

数値シミュレーションによるブロッキング現象の研究*

—日本気象学会賞受賞記念講演—

菊地 幸雄*

1. はじめに

上層大気は、緯度線に沿って、波うちながら地球を取り巻いて流れているが、時には、その波動の中のリッジが特に発達し、切離高気圧を形成することがある。このような現象をブロッキング現象、そのときできる高気圧をブロッキング高気圧という。ブロッキング高気圧は対流圏全層に及ぶ構造を持っており、停滞するものもあるが、東進するものや西進するものもある。しかし、その移動速度は一般に遅い。ブロッキング現象は非常に持続性があり、2週間前後続く場合が多いが、時には1カ月以上続くこともある。また、特定の地域に発生しやすいという結果も得られている。

ブロッキング高気圧が形成されると、移動性の高・低気圧は進路を妨げられて停滞したり、そのブロッキング高気圧を避けて進むようになる。ブロッキングという名前は、このような状態が作りだされることに由来しているが、この結果、天気や天候も大きな影響を受けるので、ブロッキング現象と天気や天候との関係についての総観的研究は数多い。よく知られているように、日本の梅雨もオホーツク海付近にできるブロッキング高気圧と深い関係がある。いっぽう、ブロッキング現象のメカニズムに関する研究は数少なく、1950年代に二、三ある程度であるが、それらの研究の中でブロッキング現象は順圧過程として扱われており、現象の見方が平面的すぎるように思われる。

ところで、電子計算機と計算技術の著しい発達により、運動の支配方程式系を数値的に解いて、大気の運動を数値的にシミュレートすることができるようになった。大気大循環の研究では、数値シミュレーションにより大気の運動を再現して、その結果を詳細に解析したり、ある効果（たとえば山岳の効果等）の果たしている役割を知るため、その効果の入っているモデルと入っ

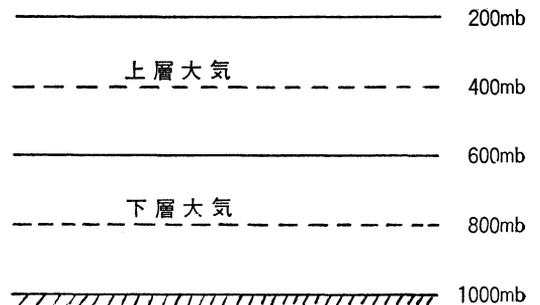
ていないモデルによるシミュレーションを行ない、両者の結果を比較したりすることにより、大循環のメカニズムの究明に大きな成功を収めている。この研究でも同じ手法を用いて、ブロッキング現象のメカニズムの解明を試みた。

2. 数値シミュレーション・モデル

ブロッキング現象はスケールの大きい現象である。うず度方程式、熱力学方程式、線型バランス方程式は、このようにスケールの大きな現象の支配法則を表わすのに適しているため、これらを数値シミュレーションのための基礎方程式系として採用する。モデル大気は、第1図のように、上面が200mbで、600mbによって2層に分けられ、400mbと800mbの大気運動がシミュレーションの対象として扱われる。

大規模な大気運動は太陽からの熱エネルギーによって引き起こされ、海陸分布の熱的效果や山岳の力学的効果の影響を受けながら、運動の支配法則にしたがって変動する。ブロッキング現象は、このような大規模な大気運動の中に現われる一つの現象であるから、ブロッキング現象をシミュレートするためには、上述の効果をシミュレーション・モデルの中に取り入れなければならない。

太陽からの熱エネルギーの放射量は1月22日の状態に固定する。したがって、ここで取り扱われるシミュレーションは冬の状態に対応するものである。大気の上面に



第1図 モデル大気

* A study on the blocking phenomena by using numerical simulations.

** Y. Kikuchi, 気象研究所応用気象研究部.

突入した太陽放射は、散乱や反射により減衰しながら大気中を透過し、一部は大気に吸収され、残りは地表面に吸収される。陸地および氷の表面は、太陽からの熱エネルギーを吸収しても、その熱を貯めておくことはできず、ただちに長波放射や顕熱および潜熱として大気へ放出し、大気の加熱に寄与するものとする。いっぽう、海洋の表面温度は一定とし、1月の海面温度のノルマル値を与える。これは、海洋は熱容量が大きく、熱の貯蔵庫の役割を果たしていることを意味する。この結果、海洋では、海洋表面が吸収する太陽の熱エネルギーと大気へ放出する熱エネルギーとは一般に等しくならない。冬の場合には、海洋表面が吸収するエネルギー量よりも多い熱量が大気へ放出される。以上のような取り扱いにより、海陸分布の熱的効果がモデルに導入される。

大気の運動は北半球に限定して考える。すなわち、赤道には壁があるものとし、南半球との相互作用は無視する。また、地表面には山岳が存在するが、空気は山肌に沿って流れるものとし、その際生ずる鉛直流をモデル大気の1,000mb面に与えることによって、山岳の力学的効果をモデルに導入する。海陸分布や山岳の高度分布は、実際に近いものを与えた。

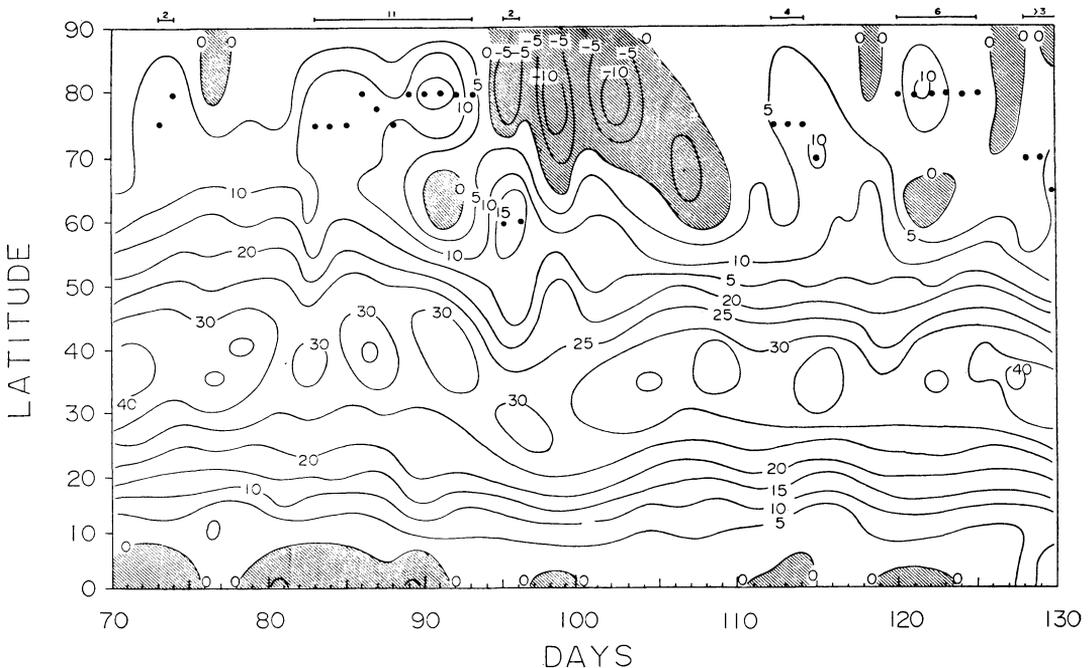
基礎方程式系の時間積分には、スペクトル法を用い

る。地球は球として扱っているので、展開関数としては球面調和関数を用い、 $m \leq 8$, $|n-m| \leq 11$ の範囲で関数展開を切断する(平行四辺形切断)。ここで、 m と n は、それぞれ、球面調和関数の位数と次数で、 m は東西方向の波数、 $\frac{|n-m|+1}{2}$ は南北方向(北極と南極の間)の波数に相当する。

3. 大規模な大気運動とブロッキング現象

前述したように、ブロッキング現象は大規模な大気運動の中にかかる現象の一つであるから、大規模な大気運動のシミュレーションを行なえば、その中で実際に見られるようなブロッキング現象を見出すことができるはずである。したがって、まず、大規模な大気運動のシミュレーションを行ない、その中でブロッキング現象が起きているかどうかを確かめてみよう。

シミュレーションを始めるにあたって、初期条件の与え方の影響を取り除くため、大気は等温静止の状態にあり、そこへ太陽が突然照り輝き出したと考える。このような条件から出発したシミュレーションによる大気の運動は、最初は実際とはかけ離れたものであるが、1カ月位経つと実際のものに近づく。シミュレートされた大気の運動と実際のものとを比較検討できるのは、このような状態になってからである。したがって、ここではシ



第2図 带状流の緯度分布の時間変化

シミュレーション結果の詳細な解析を、シミュレーション開始後、71日目から130日目までの60日間について行なった。

第2図は、モデル大気中の400mbにおける帯状流の緯度分布の時間変化を示したものである。亜熱帯ジェット流の強さや位置およびそれらの変動のしかた等は、実際の大気中のものとよく対応している。ここで注目すべきことは、高緯度にしばしば風速の2番目の極大(黒丸で示す)が現われていることである。ジェット流が、このように2重構造を示しているのは、ブロッキング現象が起きているとき帯状流に見られる大きな特徴である。図の上の枠外に、数字と横棒で2重ジェット流の存在する期間を示している。

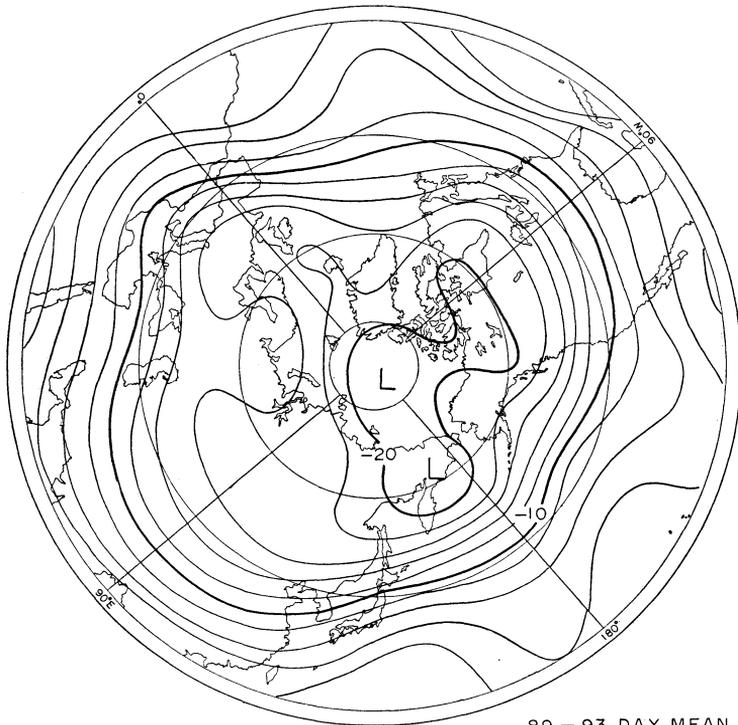
この図から、シミュレートされた大気運動の中にブロッキング現象が起きていることは明らかであるが、それをさらに確めるために用意されたのが、第3図と第4図である。両図は、それぞれ、2重ジェット構造の見られる期間のうち、89日目から93日目と121日目から125日目までの400mbにおける5日平均流線図である。第3

図では、meridional typeのブロッキング現象がヨーロッパ・ロシアに、第4図では、diffluent typeのブロッキング現象が大西洋東部に見られる。これらの場所は、ブロッキング現象の起こりやすい所としてよく知られている。

4. ブロッキング現象卓越期間の特徴

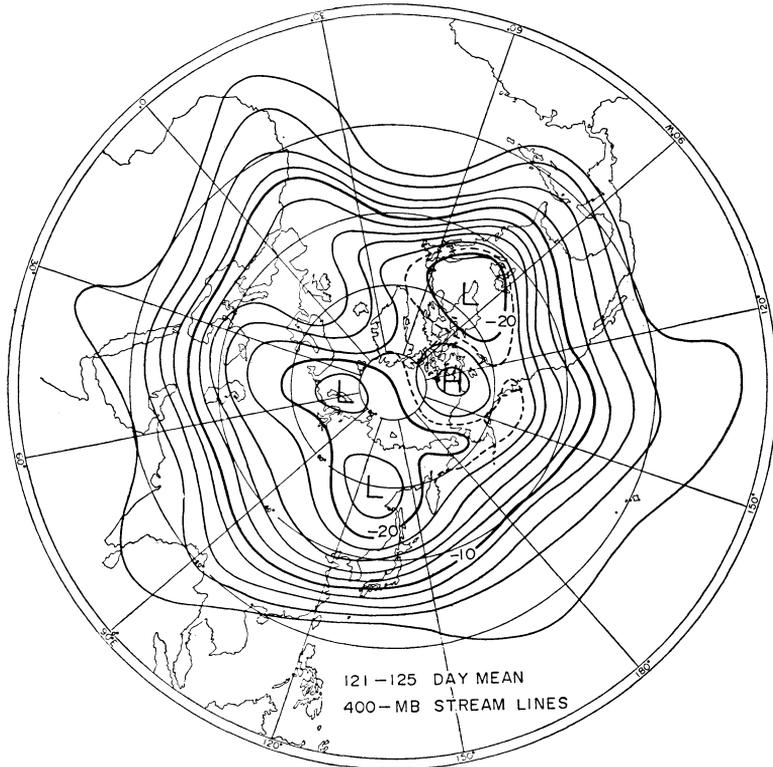
解析に選ばれた期間の60日間を、前半期(71日目から100日目まで)と後半期(101日目から130日目まで)に分けてみると、前半期は、2重ジェット構造の継続日数や北の枝流の強さから見て、強い2重ジェット流の卓越した期間といえる。言い換えれば、前半期はブロッキング現象の卓越期間であって、この期間の状態をノルマルに近い後半期の状態と比較することにより、ブロッキング現象の卓越期間の特徴を明らかにすることができる。

第5図は、前半期(上図)と後半期(下図)におけるモデル大気中の30日平均帯状流の緯度・高度分布である。ブロッキング活動の盛んな前半期には、高緯度にジェット流の北の枝流が見られることと、高緯度の下層で西風が卓越していることが、後半期とは大きく異なる所



89 - 93 DAY MEAN
400-MB STREAM FUNCTION

第3図 89日目から93日目までの5日平均400mb流線図

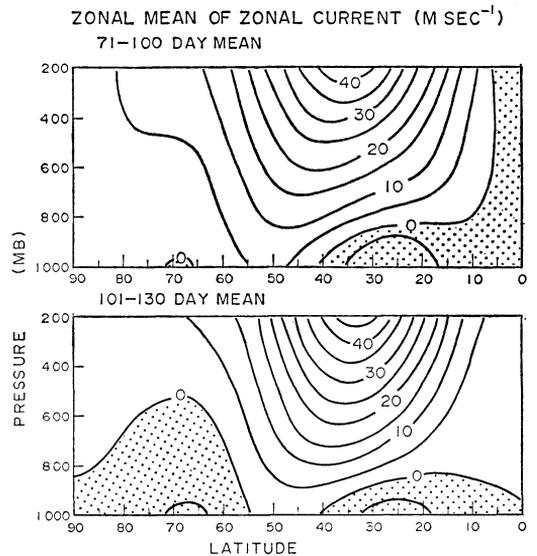


第4図 121日目から125日目までの5日平均400mb 流線図

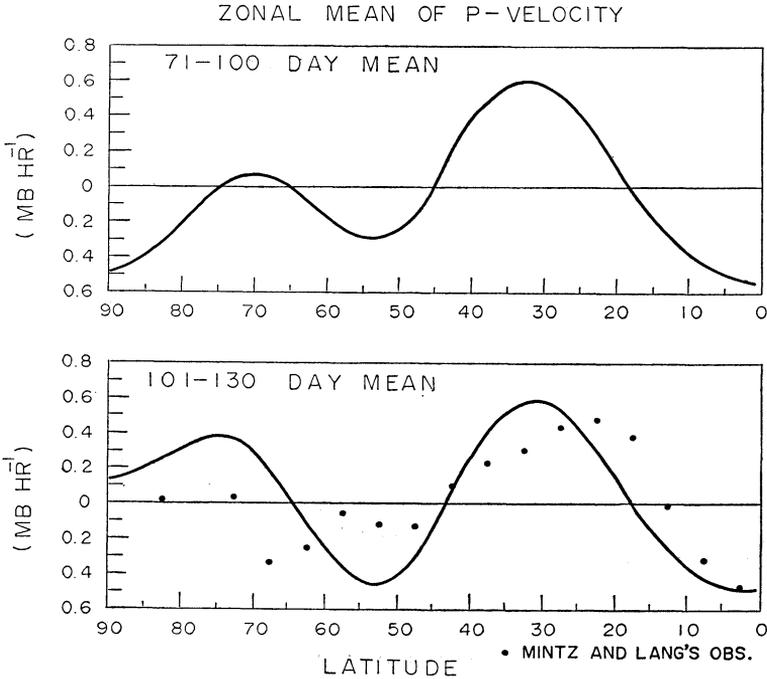
である。後半期の帯状流分布は、ジェット流が強すぎること、低緯度の東風が上層まで及んでいない点を除けば、ノルマルの状態とよく一致している。

第6図は、モデル大気の600mbにおける緯度線に沿って平均された鉛直 P -速度の緯度分布で、上図と下図は、それぞれ、前半期と後半期の30日平均を表わしている。この鉛直流の分布図から、平均子午面循環の様子を理解することができる。後半期には、実際の大气のノルマルな状態に見られる3細胞構造の平均子午面循環が形成されているが、ブロッキング現象の卓越する前半期の平均子午面循環は4細胞の構造を示している。下図の黒丸は、Mintz・Lang (1955) によって求められた実測値で、シミュレーション結果がもっともらしいことを示すためにプロットされた。

第7図は、ノルマルの状態に近い後半期の角運動量収支を表わしている。図の下部には、地表トルク (S.F.: 実線) と山岳トルク (M.T.: 破線) による下層大気と地球間の角運動量の交換が示されている。大気は、地表トルクにより、地表東風領域で角運動量を地球から獲得



第5図 30日平均帯状流の緯度・高度分布



第6図 30日平均鉛直 P -速度の緯度分布

し、地表西風領域で角運動量を消失している(第5図参照)。いっぽう、山岳トルクは、大部分の緯度で、大気中の角運動量を消失させるように働いている。これら二つのトルクの作用により、下層大気は、高・低緯度で角運動量を獲得、中緯度で角運動量を消失している。

図の中部は、モデル大気中の上層と下層間の角運動量の交換を表わしており、これに寄与するのは平均子午面循環(M.C.; 実線)と鉛直うず拡散(I.F.; 破線)である。角運動量は、平均子午面循環の直接循環細胞内では下層から上層へ、間接循環細胞内では上層から下層へ輸送される。後半期の平均子午面循環は、第6図から明らかかなように3細胞構造をしており、高・低緯度の直接循環細胞内では下層から上層へ、中緯度の間接循環細胞内では上層から下層へと角運動量が輸送されている。鉛直うず拡散は、すべての緯度で角運動量を上層から下層へと運んでいるが、その量は小さい。

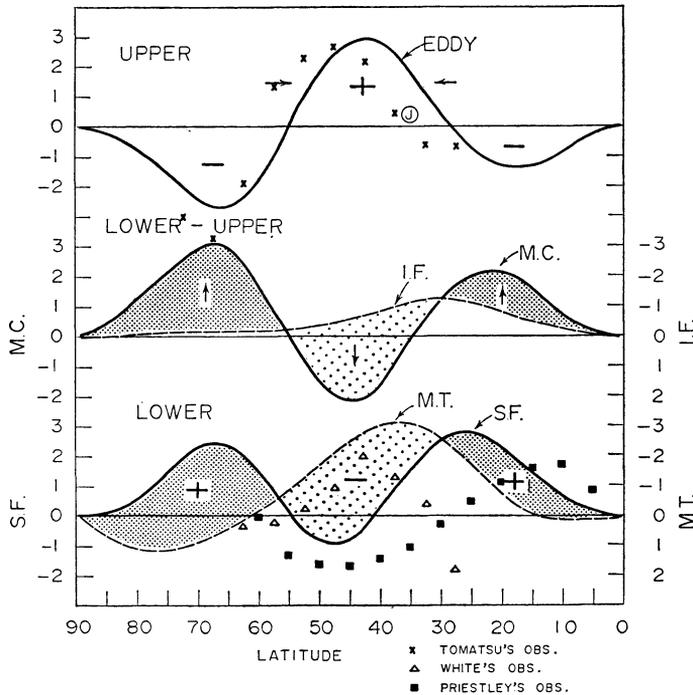
図の上部は、大規模なじょう乱による緯度圏を通しての角運動量輸送の結果生ずる各緯度帯の角運動量の増加(負は減少)の緯度分布を示している。図から、大規模じょう乱の輸送によって、角運動量は高・低緯度から中緯度へ集められているのがわかる。亜熱帯ジェット流(①で示す)は、この角運動量の集中域に存在している。

以上をまとめると、高・低緯度の大气下層に地球から与えられた角運動量は、そこに存在する直接循環によって上層へ運ばれた後、大規模じょう乱によって中緯度へ集められ、中緯度の間接循環によって下層へ輸送されて消失する(地球へ戻る)ということになる。このようにして、後半期の角運動量収支はバランスを保っているわけである。

図には、比較のため、戸松(1970)(×印:大規模じょう乱の輸送)、Priestley(1951)(■印:地表トルク)、White(1949)(△印:山岳トルク)によって求められた実測値がプロットされている。数値的には相違が見られるが、定性的には、シミュレーション結果は実際の状態をよく表わしている。

第8図は、ブロッキング活動の盛んな前半期の角運動量収支を示したものである。ノルマルの状態に近い後半期と比較するとき、大きな相違点が高緯度に見られる。後半期に角運動量を高・低緯度から中緯度へと集めていた大規模じょう乱は、ブロッキング現象の卓越する前半期には、低緯度の角運動量を中緯度からさらに高緯度へと輸送する。2重ジェット流の枝流(①で示す)は、高緯度の角運動量の集中域に生成している。このようにして、大気上層で高緯度へ運ばれた角運動量は、この期

ZONALLY AVERAGED RATE OF ZONAL WIND CHANGE ($M SEC^{-1} DAY^{-1}$)
101 - 130 DAY MEAN



第7図 後半期の角運動量収支

間、4細胞構造に変わった平均子午面循環の最も北の間接循環細胞によって下層へと運ばれ、山岳トルクと地表トルクにより消失する。かくして、この場合も角運動量収支はバランスを保っている。

第9図は、前半期（左図）と後半期（右図）について、大規模じょう乱の角運動量輸送による角運動量の増加の割合の緯度分布を波数別に示したものである。この図より明らかなように、前半期、高緯度へと角運動量を輸送しているのは、主に、波数2のじょう乱であることがわかる。

第10図には、モデル大気の上層（左の上図）および下層（左の下図）の運動エネルギーと有効位置エネルギー（右図）の波数分布が前半期（実線）と後半期（破線）について示されている。黒丸は、Saltzman・Fleisher (1961, 1962) による実測値である。ブロッキング活動の盛んな前半期、波数2のじょう乱が強く発達していることは、この図より明らかである。

以上の解析結果をまとめてみると、次のように考えることができる。波数2のじょう乱が強く発達し、角運動

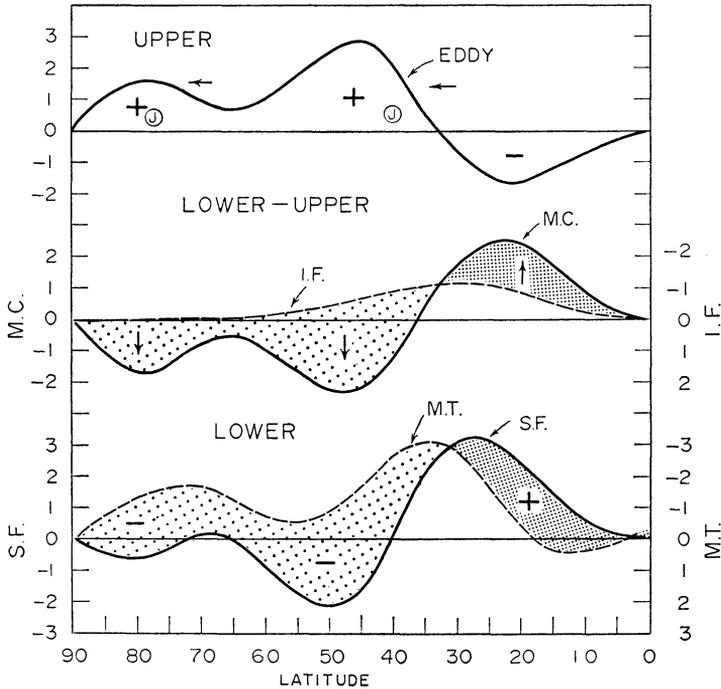
量を高緯度まで輸送するようになると、ブロッキング現象の卓越期間が始まる。2重ジェット流の北の支流は、この高緯度への角運動量の集中によって生成される。これに伴って、平均子午面循環は3細胞構造から4細胞構造に変わり、じょう乱による角運動量の配分の変化に対応して、角運動量収支のバランスを保つための新しい体制に入る。かくして、ブロッキング現象の卓越期間が持続する。

ブロッキング活動の盛んな期間に入ると、熱収支のバランスの機構も当然変わるが、この場合も、波数2のじょう乱が重要な役割を果たしている。第11図は、前半期（左図）と後半期（右図）について、大規模じょう乱の熱輸送による大気加熱の割合の緯度分布を波数別に示したものである。前半期、波数2のじょう乱によって、多量の熱が高緯度へと運ばれているのが見られる。

第12図は、ブロッキング現象と関係の深い波数2のじょう乱の運動エネルギー収支を示すものである。上図および下図は、それぞれ、上層および下層大気中の収支を表わしており、各図において左側の二つの柱が前半期、

ZONALLY AVERAGED RATE OF ZONAL WIND CHANGE ($M SEC^{-1} DAY^{-1}$)

71-100 DAY MEAN



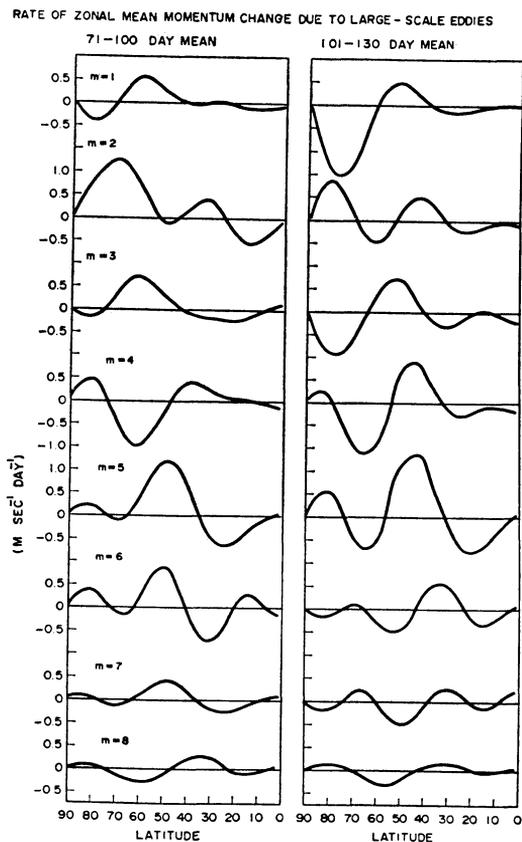
第8図 前半期の角運動量収支

第1表 各モデルの特徴

モデル	太陽放射	海陸分布	山岳	初期条件	解析期間
ML	1月22日に固定	陸地と海洋を含む	あり	等温静止状態	101日目～250日目
MT	〃	陸地のみを含む	あり	〃	191日目～340日目
LS	〃	陸地と海洋を含む	なし	〃	101日目～250日目
BC	〃	陸地のみを含む	なし	モデルMTの150日目の状態	71日目～220日目

右側の二つの柱が後半期のもので、各期間に属する二つの柱のうち、左はエネルギー獲得、右はエネルギー消失を示している。(記号の説明は次の通りである。BC: 有効位置エネルギーから運動エネルギーへの転換と大規模じょう乱による上層と下層間の運動エネルギーの交換との正味の効果, BT: 非線型作用による带状流や他の波数のじょう乱との運動エネルギーの交換, MT: 山岳の効果による带状流や他の波数のじょう乱との運動エネルギーの交換, H.D.: 水平うず拡散による運動エネルギー消失, I.F.: 鉛直うず拡散による運動エネルギー消失と鉛直うず拡散のstressによる上層と下層

間の運動エネルギー交換との正味の効果, S.F.: 地表摩擦による運動エネルギー消失。) 図より明らかなように、波数2のじょう乱の主な運動エネルギー源は、山岳の効果による带状流や他の波数のじょう乱からの運動エネルギーの変換と有効位置エネルギーから運動エネルギーへの転換であるが、波数2のじょう乱が強く発達した前半期、山岳の効果による带状流からの運動エネルギーの変換が大きいことは、波数2のじょう乱の発達に、山岳と带状流が重要な役割を果たしていることを示唆しているように思われる。



第9図 大規模じょう乱の角運動量輸送による角運動量の増加の割合の波数別緯度分布

5. ブロッキング現象の出現場所の選択性

前節では、ブロッキング現象に関して、山岳の役割の重要性を指摘したが、ブロッキング現象の現われやすい場所が比較的限られているということは興味あることで、その原因として想像されるのは山岳や海陸分布の存在である。

この点を確認するため、山岳と海陸分布を含むモデル、山岳のみを含むモデル、海陸分布のみを含むモデル、山岳も海陸分布も含まないモデルを用いて、大規模な大気運動のシミュレーションを行ない、各モデルについて、シミュレーション結果の中からブロッキング現象が現われた場所の統計をとり、相互に比較した。第1表に、シミュレーションに関する各モデルの特徴がまとめられている。

第13図は、上述の統計結果で、ブロッキング高気圧の出現頻度を60°間隔毎に経度別に示したものである。最

上部は、実際に観測されたブロッキング高気圧についての統計結果(片山, 櫻井, 1971)で、以下、山岳と海陸分布を含むモデル(モデル ML), 山岳のみを含むモデル(モデル MT), 海陸分布のみを含むモデル(モデル LS), 山岳も海陸分布も含まないモデル(モデル BC)についての統計結果が順次示されている。

図から明らかなように、実際のブロッキング高気圧は、30°W~30°Eの領域(主に大西洋北部)と150°E~150°Wの領域(主にアラスカ付近)に現われやすいが、山岳を含むモデル(モデル MLとモデル MT)の場合には、同じ傾向が見られる。いっぽう、海陸分布のみを含むモデル(モデル LS)の結果は、実際とは大きな相違がある。山岳も海陸分布も含まないモデル(モデル BC)の場合には、出現頻度が均等に分布するものと予想していたが、結果はモデル MTと似ている。統計は、シミュレーションを行なった期間の中の150日間についてなされたが、この150日間の期間を前半と後半に分けて統計をとってみると、モデル BCの場合、前半の頻度分布はほぼ均等であるが、後半は差があって、そのため、図に示されているような結果になっている。したがって、サンプル数を増すことによって頻度分布は均等になるものと思われる。その他のモデル(ML, MT, LSの各モデル)についても、前半と後半に分けて統計をとってみたが、各モデルについて両期間の頻度分布はほぼ同じであった。したがって、サンプル数は少ないが、これらのモデルについての結果は有意なものと思われる。以上の結果より、ブロッキング現象の出現場所の選択性には、山岳の影響が大きく効いていることがわかる。

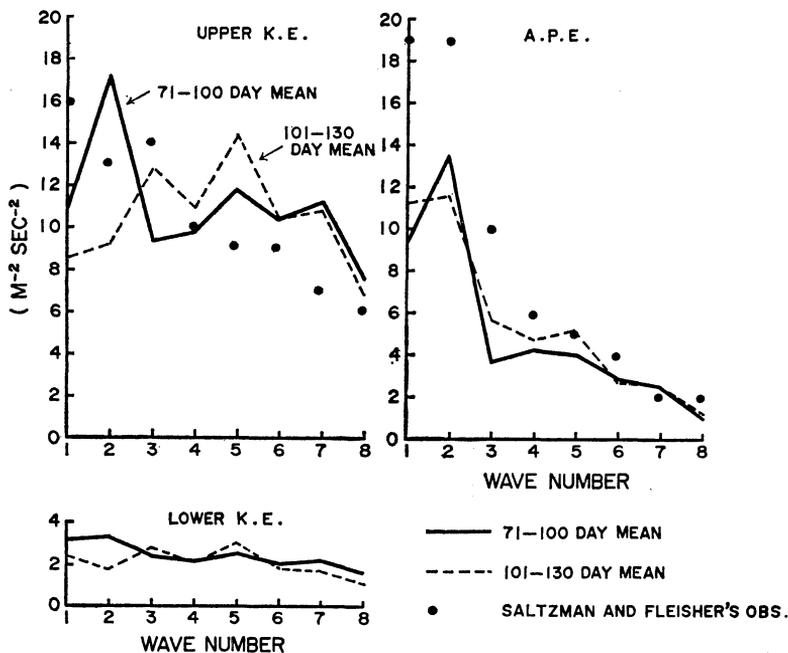
図には示していないが、ブロッキング高気圧の持続性についての統計もとった。この場合も、山岳を含むモデルによってつくられるブロッキング高気圧は、他のモデルのものよりも持続性の強いことが示された。

6. おわりに

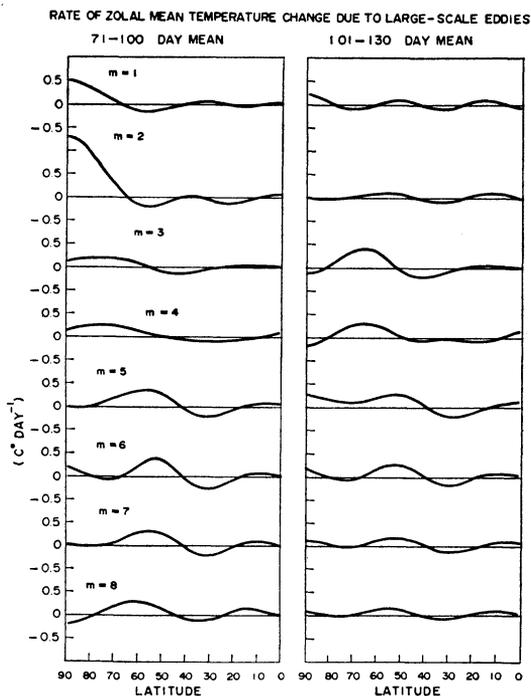
この研究では、数値シミュレーションの手法を用いて、ブロッキング現象の卓越期間が波数2のじょう乱の発達によって始まること、および、その期間がどのようにして持続するかを明らかにした。さらに、山岳の効果が、波数2のじょう乱の発達やブロッキング現象の出現場所の選択性等と大きな関係のあることも示された。しかし、波数2のじょう乱の発達のしくみや、ブロッキング現象の出現場所の選択性のからくりが完全にわかったわけではなく、これらは今後に残された問題である。

この解決のためには、超長波に関する研究のよりいっ

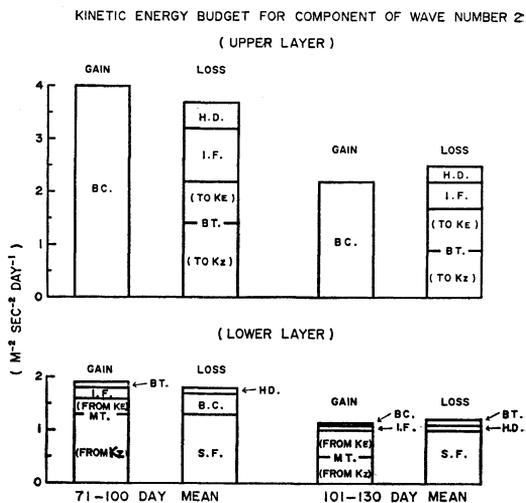
SPECTRAL DISTRIBUTION OF ENERGY IN AIR COLUMN OF UNIT MASS



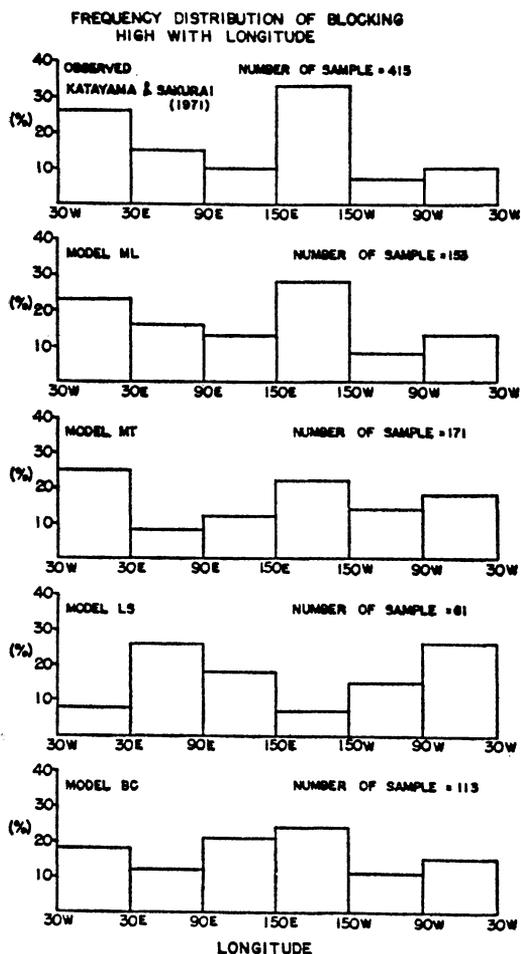
第10図 エネルギーの波数分布



第11図 大規模じょう乱の熱輸送による大気加熱の割合の波数別緯度分布



第12図 波数2のじょう乱の運動エネルギー収支



第13図 ブロッキング高気圧の出現頻度の経度分布

その進展が望まれるとともに、ブロッキング現象と成分波との関係を明らかにすることが必要であろう。また、このようなことを通して、ブロッキング高気圧が、いつ、どこに現われ、いつまで続くかが、どのようなメカニズムで決まるかを知ることができるであろう。

謝辞

この研究は、気象研究所予報研究部在職中にまとめたものである。ちょうど、この研究に手をつけているとき、2年ほどアメリカのコロラド州立大学へ行くことになったので、研究の一部はそこで行なった。研究の遂行にあたって、当時の高橋浩一郎予報研究部長、窪田正八室長をはじめ予報研究部の方々から、また、コロラド州立大学では、Baer 博士とその協力者の方々から、有益なコメントや御激励、御援助をいただいた。ここに深く謝意を表するとともに、今回の受賞に際して、いろいろと御尽力下さった方々に厚く御礼を申し上げる。

文献

- Kikuchi, Y., 1969 : Numerical simulation of the blocking process, J. Met. Soc. Japan, 47, 29-54.
 ———, 1971 : Influence of mountains and land-sea distribution on blocking action, J. Met. Soc. Japan, 49, Special Issue, 564-572.