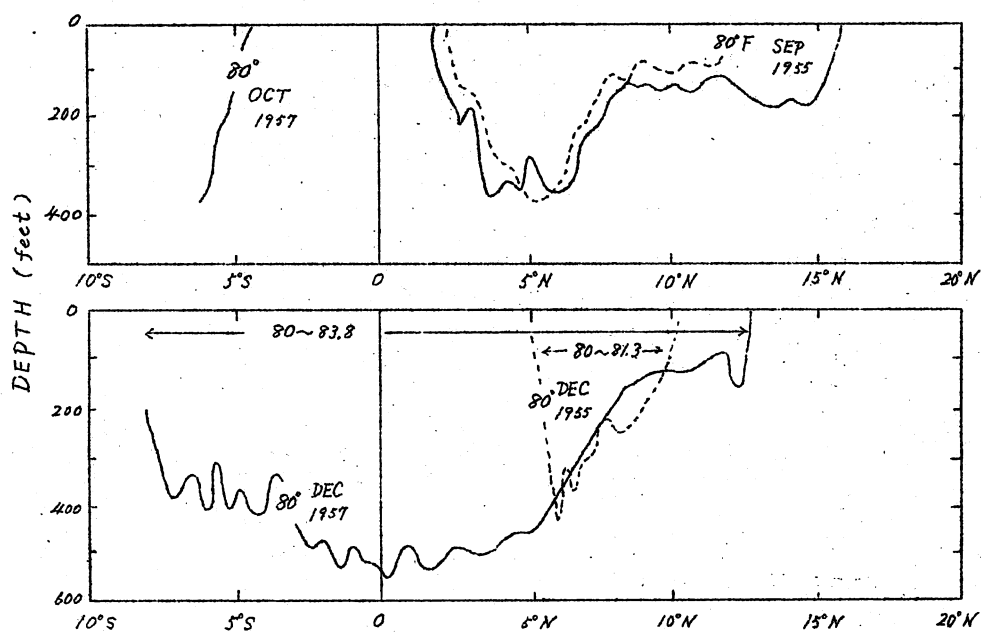
第18図 年平均表面海水温。1955~59。(°F)

(1957~58の冬、海水温の正偏差が現われた大体の範囲を~~~~で示す。)

以上の如き推論は、本当らしいが、果して実際にかかる現象が認められるであろうか。第18図には低緯度の年平均表面海水温の分布を示してあるが、熱帯の東部太平洋では特徴のある分布をしているのがわかる。80°F (26.7°C)以上の温域が巾狭いベルト(5°N~10°N)となつて160°Wから中央アメリカまでのびている。これは、北太平洋反流の領域と一致し、東向きの海流によつて西南太平洋の暖かい海水が運れているためである。このベルトと赤道降雨帯は大体一致している。この事は第1図の冷熱源分布をみていただければはっきりする。さてこの南側には、冷水域が地理的赤道に沿つて存在する。この領域の表面海流は赤道偏東風のストレスにより西向きにながれている。しかし、此の海流は極く浅く、海面下50m~400mには1 m sec⁻¹という非常なスピードで東に流れる巾せまい海流が赤道にそつて延々としてのびている。これは赤道潜流(equatorial under current)またはクロムウエル海流と称せられる。

1957年12月、経度140°W~150°W間で赤道を南北に横切つたアメリカの海洋観測船ギルバート号は、海況に異常な変化が生じているのを知つた。第19図下図に示す如く、80°F以上の暖水域は13°Nから8°Sまで拡がり、しかもその深さは500mにも達していた。そして、普段存在する赤道表層の冷水域は完全に消滅していた。熱帯東部太平洋地域の海洋観測は非常に少なく、正確な正偏差の区域を決める事は出来ないが、散発的な観測から1957~58の冬季は第18図に~~~~の線でかこつた広大な領域で正偏差だつたとみられる。一方、1955年の12月は暖水域は非常にせまく、赤道水域は巾広く、この年の冬の海水温は異常に冷たかつたのである。

この好適な材料に注目したJ. Bjerknes(1966)は、これにともなつて中高緯度の大気循環にどのような変化を生じたかを調べてみた。まず第20図をみて頂きたい。1956~

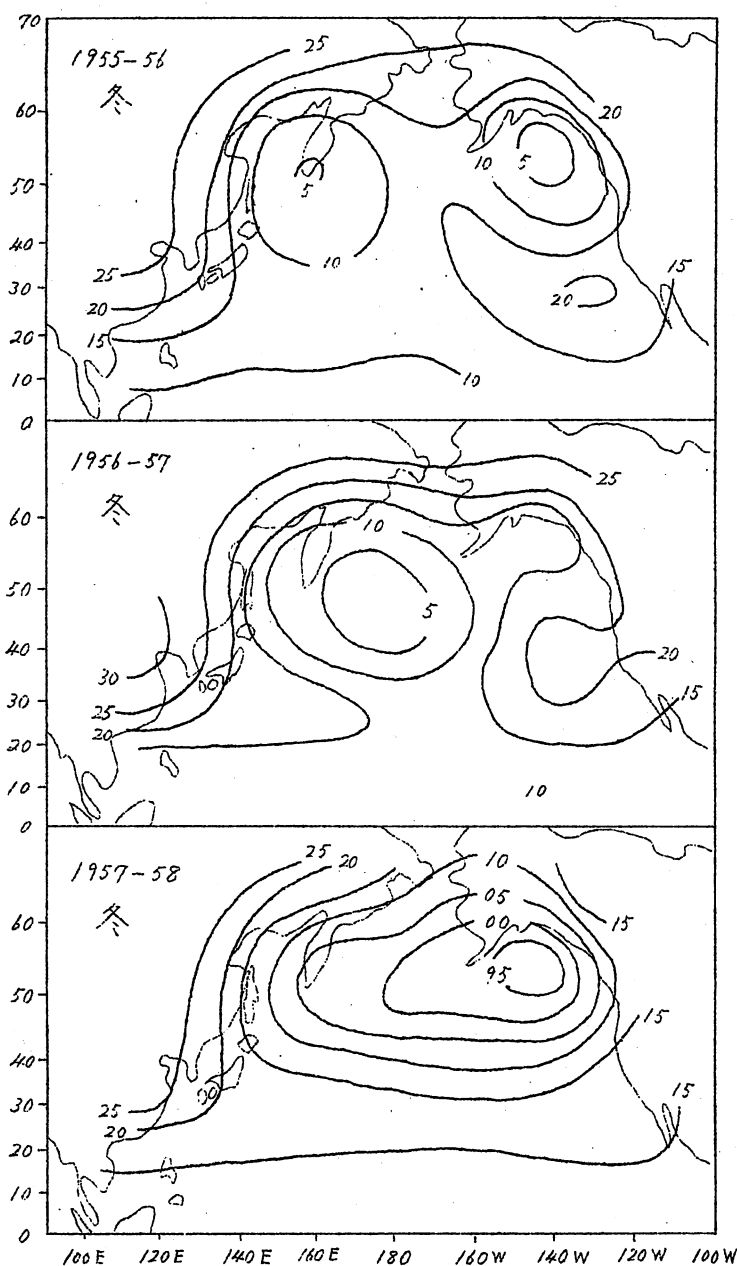


第19図 経度140°~150°Wにぞう海水温の分布

80°F (26.7°C)以上の区域の変化を示す。

破線は1955, SEP.とDEC.を示し、実線は1957, OCT.とDEC.

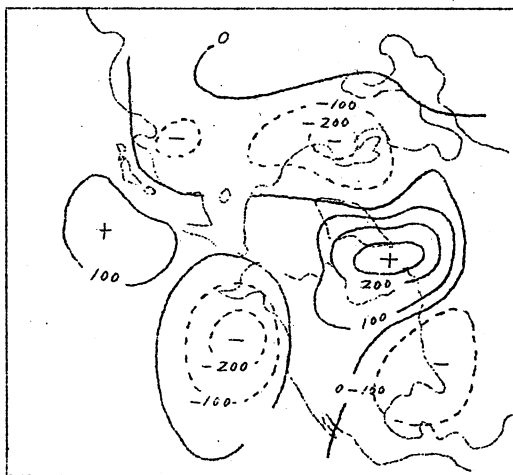
を示す。



第20図 冬(12, 1, 2)の平均海面気圧分布

1957~58年は東部太平洋の赤道地帯で海水温が異常に高かった時、1956~57年は平年並、1955~56年は低かった時に対応する。(Bjerknes, 1966)

57年の冬が平年並で1955～56年冬は海水温が低かった時、1957～58年の冬は異常に高かった時である。異常高温の出現に対して、アリューシャン低気圧は発達して東方に偏位しアラスカ湾上に存在する。地表の偏西風は特に東部太平洋で強化されている。一方、低温だった1955～56年の冬には、アリューシャン低気圧は2つの分裂し、カムチャッカとアラスカ湾に位置するようになる。このことは、偏西風帯に於る準定常波の波長が短くなった事を示し、帯状流の弱化に原因が求められる。即ち、この節の最初の推論が確からしい事が示されたわけである。Bjerknesは更に議論をおしすすめる。北東太平洋に於ける大気の大規模な異常は上層の偏西風により、下流のパターンに大規模な影響をもたらすだろう。第21図に700mbの高度偏差を示したが、波数2のパターンが卓越していた。グリーンランド地域で正偏差、亜欧大陸で負、西部太平洋に弱い正の偏差が存在する。グリーンランド地域の正偏差は、アイスランド低気圧を弱め、その平均位置を平年より東にずらす。これが原因となり、ヨーロッパの気候に種々の異変をもたらしたという。東部熱帯太平洋の表面海水温の異常がヨーロッパの気候に影響を及ぼすというのである。



第21図 1957-58年冬期の700mb

等圧面高度の偏差。東部太平洋赤道地域の表面海水温の上昇はアラスカ湾の低気圧を強め、アイスランド低気圧をよわめる。

ごく最近、P. Rowntree は Bjerknesの推論をたしかめるため、Smagorinsky-Manabe の9層モデル

を用いて数値実験を行ってみた。東部熱帯太平洋の海水温を平年値より0.2℃と0.5℃だけ上げてやった時の2つの実験を試みたが、たしかにアリューシャン低気圧は東方に偏位する結果を得たそうである。

では何故、1957～58年の冬に東部熱帯太平洋でかくも広範囲な海水温の上昇がおこったのであろうか。それに先立つ秋には第19図の上の図からわかるように、1955年と1957年との間にそれ程の違いはないが、12月になって1955年は冷たく1957年は暖かくなった。Bjerknesはその原因を赤道偏東風の強弱にもとめる。赤道を西向きの風が吹送している時、そのストレスに依り生ずるエクマン流は、コリオリ因子が正である赤道の北側では北向きの

成分をもち、コリオリ因子が負である南側では南向きの成分を生ず。そのため、海水は赤道から発散しその補償としてupwelling (湧昇) がおこり、周囲よりも冷たくなるという。さらにこの場合、東風のストレスとバランスするため、海水面は西にゆく程高くなっている。さて、ここで突然東風がとまれば、重力の動きで表面水は海水面の高い西から東に流れ出し、西からの暖かい海水が赤道をおおう事となる。こんな極端でなくとも、東風が弱まると赤道におけるupwellingは弱まり暖水域は拡大する。更に遡って、此の冬期の赤道偏東風は南半球から吹いており、南半球のHadley循環に関連をもつという。南半球のHadley循環の変動がヨーロッパの冬季の気候の変化に関連するという遠大なteleconnectionの可能性が存在し得るのである。

しかし暖水域の増大が赤道偏東風の弱화에依るのだという点が気にかかる。暖水域の拡大によりHadley循環が強まればそれにもなって北東貿易風も強められる。さらにそれに引張られて赤道偏東風も強くなり、そのために間もなく暖水域は縮少に向かう可能性があるからである。Bjerknesは冬季の赤道上是南半球の循環に支配され北半球のHadley循環とは直接的には関係ないという事で上手く逃がっている。こういったヒード・バックの現象を調べるには、Rowntreeの様に海水温の異常をfixさせた数値実験ではだめで、大気と海洋の大循環をカップルさせたモデルによる数値実験が必要となってくる。この方向のモデル作りはESSA (現在はプリンストン大学) のManabe-Bryanにより可成りすすめられており、またカリホルニア大学でもMintz-Arakawaと高野の協力で現在着手されようとしている。

§ 8 ブロッキング現象と熱

ブロッキング現象とはわかったようでわからない現象である。1950年代シノブチックの立場からのその動向の記述や研究がさかんになされた。さて1960年代にはいと、大循環の立場が強調されその一環として扱われるようになり、その解析の手法も大循環のエネルギー・サイクルを通してのみなされる事になってしまった。その間にギャップがある。即ち、ブロッキング現象自体を対象とした4次元的構造についての総合的な数値解析がなされなかったのである。わかった様でわからない原因の一つは、この点にあると思う。我々は今後このギャップをうめる必要がある。ここでは、最近エネルギー論的研究も大分ふえているので、これらを総合することによってブロッキングの機構の推論を行い今後の研究の方針を決める一助にする事を目的とする。結局独断的な推論や粗材を並べることになってしまったが、却つてその方が、色々とあらが見えて、今後の議論を活発化させるのに役立つと思う。なお、村上・渡辺によりかかれたブロッキングの解説(グロース・ベッター, 4巻2号, 1965)は非常に示唆にとんでおり、ここではさらに

それをおしすすめるという形になった。

I) ブロッキング現象の解析的特徴

ブロッキング現象のもつ解析的特徴をまず知っておく必要があろう。都田(1963)はそれまでの研究を総合し、その特徴を要約している。ここでは、その中の適当のものを採り出して次に列挙する：

- (1) 偏西風は2つに分流する(ダブル・ジェット)。
- (2) その活動は1月から3月にかけて最も活発で9月に最もよわい。(北半球の場合)
- (3) その寿命は10日から30日である。(寿命は定義によってかなり左右される)。
- (4) ブロッキングはある限定された場所におこりやすい(Ⅲでのべる)。
- (5) 切離低気圧が多くの場合共存する。
- (6) 偏西風帯の長短波は停滞するか西方に後退する。
- (7) 寒気の北側で著しい沈降がある。(ブロッキング高気圧)
- (8) 南半球でもブロッキング現象は存在する。
- (9) ブロッキング高気圧では著しい加熱があり、その東側に著しい冷却がおこっている。
(この加熱冷却は冷熱源 Q_A 自体でなく $\partial T/\partial t$ に対応するものであることに注意)。
- (10) ブロッキングの後では気温の南北傾度が弱まる。
- (11) ブロッキング高気圧はゆっくり西進する傾向をもつ。

II) エネルギー収支に基づく解釈

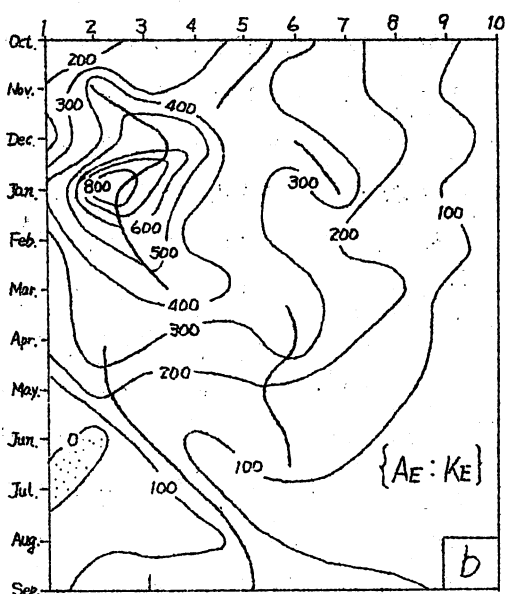
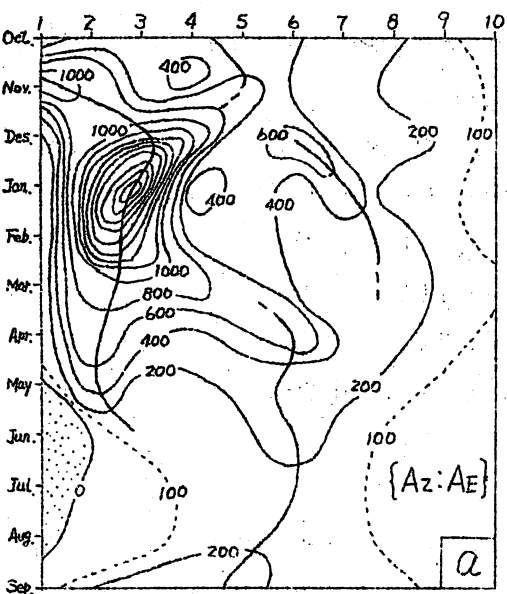
ブロッキング現象を対象としたエネルギー・サイクルの計算は今迄かなりの人々によりなされている。目についたものを第1表に示したが、偶然にも日本の研究者で占められてしまったのには驚くとともに心強く思った。エネルギー論の研究はブロッキングの発生の直接原因(傾圧不安定か順圧不安定か)やそれを維持する機構を知るための有力な手段である。ところで今迄に統一的な結果が得られているであろうか。その結果をそのまま較べると、お互に色々な不一致が見られ、混乱をまねく恐れがある。ブロッキング現象を対象としているといっても、夫々異った計算資料を用いて議論している。都田(1963)は3日毎の計算からブロッキング現象の出現から消滅までを追ひ、村上・戸松(1965)と菊池(1968)はブロッキング現象が頻繁に起った1ヶ月の平均を問題とし、渡辺(1966)と森(1968)は現象の起っている期間の半月や5半月平均を夫々対象とした。更に森は梅雨時をその他の人々は冬のブロッキングに焦点を合わせた。そしてまた、村上、戸松、森及び渡辺は下部対流圏のみを考慮

第 1 表

	年 月	平均期間	層
都 田 (1963)	1958年1月	3 日 毎	50~1000mb
村上・戸松 (1965)	1963年1~2月	月 平 均	500, 1000mb
渡 辺 (1966)	1964年2~3月	半月平均	同 上
森 (1968)	1964~66年, 5~8月	5 半月平均	同 上
菊 池 (1968)	数値実験 (1月)	月 平 均	400, 800mb

している。以上の様な違いを考慮に入れながら、取捨選択を行うと、どうやら確からしいブロッキングのエネルギー・サイクルが推定出来そうである。

まず、村上・戸松の研究に目を向けよう。1963年の1月~2月は異常にブロッキングが頻発した時期であった。彼等は1962年10月から1963年9月に至る一年間の下部対流圏のエネルギー・サイクルを計算したが、上述の期間がそれに含まれている。第22図はその結果の一部を、波数の関数として示したものである。まず全般的に言える事は、此の1月は A_Z から A_E への変換は異常に強まり（顕熱の強い北向き輸送、第22a図）、 A_E から K_E への変換量の増大（第22図b）、更に K_Z から K_E への変換（普通は $K_E \rightarrow K_Z$ ）が行われている。また一見して気付くのは、波数2, 3の超超波の果している役割が圧倒的な事である。それで波数3に対してのエネルギー収支図を第23図に示した（500~1000mbの下部対流圏で計算を行っているので500mb面を通してのエネルギーの交換がある）。第22a図からもわかるように、平均場の位置エネルギー A_Z から超長波の位置エネルギーへの莫大な変換が行われ、超長波の温度場の振巾を増大させようとする。しかし、此の内の半分は非線型効果による波数間の相互作用により長波の温度場の振巾を増すのに使われ（ $A_E(3) \rightarrow A_E(n+3)$ ）、また、約4分の1は直接超長波の運動エネルギーを増大させる（ $A_E(3) \rightarrow K_E(3)$ ）ために用いられる。また超長波の運動エネルギーは一般場の運動エネルギーからも補給されている（ $K_Z \rightarrow K_E(3)$ ）。これは後で重要な意味をもってくる。また、この $K_E(3)$ は長波の K_E からもエネルギーをもらっている。結局、下部対流圏の波数3の運動エネルギーには $A_E(3)$ 、 K_Z および $K_E(n+3)$ のすべてから莫大なエネルギーが補給される。しかし、此の内の大部分（約80%）は ϕ の形で500mb面を通して上層に運ばれる。これは、上層のブロッキングのパターンの維持や、時には成層圏まで運ばれて突然昇温を引き起すエネルギーの一部となろう。以上をまとめると、「ブロッキング現象が頻繁に起るような月には、 A_Z から A_E への変換が大きい。即ち、熱の北向き渦輸送は莫大となる。そして、エネルギー・サイクルを



第22図 1962年10月～1963年9月に至る

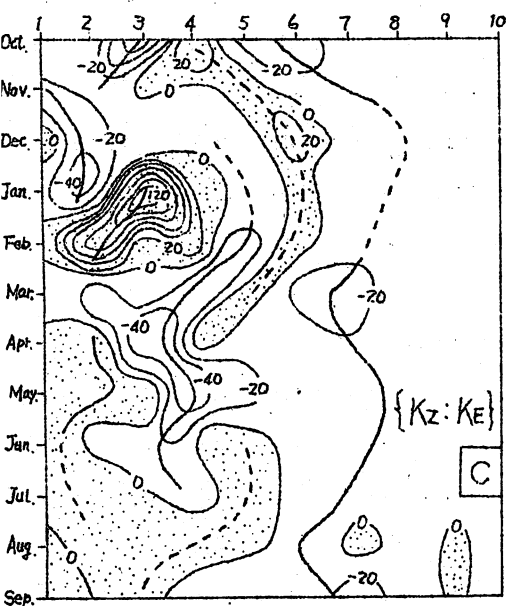
1年間の下部対流圏のエネルギー・サイクル。

横軸は波数。値はすべて月平均値。

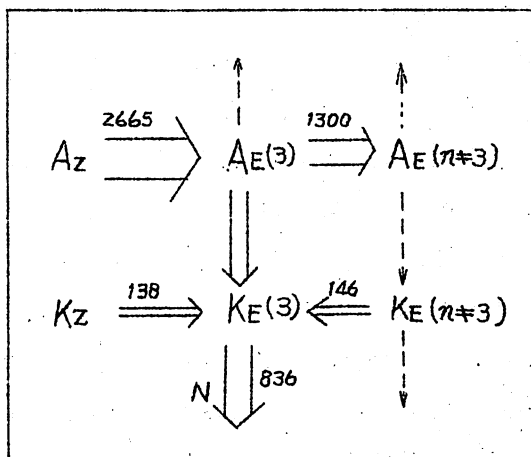
単位は $10^{18} \text{ ergs sec}^{-1}$

または $10^{11} \text{ joules sec}^{-1}$ 。

(村上・戸松, 1965)



第23図 波数3の超長波に対するエネルギー
収支。1963年1月。Nは500mb面を通
して上層に運ばれるエネルギー。-ωφに対
応する。単位は 10^{18} erg/sec 。(村上・戸松, 1965)



波数別に見る時、波数2や3の超長波が主役をなし、これら擾乱の運動エネルギーは A_E からも K_Z からも補給される」しかし、下部対流圏のみの結果で大丈夫であろうか。

菊池は、基本予報モデルとして2層のLorentzモデル(準地衡風モデルを一步すすめたもので、空間平均的な垂直安定度の時間的変化も考慮し得る)を用い、それに放射、地表面での顕熱の交換、凝結熱の放出などをパラメタ化して導入し、球関数を用い100日以上の数値実験を行った。これには実際の山や海陸分布がはいっている。数値実験の一時期、ブロッキングが卓越した時があったので、それを含む30日間の平均をとり次の結果を得た。ブロッキングに附随してダブル・ジェットが現れるが、その北側のジェット(K_Z の一部)は、一旦生成されてからは、有効位置エネルギーから変換された K_E と下層から加えられる K_E からの変換によって維持されている。そして下層から上層に輸送される K_E は K_Z からつくられていた。菊池の実験の場合、波数2の超長波によるエネルギー・サイクルが卓越していた。この結果は村上らの結果と矛盾なく、更に信頼性をますこととなった。ところで擾乱の運動エネルギー(K_E)が増大して擾乱が発達するには $A_E \rightarrow K_E$ か $K_Z \rightarrow K_E$ の2通りある。我々は、前者を傾圧不安定による発達、後者を順圧不安定による発達と略称する。村上・戸松と菊池の結果によれば、 K_E は A_E と K_Z から補給された。では、ブロッキング現象は、傾圧不安定と順圧不安定とによって発生したとしてよいであろうか? いままでの議論の対象は、あくまでブロッキング現象が卓越した1ヶ月であって、ブロッキングそのものにそのまま対応させようとするのは非常に危険である。

都田は1958年1月を対象として3日毎に解析を行い次の様な結果を得た。ブロッキングの発生の初期には、それ以前 $K_E \rightarrow K_Z$ だったのが $K_Z \rightarrow K_E$ に逆転している。一方、 $A_Z \rightarrow A_E$ の変化も急激にますが $A_E \rightarrow K_E$ は0に近くなる。すなわち、ブロッキングの発生の直接原因は順圧不安定のようなのである。しかし、初期段階をすぎると運動エネルギー間の変換の方向はもとにもどり($K_E \rightarrow K_Z$)、一方 $A_E \rightarrow K_E$ の変換は増大する。しかし $A_Z \rightarrow A_E$ の量はどんどん減少し、ブロッキングの終末期には極小となる。これが正しければ、「ブロッキング現象は順圧不安定により発生し、傾圧不安定によるエネルギー変換を通じて維持される。一方、顕熱の北向き輸送はブロッキングの初期をのぞいて却って減少する」という事になる。渡辺の半月平均天気図を用いての研究では $K_Z \rightarrow K_E$ はブロッキングの終末期にのみおこる。以上のものと異った結果であるが、その当否はわからない。この場合も、ブロッキング発生初期を除いて、下層での $A_Z \rightarrow A_E$ または、北向きの熱輸送は少なくなる。さらに、 A_Z と K_Z 間の変換を求めたが、ブロッキング時に限って $A_Z \leftarrow K_Z$ になることを示した。ここで注意したのは、この方向の逆転をそれ程問題にすべきでなく、計算領域(一応南限は 0° であるが、信頼できる

のは 20°N 以北)に於て、間接循環の寄与が大きくなった為と解釈すべきである。これはブロッキングにもなって高緯度にもう1つの間接循環が形成される事と対応している(詳しくはIVでのべる)。森は梅雨時のブロッキングを対象にしたが、やはりその時は $A_z \rightarrow A_E$ は極小となっていた。村上や菊池らの結果は莫大な $A_z \rightarrow A_E$ の変換を示している。これ等の事は、次の様に考えれば矛盾しない。ブロッキング現象が起りやすい月とは、 A_z の生成の急速な月であろう。この事は、冷熱源の南北傾度がきつければ達成される。 A_z がある限界をこすと、何等かの不安定(後述)がおこり、超長波が発達し(寒波の氾濫に対応する)、顕熱の北向き輸送は急激に増大する。この様な寒波の氾濫はブロッキングの発生に有力な条件である。もし、ブロッキングが2次的に発生し維持されるならば、もはや熱の南北交換にはあまり役立たなくなると考えたい。しかし一つのインデックス・サイクルで総和をとる時は、初期の値がきいて、顕熱の北向き輸送量は平均より大となる。ブロッキング現象は予報的には最も重要な気象現象の一つである。そのため、我々はどうもブロッキングに顕熱輸送の重任をおかせ過ぎた感がある。§8のIV)で、もう少しつつこんで、ブロッキングの生成の過程について推論してみる。

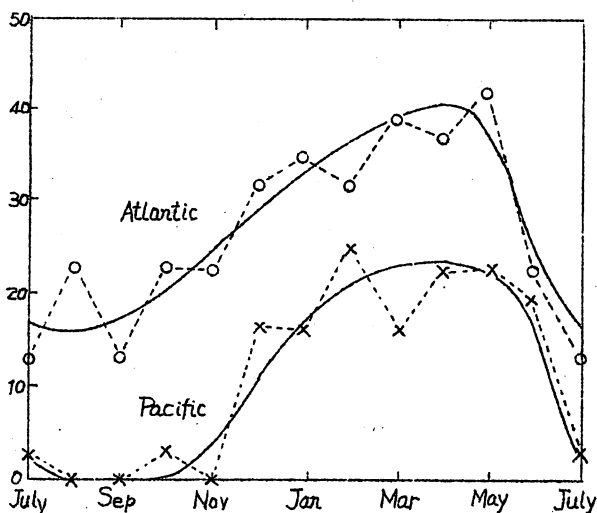
III) ブロッキングの起りやすい場所と季節

ブロッキングの統計でよく知られているのはRex (1951)の研究である。彼は次の定義を設定し、13.5年間にわたって統計をとった。

- (1) 偏西風が分流している事。
- (2) このダブル・ジェットは少なくとも 45° の経度にまたがっていなければならない。
- (3) 帯状流から分流への変化が急激である事。
- (4) 以上の状態が少なくとも10日間つづく事。

その一部を第24図と第25図に示した。ブロッキング高気圧の発生しやすい経度は大西洋では $10^{\circ}\text{E} \sim 30^{\circ}\text{W}$ 、太平洋区域では $140^{\circ}\text{W} \sim 170^{\circ}\text{W}$ (ベーリング海)であり、また春に多く、夏から秋にかけて少ない。太平洋区域では8月、9月には13年間1度もRexの定義したような典型的なブロッキングは発生していない。Rexの定義がきびしすぎるため、日本の梅雨時にオホーツク海や東シベリヤに出現する小規模なブロッキング、またはカスピ海(50°E)北部に頻発するものなどは、彼の統計からはもれてしまっている。

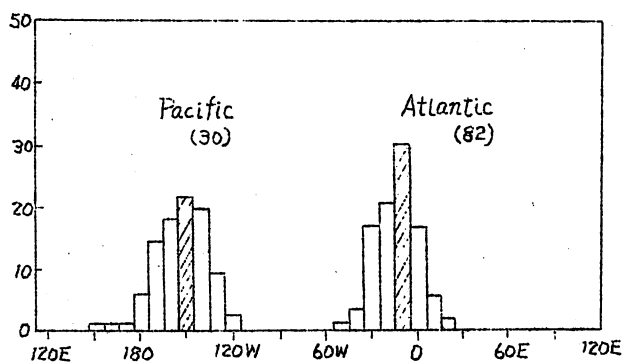
そこで、佐々木(1965)は少し定義をゆるめて、10年間の毎日の21時の500mb天気図を用いて、極東域についてのみ調査を行った。また柏原(1965)は 50°N 以北で+200m以上の500mb半旬高度偏差域があった時ブロッキング高気圧が存在するとして、10年間の冬季について調査した。しかし、此の様にRexの定義をゆるめて、北半球的に一年を通じて統計をとったものが見付からないので、上記3者の研究を適当につまぜて、プロ



第24図 ブロッキング活動の年変化

ブロッキングの存在日数の各月に対する割合。

13.5年間の統計 (Rex, 1951)



第25図 ブロッキングの発生経度の統計

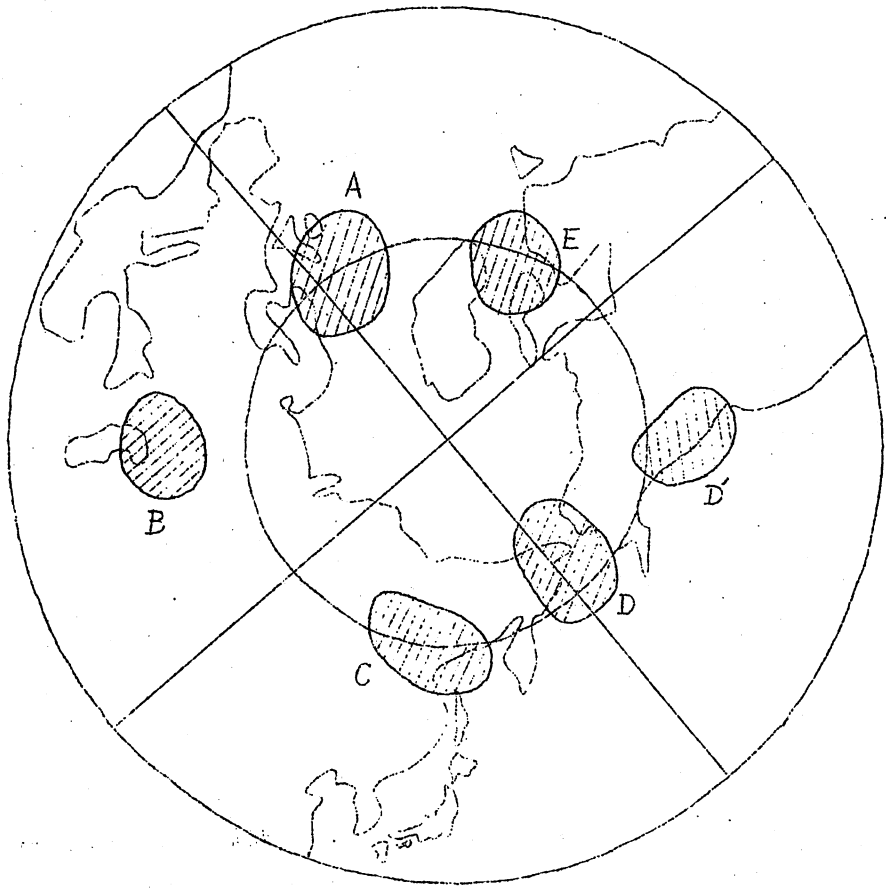
縦軸はグレーブ毎の出現の百分率を示す。

(Rex, 1951)

ッキング高気圧が起こりやすい場所を示したのが第26図である。Bでは、1年を通じてよく発生するが弱く持続性もそれ程ない。春(3,4,5月)に最も多い。Cでは、夏季(6,7,8月)のみ特に6,7月に頻発するが、あまり強くなく、持続性も弱い。BとCを比較すれば、B地域のものの方が持続性は強い。AとDでは一年を通じて多発するが、その活動は1月から3月にかけて強く、夏には最小となる。強く持続性のあるブロッキングの殆んどは、この2つの区域でおこる。一方、EとDは柏原の冬季のみに対する統計で得られたもので一年を通じて存在するかどうかはわからない。

南半球ではどうか。南半球で長い期間の統計をとるにはどうしても地表の天気図に頼らざるを得ない。Van Loon(1956)は、ブロッキング高気圧を取り出す条件として次の3つを用いた。

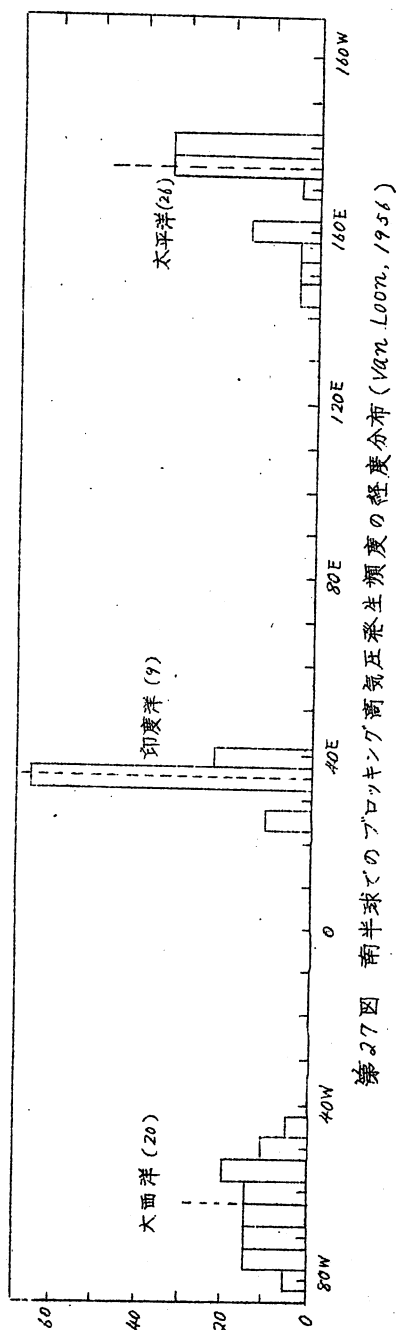
- (1) ブロッキング高気圧の移動はブロッキングの全期間を通じて、 45°S において、経度 25° 以内である事(移動性高気圧と区別するため)。
- (2) ブロッキング高気圧の中心位置は、亜熱帯高圧帯の平均位置から少くとも 10° 南にある事(上層で切離された高気圧が対応するため)。
- (3) ブロッキングは少くとも6日続く



第26図 ブロッキング高気圧の頻発地域

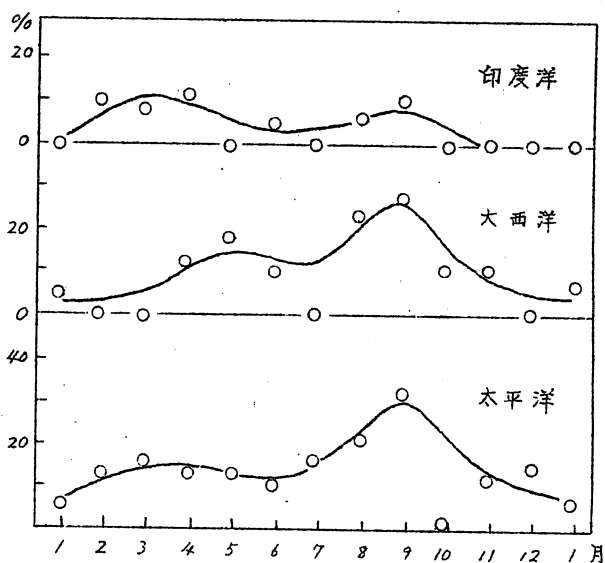
事。

彼は、1950～1955年の5年間について調査し、上記条件に適合する55個を得た。第27図には、発生頻度の経度分布を示す。北半球と同様に、ブロッキングが発生しやすい場所がある事がわかる（但し、85～15°Wには観測がないので、統計には入っていない）。南太平洋の16°E～18°E（ニュージーランド近辺）、大西洋の5°W～7°W（アルゼンチン南東沖）と印度洋の3°E～4°E（アフリカ大陸の東南方海洋上）の3箇所である。すべて、大陸の東南方の海洋上にある。また、季節変化（第28図）は北半球と同様で、春に最大で夏に最小となる。これに加えて、秋季（3、4、5月）にも多くなる傾向がある。なお、北半球では、大西洋でブロッキングがおこり、引続いてカスピ海北方、太平洋にブロッキングが誘発されるというつながりが多いが、南半球でもかかる関連性があるようである。その多くの場合、太平洋のブロッキングが先行している。その良い例を第29図に示す。大西洋に典型的



第27図

南半球でのブロッキング頻度の緯度分布 (Van Loon, 1956)

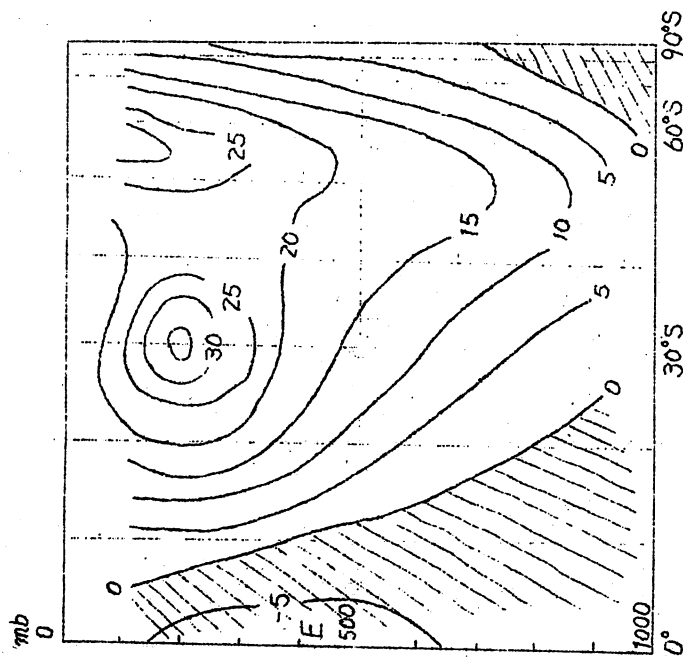


第28図 南半球でのブロッキングの季節変化

ブロッキング存在日数の月日数に対する%で示してある。

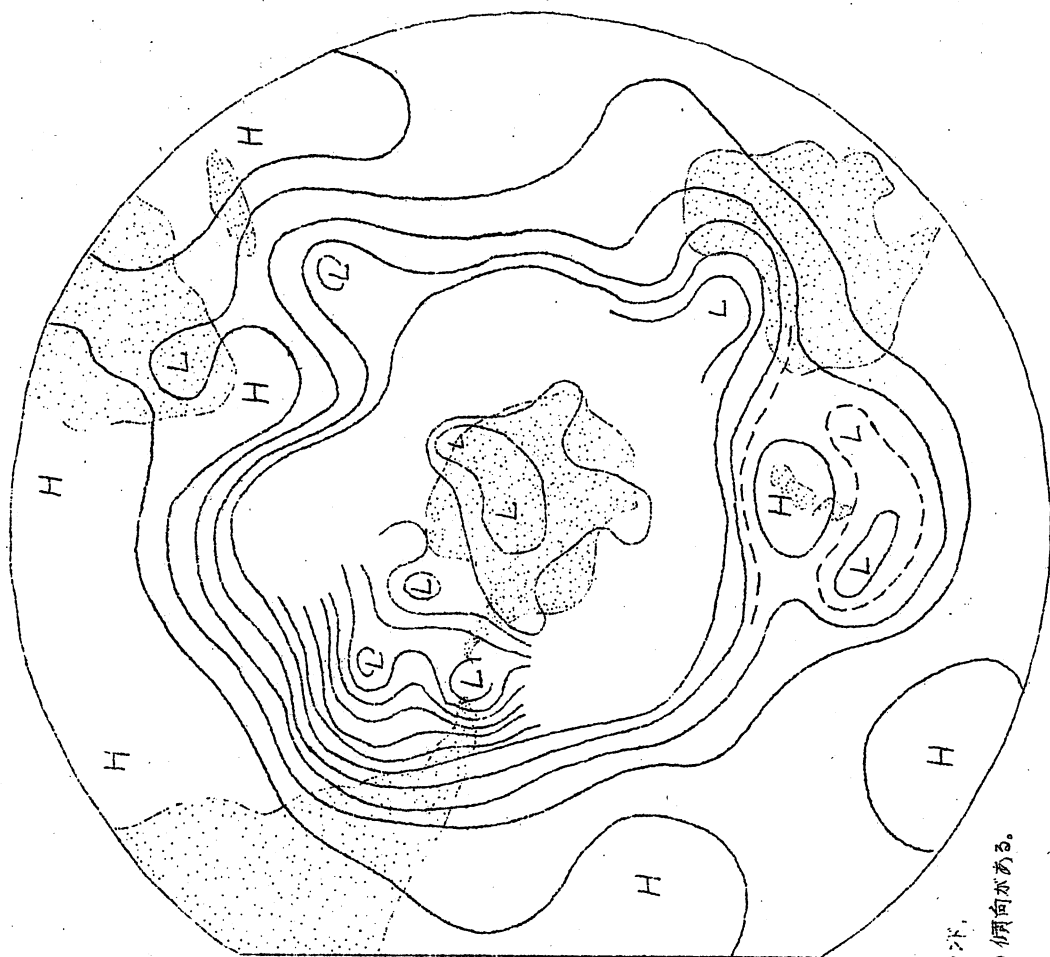
なブロッキング(2週間以上つづいた)がみられ、南阿連邦上には弱いブロッキングがあり、アルゼンチン東南方海岸にもまさに形成されようとしている。

さて、ここで横道にそれるが、次の事を注意しておきたい。今まで得られている南半球の冬半年(4月～9月)の帯状流の垂直断面図には、第30図に示すごとく、 3°S と 5°S の上空に2つのジェットが現れている。既に示した様に、ブロッキング現象の出現しやすい3つの場所があるが、南半球での高層観測はたまたまその近辺にしかない。更に第28図からわかるように4月～9月の冬半年はブロッキングが卓越する。この2つの事が重り合って、ダブル・ジェットが平均図に現れたものと考え得る。即ち第30図は、高層観測の場所的偏在に禍された結果で、真の帯状平均からかなりずれたものとなっているであろう。



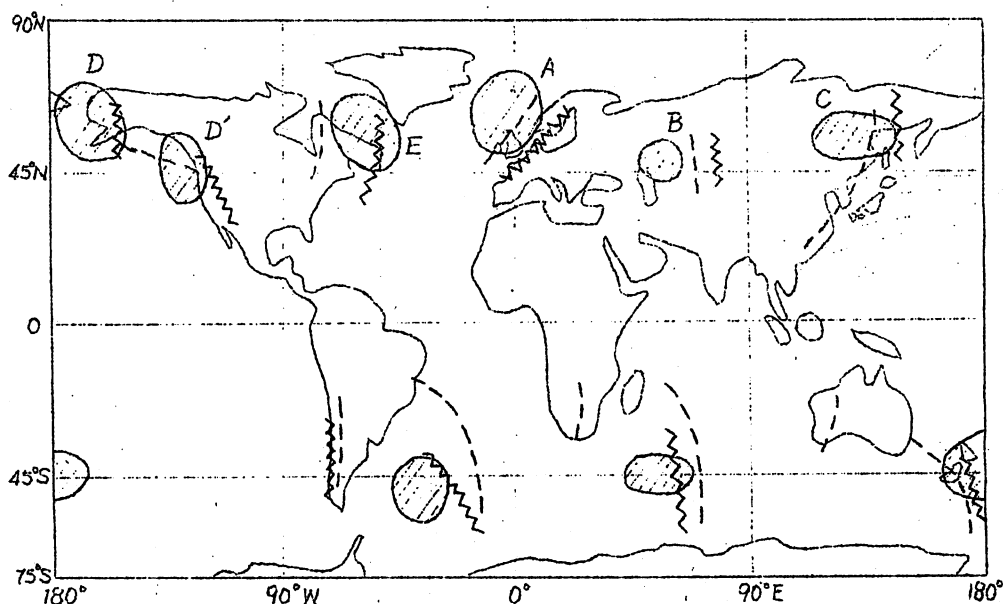
第30図 南半球の冬季(4月~9月)の平均帯状流。

m/sec (Obasi, 1963による。)



第29図 南北球に於けるブレイキング現象の例。ニュージーランド、南阿連邦上にみられる。南アメリカの先端の東側にもその傾向がある。
500 mb 天気図。800 m 間隔。1960年4月25日

以上の様に、南北両半球を通じて、ブロッキング高気圧は、或る限定された区域に発生しやすい事がわかった。今迄、種々論議されているが、大体、山岳効果と熱源効果によって偏西風帯に生ずる準定常的な峰の近辺に起りやすい、という事に落ちついている。差しさわりのない結論であるが、こう単純にかたづけてしまってよいであろうか。よくいわれる様に、山によって生ずる擾乱は、バロトロピック的で谷や峰の垂直軸の東西方向の傾斜は対流圏ではあまりない。一方、熱源効果によって生ずる擾乱は、下部対流圏では上方に行くに従って西に傾いている。また、村上の最近の研究によれば、下部成層圏ではどちらの効果で出きる擾乱（超長波）もその軸は西に傾いている。以上の事は、2種類の擾乱が、熱の北向き輸送に対する反応の点で性質を異にしている事を示している。ブロッキングの発生・維持に対する好都合さは、同じではない筈である。もし、ブロッキングに対して発生場所や発生頻度や、またその季節変化などを調べた均質な統計が存在し、一方、熱源効果と山岳効果を分離し、それによって夫々生ずる全球的な準定常場が数値実験の手法を通じて得られるならば、その両者を比較する事によって、ブロッキングがどちらの効果を好むか？ 季節によってその性質に差異があるか？ などがわかるであろうし、また、それによってブロッキング発生の機構をしらべる上で、有力な指針を得る事が出来る。最近、笠原（1968）は、実際の山を入れ、実際に観測されている带状流の南北分布を与えて、等質大気に対する数値実験を行い、計算が落ち着いてからの30日



第3/四 山の効果によって生ずるridgeの位置

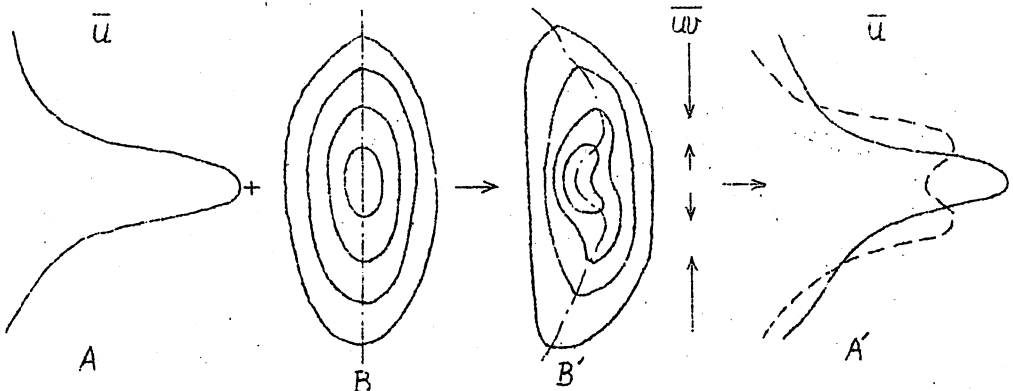
~~~~~ は1月, ----- は7月に対応する。(笠原<1968>による。)

南半球でブロッキング高気圧が存在しやすい場所を◎で示す。

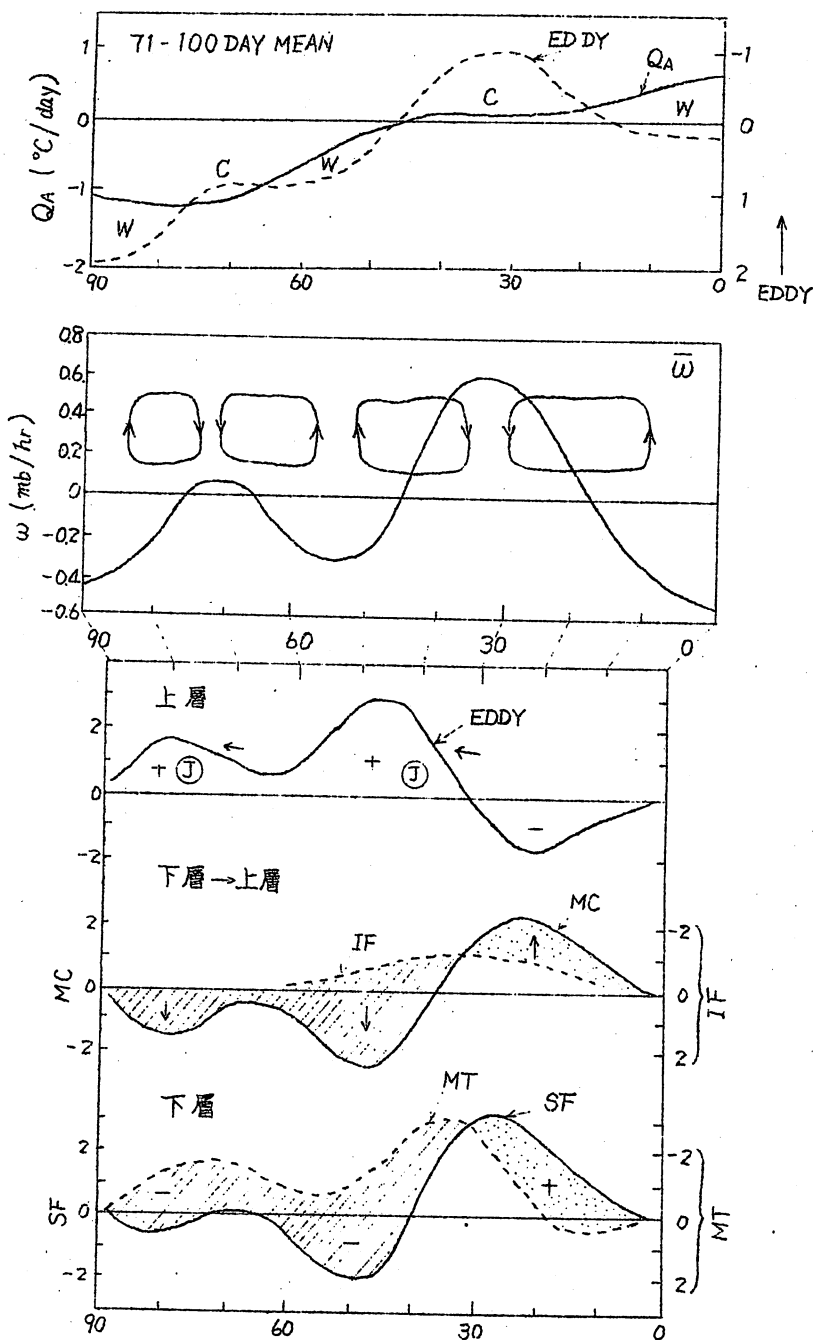
間の平均をとり、山に依って生ずる準定常なパターンを求めた。第31図は、その結果から峰の位置だけを取り出して見たもので、1月と7月の場合が同時に記入してある。更に、今迄のべてきたブロッキング高気圧の存在しやすい所も示してある。笠原の計算は簡単化されており、その結果の当否にはやや問題があるが、やはりブロッキング高気圧は山岳によって形成される準定常な峰の位置を好むと思われる。しかし、そう結論を下すのはまだ危険である。北半球の冬の場合、冷熱源効果により生ずる峰の位置は、山によるものと大体同じである。笠原は冷熱源効果についても計算し、現在整理中であるが、それによると、準定常擾乱の強さは、冬には山と熱によるものは同じ程度であるが、夏には熱源効果によるものが勝っている。一方、南半球では夏冬とも熱源効果による擾乱の方がずっと強くなっている。他方、ここに示したブロッキング高気圧の頻発場所の季節変化も、均質でない統計を混合したものであるので、上述の如き比較につかうのに耐え得るものでない。総合的なブロッキングの再統計が望まれるゆえんである。ブロッキング現象が山と熱のどちらと関連をもつかの議論はこの節の(IV)で異った観点から再びなされる。

#### IV) ブロッキング生成の経過の推論

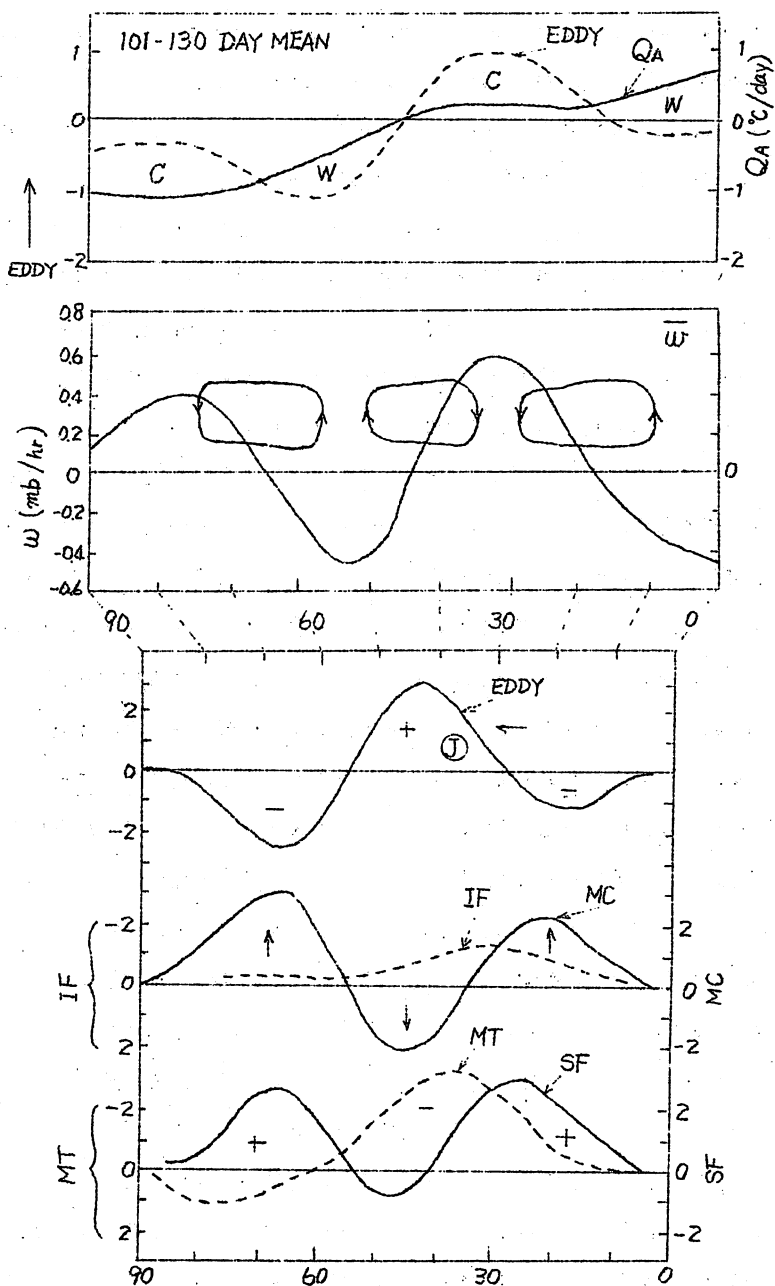
Rex (1951) はブロッキング現象を *pressur jump* で説明しようとしたし、Yeh (1949) はブロッキング高気圧の西進を、偏西風帯の分散波による群速度で説明出来るとした。更に岸保・荒川は、簡単化された帯状流の順圧予報モデルを作り実際の予報を行った結果、ジェットの流れを予報する事ができた。これは、ブロッキング現象が順圧不安定から生じ得る事を示している。その過程は、次の様に説明できる(§3の(I)の第8図Ⅱの変形)。第32図において、偏西風ジェットの中心が極端に強まった時(A)を考えよう。その上に南北に



第32図 順圧過程によるダブル・ジェットの生成



第33図 ブロッキング現象が卓越する30日間(左側)とそうでない30日間(右側)の熱効果(EDDYと示したのは顕熱の渦輸送の収収発散によって生ずる假想的な冷熱源の分布を示し、 $Q_A$ は大気の冷熱源分布を示す。)、 $\omega$ 及び帯状流風速の変化率を示す。



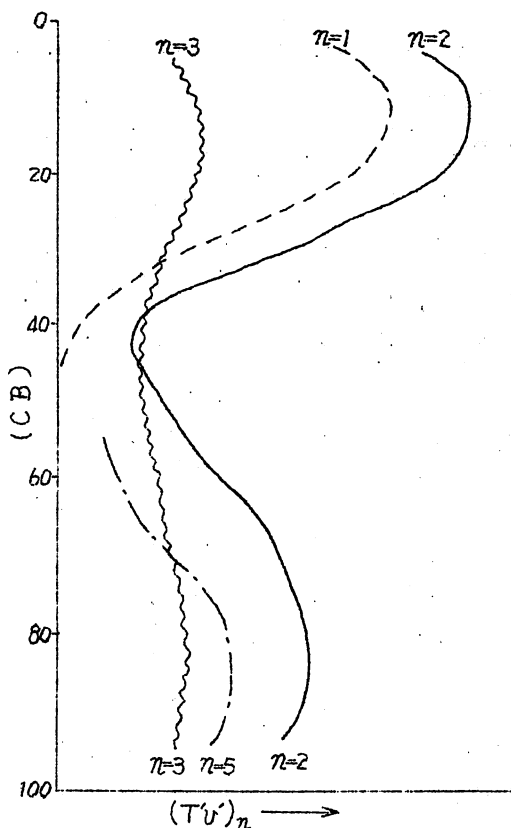
風速変化率の単位は  $m \text{ sec}^{-1} \text{ day}^{-1}$ 。EDDYとは運動量の渦輸送の収斂発散効果、MCは子午面循環による垂直輸送、IFは垂直渦動拡散、SFは地表摩擦による面風運動量の生成消滅、MTは山のトルクによる生成消滅を示す。

巾広い擾乱(B)が生じたとする。すると、§ 3の(I)でのべた如く、ジェットを中心部では曲率効果が効いてきて、擾乱の位相速度はかえって遅れる。しかし、ジェットを中心から可成り離れた所では、この曲率効果は小さく、ために $\bar{u}$ が大きい程速く進む。そうして谷の軸はBの様になり、運動量の渦輸送は矢印の方向に行われ、Aの如く、古いジェットの両側に新しく2つのジェットがつくられる。この2つのジェットがそれ程きつくないうちは、それに重なる擾乱のトラフの軸の動きは $\bar{u}$ が大きい程大きいから、その後の軸の傾きもBのと大体同じで、どんどん両側のジェットは強くなっていく。ダブル・ジェットの出現はブロッキング現象の出現と同等と見なし得るから、順圧過程で生成され得る。確かにブロッキングはジェットが強まった結果におこる熱の南北交換の活発化に引続いて出現している。またジェット流の極大は冬季は、日本の南岸や北米西海岸沖のアンカー・トラフの東南側に存在する。すでに述べた如く、ブロッキングの発生に先立って、強い寒気の氾濫があるが、その寒気はアンカー・トラフの軸に沿って南下する。これが第32図の南北に巾広い擾乱Bに当たるとすればよい。

前々節で、ブロッキングの初期は順圧不安定といった事とも矛盾がないから、ブロッキング発生の直接原因は上述の考え方でよいだろう。さて、ここで再び前々節で述べた菊池の数実験を別の面から眺めてみる。まず平均的な状態についてのべる。この期間、波数2の擾乱が卓越するが、下層では山により生じた波数2の擾乱が一般場との相互作用によって波数2の運動エネルギーを獲得している。また、波数2の $A_E$ の一部は、海陸分布にともない生ずる東西方向の気温分布と熱源分布との相互作用( $\partial'_A \cdot T'$ )により生成されている。しかし、この量はブロッキング期間でない時の方が却って多い。また、 $A_E \rightarrow A_E(2)$ なる変換は常におこっているが、これが山の効果か熱の効果のどちらに依るかは述べられていない。第33図には、その右側に普通の期間、左側にブロッキングが卓越した期間のものが示してある。一番上の図は、熱の分布を示したもので $Q_A$ は大気冷熱源、 $E D D Y$ とは擾乱による熱の北向き輸送の収斂量( $-\partial T'v'/\partial y$ )である。既にのべた如く、子午面循環には $Q_A - \partial T'v'/\partial y$ がきく。図では $Q_A$ の曲線が $E D D Y$ の曲線の上にある緯度では熱源、その逆の時は冷源としてきく。それに対応して真中の図に示した子午面循環が生ずるのであるが、右側の場合は3細胞の普通の循環となり、一方北向き熱輸送が異常に多い左側では、この場合、極への熱の運び過ぎがおこっていて、極地方で熱源、70°N近辺で弱い冷源となり、それに対応して4細胞循環が生成される。そうすると、高緯度の間接循環に対しても、中緯度の間接循環に対して§ 3のI)で論じたと同じ理由で下降域の上層に運動量の収斂がおこり、新しいジェットが生成される。(ブロッキング状態の生成)。さて、一度ブロッキングに対応するダブル・ジェットが形成されると、子午面循環により下の図の真中の曲線の中に示した矢印の方向即ち下層に平

均角運動量が輸送され、それは地表で山のトルクや地表摩擦によって消費される。それ故、上層のダブル・ジェットを維持するためには、一番上の曲線で示された量だけの角運動量（または  $K_E$ ）の補給が上層になされねばならない。この補給は、波数2の擾乱（ $K_E(2)$ ）による運動量輸送によってなされ（ $K_E(2) \rightarrow K_E$ ）、さらに上層のこの  $K_E(2)$  は  $A_E(2)$  からの変換と、下層で山の効果で生成された  $K_E(2)$  の上層への輸送で維持されている。菊池の結果は多くの点で興味があり、ブロッキングの維持の問題の鍵らしきものを提供しているが、一番重要な事は、山の効果が波数2の超長波を発達させ、ブロッキングの発生と維持（？）の役割りを果たしているらしい事である。ただ、 $A_E$  から超長波の  $A_E$  への変換が何によって加速されているかはわからない。さて、超長波による顕熱輸送が急激に増大したとしても、 $-\partial(T'v)/\partial y$  (EDDY) が第33図最上図の右側の様を形になって悪いわけではなく、この場合はブロッキング現象は発生しない事となる。第32図に対する説明からすれば、鋭く集中したジェットが出現すれば、ブロッキングは常に発生する事となる。熱の面からみれば不器用とも見える熱の擾乱による再配分から生じている。この両者の結び付けをどう調整したらよいだろうか。多分、超長波擾乱の南北のスケールの大小に関連していそうに思われる。

ここで、超長波擾乱が何に起因するかについて大胆な推論をしてみよう。戸松は、1965年1月について850 mb から100 mbまでの層につき、毎日のエネルギー・サイクルや輸送量の計算を行った。その中から顕熱の南北輸送の値を拾い出し、 $40^\circ\text{N}$ 、 $50^\circ\text{N}$ 及び $60^\circ\text{N}$ 等に於る垂直分布の日々の変化を波数別にプロットしてみた。気温の南北傾度がきつくなつて顕熱の北向き輸送が急に強くなる時、其の輸送の垂直分布にかなりはつきりした特徴があるようである。それをモデル的に第34図に示したが、波数 $n=1$ では200 mb 以上でのみ顕著であるが、 $n=2$ では成層圏と対流圏下層に極値が現れ、前者の極大の方が大きい。次に $n=3$ は $n=2$ と同様にやはり大体同じ高さに2つの極大があるが、この場合は下層の方が大きい。 $n=5$ になると、北向き輸送は主として500 mb 以下で行われる様になる。（ $n=4$  は大体 $n=3$  と5の間の性質をもつ）。即ち、波数が小さい程、熱輸送の重点は成層圏に移り、波数が大きくなると下層で卓越してくる。村上（1957）は、熱源や山岳に依って生ずる定常波によって期待される顕熱の北向き輸送をブリュチフ方程式を線型化して理論的に計算したが、その一部を第35図に示した。加熱効果については、2つの型の垂直分布—加熱率の極大が700 mb にある時と地表にある時で、前者は降水による凝結熱の分布、後者は地表面から補給された顕熱の分布に対応する—を与えた場合について行った。山岳効果の場合、 $n=2$ では上部対流圏でのみ、 $n=4$ で200 mb に強い極大と900 mb 辺に弱い極大がある。両者とも第34図と喰い違う。一方、熱効果の場合をみると、太線でかいた加熱の極大が



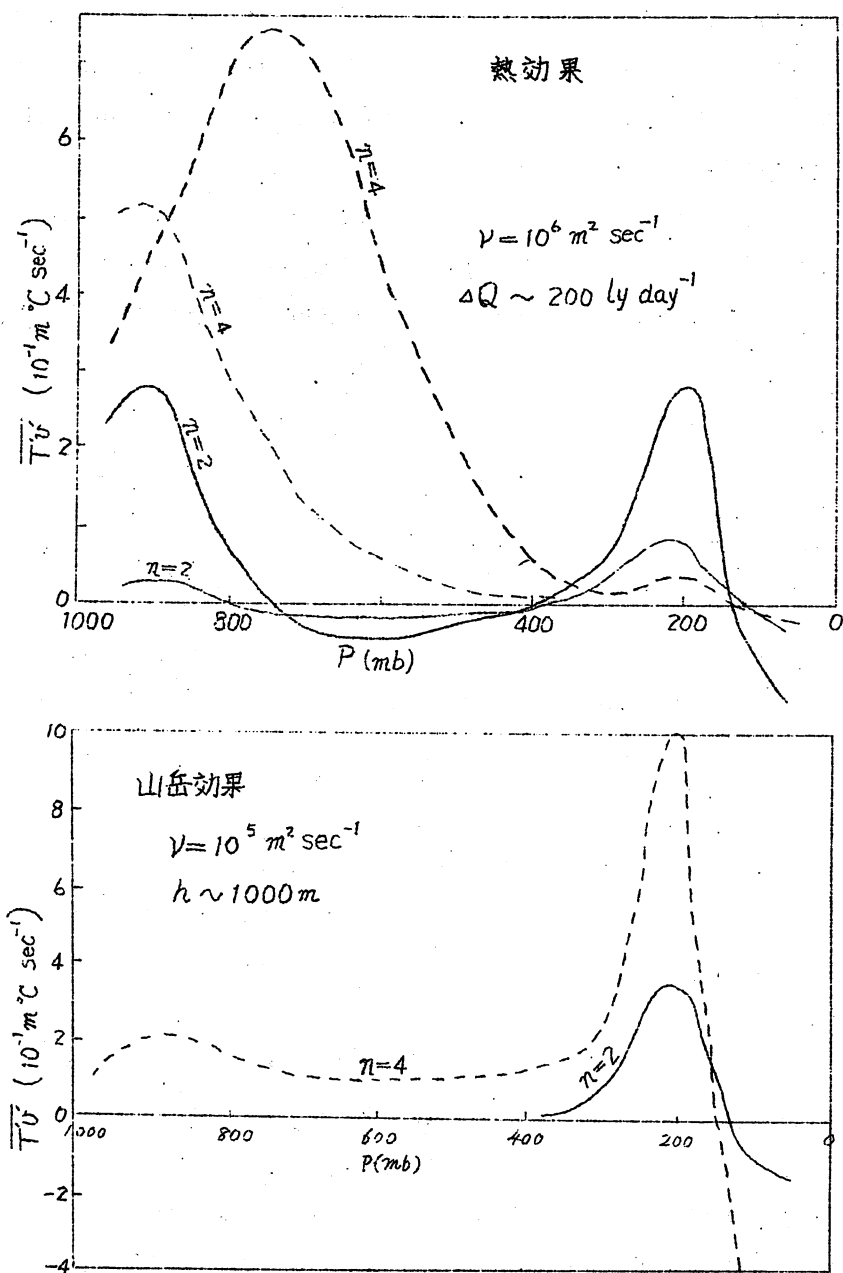
第34図 顕熱の北向き渦輸送量が  
さかんな時の各波数別の熱輸送量の  
垂直分布の形。  $n$  は波数。

中層にある場合の分布の形（値は問題外として）と第34図の傾向とは良く合っている。とにかく、山岳効果により生ずる超長波による熱輸送は対流圏上層より高い層でのみ効果的である。実測でみられる波数2に対する熱輸送の垂直分布は期待できない。これは、熱の単独効果とも、熱と山の2つの結合した効果とも解釈できるが、山の単独効果とはみられない。

さて、ここで強い北向き顕熱輸送があり、それに伴ってブロッキングが発生するケースに注目すると、比較的圏界面附近で  $n=1, 2$  による輸送が強い。これが常に正しいとすれば、熱輸送に関連する  $A_z \rightarrow A_E$  ( $n=1, 2, 3$ ) は、主に熱源の東西分布の効果による擾乱の不安定化によってなされるが、ブロッキング現象が引続いて起る様な時は山岳効果による  $A_z \rightarrow A_E$  ( $n=1, 2$ ) も附加されていると推論される。いずれにせよ、ブロッキング現象発生的主要因素は山の効果であるようだ。今後この問題をより綿密に調べてみる必要がある。

#### V) ブロッキングに好ましい熱分布

ブロッキング現象の維持を熱的観点で考える場合、ブロッキングに附随する子午面循環（垂

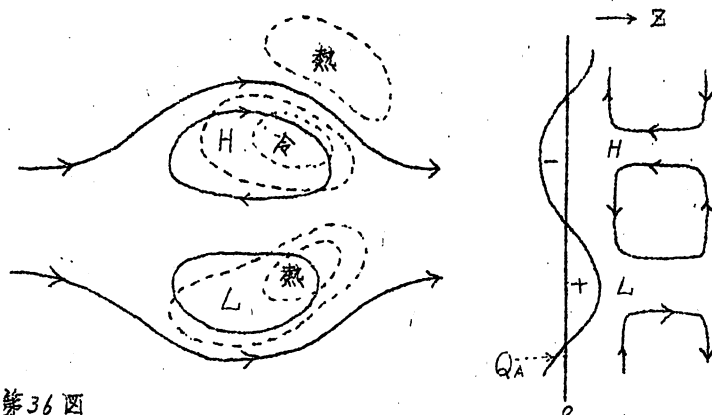


第35図 熱と山によって生ずる定常擾乱による顕熱の北向き輸送の垂直分布。35°Nの垂直 Wind shear の場合を示す。

上図の太線、細線は加熱の極大が 750 mb, 1000 mb に、それぞれある場合である。

直循環)による断熱的な加熱冷却と  $Q_A - \partial \overline{T'v'}/\partial y$  がバランスしていなければならない。  
 ブロッキングの初期をのぞいて  $\overline{T'v'}$  は却って小さいであろうと主張した。といって  
 $\partial \overline{T'v'}/\partial y$  が小さいとは限らなく、あるいはこの項がブロッキング維持の主要項であるか  
 も知れない。菊池の実験ではそうになっている。しかし、ここでは  $Q_A$  に注目することにしよう。

もし、大気の冷熱源  $Q_A$  が、ブロッキング高気圧のところで冷源、南の低気圧部で熱源となつ  
 ていれば、ブロッキングの配置を維持する一助となろう。Mintz-Arakawaモデルを用い  
 ての数値実験で、最近しばしばブロッキング現象が発生するが、その時の熱冷源分布をしらべ

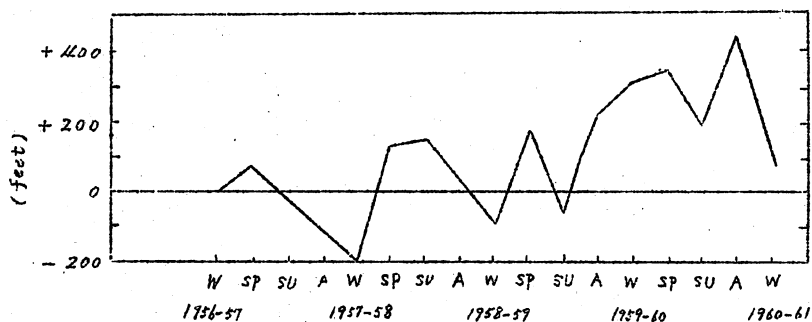


第36図

ブロッキング現象の維持に好都合な  $Q_A$  の分布。

てみると、第36図の如く高気圧の領域では冷源、低気圧の領域では熱源 ( $Q_{SEN} + Q_{CON}$  の増大)であり、更に高気圧の北東部にも熱源が存在する。すなわち  $Q_A$  の分布がブロッキング配置を維持しやすくなっている。この様な熱源分布は、海洋上では容易に出現する。何故ならば、暖かいブロッキング高気圧は海洋により冷やされるだろうし、冷たい切離低気圧は海洋からの顕熱の補給で暖められるし、また潜熱の補給量も大きい為、その東南部の低気圧活動による凝結熱の放出も増大するだろう。その上、海洋の熱容量が大きい為、同じ位置にブロッキングが居座わっていても、この  $Q_A$  の分布を永続させ得る能力がある。強いブロッキングが、海洋上でおこり持続性も良い一つの理由であろう。さらに、北大西洋のブロッキング活動の方が、北太平洋のそれと較べてずっと活発でありまた永続きする。その理由として、北大西洋では北極海の極氷の南限はずっと北にあり、通常ブロッキング高気圧が発生する区域は開水面にあたり、海洋との熱交換は自由であるが、太平洋では、高気圧発生位置は冬季には、ベーリング海かそれより北であり、海洋は氷でおおわれている(第14図参照)ので熱交換がスムーズにいかない事が指摘できる。

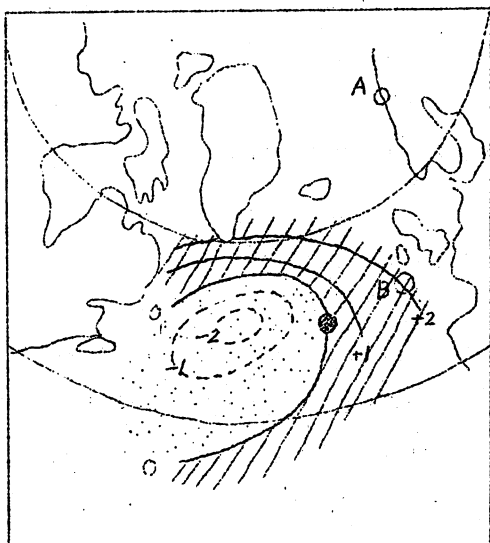
次の問題に移ろう。1958年から1960年の3年間にわたって、北部ヨーロッパは全季



第37図 700 mb のブロッキング示数の年々変化

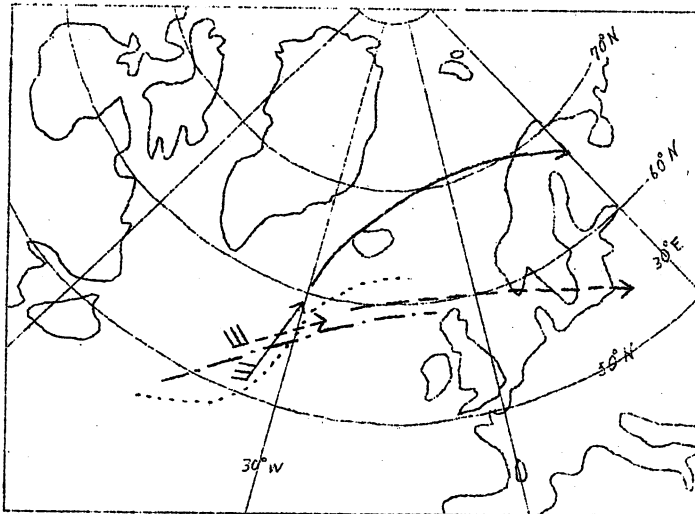
この示数は  $70^{\circ}\text{N}$ ,  $20^{\circ}\text{E}$  の高度から  $50^{\circ}\text{N}$ ,  $10^{\circ}\text{W}$  の高度をひいたもの。

節を通じてブロッキング活動がさかんであったが、Namias (1964) はその原因を北大西洋の海水温の異常に求めた。第37図に北大西洋でのブロッキング示数の各季節毎の年々変化を示した。1958年の春頃からブロッキング活動は各季節を通じて増大している。さて、この期間の北大西洋の海水温の偏差を示したのが第38図であるが、広大な範囲にわたり、大きな異常があらわれている。特に、その偏差の水平傾度は非常につよい。Namias はこの点に注目し、次の様な推論を行った。第38図の黒丸の辺で考えると、



第38図 1958年9月～1960年10月の間の表面海水温の平均年々偏差  
単位は $^{\circ}\text{F}$ 。(Namias, 1964)

大気海洋による加熱量の年々偏差は、その点の東側では正、西側では負となる。これによって生ずる温度風は北分をもち、上層風の北向き成分を年々よりも強める。ところで、第39図に、年々の表面海温の等値線とこの異常な期間のそれを示したが、海水温の高低のみによって生ずる大気気温上昇に対応した温度風から求めた700 mbの風向は、図中の矢羽根のようになる。この矢羽根の方向に空気塊がせしやられ、その後は等しいうず度で移動するとすれば、矢印で示した流跡線に沿う筈で、



第39図

——はノルマル時の表面海水温の等値線の走向。

-----は異常の時の走向を示す。

矢羽根はそれに対して予想される700mbでの卓越風の向き、それから伸びる曲線はその風向に対して予想される流跡線。

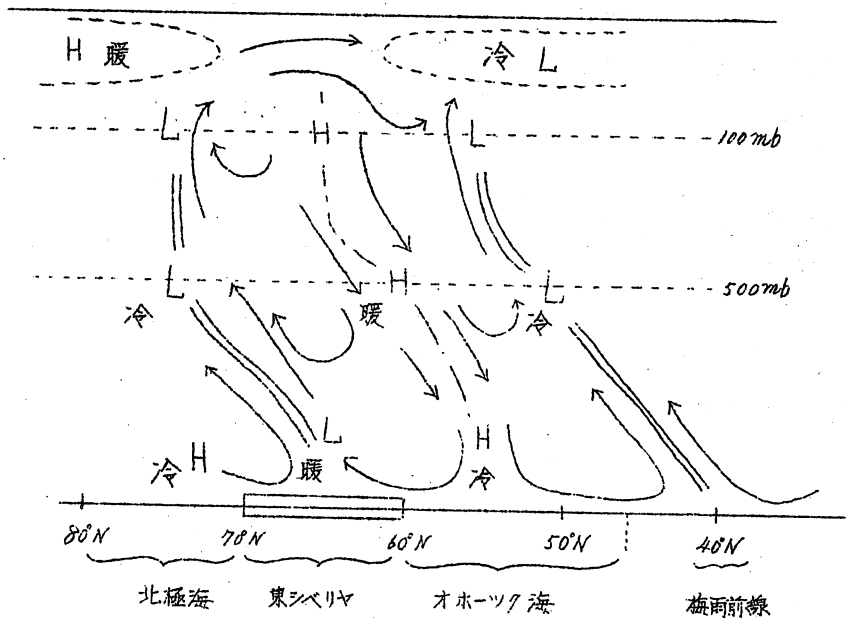
アイスランドかスカンディナ비아半島にかけて気圧の峰が発達しやすい条件となる。平年と較べれば、その違いは顕著で、ブロッキングが頻発しやすくなるという。筆者は、Namias のように、海水温の水平分布と温度風とを結び付ける論旨に賛成できないが、とにかく3年間にわたる海水温の異常がブロッキング活動の頻発化を助長した事は確かのように見える。

## V) 夏季のブロッキング

今迄、冬季のブロッキングを対象にしてきた。この場合、超長波が主要な役割りを果たしていた。梅雨季にみられるブロッキングではどうであろうか。森の5半旬平均に対する解析によれば、この期間には、超長波は冬季ほど重要ではなさそうである。エネルギー・サイクルを見ても、波数3、5及び7が卓越しているが、この波数3の役割りは、梅雨期の前後と較べて小さくなっている。Wiin-Nielsen ら(1964)の顕熱の渦輸送の解析結果をみても、7月は波数5以上の長波による輸送が卓越している。村上・戸松の計算した第22図からも、6月頃から超長波の役割は特に重要とは思えなくなっている。更に、森は日々の計算値からブロッキングを調べているが、その発生初期には、波数5か6による熱輸送が急増している傾向があるという(統計された結果ではない)。そして超長波の方はあまり変動はない様である。下部対流圏だけの事実で議論するのは非常に危険であるが(この季節は成層圏の熱輸送の方がどちらかというと卓越するから)、上述の熱輸送の変化は§5でのべたvacillationに対応する現象の様に思われる。Vacillationの現象に於て、南北の気温傾度をまして行き、急に一つ波数の小さい領域に移った際、要求される以上の熱の北向き輸送がおこり、冬季と同様に $Q_A - \alpha \overline{T'v} / \alpha_y$ の分布に異常がおこり、小規模なダブル・ジェットを形成することと

なる。そして発生場所が、ブロッキング状態を維持するのに好適な場所ならば、それは永続きする。

梅雨期に極東に発生するブロッキング高気圧は東シベリヤとオホーツク海にまたがる位置に多いがこれと対をなす低気圧はオホーツク海上空に位置する。地表から800～700mbまでは東シベリヤで低圧部(暖かい)、オホーツク海上に冷たい高気圧が存在する。背の低い高低気圧である。大井の解析によれば、成層圏では東シベリヤ上空に高気圧、その南にアリュシャンに中心をもった低気圧が梅雨時を通じて定常的に存在するという。これらを南北断面図で模式的に示したのが第40図である。500mb辺のブロッキング配置は時には南にずれ、



第40図 東シベリヤ・オホーツク海上にブロッキングが起っている時のモデル図。

見かけ上オホーツク海に背の高い高気圧が出現する事がしばしばある。

梅雨時期における地表面の状態は、大陸上は梅雨初期には雪はすでに融けており、日射により暖められやすく、その上の大気も周囲より暖くなっている。一方、オホーツク海では開氷が終り0℃近い表面海水温になっており、効果的に上の大気をひやす。また北極海は、大陸沿岸のせまい区域をのぞいては水でおおわれている。この様な状況のもとでは、オホーツク海上に高気圧、東シベリヤに低圧帯、極洋には高気圧が出来やすい。第40図には、子午面循環は全層を結ぶ様に画いたが、下層の熱的循環と中層のブロッキングともなり力学的循環とを分離

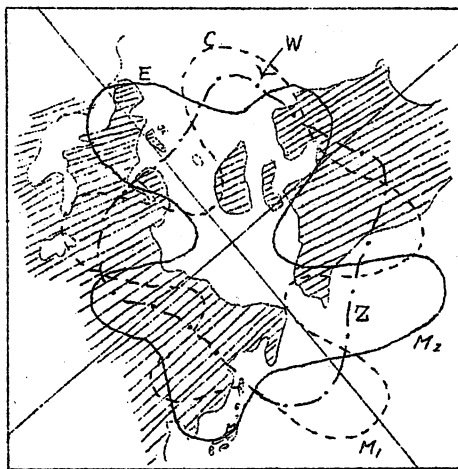
して書いた方が良くかも知れない。そうすると中層のブロッキング系は、下層との熱的な相互作用が弱いため、その維持に都合のよい熱源分布はあまり望めない事となり、もし

$\partial \overline{T'v} / \partial y$  の効果（換言すれば暖気移流効果）による支持がなければ消滅してしまう。ところで、大井のいう定常性のある100 mbのブロッキング状態は何によって維持されているのであるか。 $Q_A$  とは考えにくい。Wiin-Nielsen の数値解析によれば、 $\overline{T'v}$  の極大は月平均で45°Nの100~200 mbに存在し、そのレベルでは $\overline{T'v}$  は40°~60°Nで収斂、60°~70°Nで発散となっている事と関連がありそうである。

なお、梅雨時期に屢々カスピ海北方に典型的なブロッキングが発生する。500 mb面で見ると、それはオホーツク海近辺に発生するものよりも持続性がある。カスピ海西方は準定常波の2次的な谷が形成されやすい場所で、屢々寒気が北西方から南下してくる。その結果、ブロッキング配置が出現するのだが、切離低気圧がカスピ海に達すると停滞しブロッキングを持続させる傾向がある。この原因にカスピ海の熱的作用（加熱）が働いている様に見受けられる。

## VII) 中緯度の熱源異常と中緯度循環

筆者の推論の方向は既に述べた如く、中緯度循環の大きな型（low index か high



第41図 Girs の分類したパターン型。

低示教型は太平洋側では $M_1$ ,  $M_2$ , 大西洋側ではCとEである。

$M_1$ とC,  $M_2$ とEとが結びつけてあるが、これが相伴って常に起こるという意味ではない。

indexか)を決定するのは、熱帯の熱源と高緯度の冷源によって当然なされる。中緯度に存在し得る熱源異常（地球表面の何等かの異常に起因する）はその大きな型の現れ方を支配し得るとする。

Girs は§5(II)の末尾のところでのべた様に、中緯度循環は太平洋半球と大西洋側半球に対して夫々設定された3つの型を組合せた9つの型で分類する方法を提出している。（第41図）。ところで、Namias が示した海水温分布の異常がおこると、ブロッキング高気圧は北東偏して、スカンディナビアの方によって出来やすい（第39図）から大西洋地域ではC型（時にはE）が出現しやすくなることは推察されよう。もし、そんな時、冷熱源の南北傾度がhigh index を要求するような弱い時（熱の北向き輸送をそれ程要しない）は、太平洋側では帯状型のZ型が平年より多く現

れねばならぬだろう。例えば、Namias がしらべた期間から1959年を択んでみる。この年は、年平均でhigh index であった。Girs の統計をみると、大西洋ではC型が平年より30日も多く現れ、一方太平洋側ではZ型が平年より55日も多く現れていて上述の推論がよさそうに見える。また、もし北太平洋の中央部でNamias が見出した如き海水温の異常がおこれば、太平洋側ではM<sub>1</sub>型の頻発を強制する事となろう。

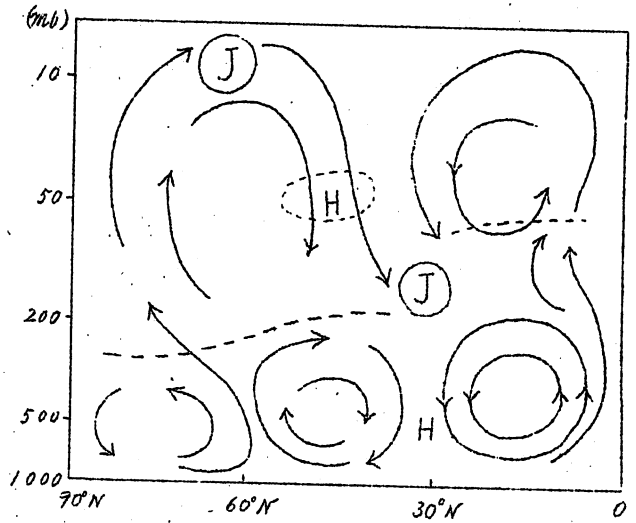
朝倉は、梅雨の気圧配置はヒマラヤ上空の熱源とオホーツク海の冷源によつて支配される可能性を強調し、そのため5月下旬から6月にかけてのヒマラヤ山塊の雪の状態が日本の梅雨の変動を左右する一因子であろうと推論している。雪どけが遅れれば、ヒマラヤ上空の熱源の出現がおくれ、梅雨の入りがおそくなり得る。

大循環のパターンを波数別にみる時、同じ低示数型でも、波数2が卓越する時と波数3が有力な時がある。これをコントロールするものは何か。中緯度自体に求むべきであろうか。または全全球的に探すべきであろうか。中緯度における山岳効果に依つて生ずる準定常波は波数2と3との混合であり、どちらかといえば波数2の方が強い。(ヒマラヤやロッキーの効果が特に強いから)。一方熱の東西分布からでも同様なことが言える。日本と北米の東海岸沖につよい熱源、地中海の熱源の強さはつよいが、範囲がせまい。そのため、冷熱源に生ずる擾乱はやはり波数2と3の混合であるが、波数2の方がずっと強い。山の場合、その高さは不変であるから、卓越波長をきめるものは、一般流の変化しか考えられない。一般流が強くなれば、準定常の卓越波長はのびていくだろう。一方、熱源分布の方は時間的に変化可能である。もし、海洋西部の冬の2つの熱源が異常に強まれば、波数2が更に強化される事はあるが、それを引き起すべき、その両区域の海水温の異常がそうしばしば起るとは思えない。やはり一般流の変化にその直接原因を求むべきだろうか。

長波の場合、気温の南北傾度がきつい程、波数の小さい擾乱が卓越する事はすでにのべた。超長波と山や熱の効果を結びつけた不安定理論はまだないが、長波の場合と同様に、気温の南北傾度がきつい時は波数の小さい超長波の方が発達しやすいと考えるのが無難だろう。そうならば、加熱率の南北傾度がきつく、気温傾度の増大率が大きい時は波数2が卓越する事になる。すなわち、平年より加熱率の南北傾度がきつい時は波数3が発達しやすく、さらにその傾度がきつい時は波数2が卓越すると考えたい。Bjerknes の例(第21図)は明らかに後者の場合である。波数2か3かという問題をここで取り上げたのは誤りだったようで、大循環の大きな型の中に入れるべきものであるようだ。

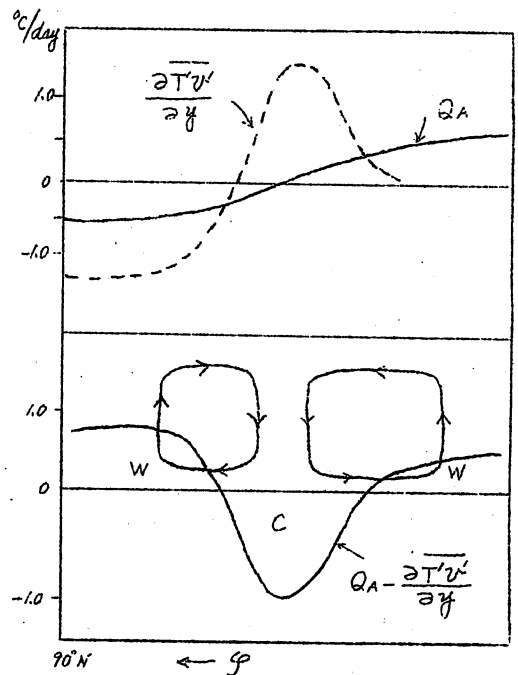
# Ⅲ) アリューシャン高気圧の消長

冬季の成層圏と対流圏を通じた平均的子午面循環は大体第42図の如くなっている。成層圏では南の直接循環、北の間接循環からなる2細胞循環が特徴であり、その下降域である50°~60°N上空に、対流圏の亜熱帯高気圧帯の生成と同じ機構で、暖かい高気圧帯が形成される。そして、特にアリューシャン上空で顕著に現れ、アリューシャン高気圧と名付けられている。この考え方を正しいとすれば、成層圏の間接循環が強まる時は、それにともないアリューシャン高気圧は発達する筈である。第43図に示した様に、成層圏の実際の冷熱源 $Q_A$ の南北傾度はよわい(第9図も参照せよ)。前にも述べた如く、1000mb 或はそれ以上の高さで50°N~55°Nに $\overline{T'v'}$ の極大が存在するが、その値は下部対流圏の $\overline{T'v'}$ と同じオーダーになり得る。そしてこの成層圏の極大値の増減は、明らかに(?)対流圏の動向に支配されている様だ(第34、35図参照)。もし成層圏だけで閉ざされているならば、 $Q_A$ の分布に見合った、少ない熱の渦輸送が起り、対流圏と同様な細胞循環があらわれるだろう。しかし実際には開かれた領域であり、成層圏中緯度



第42図 対流圏、成層圏を通しての冬季の子午面循環(モデル的に示した。)

Hで示したのはアリューシャン高気圧にあたる。



第43図 成層圏2細胞循環の説明

の熱輸送は、対流圏の南北傾度に強力に支配され得る。これによって生ずる  $\overline{TP}/\alpha g$  は  $QA$  よりはるかに大きく中緯度の effective な冷熱源分布は前者によって決定されてしまう。かくして第43図下図の如き、熱源分布を生じ2細胞循環が形成される。杉本(1968)は成層圏の波数1の超長波による熱の北向き輸送量の増減とアリューシャン高気圧の強弱の間に非常によい正相関を見出している。北向き熱輸送が増大すれば、effective な冷熱源の振巾が増大し、間接循環が強化され、下降運動による昇温が増大して高気圧が強くなると考えれば、至極もつともな結果である。上述の考えにより、更にすすめて、対流圏の気温の南北傾度の大小とアリューシャン高気圧の強弱の間にもよい対応が見い出される筈である。

## §9 あとがき

始め考えていたものより長くなり冗長にすぎた。それで、ここに今迄述べてきた事の要点を列挙しておく。推論的結論が多いから、これを、そのまま事実と思って頂かないよう注意したい。事実として差支えないものには◎印、かなり根拠もあり事実に近いと考えられるものは○印、今後のつつこんだ研究をなお必要とするものには△印を付して置く事にする。

- (1) 大気現象にみられるインデックス・サイクルは大気の不正確な(履歴効果をもつ)自己調整作用によって生ずるもので、冷熱源の南北傾度の変化そのものとは関係がない(◎)。
- (2) 冬のインデックス・サイクルは超長波によって支配されている(◎)。
- (3) 夏の弱いインデックス・サイクルは、室内実験で観測される vacillation と対応するらしい(△)。
- (4) 1ヶ月以上続く大循環の異常は、地球外からの効果を考えない場合、地球表面の異常に原因を求むべきである(○)。
- (5) その異常は、1ヶ月以上続き、1000Km以上のスケール、そして冷熱源の場に少くとも  $50 \text{ ly day}^{-1}$  の変化を与え得るものでなければならない。その可能性のあるものとして、a) 表面海水温の異常、b) 海水の異常、c) 積雲状態の異常、d) 土壌水分の異常の4つの要因が考えられる(○)。
- (6) 中緯度循環の大きい特徴は冷熱源の南北傾度の強弱によって支配される。それが平年より弱い時は高示数型、強い時は低示数型循環が現れる(◎)。さらに低示数型は波数2が卓越する場合と波数が顕著な場合の2つに分たれ、後者は南北傾度がより強い時出現する(△)。
- (7) 熱帯の東部太平洋に於ける海水温の異常は、中高緯度循環を大きく変化させる可能性がある(○)。
- (8) 北極海の極氷がなくなると、中緯度循環の季節変化を弱める(○)。

(9) 中緯度地帯の地表面の異常は、中緯度循環の細かい型を支配する(△)。

以上が、冷熱源の異常と大循環の変動を対象とした事柄である。次にブロッキング現象に関連したことを列挙しよう。

(1) 気温の南北傾度がある限界を越すと、超長波に何等かの不安定がおこり、顕熱の北向き渦輪送は急激に増大する。ブロッキングはそれに引き続いておこる現象である(◎)。

(2) ブロッキングそれ自身は顕熱の南北交換を弱める効果をもつ(○)。

(3) ブロッキングの発生・維持には、山の効果による下層に於ける超長波の順圧不安定と関連がある(△)。

(4) ブロッキングに先立つ顕熱輸送の急増は、冷熱源の東西分布の効果による超長波の不安定化と関連がある(△)。

(5) 夏のブロッキングには長超波の役割りはそれ程重要でない(△)。

(6) 梅雨時期には、オホーツク海近辺にブロッキング高気圧が頻発するが、スケールも小さく持続性は弱い。その一因はその循環を維持するための熱的条件にかけているためであろう(△)。

(7) 氷のない海洋上で発生したブロッキングの持続性は強い。その一つの理由は、氷のない海洋上では、海洋との熱交換の効果で、ブロッキングの循環の維持に好都合な冷熱源分布が永続しやすい為である(△)。

(8) 偏西風帯での表面海水温の或る種の異常はブロッキング現象を活発化させる効果をもつ(○)。

(9) 成層圏のアリューシャン高気圧の消長は、対流圏の熱分布によって支配される顕熱輸送の強弱とよい関係をもつ筈である(△)。

これまで、大循環の一個月以上の変動に対して冷熱源分布の異常性の重要度につきのべ、更にそれを引き起すであろう地表面状態の異常に注目すべきであると主張してきた。今後、この方向に沿った研究の活発化が望まれるが、現状において冷熱源の分布の日々の変化や月々の変化を数値解析から求める事は極めて困難で、信頼できるものを得るのは不可能に近いと筆者はいいたい。それではどうしたらよいか。この難点は大循環の数値実験モデルを使えばさけられる。そのため、冷熱源がからんだ大循環の問題の研究は、将来その殆んどが、大循環モデルを使って数値実験を行いその結果を解析して議論するという手法で占められる可能性がある。何か地表面の異常を見出して、其の時如何なる異常が大循環に生じていたかを解析する。そしてその間に果して密接な関係があるかを数値実験の方法で確める。また数値実験をやっている時、ブロッキングが発生したとする。そうならば占めたもので、現実のブロッキングを解析して得られる情報と較べれば、完全といって良い程の情報が与えられ、ブロッキング現象の究明は不連続的に進歩するだろう。

今迄の議論で、海水温異常の重要性を繰返しのべてきた。東北地方の冷害に関連して、日本で

は海水温の異常が特に注目された時期があった。その時代、種々の相関関係が調べられたが、あまり良い結果が得られないうちに、何時しか関心がうすれ今日に至っている。もう一度、大循環の立場に立つてこの問題を見直してみたらどうであろうか。また相関シブチェックに関連した研究にしても、もつと地表面の異常に目を向ける方向に進んだらどうであろうか。Namias は「地表面の効果を考慮しないで、天候異常の問題を解き得る希望も持ち得ない」と極言する。長期予報に対する多年の努力がむくもられなかったNamias が到達した結論が、このように平凡に見えるものであったのだ。

## 参 考 文 献 (一部のみ)

- Bjerknes, J., 1966: A possible response of the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean temperature, *Tellus*, 18, 820-829.
- Fletcher, J.O., 1966: The Arctic heat budget and atmospheric circulation, *Proceeding of the Symposium on the Arctic heat budget and atmospheric circulation*, Rand Corp., 23-43.
- 樋口敬二, 1967: 北極海とその周辺地域の気候的役割り  
・気研ノート, №91. 377-386.
- Kikuchi, Y., 1968: Numerical simulation of the blocking process, *Atmospheric Science, Paper* № 125, Colorado State Univ., pp56.
- Loon, H. van, 1956: Blocking action in the southern hemisphere, Part I, *Notes, Pretoria*, 5, 171-176.
- 森 信成, 1968: 春から夏にかけての大循環の変動について, 第42年度長期予報検討会資料。
- Murakami, T. and K. Tomatsu, 1965: Energy cycle in the lower atmosphere, *J. Met. Soc. Japan* 51, 43, 73-89.
- Murakami, T., 1967: Vertical transfer of energy due to stationary disturbances induced by topography and diabatic heating sources and sinks, *J. Met. Soc. Japan*, 51, 45, 205-231.

Namias, J., 1964: Seasonal persistence and recurrence of  
European blocking during 1958-1960, *Tellus*, 16, 394-407.

渡辺正雄, 1966; ブロッキング高気圧の形成について,

研究時報, 18, 1-10。

## あ と が き

○本号には、本年度の全国長期予報検討会に特別講演される気研の片山さんの「大気大循環と熱」を、検討会に出席できない全国のL.F.グループの皆様にお送りすることができました。片山さんに厚くお礼申し上げます。

○次の3号には広島の太田さん、高松の松岡さんからご投稿をいただいておりますので、これらを中心に海外の論文紹介を特集する予定でおります。ご期待下さい。

○次の3号で昭和43年度(7巻3号まで)がおわります。次号発送の際に、会費納入状況または会費請求書を発送いたしますが、諸物価の上がっている現在、雑費は極力きりつめてやっておりますが、年間300円の会費ではかなりきついのので、昭和43年度会費未納の方はできるだけ早くご送金下さるようお願いいたします。

(事務局)

## お 知 ら せ

J. F. Gabites 1950: Seasonal Variations in the Atmospheric Heat Balance, Ph. Thesis of M.I.T. 135 pp. を紹介します。

1950年にいたるまでの資料にもとづいて、

次の東西平均された気候的物理量が、毎月について、 $90^{\circ}\text{N}$ から $90^{\circ}\text{S}$ までの緯度 $10^{\circ}$ 毎に、表示されています。①地表面に達する日射量を決めるための日平均空気量、②可降水量、③地表面に達する日射量、④地表面の平均アルベド、⑤地表面によって吸収される日射量、⑥大気によって吸収される日射量、⑦地球によって吸収される日射量(6.7の和)、⑧海面温度の月変化、⑨海洋の熱貯蔵量、⑩陸地の熱貯蔵量、⑪大気の熱貯蔵量、⑫凝結熱、⑬地球—大気系の熱収支量、⑭地球—大気系の子午面熱輸送量。

この論文は図書館にはありませんが、必要な方は、リコピーが10部ほどありますので500円送っていただければ、グロースベッター郵送の便を借りてお送りいたします。

(長期予報管理官室 久保田)

