

長期予報研究

グロースベッター

第8巻第2, 3合併号

目 次

北半球のブロッキングおよび顕熱の南北輸送

..... 片 山 昭 1

ブロッキング過程に関する数値実験

..... 菊 池 幸 雄 29

1970年4月

L. F. グループ

北半球のブロッキング及び顕熱の南北輸送

気象研究所 片山 昭

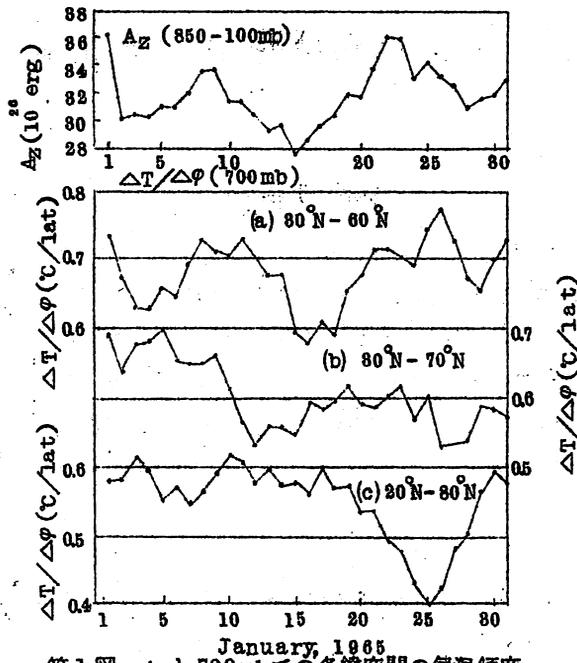
ブロッキングは長期予報特に1か月予報にとって重要な問題です。すでに本誌4巻2号に村上・渡辺両氏の“ブロッキング現象について”及び佐々木氏の“極東におけるブロッキング活動の統計的調査”の特集を行ないました。その後2~3の研究がなされましたが、現状はまだ不明の点が沢山あります。本号は気象研究所の片山さんに表題の話をして頂き、それに基づく討論を編集したものです。なお、まとめは檜山・田代(長期予報管理官室)が担当しました。

ここでは、戸松の協力で1965年1月の日日の高層の資料(850、700、500、300、200、100、50、30、10mbの9層)を解析し、ブロッキングを熱の南北輸送の問題だけに関連づけて調べてみたことに基づいてのべたい。さらにブロッキングの予報に関連した問題につき今まで見いだされたことも簡単にのべる。

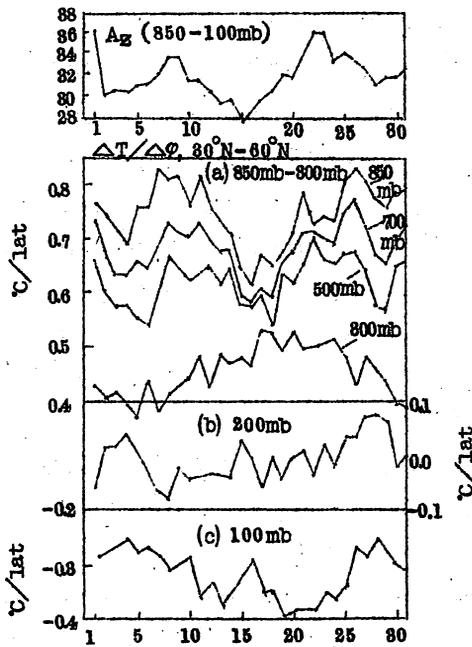
その前に対流圏850~1000mbの平均有効位置エネルギー(A_Z)の変動を簡単に示すよいインデックス(指数)はないかを調べてみた。大循環の変動をしらべるときよく A_Z が用いられるが、この計算はかなり面倒である。 A_Z は気温の南北傾度の強・弱に関連した物理量であるので、南北の気温差をいろいろとってしらべた。その結果の一部が第1図と第2図に示してあるが、北半球対流圏全層の A_Z の変動をよく表現しているのは、700mb面での30°Nと60°Nの \bar{T} の差であることがわかる。700mbの資料のない時は500mb面でもとつても大体よいし、1000と500mbの層厚の差をとつてもよからう。第1図からもわかるように、30°Nと70°Nの差や20°Nと80°Nの気温差は A_Z の変動とは全然ちがったものとなる。また第2図から30°Nと60°Nとの気温差をとつても、上部対流圏のものは代表性がないことがわかる。

ここでは緯度圏を横切る顕熱の総量(eddyによるもののみ)に比例する $\overline{T'v' \cos \phi}$ を対象とする。今後簡単のため $\overline{T'v'}$ を用いるが、これは $\overline{T'v' \cos \phi}$ のことであることを注意しておく。

一般に冬季の $\overline{T'v'}$ の南北断面図を作ると、第3図のように850mb、200mb及び10mb以上の8か所に極大が現われ、同様のことは真鍋の18層を用いての数値実験の結果から作られた図にもでてい。ところで波数別にこの分布をしらべてみると、波数によ

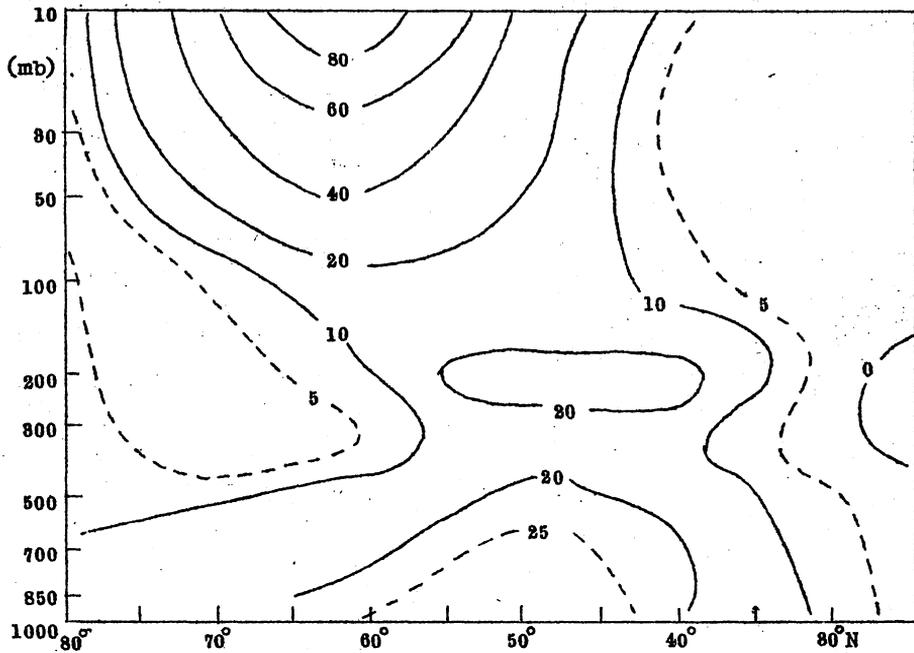


第1図 A_Z と700mbでの各緯度間の気温傾度

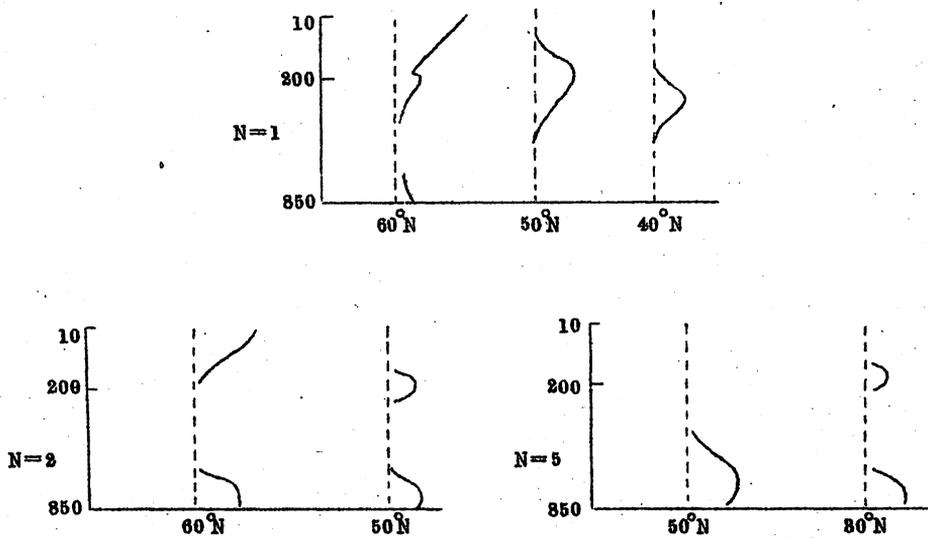


第2図 A_Z と各層における80°N~60°N間の気温傾度

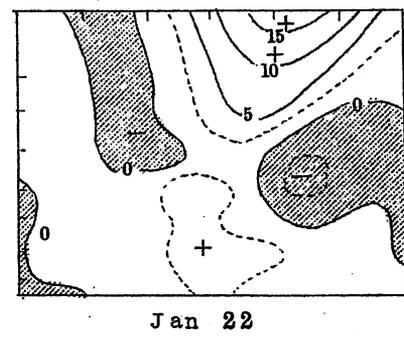
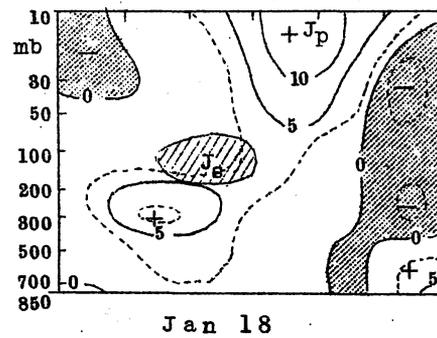
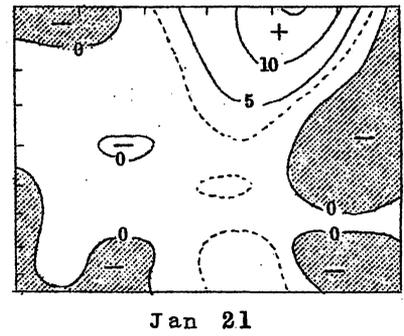
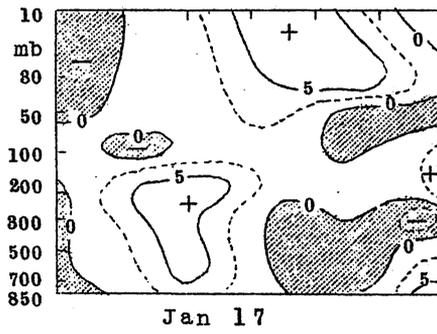
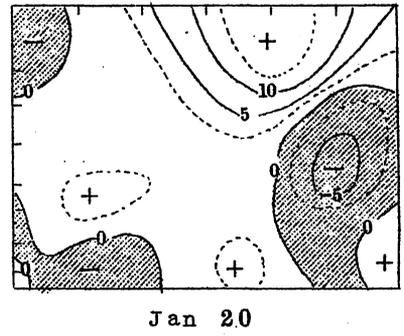
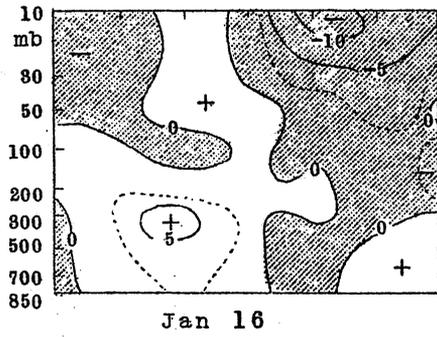
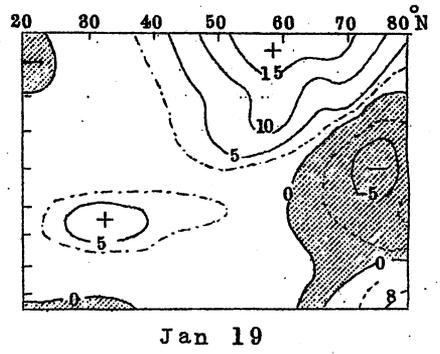
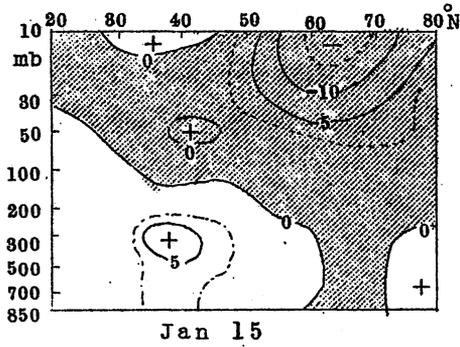
てかなり特徴的な分布を示し、波数1の $\overline{T'v'}$ は、中緯度では主として850 mb付近で極大、また高緯度にゆくほど高くなり、60°Nでは10 mb以上で極大が現われている。このように波数1では、極大は1か所に現われるが、波数2では常に現われる850 mbの極大



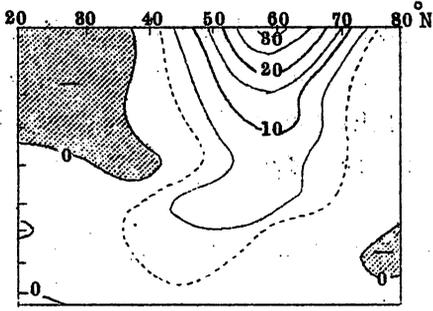
第3図 1965年1月の $\overline{T'v'}$ の月平均断面図(戸松による)



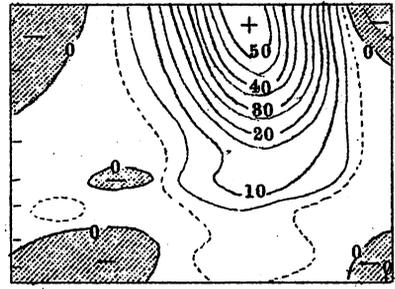
第4図 波数別に示した $\overline{T'v'}$ の垂直分布の定性的特徴



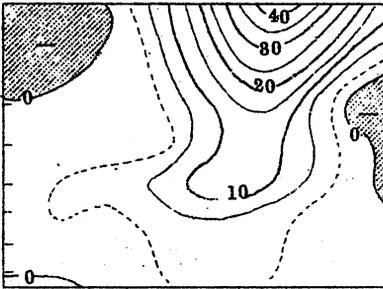
第4'図a 波数1による $\overline{T'V'}$ の日々の南北断面, 単位は $^{\circ}\text{cm}/\text{sec}$
(1965年1月15~22日)



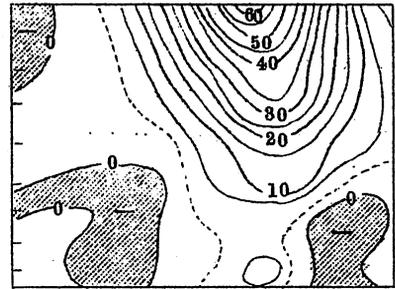
Jan 23



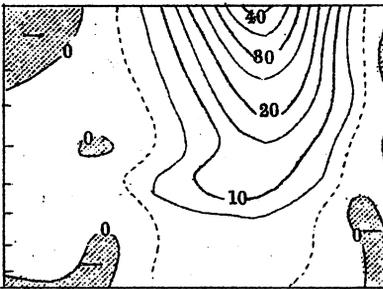
Jan 27



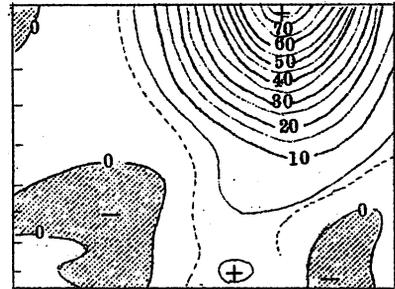
Jan 24



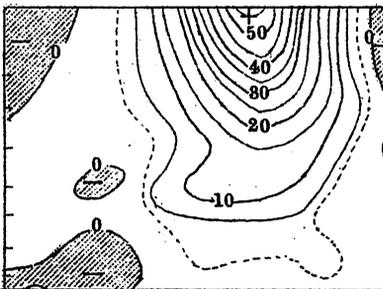
Jan 28



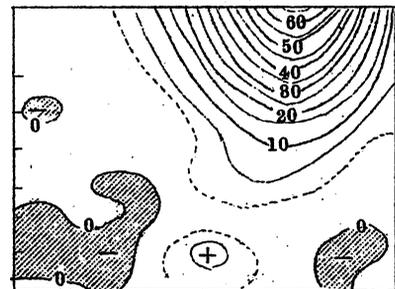
Jan 25



Jan 29



Jan 26



Jan 30

第4' 図b 第4' 図aに同じ(1965年1月23~30日)

のほか、上層にも別の極大がみられ、この極大は高緯度ほど上層に出現する。波数3、4の場合も大体波数2同様であるが、どちらかというとならば850mbの極大の方が卓越する。波数5以上になると特に違うことは、高緯度にゆくにつれ上層の極大が消滅することである。以上のようなことは、将来こういった超長波が何によって維持されるかを知るための一つの重要な鍵になるものと思われる。

廣田 第4図は絶対値まで考慮して書いたものかあるいは schematic なものか。

片山 schematicなものである。

廣田 量としてはどうか。例えば2と5以上を比較すると……。

片山 量としては波数2と5によるものが最も大きい。上層の極大は波数1と2のものが最も大きい。850mbの極大は2と5と大体同じ大きさである。第4図で波長ごと、上と下とくらべるのはまだよいが、波数間の大小を第4図から比較されるところまる。

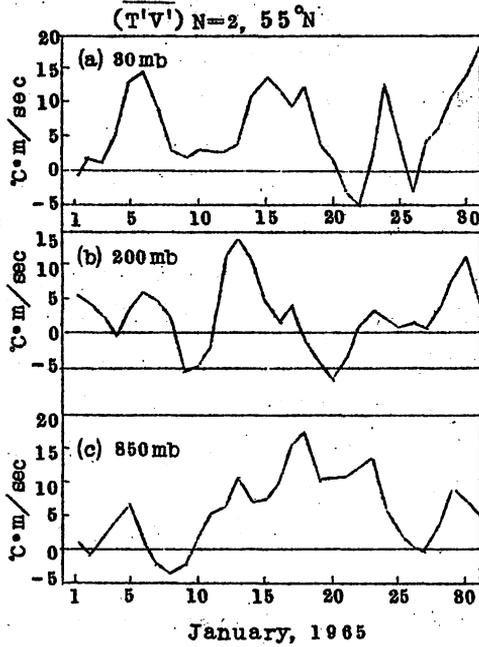
某 量的には波数が……。

片山 一般的に total の heat fluxに寄与するのは超長波で、対流圏では波数2、3が主で波数5、6はそれよりやや小さく、波数1はあまり寄与しない。成層圏では波数1と2で殆んどが輸送される。第4'図は波数1の $\overline{T'v}$ の日々子午面分布を示したものである。40°N付近で850mb辺に極大があるが、これが高緯度にゆくにつれて段々高くなり、60°Nでは10mbあるいはそれ以上に現われる。例えば1月18日を見ると亜熱帯のジェットは J_E で示した位置、極夜ジェットは J_p の緯度、高度はどの辺かわからないが10mb以上、だから極大の位置はジェット的位置に関係しており、ジェットで押えられていくような感じがしないでもない、いつでもこのような特徴を持っている。

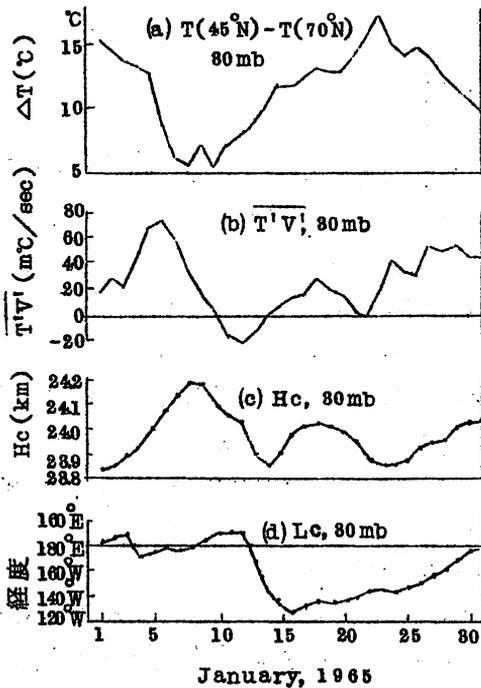
第4'図bにおいて、1月23日頃からブロッキング活動が強まり、2月上旬までそれがつづいた。後に述べるようにブロッキングおこりでしたら、これにひかれ成層圏の10mb付近でheat fluxが非常に大きくなっていることがよくわかる。とにかく、上層ほど非常に大きな極大が現われ、また高緯度ほど上層に出現することを顕著な特徴としてあげる。波数2の場合はピークがある程度伴って現われることが特徴である(第5図)。ただし、ベースが違うので、見方によって違うのではないかというけねんがある。ほんとうは極大の垂直軸が南北に傾いているので、同じ緯度をとつての上下の比較ではあまりよい対応を示さないが、とにかくピークだけは図のように対応している。対流圏下層の850mbのピークと、成層圏30mbのピークは殆んど同時にでてる。このことは成層圏と対流圏下層が無関係に変動していないことを示している。

以上述べてきたことは $\overline{T'v}$ の一種の形態的問題といえよう。更に発展させるためにはその物理的解釈を必要とすることはいうまでもない。

次に第6図はすでに杉本氏、広田氏のやられた追試みたいなことであるが成層圏のheat flux と成層圏のアリューション高気圧との関係を示す図である。成層圏の代表的な面と



第5図 55°Nにおける各層の波数2による $\overline{T'V'}$ の日日の変動



第6図 Aleutian highと成層圏の $\overline{T'V'}$
(HcとLcはAleutian highの中心示度と中心経度を示す)

して 80 mb をえらぶと、 $\overline{T'v'}$ に三つの大きい時期があり、この時に高気圧が強化されることがわかる。ただし注意したいのは、2番目の場合は他の二つの場合とくらべて、異なった特徴をもっていることである。高気圧中心の経度 (L_c) をみてみると、二つの場合は $180^\circ E$ に存在し、2番目の場合はカナダ西岸の $140^\circ W$ に東偏している。ですから、同じように高気圧が卓越している場合でも、違った内容のものがあることを示している。あとで、この違いとブロッキング活動との関連性についてふれる。

80 mb の $\overline{T'v'}$ は大体 $60^\circ N$ で max. になっている。第 6 図の 1 番上のカーブは参考までに $45^\circ N$ と $70^\circ N$ の気温差を示したものである。何故、 $45^\circ N$ をとったかといえば、warm belt の中心の平均位置が $45^\circ N$ だからである。さて、この気温の南北傾度と $\overline{T'v'}$ とを対応させて解釈することは非常にむずかしい。というのは、第 6 図の (a)、(b) をくらべてみると、 $\overline{T'v'}$ の増大と気温差の減少とはよく対応している。しかしこの解釈には二通りあり、気温の南北傾度が増したために熱の北向き輸送が増大したとするか、また成層圏は傾圧的に安定であり、気温の南北傾度が増しても熱の北向き輸送は増大しないはずであるから、対流圏の影響で成層圏の $\overline{T'v'}$ が強制的に増大し、そのために気温傾度が弱まると考えるかである。この関係は卵と鶏のような関係で今のところ何ともいえない。

廣田 それは南北の温度差だから vertical shear ですね。

片山 そうです。

廣田 対流圏の zonal wind を変動しないとして const. とみれば、成層圏の風速と考えるとよいのではないか。

片山 風速とみて。

廣田 その温度差から 80 mb の \bar{u} と考えればよい。

片山 \bar{u} ね、 \bar{u} でみたときの利点は何か。

廣田 だから温度差を、温度風の関係で \bar{u} と思つて考える。温度差が小さいということはシャーが小さく、従つて成層圏の風が弱いということを示す。

片山 風の弱いことと heat flux とはどう関係づけたらよいか。また温度差を vertical wind shear とみた場合の利点はなんでしょうか。それよりも温度差の方が heat flux と物理的に結びつけやすいと思われるが。

廣田 これは私の主張だが、シャーが弱いときには成層圏の代表的風速も小さく、下層からの energy transmission の係数が大きいということになる。

片山 上に伝はん(播)しやすいということとと思うが……。風が弱いときか、それともシャーが弱いときか。

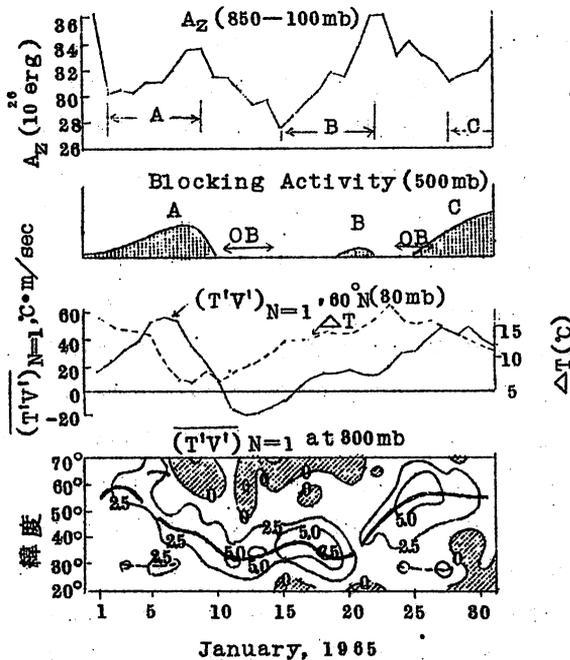
廣田 両方に結びつく。だから風の場で解釈した方がよいということである。

片山 広田さんのいまいわれたことは wind shear が弱く風が弱いと、対流圏からのエネルギー伝はんが到達しやすい。そのように考えれば $\overline{T'v'}$ の分布とジェットとの関

連性もよく理解できる。次に、 $\overline{T'v'}$ が増大し熱がどんどん北に運ばれると、なぜAleutian highが強まるかの物理的な簡単な説明は、以前グロス・ベッターにのせた“大循環と熱”の中に書いておきましたが、熱が北に強く運ばれると極の辺でのある種のwarming が起こり、それを補償するため極付近での上昇流と高緯度（主に40°N以北）で下降流が起こっているから、50°N付近で熱fluxの発散による冷却がおこり下降、その下降流による断熱的なwarmingが超過してアリューシャンの高気圧が強化される。

第7図はheat fluxとブロッキングの関係を示したものです。この解析の弱点はブロッキング期間が3回しか現われていないということと、ブロッキング活動を示す客観的なよい指数がないため、主観的な活動度を用いたことである。しかし、誰がみてもわかることはA、Cの期間かなり典型的なブロッキングが起こっているが、それ以外の時期にはあまり起こっていない。Bの期間はカスピ海周辺でブロッキングが起こっているが非常に弱い。ここで気付くことは、ブロッキングが活発なA、Cの期間は、 A_z が増大傾向を持つ期間と対応していることである。しかしBの場合、 A_z の非常に急激な上昇にもかかわらず、ブロッキング活動は活発でない。

今まで A_z が極大に達して、南北の温度傾度が強まると、それをこわすために熱の南北交換が盛んになって、ブロッキングが起こるといような考えが一般的であった。私がいいたいのは、確かに A_z が増大すると、蛇行現象がきつくなつて多量の熱を北に運ぶだろうが、そのあとでブロッキングが起こるとは限らないことと、ブロッキングの期間中はかえって北



第7図

向きの熱輸送の総量は少なくなることである。

廣田 この場合のブロッキング活動の定義は何か？

片山 主観的なものです。

廣田 どういう主観か？

片山 ブロッキング現象が占めている面積とか、ブロッキング高気圧や低気圧の顕著さとかを考慮した。

第7図でO Bとかいたのはout breakが起こった期間を示す。A_Zが同じ状態にもかかわらず、ブロッキングはA、Cで起こりBでおこらない。それでA、Cでは同じ現象が現われ、Bでおこらないような現象をさがしだせば、ブロッキングの生成機構に関連づけられるものが得られる可能性がある。ここでは、特に熱flux に関した量のみを対象をしぼって行なった。それで、まず超長波に注目して波数1~4につき調べた。波数2による熱輸送に関した量には、現在のところA、CとBで特に明瞭な違いは得られていない。これは少し不思議に思っている。ブロッキングは大西洋と太平洋に相伴って現われることが多く(あるいは更にカスピ海)、そのため波数2と3にほんとうは違いがでていいと思うが、差は見いだされていない。

渡辺 今のブロッキングは500mbのデータに基づくのか。

片山 そうだ。

某 波数1でみるとき80mbでの現象と対応しているので成層圏の現象とも考えられるが。

片山 そうではなくて、ブロッキングというのは大体500mb、まあ対流圏の現象として考える。それで、A、CとBで違っている現象をあらゆる所で探すわけだ。この場合は熱flux に関して、各層を波数別に調べた。それで一番違っているのは、今のところ波数1による成層圏の熱flux となったことは大事なことと思われる。第7図の8番目の図をみると、波数1による80mb、60°Nでの $\overline{T'v'}$ はたしかにA、Cで大きくなっているが、Bではそれ程でもない。その点は ΔT のカーブにも反映して現われている(第7図)。対流圏の現象との関連をみるため、800mbでの波数1による $\overline{T'v'}$ の緯度分布の時間変化を、第7図の一番下に示した。太線は極大の位置を示す。ここでわかることはその極大の位置が60°Nに達してから、ブロッキングが活発になっていることである。Bの期間には80°N~40°Nの位置にある。しかし、これは裏返して考えれば当然のこととも考えられる。いわゆるブロッキングというのは高緯度の現象だからである。初めは面白い事実と思ったが、この事実からブロッキングの原因を探することは無理のような気になっている。波数1がなぜブロッキングに関係するのか、ちょっと意外な感じがする。現在のところ波数1に関する量がブロッキングに関連づけられると思うが、まだ何故であるかわからない。

某.....のブロッキングは60°Nに達しなかったが、いわゆるout breakはあったの

か。

片山 この図に示したOBは残念ながら日本での記録だけで、北半球的なものでない。Bでは非常に強い。out breakが起こっても、顕著なブロッキングは起こっていない。Bで起こっているのは、カリブ海付近でのブロッキングで、消えたりできたりする非常に弱いものである。これは1月の場合であり、夏は成層圏は冬の状態とかなりちがうから、今まで述べたことが1年を通じて通用するとは思っていない。

某 \bar{u} の分布はどうなっているか。

片山 mainのものは 80°N 位じゃない戸松さん。

戸松 そうです。

某 50mb でみると 55°N と 25°N のようだが。

渡辺 いわゆるその北には15日頃にconfluenceしているのか。

片山 戸松さんの計算例では 200mb のジェットは残念ながらそう顕著なdouble jetを示していない。だから、double jet すなわちブロッキングとはなかなかいえない。double jet のときはブロッキングが存在することは確かですが、ブロッキングが存在してもdouble jetでない時もある。特にこの1月のdouble jetは弱いですね。しかし、森さんの結果(長期の 500mb の \bar{u})をみると案外でているようだが、

森 でていると思う。

片山 それがわからないんですけど。

森 コリオリの f をconstant にしているからではないか。(注: 戸松の計算はエネルギー保存の要求から f を一定にして計算している)。

片山 いや、 f をvariable にしてやってみたところが、それ程かわりはしない。double jet の場合でも北のjetはずっと北の方に分裂している。

渡辺 けど対流圏ではだめだといわれて、 300mb では……、 $\overline{T'v'}$ でやられたわけだが、私達の調べている例では一波数1の単なる高度分布だが、波数1が常に卓越した場合に、それから数日後に大体ブロッキングがおこることが多い。何か波数1というのはかなり関係しているような感じがする。波数2が卓越してもあまりブロッキングは、天気図上でみたブロッキングはでない。

森 一寸話しが違うかも知れないが、片山さんのやっている期間の1か月前ですかー1964年12月の対応、やっぱりブロッキングの定義というものをいじってみても、 v'^2 でみても一そうするとつながっているから同じ状態だと思うのですが、波数1というのは v'^2 は非常に小さな値であるが。

片山 対流圏では、 300mb 以下の下層ではsystematicな変動はあまりはっきりせず値は小さい。さきほどの断面図でも波数1は、対流圏では非常に小さい。(注: 森さんは長期予報管理官室の計算結果に基づいて調査を行っており、 v'^2 も下部対流圏の値であ

る)。

森 波数1は波数6、7より小さい。

渡辺 v'^2 ですか。

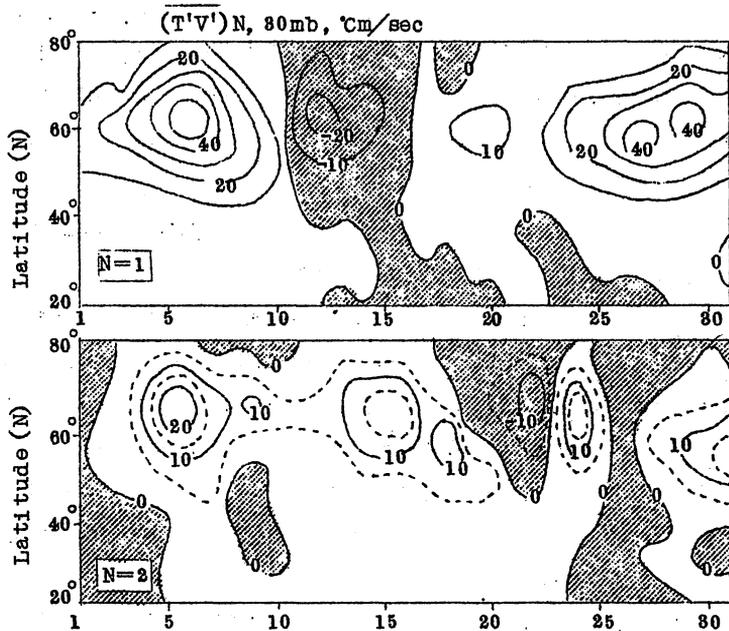
片山 第7図の800 mbの波数1による $\overline{T'v'}$ の分布は量としてみることはやらず、その極大の位置の変動をみることに重点をおいた。しかし、さきほど廣田さんがいわれたように、maxの位置が高緯度にゆくと、風速もvertical shearもよわまり、何等かのエネルギーが成層圏に伝はんすると考えてもよかろう。

渡辺 私達は冬季2年分位みて統計をとっただけであるが、波数1というのは何等かの作用をしている感じがする。

片山 しかし目視ではなかなかわからない。成層圏ほどわからない。elongationはみやすいが。

渡辺 目視といっても振幅は計算してある。

片山 波数1とアリューシアン高気圧の関係は当然あると思う。しかし、なぜ大西洋の成



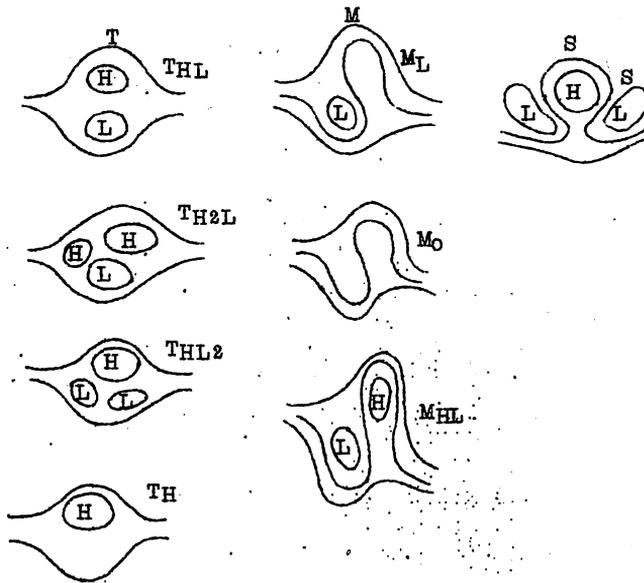
第8図

層圏にアリューシアン高気圧に対応するものが現われないであろうか。大西洋、アリューシアン地域はブロッキングの活動がさかんな区域である。太平洋域のブロッキングはその上のアリューシアン高気圧と対応しているように見えるが、ヨーロッパ、大西洋区域のブロッキングは成層圏のwarm highと対応しないかという問題は明確できない。どうなんでしょうか。対流圏で考えたブロッキングは波数2、波数3に関連づけられるような感じがするが。

片山 第8図は800 mbの波数1、波数2による $\overline{T'v'}$ の変化である。まあ80°Nに殆ん

ど極値があらわれている。45°Nは大体平均的に温度の一番高い所である。ですから、冬の場合には多くの場合45°N以北では熱fluxは気温の高いところから低いところに向っている。夏の場合には極近くで温度が最高になるので、この関係は違ってくると思う。波数2の場合には、ピークが4回もあらわれており、非常に周期が短かくでている。確かに最初のピークと終りのピークはブロッキングに対応する。

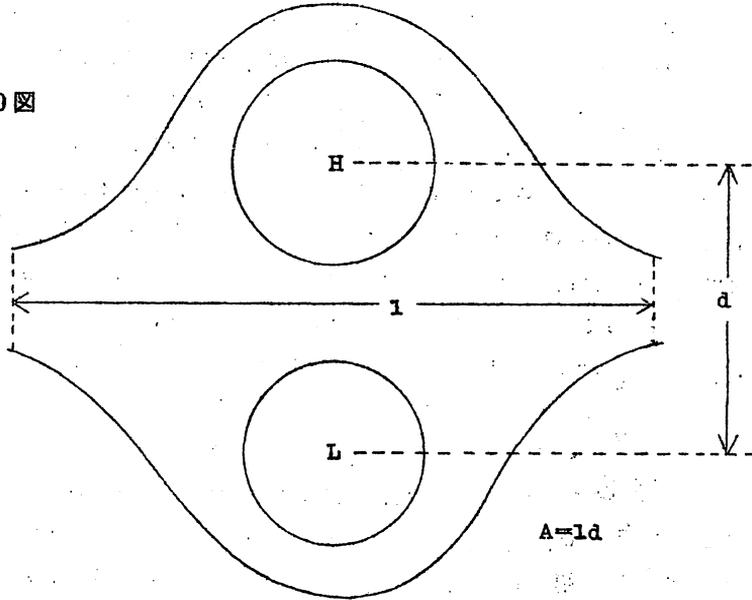
次にブロッキングの統計結果を簡単に述べる。主として桜井がやったものの紹介である。ブロッキングに関して、18年間の半旬500mb天気図を用いて統計をとった。ReXの定義は非常にきついで、いわゆる日本の梅雨とか秋リンに関連あるブロッキングは全然あてはまらない。そういう意味で、ブロッキングの定義を非常にゆるめたもので統計をとった。定義をゆるめたものには佐々木さんとか柏原さんの統計があるが、佐々木さんののは極東域に限られており、柏原さんののは冬に限られているので、こんどは非常に長い期間で、1年を通じて同じ定義で季節変化を調べてみた。ところでブロッキングにもいろいろの型があり、スクリーンしないとこまってくる。ここではtypicalなものをT、meanderingしている型をM、もう一つsymmetricのものをSと名付けた。単にmeanderしたものと、M型を区別してブロッキングにとるかどうか、実際にえらび出すとき非常にむずかしい場合があることを付け加えておく。半旬天気図に第9図のごときパターンがあるとき、それを一つと勘定する。半旬天気図を用いたことは、ある意味で半旬程度あまり動かずに続いたものということにもなる。勿論、反論される人は、非常に強いブロッキングが1日でもあれば、残る4日ぼろっとしていても半旬天気図に現われる可能性があるといわれるかも知れない。



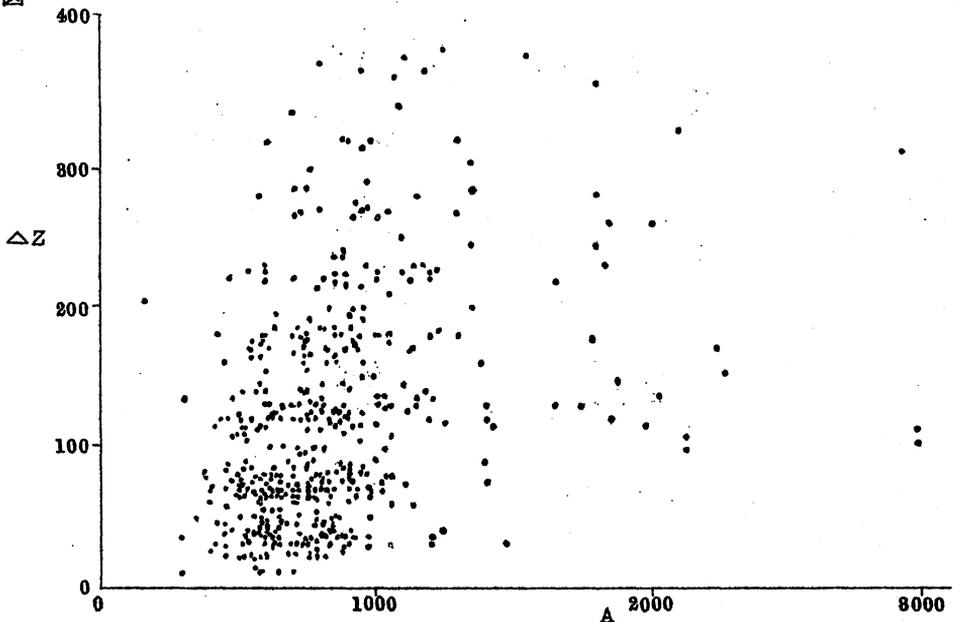
第 9 図

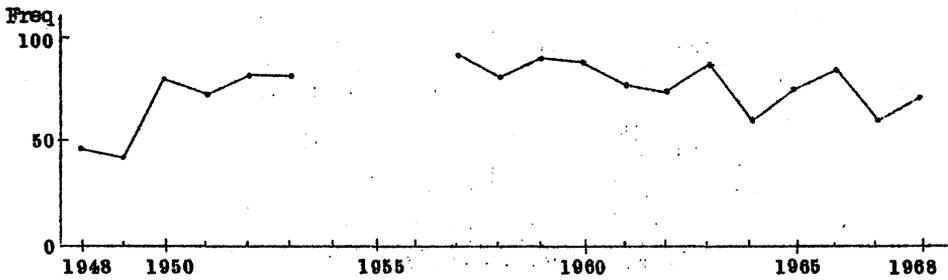
そういったことは別にして、この18年間に大体1600個あった。第10図に示したように、経度差 l とHとLの緯度差 d を求め、 $A=l \cdot d$ とした一種の面積でブロッキングの強さをみようとしたが、客観的な指数としては不十分であった。さらにもう一つの指数として、ブロッキング高とカットオフ低の示度の差 ΔZ が考えられる。このAと ΔZ の間によい相関が

第10図

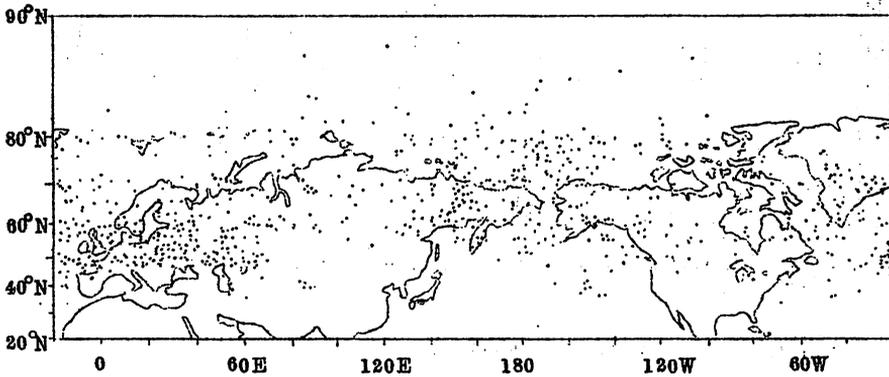


第11図





第12図 プロッキングの出現個数の年々変化

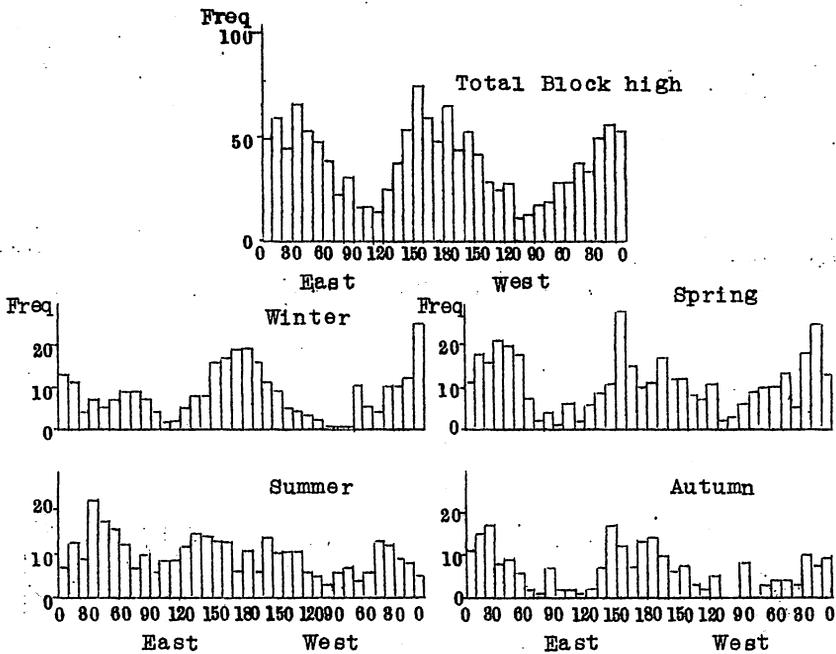


第13図 プロッキング高気圧の出現位置の分布

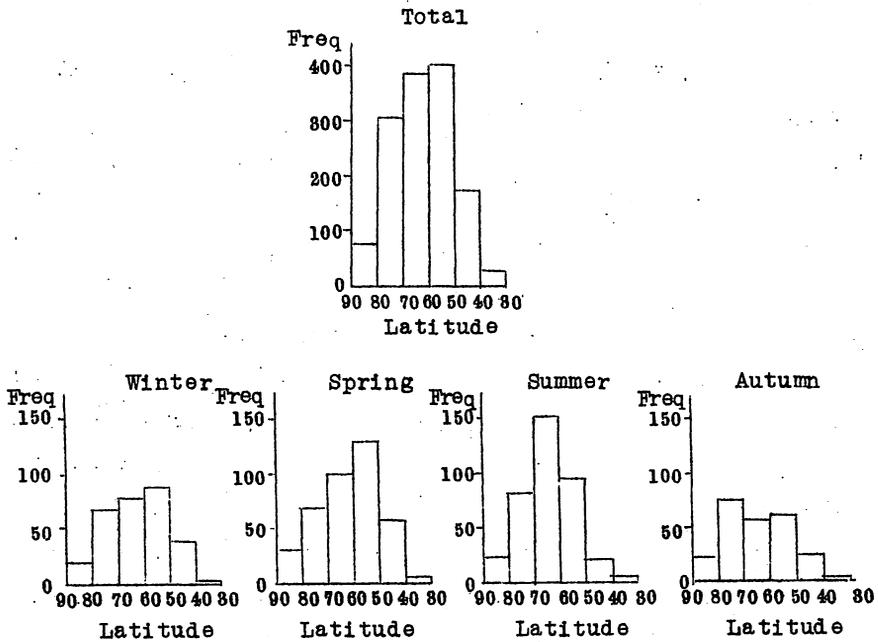
あることを期待したが、桜井氏がしらべたところでは第11図に示したように、高度差とAとの相関は低いわけである。

第12図には1年間の出現個数の長期変動を示したがはっきりした特徴は見いだされない。ただし、これはあくまで出現個数であって、プロッキング活動度の長期変動とはややちがっているだろう。前にRexが誰かが太陽黒点とのよい関連性を、プロッキングの定義のきつい場合の統計から示したことがあるが、この場合はそのような事実はでなかった。現在もう少し客観的なインデックスを考え計算する予定である。客観的なインデックスとして今までどおりAを用いることに割り切るか、また ΔZ を用いるか、あるいはAと ΔZ をかけあわせて一台風の強さを示すときその面積と中心示度をかけ合せてよく用いられる一用いたらよいか、まだすっきりとしていない。何等かの客観的なインデックスがないと、いろいろなものとの量的な関連をもたせた研究が行なえず非常にこまる。

第13図は全部のプロッキング高気圧の中心位置をプロットしたもので、一寸バラバラではっきりした集中性は見いだされないが、その経度分布と緯度分布をとってみると第14図、第15図のようになる。第14図の上の図は全年の統計を示したもので、大別して太平洋・アリューシャン地域と、大西洋・ヨーロッパ地域の二つの場所にはっきりと頻発することが



第14図 プロキング高気圧の経度分布

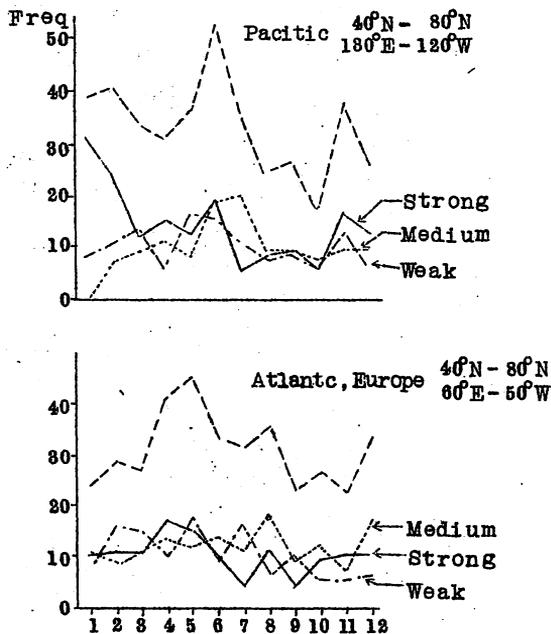


第15図 プロキング高気圧の緯度分布

わかる。季節ごとにも示してあるが、冬は 0°E 、 60°E 、 180°E 周辺の三つの経度に現われやすいが、夏はかなり分散した分布になってくる。しかしよく見ると $30^{\circ}\text{E} \sim 50^{\circ}\text{E}$ (カスピ海)、 $130^{\circ}\text{E} \sim 150^{\circ}\text{E}$ (オホーツク海)、 $150^{\circ}\text{W} \sim 120^{\circ}\text{W}$ (アラスカ、カナダ西岸) 及び $50^{\circ}\text{W} \sim 30^{\circ}\text{W}$ (グリーンランド近辺) の四つのピークがみられる。また、春には $150^{\circ}\text{E} \sim 160^{\circ}\text{E}$ のオホーツク海に非常に顕著なピークが現われることは印象的である。第15図は緯度分布を示すもので、年平均は $62 \sim 68^{\circ}\text{N}$ であるが、ピークの緯度は夏になるに従って北偏する。

第16図の上の図は太平洋のもので、6月と11月頃にピークができています。またその強・弱に分けて統計をとったものも示してあるが、冬は強いものが多いが、他の季節では強いのと弱いのと同等に現われている。強いだけプロットすると(実線で示した)ReXの調査と大体一致する。下の図は大西洋のもの年変化で、強い弱いの違いによって特に異なった季節変化を示さない。しかし全部を加えたものでは、5月頃最も強く夏に弱くなる。

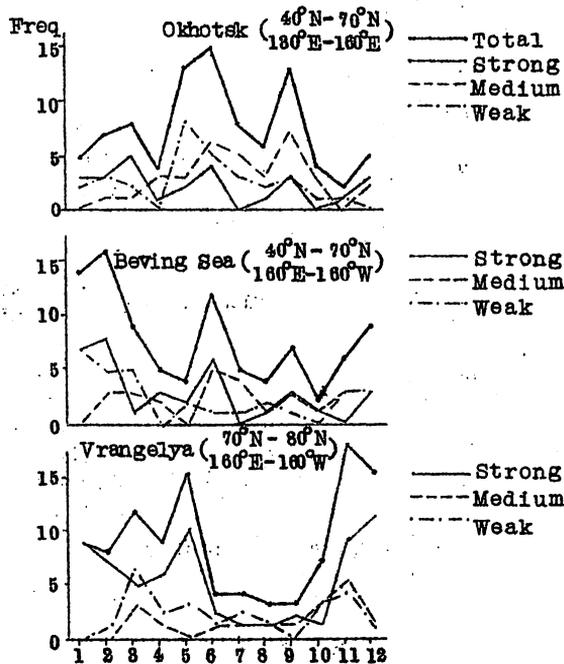
第17図の上図はオホーツク海、これをみると6月の梅雨頃にピーク、その次に9月の秋リン期にピークがでる。隣接のベーリング海(第17図の真中)でも、6月と9月にはピークが現われるが、2月のピークの方が大きい。一番下の図はベーリング海北方の北極海の領



第 16 図

域、何故ここをやったかといえ、夏は氷がなくなり冬に生成するから、ブロッキングと関連づけてある意味で興味があったからである。前に書いた“大気大循環と熱”(54頁)の中で、ブロッキング高気圧の維持と海面との状態との関係を推理した。そこでは氷のない方が海面と大気との顕熱のやり取りが自由となり、暖かいブロッキング高気圧は下面から冷やされやすいから、いったん出来た高気圧を維持しやすいだろうと述べた。しかし、この統計では氷のない夏は少なく、冬は多く、非常にはっきりしたコントラストを示しており、前述の推論と矛盾するよう思われる結果である。今後もっとつっこんだ研究が必要となる。

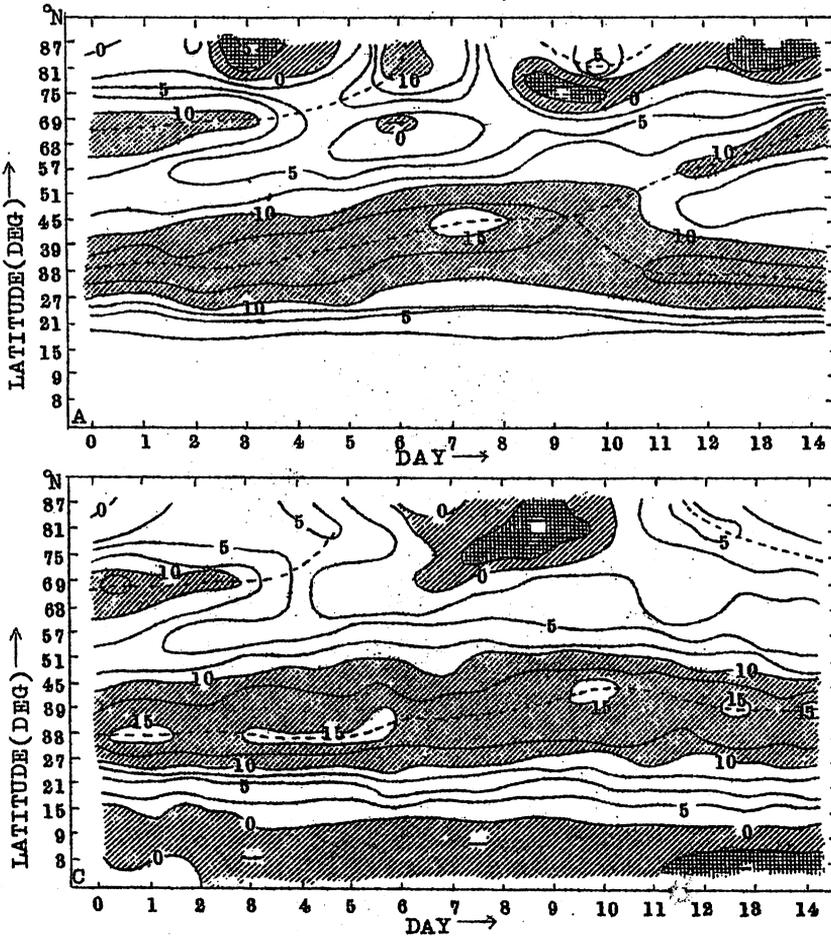
次にブロッキングというものが、現段階で予報可能かとの問題であるが、これを都田さん達の行なった週間予報の結果から考えてみよう。第18図に level 6 (約670mb) の実測値と予報値が示されている。ここでは、少し問題があるがdouble jetの出現をブロッキングの目安にしよう。初期から存在したdouble jetは6日目頃に消滅している。予報の方は5日目頃に消滅していて1日早い。まあよい一致といえよう。また10日目頃から、実測では再び新しいdouble jetが発生し2週間後まで続いている。しかし、予報ではそのような発生はみられない。たしかに12、3日目頃から北の方から二次的なjetが南下してきてdouble jetになっているが、その動向は全く違っているようである。すなわち、既に存在しているブロッキングの動向や消滅はかなりうまく予報でき



第 17 図

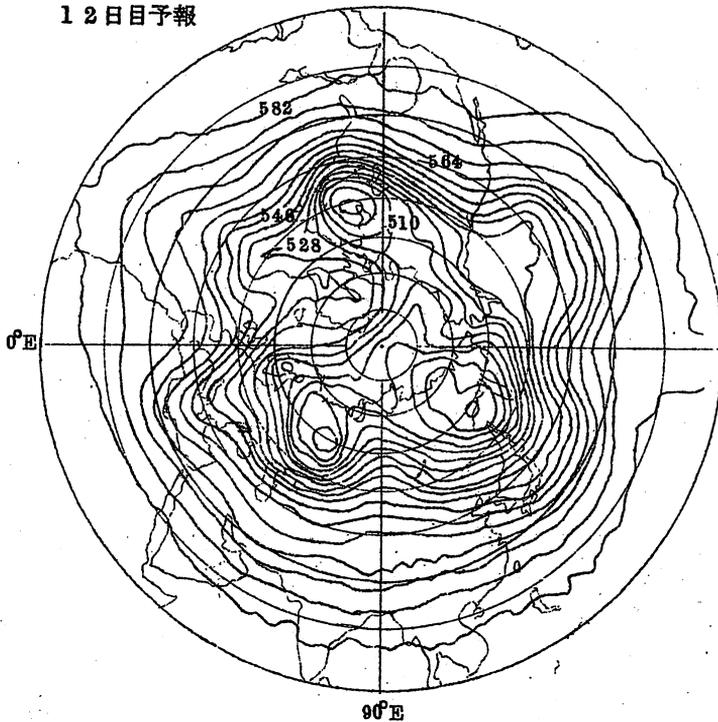
るが、これからいつ発生するかの予報はまだ無理のようである。都田さん達の用いた大循環モデルはかなり進歩したものであるが、中緯度の jet が二つにはっきりと分離してゆく過程を再現していない。しかしまだ例数が少ないので、このモデルが、ブロッキングを発生させる根本的な機構にかけているのか、またはこのモデルでは、1週間位の予報がせいぜいであるためによるのか不明である。

第19図に12日目の500mbのパターンを示したが、観測ではヨーロッパ上空に典型的なブロッキングの配置が存在する。一方予報では、これに対応して大西洋上でパターンは顕著に蛇行し、ridgeがグリーンランドまでのびているが、ブロッキング高気圧が生成されるまでには至っていない。全般的にみて、予報の方が平滑化されており、波の振幅も小さくになっている。このことは予報期間が長いほど顕著となる。この主な原因は計算安定のため

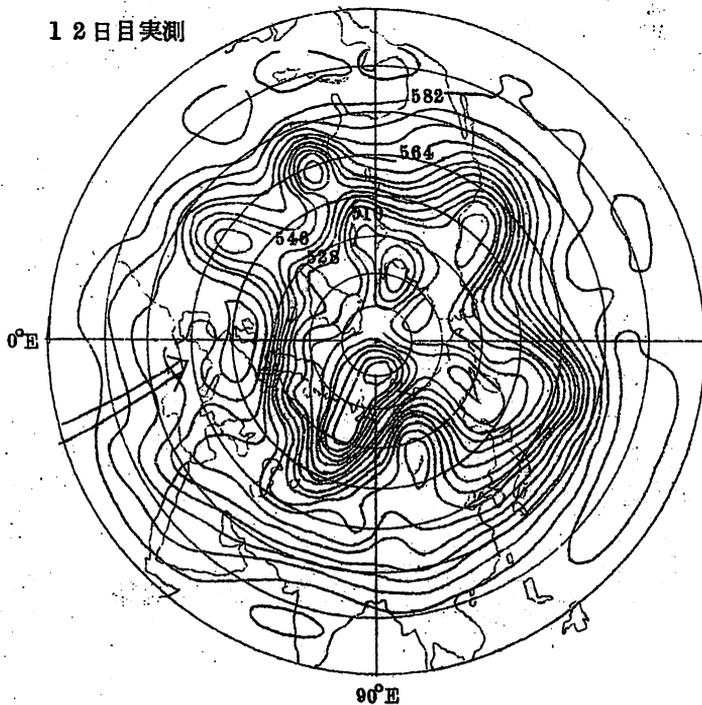


第18図 500mbの \bar{U} の時間変化(上図: 実測値, 下図: 予報値)

12日目予報



12日目実測



第19図. 500mbの12日目のパターン(上図:予報, 下図:観測結果)

非常に大きな拡散項が導入されているため、平滑化作用が強すぎるのであろう。それで、積分が1週間以上に及べば、平滑化が進みシャープなブロッキング配置を起し得なくなるとも考えられるのである。これが事実であるならば、モデルには本質的な欠陥はないことになるが、はっきりしたことは今後の研究にまつべきであらう。

以上雑然とした話しになったが、ここで討論して頂きたい問題点をまとめてあげると次のようになります。

(1) ブロッキングの定義が区々である。

(2) ブロッキングの活動度をあらわす客観的な指数は何か。さきほど示したもので大体よいかどうか。

(3) 非常に顕著なブロッキングは別として、例えばdouble jetにならないブロッキングを、北半球的な平均を用いたエネルギー論や物理量で、果して論じ得られるかも問題となる。

(4) 細部にわたるがブロッキングのsituationが、熱を有効に北に輸送するものかどうか。私の研究では、断言するわけではないが、その場合あまり熱を輸送しないということになった。

(5) ブロッキングの成層圏の連繫を考える場合に、同じようなブロッキングの形をしていても違った性質のものがあるのではないか(ブロッキング配置は一年を通じて現われるが、成層圏の状態は夏と冬で非常にちがうからである)。

討 論

朝倉、今日集まった趣旨は討論を通じ、結論を出す必要はないが、ブロッキングの問題点をできればはっきりさせておきたいということである。最後の予報の可能性については将来はともかく、いまは具体的に問題を提起されていないので割愛し、ブロッキングの役割り一省略されてしまったが、天気図にでていいるブロッキングというものが大循環の上でどのような役割りをするかについて議論したらと思う。人によってはブロッキングは単に形態的なもので特別な位置づけをしなくともよいとの考えもあり、また熱のバランスで起こらざるを得ないという研究もある。ブロッキングの定義とか形態とかについて渡辺さん何か意見を願います。

渡辺 3~4年天気図を書いてみるとブロッキングは数多く発生した大きいのと小さいのがある。一番の主役は極の寒気の南下が引金作用をなすように思う。最終的には超長波の役割りが考えられるが、その前にパロクリンティが大となり、地上では巨大な低気圧が、上層では深い谷が現われ前面でかなりリッチがのびていく。そういう現象が起きているわけで、必ずしも超長波が——最終的には主役となるが——引金的な作用というものは synop

-tic scale の波と超長波の相互作用みたいなものがあるって不安定化を起こし、その結果として熱輸送を起こすのではないか。必然的に熱が北に輸送されて高気圧ができる。例えばオホーツク海の高気圧は上層とは関連がなく、極から南下あるいはアラスカ方面から南西進した高気圧と、同時に上層のリッジが東進して丁度軸が垂直になると、高気圧が1週間位停滞するように見える。このような場合を半月平均天気図でみると大きなパターンになり、大きなスケールのもので毎日やっているとまずい。

朝倉 いまの話は現業の人にはよくわかることだろうが、片山さんのブロッキングのできることと少し違うように思われるが。

片山 例えば warm high の場合、いつも熱が南から移流されているかどうかの問題があり、出来始めは暖気の水平移流により warm high になったと見てもよいだろうが、それがいつまで暖気移流で維持されるかも問題である。

渡辺 ブロッキングの切離された状態は最終のタイプである。meander してリッジができる直前は、温度場でそれをもたらず流れがあったわけで、 $h'v' > 0$ で熱が北に輸送される状態になる。

片山 ブロッキングを形態的にみると、短期間続くものは頻ぱんに出現するので、特に長期にわたるもののみを対象にするのがよいかの問題はどうか。

渡辺 波数の5、その辺がブロッキングの形態を示すような気がする。ブロッキングができた最終的な段階では形が波数5ぐらいという意味である。

廣田 一つ質問がある。今までの議論はブロッキングの定義があいまいだといひながら、その範囲内でいきなり原因論みたいな話なので、そこがよくわからない。もう少し定義をはっきりさせて頂きたいということ。片山さんの半月で現われるというのは、半月でゾーナルに動かないということと、それが一つ。そうすると動かないものはブロッキングかどいふと、冬のシベリア高気圧、夏の太平洋高気圧はブロッキングといえるか。

片山 そうはいえない。半月で動かないで第9図のようなこいつた形態をするものということである。ところで、シベリア高の場合には、ブロッキングの場合の切離低気圧にあたるものは何になるのか。

廣田 低気圧をとまらうことは必要か。

朝倉 ブロックというのは、平均状態で帯状な流れが観測される所で、その帯状流を英語で使うようなブロックするものができれば、そういう役割りのものが何であつても西風をブロックしていると理解される。今の場合は高気圧ができてオメガ型の流れになるということ……。

片山 地上ではなかなかむずかしい。上層でジェットが分流するということが特徴的ではあるが。

朝倉 語源からいけば分流のときも分流のはっきりしない場合があつてもかまわないと理

解しているが。

廣田 時間的にある程度定常な波動型がブロックといえるか。

片山 波動型だけでなくメアンダーしなくてはいけないと思う。

和田 高緯度に切離高気圧ができ西進したものとすると1年に何例もない。時間スケールもそうだが、北半球的に規模の大きいものは少なく、また極東だけの異常なブロッキングに限つてもそう頻繁に起こっていない。

片山 初め発生位置のみで統計を行なおうとしたが、例数が少くなり季節変化などをしらべることが困難であったので、現われたのを勘定した。ブロックして高緯度に尾根がのびるものはしばしば現われるが、切離するものはそんなにない。

廣田 いままでの定義からすれば特徴の一つとして、第10図に書いてあるように南北の波長が比較的東西にくらべ短かいという、そういういい方をしてもよいと思う。流れの位相が南北で逆になっているわけである。帯状の流れの場合だと南北のモードということあまり考えないで東西の波数だけ考える。

和田 そういう点を比較するとおもしろい。

廣田 最初の質問の意味は、例えば冬のシベリア高気圧かまたはアリューシャンの低気圧があつてそれらが非常に停滞性が高い場合と、この図の型との違いは何かということである。

朝倉 地上でブロックという言葉はあるだろうか。シベリア高に対応する今までのいわゆるブロック性を考えると、上層でしかみられない対象と、地上の流れでブロックするのはない。そういう意味でブロッキングは上層にしかない現象である。

広瀬 ブロック高はまあ地上にも現われる場合もある。

和田 いわゆるシベリア高は500mbでは一般にブロッキングの対象にならないと思うが。

渡辺 モンゴル付近でシベリア高が若干停滞するが、上層にゆくと大した尾根になっていない。800mbでは殆んど帯状で軸という形はみられない。ところがブロッキングの場合の高気圧をみると軸は殆んど立っている。シベリア高というのは対流圏下層だけのものと思う。

某 A だがあれば平面だろう。それにすこし垂直方向の指数を加えたらどうか。

片山 垂直方向となるとむずかしい。

朝倉 加えていってはどうか。例えば500mbのAの値と800mbのAの値と……。

片山 大体200mbまでは同じような形態をしている。

和田 500mbでしっかりしているものは、その上層でも同じだ。

檜山 高緯度の高気圧が現われる緯度についてだが、その緯度があまり低緯度にすぎるとブロッキングをおこさないで、50~60°Nだとおこしやすいのではないか。

片山 ハワイやミッドウェー付近にもはっきりしたブロッキングが現われる。

朝倉 つぎに定義と活動度を同様に議論してみたい。

片山 一つ聞きたいが、ブロッキングを特に特別な現象とみることに時々疑問に思うことがあるがどうか。

朝倉 ブロッキングという現象が特別に考えるべき役割を果たしているかどうか。ただ普通の谷や尾根があってその役割りをしているにすぎないで、特別に位置づけする必要があるのかなのか。

片山 切離しただけでは何の意味もない。長続きするということに意味があるが。

和田 手前ミノになるが長期予報の方では、定義は別として1954年の冷夏は2か月位続いた北半球規模での典型的ブロッキングでおこった。また1968年1月の寒冬は西日本が中心だったが、この時もブロッキングが顕著であった。1945年のような寒冬、大雪になると8か月位のペースでブロッキングがおこったのではないかと思う。そういう意味で普通の時の予報は別として、ブロッキングの持続の予報ができれば当面の長期予報の目的が応果たすことができる。その意味でブロッキングは重要であろう。

渡辺 週間予報ではあまりそう大して重要でないようだ。

朝倉 ベースをきめるときにブロッキングを考えないではすまされないのでは、

渡辺 週間では大きな谷がどこにあってどう移動するかが問題で、次の段階でブロッキングを考える。

朝倉 長期予報ではむしろいつブロッキングがおこるかを考えて、それ以外の時は異常気象は大しておきない。

和田 週間予報では毎日の天気を予報しないとイケない。その日のトラフの移動が重視されよう。ところがブロッキングがおこったときにこまる。

渡辺 ブロッキングよりもむしろ大きな谷の方が停滞性が長い。例えば今まで1週間位も深い谷が続いたことがあり、その東方で大きく尾根が発達してブロッキングを起こしたことがある。そういう意味では深い谷が先行現象のような気もする。

和田 まあそうともいえない。

渡辺 そういう意味で週間の方ではいわゆる天候を悪くするものを重点的に考える意味で谷がどう深まるかによって力学的に尾根がどのように形成されるかを検討している。

廣田 ブロッキングというものを特別に注目するという意味は例えば普通の低気圧、長波でもよいが、帯状流のなかの wave solution という見方で捕えられるかということが一つ、すなわち停滞性とか振幅分布などの特徴がある種の波動解としてある境界条件、ある外力を加えたときにえられることになればそれはいわば波動の一部として理解出来ることになる。もう一つ、例は適当かどうかわからないが、台風みたいなものと帯状流の中の波動だという見方は少なくとも今はしていない。それ自身独自のメカニズムがあってできている。運動は別にしても、ブロッキングというのはしいていえばどちらの意味に近いのか。要する

にそれ自身独自のメカニズムがあって中で閉じたじょう乱として力学的にバランスしているものなのか、それとも傾圧帯状流中の wave solution としての特徴からいえるのかということです。

片山 大体後者に近いような気がする。

朝倉 対流圏から成層圏まで構造的に一連の現象としてみるのは今のところブロックシかない。天気図でみても成層圏の極うずが elongation して、それからアリューシアン高気圧が偏位する。そういう現象と 500 mb のブロック現象と非常にいい関係がある。しかし目でみてそれ以外の現象に対してはあまりはっきりした対応がない。確かに偏西風のなかのやりとりの一連の現象かも知れないが、やっぱり異質を少し違う何かがある。それが知りたいが、その辺はどうか、新田さん何か。

新田 よくわからないが、対流圏でまず偏西風帯とか何とかの現象がでてきて、それがただ成層圏に反映するだけという見方はできないか。

朝倉 その場合、対流圏に原因があって反響として上の方に何等かの現象がおこるとすれば、成層圏にじょうちゅう何かがあつていいことになる。

新田 反響をおこしうる条件はさきに廣田さんがいわれた。

朝倉 ブロックの時に反響がおこればどういうところでどのように起こるか。

新田 反響が伝はんする状態がある場合とない場合があるだろう。一般的にはあまり伝ええないだろうが季節の特殊な場合には伝えうるから特に目立つ—そういう考え方をしている。

朝倉 それでは戸松さんのさき程の話しをして頂きたい。

戸松 毎日の解析例は少なく、毎日では都田さん位しかなく、それも 8 日毎にやった程度、今度の計算は 1965 年 4 月の例で、エネルギー量等の資料を作成している程度でまとめた話しはできない。double jet およびパターンとの関連、それから形成の時期、その維持、最盛期、崩壊期などの時期をどのように決めたいのかと考えている。double jet との関連では、これは(第 8 図) 65 年 4 月の例で本邦は記録的な寒春となった。

新田 北半球全域のものか。

戸松 そうです。800 mb の一般流は 8 日頃から明らかに分離し 20 日頃まで続きその後閉じておる。この時のパターンはブロックで double jet と対応している。このさいどの波数が卓越したかを調べると、これは波数 1~3 の超長波の振幅である。主に 2~3 の波数にてっておりこの min から max の間が丁度 double jet の形成から崩壊までの時期に対応する。着目する緯度については、45°N あたりだと変化がなく南のジェットに対応するので、55°N 付近をつかんだ方が北のジェットの動向がはっきりしそうだ。この続きは討論の項目からはずれるのでここで打ち切りたい。

片山 そのブロックの時は heat flux は大きくなるか。

戸松 まだ詳しくみていない。

朝倉 heat fluxの大きくなってきた時はブロッキングが起こったのではないか。

戸松 そうらしい。

朝倉 65年の例のように同時に8カ所位で起こる場合はブロッキングは定常的で規模が大きい。普通のは1カ所位で、例えばアラスカとかグリーンランドのものであるが、帯状平均した場合には対象が非常に違うので問題があると思う。

新田 半球的規模で大循環に影響するブロッキングと、極東だけに影響するブロッキングとを区別する必要があると思う。同じものかも知れないが。

朝倉 区別して例えばそれが熱要素にどのような役割りをするかを議論しないとけない。

和田 各象限別に東西指数を計算し、各象限とも著しい低指数となったら安心して使えるということである。2象限が高指数で他が著しい低指数ということはよくあるからそういうものを平均するとよくない。

森 片山さんの問題点の2項だが、高気圧の緯度と低気圧の緯度で $\sqrt{V^2}$ を作ると、おそらくその両方に極大がでてその中間では極小になると思う。だから $\sqrt{V^2}$ の緯度分布をかいた場合、高緯度と低緯度に極大があった場合をブロッキングのときとみなしていいと思う。それにつき、double jetの時は確かに $\sqrt{V^2}$ の極大が高・低緯度にみられるが、その逆はいえない。1964年12月の \bar{U} の分布でみると28日頃からdouble jetができ65年1月まで続いた。55°Nと25°Nで \bar{U} の極大が現われた。 V^2 の緯度分布で極大の軸をみると18日頃から二つの極大が出現した。ただし総観分布から期待される位置とは少しずれており、南にないといけないのに北にある。だからもし片山さんが書いたようなパターンがブロッキングのとき起こったとすると、double jetの前にすでにパターンができあがっていることになる。それでも第10図に基づいて高・低気圧の位置とかジェットを考えると、 \bar{U} と対応しないかも知れない。ここに V^2 の極大が、ここに \bar{U} の極大があってもよさそうだが少し逆になっていてsynoptic patternと対応しないようである。この点まだよく検討していないが、さらに、double jetがある時は必ず V^2 の極大があるが、逆に V^2 の緯度分布で二つの極大が出現しても必ずしもdouble jetとは対応しないということである。だからブロッキングというのが第10図のようなパターンであるならば、高緯度と低緯度に V^2 の極大があってもよさそうである。

廣田 その $\sqrt{V^2}$ というのは緯度平均か。

森 緯度平均で $\cos \varphi$ がかかっていない値だ。

(一部省略)

森 だからブロッキングのおこったときの状態の物理的なイメージ—それとおこっていないときの差をだそうとすると、どうしてもいつおこったかが問題になる。

和田 新田さんが後で話ができるかも知れないといった成層圏との問題はどうか。

新田 特別につけ加えることはない。

和田 今日ブロッキングの指数の私案がでた。対流圏のかかりの規模の大きいものが対応するものがわかれば、現実的な現象の指数になると思う。対流圏と成層圏の問題では、ブロッキングのときはアリューシャン高気圧との coupling の問題とか位相の一致が指摘され、春にブロッキングが太平洋で多いのもそのことに関連しており、対流圏の太平洋高気圧が発達する時期が成層圏の位相と一致する時期である。それからアイスランド低、対流圏のグリーンランドの低気圧にしても成層圏と同位相のとき大規模のブロッキングがおこるといふことを経験している。やはり対流圏と成層圏のことを頭に入れて、逆位相のときは移動型、同位相のとき偏西風の流れが渋滞するという考えをもっている。

戸松 夏の場合はどうか。

和田 夏は100mb辺をみていけば規模の大きいものはわかる。夏の予報の考え方は大部前の研究ではあるが、普通は4~5月におこるブロッキングが、冷夏年には夏におこるだけの話で、それで解釈がつくと思う。季節のおくれみたいなものといえる。

某 簡単にそうはいかないと思う。

廣田 少し妙な話したが、先程ブロッキングをローカルライズしたものと考えるか例えばゾナル方向の波と考えるかということだが——かりに linear theory のセンスで波と考えると東西方向に高気圧と低気圧が並び Zonal mean しても double jet はでてこないという素朴な疑問がある。しかし実際はでてくるからこれらの値を Zonal mean しても High と Low とがキャンセルしない。ということは一種の non-linear で、これが全くの正弦波ではなく、恐らく高気圧の方が強くて両側の Low が非常に目立たないから、平均するとジェットの流れがでてくるということになるようだ。有限振幅で非線型バランスした状態かも知れない。

新田 その場合例えば高気圧と低気圧は一般に非対象で、非地衡風の意味での linear ということは考えられないか。波が大きく高気圧が小さいことはそれで説明できるような気がする。

廣田 そういう説も勿論あるだろう。

新田 片山さんの話したなかの週間予報のことだが、大体いろいろの効果が入っているが、ブロッキングを形成するための物理的效果がとり入れられていないらしいとの話しがあった。その場合二つ考えられる。一つはブロッキングになっている効果がないからでないのかということ。もう一つは効果はあるが実際に予報しようとする場合デリケートな面があって方程式の各 term のちょっとした組合せによって、ブロッキングができたりできなかったりちょっとしたことでブロッキングの regime に入ったり入らなかったりするという。この二通り考えられる。

片山 モデルには入っているが、つよい diffusion 効果がいっているので、cut

off できるほどシャープさがなくなり、どんどん滑らかになっていく。

新田 ブロッキングがおこる運動の regime に入ったり入らなかったりすることなのか。

和田 regime を総観的にみると、大きくブロックするのは何回もブロックのくり返しをやって最終的に高緯度でおこるのが普通だろう。

朝倉 1968年1月と1965年4月は時期は違いますがパターンは同じで、成層圏でも共通する面がある。それで Namias は異常現象時に中部太平洋の海水温が広範囲に高いことを強調している。1960年代のアメリカの異常気象の原因を海水温の高いことと結びつけている。このようなことがあるとすれば帯状流の中のエネルギーのやりとりだけでなく境界の条件ががなりきいてくるのではないか。

片山 成因論まではまだ及ばないが、山や大陸がないとできない。

朝倉 大陸分布はいいが、山がないとできないのか。

飯田 南半球でみるとわかることだが、大陸の西側にしかブロッキングはできない。

片山 それは山の影響かどうか。山がなくともできるかも知れない。

飯田 それはそうだが、でも何かあると思う。

朝倉 大陸の分布と山とは随分違うと思うが。

片山 外力として必要かどうかということで、同じことをいっていると思う。

廣田 わたしは逆にいって非線型性による非対称という意味で、例の回転流体実験の Vacillation のパターンに似ていると思う。あれは山を要求していない。

片山 だからそういう場合はブロッキングにならないのではないかとということで、パターンは meander はするがブロックしないと思うが。

朝倉 meander からブロックするものは何かということか。

片山 それが推論になるが、山とか大陸ということになる。

朝倉 さきに新田さんがいったちょっとした regime からちょっとした所へいくとブロッキングができて、あるところでは meander にすぎないという。そういう意味からすればブロッキングに特別な資格を与える必要はないと思う。

片山 ただ山により尾根ができやすいところにブロッキングができやすいといっても、それだけで山の影響でブロッキングが生成されたとはいえない。

渡辺 その場合、例えば現在ブロッキングの形成されている場所がスケールのみで波数の5か6位とすると、そのうえに振幅の小さい波数1~2の波がはいっているという性質があるようだ。

朝倉 そういう現象が多いということですが、予定の時間がすぎたのでこの辺で終わらせて頂きたい。ご協力を感謝します。

(以上)

ブロッキング過程に関する数値実験

気象研究所 菊池幸雄

1. ま え が き

これは編集部の依頼により、筆者が気象集誌、47巻の第1号(1969)に発表した "Numerical Simulation of the Blocking Process" を日本語で書き直したものである。

Garriott(1904)によつて始めて指摘されたブロッキング現象は、天気や気候に著しい影響を与えるため内外の多くの研究者の注目を集め、総観的立場からの研究は枚挙にいとまがない。一方、理論的にその現象を説明しようとする試みも、1950年代には二、三なされたが、その後は一時途絶えた感じである。注意すべきことは、これら理論的研究の中で、ブロッキング現象は順圧過程(ブロッキング波の発達は、一般流からのエネルギー補給による)として考えられたことである。

近年の著しい計算技術の発達によつて、大規模な大気運動を、基礎方程式を数値的に解くことによつて再現することができるようになった。いわゆる大気大循環の数値実験がこれである。よく知られているように、アメリカでこの大循環の数値実験がさかんである。これによつてブロッキング現象を作り出すことも、当然できるはずであるが、今までの所特にブロッキング現象に注目した数値実験は見あたらない。

ブロッキング現象は、その特徴から見て、山岳の力学的効果や海陸分布の熱的效果をかなり受けているように見える。したがって、ブロッキング現象に焦点をあてた数値実験では、これら山岳と海陸分布の効果を取り入れたモデルが用いられるべきであろう。

この論文の第一の目的は、山岳と海陸分布の効果を導入したモデルによる数値実験で、まずブロッキング現象が再現されるかどうかを見ることである。第二の目的は、もしブロッキング現象の再現ができたならば、その結果の詳細な解析を通して、ブロッキング及びそれに関連する現象の力学的特性を調べることである。

2. モデルの説明

A 基礎方程式

この数値実験に用いた基礎方程式は渦度方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi + J(\Psi, \nabla^2 \Psi + f) + \nabla \cdot (f \nabla x) = A \nabla^2 (\nabla^2 \Psi + \frac{2\Psi}{a^2}) - g \frac{\partial \tau}{\partial P} \quad (1)$$

熱力学方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + J(\Psi, T) - \frac{P}{R} \sigma \omega = A \nabla^2 T + \frac{q}{C_p} \quad (2)$$

線型バランス方程式

$$\nabla^2 \phi = \nabla(f \nabla \Psi) \quad (3)$$

静力学方程式

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{P} \quad (4)$$

である。ここで、 Ψ : 流線函数、 $f = 2\Omega \sin \phi$: コリオリパラメーター、 α : 速度ポテンシール、 $A = 10^6 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$: 水平渦拡散係数、 τ : 垂直渦拡散による stress の渦度、 $\sigma = -\alpha_s \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} = 3.0 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-2} \text{ cb}^{-2}$: 静的安定度 (指標 θ は標準大気の数であることを示す)、 a : 地球半径、 g : 重力の加速度、 T : 絶対温度、 q : 単位質量の空気塊の非断熱効果による加熱の割合、 C_p : 定圧比熱、 ϕ : ゼオポテンシール、 R : 気体定数、 P : 気圧、 ω : 垂直 P -速度である。

(1)式、右辺の第1項は水平渦拡散の効果、第2項は垂直渦拡散の効果、(2)式、右辺の第1項は熱の水平渦拡散の効果、第2項は非断熱効果を表わしている。自由大気中では

$$\tau = -\mu g \rho \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \Psi \quad (5)$$

であるが、大気の上端と下端では、境界条件として別に与えられる。

Loeng (1960) にしたがって、新変数 X を

$$X = -\int_0^p x \, dp'$$

と定義すると、

$$x = -\frac{\partial X}{\partial p} \quad \omega = \nabla^2 X$$

となる。

上の関係を使つて、渦度方程式と熱力学方程式を書き直し、更に(3)と(4)式から温度風関係式を導くと、基礎方程式は次の三つの式にまとめられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi + J(\Psi, \nabla^2 \Psi + f) - \nabla(f \nabla \frac{\partial X}{\partial p}) = A \nabla^2 (\nabla^2 \Psi + \frac{2\Psi}{a^2}) - g \frac{\partial \tau}{\partial p} \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + J(\Psi, T) - \frac{P}{R} \sigma \nabla^2 X = A \nabla^2 T + \frac{q}{C_p} \quad (7)$$

$$\nabla^2 T = -\frac{P}{R} \nabla(f \nabla \frac{\partial \Psi}{\partial p}) \quad (8)$$

このモデルでは地球は球として扱われているから、演算子は次のように表わされる。

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \mathbf{j} \frac{\partial}{a \partial \varphi}$$

$$\nabla^2 = \frac{1}{a^2 \cos \varphi} \left[\frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \right]$$

$$J(A, B) = \frac{1}{a^2 \cos \varphi} \left(\frac{\partial A}{\partial \lambda} \frac{\partial B}{\partial \varphi} - \frac{\partial A}{\partial \varphi} \frac{\partial B}{\partial \lambda} \right)$$

またコリオリパラメータ f も当然緯度の関数として考えられている。この点が、このモデルのいわゆる準地衡風モデルと違う所で、このため、エネルギー保存の要請から渦度方程式に、準地衡風モデルでは見られない $\nabla f \cdot \nabla \alpha$ の項が付加されている。

基礎方程式(6)~(8)式を数値積分するにあたって、第1図のように、大気は600 mb によつて2層に分けられ、渦度方程式は400 mbと800 mbに、熱力学方程式と温度風関係式は600 mbに適用された。これにより基礎方程式は次のように書き直される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi_1 + J(\Psi_1, \nabla^2 \Psi_1 + f) - \frac{1}{Vp} \nabla \{ f \nabla (X_2 - X_0) \} = A \nabla^2 \left(\nabla^2 \Psi_1 + \frac{2\Psi_1}{a^2} \right) - \frac{g}{\nabla p} (\tau_2 - \tau_0) \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi_3 + J(\Psi_3, \nabla^2 \Psi_3 + f) - \frac{1}{Vp} \nabla \{ f \nabla (X_4 - X_2) \} = A \nabla^2 \left(\nabla^2 \Psi_3 + \frac{2\Psi_3}{a^2} \right) - \frac{g}{\nabla p} (\tau_4 - \tau_2) \quad (10)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} + J(\Psi_2, T_2) - \frac{R_2}{R} \sigma \nabla^2 X_2 = A \nabla^2 T_2 + \frac{q}{C_p} \quad (11)$$

$$\nabla^2 T_2 = - \frac{R_2}{R \Delta p} \nabla \{ f (\Psi_1 - \Psi_3) \} \quad (12)$$

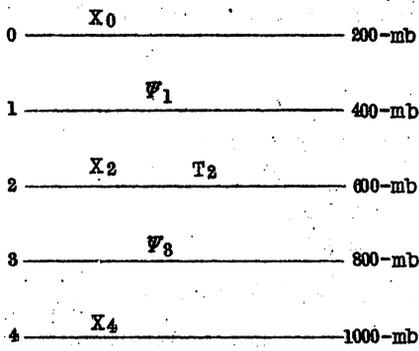
ここで、 $\Psi_2 = \frac{1}{2} (\Psi_1 + \Psi_3)$ 、 $\Delta P = P_4 - P_2 = P_2 - P_0$ である。指標0, 1, 2, 3, 4は夫々200, 400, 600, 800, 1,000 mbのレベルの量であることを表わしている(第1図参照)。 τ をレベル2に適用すると、(5)式より明かなように

$$\tau_2 = - \frac{\Delta P}{g} k_1 (\nabla^2 \Psi_1 - \nabla^2 \Psi_3) \quad (k_1 = 0.5 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}) \quad (13)$$

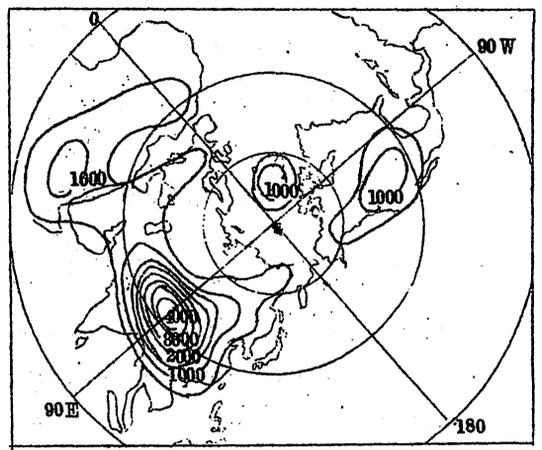
B 境界条件

境界条件として、モデル大気の上面では

$$X_0 = 0 \quad \tau_0 = 0 \quad (14)$$



第1図 モデル大気と代表レベル



第2図 モデルで用いられた地表面高度分布(単位:m)

大気の下側では X_4 と τ_4 に対して

$$\nabla(f\nabla X_4) = f_0 \rho_s g J(h, \Psi_3) (=f_0 \rho_s g \nabla_s \cdot \nabla h) \quad (15)$$

ここで h は山の高さ、 ρ_s は地表附近の密度である。山の効果はこの境界条件によってモデルに導入される。

$$\tau_4 = \frac{\Delta P}{g} k_s \nabla^2 \Psi_4 \quad (16)$$

ここで $k_s = 4 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ 、 Ψ_4 は Ψ_1 と Ψ_3 から線型外そうされる。これが地表摩擦の効果である。

第2図には、このモデルで用いられた地表面高度分布が示されている。

赤道における境界条件を与えるため、両半球で現象は対象に起ると仮定した。これは両半球間の相互作用がないことを意味する。

C. 加熱関数

単位断面積の大気柱の加熱の割合を Q とすると、熱力学方程式中の q は

$$q = \frac{g}{2\Delta P} Q \quad (17)$$

と表わされる。

大気の上側を通過する正味の downward 放射は、入射する正味の日射 S_T と大気上側から宇宙空間への長波放射 L_T との差になる。したがって、地表面から大気への正味の熱フラックスを H_E とすると

$$Q = S_T - L_T + H_E \quad (18)$$

H_E は地面から大気への正味の長波放射 L_E と顕熱、潜熱のフラックス E_{SL} から、地表面が吸収する日射 S_E を差引いたものである。すなわち

$$H_E = L_E + E S_L - S_E \quad (19)$$

こゝでは、地表面から蒸発した水蒸気は、その上の気柱内で凝結して熱を放出すると仮定している。もし蒸発した水蒸気が他の場所へ運ばれ、そこで凝結すると考えると、

(18) 式は成立せず更に付加項を必要とする。

さて地球のアルベドを r とすると

$$S_T = (1-r)I \quad (20)$$

こゝで I は大気上面に到達した日射量で、Milankovitch の式より、またアルベド r は Fedoseeva のデータを用いて、Chen Yung-San が作った実験式

$$r = 0.34 + 0.11 \left(\frac{\varphi}{45} - 1 \right)^2 + 0.15 \left(\frac{\varphi}{45} - 1 \right) \quad (21)$$

から求められた。

大気及び雲による日射の吸収率を夫々 $\alpha_a = 0.15$ 、 $\alpha_c = 0.04$ とし、雲量 ϵ を一律に $\epsilon = 0.5$ とすると

$$S_E = (1 - \alpha_a - \epsilon \alpha_c - r)I \quad (22)$$

長波放射 L_T 、 L_E は Adem の方法によつて計算した。詳細は原論文にゆづつて結果のみを述べると、これらは地表面温度 T_S と大気温度 T の一次式で表わされる。すなわち、

$$L_T = a_0 + a_1 T_S' + a_2 T' \quad (23)$$

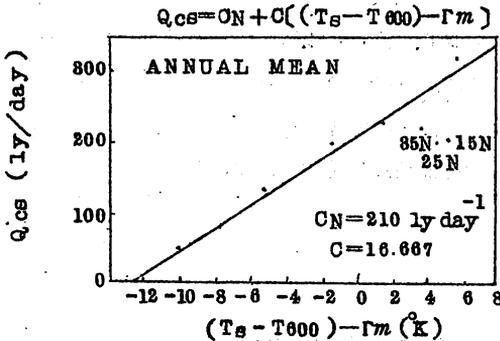
$$L_E = b_0 + b_1 T_S' + b_2 T' \quad (24)$$

こゝで、 $a_0 = 486.7 \text{ ly day}^{-1}$ 、 $a_1 = 2.187 \text{ ly day}^{-1} \text{ K}^{-1}$

$$a_2 = 3.719 \text{ ly day}^{-1} \text{ K}^{-1}、b_0 = 181.0 \text{ ly day}^{-1}$$

$$b_1 = 11.296 \text{ ly day}^{-1} \text{ K}^{-1}、b_2 = -8.335 \text{ ly day}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

T_S' 、 T' は夫々標準値 $\bar{T}_S = 28.8 \text{ K}$ 、 $\bar{T} = 25.55^\circ \text{ K}$ からの偏差である。



第8図 地表からの顕熱の流れ及び凝結による熱放出と $T_S - T$ の関係

地表より大気へ流れ出る顕熱のフラックスと凝結による熱放出は大気の安定度に左右されるであろう。このモデルの温度に関する情報は 600 mb と地表から得ることができるから、大気の安定度の目安として地表温度 T_S と大気温度 T の差をとつた。実際の大气について、地表からの顕熱の流れ及び凝結による熱放出と $T_S - T$ の関係を年平均値についてプロットしたのが第8図である。25° N 付近を除いては非常によい線型関係にある。この関係と蒸発した水

蒸気の凝結はその上の大気柱で起るという仮定にもとづいて次の実験式を採用した。

$$E_{SL} = C_0 + C_1 T_G' + C_2 T' \quad (25)$$

こゝで $C_0 = 441.7 \text{ lyday}^{-1}$, $C_1 = 16.667 \text{ lyday}^{-1} \text{K}^{-1}$, $C_2 = -C_1$

この数値実験では、日射は1月22日の状態に固定された。すなわち、この研究では冬の状態について論じようというわけである。したがって、 S_T, S_E は緯度に依存する定常であるが、 L_T, L_E, E_{SL} は T_S と T の関数である。

海陸分布による大気加熱の違いは次のようにモデルに導入された。陸地及び氷は比熱が零と仮定された。すなわち、地表面が吸収する熱量と放出する熱量は相等しい。したがって、この場合には

$$H_E = 0 \quad (26)$$

となる。もし T がわかれば、この関係より T_S が求まり、それを使つて(18)式より、陸地及び氷の上の大気柱の加熱の割合 Q を計算することができる。このモデルでは氷の限界として、冬のノルマルの状態が採用されている。一方、海洋は比熱が無限大と仮定されて、表面温度として1月のノルマルの値が与えられた。もし T がわかれば、 T_S は既知であるから、(19)式より H_E が、次に(18)式より海洋上の Q が求められる。注意すべきことは、海洋上では一般に H_E が零にならないことである。最終的に Q は次のように表現される。

$$Q = E(\lambda, \varphi) - G(\lambda, \varphi) T' \quad (27)$$

こゝで

$$E(\lambda, \varphi) = \begin{cases} (1 - \alpha_a - \epsilon \alpha_c - \tau) I + (b_0 + c_0 - a_0) \\ + (b_1 + c_1 - a_1) T_G' \quad (\text{海洋}) \\ (1 - \alpha_a - \epsilon \alpha_c - \tau) I + (b_0 + c_0 - a_0) \\ + (b_1 + c_1 - a_1) \frac{(1 - \alpha_a - \epsilon \alpha_c - \tau) I - b_0 - c_0}{b_1 + c_1} \quad (\text{陸地及び氷}) \end{cases} \quad (28)$$

$$G(\lambda, \varphi) = \begin{cases} -(b_2 + c_2 + a_2) \quad (\text{海洋}) \\ (b_1 + c_1 + a_1) \frac{b_2 + c_2}{b_1 + c_1} - (b_2 + c_2 - a_2) \quad (\text{陸地及び氷}) \end{cases} \quad (29)$$

D 積分方式

基礎方程式(9)~(12)式の数値積分にあつて、各変数は球面調和関数に展開され、基礎方程式はその係数に関する方程式に直され、係数について時間積分が遂行される。すなわち、こゝではスペクトル法が採用された。B節で述べた赤道に関する境界条件を満足するように、 Ψ, h は φ に関して奇関数の球面調和関数で、 T, X, E, G は偶関数で展開された。

展開関数の切断は次のようになされた。

$$m \leq 8 \quad n - m \leq 11$$

こゝで m は東西方向の波数、 $\frac{n-m+1}{2}$ は両極間の南北方向の波数である。

Ⅱ 初期条件

258°K (600 mb の中緯度における冬のノルマ温度) の等温静止大気が初期条件として採用され、時間積分は180日にわたって行なわれた。

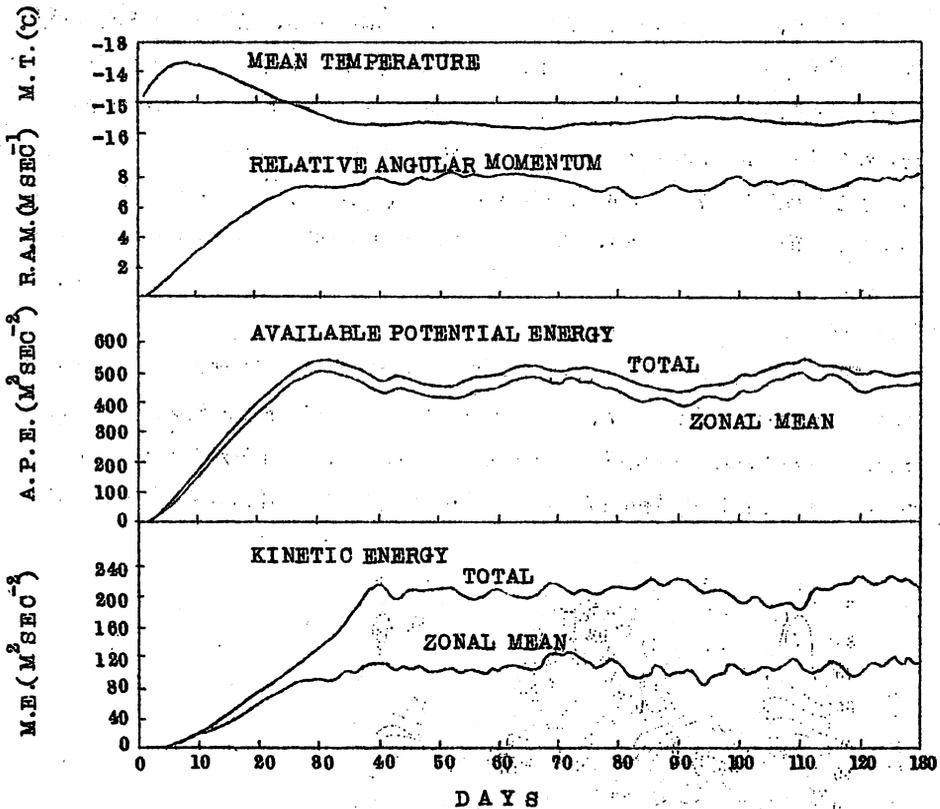
3. 特徴的結果

A 半球についての平均量の時間変動

第4図は大気温度、相対角運動量、有効位置エネルギー(一般場のもの合計)、運動エネルギー(一般流のもの合計)の半球についての平均の時間変動を示したものである。40日位経過すると、これらの量が準平衡状態に達していることがわかる。結果の詳細な解析は、この準平衡状態に達した後の71日から180日の60日間についてなされた。この図から容易にわかるように、有効位置エネルギーの変動に約40日の周期が見られるが、他の量の変動にははっきりした周期は認められない。

B 帯状平均東西風速の緯度分布の時間変動

第5図には、モデルの上層大気の帯状平均東西風速の時間変動が緯度の関数として示



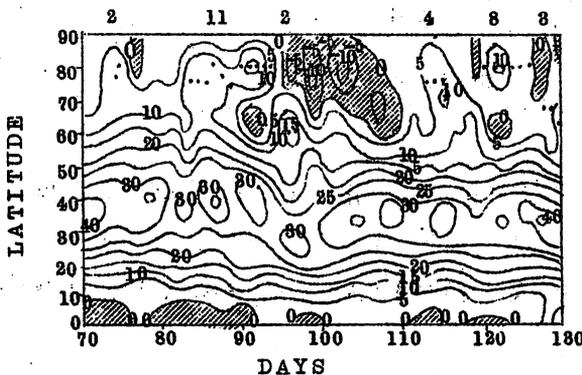
第4図 大気温度、角運動量、有効位置エネルギー、運動エネルギーの時間変動

されている。特徴の一つは、亜熱帯ジェット流の位置が「実際の大气に見られるように（第6図参照）大きく変動していることである。その変動の幅は、時には緯度にして 15° にも達している。特徴の他の一つは、高緯度にしばしば風速の二番目の極大（黒丸で示す）が現われていることである。この二重ジェット構造が、ブロッキング現象の出現に対応していることは後に示されるであろう。図の上部の短い直線とそれに付随した数字は、夫々二重ジェット流の出現期間とその継続日数とを表わしている。最も長い二重ジェット流の出現期間は88日から98日までの11日間で、この期間中の北の枝流の風速の極大値は 18 m sec^{-1} にも達した。

モデル大气の帯状平均東西風速の変動を、実際の大气のそれと比較するため、第6図には、1964年12月から1965年8月までと、1965年12月から1966年3月までの500mb帯状平均東西風速の緯度分布の日変動が示されている。前述のように、この数値実験では、太陽が1月22日の状態に固定されているから、実際の大气の冬の状態が、比較の対象になるわけである。第6図によると、二重ジェット流の継続期間は通常1週間位であるが、時には2~3週間に達する。またジェットの北の枝流の風速の最大はほぼ 18 m sec^{-1} である。第5図と第6図の比較より、数値実験により得られた二重ジェット流の継続期間及び北の枝流の風速の強さが実際のものとよく似ていることがわかる。なお、第6図に見られるように、二重ジェット流の北の枝流の位置が年により異つているのは興味がある。この数値実験の結果は1966年の場合に対応している。

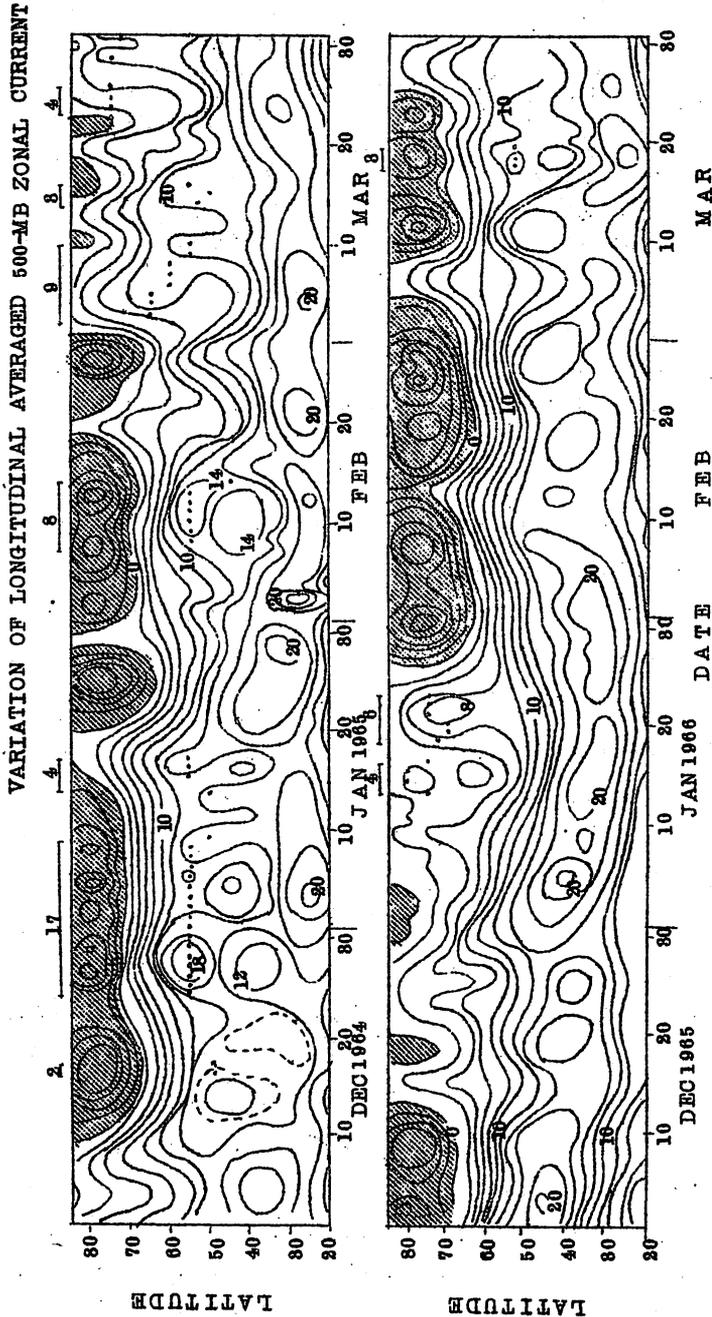
C 流線図

二重ジェット流の出現に対応して、実際の大气に見られるようなブロッキング現象が起っているかどうかを見るため、モデル大气の5日平均400mb流線図が第7図と第8図に示されている。平均期間は夫々89日から98日と121日から125日で、これらは二重ジェット流の持続性と北の枝流の風速の強かつた期間から選ばれた。両図の

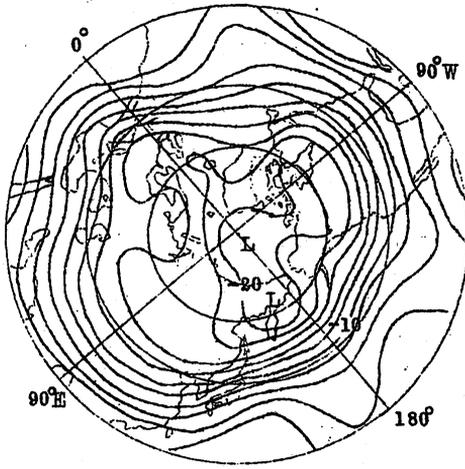


第5図 帯状平均東西風速の時間変動

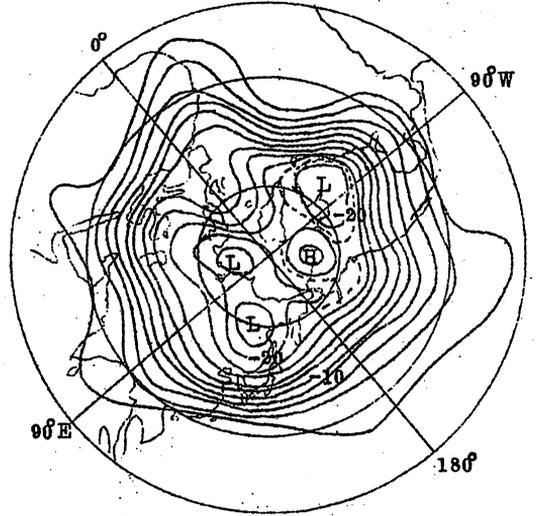
中でブロッキング現象は夫々ヨーロッパ、ロシアとイギリスの上で起っている。これらの場所は、Rex (1950), Berry, Haggard と Wolf (1954),



第6図 带状平均東西風速の時間変動(実測値)



第7図 89—93日平均400mb流線図



第8図 121—125平均400mb流線図

Wiegman と Hadfield (1957)、その他多くの研究者により指摘されているように、ブロッキング現象の出現頻度の高い所である。

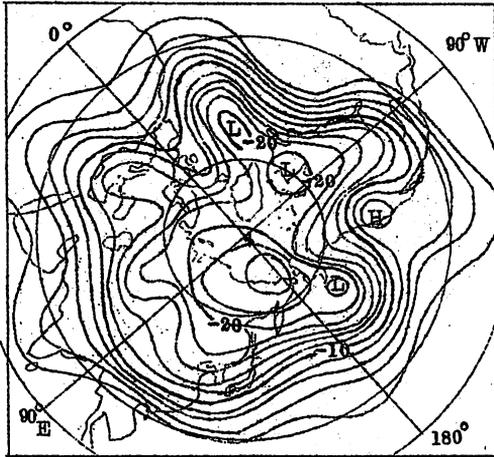
第9図には、モデル大気中でのブロッキング過程の移り変りを見るため、119日から127日までの400mb流線図が2日おきに並べられている。この期間は、第8図の5日平均を作るために選ばれた期間を、その中に含んでいる。イギリスから西ヨーロッパにかけて展開するブロッキング過程は、実際のものに比べやや単純ではあるが、その発達の大きな特徴は、例えば Berggren, Bolin と Rossby (1949) によって解析された1948年2月の例とよく似ている。また、アラスカの上の切離高気圧の動向も中部対流圏で冬季間しばしば見られるものに類似している。

更に、モデル大気中の流れの一般的な状態が、実際のものに似ているかどうかを見るため、第10図に101日から180日までの80日平均400mb流線を示した。第11図には、第10図に似た流れの模様を示す実例の一つとして、1958年12月の80日平均500mb高度分布が示されている。これら両図を比較するとき、特に高緯度における低気圧や尾根の位置に関してよい一致性を見出すことができる。

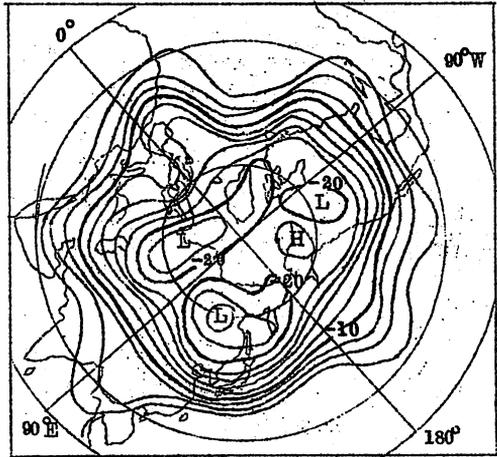
以上の結果より明らかなように、ブロッキング現象は勿論、一般的な流れの模様に関しても、モデル大気中のそれは実際のもので非常に似ていることがわかる。

さて、結果の詳細な解析のために選ばれた71日から180日までの60日間を、71日から100日までと、101日から180日までの二つの80日間に分けると、第5図から明らかなように、前半期は強い二重ジェット流(継続日数と北の枝流の強さ

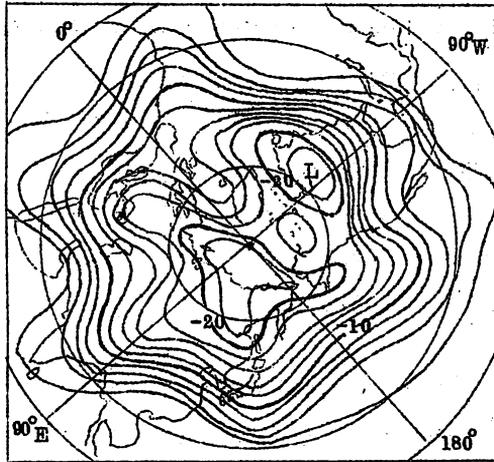
9 a



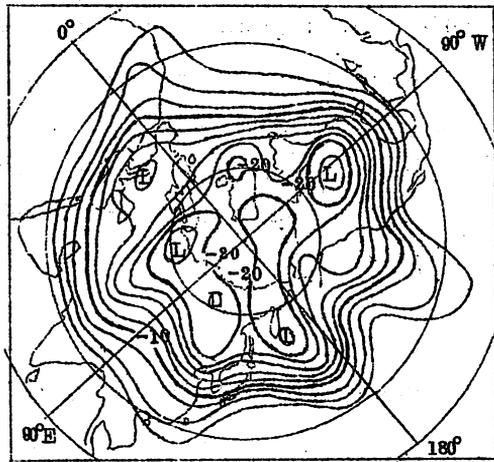
9 d



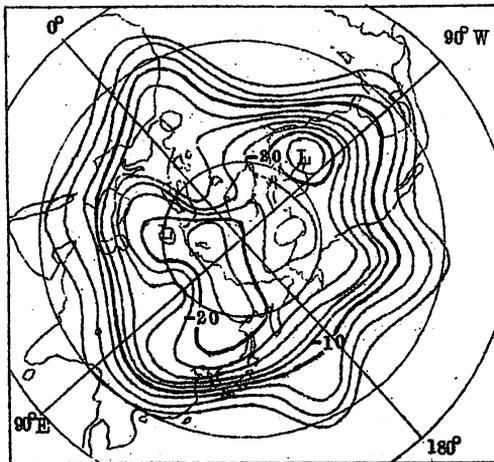
9 b



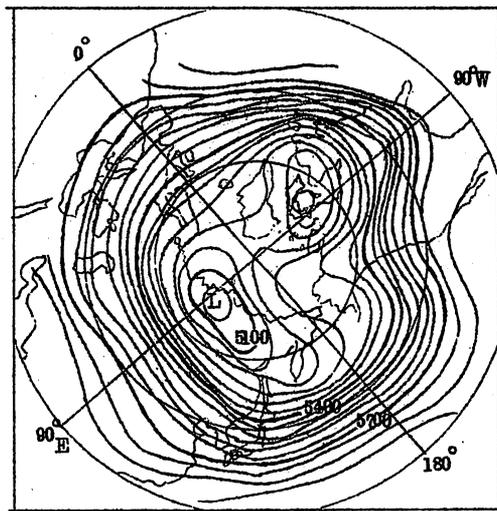
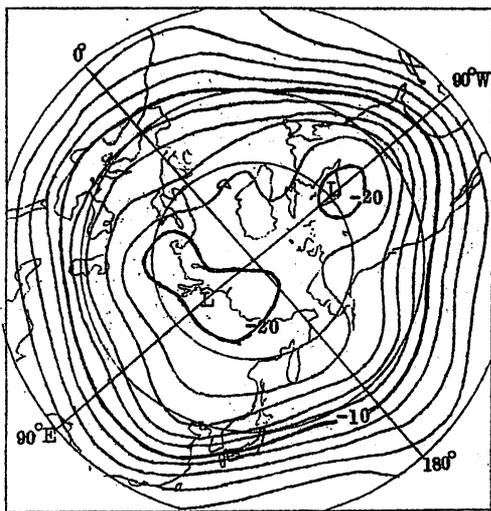
9 e



9 c



第9図 119日から127日までの2日毎の
400mb 流線図

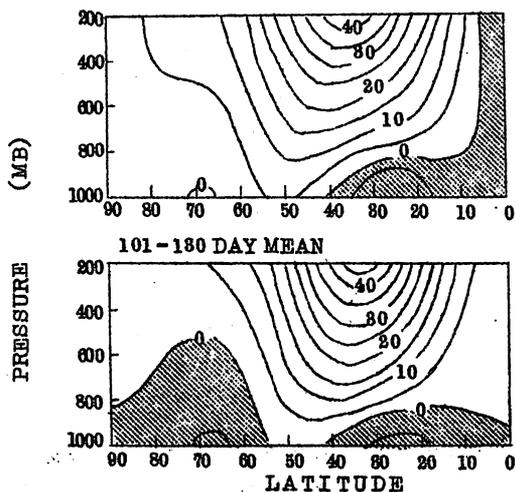


第10図 101-180日平均400mb流線図 第11図 1958年12月の月平均500mb高度分布

に関して)が出現した期間である。いかえれば、前半期はブロッキング活動が活発であった期間である。したがって、この二重ジェット流とブロッキング活動の卓越した前半期をどちらかというとなルマルの状態に近い後半期と比較することによって、二重ジェット流及びブロッキング現象に関連する力学的特性を明らかにすることができるであろう。以下の議論ではこれら二つの期間についての解析結果が互に比較される。

4. 準平衡状態

第12図には前半期(上図)と後半期(下図)について、帯状平均東西風速の30日平均緯度-高度分布が示されている。

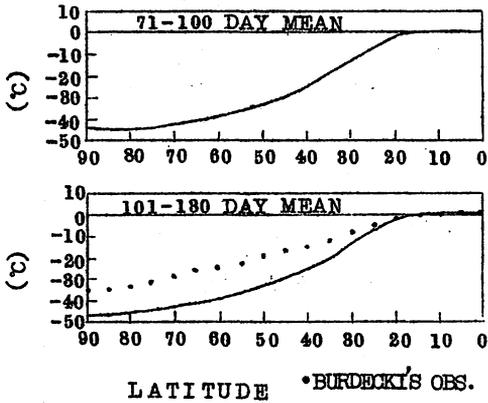


第12図 帯状平均東西風速の30日平均緯度-高度分布

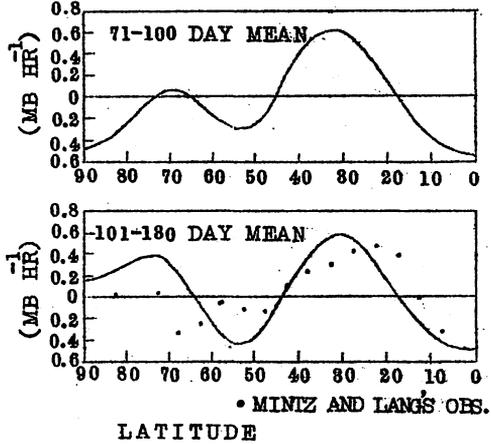
実際の気中では、400mbのジェット流の位置は80°N付近、その強さは25 m sec⁻¹である。これと比べると、モデル気中のジェット流は、実際の位置とほぼ一致するが、その風速はかなり大きい。ブロッキング活動のさかんな前半期は後半期に比べ、高緯度の下層で西風が卓越している。また上層では、5 m sec⁻¹の等値線の70°N付近のふくらみから明らかのように、この付近に風速の二番目の極大がある。すなわち、前半期は30日平均でなお二重ジェット構造を示して

いる。

第13図は帯状平均気温の緯度分布である。下図には黒丸で実測値がプロットされているが、モデル大気中の気温分布は実測に比べ、南北の温度傾度が大きい。これは、温度風の関係を考慮すると、第12図に示されているようにモデル大気中のジェット流が実測よ



第13図 30日平均の帯状平均気温の緯度分布



第14図 30日平均垂直P-速度の緯度分布

りも強いことに対応している。第13図によると、ブロッキング活動のさかんな前半期の南北気温傾度は後半期よりも小さいことがわかる。

第14図は帯状平均垂直P-速度の緯度分布である。後半期(下図)は実際の大気のノルマルな状態に見られるように、3細胞平均子午面循環が作成されているが、ブロッキング活動のさかんな前半期(上図)には4細胞平均子午面循環が見られる。下図の黒丸は Mintz と Lang (1955) によって求められた実測値で、計算値がもっともらしい値であることを示すためにプロットされた。

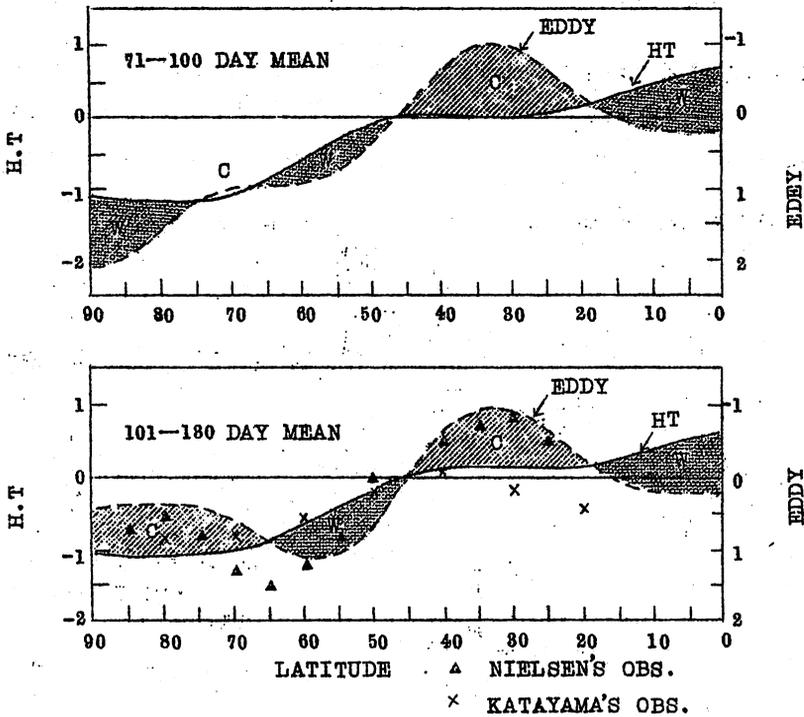
5. 熱収支

熱力学方程式(11)の帯状平均をとると、熱収支のための方程式が得られる。

$$\frac{\partial \overline{T_2}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{v_2 T_2} \cos \varphi}{a \cos \varphi \partial \varphi} + \frac{P_2}{R} \sigma \overline{\omega_2} + A \frac{1}{a^2 \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial \overline{T_2}}{\partial \varphi} \right) + \frac{\overline{q}}{C_p} \quad (80)$$

ここで $\overline{(\quad)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\quad) d\lambda$ は帯状平均である。

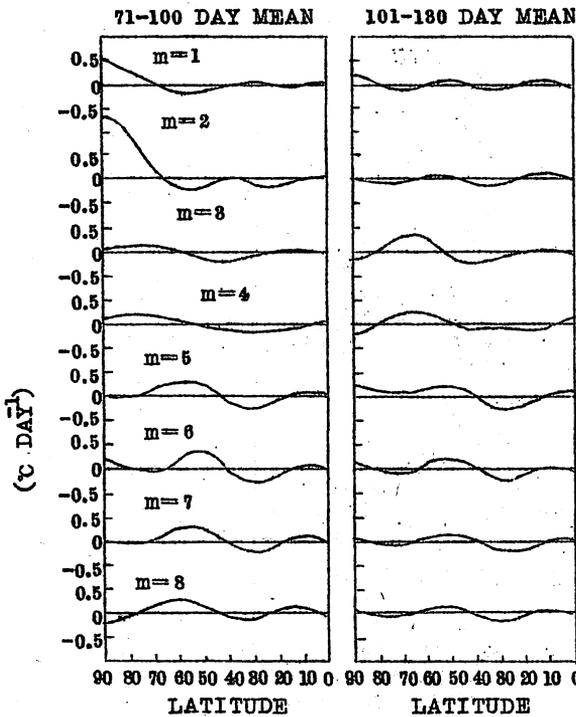
上式で第1項は大規模擾乱による熱輸送の効果、第2項は平均子午面循環の垂直運動に伴う断熱過程の効果、第3項は水平渦拡散の効果、第4項は非断熱過程の効果を表わして



第15図 大規模擾乱と非断熱過程の効果による熱收支の緯度分布

いる。数値実験の結果によると、第8項の水平渦拡散の効果は無視できる。更に長期間平均をとると、時間微分の項もまた無視できるから、熱收支に寄与する主な機構は大規模擾乱の熱輸送、垂直運動による断熱過程及び非断熱過程である。

第15図には、前半期(上図)と後半期(下図)について、大規模擾乱の熱輸送による加熱(破線)と非断熱過程による加熱(実線)の緯度分布が示されている。両者の目盛は反対向きにとられているので、破線と実線の二つの曲線で囲まれた面積が、これら二つの効果による正味の加熱(W)、冷却(C)を与える。これらの加熱、冷却は、平均子午面循環の垂直運動による断熱過程でバランスされているわけである。即ち、加熱領域には上昇流、冷却領域には下降流が存在する。第14図に示されている前半期の4細胞平均子午面循環の出現は、この第15図からも明らかで、ブロッキング現象の卓越した前半期の大規模じょう(擾)乱が極付近へ多量の熱を輸送したことに対応している。第15図の下図には、Wiin-Nielsen, Brown と Drake (1963) (大規模擾乱の熱輸送)及びAsakura と Katayama (1964) (非断熱効果)の実測値が比較のため夫々▲と×でプロットされている。



第16図 大規模擾乱の熱輸送による加熱の波数別緯度分布

第16図には、前半期(左図)と後半期(右図)について、大規模擾乱の熱輸送による加熱の緯度分布が波数別に示されている。この図より、前半期の4細胞平均子午面循環の形成に関連する極地上への大規模擾乱による多量の熱輸送は、主に波数2の擾乱によってなされていることがわかる。

6. 角運動量収支

(18)~(16)式を考慮しつ

ゝ、(9)、(10)式に

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} ()^2 \cos \varphi d\varphi d\lambda$$

なる演算を施すと、次のような角運動量収支に関する方程式が得られる。

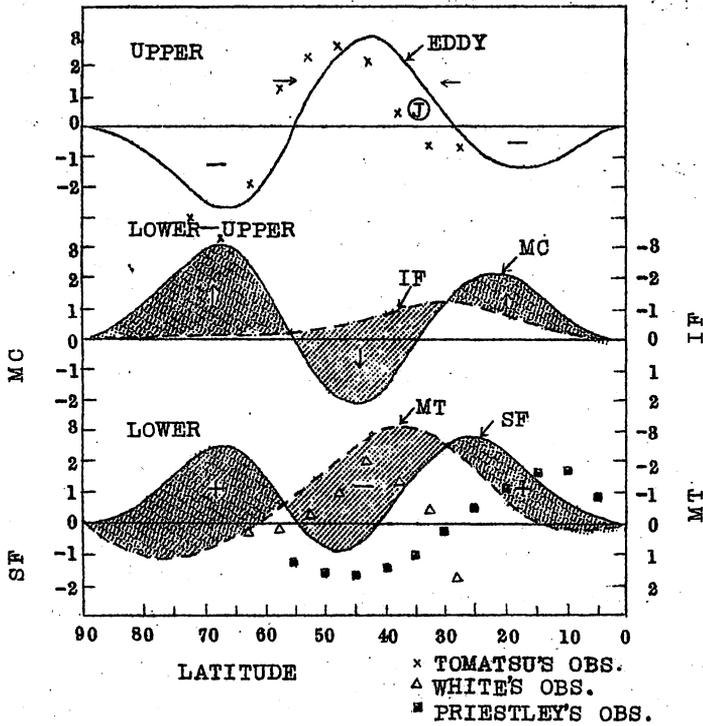
$$\begin{aligned} \frac{\partial a \cos \varphi \bar{u}_1}{\partial t} = & -\frac{\partial \bar{u}_1 v_1 \cos^2 \varphi}{\cos \varphi \partial \varphi} + a \cos \varphi f \bar{v}'_1 - K_1 a \cos \varphi (\bar{u}_1 - \bar{u}_3) \\ & + A \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos^2 \varphi \frac{\partial \bar{u}_1}{a \partial \varphi} + \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{a} \bar{u}_1 \right) \end{aligned} \quad (81)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial a \cos \varphi \bar{u}_3}{\partial t} = & -\frac{\partial \bar{u}_3 v_3 \cos^2 \varphi}{\cos \varphi \partial \varphi} - a \cos \varphi f \bar{v}'_1 + K_1 a \cos \varphi (\bar{u}_1 - \bar{u}_3) \\ & + A \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos^2 \varphi \frac{\partial \bar{u}_3}{a \partial \varphi} + \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{a} \bar{u}_3 \right) \\ & - K_2 a \cos \varphi \bar{u}_4 - r m \bar{\Psi}_3 \frac{\partial h}{\partial \lambda} \end{aligned} \quad (82)$$

ここで、 $r m = f_0 \rho s g / \Delta p$ (f_0 は $45^\circ N$ におけるコリオリパラメータ)、 \bar{v}'_1 は平均子午面循環の上層の南北方向の風速である。

(81)、(82)式、右辺の第1項と第4項は夫々大規模擾乱の角運動量輸送と水平渦拡散による水平方向の角運動量再配分、第2項と第3項は夫々平均子午面循環と垂直渦拡散に

101-180 DAY MEAN



第17図 後半期の角運動量収支図

よる角運動量の上層、下層間の交換、(32)式、右辺の第5項と第6項は夫々地表トルクと山岳トルクによる地表面と大気間の角運動量の交換を表わしている。長時間平均をとると、時間微分の項は殆んど零となり、また数値実験の結果によれば、水平渦拡散と下層における大規模擾乱の角運動量輸送の効果は無視できるので、上式の残りの項が角運動量収支を考える上で重要になる。

第17図は、それら各項の効果による角運動量変化の緯度分布を、後半期について示したものである。図の上部は、上層における大規模擾乱の輸送による角運動量変化、中部は、平均子午面循環(実線)と垂直渦拡散(破線)による角運動量の下層から上層への輸送、図の下部は、地表トルク(実線)と山岳トルク(破線)による大気の角運動量の獲得を示している。この図の中の実線と破線の目盛は反対向きにとられているから、これら二つの曲線で囲まれた面積は、それら二つの効果による正味の角運動量変化を表わしている。

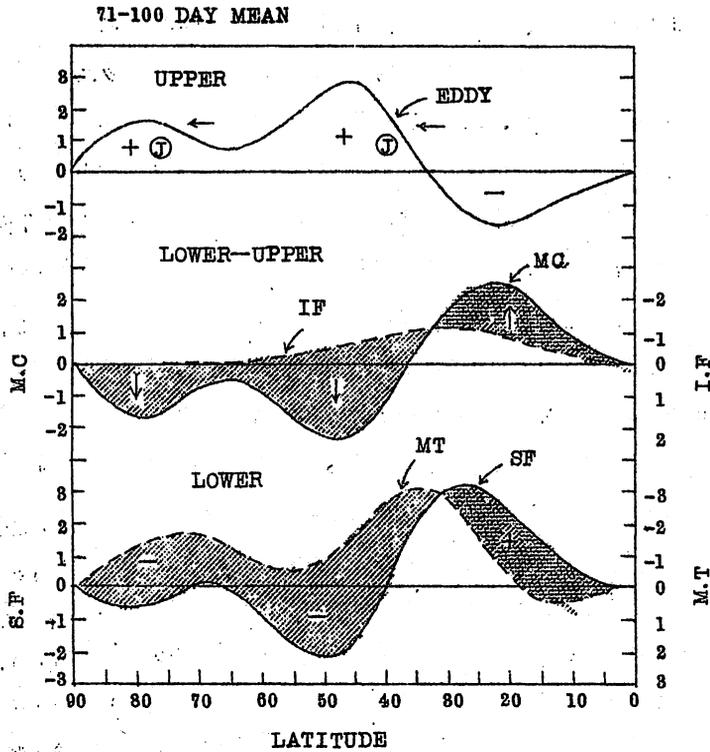
この図の下部によれば、地表トルクによって下層大気は、低・高緯度の地表東風領域で角運動量を獲得し、中緯度の地表西風領域でそれを失っている。一方、山岳トルクは、中

緯度の広い範囲にわたって、下層大気角運動量を消滅させるように働いている。半球について平均すると、地表トルクは大気角運動量を与え、山岳トルクは大気から角運動量を取り去っているのであるが、二つのトルクの正味の効果は、低・高緯度での下層大気角運動量の獲得、中緯度での消失をもたらしている。図の中部より明らかなように、低・高緯度の下層大気によって獲得された角運動量は、そこに存在する直接平均子午面循環によって上層へ運ばれ、一方、中緯度では間接平均子午面循環によって上層から下層へ輸送され、この領域での下層大気角運動量損失を補っている。垂直渦拡散の効果はすべての緯度で角運動量を下層へ運んでおり、この効果も考慮しなければならないわけで、このため実際に角運動量が上層或は下層へ輸送される領域は、直接循環あるいは間接循環の領域とやゝ異っている。さて、かくして低・高緯度の上層大気へ運ばれた角運動量は、大規模擾乱によって中緯度へ集められ、間接循環による下層への輸送のために生ずる角運動量の不足を補っている。このような角運動量収支の機構は、Widger (1949) や Lorenz (1951) によって得られた実際の大气中のそれとよく一致している。

この図には比較のため、Tomatsu (1970) (大規模擾乱の輸送: ×印)、Priestley (1951) (地表トルク: ■印)、White (1949) (山岳トルク: △印) によって求められた実測値がプロットされている。地表トルクと山岳トルクの効果に関して、実測と計算値の間にはかなりの相違があるが、分布の一般的傾向と二つのトルクの正味の効果については、両者の間によく一致が見られる。

第18図は、第17図と同じであるが、プロッキング活動のさかんな前半期のものである。両図を比較するとき、前半期と後半期の間で、高緯度の角運動量収支機構に大きな違いが見出される。即ち、後半期、高緯度は角運動量の発生源であるが、前半期は消耗源になっている。この角運動量損失を補うため、上層から角運動量が運ばれてくるのであるが、それはこの期間中に存在する間接循環(4細胞平均子午面循環の最も北の細胞)によって遂行される。そして、上層では下層へ運ばれた角運動量の不足分を補うため、大規模擾乱が中緯度から高緯度へと角運動量を輸送する。後半期は高緯度から中緯度へ輸送されるのに比べると大きな相違である。二重ジェット流の北の支流の発生、発達、この高緯度への角運動量輸送に支配されている。(図の中の記号④は30日平均のジェット流の位置を示している)

第19図は、前半期(左図)と後半期(右図)について、大規模擾乱の輸送による角運動量変化の緯度分布を波数別に示したものである。前半期の高緯度への角運動量輸送において、前述の熱輸送におけると同様、こゝでも波数2の擾乱が主要な役割を果たしていることがわかる。



第18図 前半期の角運動量収支図

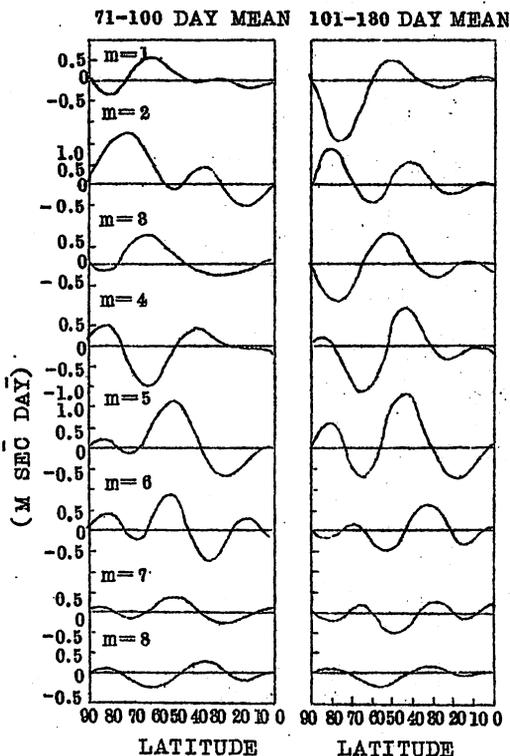
7. エネルギー収支

(9), (10)式に夫々 $-\Psi_1$, $-\Psi_3$ を、(11)式に $\frac{1}{\sigma} \left(\frac{R}{P_2}\right) T_2$ を乗じた後、半球平均をとるとエネルギー方程式が得られる。

$$\frac{\partial K_1}{\partial t} = \overline{\Psi_1 J(\Psi_1, \nabla^2 \Psi_1 + f)} - \frac{1}{\Delta P} \overline{\omega_2 \phi_2} - \frac{1}{2} \overline{\omega_2 \alpha_2} - A \left[\overline{(\nabla^2 \Psi_1)^2} - \frac{2}{a^2} \overline{(\nabla \Psi_1)^2} \right] + \frac{g}{\Delta P} \overline{\Psi_2 \tau_2} - \frac{1}{2} K_1 \overline{[\nabla(\Psi_1 - \Psi_3)]^2} \quad (33)$$

$$\frac{\partial K_3}{\partial t} = \overline{\Psi_3 J(\Psi_3, \nabla^2 \Psi_3 + f)} + \frac{1}{\Delta P} \overline{\omega_2 \phi_2} - \frac{1}{2} \overline{\omega_2 \alpha_2} - A \left[\overline{(\nabla^2 \Psi_3)^2} - \frac{2}{a^2} \overline{(\nabla \Psi_3)^2} \right] - \frac{g}{\Delta P} \overline{\Psi_2 \tau_2} - \frac{1}{2} K_1 \overline{[\nabla(\Psi_1 - \Psi_3)]^2} + r_m \overline{\Psi_3 J(h, \Psi_3)} + K_3 \overline{\Psi_3 \nabla^2 \Psi_4} \quad (34)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\frac{1}{\sigma} \left(\frac{R}{P_2}\right)^2 \overline{T_2 J(\Psi_2, T_2)} + \overline{\omega_2 \alpha_2} - A \overline{(\nabla T_2)^2} + \frac{g}{2 \sigma P \Delta P} \overline{T_2'' Q''} \quad (35)$$



第19図 大規模擾乱の角運動量輸送による角運動量変化の波数別緯度分布

ここで、 K_1 、 K_3 は夫々上層及び下層の運動エネルギー、 A は有効位置エネルギー、 $(\) = \frac{1}{4\pi a^2} \int_0^{2\pi} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} (\) a^2 \cos \varphi d\varphi d\lambda$ 、 $(\)'' = (\)''$ である。上式を導くにあたって、 $\nabla^2 \phi_\ell = \nabla \cdot (f \nabla \psi_\ell)$ ($\ell = 1, 2, 3$)、 $\alpha_2 = \frac{1}{\Delta p} (\phi_1 - \phi_3)$ 、 $\omega_2 = \nabla^2 X_2$ 等の関係が用いられている。

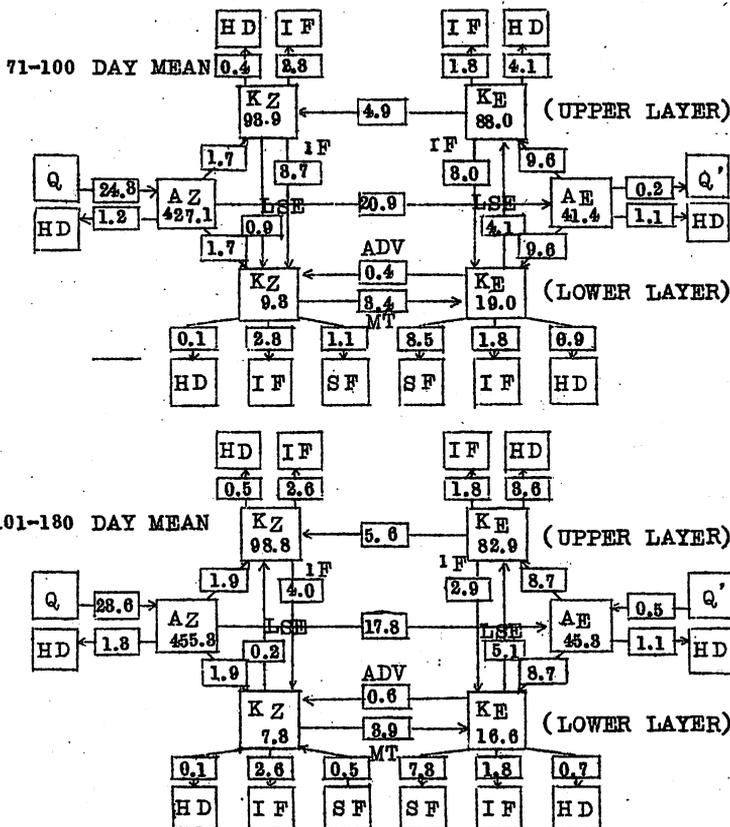
(33)、(34) 式の第1項は零になるが、この項は一般流と擾乱及び擾乱同志の間のエネルギー再配分に寄与する。第2項と第5項は夫々気圧力と垂直渦拡散の stress による上層、下層間のエネルギー交換、第3項は有効位置エネルギーから運動エネルギーへの転換、第4項と第6項は夫々水平及び垂直渦拡散によるエネルギーの消耗、(34) 式の第7項は山岳の効果による一般流と擾乱及び擾乱同志の間のエネルギー再配分、第8項は地表摩擦の効果を表わしている。(35) 式、第1項は有効位置エネルギーの一般場と擾乱及び擾乱間の再配分、第2項は運動エネルギーからの転換、第3項は渦拡散による消耗、第4

項は非断熱効果を表わしている。(33)、(34) 式は、位置エネルギーから運動エネルギーへの転換と垂直渦拡散による運動エネルギーの消耗が、上層と下層で相等しいことを示しているが、これは ϕ_2 、 ψ_2 が上層と下層の平均値としてとられているためである。

第20図は前半期(上)と後半期(下)についてのエネルギー収支図である。 A_Z 、 A_B は夫々一般場と擾乱の有効位置エネルギー、 K_Z 、 K_B は夫々一般流と擾乱の運動エネルギーを表わしている。運動エネルギーについて、図中の上の box は上層、下の box は下層のものである。他の box 内の Q 、 HD 、 IF 、 SF は夫々非断熱過程、水平渦拡散、垂直渦拡散、地表摩擦の各効果を表わしている。エネルギーの流れを示す矢印の傍につけられた ADV 、 MT 、 IF 、 LSB は夫々移流、山岳、垂直渦拡散、大規模擾乱の各効果によるものであることを示している。

この図によれば、どちらの期間も実際の大气に見られるように、非断熱効果によって作られた一般場の有効位置エネルギーは、擾乱の位置エネルギー、擾乱の運動エネルギー、更に一般流の運動エネルギーへと順次その形態を変えつゝ流れて行く。併し、山岳の効果

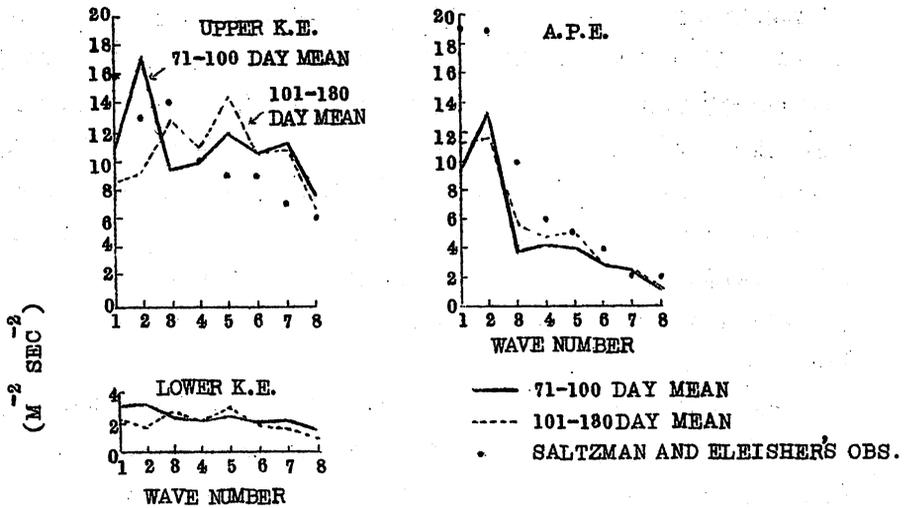
ENERGY DIAGRAM FOR AIR COLUMN OF UNIT MASS
($M^2 SEC^{-2} : M^2 SEC^{-2} DAY^{-1}$)



第20図 エネルギー収支図

第1表 COMPARISON OF ENERGY COMPONENTS ($M^2 SEC^{-2}$) AND ITS EXCHANGE ($M^2 SEC^{-2} DAY^{-1}$)

	AZ	AE	KZ	KE	(AZ, AE)	(AE, KE)
101-130 DAY MEAN OF COMPUTED RESULTS	445	45	106	100	17.8	17.4
OBSERVED RESULTS COMPILED BY OORT	400	150	80	70	25.9	19.0
SMAGORINSKY 9-LEVEL DRY MODEL	737	35	144	39	32.1	25.9
SMAGORINSKY 2-LEVEL MODEL	940	18	273	35	24.8	21.1
PHILIPS 2-LEVEL MODEL	1190	25	272	68	30.0	30.0



第 21 図 エネルギーの波数分布

により一般流から擾乱へと運動エネルギーの逆向きの流れのあることも注意すべきである。即ち、擾乱の運動は、位置エネルギーからの転換の外に、山岳の効果による一般流からのエネルギー補給もまたそのエネルギー源になっている。

両期間について、非断熱効果による A_Z の発生を比較すると、南北温度傾度の弱い前半期に大きな値を示している。したがって、ブロッキング活動のさかんな前半期は、後半期よりも、非断熱効果による赤道での加熱と極での冷却の差が大きかったことがわかる。 A_Z から A_E へ、 A_E から K_E へのエネルギー変換も、前半期には南北温度傾度が弱いにもかかわらず後半期よりも大きいこと、また A_E に対する非断熱効果が前半期と後半期で

(K_E, K_Z)	(K_Z, A_Z)	(Q, A_Z)	(A_E, Q)	(A_Z, D_S)	(A_E, D_S)	(K_Z, D_S)	(K_E, D_S)
6.2	-3.8	23.6	-0.5	1.3	1.1	5.3	15.2
8.5	0.9	26.8	6.9	--	--	4.8	15.6
6.3	1.3	44.9	1.9	7.5	6.2	5.5	18.9
10.4	0.9	29.8	0.7	10.7	1.7	7.8	13.0
12.8	3.4	21.0	0.0	2.6	0.9	8.2	7.7

は符号が反対であること等は特徴的であるが、後述の波数解析を見ることによってその違いの理由がはっきりするであろう。一般流の運動エネルギーが、平均子

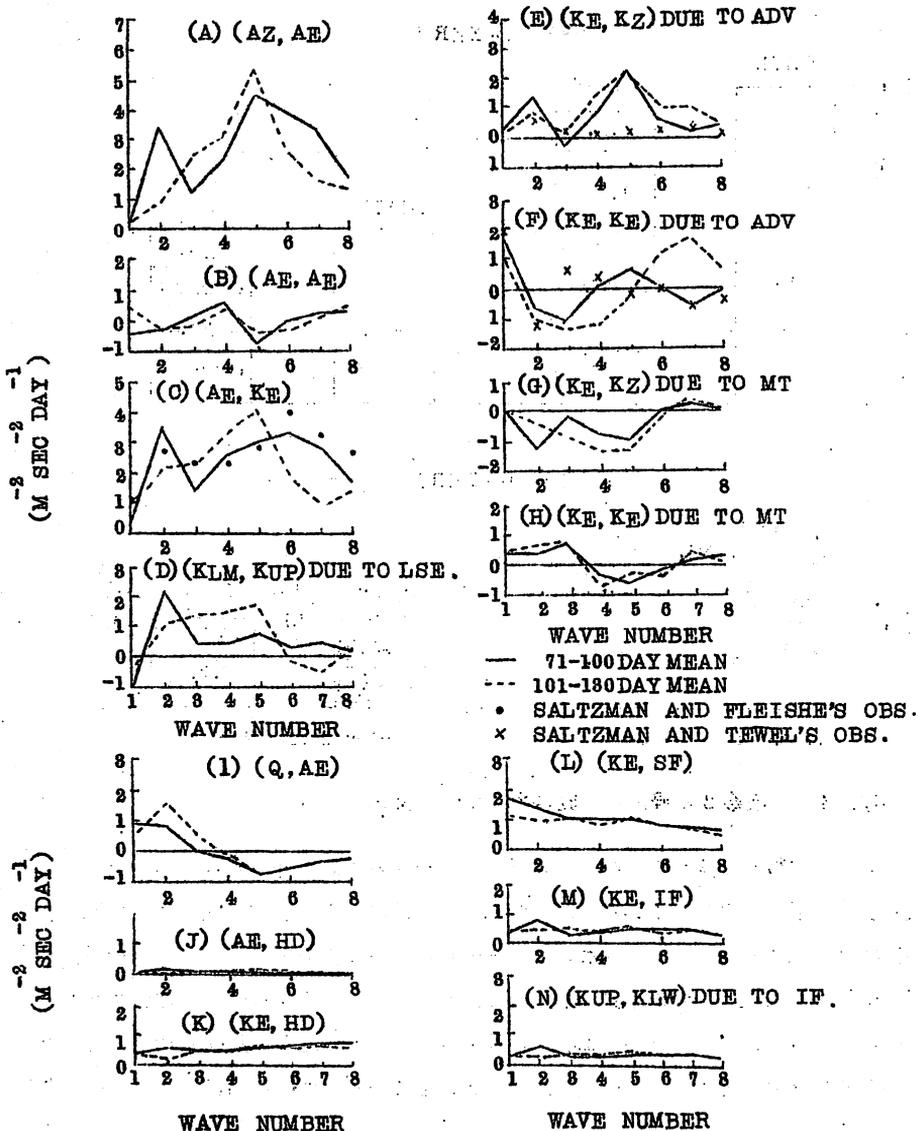
午面循環によって前半期には上層から下層へ、後半期には下層から上層へ輸送されているのは、前半期は4細胞平均午面循環、後半期は8細胞循環で夫々間接循環及び直接循環の効果が卓越した期間であったことに対応している。後半期、小さい値ではあるが、地表摩擦の効果が一般流の運動エネルギーを作っているのは、地表風を上層と下層の風から線型外そうで求めているため、このモデルの欠点である。前半期には後半期よりも、一般流の運動エネルギーが上層で小さいが下層では大きい。これは第12図から明かなように、前半期、高緯度の下層で西風が卓越したことに対応している。山岳の効果は下層の一般流の状態によって左右されるから、この両期間で山岳の効果にかなりの違いがあったことが想像される。

第1表には比較のため、後半期についてのエネルギー及びエネルギー変換量の各成分が実測値や他の数値実験の結果と一緒に示されている。この表で記号(A_Z, A_E)はA_ZからA_Eへのエネルギー変換を示している。以下同様である。D_gはエネルギーの消耗源を表わしている。この数値実験の結果は実測と比較して、A_Eと(K_Z, A_Z)を除いては、もっともらしい値を示している。

第21図の左側は上層及び下層大気の運動エネルギー、右側は有効位置エネルギーの前半期(実線)と後半期(破線)についての波数分布である。黒丸はSaltzmanとFleisher(1961, 1962)による実測値である。ブロッキング活動のさかんな前半期、熱及び角運動量輸送に重要な役割を果たした波数2の擾乱が、この期間非常によく発達していたことがわかる。即ち、この擾乱の発達はブロッキング現象と関連していると考えることができる。

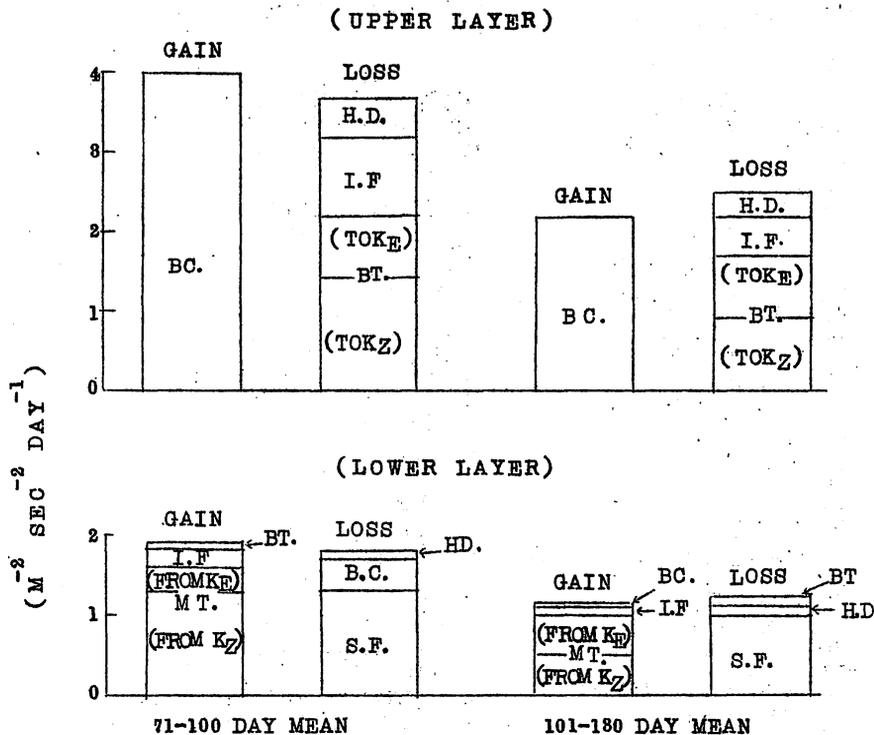
第22図には、各種エネルギー変換量の前半期(実線)と後半期(破線)についての波数分布が示されている。図に用いられている記号のうち、K_{UP}, K_{LD}は夫々上層、下層の運動エネルギー、(A_E, A_D), (K_E, K_D)は波数間のエネルギー交換を表わしている。他のものについては、今までになされた説明から容易に理解できるであろう。

この図の(A), (C), (D)部分は、傾圧不安定理論から期待されるように、一般場から擾乱への位置エネルギーの変換、擾乱の位置エネルギーから運動エネルギーへの転換、擾乱の運動エネルギーの下層から上層への輸送が波数5付近で大きいことを示している(このモデルの静的安定度は波数5付近で最大の不安定を起すようにとられている)。一方、前半期には波数2にも大きな値が現われている。いわゆる傾圧不安定理論ではこの波数2の極大を説明することができない。前半期、波数2の擾乱の発達はこの超長波領域の不安定によるものであるから、この種の不安定の原因の説明はブロッキング現象の機構を解明する手がかりの一つになるであろう。これに関連し、(B)部分に見られるように、前半期の山岳の効果による一般流から擾乱の運動エネルギーへの変換も波数2で極大値を示しているのは興味がある。図の(B)部分には、すべての擾乱が一般流を養うために、その運動エネルギー



第 2 2 図 各種エネルギー変換量の波数分布

を失っていることが示されている。(I)部分は、波数 2 付近の擾乱の位置エネルギーが、非断熱効果によって作られていることを示している。これは海陸分布に対応して、海洋上は相対的に高温・加熱、陸上は相対的に低温・冷却となっているためである。したがって、前半期、海陸の気温差が大きい(波数 2 の擾乱の位置エネルギーが前半期により大きいことから明らか)にもかかわらず、この期間、波数 2 の位置エネルギーの非断熱効果による発生が小さいのは、海洋上の加熱と大陸上の冷却の差が、ブロッキング活動のさかんな前半期には小さくなることを意味する。



第 23 図 波数 2 の擾乱の運動エネルギー収支図

第 23 図は波数 2 の擾乱の運動エネルギー収支を見るために作られた。図の上部と下部は夫々上層と下層に対応している。左側の二つの柱は前半期、右側の残りは後半期で、各期間に属する二つの柱のうち、左はエネルギー獲得、右は消失を示している。記号はエネルギー獲得または消失の機構を表わしている。BC は位置エネルギーから運動エネルギーへの転換と、擾乱による下層から上層への運動エネルギー輸送との正味の効果、BT は K_Z から波数 2 の運動エネルギーへの変換を表わしている。他の記号については、すでに説明済みである。

この図より明らかなように、波数 2 の擾乱は、上層においては位置エネルギーからの転換と下層からの運動エネルギー輸送によって、下層においては主に山岳の効果による一般流から擾乱への運動エネルギーの変換によって養われている。両期間の間の大きな相違は、エネルギー変換量の大きさが違うことと、下層大気で前半期、BT の効果がエネルギー発生源、BC の効果がエネルギー消耗源（下層大気的位置エネルギーから運動エネルギーへの転換が、擾乱による運動エネルギーの上層への輸送より小さいことを意味する）として働いているが、後半期はそれが反対になっていることである。上層大気の運動エネルギーの主な消耗源は一般流へのエネルギー補給である。これはブロッキング現象が順圧過程と

してではなく、傾圧過程として考えられるべきであることを意味するであろう。

8. むすび

山岳の力学的効果と海陸分布による熱的效果を考慮した簡単なバランス方程式系の時間積分によって、実際の大気に見られるようなブロッキング過程を再現することができた。

ブロッキング活動のさかんな期間に、波数2の擾乱の強い発達が見られた。この擾乱は上層では傾圧過程によってエネルギーを供給され、下層では山岳の効果による一般流からのエネルギー変換によって養われている。この種の傾圧不安定の説明は、ブロッキング現象の機構を知る上で重要であるが、現在の所まだなされていない。

この期間はまた二重ジェット構造が卓越した期間でもある。この期間と他の期間とを比較することによって、二重ジェット流に関する特徴を知ることができた。即ち、二重ジェット流卓越期間には、極地方への強い熱輸送が存在し、これに対応して極地域には間接循環が現われ、平均子午面循環は4細胞を形成する。このため極地方では角運動量が上層から下層へ運ばれ、上層大気ではその角運動量不足を補うため、大規模擾乱が、普通の期間とは逆向きに中緯度から高緯度へ角運動量を輸送する。二重ジェットの北の枝流の発生・発達はこの高緯度への角運動量輸送に支配されている。しかも、この期間の極地域への熱及び角運動量輸送において、波数2の擾乱が大きな役割を果たしている。

非断熱効果に関しては、ブロッキング活動の卓越する期間には、南北の加熱・冷却の差が大きくなるが、海陸分布に対応する加熱・冷却の差は小さくなる。

この数値実験の結果は、観測結果によって検証されるべきであるが、今の所、十分な実測値がない。将来この方面の研究のさかんになることが切望される次第である。

あ　と　が　き

第8巻第2、3の合併号では、ブロッキングについての特集をこころみました。

本号には、片山 昭さんと協力者による「北半球のブロッキング及び顕熱の南北輸送」の話しを、長期予報談話会とI. F. グループ共催で依頼し、それに基づく討論を編集しました。討論はナマの用語を用いたので不統一のお叱りを受けそうですが、この反面、現場の空気をお伝えするのに寄与することも考えられます。いずれにしろ文責は編集者にあります。

次に、菊池幸雄さんには「ブロッキング過程に関する数値実験」の平易な紹介をお願いしました。ご多忙中ご協力を頂きました方々に厚く御礼を申し上げます。

現在の会費と労力で発刊を続けるのはかなり困難で、心ならずも合併号になりましたが、第9巻から構想を新たにして発刊を続ける予定です(檜山国雄)。