

グロースベッター

第 2 卷 第 2 号

目 次

1. 長期予報のあり方についての—考察—
渡 辺 正 雄 ————— (1)
2. 気象に及ぼす月の影響—季節予報の解析への—示唆—
根 本 順 吉 ————— (7)
3. 旬及び月平均500mbプログノ作成法
高 橋 浩 一 郎 ————— (13)
4. 寒候期予報法 (総合報告)
長期予報管理附長期予報係 ————— (18)
5. 長期予報の立場からみた極東の冬期気温変動概要
小 嶋 磐 雄 ————— (27)
6. 長期予報に関する資料
檜 山 国 雄 ————— (33)
7. 海外に拾う二, 三の文献
長期予報管理官附調査係 ————— (45)
8. 1957年北米における成層圏の温暖化
R.A.Craig and M.A.Lateef ————— (49)
9. 気候変化の数値実験的研究
—特に垂直安定度の効果について—
E.B.Kraus and E.N.Lorenz ————— (67)

1963年10月

L . F . グ ル ー プ

1. 長期予報のあり方についての一考察

渡 辺 正 雄

この命題に類似した内容のものが過去にもいくつかあり、いずれも立派な論文で洞察が深く、長期予報における問題点とか進むべき方向についてうがった指針を与えている。現在の長期予報を分析すると、依然として過去において指摘された問題点が欠陥として残り予報上大きくひびいている。長期予報はすでに数十年の歩みをしている。この時間の長さに比して予報の進歩はすすまず、長期予報では10年が1単位の感を与えていることは誰しも認めているところである。別な見方をすれば、長期予報はそれだけ非常にむずかしいことを意味し、大気大循環の変動が完全に解明されない以上はなかなか進歩もむずかしいといえるだろう。しかし、社会の要望に答えて予報しなければならないという予報担当者の悩みが大きいのも当然だといわざるを得ない。ここでは復習の意味もかねて、長期予報の分析をしてその問題点、その克服の仕方、将来の展望などを方法論的に述べ、当面の課題として現在の理論の貧困を、どうすれば少しでも補うことができるかを一緒に考えたいと思っている。

(1) 予報法の問題点とその背景

現在、長期予報として現業的には定量的、定性的にいろいろな方法があるが、まだ完全にはっきりした物理的根拠をもっていないのが現状である。大別して物理的方法と統計的方法に分けられる。ここで物理的方法といっても完全な物理法則をつかって基本の方程式から出発しているのではなく、方法の過程において時々物理的な考え方を導入している意味で物理的方法と名付けた。周期法、イサロバール法などがこれで、上層の場を予想して間接的に天候を類推している。統計的方法は相関法、類似法などに見られる如く、確率的現象とみなして取扱われることが多く、相関が核となっている。

いずれにしても、現象を線形として扱い重合の原理を適用させているのが共通しており、従って変動が安定で持続性がある場合には有効である。相関法において相関係数が大きい値をもつこと、相関係数が安定であること、という必要条件はこのことを意味し、周期法でも持続性のある波に対しては有効であるが、周期のくずれには難点がある。周期の差が小さい波は共鳴現象をおこすので分離がむずかしくなる。追跡法では予報期間中に流す場が安定

していればかなり有効であるが、期間が長くなると場の定常性がとぼしくなってくる。これらは必然的にもたらされた問題点である。

(2) 長期予報における時間と空間

気象現象の変動は規模にもよるが、多くのスケールの変動から成り立っていると考えられる。すなわち、波として取り扱えば波数の小さいものから大きいものまでの総和によってあらわされる。事実、ある気象要素の時系列をみると、複雑な形をしている場合もあるが、大体において波の形をしている。大気自身の本質として、常にエネルギー的に定常になろうとする性質があって、ある平衡系に位置しようとする。従って、平衡系からのずれがあれば戻ろうとし、どんどん発散してしまうということはあり得ない。厳密には地球大気は閉じられた系ではないが、経験的には北半球的な規模でも、時間を長く取るとエネルギーは定常量として扱っても差し支えないようである。エネルギーを構成している各要素は必ずしも平衡論的な振動をしているものではないが、エネルギーに貢献しているオーダーの大きい値をもつ気象要素ほど変動は小さく、オーダーが小さいほど変動が大きいように思われる。

気象現象の時間スケールと空間スケールとの関係は長期予報に限らず、他の分野においても重要であるが、今のところ完全な関係は確立されていない。一般に、現象を空間スケール、すなわち波長に分け、それに対応する時間スケールのじゅ命時間をみると、波長が長いほどじゅ命時間も長いことが経験的にいわれている。波数を k 、振動数を ν 、じゅ命時間を τ として波動的表現にすると

$$\psi = \psi_0 e^{-2\pi i (kx - \nu t)}$$

この波の伝播速度 v 、 $v = \frac{\nu}{k} = \left(\frac{1}{\tau}\right) / k$

ν は不定であるが、シノプティックな事実より k に対応して ν も大体決まってくるので、これに対する時間スケールも一義的に関係づけられる。 k が小さいほど τ が大きくなり、逆に k が大きいほど τ が小さくなる。時間的変動は、 $\psi_t = 2\pi i (1/\tau) \psi$ より、じゅ命時間が長いほど変化が小さい。長期予報で扱っている現象は $|\delta\psi| < \epsilon$ が一般的で、時間スケール、空間スケール

ルともに大きいので、変動がゆっくりした現象を対象にしていることになる。長期予報上、もっとも重要である凶冷、かんばつなどの異常天候の現象は空間スケールの割には時間スケールが異常に大きい場合で、あたかも空間的規模の大きい現象に匹敵してくる。ある現象を下層において着目すれば、局地的な準定常現象として見られるが、もっと上層に視野をあげれば、あるいはその現象がもっと空間的規模の大きいものであるかも知れないという考えが生まれてくる。事実、梅雨などがその好例である。

(3) 長期予報はいかにあるべきか

a 現在の長期予報の本質

現在の長期予報の基盤は大気現象の変動を最初の原因と最後の結果だけに着目しているものである。現象の変動は複雑な過程をへておきるもので、要素的な原因、結果の連鎖である。しかし、このような細部をも考慮することは現状ではむづかしく、しかも大局的な姿を見失う可能性がある。自然科学の分野でよく行われるように、途中の複雑な細部には無頓着にして最初と最後だけに着目しようとする立場をとっているわけである。従って結果と原因とが一義的に結ばれ、その典型的なものが線形性関係である。このような関係にあると、物理数学上の重合の原理が適用されるが、原理自体には制限があるので現象が釣合状態とか、定常状態からのずれが小さい場合のみ有効である。このような考え方で現在の長期予報を行なっているので、これらの原理の適用範囲外にあると問題が生ずるようになる。くりかえし指摘して来たように、大気現象は時・空スケールが大きくなると平衡点付近の振動とみなされるが、正確には満足されず、たとえば非線形の影響もあるので振幅、周期、位相などが時間的、空間的にも変化しているわけである。これらの要素を定常として扱っているのが現在の方法であり、この線形と非線形とのずれが予報上の問題として大きくひびいてくる。このずれの増大は一般的には時間の概周期になっている場合も多いようである。定性的ではあるが予報の監査の結果からもわかる。

b 予報法の改良

卒直に言ってこのずれをなくするような予報のモデルを作れば良いわけであるが、このことについては今まで多くの人々が辛酸をなめて来たところで

あり、いうことはやさしいが実にむずかしい問題である。本質的な体質改善はとても無理であるが、一応の効果があがると思われるものには次のものが考えられる。その一つは予報法そのものには手を加えないで、予報値と実測値との検討から予報値に修正を加えるという方法である。

一例として周期法について述べると、前述の3要素を定常として外挿を行なうので、実測とは前半が合致しているが時間の経過とともに位相のずれが大きくなり $\pi/2$ まで至ることがあるが、次第に再び位相が合ってくるようになる。このことに着目して予想値の位相のずらしを行なうやり方である。この基本的な考え方は、実測を $f(t)$ 、予報を $F(t)$ とし、実測の振幅を $A(t)$ 、周期を $T(t)$ 、位相を $\delta(t)$ 、予報については、振幅を B 、周期を T とすると、

$$f(t) = A(t) e^{-2\pi i \left(\frac{t}{T(t)} - \delta(t) \right)}$$

$$F(t) = B e^{-2\pi i \frac{t}{T}}$$

予報値と実測値との差を ΔF とおけば次のようになる。

$$\Delta F = -B e^{-2\pi i \frac{t}{T}} (1 - e^{2\pi i \alpha(t)})$$

$$\alpha(t) = \frac{\Delta T(t)}{T^2} t - \dots + \delta(t), \quad T(t) = T + \Delta T(t)$$

ここでは位相を問題にしているので簡単のため両者の振幅は同じとした。従って ΔF を求めるには $\alpha(t)$ の形を決めれば良いが、実際には予報期間中の $\alpha(t)$ は依然としてわからない。過去の資料から最近の α の形の傾向をつかめば、近似的にこれを代用して ΔF を求め予報値を修正する。

予報の監査の結果からもわかるように、期間をずらして対応させると精度が上がることもある。このことからおして、周期法のみならず他の方法にもこのような基本的な考え方を適用させてみるならば、一応の打開策が生まれるかも知れない。次ぎに第2の改善策としては予報法そのものに手を加えるやり方である。これは予報期間前の気象の傾向を加味するもので、まず周期法について述べると、現在の時間的、空間的に固定した周期に変化をもたせようとするものである。予報値と実測値とのちがい ΔF をもとの予報式の周期に変化をもたせることによって小さくしようとする。このためには場所

よっても変化させる必要がある。この改良については一部検討されつつある。相関法でも同じで、相関そのものの出発点は確率的なものであり、出現頻度の極大に対応させて作っておるので、それ以外のところでも関係する場合があることを示している。事実、相関法で予報された値をずらすことによって一致させることがある。このことに着目して、ずれの傾向を相関係数に変化をもたせて少なくすることができるわけである。他の方法についても適用が可能である。

○ 長期予報の未来像

予報そのものは窮極として地上の気温とか天候を予報することにあるのだが、これらを長期にわたって予想することは不可能に近いだろう。現状からおして間接的な予報の考え方が発展する素地があり、今後その方向により一層の進展が考えられる。

大気環流の流れの場は上層に行くほど平滑され、成層圏にはいると大規模な地形とか熱的影響と見られるような特徴的な波によって支配されていることがわかっている。一般には波数の大きいほど規則性が乱れ、波数の小さいほど規則性が良い。従って予報上は上層の大気現象の変動に着目した方が効果的であり、物理的なイメージも把握できる。現在は大気層の中間という意味で500 mbの変動を扱っているが、規則性は弱く、各種の短波性が交錯している。最近の成層圏の知識から、成層圏と対流圏との間にはかなり関係があり、成層圏の変動は季節的な特徴を示し、下層の基本的な場を支配するような関係があることが認められている。大規模な場の変動を予測するに当たっては成層圏循環の変動をも考慮することはかなり効果的だと思われる。大気の変動は太陽からのエネルギーによっておきることは論をまたないが、この太陽エネルギーが一部大気中の摩擦によって失われるまでの過程においてエネルギーがどのように配分されるかという、その仕方が大気循環の変動の形にあらわれる。しかも運動はエネルギーの変動によって一義的に決まるので、総括的な形ではエネルギーが基本的な出発点となり得るといえるだろう。最近の大気循環の解析によると、長期間ではほぼ平衡になっている。しかし長期予報的な時間スケールでは外力の強制的な振動とみなされるずれの変動がおきている。外力としては熱の効果が主な因子で、結局のところ、熱源の

分布がわかれば良いことになる。そこまで行きつく段階として、海と大気の関係を含め、将来における重要な課題になるだろう。境界領域における問題とは別に、長期予報の未来像を形成するために重要なもう一つの問題は、領域内のものとして波のくずれの現象に対しては波数の異なった波の相互作用を考慮することである。その外にも山積するほどあるわけだが、まず何を取り上げたら良いかということとはわからない。いずれにしてもはっきりした物理的根拠にもとづいて、少なくとも大気特有の feed-back mechanism を考慮したような予報法のモデルの確立が望ましいと思われる。そういう基礎のしっかりしたモデルで予想図を作成し、天候を解釈して行く方法が最良に思われる。

以上のことから次のようなモデルが考えられる。

1. 非断熱効果を導入したモデル
2. エネルギー平衡論に基づくモデル
3. 大規模なスケールの変動に基づくモデル
4. 成層圏と対流圏とを関連させたモデル

むすび

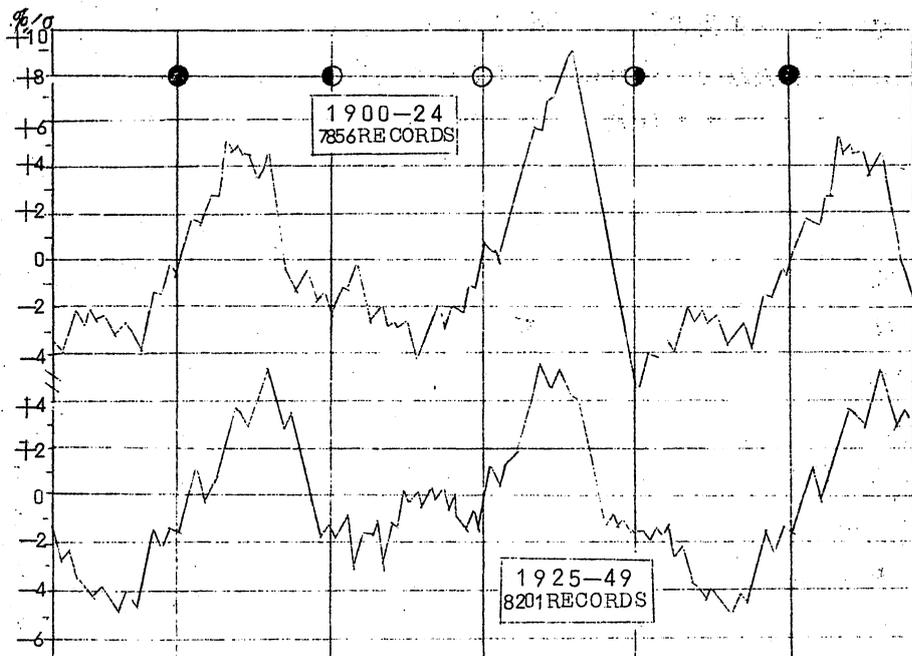
1964年から始まるIQSYの期間にWMOでは成層圏温暖化観測を計画し、世界的に実施される機運になっている。このような情勢から長期予報の上層利用の考え方もかなり進展することが期待される。

2. 気象に及ぼす月の影響 - 季節予報の解析への一示唆 根本 順吉

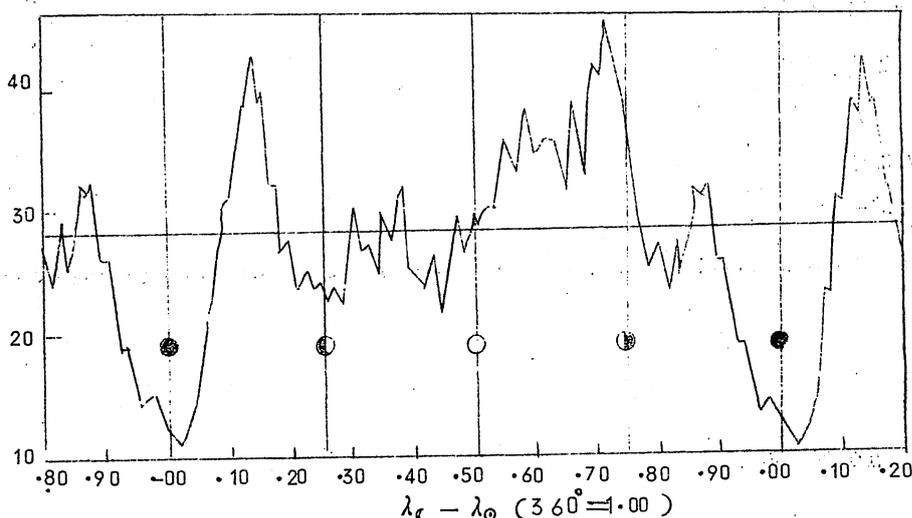
このような表題で一般論を展開することは到底筆者のよくするところではないし、また限られた紙数でこれを述べることは不可能なので、昨秋(1962)あたから急に発展しはじめた月令説を中心に一つの考え方をのべてみよう。今かりに月令説と名付けた考え方は、要するに今まで季節予報の単位としてはほとんど無視されていた朔望の周期で、色々の現象を整理してみると、思いがけない共通した変化があらわれてきたということであって、太陽暦を採用するあまり、不合理な単位として洗い流してしまった太陰の周期が仲間無視できないということである。現行の月(month)の単位は全く人工的なもので自然現象としての意味を何ら持たないが、このような単位を採用したために今まで見えなくなっていた現象がありはしないか。後述する月令に伴われた変化をみてわかることは、その変化は新月-上弦-満月-下弦-新月の四つの期間が単位になっているらしく、もしこのようなことがあるとすると、単に計算の便利ということだけで採用していた旬、半旬の単位よりは週の単位がよくなってくるのである。現実にはどんな整理の仕方をし、どんな解析を進めたらよいかよくわからないが、とにかくそのような目で現象を整理したら何がみえてきたかを図によって例示してみよう。

第2.1図は最初にあらわれたBradley等の論文にのっている合衆国における広域の24時間雨量の極大の出現時を月令によって整理したもの。これを見ると新月と満月の1週間後に極大のあらわれる頻度が大きくなり、また新月と満月の前1週間は頻度が小さくなっていることが明らかである。第2.2図はこの関係が南半球にも現われているかどうかを,AdderleyとBowenがニュージーランドの降水について調べたもの。そこには第1図と殆んど同様の関係のあらわれていることは明らかであろう。

第2.3図はBowenの弟子のBiggがオーストラリア, ニュージーランド, 南アフリカの夏期の氷晶核の濃度の変化を同じく月令位相によって整理したもの。そこに現われた様相は第2.1図, 第2.2図と殆んど同じであるが、観測点が赤道に近づくとつれて極値がおくれているのは注目すべきことであろう。



第2.1図 合衆国における1544の地点にあらわれた16,057の降水の極大値を月令位相で整理した曲線、3日の移動平均をとり、25年ずつに分けて比較してある (Bradley 等による)

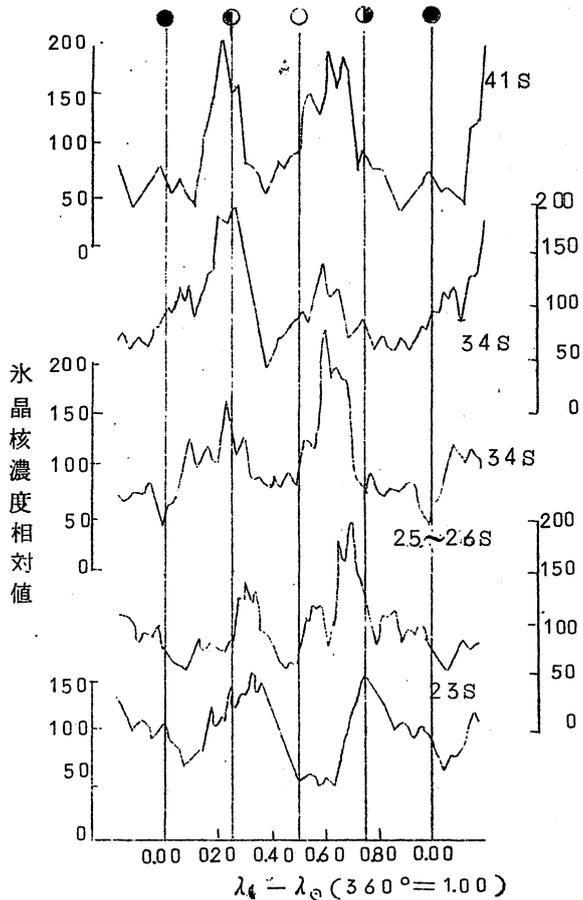


第2.2図 1901-25にわたる50か所のニュージーランドの記録を月令周期で整理した曲線、0.10単位(3日の移動和)の合計が示されている。(Adderley & Bowen による)

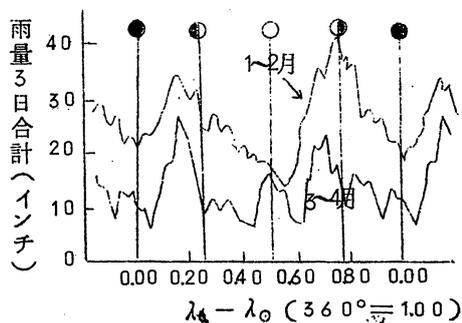
変化の薄帯は極大が極小値の3~4倍になっているのだから、かなり顕著なものといえる。第2.4図は降水の極大時の日付だけでなく、夏期大陸における日々の降水量を同様に整理したものの、氷晶核の影響をうけやすいこのような地域の降水の日々の変化はやはり同様の傾向を示す。

第2.5図がレーダーによる流星の割合をBowenが月令周期で整理したもの。やはり同様な変化が顕著である。Bowenはこれを流星説実証の一つの手がかりとしたかったらしいが、大気上部に入射してから、流星塵が氷晶核として働き出す日数の差として考えられている30日が、月令周期(29.53日)にはなほだ近いので、この検出は不可能であった。

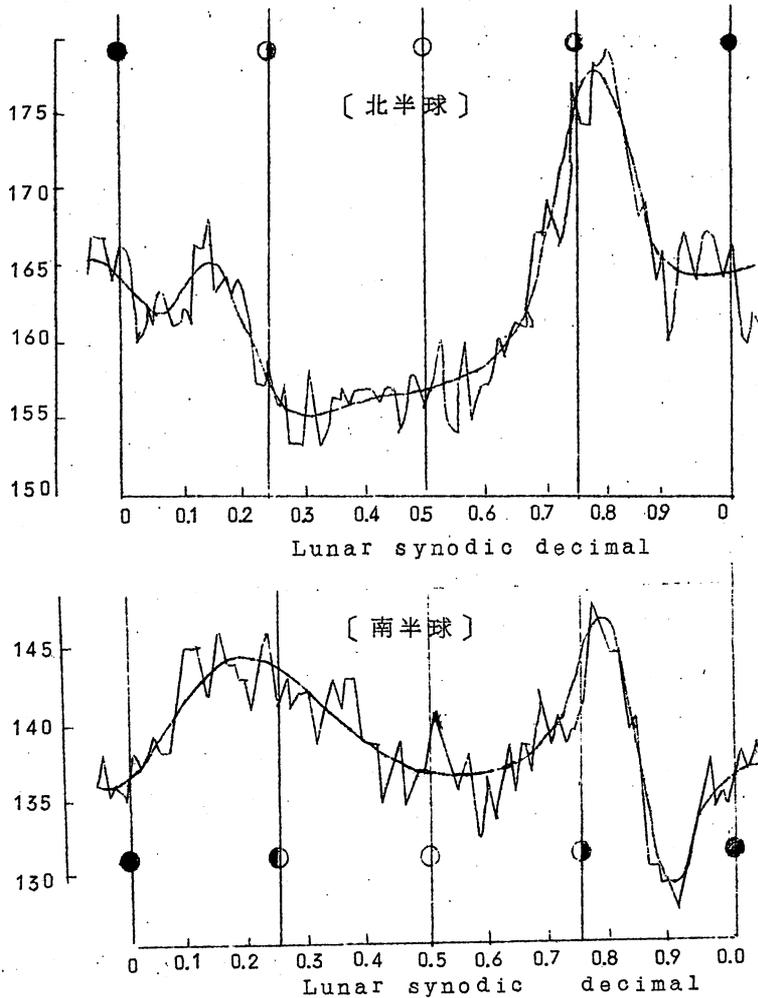
このように変化が色々の点ではっきり現われてくると、他の現象もそのような見方で整理してみたい。その試みの第一はAdderleyがオゾンについて行なった。これは第2.6図に示されているが、スイスのアロザにおける観測を整理した結果を示すこの図には、春分と秋分時前



第2.3図 南半球における夏の氷晶核濃度の月令にとまなわれた変化(Biggsによる)



第2.4図 大陸性の夏の降雨の月令にとまなわれた変化(Alice Spring)(Biggsによる)

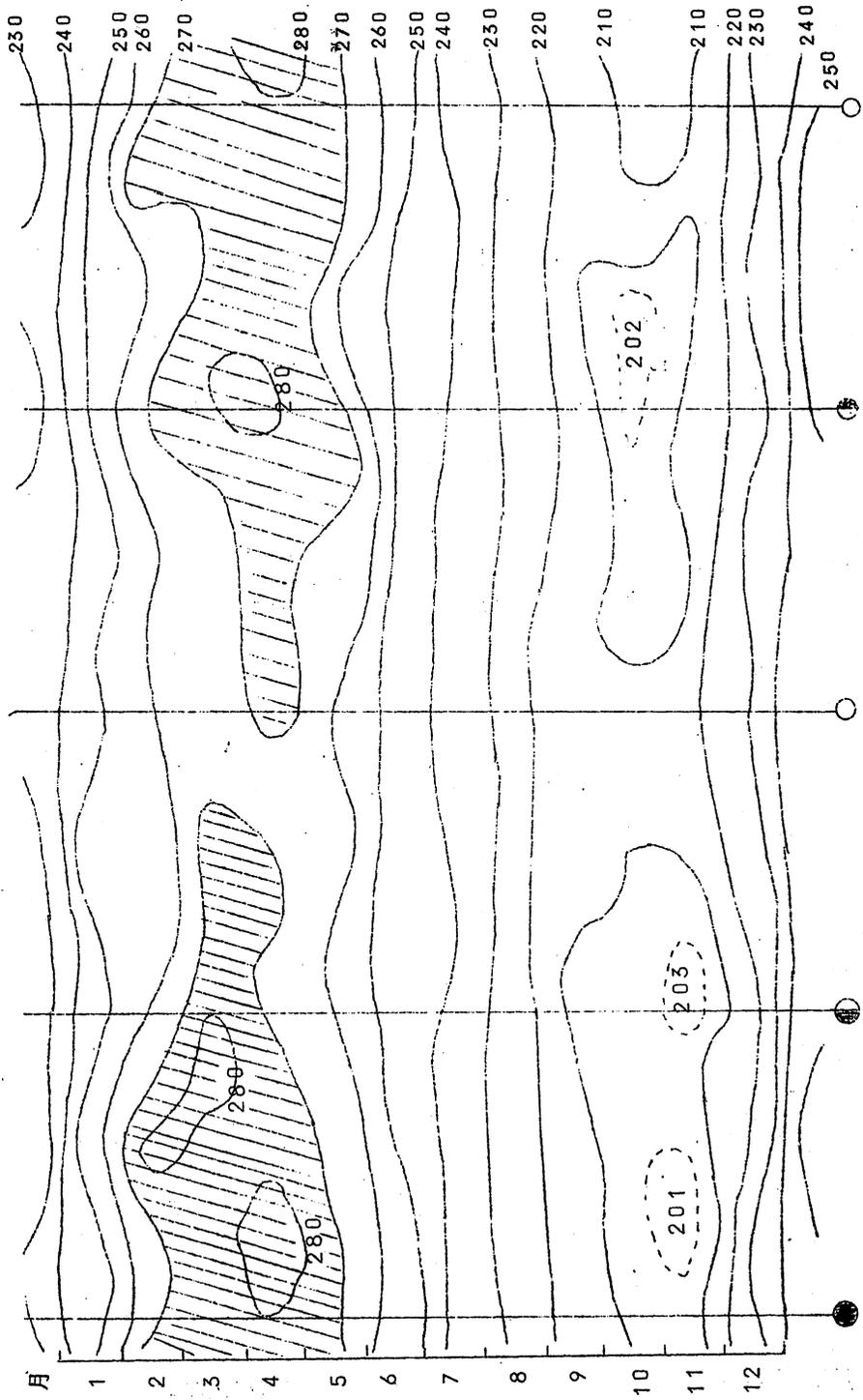


第2.5図 レーダーによる流星の出現率の月令位相にもなわかれた変化(Bowenによる)

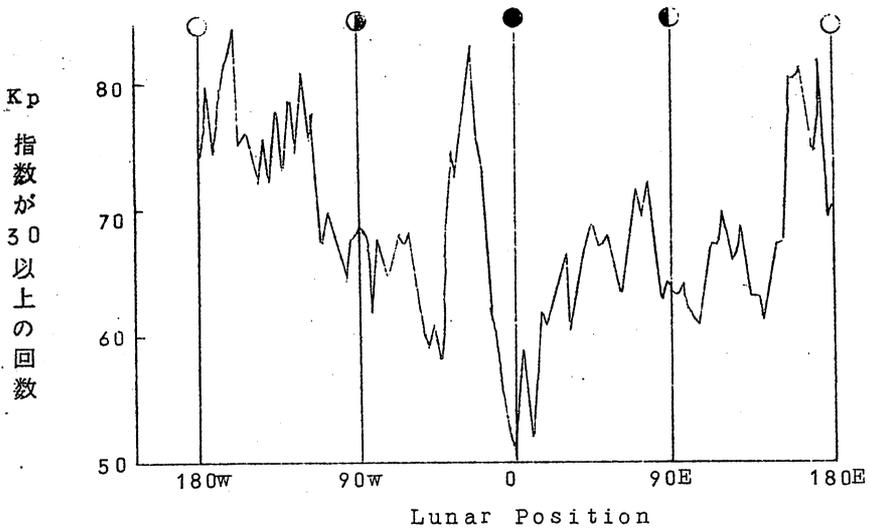
後に月令に伴われた変化がめいりょうにあらわれており、真冬と真夏にはあらわれてない。同様な整理は南半球のカンペラの資料についても行なわれたが、大勢は第2.6図とかかわらないので省略する。

地磁気じょう乱には太陽自転の周期が加わり、月令周期の変化の検出がやや困難であるが、これらを比較しながら月令に伴われた変化を見出したのはBiggである。この対応で最も目立つのは新月時の極小であり、Kp示数が30以上の場合の回数にも、地磁気じょう乱の回数にもこれはめいりょうにあらわれている(第2.7, 2.8図参照)。その他の様相は今までの変化と殆んど変わらない。

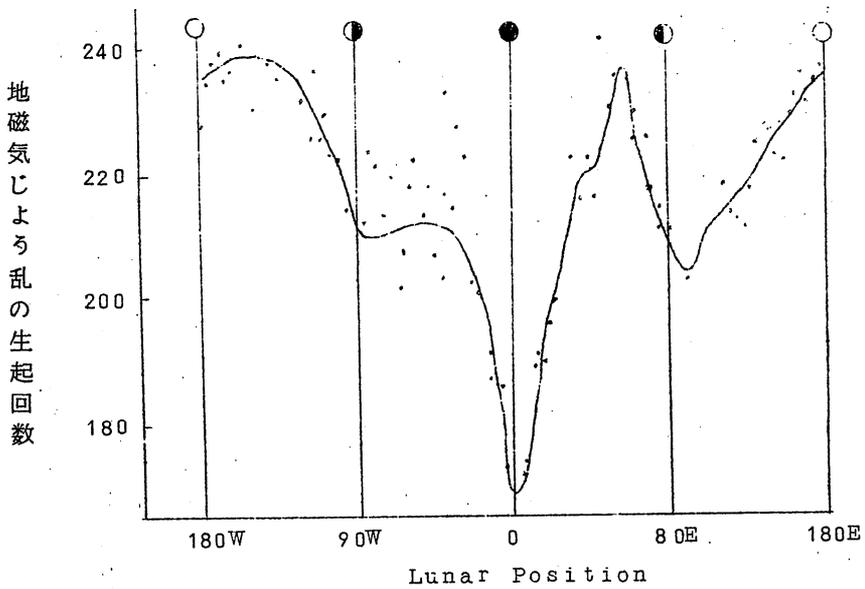
以上に引用した各論文のさらに詳細な紹介は近く図書月報に掲載予定であるが、こ



第2.6図 Arosaにおけるオゾンの月令に伴わられた変化(10⁻³cm 単位)(Adderleyによる)



第2.7図 Kp>30 以上の回数の月令による変化 (Bigg による)



第2.8図 地磁気じよう乱の月令による変化 (Bigg による)

ここでは解析がいかにあるべきかに対しての一つの示唆として、出発点の資料の整理の仕方なお色々の問題のあることの一例として最近の一連の発見を紹介した。

3. 旬及び月平均500 mbプログノ作成法

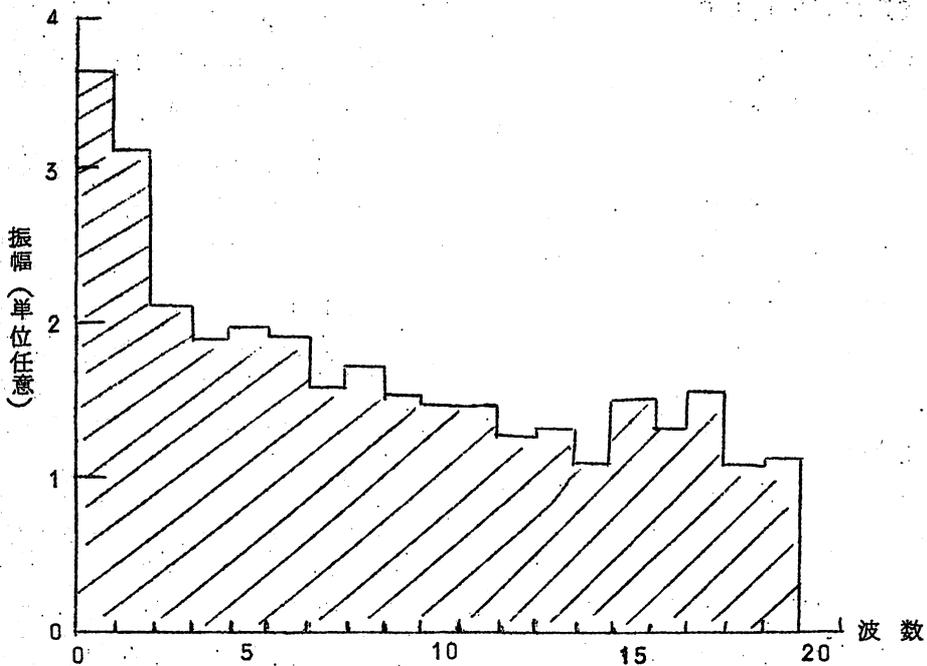
高橋浩一郎

(1)まえがき 長期予報の方法はいろいろあるが、平均高層天気図の予想に基づくのが正統的な方法と思われる。高層天気図としてはアメリカの Namias は月平均700 mb を用いているが、その他の国では月平均500 mb が用いられており、おそらく世界的に500 mb が中心となっていくと思われる。なお、現在では各国とも1か月平均図を用いているが、それでは1か月内のこまかい天気変化の予想は困難であり、日本では10日平均図が用いられていることは周知のとおりである。しかし、反対に6か月先というような場合には、むしろ3か月平均図を用いた方が適當ではないかと思われる点がある。たとえば季節相関を計算する際、しばしば3か月平均値が用いられるが、これは経験的にこれぐらいの平均値がよいことを示しているのではなからうか。

プログノを作成する方法として、将来は数値予報的な方法の開発が望ましいが、ソ連のプリノーバの方法が成功していない例からもわかるように、現状では実用の段階には達していない。現在では持続性、周期性、相関、類似追跡法などが利用されている。また、地球上の各地点の高度は同時でも空間的には相関があるので、これが予想図を作る際の一つのチェックとなる。

(2)500 mb 高度偏差の統計的性質 具体的の問題にはいる前に500 mb 高度偏差の統計的性質について簡単に述べよう。500 mb 高度にはいちぢるしい持続性がある。ここで注意すべきは、この持続性は問題とする時間スケールで違うことである。日々の値から自己相関係数を計算すると2、3日で相関は小さくなるが、半旬平均をとると15日ぐらいまで相当の相関があり、年平均をとると2年程度の持続性が認められる。第1表は平均の期間をいろいろ変え、相続く期間の相関を計算したものである。

このことは500 mb 高度偏差の時系列をスペクトルで表わしたとき、長周期ほど振幅が大きくなることであり、Shapiro などのいう red noise になっていることである。図は日本付近の各地について40半旬の調和解析を行ない、その平均のスペクトルを求めたもので前述のことがよくわかるであろう。そして数か月程度の範囲では平均振幅はおおむね周期の平方根に比例する。



第3.1図 半旬500 mb高度偏差 40項調和解析 平均スペクトル

第3.1表 500 mb高度偏差の平均期間と相続く期間の相関係数値

地点	平均期間							
	半旬	旬	2旬	月	2月	4月	8月	
70° N 180° E	3.5	1.2	1.6	1.2	-2	16	15%	
50° N 90° E	3.9	3.0	1.2	2	-7	-7	-2.6	
40° N 140° E	2.6	6	-4	11	2.6	27	3.4	
20° N 140° E	2.3	9	2.5	4.4	4.5	3.5	3.4	

このスペクトルの型は場所により違い、時には線スペクトルが見られることもある。一般的に低緯度では長周期の振幅が大きく、高緯度では短周期が卓越する。換言すれば低緯度、とくに20°N, 30°Nあたりでは持続性が大きい。第2表は旬平均及び月平均値について日本付近の2, 3の地点の自己相関係数の値を示したものである。場所により相関の値はかなり違い、低緯度では正相関がかなり尾を引いているのがわかるであろう。

また、西本、久保木両氏などが示しているように、半旬のイサロバルなどでは、高・低気圧と同様、一様に移動する傾向がはっきりしているが、その速さは日々の高・低気圧の速さの半分ぐらいである。なお、旬平均のイサ

第3.2表 旬および月平均の500 mb 高度偏差の自己相関

地点		おくれ											
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
旬	60°N 120°E	43	33	34	25	15	21	24	11	3	7	-2	-4 %
	50°N 160°E	46	28	13	0	6	-7	-12	-5	1	-2	3	1
	40°N 140°E	33	19	20	8	-3	7	19	12	13	2	5	-3
	20°N 120°E	66	54	44	41	38	36	32	25	12	11	8	14
月	60°N 60°E	8	-6	-14	12	14	-7	-2	1	18	5	11	-4
	50°N 150°E	11	23	14	11	10	3	12	2	6	1	-5	7
	40°N 140°E	11	14	18	6	0	9	13	15	9	8	2	-3
	30°N 150°E	26	8	16	11	8	11	0	1	6	6	-1	10
	20°N 140°E	44	31	23	12	11	13	9	9	12	7	12	9

ロパールの移動はあまり顕著ではない。

(3) 旬平均予想天気図の作成

和差法 旬平均予想天気図の作成にはまず中田氏の和差法が用いられる。

いま旬平均高度偏差を h_n とするとき、和と差の系列

$$L_n = \frac{h_n + 1 + h_n}{2}, \quad S_n = \frac{h_n + 1 - h_n}{2}$$

を計算する。 L_n では h_n における長周期が卓越し、 S_n では短周期が卓越する。 L_n 及び S_n の系列で外挿値を求め、その和を計算すれば式からわかるように偏差の予想値となる。これに平年値を加えれば高度の予想値となる。

L_n を外挿するには L_n の分布図を作り、 L_n の場の動きを外挿するか、あるいは L_n の時間グラフを作り、それを外挿するかする。

S_n には短周期が卓越し、いわゆる反転性がよく現われる。これは、差の系列に現われやすい一つの性質であるが、それ以外にも20日程度の周期性は Index cycle などにもよく見られるので、意味のある性質と思われる。このような性質を利用することにより、つぎの旬の S_n が求められる。つぎに2旬先を予想する場合には S_n の時系列において1旬おきにながめ、その値の変化を同じような要領で外挿すればよい。3旬、4旬先の場合には2旬おき、3旬おきというように外挿すればよい。このことは L_n についても同

様である。

かくして得られた I_n 及び S_n を加えればもとの時系列の外挿値となる。この方法では、予報官の主観性が相当にはいるが、従来の経験によると、適中率はあまり高くはないが比較的安定している。

調和解析法 この方法では潮汐の予報と同様、いくつかの特定周期を仮定し、過去の I_n の時系列について調和解析を行ない、その振幅、位相角を求めて外挿し、それを合成する。この場合、いくつかの卓越周期をきめておいて行なう方法と、予想を行なうごとに卓越周期を求め、ある水準以上のものだけを用いて外挿する方法とがある。なお、分析に用いる過去の資料は1か月予報の場合5か月間程度のものが手頃のものである。従来調べられた卓越周期にはつぎのようなものがある。

第3.3表 卓越周期

20日	25日	35日	45日	70日	3か月	5か月	11か月
-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	------

なお、實際上重要なのは波にわけた場合の常数項である。これには調和解析をしない長周期変化をふくんでおり、この影響が案外大きい。このため旬のプログノの場合、過去数旬の平均値をとるのが適当のようである。

この方法は客観的であるが、従来の経験によると適中率の高い場合と、むしろ逆になる場合とがあり、平均の適中率は必ずしも高くはないが、位相差を考慮すると相当に信頼がおけるようである。

類似法 現在に似た高度偏差分布図を過去に捜し出し、それから後も似た型がつづくであろうとする方法である。季節は近い方が適当であろう。経験によると年のくせが感じられ、類似は比較的近年に多く現われる。また短かい年数の資料ではよい類似が見出せないこともある。予想結果をみると、非常に良く一致する場合と、全く逆になってしまう場合とがある。

(4)月平均予想天気図の作成

周期法 数か月先の予想天気図を作成するには主に調和解析法が用いられる。この場合、2・3月、3・4月及び5月間期をとり、過去1・5月程度の資料から振幅、位相角を求め、もとの時系列をでたらめとした時の振幅の期待値と比較して大きいものだけをとり、それを外挿する。持続性及び5か月

以上の長周期については重相関の考えを用い、過去の値につきの係数をかけて加え、予想値とする。

第3.4表 長周期変化を推定する係数

予想 \ 実況	当月	1月前	2月前	3月前	4月前	5月前	6月前	7月前	8月前	9月前
1か月後	0.27	0.12	0.06	0.03	0.03	0.02	0.03	0.03	0.04	0.04
2か月後	0.19	0.09	0.05	0.03	0.03	0.03	0.03	0.04	0.05	0.04
3か月後	0.14	0.07	0.04	0.03	0.04	0.04	0.05	0.05	0.04	0.03
4か月後	0.11	0.06	0.04	0.04	0.04	0.05	0.05	0.04	0.03	0.02
5か月後	0.09	0.05	0.05	0.04	0.05	0.05	0.05	0.03	0.03	0.01
6か月後	0.08	0.06	0.05	0.05	0.06	0.05	0.04	0.03	0.02	0.00
7か月後	0.08	0.06	0.06	0.06	0.05	0.04	0.03	0.02	0.01	-0.01

そしてこれらを合成することにより予想値をうる。

(5) 相関法 これはある地点の500 mb 高度偏差と、北半球各格子点の前の月または季節の500 mb 高度との重相関を求めて推定する方法である。この場合、前の予報因子はあまり多くはとらず、相関値の大きい、シノプティックにも理解出来るものに限りに、2~3点にとどめておいた方が結果はよい。相関の大きいものさえあれば相当に前の資料で予報出来るはずであるが、通常予報する月の前3か月程度のものを用いた方が結果はよい。

類似法 旬の場合と同様である。なお、季節の天候の予想の場合には3か月平均を用いた方がよいようである。

(6) 年々の値の外挿による方法

いま一つの方法は同じ月の年々の値の時系列を利用する。これであると相当前から予想が可能である。この時には和差法及び16項調和解析法が用いられる。16項調和解析法は過去の資料を用いて16項調和解析を行ない、大きな振幅のものを二つとって外挿して予想値を出す。なお、16項というのは資料の年数からくるもので、特別に意味はない。ただ、翌年だけの予報でよいので、あまり長い分析期間をとらないでもよいと思われる。

4. 寒候期予報法 (総合報告)

長期予報係

今までの季節予報はどちらかというと暖候期に重点がおかれていたためか、寒候期予報法の開発は遅れているように思われる。しかし、気候が変わって今年1月のように西日本の異常低温、北陸地方の豪雪などの異常気象がひん発するようになると、寒候期予報に対する社会の要望がますます増大することは明らかである。それに応ずる予報法の開発は急務といわねばなるまい。本論はその出発点ともなるような総合報告である。

(1) 一般的な方法 (周期, 相関, 類似)

とくに寒候期予報だけに用いられるのでないが、統計的手段による予報法がある。周期, 相関, 類似などがそれである。これらについての説明は省き結果をまとめるとつぎのようになる。

周期法

冬季の各月の降水量については、札幌：7年，4年。宮古：4年，2年。東京：9年，2年。浜田：6年，5年。熊本：7年，5年などが主なところである。気温については網走：8年，5年。松本：5年。水沢：14年，9年。福島18年などがある。その他寒候期予報に関係のあるものはつぎの通りである。

北氷洋気圧積算曲線：21か月。地上東西示数（40～60°N）：20か月。

宮古冬期気温積算曲線：38，17年。低示数：18か月。

“ 低極 18年。高緯度気圧変動：10か月

“ 高極 16年。

相関法

ここでは気象要素相互の季節相関をまとめたもので、月平均500 mbパターンとの相関は別にとりあげる。相関係数は数多く発表されているが、相関の逆転などの現象もあるので昔からのものをそのまま使うことは危険である。ここでは少なくとも最近の数年間よい成績を示したものをあげてある。

冬季に日，月食があると寒い。

5月本邦の気圧が低いと冬季は寒い。

館野5kmの夏季の風速が強いと冬よわく，暖冬傾向になる。

8月本邦ふきんの気圧が高いと冬季は寒い。

	r	信頼限度
那覇12月気圧と八丈島前年6月気圧	-0.58	(-0.74~-0.33)
那覇12月気圧と八丈島同年6月気圧	-0.56	(-0.73~-0.31)
多度津11月日照と名瀬同年6月気圧	0.52	(0.22~0.70)
多度津11月暴風日数と石巻同年4月気温	0.59	(0.33~0.75)
多度津12月日照と上海前年10月気温	0.58	(0.35~0.74)
高知1月降水量と石巻前年10月気圧	-0.52	(-0.67~-0.30)
高知2月降水量と石巻前年4月日照	-0.53	(-0.72~-0.30)
高知3月日照と名瀬前々年5月気温	0.52	(0.26~0.70)
高知10月日照と鹿児島前年10月日照	0.58	(0.33~0.75)
高知12月降水量と寿都同年5月日照	-0.53	(-0.72~-0.26)
名瀬6月気圧と多度津12月日照	0.52	
宮古2月気圧と宮津12月降水量	0.46	

80°N, 0°E の9月の気圧と網走, 浦河, 寿都の平均1~2月気温 $r = -0.75$

類似法

類似として何をこるのがよいか, よくわかっていない。現在用いられている方法には二通りある。その一つは平面分布の類似を求めるもので, 他の一つは時間系列の類似を求めるものである。前者の例は6, 7, 8月の3か月平均5.00 mb 天気図を作り, 過去天気図の中に類似したものを抽出する方法である。夏季の循環の様相が同じならば, 冬季(12, 1, 2月)の循環特性も類似するとして予想するので, その成績はかなりよい結果を得ている。後者の例は気圧, 気温, 降水量などの時系列の中に似ている年を選び, それを外挿して予想する方法である。さらに類似を求める場合, 太陽活動の変動の影響を考慮しその諸示標を用い, 現在の太陽活動の位相に合った時期のものの中から類似をえらび出す方法の方が結果がよいようである。また, 太陽活動と気象要素とは関連があることから, 太陽活動の位相が同じ年の気象要素をとり出し, その平均値や, 符号の一致性を用いて予想する方法もある。類似法は方法として原始的な感じをあたえるが, 予想結果は比較的よく, ときには異常現象を予測することもありうるので, 見ずてるわけにはいかない。

(2) 相関シノプテックス

相関シノプテックスという言葉は耳なれない用語であるが、在来の気象要素あるいは気象現象相互の季節相関と区別するのに便利である。これは、偏西風に関する解析、理論、数値実験などによって異常天候が大気環流の異常のためにおこり、かなり速くはなれた地域の現象が原因と考えられるようになったことが基礎となっている。この用語は現在の季節予報法の進歩を方向づけるようになったことが基礎となっている。この用語は現在の季節予報法の進歩を方向づけるのに役立つように思われる。

相関シノプテックスは、北半球全域のじょう乱の強さ、位置の変動、相互作用を解明し、それによっておこる数か月後の天候状態を予想しようとするものである。したがってこの分野を開発するためには、天気図解析、力学、統計学の基礎を充分身につけていなければならない。

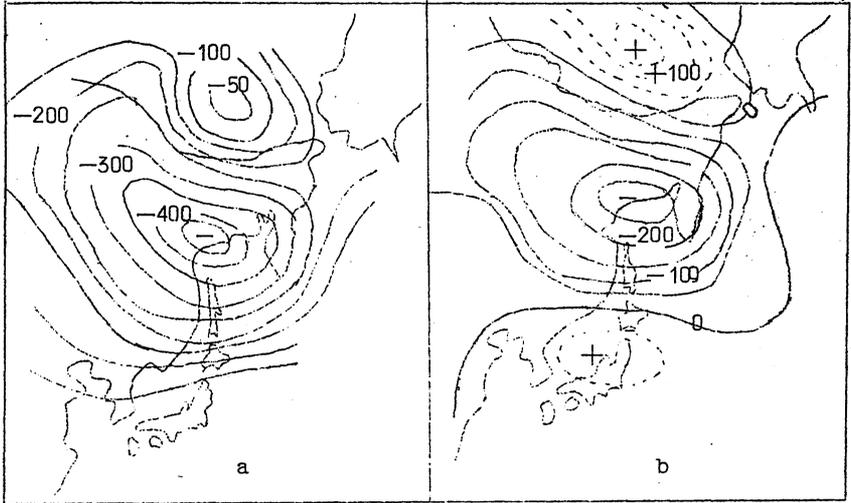
一例をあげて説明しよう。岡田博士は冬季のグッチハーバーの気圧と北海道の米収量と負の相関があることを発見された。久保木はこの現象をシノプテックに解析し、1月にアリューシアン域で谷が発達し同時にバイカル湖ふきんで峰が発達するが、アイスランドの谷は発達せず、中緯度高圧帯が強いと、その年は夏に早くはいることを見出した。Bovilleによるとアリューシアン低気圧が発達し、アイスランド低気圧が衰弱するような冬には、成層圏では温暖化がアリューシアン区域から始まるという。したがってこのような場合には温暖化は1月に始まり、極地方を占めている低気圧を崩壊させてしまうので、北極地方の寒気は早目に中緯度に南下して消失してしまうので、夏型の循環が早く始まる。このように1月の環流と夏の天候との相関関係を相関図解析から出発し、その経過をシノプテックに解明することが相関シノプテックスともいえよう。相関シノプテックスは長期予報独特の方法であり、今後の発展が期待されるが、歩みはじめてばかりで、俚言のいい直し的なものも多い。

さて寒候期予報で着目すべき第1の現象は極低気圧の動静である。これを推測する方法からのべる。

a. 500 mb 高度の季節変化による方法

500 mb 高度は夏に極大になり秋になると下降に転ずるが、その変化傾

向量は年
 によって
 違う。そ
 の違い方
 が来るべ
 き冬の循
 環の変動
 と無関係
 でないこ
 とはすぐ
 想像がつ
 ころ。柏
 原はこの



第4・1図 1962年39~55
 半旬の傾向図

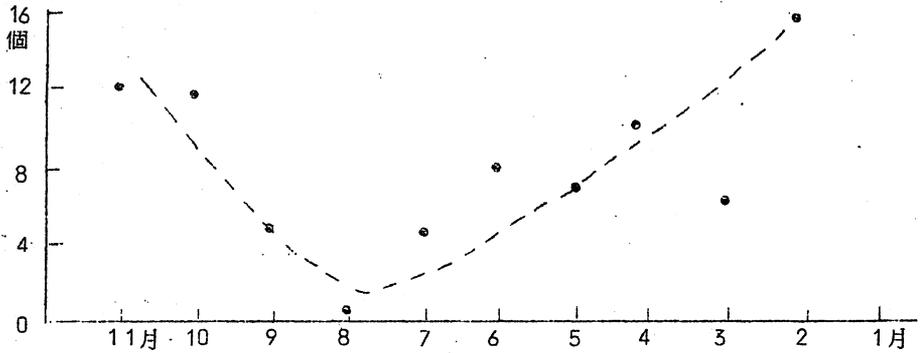
左の偏差図

ような考え方から出発し、極低気圧の動向をみるために極地方で高度が減少
 しはじめる39半旬を、その減少が極大に達する55半旬の500 mb 高度
 から差引き、変化傾向が例年より強いかわい、下降の中心はどこにあるか
 に注目して解析した。変化傾向が大きいほど冬季の気温は低くなる関係がわ
 かっている。第4.1図の(a)は今年の傾向図で、(b)はその平年差である。この
 分布の特徴はオホーツク海北部に強い高度下降域があって、平年差をみても
 -250 mの強い偏差である。このような例は1946年以降一度もなく、
 この傾向が続くとすれば本邦付近でCold vortexが強まり、寒気ははいり
 やすいと判断される。

b. 夏の環流の特徴に着目した方法

寒候期予報にはどの季節の環流に目をつけるのがもっともよいかは、興味
 のある大事な問題である。1例として12月の東京月降水量と各月の北半球
 500 mb 高度との相関場から有意な予報因子の数を月毎に求めると、第4.
 2図に示すように秋に多く、夏はほとんどなく、梅雨期頃に再び多くなる。
 すなわち、偏西風帯の活動がもっとも弱い夏から冬の環流の変動は予測しに
 くいことを物語っている。そのためか夏の環流から予報則は少ないがまった
 くないわけではない。その一つに台風の動静に目をつける方法がある。台風

が低緯度で消滅する年はつぎの冬の気温は低く、転向点が西にかたよるほど冬の気温が高い傾向が見られる。また、夏季にカムチャツカ、カラ海、アイランドに気圧の正偏差域があって冷夏型を示すような年の冬期気温はいずれも（昭和6, 9, 10, 11, 29, 31, 32年）昭和10年を除いて暖冬傾向が強い。このことは偏西風の強さの変動にもあらわれている。館野における5 kmの風速が強いと、冬の風速は弱く暖冬になる傾向がみられる。大川が作成した冬期気温と500 mb 高度との相関図にも、いく分その傾向が認められるがそれほどはっきりしていない。大川は7~9月の500 mb 高度との相関図から、つぎのような北海道の気温の予報公式をつくった。



第4・2図 12月の東京月降水量を予報する因子の数の変化

$$T_{1月} = 7.87 - 0.043 \begin{matrix} \text{JUL} \\ (30\text{N}, 70\text{E}) \end{matrix} + 0.0329 \begin{matrix} \text{JUL} \\ (20\text{N}, 140\text{E}) \end{matrix} - 0.0081 \begin{matrix} \text{JUL} \\ (60\text{N}, 60\text{E}) \end{matrix}$$

$$T_{2月} = -14.57 - 0.0171 \begin{matrix} \text{JUL} \\ (50\text{N}, 10\text{E}) \end{matrix} + 0.0254 \begin{matrix} \text{JUL} \\ (0.0254 (20\text{N}, 140\text{E})) \end{matrix}$$

$$T_{3月} = -5.07 + 0.0157 \begin{matrix} \text{SEP} \\ (40\text{N}, 140\text{W}) \end{matrix} - 0.0146 \begin{matrix} \text{AUG} \\ (60\text{N}, 160\text{W}) \end{matrix}$$

c. 秋の環流の特徴に着目した方法

寒候期予報で着目すべき第1の点は前にのべたように極低気圧の動向であり、いかにして早くからそれを予測するかにある。千島は9月における北極域(70~80°N, 90°~180°E)の500 mb 高度の変動が翌年2月網走気温の変動と関係が深い事実を見出した。1947年以降、2回ほど例外があるが両者に逆位相の平行性が見られ、54年以降の暖冬傾向もよくとらえている。この方法は、田代によっても見出されており、第4.3図に示すように8月の北極域地上気圧が冬季(12~1月)の北日本気温とよい関係がある。これは、ある意味では前にのべた柏原の方法がとらえたものと同じ

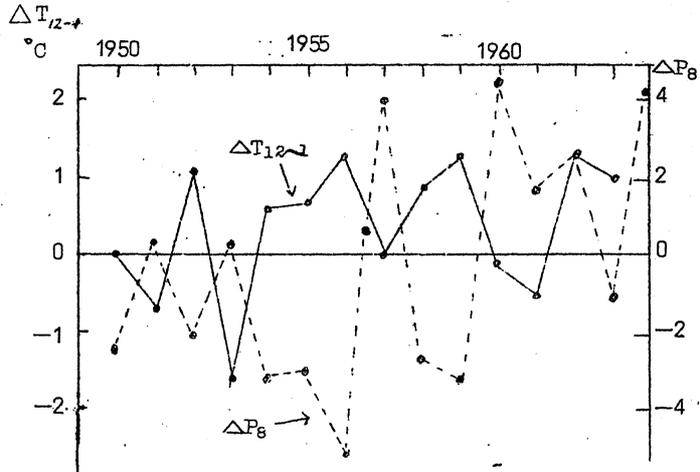
現象を別な面から
みたことにもなる。

しかし、これは
9月から十分の精
度で予報ができる
ことではない。松
倉が指摘したよう
に、9月～11月
にかけてのシノブ
チックパターン
の変遷のしかたにも

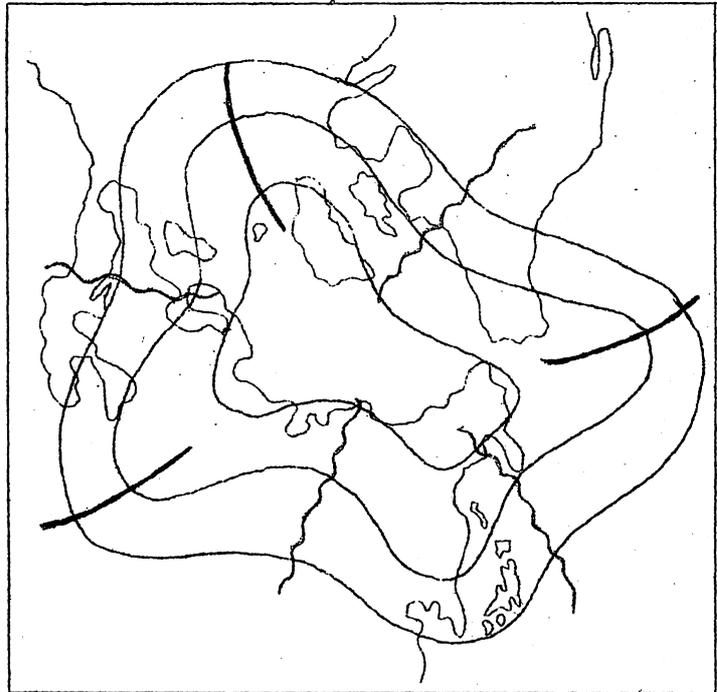
注目する必要がある。すなわち、8、9月にウラルふきん、アラスカ・カナ
ダ地域の高度が平年より高く、本邦より太平洋にかけて負偏差におおわれる
と11月は高温となりやすく、逆の偏差分布を示す環流型の年は11月の気
温は低い。本邦ふきんに目をつけるならば、偏差図が8、9月に北高南低の

不順型を示す年の
11月は順調型、
逆に8、9月に順
調型のときは11
月は不順型となる。
しかし、12月の
気温との関係は、
むしろ逆の様相を
呈している。

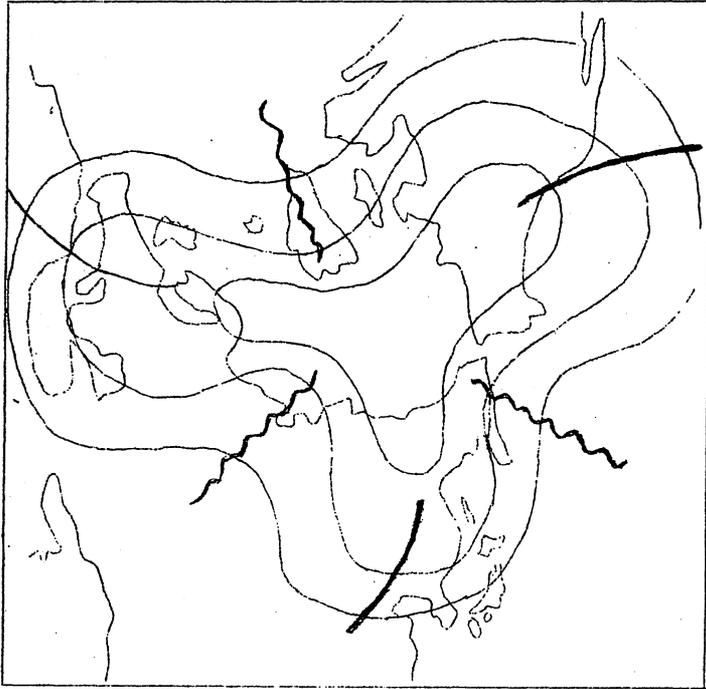
7月頃から9月
頃にかけて高緯度
が正偏差におおわ
れ、低示数型の流
れが卓越しても、
10～11月に高



第4・3図：8月の北極域地上気圧と北日本冬季気温



第4・4図：暖冬年の秋の循環の特徴



第4・5図：寒冬年の秋の循環の特徴

示数型の環流に変わるような時には12月は高温になるが、逆に7～9月に高示数型で10～11月に低示数型にかわるような時は12月は低温になる例が多い。

これは見方を変えると、高緯度地方で卓越している5か月周期をとらえたものともいえるが、経過に着目

している点が面白い。

安藤は10、11月頃に高緯度とくにカラ海付近の気圧が高く、強い正偏差を示すと寒冬、強い負偏差だと暖冬になる傾向が強いという経験則を発表したが、松倉の示数による判断と同類のものと思われる。10～11月に極地方が正偏差におおわれるがカラ海南部に強い低圧部があって、12月にはいってもシベリア大陸の尾根がよわいと1月の気温は高目に経過する。とくに、8～9月：低示数型、10～11月：高示数型に変換、12月：高示数型持続のときは1月の気温は高目になる公算が大きい。

第4.4、4.5図は松倉が作成した暖・寒冬年の前兆となるパターンである。これを作るために用いた寒冬年は1947、51、53、56年、暖冬年は1949、54、58、59年の各4か年ずつである。第4、5図を比較するとよくわかるように、谷と峰の位置が逆に対応している。これは、秋の循環の谷や峰の位置が、その後の冬の環流と関係していることを物語るものであろう。とくに注目すべき領域はイギリスふきんからヨーロッパにかけてである。イギリスふきんが谷（峰）、中近東が峰（谷）というように偏西風波

動がならぶと寒（暖）冬になる。とくに9月からつづいてイギリスふきんに負（正）偏差域が停滞すると、寒（暖）冬になる公算が大きいという。このような変化を北半球緯度平均500mb高度偏差を用いてしらべると、寒冬年と暖冬年とではちがった変化を示す。暖冬になるときの秋は正偏差域が70°Nふきんにあって、そこから10°/月の速度で南下し、中緯度に達するときがちょうど冬になっている。寒冬になる年の秋の高度偏差分布は、中緯度に正偏差域の中心があって、10°/月の割合で北上している。偏西風の強さでいうならば、前にふれたように、低示数型から高示数に転換すると暖冬になるというのと同じことである。

檜山も同様なことを極東域（120°～160°E）における月平均500mb高度を用い、80°～70°、70°～60°、……30°～20°Nというような高度傾度と寒・暖冬との関係をしらべた。その結果によると定性的に負の高度傾度、つまり西風が強いときには暖冬になる公算が大きい。これは松倉の方法と類似しているが、例年11月頃から高緯度地方の風速が急によわくなると同時に、地上では大陸に高気圧が発達し停滞しはじめる時期に当たっている。これはとくに11月の高緯度地方の偏西風の強さに着目した寒候期予報法である。具体例を表にすると、つぎの通りである。

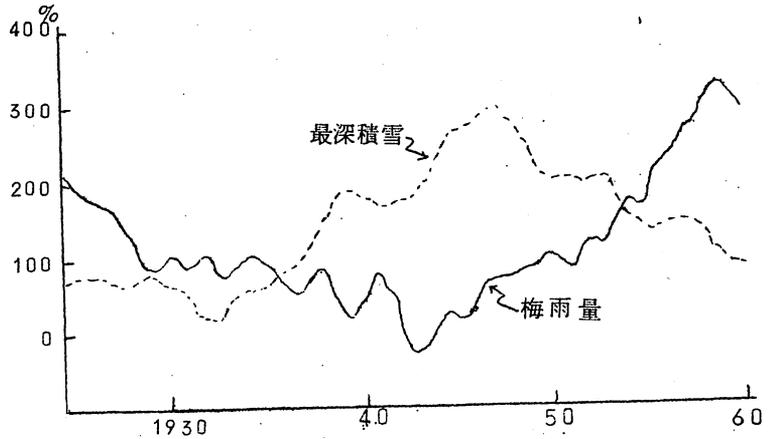
第4.1表 10.11月の高緯度の傾度偏差 (ΔZ) と冬の寒, 暖

年	11月の50°-60°Nの ΔZ	12月の60°-70°Nの ΔZ	冬の天候
1954	-2 m / 10°Lat	+6 m / 10°Lat	暖冬・1月並
55	-3	-6	暖冬・2月低温
56	+23	+19	やや寒冬
57	-47	-30	異常暖冬
58	-97	-59	異常暖冬
59	+47	+35	北海道やや寒冬

(3) 積雪の予報法

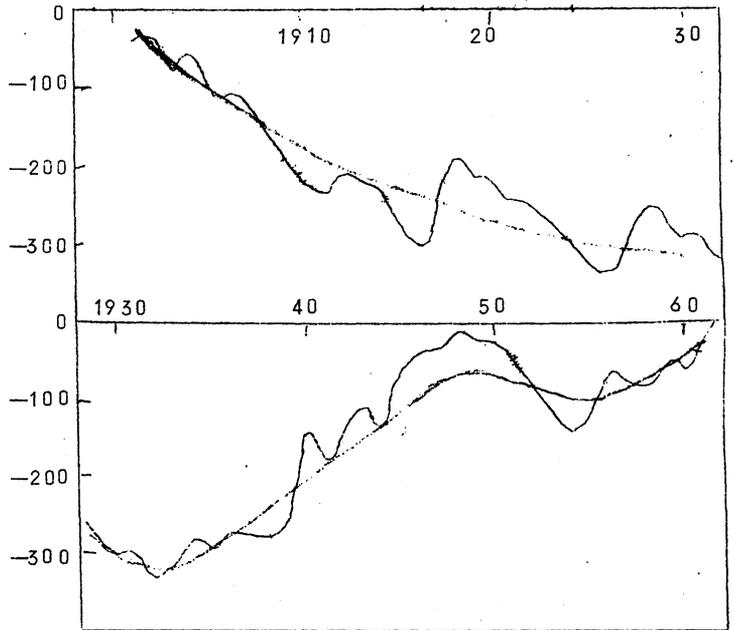
積雪の予報法としてとくに取り上げるような方法は、まだ開発されていないが、今冬の大雪のこともあるので予報の対称としては比重が大きくなって来た。従来は気温と降水量を予報し、その結果から積雪を類推する方法がとられてきたが、直接予報する方法がなかったわけではない、たとえば、八重樫は東北地方梅雨量と最深積雪とが逆の変化をすることを見出した。第4.6図はその

例である。
 この結果
 によると
 梅雨量が
 平年の80
 %以上だ
 と積雪は
 80%以
 下、梅雨
 量が120



第4.6図 東北地方梅雨量と最深積雪の積算曲線

%以上だと積雪は
 120%以下になる。
 6月にオーック海に
 峰が発達し朝鮮近く
 に谷があると東京1
 月気温が高くなる関
 係と同じである。積雪量
 の気候変化はかなり
 はっきりしており、
 第4.7図に示す金沢
 1月のように増加期、
 減少期がはっきりしている。
 このような例をまと
 めるとつぎのよう
 になる。金沢：1月は



第4.7図 金沢における1月最深積雪の積算曲線

1955年、2月は61年から増加期にはいる。秋田：1、2月とも1940年以来減少期にはいつている。旭川：1、2月とも57年頃まで増加期だが、以後は減少期にはいる。札幌：7年周期、極少年は1935、42、49、56、63年。新潟：積算値に22年周期、湯田：14、8年周期、東北地方：5年周期。とくによい方法はなく、開発の急がれる分野である。(文責：朝倉)

5. 長期予報の立場からみた極東の冬期気候変動概要 小 堀 磐 雄

気象要素の長期傾向がどのようになっているかは、季節予想を行なう場合には常に注目される。その場合個々の長期傾向の機構や要因を総括した大気環流の機構から統一的に考える環流モデルが最終的には要求される。

ここでは極東域の冬期に限定して、手もとにある資料から、いくつかの研究結果を要約してみることにした。

(1) 冬期の長期変動の概要(その1)

冬期の長期変動の調査・研究は夏期又は年平均の場合に比べると、かなり少ない。これらの調査の多くは、一地点又は一地域について資料の吟味、環境の変化の影響等変動の要因を分析したものが多い。

これらの長期傾向の地域的な変動の分布、気圧・気温・降水量等との相互の関連から長期変動を具体的に説明しようとしたものは、1955年頃までは、地上の前線、個々の作用中心(大陸高気圧、アリユーション低気圧等)、または、太陽活動との関係など地上のものに主眼がおかれている〔1, 2, 4, 6, 7, 11〕。(地上の気圧・気温から上層の機構を推定したものもあるが冬期のものについてはきわめて少ない。)1955年以後は高層の平均場の解析から作用中心の相互変動を統一的に分析し、過去の長期変動を説明しようとしたものが多い。山本武夫氏〔8〕や須田建氏〔9〕の論旨は、今後の長期変動の問題に興味深いと思われる。

次に、気温・気圧・降水量等の長期傾向の論旨を整理してみよう。なお長期傾向を論ずる場合、その要素(月平均)がどのような分布をしているかは重要な問題である。小河原氏等〔1〕は日本における各種の長期傾向を統計的に調査した。その中で月平均気温・気圧等は正規分布と見てよいが、月降水量・初雪・終雪等の期日はいずれも正規分布とはいえない。この場合、正規分布への変換方法を述べている。

a 気温の長期変動

日本の冬期気温の長期変動の特徴は、大きく分けるとシベリア高気圧の位置と強さの支配をうける中部日本と西日本、またアリユーションの低気圧部の影響を強くうける北日本とでは、長期変動がかなり異なっており、さらに中部日本と西日本でも変動が若干異なっている。

小河原氏等〔1〕は1月平均気温（17地点：1890～1900年から1950年まで）の5年おきの平均値を標準化（標準偏差で割る）すると、はっきり三つの群に分類できるとしている。

I型：根室，旭川，札幌，宮古，秋田，山形，新潟

II型：東京，松本

III型：浜松，伏木，大阪，境，広島，高知，福岡，鹿児島

山本武夫氏〔7〕もほぼ同様な結果をだしている。

須田建氏〔9〕は，12，1，2月の冬期平均気温について調査し，やはり北・中，西日本で異なる長期変化をしていることを述べている。

長期傾向に及ぼす都市気候の影響も無視できない。齊藤博英氏〔10〕は旭川（1889～1913と1914～1945の2期間）の気温について，冬期の気温上昇は最低気温の上昇によるもので最高気温は上昇してない。これは夜間冷却の減少によるとしている（最低気温月平均値のモードは前期で $-1.8\sim-2.0^{\circ}\text{C}$ に対し，後期では -1.5°C ）。札幌でも最低気温は1月に $0.8^{\circ}\text{C}/20$ 年ぐらいあり，ゆるがせにできないとしている。小河原氏〔1〕も根室の1月気温は最高平均の方に片寄り，東京と高知の1月は最低の方に片寄っていることを指摘し，これについて毎日の平均気温の分布は必ずしも正規型と見なせないことによるのかも知れないと述べている。

大規模な概周期的な長期変動は，須田建氏〔9〕の指摘しているごとく，富士山や伊吹山等においても同様な変動傾向を示し，対流圏全体にわたる大規模の現象に関連した変動でもある。夜間冷却の減少や都市気候等環境の変化による影響，さらに地上付近の地域的な長期変動は分離して考えなければならないが，長期予報の立場からは，年々の変動を主要な問題としているので非周期的な変動は第2義的なものとして取扱ってもよいかも知れない。

なお気温の時間的変動の特徴は後に著者別に述べることとする。

b 降水量の長期変動

朝倉・久保木氏〔4〕は，北海道・関東・北陸・山陰の冬期地域降水量（1890～1960年）の長期変動を調べ，北海道と関東地方では位相が逆の変化をしていること。山陰地方は多雨期・少雨期がめいりようで特殊な変化をしていること。梅雨期，台風期に現われたブリュックナー周期は，瀬戸

内地方にだけ現われ、その他の地域にはないことなどを指摘している。

小河原氏等〔1〕は、1900～1950年頃までの長期傾向（正規化してもとの傾向に逆変換した。）として、根室・札幌は増加傾向、宮古・東京・大阪等太平洋側及び鹿児島・福岡は減少傾向、秋田・新潟・境等の日本海側は変化がないとし、降水量は北海道では気圧の低下に対応して増加傾向を示し、宮古及び大阪以西では気温に対応して1900～1910年頃はその前後に比較して概して多かったことを指摘している。

守田氏〔6〕は、北海道の気候経年変化について、道内の冬期気温は大体同様な傾向があるが、降水量は北海道の日本海側と太平洋側ではかなり異なっているとしている。芥藤博英氏〔10〕は、札幌で1、2月間に降る雪は平均200mm内外であるが、明治時代には120mm内外しかなかった。雪の量は地域差が大きい、それにもかかわらず、明治の終わりから大正の始めを境にして道内共通して増えている。また札幌では1881年以前には今と同じ程度に雪が多かったと述べている。なお、守田氏〔6〕は、低気圧活動指数（日平均海面気圧が750mm-Hg以下になった日数）を北日本の寒候期（10月～3月）について、その経年変化を調べた結果、各地とも（東京、新潟、秋田、宮古、青森、函館、寿都、札幌、根室、大泊、真岡、敷香）1914～15年を境にして飛躍的に増加している。その増し方は北方ほど大であり、8～9年周期の変動は全般に見られ特に樺太方面で顕著であるとしている。ジェット流と関連し興味がある。

山本武夫氏〔7,8〕は、1月の200mb面の勾配と降水量との相関場を調査し、相関係数が十と一の地点間の1月降水量の差は平均ジェット流の強さの示標となり、筑波山の1月降水量と伏木12、1、2月降水量の逆変化傾向はジェット流が強くなるとその南側で雨が多く、北側で少なくなることで説明できるとしている。

須田建氏〔9〕は、冬期（12、1、2月平均）の極東域の気圧・気温場を解析し、これらが500mb面のジェット流の北偏（本邦付近の高温）と南偏（低温）、またトラフの位置の変動が、長期変化にはたす役割を分析し長期変動を統一的に考えることを指摘している。

雪日数・積雪日数等の長期変動については、関清宣氏〔11〕によると、

新潟の雪日数・積雪日数は大正初年までは平年以下の年が多く、以後は平年以上の年が多いこと。積雪日数は雪日数の長年変化に比べ比較的短周期の11年周期もまじっており、この短周期の変化は零度以下の日数の短周期変化と正の相関をしている。その長期変化では積雪日数や雪日数とは逆相関となっていること。また大雪の長年変化(日本気象資料)には太陽活動と関連する80年の変化がある。これを太陽活動の80年の位相別に分けてみると太陽黒点積算変化曲線の極小期に多くなっていることを指摘している。

(2) 冬期の長期変動の概要(その2)

長期変動は空間的にも時間的にも、またスケールの取り方によってかなり変わってくるので以下に著者別の成果を整理してみる。

小河原氏等〔1〕は、日本における気温、気圧、降水量、その他の要素について、統計的な立場から長期傾向に主眼をおいて調査した(1950年まで)。

1月気温の長期傾向は、各地(17地点)とも共通して1940年代の後半以後急速に上昇している。西日本では1900~10年頃が高かった(この期間には東日本の気圧が高く、九州方面がやや低い。)ほか1949年頃まで一定の傾向はなく、1945年頃から以後は全国的に急昇している。

これらの長期傾向を北半球域でみると、概して極に近いほど上昇しているが場所によってめいりょうでなく、複雑な変動を示す所、下降している所もあるが日本はごく最近の上昇は別として、めいりょうな傾向を示していない地域に属している。

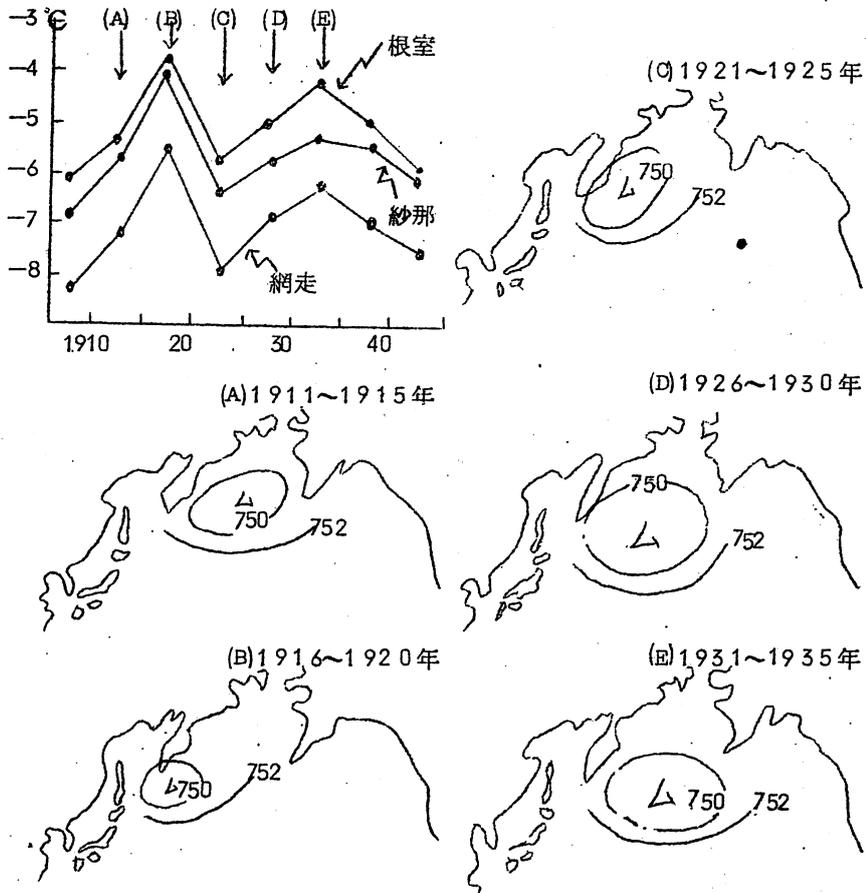
気圧は、北海道で1900年以後やや下がりぎみ、この傾向は南に下がるに従って少なく、九州では著しい傾向はない。ただし1950年頃の傾向は、東日本以北は北方ほど気圧上昇、九州は下がっている。

1月気温の年々の自己相関性の変化は、根室：1881年~95年は正、1896~1905年は負、1911~40年は正と、10年ないし30年ごとに変っている。東京：1901~15年ではやや安定な負相関、1941~50年で正相関である。降水量には年々の変動に殆んど相関はない結果を得ている。

以上は主として気象統計の立場から長期傾向について述べたものであり、10数年程度の変動に対しては問題があると思われる。

山本武夫氏〔7, 8〕は, Nikolsk (沿海州)と旭川の1月気圧差(1889~1940年)と本邦各地の1月気温との相関を調べ, 相関は中部日本と西日本で高く(0.8), 北に行く程小さいことから, シベリア高気圧の支配を大きくうける中部日本以西とアリューシャン低気圧の支配を強くうける北日本の二つに分け, その長期変動の典型的なものとして伏木と根室をあげている。

この中間の地点では, 伏木型と根室型の合成で説明できるとし, たとえば($\frac{1}{2}$ 伏木+ $\frac{1}{2}$ 根室)の合成型は寿都や秋田の場合であり, ($\frac{1}{4}$ 伏木+ $\frac{3}{4}$ 根室)は函館の場合であり, 関東(銚子)の場合もこのような合成で説明できるとしている。



第5・1図 根室, 紗那, 網走の1月の5年平均気温と北太平洋における5年平均気圧分布

北海道の1月気温の長期変動がアリューシャン低気圧の位置と強さによることを示すために1911～1930年までの北太平洋地上平均気圧図を比べて比較している。(第5・1図参照)

さらに日本における1月平均気温の10年平均の変動が、1月の北米大陸(Dawson - Montreal)の気圧差の変動と平行に変化していること、また1月の200 mb面の勾配と1月降水量の相関分布から、このような長期変動が北半球の準定常な偏西風波動のトラフとリッジ及びジェット流の長期変動に密接に結びついていることを指摘している。

須田建氏〔9〕は、冬期気温(12, 1, 2月)及び冬期降水量の長期変動(5年移動平均, 1880～1960年)を論じ、最近の暖冬機構の解明に主眼をおいて気温場及び気圧場の変動、またそれらと太陽活動との関係、さらに1946年以後の500 mb平均図から偏西風強風軸、極東域のトラフの長期変動にはたす役割を解析し、長期変動機構に対する試論を提示した。その論旨は

- a 季節風による寒気移流の指標として、長崎と根室の気圧差をとると、この変化と東京以西の気温変化は、まったく逆の変化をしているが、北日本ではかなり乱れている。しかし1945年頃を境にして1952年頃までは全国一様に気圧傾度は弱く、気温変化は上昇している。
- b 気圧場の変動(全国20地点, 1931～1960年の5年おき10年平均気圧偏差分布)から気圧傾度と気温変動の関係を明らかにし、極東域では、大陸高気圧とアリューシャン低気圧部は20年前に比べて弱く、本邦付近に発生して北東進する低気圧は発達傾向が弱まっていること。また本邦の高温は偏西風強風軸の北偏に、低温は南偏した時に起っていることを指摘している。
- c 本邦冬期の気圧(根室・秋田・東京・大阪・名古屋5地点平均, 5年と11年移動平均の差)と太陽黒点数(気圧の場合と同様な平均操作)の間には-0.7ぐらいの負相関があることを示し、11年周期における太陽黒点数の多い時期には、本邦の気圧傾度は大きくなり季節風が強まるが、少ない時期にはその逆になる傾向があることを指摘している。

以上述べた太陽黒点と高層の谷の強弱、さらに季節風の強さ、地上気温の分布の一連の関係は、ソ連のワンゲンゲムの環流型式(1891～1955

年の資料)の発生数と比較的一致しており、極東の谷の発達・衰弱が太陽活動だけによらないとしても、谷の東西変位を考えれば、長期変動の機構の解明に興味ある問題となるにちがいない。

以上多くの長期変動に関する調査・研究のうちから季節予報に直接関連あると思われるものを二、三紹介するとどまってしまった。

文 献

1. 小河原正巳, 小沢正, 鈴木栄一, 藤田敏夫, 戸松喜一(1952): 日本における気候変動と気象統計法, 研究時報4巻8号。
2. 遠藤二郎(1951): 日本における気候の永年変化について(第1報) 気象集誌29巻, 3号。
3. 高橋浩一郎(1956): 日本の降水量の長期変動について。天気3巻
4. 気象庁予報部(1962): 最近の日本における気候変動に関する資料, 季節予報資料, 季第336号の2。
5. 山岡保(1959): 北海道からみた気候変動, 天気6巻。
6. 守田康太郎: 北海道の気候経年変化について, 北部研究会誌, 第2号。
7. T. Yamamoto (1950): The Secular Change of the Climate in Japan (1), Geophy. Mag. 21, 249~268。
8. T. Yamamoto (1958): On the Mechanism of the Climatic Changes in Japan. Geophy. Mag. 28, 505~515。
9. 須田建(1961): 最近の暖冬について, 研究時報, 13巻9号。
10. 斉藤博英(1962): 北海道における気候変動, プリント。
11. 関清宣(1951): 気候の長年変化の研究, 東管気象研究会誌, 第3号。

6. 長期予報に関する資料

檜山国雄, 百瀬俊仁

台風, ハリケーンの襲来, 発生, ストックホルムの年平均気温, 降水量, 米収量, 500 mb 地衡風東西成分, 東西示数, 最深積雪, 高潮などの資料をつぎにのせてある。

台風の襲来数(1891~1959)及び発生数(1940~1959)

年	月	6	7	8	9	10	11	計		6	7	8	9	10	11	計												
1891		0	0	1	2	0	0	3	1926	0	0	0	2	0	0	2	注 1891-1929											
	92	0	1	0	1	0	1	3	27	0	0	1	1	0	0	2	年の襲来数は高橋氏、											
	93	0	0	1	0	1	0	2	28	0	0	2	0	0	0	2	1930年以後は小嶋											
	94	0	1	1	1	0	0	3	29	1	1	2	2	1	0	7	氏調査、1940~											
	95	0	3	2	1	0	0	6	1930	0	2	1	0	0	0	3	1959年の発生数は											
	96	0	0	2	1	0	0	3	31	0	0	0	2	1	0	3	館氏調査											
	97	0	0	0	1	0	0	1	32	0	0	2	0	1	1	4	発生数											
	98	0	0	0	2	0	0	2	33	0	0	0	1	1	0	2	(1940~59)											
	99	0	2	2	1	2	0	7	34	0	0	0	2	0	0	2												
1900		0	0	2	2	0	0	4	35	0	0	1	2	0	0	3												
	01	0	0	0	1	1	0	2	36	0	1	0	0	1	0	2												
	02	0	0	1	3	0	0	4	37	0	1	0	1	0	0	2												
	03	0	0	0	1	0	0	1	38	1	0	1	1	1	0	4												
	04	0	1	2	2	0	0	5	39	0	0	2	0	1	0	3	6	7	8	9	10	11	計					
	05	0	1	2	0	0	0	3	1940	0	1	1	2	0	0	4	3	7	3	12	6	1	42					
	06	0	0	1	1	1	1	4	41	1	3	2	1	1	0	8	4	7	9	4	3	0	27					
	07	1	1	3	2	0	0	7	42	0	0	2	2	0	0	4	0	6	9	7	3	1	26					
	08	1	0	1	1	0	0	3	43	0	1	1	1	2	0	5	3	8	6	5	4	2	28					
	09	0	0	2	0	0	0	2	44	0	0	2	1	1	0	4	1	4	5	3	4	3	20					
1910		0	0	2	1	0	0	3	45	0	0	3	1	1	0	5	3	4	6	4	2	1	20					
	11	1	1	3	1	1	0	7	46	0	1	1	0	0	0	2	3	5	5	4	4	2	23					
	12	0	0	1	2	1	0	4	47	0	0	0	1	0	0	1	1	3	2	4	6	3	19					
	13	0	0	1	0	2	0	3	48	0	0	0	2	1	1	4	3	4	8	6	6	4	31					
	14	1	1	3	2	0	0	7	49	1	1	2	0	1	0	5	1	6	3	5	3	3	21					
	15	0	0	2	1	1	0	4	1950	1	2	0	3	1	0	7	2	5	18	6	3	3	37					
	16	0	1	2	1	1	1	6	51	0	1	1	0	1	0	3	1	3	3	2	4	1	14					
	17	0	0	1	1	2	0	4	52	1	0	1	0	0	0	2	3	3	5	3	6	3	23					
	18	0	2	3	2	1	0	8	53	1	0	0	1	0	0	2	2	1	6	4	4	3	20					
	19	0	0	2	1	0	0	3	54	0	0	1	4	0	0	5	0	1	5	5	4	3	18					
1920		0	1	3	1	2	0	7	55	0	0	0	1	3	0	4	2	7	7	3	3	1	23					
	21	0	1	2	1	1	0	5	56	0	0	1	2	0	0	3	1	2	5	6	1	4	19					
	22	1	2	1	0	2	0	6	57	0	0	1	1	0	0	2	1	1	4	5	4	3	18					
	23	1	1	1	2	1	0	6	58	0	1	1	2	0	0	4	3	7	5	5	3	2	25					
	24	0	1	3	2	1	0	7	59	0	0	2	2	1	0	5	0	2	6	4	4	2	18					
	25	0	1	2	3	0	0	6																				

Stockholmの年平均気温(°C)及び年降水量(mm)

気温

年	年の1位	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1750								5.4	5.7	4.5	6.1
1760	5.0	6.2	5.6	4.8	6.2	5.7	6.4	5.0	5.1	5.2	
1770	5.0	4.6	4.9	7.2	5.1	7.0	6.1	5.2	5.6	7.7	
1780	5.5	6.4	4.7	6.8	4.3	4.4	4.3	5.6	4.5	6.9	
1790	6.2	7.5	5.8	6.3	7.6	4.8	6.3	7.0	7.1	4.2	
1800	5.1	6.0	5.7	4.8	4.9	4.1	5.5	5.6	5.4	4.8	
1810	5.2	6.8	4.1	5.9	4.4	5.9	4.9	5.7	6.7	7.3	
1820	5.5	6.3	8.3	6.4	7.4	6.3	7.3	6.0	5.4	3.5	
1830	5.0	5.4	5.6	5.8	6.8	5.6	5.0	4.8	3.9	5.3	
1840	5.3	5.6	6.4	5.8	4.1	5.0	6.5	5.5	5.7	5.1	
1850	5.4	6.0	6.1	5.6	6.5	4.9	4.7	6.7	7.0	6.5	
1860	4.9	5.5	4.5	6.7	4.5	5.4	5.3	3.2	6.4	5.6	
1870	5.0	3.7	6.9	6.4	6.0	4.3	4.9	4.7	6.2	4.8	
1880	5.7	4.1	6.7	6.2	5.9	5.2	6.1	6.1	4.1	5.9	
1890	6.4	6.2	5.1	5.0	7.0	5.7	6.8	6.4	6.5	5.7	
1900	5.7	6.5	4.2	6.4	5.4	6.2	6.6	5.5	5.7	5.1	
1910	6.7	6.9	5.7	6.7	7.2	4.5	5.7	5.2	6.1	5.4	
1920	6.8	6.8	5.1	5.0	5.8	6.3	5.8	5.8	5.5	5.7	
1930	7.5	5.2	6.7	6.4	8.2	7.0	7.1	7.3	8.1	7.2	
1940	4.9	4.8	4.5	7.8	7.1	7.0	6.7	6.2	7.1	8.0	
1950	7.0	6.9	5.7	7.7	6.3	6.1					

降水量

1790											681
1800	702	540	557	498	486	446	691	622	733	489	
1810	542	458	336	488	406	517	273	323	274	333	
1820	533	426	414	504	532	445	261	340	381	208	
1830	339	332	320	425	459	303	391	409	377	424	
1840	585	453	359	300	592	414	419	330	416	325	
1850	457	468	408	318	258	369	431	514	307	356	
1860	459	420	337	359	355	377	543	367	444	441	
1870	357	316	438	477	406	299	380	500	529	437	
1880	335	467	538	530	466	576	407	413	464	466	
1890	641	412	340	445	555	556	577	604	634	564	
1900	574	358	527	644	503	554	457	525	489	551	
1910	718	505	693	495	394	580	631	434	604	607	
1920	500	512	625	720	664	653	528	625	630	623	
1930	719	598	545	429	686	684	592	695	508	464	
1940	492	449	437	601	707	635	551	373	526	518	
1950	591	473	576	436	637	442					

北海道上川盆地の水稲反当収量(石)
 (旭川地方気象台(1961):上川地方の気候による)

年	年の1位	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1890										1.905	1.737
1900	2.290	1.673	0.417	0.969	1.817	1.366	0.820	1.856	1.309	1.366	
1910	1.620	1.382	1.435	0.113	1.544	1.613	1.481	1.414	1.425	1.215	
1920	1.466	1.601	1.430	1.471	1.569	1.737	0.714	1.784	1.838	1.437	
1930	1.540	0.612	0.320	1.808	0.847	0.838	1.806	1.981	2.183	2.045	
1940	1.060	0.882	1.763	2.028	2.098	0.831	1.844	1.877	2.003	1.913	
1950	2.253	1.840	2.261	1.569	1.423	2.297	0.925	2.370	2.536	2.678	
1960	2.680										

宮城県における水稲反当収量
 (仙台管区気象台(1963):宮城県気象災異年表による)

1870										0.858	0.967
1880	1.123	1.083	1.066	1.063	0.879	1.312	1.171	1.396	1.226	1.031	
1890	1.241	1.587	1.637	1.569	1.625	1.601	1.456	1.037	1.472	1.330	
1900	1.595	1.670	0.720	1.440	1.420	0.180	1.000	1.220	1.240	1.470	
1910	0.740	1.460	1.380	0.750	1.860	1.920	2.140	1.860	1.820	1.890	
1920	1.950	1.930	1.950	1.720	1.880	1.970	1.860	2.050	1.880	1.960	
1930	2.020	1.840	1.950	2.300	1.190	1.440	2.080	2.210	2.040	2.420	
1940	2.100	1.330	2.370	2.070	1.820	1.270	2.040	1.690	2.050	1.969	
1950	1.983	2.361	2.415	2.012	2.236	2.834	2.870	2.660	2.360	2.820	
1960	2.960	2.950	2.910								

栃木県両郷村関谷家による反当収量
 (荒川秀俊氏:気候変動論による)

1810	1.56	1.44	1.63	1.48	1.44	1.45	1.54	1.52	1.95	1.93
1820	1.77	1.58	1.76	1.77	1.72	1.24	1.84	1.54	1.63	1.72
1830	1.50	1.60	1.33	0.88	1.62	1.56	0.35	1.58	1.25	1.75
1840	1.66	1.47	1.55	1.17	1.72	1.30	1.70	1.49	1.71	—
1850	1.30	1.45	1.55	1.78	1.64	1.56	1.59	1.58	1.64	1.71
1860	1.77	1.74	1.50	1.86	1.71	1.92	1.37	1.55	1.50	1.31
1870	1.72	2.00	1.81	1.90	1.77	1.62	1.93	1.67	1.89	1.54
1880	1.87	1.47	1.79	1.70	1.66	1.70	2.17	1.97	1.99	1.94
1890	2.00	2.10	1.82	2.08	2.32	1.90	1.80	—	2.09	2.02
1900	2.04	2.46	1.62	2.19	3.33	1.61	1.74	2.13	2.18	2.24
1910	2.35	2.36	2.21	2.47	2.25	2.83	2.35	2.36	2.39	2.83
1920	3.05	2.39	2.33	2.27	2.53	2.65	2.53	2.92	2.69	2.38
1930	2.93	2.45	2.60	2.93	2.46	2.73	2.74	2.88	1.92	2.69
1940	2.97	2.55								

500mb 地衡風東西成分偏差 (m/s) その1

平年：1946～1956(54年除く)

年	月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
1946	75°N	-2	-2	-1	2	2	-1	2	0	0	-1	-1	-2	
47		0	-4	-3	-2	0	-3	-2	-1	0	0	-2	1	
48		0	3	1	1	4	2	1	1	1	0	2	3	
49		2	-3	2	3	-2	-1	-1	-1	2	1	-1	-3	
50		0	1	-1	1	-1	0	-3	-2	0	-1	3	-1	
51		2	2	-5	-2	-1	0	-2	1	0	4	1	0	
52		-4	0	0	0	-2	-3	1	0	1	0	0	-1	
53		-2	2	5	3	1	3	4	2	3	0	0	3	
54		0	0	4	0	-3	-2	2	0	0	0	3	2	
55		3	-1	-4	1	1	0	0	0	-3	0	1	0	
56		1	2	3	-4	2	2	2	-3	0	-1	0	-1	
57		0	-2	-1	1	-1	-1	2	1	-1	-3	-2	-2	
58		-2	-2	-1	1	0	0	-1	-2	3	1	-2	-3	
59		-2	6	4	-2	-1	1	1	-4	-2	-2	0	3	
60		-4	-3	2	-1	2	0	0	-4	0	1	-1	5	
61		0	4	-3	-3	3	0	1	-3	-2	0	3	4	
62		1	1	-4	3	2	-2	3	-1	1	1	-1	1	
63		5	4	2	3	-1	-1	0	0					
1946		65°N	-1	0	-1	3	-1	0	1	1	-2	0	1	-1
47			-2	-3	-1	-1	-1	-1	-1	1	2	0	-4	-3
48	0		1	3	3	2	0	0	0	0	1	2	2	
49	5		2	-1	2	0	1	1	1	0	0	-2	-2	
50	-2		0	0	0	1	0	-2	-2	-1	-2	1	-1	
51	-1		1	-1	1	0	1	2	0	-1	0	2	2	
52	-1		0	-2	0	1	-2	2	1	-1	-3	-2	-1	
53	0		1	3	-1	-2	0	-1	-1	0	-1	0	0	
54	-1		2	1	-2	-4	2	1	0	0	0	-1	2	
55	2		-1	-1	-2	0	2	0	3	0	2	2	0	
56	1		-1	-1	-1	0	0	-2	-1	1	1	0	-3	
57	1		-1	-1	-2	-1	1	-1	-1	1	2	0	1	
58	-1		1	-1	1	-1	-1	-1	0	0	1	2	-3	
59	-2		3	3	0	0	0	2	0	0	-2	-3	-1	
60	-1		2	-3	-1	-3	0	-3	-1	0	-1	-1	-3	
61	-1	3	5	0	0	0	0	1	1	-2	1	1		
62	2	4	-2	1	2	1	1	0	1	2	0	1		
63	2	3	2	0	0	0	3	1						

500mb 地衡風東西成分偏差その2

年	月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1946	55°N	1	2	3	4	0	2	1	0	-1	0	1	-2
47		-1	-5	-1	2	1	-2	2	0	0	-2	-2	-3
48		2	2	5	2	-1	-1	0	0	1	1	-1	1
49		4	5	-2	1	2	1	1	0	-2	0	0	0
50		-2	1	-1	1	1	1	1	0	1	-1	-1	-1
51		0	3	0	0	-1	0	1	-1	-3	-2	1	3
52		3	-2	-2	0	0	1	1	1	-1	1	-2	-2
53		-1	-1	2	-5	-2	-1	0	1	1	1	0	0
54		-2	3	0	0	-2	-2	-1	-1	1	-1	1	-1
55		-2	0	1	1	1	0	1	1	1	0	-1	0
56		-3	-3	0	0	3	-1	-2	1	1	3	0	-1
57		1	0	-2	1	-1	-1	-2	-1	-2	2	1	4
58		0	-1	-3	-2	3	-1	-1	-1	0	1	2	0
59		-2	3	1	1	1	-1	0	0	0	-1	-2	-1
60		-3	0	-2	-1	-1	0	0	0	1	-1	1	-2
61		-3	2	1	2	0	2	0	2	2	1	2	-3
62		2	0	-1	1	0	2	-3	2	0	-1	0	0
63		-5	-2	3	-1	3	1	0	-2				
1946	45°N	3	2	1	0	-1	2	1	-1	0	0	-1	0
47		1	-3	0	3	2	1	0	-1	-1	0	-1	0
48		2	1	1	-2	-2	1	-1	0	0	0	1	2
49		-2	0	-1	-1	-1	-1	0	-1	0	0	1	1
50		1	2	1	0	0	1	2	1	1	1	-1	0
51		2	1	-1	-3	0	-1	-1	1	0	0	4	0
52		1	-1	1	2	-1	1	-1	-1	0	2	0	0
53		-3	1	-1	-1	0	-1	1	0	1	0	1	2
54		1	0	1	-1	1	1	-2	1	0	0	-1	-2
55		-1	1	0	-1	1	-1	-1	-1	1	-1	-1	0
56		-4	-2	2	0	2	1	1	0	1	-1	-1	0
57		-1	0	-1	0	-2	-1	0	0	-1	-2	0	0
58		-2	-2	0	1	1	1	2	1	2	0	1	1
59		-1	1	1	1	-1	0	0	0	0	2	2	3
60		-1	1	1	1	1	1	2	2	1	2	2	0
61		2	0	0	0	2	1	1	1	1	1	-1	-2
62		-1	-2	-2	-1	1	0	0	2	1	0	0	-1
63		-6	-3	1	0	2	3	-1	1				

500mb 地衡風東西成分その3

年	月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1946	35°N	1	1	0	-2	0	-1	0	0	0	0	-4	-1
47		0	1	3	0	0	1	0	1	-1	0	1	2
48		0	-1	-2	-2	0	0	1	0	-1	-1	0	0
49		-3	1	1	1	0	1	0	0	1	0	0	-1
50		-1	-1	1	-2	-1	-1	-1	0	0	1	-2	-2
51		1	-2	-1	1	1	0	1	0	2	2	-3	-1
52		0	2	2	0	0	1	-1	0	1	1	2	3
53		2	2	0	3	2	1	0	0	-1	0	1	1
54		1	-1	3	1	1	0	0	0	-1	1	0	-1
55		2	-1	-1	0	0	0	0	-1	-1	0	0	-1
56		-1	-1	0	1	0	-1	1	0	0	-2	-1	-1
57		-1	-1	-1	-2	-1	0	0	1	1	-1	-1	-1
58		1	0	1	2	-1	1	1	1	0	-1	-1	2
59	1	-1	0	0	-1	0	-1	0	1	1	0	1	
60	3	1	1	1	0	-1	1	1	-1	1	1	1	
61	3	0	1	0	0	-1	0	0	-1	-1	-1	1	
62	-1	0	1	-1	-1	-1	2	0	1	1	0	0	
63	2	2	0	1	-2	0	1	1					
1946	25°N	-3	-2	1	-1	2	0	0	1	2	0	1	1
47		0	3	1	-2	0	2	3	2	0	-1	-1	-2
48		-4	-2	-2	0	1	1	2	0	1	-1	-2	-3
49		0	-4	3	3	2	1	1	2	0	0	0	1
50		-1	-3	0	-1	-1	-2	-3	1	0	0	-1	0
51		-1	-1	-1	1	0	-1	0	0	0	0	2	1
52		0	3	-1	-2	-1	-2	-2	-1	0	-2	1	2
53		3	0	-3	0	-1	-1	-2	-2	0	0	0	-1
54		3	0	-2	-1	0	0	1	-2	-2	0	2	0
55		4	0	0	0	-1	-1	0	0	-2	-1	0	0
56		4	3	0	2	-3	-1	-1	0	0	0	1	2
57		0	-2	3	1	3	2	1	-1	2	3	1	1
58		5	5	3	1	0	1	-1	0	-1	-1	1	0
59	1	1	1	0	0	2	0	0	0	0	0	0	
60	2	1	1	1	0	0	-1	-2	-1	0	0	1	
61	-6	-9	-10	-9	-8	-5	-5	-4	-5	-4	-5	-8	
62	7	2	-7	-6	-5	-3	-7	-5	-7	-3	-3	-3	
63	-2	-3	-10	-9	-4	-5	-1	0					

月平均 500mb 带状示数偏差 (m)

平年：1946～1956 (54年除く)

年 \ 月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1946	49	53	55	58	-21	53	22	-3	-6	7	2	-26
47	-10	-94	-12	54	27	-9	26	-17	-14	-30	-41	-33
48	54	33	70	-4	-40	-4	-1	5	12	19	7	34
49	34	72	-43	10	15	11	13	-12	-38	-0	3	8
50	-15	47	-11	12	16	21	34	8	27	1	-20	-21
51	22	55	-8	-40	-5	-17	1	-13	-39	-22	62	51
52	51	-38	-14	20	-17	28	-1	9	-7	44	-26	-21
53	-43	8	20	-85	-22	-21	10	18	25	12	18	23
54	-18	41	12	-11	-21	-16	-35	-3	9	-17	1	-32
55	-39	9	13	2	33	-11	4	0	28	-11	-18	3
56	-78	-64	17	6	59	-2	-19	11	15	34	-11	-22
57	3	-8	-36	7	-34	-25	-32	-16	-36	1	10	54
58	-22	-35	-39	-6	49	-2	5	2	20	16	32	12
59	-38	43	19	30	5	-12	-1	-11	3	6	-4	21
60	-50	11	-14	6	-6	23	15	23	24	12	45	-22
61	-27	27	15	26	23	40	9	32	38	18	11	-63
62	19	-17	-32	7	14	34	-34	42	13	-5	-3	-13
63	-129	-57	56	-11	63	41	-9	-8				

最深積雪 (cm) の順位

順位 \ 地名	金 沢			新 潟			秋 田			寿 都			旭 川		
	cm	年 月		cm	年 月		cm	年 月		cm	年 月		cm	年 月	
1	181	1963.	1	120	1961.	1	97	1917.	2	180	1945.	2,3	134	1938.	2
2	180	1940.	1	118	1896.	1	93	1929.	2	177	1893.	2	124	1909.	3
3	167	1927.	2	106	1895.	1	92	1925.	3	170	1922.	1	122	1898.	3
4	143	1957.	12	106	1943.	1	86	1904.	1	165	1933.	3	121	1945.	3
5	143	1947.	2	103	1945.	1	82	1963.	2	160	1919.	2	120	1952.	2
6	130	1945.	2	81	1927.	2	82	1939.	2	150	1942.	2	118	1919.	3
7	115	1893.	2	72	1900.	2	79	1923.	2	149	1946.	2	118	1941.	2
8	111	1961.	1	70	1902.	1	78	1937.	2	142	1957.	1	115	1943.	2
9	100	1892.	1	68	1933.	2	75	1940.	2	139	1929.	2	112	1933.	1,3
10	99	1956.	1	68	1939.	1	74	1913.	2	130	1936.	2	110	1939.	1

気象潮 2 m 以上の高潮 (1900~1962)

(主として科学技術庁資源調査会報告第9号による)

年	月 日	発生域	最大気象潮(m)	原因	備考
1911	7 26	東京湾	約3.9	台風	
1914	8 25	有明海	2~2.5	台風	
1917	10 1	東京湾	2.3	台風	
1927	9 13	有明海	約3	台風	
1934	9 21	大阪湾	3.1	室戸台風	
1942	9 21	大島	2.35 で中断	台風	
1945	9 17	鹿児島湾	2 以上	枕崎台風	瀬戸内海 1.5 m
1950	9 3	大阪湾	2.4	ジューン台風	
1959	9 26	伊勢湾	3.45	伊勢湾台風	伊勢湾 1.5 m
1961	9 16	大阪湾	2.41	第2室戸台風	

1~2 m の高潮 (1945~1958)

1946	7 29	九州東岸	1.2(油津)	台風	
1949	8 31	東京湾	1.4(東京)	キテイ台風	
1950	9 14	周防灘, 有明海	1.3(青浜)	キジア台風	水俣 1.0 m
1951	10 15	内海全域	1.5(尼崎)	ルース台風	松山 1.4 m
1953	9 25	熊野灘, 伊勢湾	1.4(浦神)	13号台風	名古屋 1.0 m
1954	8 18	志布志湾	1.2(志布志)	5号台風	
"	9 14	広島湾	1.3(呉)	12号台風	
"	9 26	内海全域	1.5(大阪神戸)	15号台風	松山 1.4 m
1955	9 30	瀬戸内海	1.2(呉)	22号台風	
"	10 20	伊勢湾	1.2(名古屋)	26号台風	
1956	8 17	有明海	1.1(三角)	9号台風	
1958	7 23	東京湾	1.1(東京)	11号台風	

緯度帯の月平均気温(地上 °C)

	1月	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	年
90°N	-38.0	-38.0	-32.0	-25.0	-12.0	-1.0	0.0	-2.0	-10.0	-21.0	-30.0	-35.0	-20.3
80	-32.0	-31.0	-30.0	-23.0	-10.0	-1.0	1.0	0.0	-7.0	-19.0	-25.0	-28.0	-17.1
70	-26.9	-25.3	-21.9	-13.5	-4.1	3.3	7.2	6.0	0.3	-9.3	-17.8	-23.0	-10.4
60	-16.4	-14.8	-10.0	-2.9	4.9	10.8	14.0	12.6	7.6	0.1	-8.6	-14.0	-1.4
50	-7.7	-6.6	-1.6	5.3	10.8	15.7	18.6	17.1	13.0	6.9	-1.4	-5.3	5.3
40	4.6	4.9	9.0	13.1	17.4	21.0	23.9	22.8	19.5	15.4	10.3	5.3	13.9
30	13.8	14.2	17.3	20.0	22.5	25.0	26.9	25.7	24.6	21.8	18.4	14.9	20.4
20	22.2	22.4	24.4	26.0	27.5	27.1	27.7	27.5	27.0	26.4	24.2	22.4	25.4
10	26.0	26.2	26.8	27.4	27.7	27.2	26.7	26.0	26.5	26.4	26.3	25.9	26.6
0	26.1	26.1	26.2	26.4	26.3	25.9	26.1	26.3	26.5	26.3	26.0	26.1	26.2
10°S	25.8	25.9	26.2	26.1	25.2	24.0	24.2	24.3	24.8	25.4	25.6	25.7	25.2
20	25.6	25.4	25.1	23.7	22.4	21.0	20.4	20.8	21.7	22.6	23.6	24.9	23.1
30	22.6	21.4	20.4	18.8	17.2	16.0	15.0	15.1	16.1	17.6	18.0	20.9	18.2
40	15.3	14.5	13.5	12.5	11.3	9.0	8.8	9.0	10.8	11.7	12.8	14.2	11.9
50	8.1	8.0	7.3	6.3	5.2	4.0	3.4	3.7	4.6	5.4	6.4	7.4	5.8
60	2.1	1.7	0.0	-2.5	-5.3	-7.9	-9.1	-8.4	-6.4	-4.0	-1.5	0.8	-3.4
70	-3.5	-5.0	-8.8	-13.6	-18.1	-21.4	-23.0	-22.3	-19.4	-14.4	-9.0	-4.9	-13.1
80	-10.8	-16.2	-23.7	-28.8	-32.0	-35.8	-39.5	-40.0	-36.2	-30.0	-19.8	-12.2	-27.1
90	-13.5	-20.0	-29.0	-36.0	-40.0	-44.0	-48.0	-48.0	-43.0	-35.0	-25.0	-16.0	3.1
北半球	7.9	8.6	11.2	14.8	18.3	21.0	22.1	21.5	19.3	15.9	12.1	8.0	15.1
南半球	17.0	16.1	14.9	13.2	11.6	10.1	9.8	10.2	11.4	12.6	14.0	15.7	13.1
全 球	12.5	12.3	13.1	14.0	14.9	15.5	15.9	15.9	15.4	14.3	13.1	11.9	14.1

緯度帯の月平均雲量

90-80°N	3.6	4.7	5.6	4.6	7.6	8.7	9.0	8.5	8.4	6.4	4.5	4.1	6.3
80-70	5.6	5.6	5.5	6.3	7.0	7.4	7.5	7.6	7.8	7.5	6.3	5.0	6.6
70-60	5.7	5.6	5.4	5.9	6.5	6.6	6.6	6.8	7.1	7.2	6.7	6.0	6.3
60-50	5.9	5.7	5.7	5.9	6.4	6.3	6.3	6.2	6.2	6.7	6.7	6.4	6.2
50-40	5.9	5.7	5.7	5.7	5.6	5.6	5.4	4.9	4.9	5.4	5.8	6.1	5.6
40-30	5.0	4.9	4.9	4.8	4.8	4.3	4.2	3.9	3.9	4.3	4.5	4.8	4.5
30-20	4.1	4.1	4.1	3.9	4.1	4.3	4.5	4.4	4.0	3.9	3.8	4.0	4.1
20-10	4.0	3.9	3.9	4.0	4.7	5.3	5.9	5.8	5.4	4.6	4.4	4.4	4.7
10-0	5.0	4.8	4.9	5.3	5.4	5.6	5.7	5.5	5.3	5.3	5.3	5.3	5.3
0-90°N	5.0	4.9	4.9	5.0	5.3	5.4	5.6	5.4	5.3	5.2	5.1	5.1	5.2
0-90°S	6.0	5.9	5.8	5.7	5.6	5.5	5.5	5.5	5.6	5.8	5.8	5.9	5.7
大陸	4.7	4.7	4.7	4.8	4.9	5.0	4.9	4.8	4.8	4.9	4.9	5.0	4.9
海洋	5.9	5.8	5.8	5.7	5.8	5.8	5.9	5.8	5.8	5.9	5.8	5.9	5.8
全 球	5.4	5.4	5.3	5.3	5.4	5.5	5.5	5.4	5.4	5.5	5.5	5.5	5.4

季節別の緯度帯平均降水量 (mm)

	12-2月			3-5月			6-8月			9-11月		
	大陸	海洋	全域	大陸	海洋	全域	大陸	海洋	全域	大陸	海洋	全域
90-85°N	—	28	28	—	16	16	—	34	34	—	25	25
85-80	26	29	28	24	21	21	38	34	35	25	27	27
80-75	32	32	32	20	19	20	38	40	40	44	37	38
75-70	33	40	38	31	29	30	44	56	51	44	63	56
70-65	37	84	50	35	60	42	83	79	82	67	121	83
65-60	76	197	112	66	119	82	121	124	122	115	212	144
60-55	79	212	138	74	153	110	174	162	169	148	247	192
55-50	103	269	161	101	233	156	156	230	186	139	318	212
50-45	103	293	187	116	274	185	171	255	208	130	295	203
45-40	104	268	188	128	254	193	139	215	178	134	278	208
40-35	127	237	190	161	210	189	145	175	162	140	229	191
35-30	152	214	188	146	192	172	170	161	164	125	274	153
30-25	82	172	136	154	143	148	336	157	228	154	154	154
25-20	63	126	104	99	99	99	297	176	218	161	170	166
20-15	63	123	105	62	100	89	320	235	260	235	244	241
15-10	75	159	139	120	122	122	439	373	388	344	373	366
10-5	176	391	339	225	430	381	494	535	525	378	510	479
5-0	418	411	413	448	425	430	352	302	312	335	324	226

降水量と蒸発量の差による各緯度帯の水収支

北緯	海洋 降水量-蒸発量		大陸 降水量-蒸発量		全半球 降水量-蒸発量	
	cm	cu. Km. ×10 ³	cm	cu. Km. ×10 ³	cm	cu. Km. ×10 ³
90-80	(+10)	(+ 0.3)	(+29)	(+0.1)	(+12)	(+ 0.4)
80-70	(+20)	(+ 1.7)	(+17)	(+0.6)	(+20)	(+ 2.3)
70-60	+36	+ 2.0	(+23)	(+3.1)	(+27)	(+ 5.0)
60-50	+56	+ 6.0	+14	+2.1	+31	+ 8.1
50-40	+47	+ 7.1	+18	+2.9	+32	+10.1
40-30	-45	- 9.3	+14	+2.2	-20	- 7.1
30-20	-93	-23.4	+29	+4.3	-48	-19.0
20-10	-58	-18.1	+16	+1.8	-38	-16.2
10-0	+40	+13.5	+57	+5.8	+44	+19.3

注 北半球の50°N以北では、蒸発によって失われるよりも25,900 cubic kilometresの降水量を受け、10°-40°Nの緯度帯では4,2300 cubic kilometresを失うことになる。

7. 海外に拾う二、三の文献

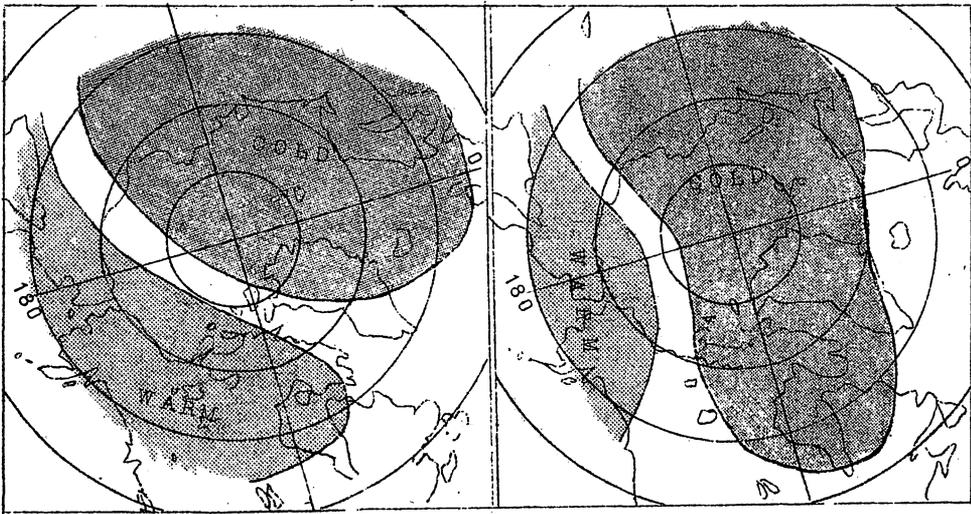
大竹市郎，調査係

今年は色々と気象的な異変が起こり話題をまいたが、これらの解明には今までより広い視野に立った見方をしなければならない。ここに二、三の海外文献から長期予報の動きをみてみよう。

I.G.Y 観測の資料による成果の関係もあって、近年急に成層圏循環についての論文が多くなって来た。また成層圏資料の利用については、今や国際的組織で現業化されようとしている。最近は総合報告の形で、成層圏循環と長期予報：朝倉正（科学7月）が出た。つぎのものもその例である。

- (1) Cynthia V. Wilson and W.L. Godson : The structure of the arctic winter stratosphere over a 10-yr period
(Quart. J. Roy. Met. Soc. Apr. 1963)

ここでは 60°N 以北の極について主に1000 mbの10日平均気温図より10年間の冬の資料を気温分布型によって分類している。例年10月下旬近くになるとアリューシャンとユーラシア大陸には急激な温度差が出来て極夜低気圧が早急に発達して来る。それから最終温暖化によって極夜低気圧が衰弱するまでの期間のうちにあらわれる温度場には、第7.1図に示したように基本的な二つの型がある。これ等の型はそれぞれかなり特続する場合もあるが、一冬に固定したのではなく互に替ることがあり、その典型的な交替期間は



第7.1図 非対称型

二重極型

20～30日ぐらいである。この二つの型の形成、交替及びこの型がそれぞれ最終温暖化によって夏型に移行する過程を WARM と GOLD の進入、後退等の経路及び強度の特徴により各年にわたって典型的に分類している。しかしこの二つの型の極に対する非対称性は、従来のゾーナルで対称的な輻射冷却によって説明するときは困難であるから、ほかの力の作用も考えなければならぬ。ともあれ対流圏活動の解明に役立つとしてゐることは興味あることであるとしてゐる。

(2) Hugo de la Cruz : Stratospheric Temperature Variation over the Tropical Pacific (Hawaii Institute of Geophysics Report no.23 Aug.1962)

成層圏下部の気温の変動を熱帯について詳細にしらべたぼう大な論文である。1956～1959年にわたって、100, 50, 25 mb の月平均気温のMAPを作成して解析し、その外にも140°E, 170°E に沿う子午面の気温変化についてもしらべた。その結果は赤道地帯の下部成層圏の気温は1月か2月に最低になり、領域を南北に20度ひろげた領域でも同じことがいえることがわかった。50mbの層では気温の変化と帯状風との間には負相関があることが認められ、しかもこの領域の成層圏内においてあらわれる暖気については帯状風より1か月か2か月ぐらい早くあらわれることを示している。100, 50, 25 mb の温度の調和分析をした結果では、50, 25 mb では26か月、24か月、12か月の周期が、100 mb では12か月周期が卓越していることがわかった。

(3) Robert T. Duquet : The January Warm Spell and Associated Large-Scale Circulation Changes (Month. Wea. Rev. Feb. 1963)

シンギュラリティについては、往時かなりはなやかな時期もあったが、その後、取り方の問題や、理論的説明に乏しいためあまり重要視されなかった。だが、アメリカ北東部地点の数十年の気温をもとに、調和解析によって滑らかにした週間値から気温偏差を出して、1月初めの暖かい期間(WARM SPELL)を指摘している。その説明として、前後の700mbの合成図(1947～1962)を用い、ロングウェーブの谷を追跡している。この時期

に低気圧が運ぶ暖気のために起こるとしているが、一方パターンからは、その時北米北西部は低温に近いことになる。しかし WARM SPELL のタイミングと振幅は何か季節的狀態に伴う大循環によることであり、また永年変化は、ほかのインデックスなどにも現われるような大気大循環の変化と平行している。

(4) Joanne S. Malkus : Large-Scale Interactions
(The Sea Phys. Oceanography Vol. I 1961)

大気-海洋の相互作用の問題について、時間空間の種々な場合の詳細な研究を多数まとめたぼう大な論文であり、特に第二次大戦後発達した観測網と高速計算機により数値的に扱えるようになった収支研究を軸としている。

長い期間の変動について、一般式で微小なものとして従来省略されてきた項が時間の単位を長くするとその効果が無視出来ないこと、たとえば太陽放射、境界層の変動(慣性の高い海水層の厚さのわずかな変化が大気及ぼす変化、逆に大気に支配されやすい表面層の変化が持続する場合)等を知るためには精密な観測を必要とすることに簡単にふれている。

結びとして相互作用の問題は想像を絶する程非常に複雑なものであり、流体が熱によって乱される基本的な物理的性質が解明されねばならないこと、それ以上に観測資料の向上が急務であることを説いている。

(5) George S. Benton, and Others : Interaction Between
the Atmosphere and the Oceans (Bul. Amer. Met. Soc. January
1963)

近年、大気-海洋の物理学的理解が急速に発展したがとり残されている部門の一つに大気-海洋の相互作用の問題がある。それは巨視的には大気は放射と潜熱の形で海からエネルギーを受け、再びかえって海の環流にエネルギーと運動量を供給するという初めの段階から、水ばかりでなく酸素、炭酸ガスのようなほかの気体の出入り、塩の分子が降水の凝結核の役をすること、海水噴霧が果たす電氣的役割等々に及んでいる。地球の流体部を構成する大気と海洋は物理的に一体系であり分離すべきものでない。従って相互作用の理解は今後地球物理学発展の核心となる。

この報告は相互作用の本質的なものを明らかにしようとする今までの知識を概

説し、それから発展するために必要な知識と観測設備が何であるかを求めようとしている。その中で海洋の波や環流の運動エネルギーは太陽→海、海→大気、大気→海という間接的な径路で伝えられるのであるが、この第三番目の交換過程が非常に複雑であり未解決な問題が多いと重視している。

(6) 1963年1月の異常気象に関して

1963年1月北陸豪雪は異常気象として注目をあびたが、大気環流のもとに起った異常性はひとり本邦のみならず、北半球の規模の異常な片寄りをもつた気温分布として現われた。このことについてはすでにご承知のことと思われるが、共存する寒冬と暖冬(自然4月号)に解説されているので、説明を省くことにする。海外でも半球的にみた、これ以上の内容のものはまだ見当たらない。ただ下記にあげたものの中には、かなり詳しい実況や月平均700 mbについての北半球風速分布、平均JET等がのっている。

(a) J. F. O'Connor : The Weather and Circulation of January 1963—One of the Most Severe Months on Record in the United States and Europe (Month. Wea. Rev. Apr. 1963)

(b) H. E. Landsberg : Correspondence the Unusual Weather of January 1963 (Month. Wea. Rev. Jun. 1963)

(c) David M. Ludlum : A Wonder of a Winter (WeatherWise Apr. 1963)

この中には、米国でWARM SPELLにつづいて1月中には5回も寒波に見舞われ、本邦と同様雪もひどかった。またヨーロッパでも同様、記録的な異常であったことが示されている。そして氷河期の想像を引き合いに出した人もいる程であった。一方ニュースに乏しいソ連地域やグリーンランド付近の高温はこれまた異常な低温の偏差に数倍するほどであったため半球の平均ではむしろ暖かかったのではないかとさえ考えられている。これに反して南半球では、まずまずの夏形であつたらしい。

ここには気候変動についての文献はのせなかったが、このような1月の異常気象による資料をつかった気候関係の論文も今後多くなつて来ることであらう。

1957年北米における成層圏の温暖化

THE STRATOSPHERIC WARMING OVER NORTH AMERICA IN 1957

RICHARD A. CRAIG AND M. A. LATEEF

Department of Meteorology, Florida State
Univ. Sci. Rpt. No. AF 19(604)-5471

〔概要〕

この報告は1957年1月中旬から2月中旬にかけて北米に起った成層圏の異常昇温の期間について解析した結果を述べる。

急激な *warming* が始まる前までは、一般的には *trough* の前面で $\omega < 0$ 、後面で $\omega > 0$ であった。*warming* が始まると広い範囲で一様に $\omega > 0$ となり、最大値は 25 mb 面で 8 cm/s ($\approx 2 \times 10^{-4} \text{ mb/s}$)、50 mb で 6 cm/s ($\approx 3 \times 10^{-4} \text{ mb/s}$)、100 mb で 4 cm/s ($\approx 4 \times 10^{-4} \text{ mb/s}$) であった。

Divergence は $-\partial\omega/\partial p$ および断熱の式の微分形からも計算した。一般には水平収斂は下降運動と関係していることがわかった。しかし 50 mb で *warming* の起るすぐ前の 2~3 日間とその初期の段階では収斂と下降運動とは対応していなかった。

エネルギー収支では運動エネルギーを含む項は無視し得るほど小さかった。取り扱った区域でのエネルギー変化は期間の全概にわたって殆んど $K \rightarrow P$ の変換であった。運動エネルギーの *source* は周囲の境界と 25 mb 面から流入し、100 mb 面で下へ運ばれていた。

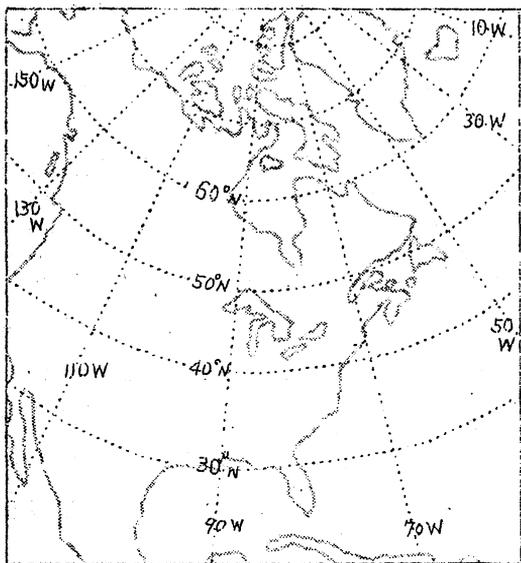
渦度については計算された渦度の時間変化および移流がなめらかに変化しないで信頼性が余りないので十分な解析がなされなかった。しかし成層圏では起き上りの項や垂直輸送の項は無視出来、発散項が渦度の収支に非常に重要に思われる。

1. はしがき

過去 15 年間に高々度におけるゾンデ観測の頻度が増加して成層圏における現象がいろいろ注目され、特に冬期における高緯度では気象学的に著しく活発な地域で興味向けられてきている。Godson and Lee (1958) は *final warming* に極大値を持つ長週期の "temperature wave" が

あることを示し、また多くの人達の研究から成層圏では冬型から夏型に移るときに *final warming* が成層圏循環に基本的な役割をすることが明らかとなった。

1956年から1957年にかけての冬には *final warming* は1月下旬～2月上旬にわたって北米東部、北大西洋西部に起り、第2の中心は資料が不十分のためはっきりはしないがアジア東部に起ったようだ。Teweles (1958), Craig and Hering (1959) はまず気温場および風の場について議論した。そこで次に力学的な要素について調べてみた。すなわち垂直運動の場、発散場、エネルギー収支について解析した。



第1図 この範囲に距離300kmで縦12、横11の格子点が取られた。

使用した資料は100 mb, 50 mb, 25 mbの1日2回のジオポテンシャルと気温(グリッドごとに読み取られた), 範囲は第1図に示された区域である。

シノプティックな解析や ω の詳しい計算方法については前の論文にゆずり、この論文では主に ω のパターンと気温、ジオポテンシャルのパターンとの関係について議論した。

シノプティックな解析や ω の詳しい計算方法については前の論文にゆずり、この論文では主に ω のパターンと気温、ジオポテンシャルのパターンとの関係について議論した。

2. Divergence の計算

Horizontal divergence は連続の式

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = -\frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (1)$$

で ω と結びつけられ、成層圏での ω は非常に小さいので計算された *divergence* の値の信頼性については細心の注意が必要であろう。しかしながらこれは力学的には重要な基本量であるので、*divergence* を計算するいくつかの方法と結果をつぎに述べてみる。

a). 実測風から直接計算する方法、この方法は成層圏では使用出来る風の資料が少ないこと、またほとんど地衡風に近いことから明らかに不適當である。

b). 第2の方法は渦度方程式の各項を計算して求める方法、渦度方程式は次のように書ける。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right)\zeta + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p}\right) = -\zeta \nabla \cdot \mathbf{V} \quad (2)$$

左辺の各項を計算すれば右辺の $\nabla \cdot \mathbf{V}$ の値が得られる。しかし成層圏の風は地衡風に非常によく近似されることから上式で左辺第一項が最も大きく他の項はそれより1桁以上も小さいので、各項が計算されたとしてもそれは第一項の誤差の範囲内にはいつてしまうだろう。それ故この方法からはよい精度が期待されない。

c). 第3の方法は(1)式を用いる方法、 ω の値は各層の各点で求まるから

$$\left(\frac{\partial \omega}{\partial p}\right)_{100 \sim 50} \doteq \frac{\omega_{100} - \omega_{50}}{50 \text{ mb}} \quad (3a)$$

$$\left(\frac{\partial \omega}{\partial p}\right)_{50 \sim 25} \doteq \frac{\omega_{50} - \omega_{25}}{25 \text{ mb}} \quad (3b)$$

上の式から計算した *divergence* を DD という記号で表わす。

d). 第4の方法は上述の方法ほど一般的には使われていないが断熱の式を p で微分して各項を計算して求める。すなわち ω の値は断熱の式

$$\omega = \frac{\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right) T}{\frac{kT}{p} - \frac{\partial T}{\partial p}} \quad (4)$$

から得られる。上式を p で微分して温度風の関係を用いると

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right) \frac{\partial T}{\partial p}}{\frac{kT}{p} - \frac{\partial T}{\partial p}} + \frac{\left[\frac{kT}{p^2} - \frac{k}{p} \frac{\partial T}{\partial p} + \frac{\partial^2 T}{\partial p^2}\right] \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right) T\right]}{\left(\frac{kT}{p} - \frac{\partial T}{\partial p}\right)^2} \quad (5)$$

となり、さらに(4)の関係を用いると次のように書きかえられる。

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right) p \frac{\partial T}{\partial p}}{kT - p \frac{\partial T}{\partial p}} + \frac{\omega}{p} \left[1 + \frac{(1-k)p \frac{\partial T}{\partial p} + p^2 \frac{\partial^2 T}{\partial p^2}}{kT - p \frac{\partial T}{\partial p}} \right] \quad (6)$$

右辺の第一項は等圧面上を動く空気分子が持っている $p \frac{\partial T}{\partial p}$ の実質変化に比例する。この項を "stability term" と呼ぶ。第二項は成層圏では $\frac{\partial T}{\partial p}$, $\frac{\partial^2 T}{\partial p^2}$ が小さいので $\frac{\omega}{p}$ で近似できる。この項を " ω -term", []内を " ω -factor" と呼ぶ。

結局(6)式を用いて *divergence* を計算するわけであるが、 \mathbf{V} に地衡風

を用いることは差支えなからう。成層圏では垂直気温傾度は対流圏より小さいし、しかも三層しかないので問題は $\frac{\partial T}{\partial p}$, $\frac{\partial^2 T}{\partial p^2}$ をどうやって決めるかである。

実際に用いた方法は各点、各時間ごとに気温の垂直分布を最小自乗法で求め、その分布から気温の垂直一次微分と二次微分を計算した。すなわち、気温の垂直分布を次のような $\ln \frac{P_i}{P}$ の二次式で表現出来ると仮定する。($P_i = 100 \text{ mb}$)

$$T = \bar{T} + \alpha \left[1 + A_1 \ln \frac{P_i}{P} \right] + \beta \left[1 + A_2 \ln \frac{P_i}{P} + B_2 \left(\ln \frac{P_i}{P} \right)^2 \right] \quad (7)$$

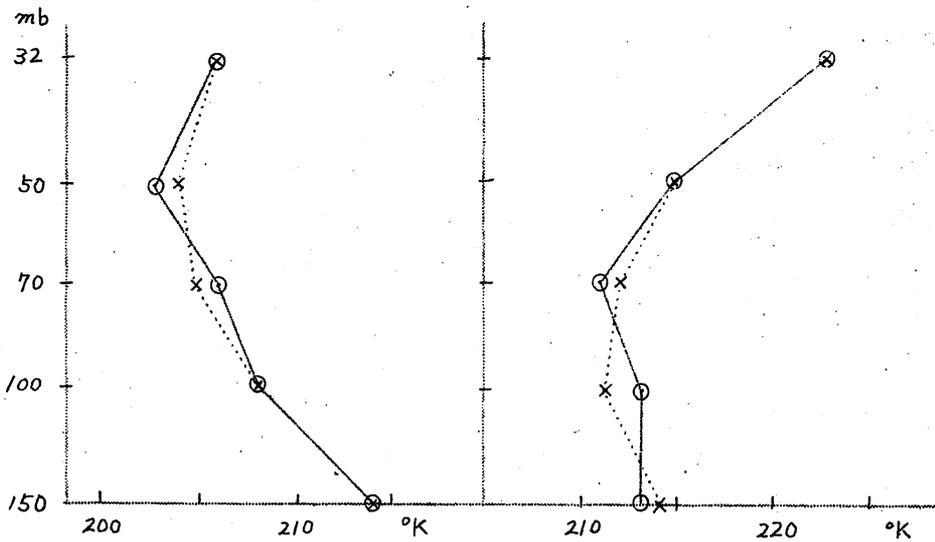
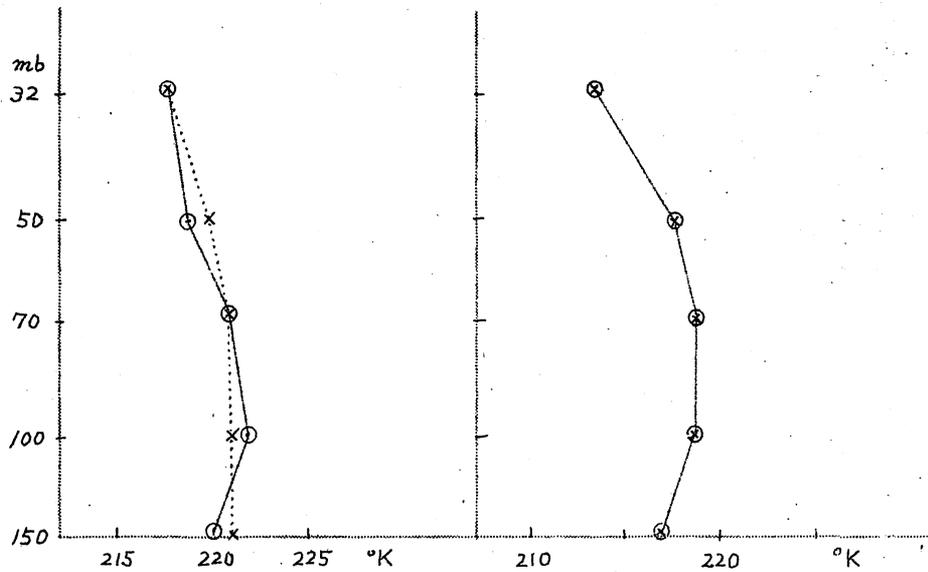
上式で $\alpha = \beta = 0$ ならば等温大気、 $\beta = 0$ ならばほぼ高度に比例して変わる。また $\alpha \neq 0$, $\beta \neq 0$ ならば気温の垂直分布には彎曲がある。さらに(7)式が直交多項式であるならば便利である。それには $\left[1 + A_1 \ln \frac{P_i}{P} \right]$ と $\left[1 + A_2 \ln \frac{P_i}{P} + B_2 \left(\ln \frac{P_i}{P} \right)^2 \right]$ とが直交条件を満足するように A_1, A_2, B_2 を決めればよい。こうして(7)式が直交多項式であると、 A_1, A_2, B_2 は時間や格子点に關係なくいつも一定である。 A_1, A_2, B_2 が求まれば今度は実測の各層の T を使って最小自乗法によって \bar{T}, α, β がきめられる。それ故一般には \bar{T}, α, β の値は各時間各点ごとに変わる。またこうしてきめられた \bar{T}, α, β は直交多項式の性質から二次の項 $\beta \left[1 + A_2 \ln \frac{P_i}{P} + B_2 \left(\ln \frac{P_i}{P} \right)^2 \right]$ を無視しても \bar{T}, α の値は変わらないし、また二次の項の後に三次の項を加えても \bar{T}, α, β の値は変わらない。

いまここで 100 mb , 50 mb の *divergence* を(6)式から求めようとするとき、 100 mb と 50 mb の $\frac{\partial T}{\partial p}$, $\frac{\partial^2 T}{\partial p^2}$ が必要であり、それ故出来る限り 150 mb , 70 mb , 32 mb の気温も使用した。このようにして(7)式で求められた分布と実測とを比べた一例が第2図に示され、両者はかなりよく一致している。

(7)式を微分して A_1, A_2, B_2 の値を用いると

$$\left. \begin{aligned} \left(P \frac{\partial T}{\partial p} \right)_{100 \text{ mb}} &= 2.8108 \alpha - 5.6291 \beta \\ \left(P \frac{\partial T}{\partial p} \right)_{50 \text{ mb}} &= 2.8108 \alpha + 4.990 \beta \\ \left(P^2 \frac{\partial^2 T}{\partial p^2} \right)_{100 \text{ mb}} &= -2.8108 \alpha - 9.7051 \beta \\ \left(P^2 \frac{\partial^2 T}{\partial p^2} \right)_{50 \text{ mb}} &= -2.8108 \alpha - 20.3332 \beta \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

が得られ、更に(6)式で *divergence* を計算する時各層でこの $P \frac{\partial T}{\partial p}$, $P^2 \frac{\partial^2 T}{\partial p^2}$ をスムーズした値を使った。このようにして得られた *divergence* を DT と書き表わす。



第2図 実線と○印は実測，点線と×印は最小自乗法から決められた垂直気温分布。

上は1月17日03Z，下は2月4日03Zの例

つぎに $DD(100\text{mb} \sim 50\text{mb})$ と $\{DT(100\text{mb}) + DF(50\text{mb})\}/2$ とを比較してみる。次の第1表は両者の相関係数である。大部分は $0.7 \sim 0.9$ の間にあり、もっとも低い値は 0.41 でつぎが 0.57 である。この結果から DD ,

第1表

日付	r	日付	r	日付	r
Jan. 17	0.86	27	0.84	6	0.41
18	0.76	28	0.75	7	0.62
19	0.57	29	0.89	8	0.68
20	0.77	30	0.85	9	0.79
21	0.82	31	0.75	10	0.75
22	0.70	Feb. 1	0.73	11	0.90
23	0.64	2	0.57	12	0.65
24	0.66	3	0.70	13	0.73
25	0.91	4	0.71	14	0.90
26	0.83	5	0.77		

DT のいずれで計算しても大体において信頼し得るような *divergence* の値が得られるものと思われる。両者の細かいパターンでは差はあるが、*large-scale* なパターン（特に時間的な連続性については）はよく一致した様子を示しているように思われる。

ここで DT 法で計算された *divergence* のパターンについてみる。まず ω と $\frac{\partial \omega}{\partial p}$ との関係を試みる。第2表に両者の一次相関係数が表に示されている。この表からすべて $\omega(\frac{\partial \omega}{\partial p}) > 0$ され故 $\omega > 0$ で $\frac{\partial \omega}{\partial p} > 0$,

第2表

日付	100mb	50mb	日付	100mb	50mb	日付	100mb	50mb
Jan. 17	0.87	0.68	27	0.89	0.72	6	0.32	0.70
18	0.60	0.75	28	0.93	0.72	7	0.44	0.73
19	0.79	0.61	29	0.92	0.71	8	0.70	0.80
20	0.87	0.14	30	0.87	0.48	9	0.62	0.91
21	0.90	0.43	31	0.76	0.44	10	0.43	0.36
22	0.89	0.67	Feb. 1	0.86	0.34	11	0.92	0.63
23	0.75	0.75	2	0.42	0.30	12	0.46	0.83
24	0.77	0.71	3	0.84	0.11	13	0.66	0.95
25	0.89	0.71	4	0.50	0.56	14	0.79	0.71
26	0.88	0.63	5	0.71	0.66			

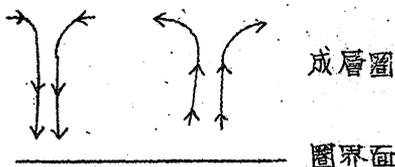
すなわち下降流で $-(\frac{\partial \omega}{\partial p}) = \text{div} < 0$ 収斂ということになる。反対に上昇流では発散となる。このことから成層圏では第3図のような循環が成り立っていることが想像される。またこのことを別の見方をすると第4図のように高度が高くなると ω の値が小さくなることが示される。相関係数はすべて正であるけれども、

divergence のパターンの時間的変動を見るとき物理的あるいは循環系の模様がよく表わされている。すなわち1月の終わり頃までは両方の層の相関係数は一般に 50mb より 100mb の方が大きい。

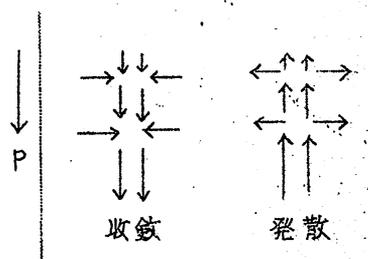
1月17日～1月20日の間に北米中部から大西洋まで移動した *trough* の西側に下降運動と収斂、東側に上昇運動と発散が見られる。第6図にこの関係が示されている。1月20, 21日に西方に *trough* が現われて 50mb の相関係数は着しく小さくなっている。これはカナダ

北西部で優勢な下降地域に *divergence* の場があるためである。従ってこの時には第5図に示すように 25mb の ω は 50mb のものより大きかったのであろう。1月21～29日の間は下降と収斂、上昇と発散の関係がよく対応している。1月30日から数日間はこの関係が悪くなっているが、その後は再びよくなっている。ただ2月10日にぽつんと相関の悪いのがあるがこれは西側の地域で一致が悪くしかも1回しか現われていないのでこれについては一応保留しておく。

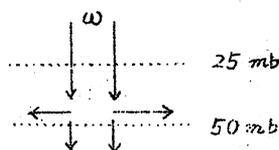
2月7日以後の 100mb のパターンについては説明がむずかしい。第2表で2月4日～12日に低い相関係数が出ている。これは第9図からわかるように全体として $\omega > 0$ であるが一方 *divergence* のパターンは比較的 *small-scale* の模様を示している結果と考えられる。またこの時の対流圏の状態を調べてみると、この *small-scale* の *div.* および *conv.* の中心は対流圏の *short-wave* の擾乱と関係がありそうだった。しかし ω のパターンには何らかの理由で現われなかったのかもしれない。またチェックの意味で



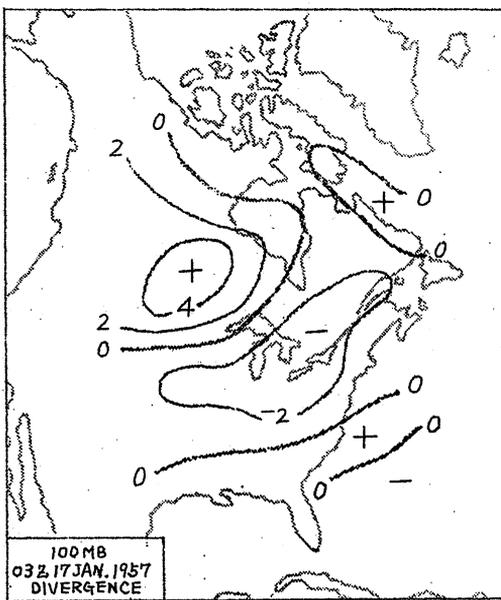
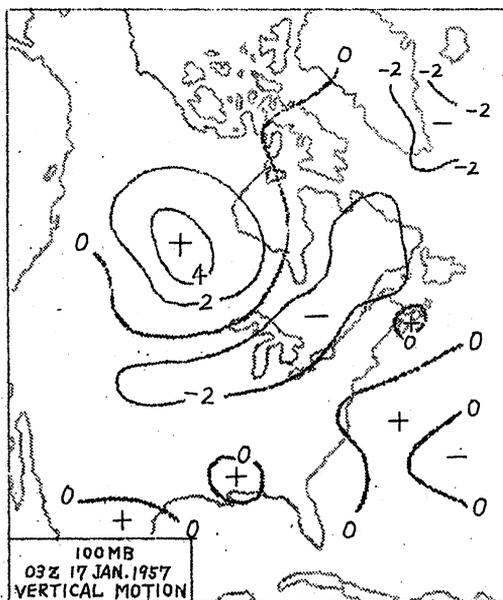
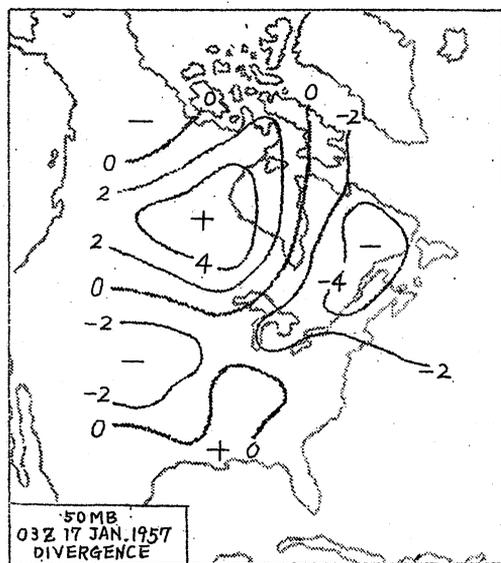
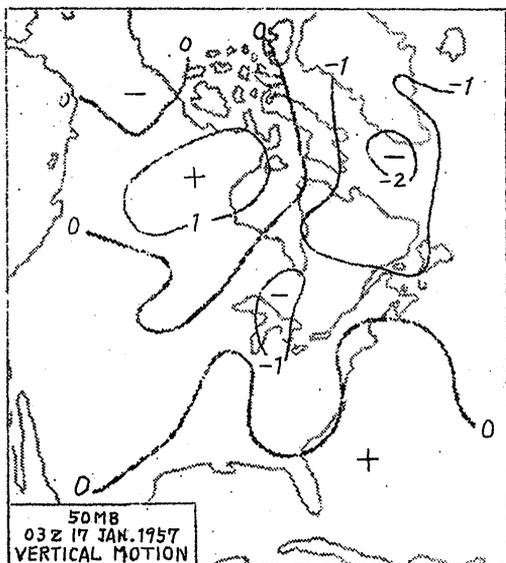
第3図



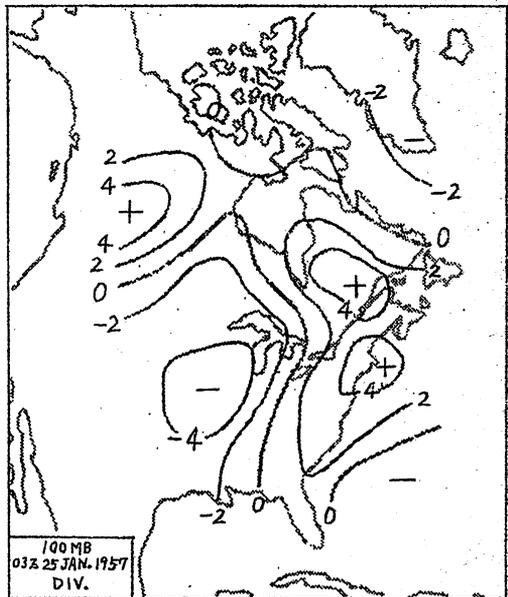
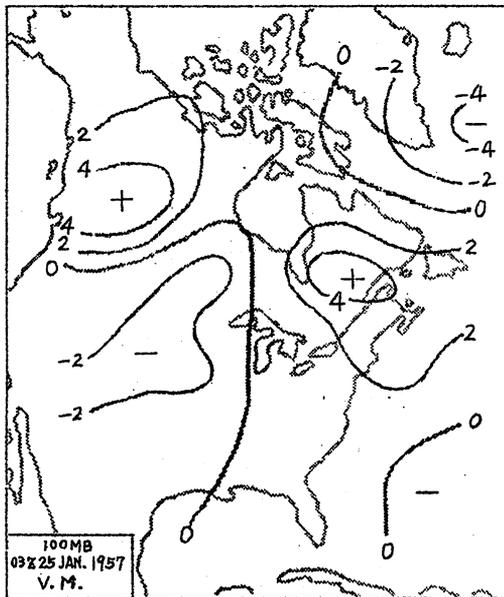
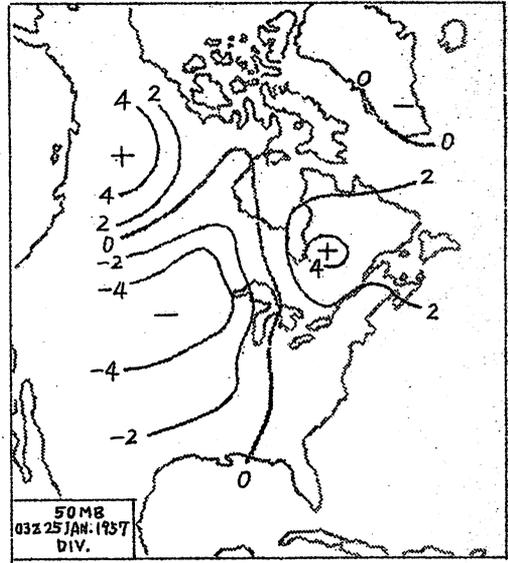
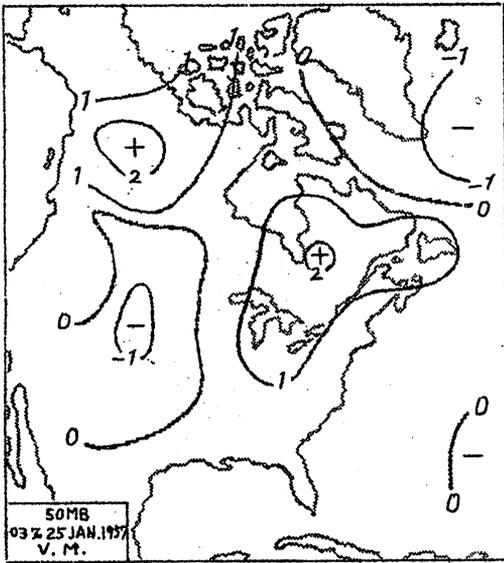
第4図



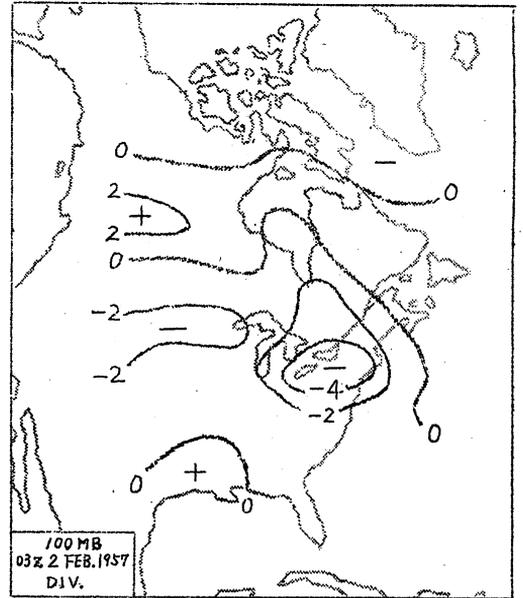
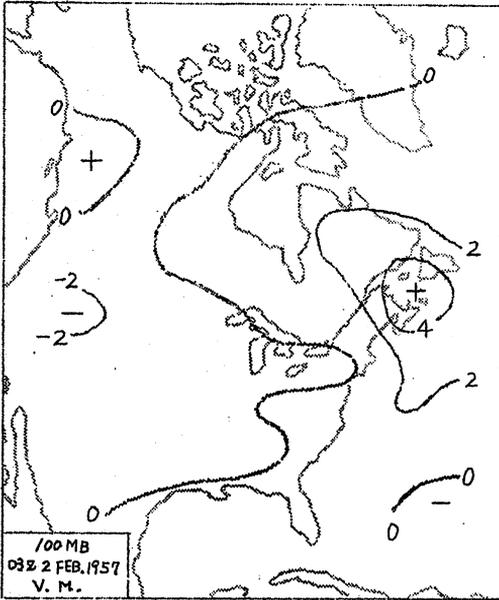
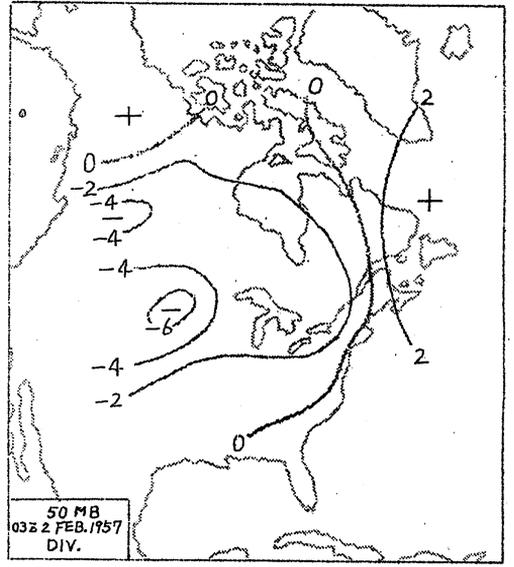
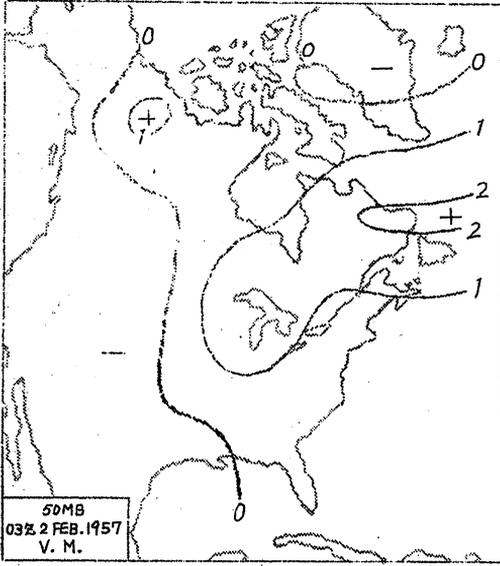
第5図



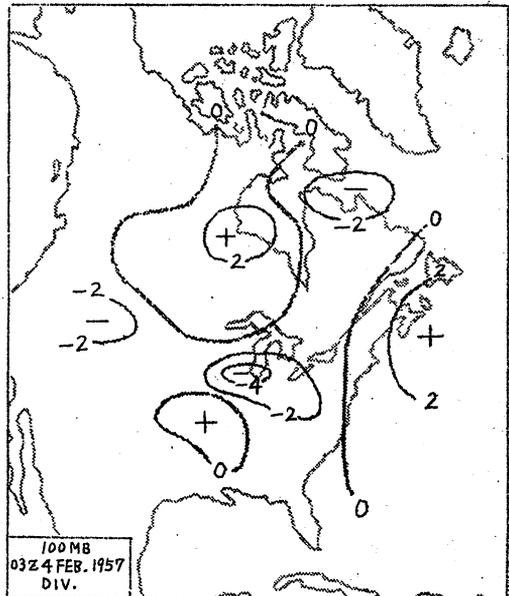
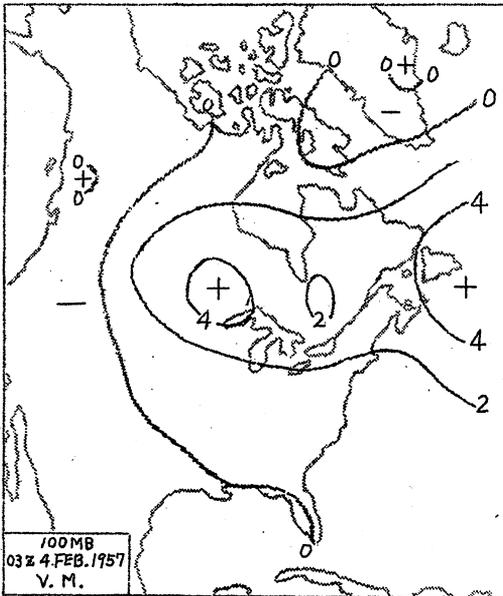
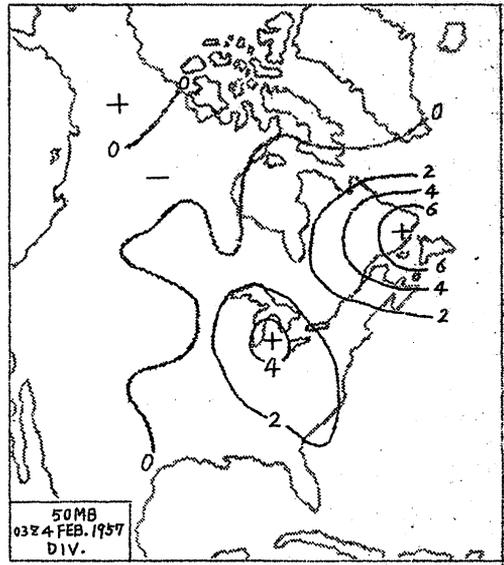
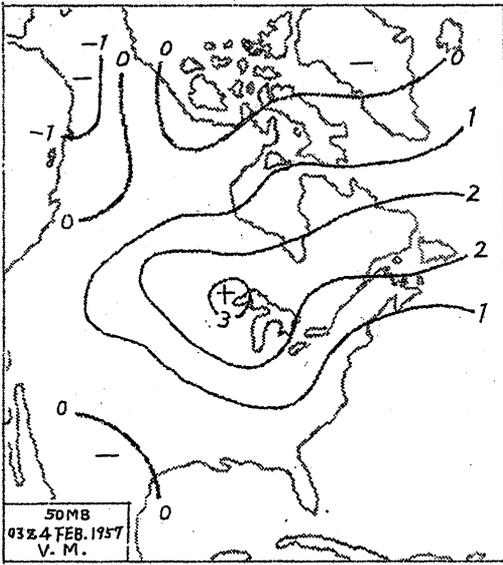
第6図 左側 ω ($10^{-6} \frac{mb}{s}$), +: 下降, -: 上昇, 右側 $div.$ ($10^{-6} sec^{-1}$),
+: 収斂, -: 発散. 上段 50mb, 下段 100mb.



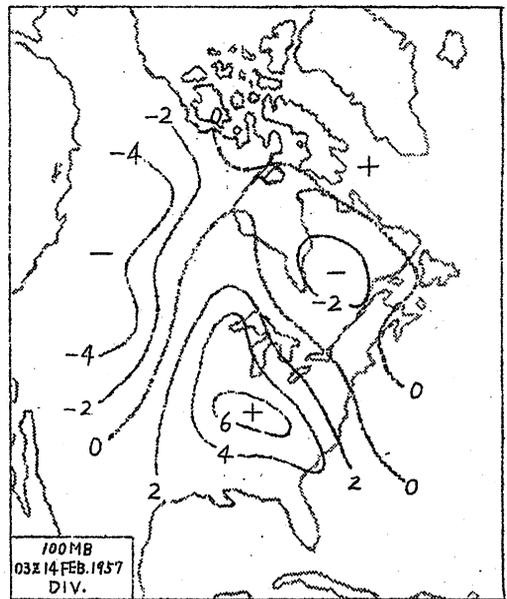
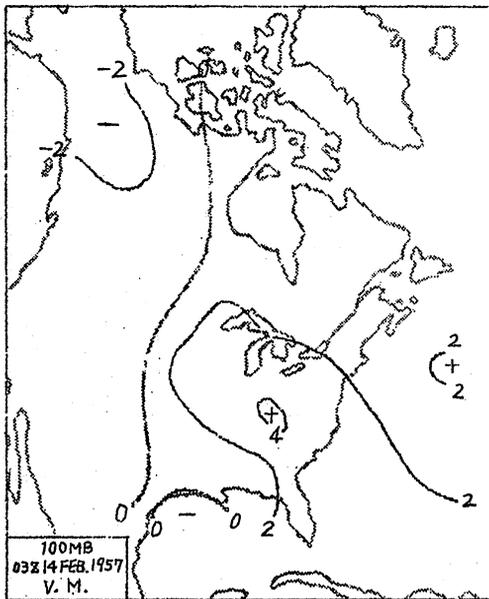
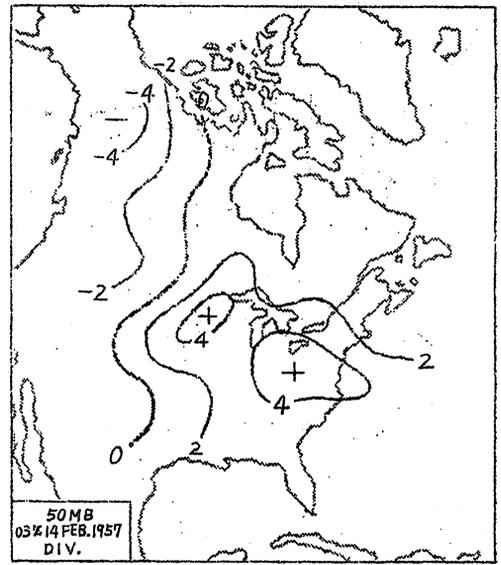
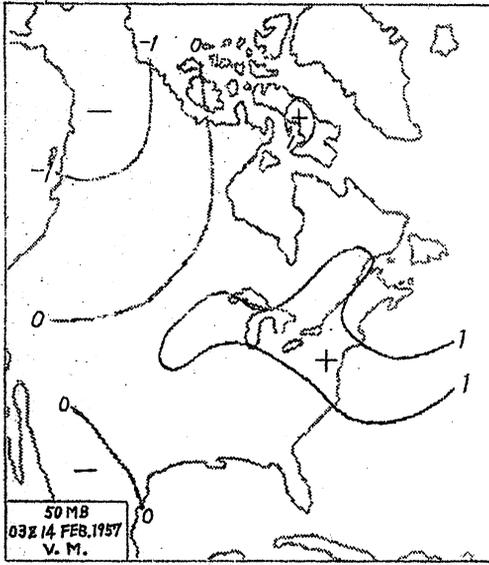
第 7 図 (説明は第 6 図に同じ)



第 8 図 (説明は第 6 図に同じ)



第 9 図 (説明は第 6 図に同じ)



第 10 図 (説明は第 6 図に同じ)

DD法で計算した100 mb ~ 50 mbの平均の *divergence* のパターンを調べてみたが非常に似ている分布が得られているので上述の結果は信用出来るだろう。さらに対流圏の *short-wave* の擾乱と成層圏との関係をみるには *div.* の方が都合がよいかも知れない。

以上は大まかな計算法から得られた *divergence* を使ったの解析であるが、さらに信頼性の高い解析がなされることが望ましい。

3. Kinetic energy の収支

成層圏での興味ある問題の一つに運動エネルギーの生成と消費の問題がある。ここではエネルギー収支の各項の大きさを評価した結果について述べる。用いた式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau} \rho K d\tau = & -\frac{1}{g} \int_P^{P_0} \oint K V_n dL dp - \frac{1}{g} \int_P^{P_0} \frac{\partial}{\partial P} \left(\int_A \omega K dA \right) dp \\ & - \frac{1}{g} \int_P^{P_0} \oint \phi V_n dL dp - \frac{1}{g} \int_P^{P_0} \frac{\partial}{\partial P} \left(\int_A \phi \omega dA \right) dp \\ & - \frac{R}{g} \int_P^{P_0} \int_A \frac{\omega T}{P} dA dp - \int_{\tau} D d\tau \end{aligned} \quad (9)$$

ここに、 τ : 周辺の境界と100 mbと25 mbで囲まれた大気の体積、 V_n : 扱われた体積の側面に垂直な風の成分、 L : 同じく周辺の長さ、 A : 扱われた範囲の面積、 D : 単位体積あたりの摩擦消費、 P : 25 mb、 P_0 : 100 mb、その他は普通に用いられている通り。各項の意味はおわかりのことでしょうが、ただ右辺の最後の項は解析される *scale* とそれより小さい *scale* との間でやりとりされるエネルギーも含まれる。ここで一番厄介な項は最後の二つの項である。すなわち右辺の第五項はいわゆる $\overline{\omega \alpha}$ の項で位置エネルギーと運動エネルギーとのやりとりを表わす項で大循環的に見てもっとも重要視されている量の一つである。前述のように ω は計算により間接的に求まる量であり、しかも成層圏では対流圏に比べて1-orderあるいは2-orderも小さいと思われる。それ故定量解析する場合 ω の値が敏感に影響してくるだろう。さらに上述のことに関連し右辺の最後の項は残差として求まるので各項のいろいろの誤差も含まれてきてしまう。しかし最近 *Palmen* (1960) は摩擦項に関して(9)式を使って議論している。

ここで成層圏のエネルギー収支に關する二つの論文についてみる。まず Whit & Nolan (1960) は北米大陸上 200mb ~ 25mb の範圍で 1957 年 1 月 28 日 ~ 2 月 3 日の 7 日間について (9) 式の第五項のみを計算した。その結果 (一) すなわち運動エネルギーから位置のエネルギーに変換していることを示した。他の項を計算していないが彼等は成層圏の運動エネルギーは上下の層との相互作用を通して供給されると推論した。

また Jensen (1960) は 1958 年 1 月の資料で 20°N ~ 80°N, 地面 ~ 50mb の大気で上の層との相互作用はないとして同じ項を計算した。成層圏の部分についての結果として、第五項を *mean* と *eddy* とに分解して *eddy* の中のある部分は (一) であったが第五項全体としては (十) すなわち位置エネルギーから運動エネルギーへ変換していることを見出した。

上述のように取り扱った範圍や期間がちがっているにしても全く逆の結果が出ているが現在のところどちらがどうであるということはいえきれない。

計算については垂直積分は梯形法則すなわち

$$\int_{25\text{mb}}^{100\text{mb}} f(p) dp \doteq (25\text{mb}) \times \frac{f(25) + f(50)}{2} + (50\text{mb}) \times \frac{f(50) + f(100)}{2}$$

$$= (12.5\text{mb}) [f(25) + 3f(50) + 2f(100)] \quad (10)$$

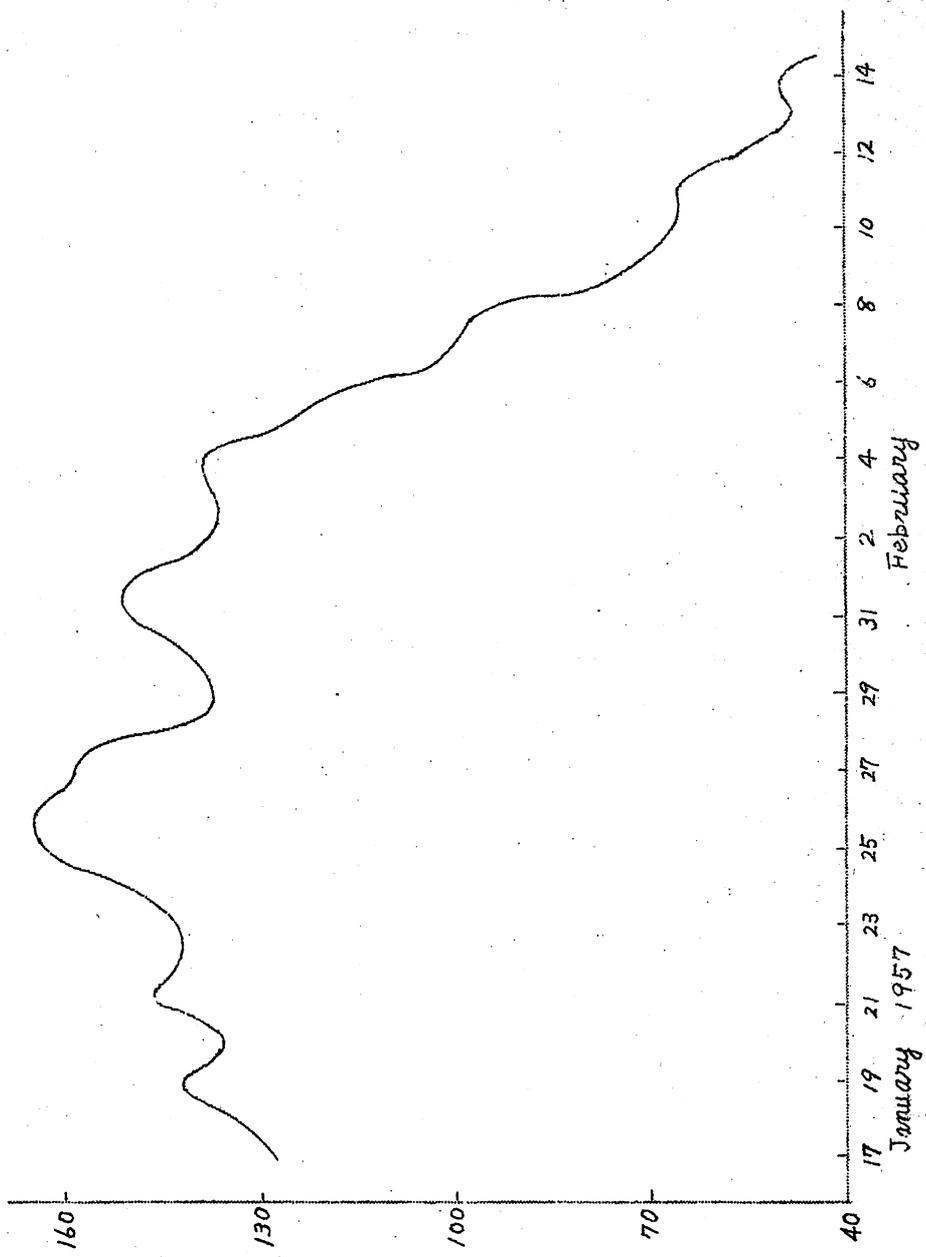
を使用した。また右辺は 1 日 2 回の観測から計算した。

つぎに結果について述べる。(9) 式の左辺の運動エネルギーの時間変化 K が第 11 図にグラフにしてある。ここで第 8 図は $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$ の重みを持った 3 個の移動平均がしてある。第 8 図によれば四つの段階に分けられる。すなわち

- a) 1 月 17 日 ~ 1 月 25 日 K は短週期の変動をしながら次第に増加する。
- b) 1 月 26 日 ~ 2 月 3 日 K は次第に減少する。この期間 *warming* は 25mb に現われたがまだ全層にわたっていない。
- c) 2 月 4 日 ~ 2 月 8 日 K は急に減少、50mb, 100mb に急激に温度上昇が始まった。
- d) 2 月 9 日 ~ 終わりまで K は急にではないが連続的に減少する。全層にわたって *warming* が完成してしまっていた。

第 3 表に各段階ごとに (9) の各項の計算値が示される。

表から明らかかなように K を含む項は無視し得る程に小さいことがわかる。この研究で最初と最後の風の場をみると明らかに運動エネルギーの大きな



第11図 運動エネルギーの時間変化

total kinetic energy (10^{24} ergs)

変化が認められるが、これに上記の項は余り寄与せず他の大きな項の差が寄与したことが知られる。aの期間ではエネルギーは周囲の大気から ϕV_n , $\phi\omega$ を通して体積内に入り、体積内の位置のエネルギーへの変換と摩擦とに

第3表 (+は体積内のKの増加を意味する。) $\times 10^{24}$ erg/hour

項 \ 期間	a	b	c	d
$\partial K / \partial t$	0.2	-0.1	-0.6	-0.2
KV_n	-0.6	-1.1	0.6	0.3
$K\omega$	0.1	0.1	-0.6	-0.4
ϕV_n	23.7	6.2	148.3	86.1
$\phi\omega$	24.9	69.9	-38.7	-73.8
ωd	-16.5	-46.5	-74.6	-37.7
D	-31.8	-28.5	-34.4	25.7

消費されている。bの期間もほぼ同様な関係にあるが、cおよびdの期間になると ϕV_n を通してのエネルギーの流入が増大したが $\phi\omega$ は(-)になった。 ωd はいぜん運動エネルギーから位置のエネルギーへの変換を示している。特に向題となる変化はDの項の符号がdの期間に(+)に変わったことである。普通この項は運動エネルギーのsink(すなわち-)として考えられており、初めの3期間の値(約 $-13.7 \times 10^2 \text{ erg} \cdot \text{mb}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)は他の研究(どの研究か明示されていない)の $-4 \times 10^2 \text{ erg} \cdot \text{mb}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ に比べてまあまあ信用出来る値である。D項が(+)であることについてはJensenの結果によれば(+)になった例もあり、現在のところなんとも判断出来ない。これは前述のように残差として求めているのでこの解析より小さいscaleからのエネルギーの生成があったのか、それとも他の項のいろいろの誤差の積ったものか、この点については将来の研究にまたねばならない。

また $\phi\omega$ からこの期間を通して運動エネルギーは25mb以上の大気から獲得され、100mb以下の層へと流出しており、しかし期間の初めでは流出量より獲得量が多く、終わりでは獲得量より流出量が多かったことがわかる。

4. 渦度について

渦度解析については詳しく議論されておらず、結論らしいものもないので省略する。

5. 要約

結論を要約すると次のようである。

Divergenceの議論ではDD法とDT法とからdivergenceを計算してみたが大体同じ結果が得られた。下降運動と収斂とはよく対応している。しか

し時折りこの関係がくずれることがあった。たとえば50mbで *warming* が始まりかけた時には50mbにおける ω と *divergence* との相関が悪かった。エネルギー収支の議論では

- ① 閉じた区域でなかったので周囲からのエネルギーの流入が一番大きかった。
- ② この期間を通して運動エネルギーから位置のエネルギーに転換していた。
- ③ 現存の運動エネルギーの形での時間変化、水平垂直方向の移流量は無視し得るほど小さい。
- ④ 25mbより上の大気はエネルギーの *source* として、また100mbより下の大気は *sink* として重要であった。
- ⑤ 上記の *net* の効果は期間の初めではエネルギーの獲得であったが、終わりでは流出であった。

最後に、紹介着の勝手な意見を加えたり、原論文から落とした部分もあって、論旨が一貫していないと思いますがどんなことをやったかぐらいでもつかんでいただければさいわいです。

Reference

1. Craig, R. A. and R. S. Hawkins, 1962: On procedures for computing meteorological quantities in the stratosphere with the IBM 650. Sci. Rpt. No. 4, AF 19(604)-5471, The Florida State Univ., 16 pp.
2. Craig, R. A. and W. S. Hering, 1959: The stratospheric warming of January - February, 1957. J. Meteor., 16, 91--107
3. Craig, R. A. and M. A. Lateef, 1961: The stratospheric warming over North America in 1957, III, Height, temperature, vorticity and vertical motion at the 25 mb surface. Sci. Rpt. No. 3, AF 19(604)-5471, The Florida State Univ., 17 pp.
4. Craig, R. A. and M. A. Lateef, 1962: Vertical motion during the 1957 stratospheric warming. J. Geoph. Res., 67, 1839-1854.

5. Craig, R. A., M. A. Lateef, and R. A. Mitchem, 1961a: The stratospheric warming over North America in 1957, I, Height, temperature, vorticity and vertical motion at the 100 mb surface. Sci. Rpt. No. 1, AF 19(604)-5471, The Florida State Univ., 22 pp.
6. " 1961b: " , II, Height temperature and vertical motion at the 50 mb surface. Sci. Rpt. No. 2, AF 19(604)-5471, The Florida State Univ., 16 pp.
7. Godson, W. L. and R. Lee, 1958: High-level fields of wind and temperature over the Canadian Arctic. Beitr. Phys. der Atmosphäre, 31, 40-68.
8. Hare, F. K., 1960: The disturbed circulation of the arctic stratosphere. J. Meteor., 17, 36-51.
9. Jensen, C. E., 1960: Energy transformation and vertical flux processes over the Northern Hemisphere. Sci. Rpt. No. 1, AF 19(604)-6108 Mass, Inst. of Tech., 272 pp.
10. Palmen, E., 1960: On generation and frictional dissipation of kinetic energy in the atmosphere. Societas Scientiarum Fennica Commentation Physico-Mathematicae, XXIV. 11.
11. Scherhag, R., 1952: Die explosionsartigen Stratosphärenenerwärmungen des Spätwinter 1951/1952. Berichte des Deutschen Wetterdienst in der U. S. - Zone, No. 38, 51-63.
12. Teweles, S., 1958: Anomalous warming of the stratosphere over North America in early 1957. Mon. Wea. Rev., 86, 377-396.
13. Teweles, S. and F. G. Finger, 1958: An abrupt change in stratospheric circulation beginning in mid-January 1958. Mon. Wea. Rev., 86, 23-28.
14. Warnecke, G., 1956: Ein Beitrag zur Aerologie der Arktischen Stratosphäre. Meteor. Abhandlungen, Freien Univ. Berlin, III, 3, 60 pp.
15. White, R. M. and G. F. Nolan, 1960: A preliminary study of the potential to kinetic energy conversion process in stratosphere. Tellus, 12, 145-148.

(气象研究所 森 信成)

気候変化の数値実験的研究

—特に垂直安定度の効果について—

E.B. KRAUS AND E.N. LORENZ

*A Numerical Study of the Effect of Vertical Stability,
Monsoonal and Zonal Circulation, Change of Climate,
Arid Zone Research No. 20, Proceeding of the Roma
Symposium., UNESCO, 1963, 361-372.*

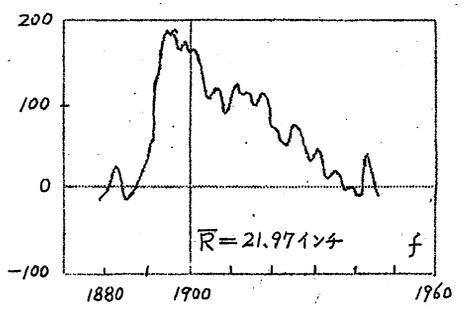
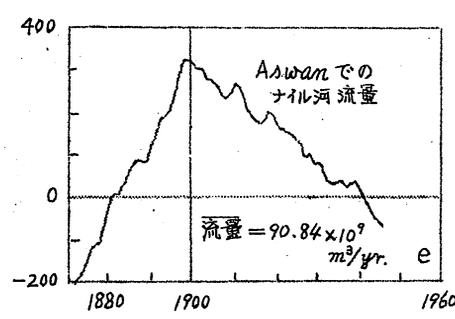
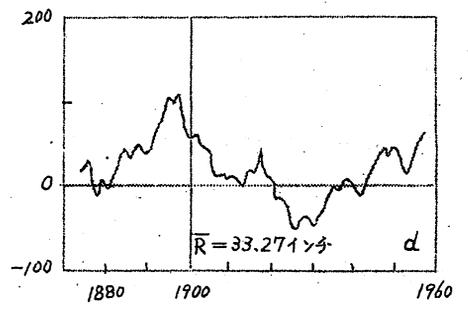
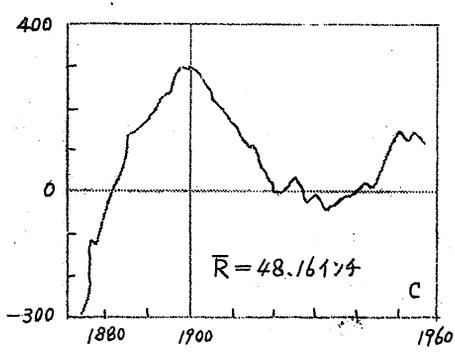
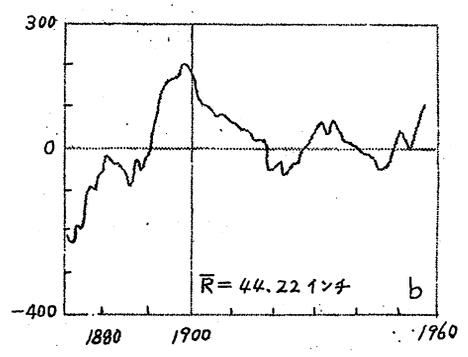
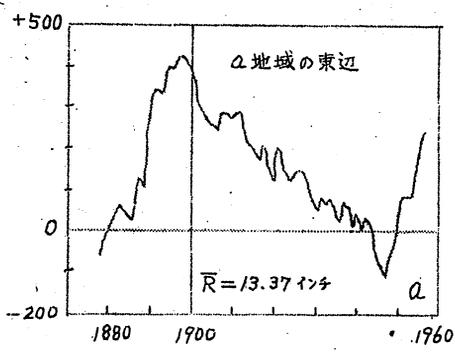
1. 序にかえて

最近100年間の気候をしらべた Kraus (1960) は、二十世紀のはじめから、低緯度で雨量が少なくなり、中高緯度で気温が上昇していることを認め、さらにこの関係は1945年頃から逆転の傾向にあることを明らかにした。そして彼は、このような気候変化は大気の垂直安定度の変化(放射による冷却率の垂直傾度の変化)による可能性があることを強調した。

一方 Lorenz (1957, 1960a, 1960b) は、大気大循環の研究において大気の垂直安定度 σ の時間的变化を無視し得ないことを強調し、 σ の変化を矛盾なく含み得る数値予報のモデルを提出した(これまでの準地衡風モデルでは σ の時間的变化をエネルギー的に矛盾なく導入することは出来ない)。この両者が協同して、Kraus の仮説が果たして妥当であるかどうかを、Lorenz のモデルで検討してみたのがこの論文の内容である。おそらく気候変化の研究に数値実験的手段を用いた最初のものであろう。

2. 最近の気候変化

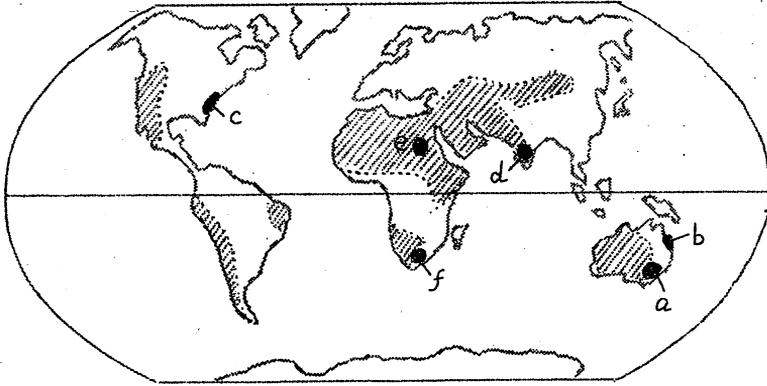
最近(気象観測が開始され今日に至るや約100年間)の気候変化の最も顕著なものの一つは、二十世紀のはじめから起こった低緯度の乾燥地帯の赤道側や東辺での急激な年降水量の減少である(第1図, b, d, f)。そして同様な現象が温帯の大陸東岸でも生じている(第1図, a, c)。後者の場合に相当する東南オーストラリアのa領域は、西側に冬多雨型の半乾燥気候帯(地中海型気候)、東側の海岸部は典型的な東岸気候(降水量が年を通して比較的一様であるが、夏に極大が現われる)となっているが、資料を詳しくしらべてみると、第1図aのように東海岸の降水量が減少したのは、上述の気候帯の境界が東方へ偏倚したためであることがわかる。



第1図 1881-1940の平均からの偏差(%で表わした)の積算曲線。それぞれの地域は第2図に示した。eをのぞいてはすべて年降水量に対する曲線。

さらに、低緯度の乾燥化にともなって、中高緯度の多くの領域(特に極地帯や温帯の大陸西側)で温暖化が生じている。温帯の大陸西側の温暖化は、やはり気候帯の境界の東方への移動から説明できる(海洋性気候が大陸西部に侵入したと考える)。

以上のことから、低緯度の乾燥化と温帯での気候帯の東方への偏倚との間に密接な関係があるらしいことが暗示される。ところで、1945年ごろから、気候変化の方向は逆転した。すなわち、低緯度や大陸の東岸地帯で降雨量は



第2図 第1図に示した各地域の位置と乾燥地帯(斜線の区域)の分布

増し、中高緯度の温暖化傾向はなくなっている。これに付随して気候帯の西方への移動(気圧系の西方への偏倚と関連する)が起っていると考えられるが、これはオーストラリアやアメリカの東海岸に達する熱帯性低気圧が、それ以前の40年向とくらべて、より *easterly course* をとる顕著な傾向が現われていることと関係があるのであると思う。

3. 上層風と降雨との関係

高層観測の資料は現在まだ10~15年向程度しかないので、上述のごとき100年向に及ぶ期間に起こった気候変化を三次元的に直接しらべることが出来ない。しかし、地上における冷たくて湿った状態あるいは暖かくて乾いた状態に対応する循環系をしらべることが、この短い期間の資料からでも、ある程度可能である。

第1表に300 mbの帯状風速¹⁾と東南オーストラリア(第2図a地域)の降雨量との向の順位相関係数²⁾を示した。

東側斜面や海岸地方では、偏西風が強いと夏季の雨量は減る(年降水量も減少)。また西部の平原地域では、偏西風が強いと冬季の雨量は増し、夏季

1) どのような領域で計算したかは示されていない。

2) 順位相関係数 (*ranking correlation coefficient*)。スピアマンにより提唱されたもので、たとえばここでの場合、風速の大きい順、降雨量の多い順にそれぞれ1, 2, 3, ---と番号をつけ、その番号向の相関をとる。同じ年の番号の差をdとし、相関をとる年数をNとすると、相関係数は $1 - 6 \sum d^2 / (N^3 - N)$ となる。

第1表 300mbの帯状風速と降水量との
順位相関係数 r_R 、東南オーストラリア(1945-1959)

地点	r_R	
	冬	夏
西部平原(冬多雨型の半乾燥地帯)		
Wentworth	0.81	-0.74
Euston	0.92	-0.94
Balranald	0.83	-0.65
Hay	0.85	-0.41
Deniliquin	0.75	-0.62
東部斜面及び沿岸(夏多雨型の湿潤地帯)		
Adaminaby	0.18	-0.82
Cooma	-0.17	-0.75
Bega	0.14	-0.78
Sydney	-0.26	-0.65
標準偏差	±0.28	±0.30

像できる。また、まだ解析されていないが、亜熱帯の大陸東岸でも同様な関係が多分存在するであろう。

4. 物理的要因

§2で述べた気候変化は、半世紀あるいはそれ以下の比較的短期スケールの短い現象である。そしてこの変化は、高緯度の地表気温と低緯度の降水量に夏の相関のある現象でもある。気候変化の要因として、現在までに提出されているうちの大部分は、この様な現象をうまく説明できない。特に太陽常数の増加、CO₂量の増加、混濁度の減少あるいは海洋面の温暖化などは、地表気温の上昇を説明することは出来るが、この場合下向きの気温の上昇に伴い大気の不安定度を増し、対流現象を活性化し、そのため降水量を増加させるおそれがある。

他方、オゾン量の変化に原因を求めると矛盾なく説明できそうである。下部成層圏と上部対流圏でオゾン量が増すと、圏界面付近の温度が上昇し、圏界面の高さは低くなる(これらは圏界面や上部対流圏での放射冷却率の減少により生ずる)。それと同時に地表気温をも上昇させる。そして前者は低緯度で顕著であり、後者の効果は高緯度で大きく現われる(Kraus, 1960参照)。結局、圏界面付近のオゾン量が増すと、高緯度で地表気温の上昇が顕著になり、一方低緯度では垂直安定度が強まり(上向きの冷却が弱まるから)、それで小さな擾乱は抑制され、降雨回数が減少し降雨量が少なくなる過程が考えられるのである。

は減少している。この場合、年雨量の増減はほとんどないが、上向きの風が強いと、地中海型気候がより強く(冬はより湿潤に、夏はより乾燥する)現われる。この地域はすでに述べたとおり、西に地中海型気候、東に東岸型気候を持つ境界にあり、強い西風により、この境界が東にずれることを示している。

以上のことから、今世紀のはじめから1945年ごろまで上向きの西風が強かったであろうと想

上述の仮説は、間接的にはオゾン量の増加、直接的には大気の垂直安定度の増大にその原因を求めている。この仮説の当否を検討するため、いろいろな垂直安定度 σ^* を外因的（強制的）に与えたときいかなる変化が起こるか、特に σ^* を増加させた場合、対流現象の減少・小規模な擾乱の抑制（大気の垂直安定度 σ が、 σ^* を大きくしてやると大きくなるかということ）、準定常な気圧系の東方への偏倚、上夕の西風の増大が果たして起こるかどうかをしらべる。

5. 計算モデル

外因的な垂直安定度 σ^* をいろいろ変化させるということは一寸わかりにくいかも知れない。この場合について具体的に述べれば次のようである。運動がない場合、大気は放射過程によりある平衡状態に達するが、その放射平衡温度を T^* とすると、大気の放射による加熱冷却は $j(T^* - T)$ により大雑把に近似し得る。この T^* の垂直分布から σ^* がきめられるが、この T^* や σ^* は大気の組成要素（水蒸気、 O_3 、 CO_2 など）の多少やその垂直分布または雲の分布状態により変化する量である。

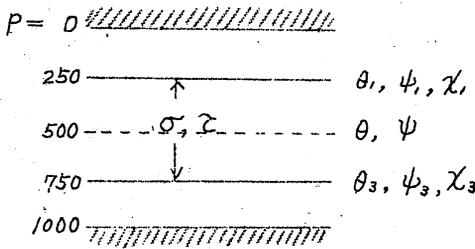
さてこの様な σ^* を強制的に与える場合、モデル大気の σ はどの様になるかを調べるには、垂直安定度の時間的変化を考慮し得る計算モデルが必要である。*primitive* 方程式を用いれば問題はないが、計算安定度や計算時間の点でまだ難がある。従来の準地衡風モデルでは σ の時間空間的变化を導入し得ない（エネルギー保存の関係が破れる）。それで登場したのが Lorenz モデルである。彼はエネルギー的に矛盾がなく、しかもかなり簡略化された予報式を巧妙につくりあげた。ここでは詳しい説明は省略し、結果として得られた式を掲げる。

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = V_g \cdot \nabla (f + \sigma) + f \frac{\partial \omega}{\partial p} + \underline{V_a \cdot \nabla f} + \text{摩擦項} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = (V_g + \underline{V_a}) \cdot \nabla \theta - \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} + \text{非断熱項} \quad (2)$$

$$\frac{C_p}{p\kappa} \nabla^2 \theta = - \nabla \frac{\partial}{\partial (p\kappa)} (f \cdot \nabla \psi) \quad (3)$$

ここで V_a は非地衡風成分、 ψ は流函数。普通の準地衡風モデルと違う点は、渦度方程式 (1) に非地衡風 V_a によるコリオリ項の移流が含まれ、熱力学式 (2) に $V_a \cdot \nabla \theta$ が省略されずに残ることである。(3) 式は上下のパターンの間に地衡風バランスが成立していることを示す *thermal wind* の式



第 3 図

である。このため Lorenz モデルは半地衡風モデル (semi-geostrophic model) とも呼ばれている。もっとも簡単な二層モデルは第 3 図のようになる。ここで θ_1, θ_3 は温位, ϕ_1, ϕ_3 は流函数であり, また

$$\begin{cases} \theta = \frac{1}{2}(\theta_1 + \theta_3), & \sigma = \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_3) \\ \psi = \frac{1}{2}(\psi_1 + \psi_3), & \tau = \frac{1}{2}(\psi_1 - \psi_3) \end{cases}$$

χ_1, χ_3 は速度ポテンシャルを示すが, 今大気の上層と下層で $\omega = 0$ とすれば $\chi \equiv \chi_3 = -\chi_1$ となる。

$$\begin{pmatrix} 0 = \omega_0 - \omega_{p_0} = \int_0^{p_0} \text{div } \mathbf{V} dp \approx \frac{p_0}{2} (\text{div } \mathbf{V}_1 + \text{div } \mathbf{V}_3) \\ = -\frac{p_0}{2} \nabla^2 (\chi_1 + \chi_3) \end{pmatrix}$$

つぎに摩擦項 F は, 次の様にする。

$$\text{上層 } F_1 = -K \nabla^2 \tau$$

$$\text{下層 } F_3 = +K \nabla^2 \tau - \epsilon \nabla^2 \psi_3$$

K は自由大気における摩擦 (風のシャワー) による運動量の交換率を示し, ϵ は地表摩擦による運動量の消費率である。すなわちこの表現式は自由大気内の摩擦により温度が上層から下層に運ばれ, 下層の温度は地表摩擦により失われることを示している。次に非断熱項に対しては

$$\text{上層: } j(\theta_1^* - \theta_1) + H(\sigma_c - \sigma)$$

$$\text{下層: } (j+h)(\theta_3^* - \theta_3) - H(\sigma_c - \sigma)$$

ここで j は自由大気内での放射による熱交換率, h は地表との放射及び顕熱の乱流による熱交換率, H は自由大気内での対流現象による熱交換率である。また θ_1^*, θ_3^* は適当にあたえるべき放射平衡温位, σ_c は垂直安定度の一つの臨界値である。さて上の表現式の第 1 項を考えてみると, あとでわかるように, 一般に $\sigma > \sigma^*$ であるから

$$\theta_1^* - \theta_1 < 0, \quad \theta_3^* - \theta_3 > 0$$

の傾向が現われる。すなわち上層では放射による冷却が, 下層では放射と地表との熱交換による加熱が生ずるような表現である (地表との熱交換を $h(\theta_3^*$

$-\theta_s$) で表わすのは相当無理であるが). そして第2項は安定度が σ_c より悪いとき, 対流現象がおこり, 下層から上層へ熱が運ばれることを示している.

かくして, 上層, 下層に対して (1) (2) 式が各々作られるが, その和と差を取ることにより, 次の式が得られる.

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi = -J(\psi, \nabla^2 \psi) - J(\tau, \nabla^2 \tau) - \frac{1}{2} k \nabla^2 \psi + \frac{1}{2} k \nabla^2 \tau \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \tau = & -J(\psi, \nabla^2 \tau) - J(\tau, \nabla^2 \psi) + f \nabla^2 \chi \\ & + \frac{1}{2} k \nabla^2 \psi - \frac{1}{2} k \nabla^2 \tau - K \nabla^2 \tau \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & -J(\psi, \theta) - J(\tau, \sigma) + \nabla \cdot (\sigma \nabla \chi) \\ & - (j + \frac{1}{2} h)(\theta - \theta^*) + \frac{1}{2} h(\sigma - \sigma^*) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = & -J(\psi, \sigma) - J(\tau, \theta) + \nabla \theta \cdot \nabla \chi \\ & + \frac{1}{2} h(\theta - \theta^*) - (j + \frac{1}{2} h)(\sigma - \sigma^*) - H(\sigma - \sigma_c) \end{aligned} \quad (7)$$

$$f \nabla^2 \tau = -\frac{1}{2} C_p (P_3^k - P_1^k) P_0^{-k} \nabla^2 \theta \quad (8)$$

以上の式をつかって数値実験を行なうのであるが, これを直接用いずに, 各変数を直交函数に展開し, 適当に cut して式を組み立て直すと, 非常に取り扱いが簡単になる. 如何なる直交函数を用いるかは, 如何なる領域で計算を行なうかによって異なる. ここでは y -方向に w の長さ, x -方向に $2w$ の長さの矩形領域をえらぶ. かかる時, 直交函数として二重フーリエ級数が便利である. なお境界条件として, $y=0, w$ で $v=0$ (従って $\partial \theta / \partial x = 0$), x -方向の境界では *cyclic* な条件を用いる. これをみたす二重フーリエ級数は

$$A = \sum \sum (A_{nm} \cdot F_{nm} + A'_{nm} \cdot F'_{nm})$$

$$\begin{aligned} F_{nm} &= 1 & n=0, \quad m=0 \\ &= \sqrt{2} \cos \frac{my}{a} & n=0, \quad m>0 \\ &= 2 \sin \frac{my}{a} \cos \frac{nx}{a} & n>0 \quad m>0 \end{aligned}$$

$$F'_{nm} = 2 \sin \frac{m\psi}{a} \sin \frac{n\chi}{a} \quad n > 0, m > 0$$

ただし $a = W/\pi$

であり、 ψ , τ , $\nabla^2 \chi$, θ および σ をこれで展開し、各係数の時間変化の式に組み立てなおすのであるが、簡単のため種々の仮定を与えた。

- 1) σ は時間のみ関数。
- 2) ψ , τ , $\nabla^2 \chi$, θ の展開に際して、 $m \leq 2$, $n \leq 4$ のみをとる。
- 3) 非線形項に現われる *interaction* は擾乱同志はなく、擾乱と一級場 ($n=0$) の間のみ起る。
- 4) f は変化させない ($30^\circ N$ の値を用う)。

さらに、ここで用いた種々の常数值は次のようである。

・ W の値……地球の半球の表面積は $30^\circ N$ の緯度圏で大体二分されるのでこれを代表的な長さにとる。この緯度圏の全長は $34,800 \text{ km}$ である。さらに平均運動場の波長は大体 120° ぐらいであるから、その長さは $11,600 \text{ km}$ となる。ここでは x -方向にこの長さの領域をとることにする。これは $2W$ であるから $W = 5,800 \text{ km}$ となる。

f の値…… $f_{30^\circ N} = 7.29 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1} = (3.81 \text{ hours})^{-1}$

交換係数の値……これらはすべて時間の逆数の単位をもつので、 f を単位として表現し得る。ここで用いた値は

f	k	K	j	h	H
1	$4/32$	$1/32$	$4/32$	$4/32$	$1/32$

すなわち、交換係数は運動量(摩擦)と熱に対して同じとする。そして自由大気値 (K, H) は、地表での値 (k, j) の $1/4$ であるとした。

σ_c の値……乾燥大気内での垂直混合は、 θ を一様にしようとする傾向、すなわち $\sigma \rightarrow 0$ の傾向をもつ。しかし実際の大気では凝結の効果のため、このような乾燥断熱減率は殆んど出現しない。それでここでは対流現象の効果として σ を幾分大きな値 σ_c に引張って行こうとする傾向をもたせるため $\sigma_c = 10^\circ$ とする。

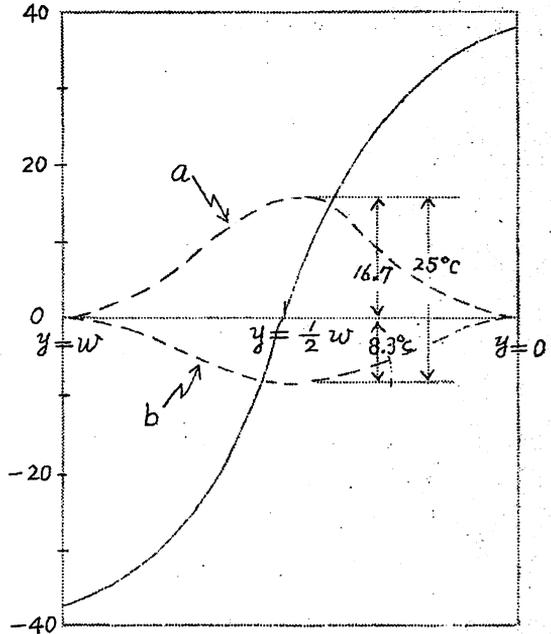
6. 外因的な加熱項 (θ^* の仮定)

われわれが計算を遂行する上において、 θ^* を適当に与える必要がある。ここでは次の如くきめた。

- 1) θ^* のゾーナル平均の南北分布は $\cos y/a$ の形をもつ。赤道と極との温度差は 75°C とする。

2) θ^* の東西分布……海陸分布に対応させる $30^\circ N$ では陸上の θ^* は海上の θ^* より $25^\circ C$ 高いとする。そしてこの擾乱量の南北分布は $\sin y/a$ とする。

1) で与えた赤道と極と温度差は実際の大気の場合の約2倍も大きい。そのため $\theta^* - \theta$ は低緯度で正、高緯度で負となり、南に熱源、北に冷源が現われ、第一近似として正しい熱源分布が出現する。2) で与えた $\theta^*_{陸} > \theta^*_{海}$ の条件は、陸上でより多くの加熱（あるいはより少なく冷却）を与えるためのもので、夏季の熱源分布をモデル的に設定したものである。ここで海陸分布を与える必要があるが、ごく形式的にすべての緯度で大陸の幅は海洋の半分とする。結局 θ^* の南北分布は第4図に示した如くなる。計算式にこれを導入するにはすでに述べた二重フーリエ級数に展開する必要があり $n \leq 4$ とすると



第4図 θ^* の分布。実線は θ^* の緯度平均の分布、破線は緯度平均からの偏差量の南北分布、aは陸上、bは海上。

$$\theta^*(x, y) = 26.5 \left(\sqrt{2} \cos \frac{y}{a} \right) + 6.72 \left(2 \sin \frac{y}{a} \cos \frac{x}{a} \right) + 3.36 \left(2 \sin \frac{y}{a} \cos \frac{2x}{a} \right) - 1.68 \left(2 \sin \frac{y}{a} \cos \frac{4x}{a} \right)$$

となる。

σ^* は一つのパラメーターとして導入し、それを変えることによってパターンがどう変化するかをしらべるのが前述の如くこの論文の目的である。実際には $\sigma^* = -5^\circ, 0^\circ, 5^\circ$ の三つの場合につき計算した（標準大気では $\sigma \approx 30^\circ C$ ）。

7. 計算結果

任意の初期条件から出発して、統計的に見て定常な状態が得られるまで積分を行なう（大体130日程度で到達する）。そしてこれらをおある適当な期間

で平均をとると一種の気候図が得られる。これを第5, 6及び7図に示した。これらの図からわかることは、最も安定な場合すなわち $\sigma^* = 5^\circ\text{C}$ の時、他と比べて、

- a) *thermal wind* は最大である (第7図)
- b) 最も *zonal* なパターンを示す (第6図)
- c) 準定常パターンは東方へ偏倚している
- d) 下層の海上に現われる気候的な高気圧は最も弱い (第5図)

なお $\sigma^* = 0, -5$ の向の違いはあまりない。

平均的な気候図からは上述の程度しかわからないが、日々の図を追いかけてみると、もっと詳しく現象を把握し得る。面白いことに、個々の気圧系の中心示度は、三つの場合殆んど同じ強さである。ただ $\sigma^* = 5^\circ$ の時、これらの大きな高低気圧は、非常に長い期間にわたりその強さは変化せず、 $7^\circ \sim 8^\circ$ *longitude/day* の速度で規則正しく移動している。一方 $\sigma^* = 0, -5^\circ$ の場合、移動はかなり不規則で (平均すれば 5° *longitude/day*) しかもその中心示度も変化し、特に海洋の赤道西部地帯で *anticyclogenesis* が、大陸の高緯度の西側で *cyclogenesis* が おこりやすい傾向がある。

第2表 各波数ごとの平均
運動エネルギー ($\text{m}^2 \text{sec}^{-2}$)

$n \backslash \sigma^*$	-5°C	0°	$+5^\circ\text{C}$
0	9.1	20.3	47.4
1	13.4	15.2	15.9
2	22.2	54.2	81.6
3	151.3	105.1	93.9
4	51.1	1.5	1.0
Total	247.1	175.3	238.8

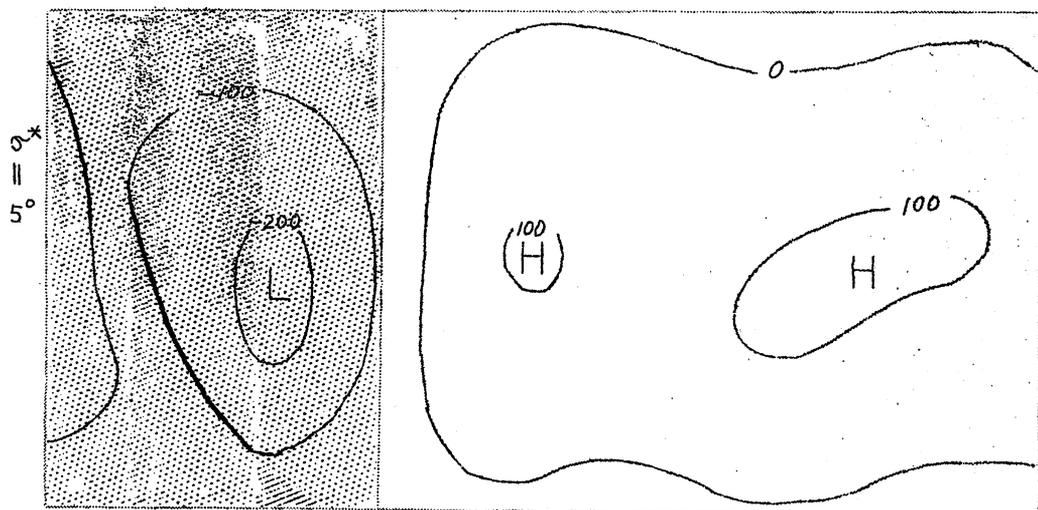
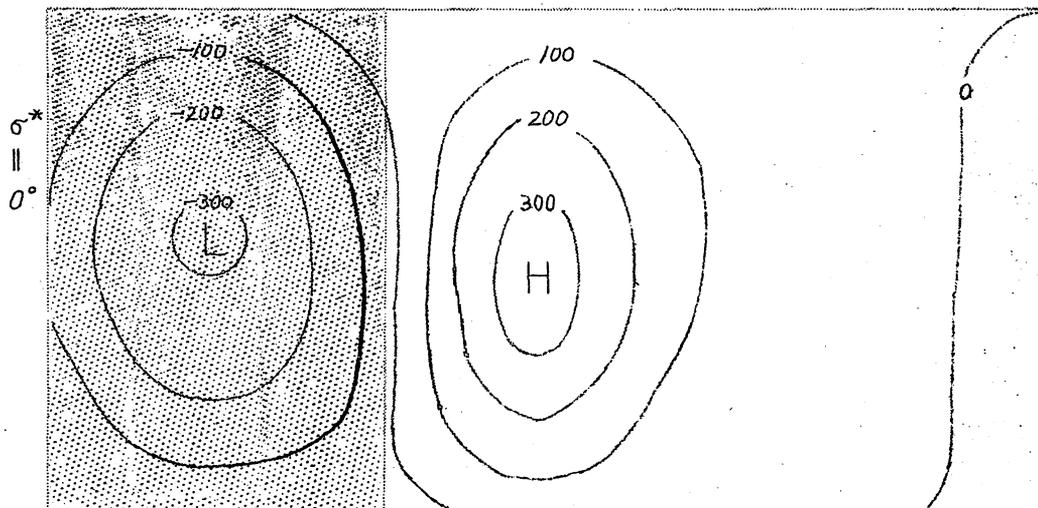
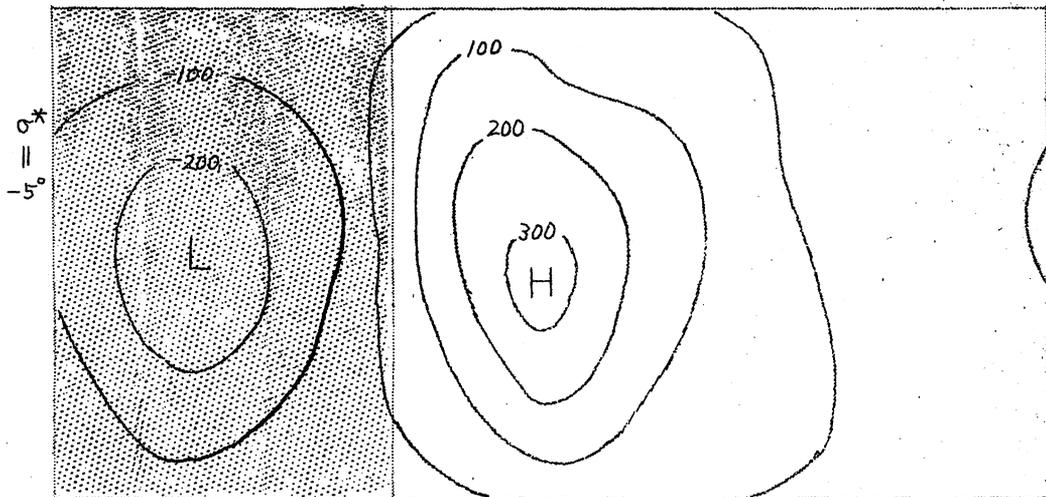
ところで第2表に、各波長ごとの運動エネルギーの平均値を示した。さて平均図に出現する気圧系は $n=2, 3$ の擾乱と最も関係深い。この二つの波数に対するエネルギーの和は $\sigma^* = 5^\circ\text{C}$ の時一番大きい。それにもかかわらず、平均図の上では一番弱く現われるのは、擾乱が $\sigma^* = 5^\circ$ の時強度が殆んど変化せず、はやい速度で規則正しく移動

するため、平滑化されているからである。さらに第2表から、運動エネルギーの総量は三者とも殆んど同じであることが示される。しかし安定度が増すと一般流や $n=1, 2$ の長波長の擾乱に対する運動エネルギーは増大し、一方 $n=3, 4$ の運動エネルギーは減少している。すなわち安定度の大きい時、短波長の擾乱が抑制されることを明らかにしている。

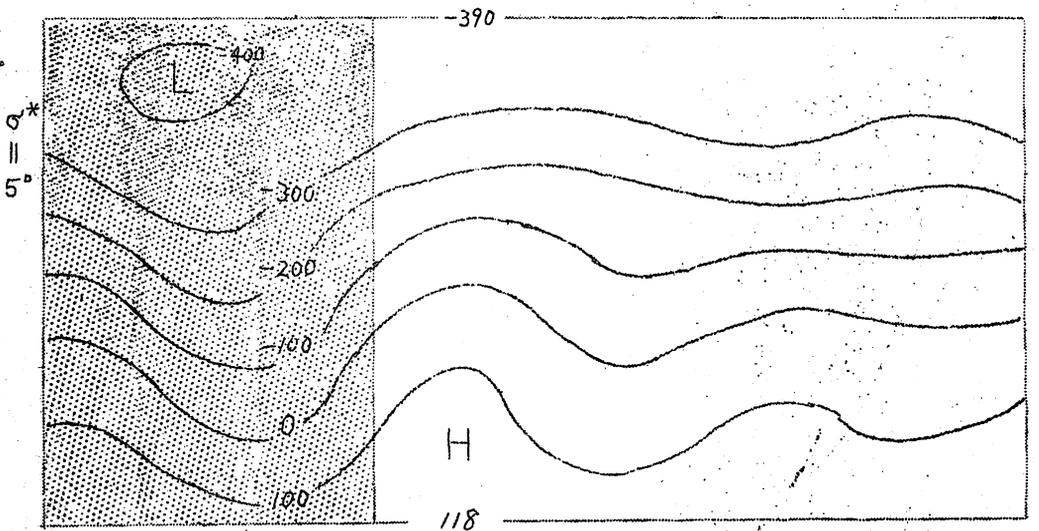
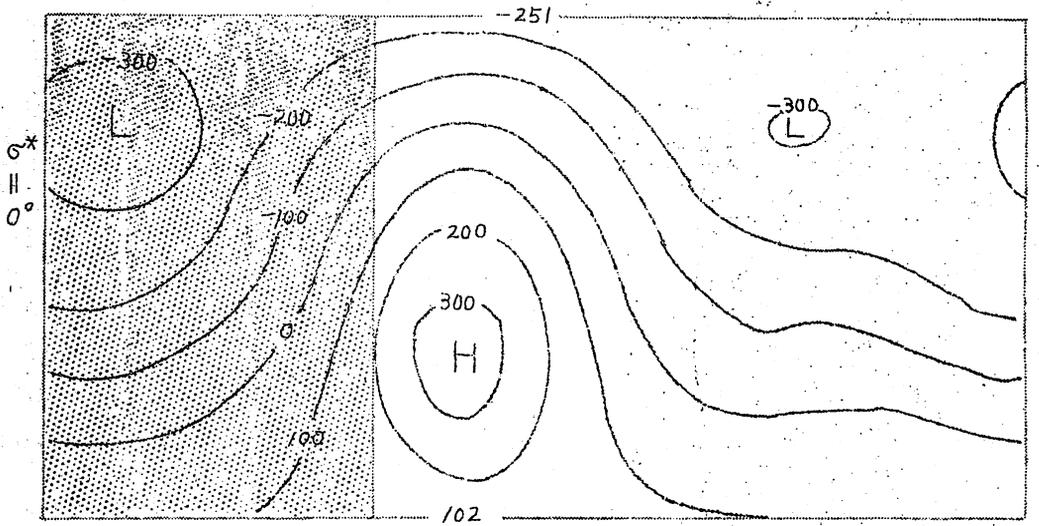
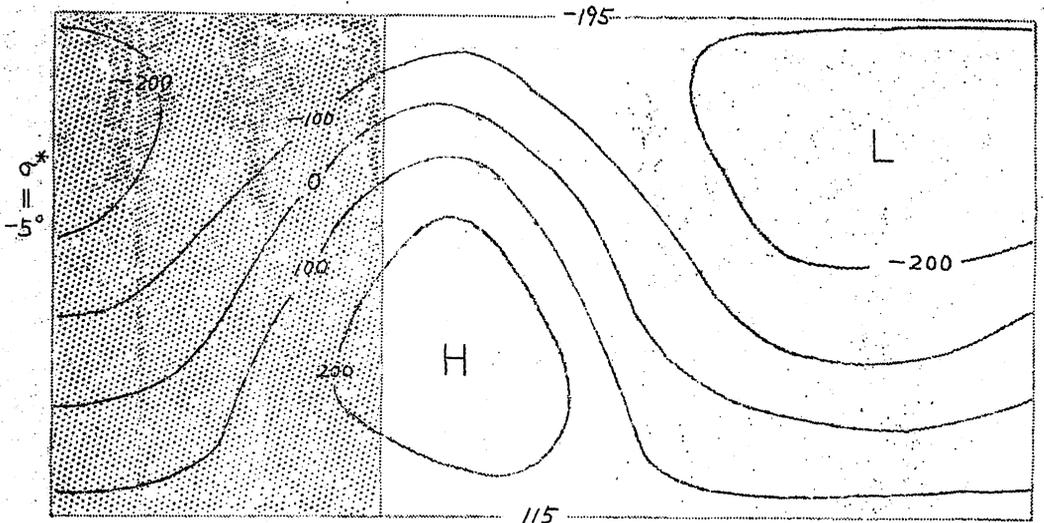
すでに述べた如く、われわれのモデルでは対流による熱輸送は、 $(\sigma_c - \sigma)$ に比例するように導入した。 σ の時間平均値を $\bar{\sigma}$ とし、それを第3表に与えてあるが、 $\sigma_c = 10^\circ$ とすると $\sigma^* = 5$ の時は、対流により下方に熱が運ばれ、 $\sigma^* = 0, -5$ の時は、下方から上方へ熱が運ばれていることがわかる。

第3表 $\bar{\sigma}$ の値

σ^*	-5	0	5
$\bar{\sigma}$	7.1	8.9	12.6
$\sigma_c - \bar{\sigma}$	2.9	1.1	-2.6



第5図 下層の流線 ($\psi_3 = \psi - \tau$). 陰影部は陸上.



第6図 下層と上層の平均の流線 ($\psi = \frac{1}{2}(\psi_1 + \psi_3)$)

8. 実際の気候状態との比較

われわれのモデルは可成りの程度の簡単化が施されている。まず子午線が緯度が増すにつれて集まることを無視し、ユリオリ項子の変化も考えない。さらに風や温度の南北分布を表現するのに $m=1$ 及び 2 しか用いていないので、大循環の子午面循環に当然現われるべき三つの cell を表現することは不可能である。夏の場合、高緯度の直接循環は、 60°N 以上に圧縮されており、一方われわれの計算領域の北の境界が 60°N 近辺であると考えられるから、二つの cell しか表現できなくても困らない。しかし、冬の場合は、かなり重大な弱点となることは明らかである。

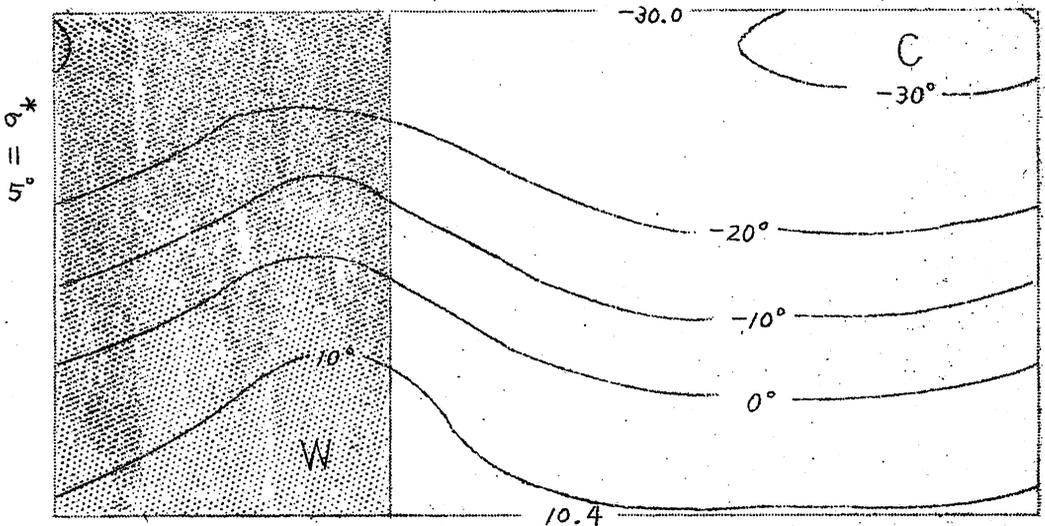
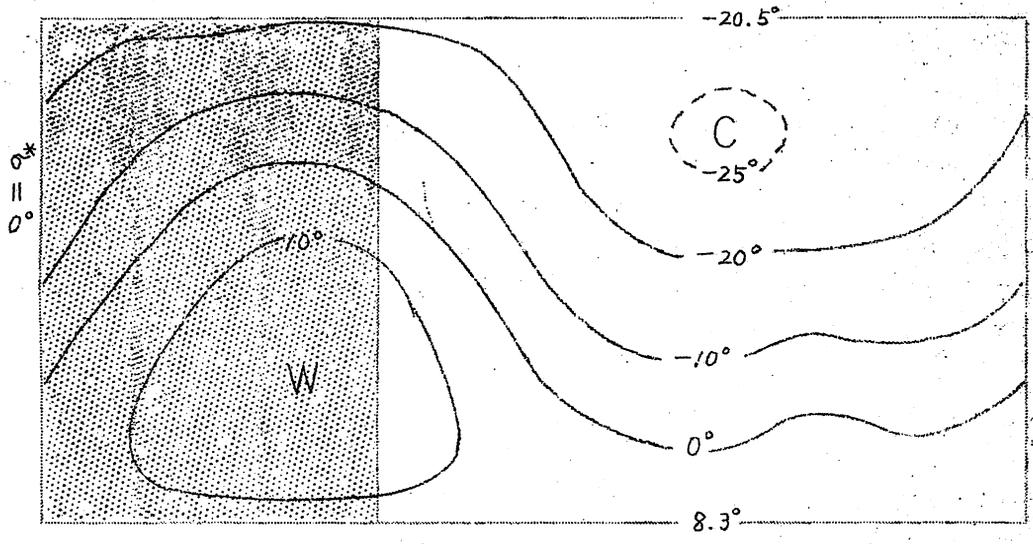
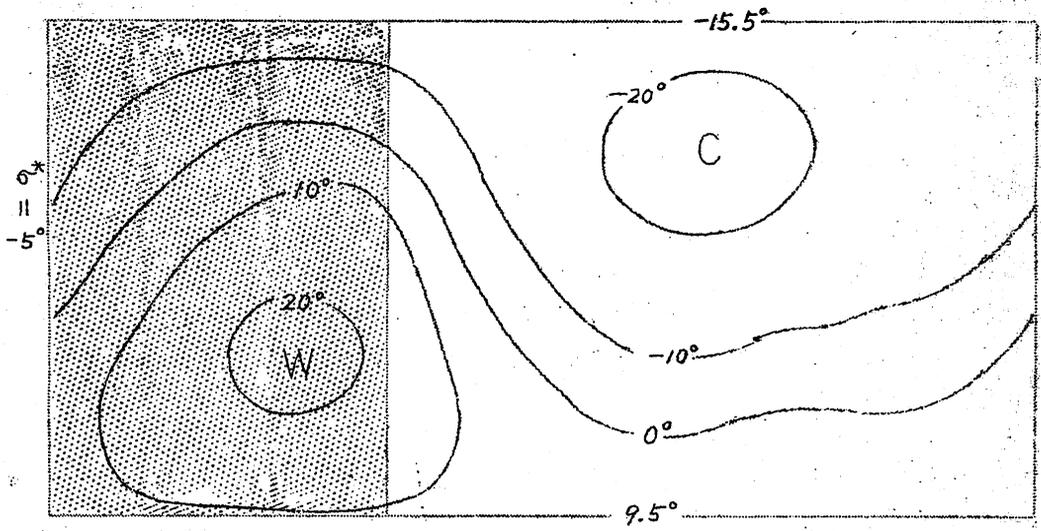
さて、われわれの計算結果は、実際の観測から得られた相互関係をよく示している。すなわち、垂直安定度と上層の西風との間の正相関、及び気圧系中心の位置の東方への偏倚との正相関はわれわれの結果にも現われている。また降雨状態や熱帯性低気圧の進行方向の変化も定性的に説明できそうである。より不安定な $\sigma^* = -5^{\circ}$ 及び 0° の場合、低緯度では平均的な上層の熱の流れがあり、また $(\sigma_2 - \bar{\sigma}) > 0$ のため対流現象も起っており、このため、低緯度では湿潤な気候となると考え得る。さらに亜熱帯の東海岸沖で高気圧の発達がおこりやすく、この高気圧の東縁にそって低緯度の湿潤な状態が、温帯の東岸に侵入してくると考えれば、温帯東岸の降水量の増加を説明し得る。また気候的平均図(第5図)からも、安定度がわるい程、熱帯性低気圧の進路が北偏する傾向を生じ得ることがわかる。結局において §2 で述べた今世紀のはじめ頃からおこった気候変化は、冷却率の垂直傾度の減少(σ^* の増大)によって充分説明可能である。

しかし、われわれのモデルでは、低緯度の乾燥化に伴って現われる高緯度の温暖化を説明することはできない。第7図からわかるように、安定度が増すと気温の南北傾度は増しており、実際とは逆に高緯度は寒冷化の傾向をもっている。このような食い違いは、 σ の空間的分布の無視、高緯度の直接循環 cell が存在しないこと、または蒸発や凝結の無視などのいずれかによる可能性がある。あるいは原因を他に求める人もあろう。いずれにせよ、現在の計算は試験的なものであるが、このような数値実験的な線に沿っての研究は、多くの興味ある結果をもたらすことが期待できる。

文 献

- Kraus, E.B. 1960: *Synoptic and dynamic aspects of climatic change*, Quart. J. Met. Soc. 86, 1-15.
- Lorenz, E.N. 1957: *Static stability and atmospheric energy*, Studies of the Atmospheric General Circulation II, M.I.T., 450-490.
- . 1960a: *Maximum simplification of the dynamic equations*, Tellus, 12, 243-254.
- . 1960b: *Energy and numerical weather prediction*, Tellus, 12, 364-373.

(気象研究所 片山 昭)



第7図 下層と上層の平均温位 θ ($= \frac{1}{2}(\theta_1 + \theta_2)$) の分布。領域全体の平均からの偏差で示してある。

