

~~~~~  
長期予報研究  
~~~~~

グロース ベッター

第 5 巻 第 3 号

————— 目 次 —————

英気象庁発表の長期予報の精度について

..... M. H. Freeman 1

WWWについて 宮 川 和 6

1 か月予報会報の実況 15

成層圏と対流圏の大気環流における相互作用

..... 孫淑清 陳隆勳 葉篤正 21

大循環における境界層の問題 黒 崎 明 夫 45

L. F. グループ会員名簿 51

1967年 7月

L. F. グループ

英気象庁発表の長期予報の精度について

時 田 正 康 (長期予報) 紹介

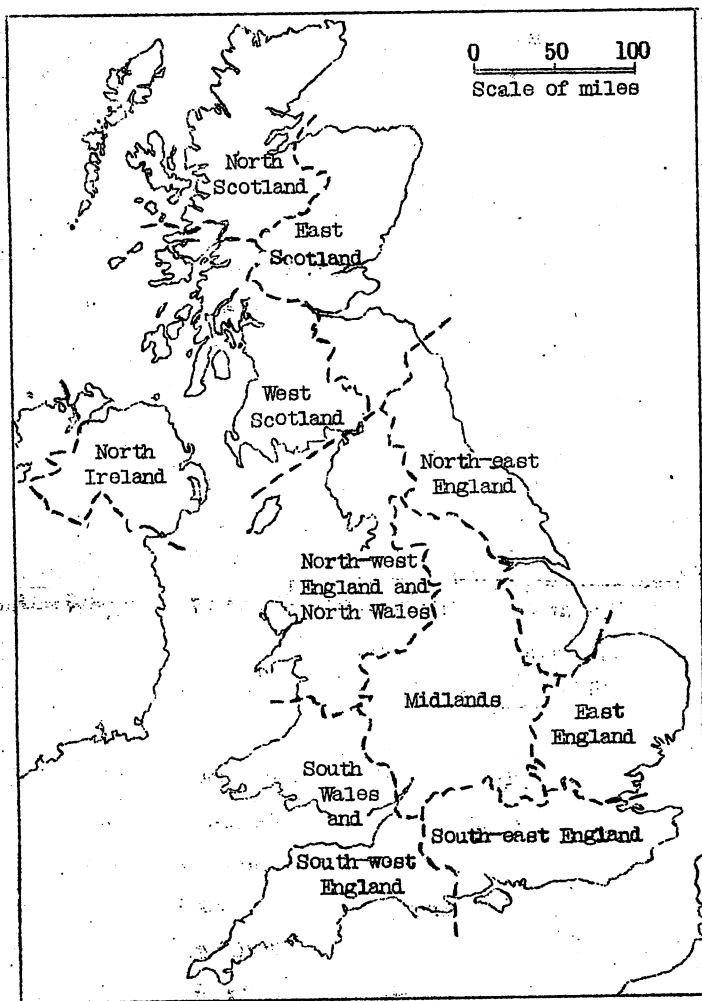
The Accuracy of Long-range Forecasts
issued by the Meteorological Office;

THE METEOROLOGICAL MAGAZINE Vol. 95.

No. 1132. Nov. 1966 By M. H. Freeman. O. B. E.

月2回発表される1か月予報が1963年12月から "Monthly Weather Survey
and prospects

(月刊気象調査展望)"
に掲載されるようになった。それぞれの予報
の精度が気象関係者に
よって計算され、はじ
めてから33か月の結
果が次のように要約さ
れた。それぞれの予報
は天気の種類と雪、霜あ
るいは雷雨などの発生
に関する附加文といっ
しよに、月の平均気温
と合計雨量の予想に関
する予報文が含まれて
いる。



第1図 英国の予報域

月平均気温の予報は非常に高い、高い、並み、低い、非常に低い5階級のうちの1つとして
 だされる。これらの階級の範囲は、1931~60年の間にそれぞれの階級が同一頻度でおこつ
 ているように選定された。したがってこの階級の境界は月々によつて、またある地方の1地点と
 その他の地点とは若干異なっている。ロンドンとエデンバラとのいくつかの典型的な値を示すと
 第1表のようになる。

第1表 - 1931~60年の月平均気温の相違と気温予報の階級区分(℃)

気温の階級	ロンドン(キウ)				エデンバラ(ブラックホードヒル)			
	1月	4月	7月	10月	1月	4月	7月	10月
非常に高い	>17	>11	>12	>09	>14	>11	>07	>09
高い	17~08	11~06	12~04	09~02	14~03	11~04	07~02	09~04
並み	07~03	05~04	03~03	01~03	02~02	03~03	01~03	03~03
低い	-04~14	-05~11	-04~10	-04~11	-03~13	-04~13	-04~07	-04~09
非常に低い	<-14	<-11	<-10	<-11	<-13	<-13	<-07	<-09

降水量の予報も同様の方法によつて、多い、並み、少ないという大体同じような階級に分けら
 れた。それらの範囲は月平均降水量の百分率として表わされ、第2表にロンドンとエデンバラの
 いくつかの値を示す。

第2表 - 各降水量階級の1931~60年の月平均降水量の百分率

降水量階級	ロンドン(キウ)				エデンバラ(ブラックホードヒル)			
	1月	4月	7月	10月	1月	4月	7月	10月
多い	>110	>116	>119	>117	>115	>117	>107	>120
並み	110~65	116~72	119~71	117~79	115~83	117~70	107~76	120~67
少ない	<65	<72	<71	<79	<83	<70	<76	<67

気温と降水量の予報は第1図に示すように英国を10の地域に分けて調べた。最初は各々の地
 域の中の一つの観測所が代表としてとりあげられたが、その期間のほとんどについては、それぞ
 れの地域の平均値が Daily Weather Report に載っている観測所から計算された。月
 平均気温は毎日の最高気温と最低気温の平均値から計算され、また地域の平均偏差はその地域の
 観測所の偏差の平均として算出できる。各観測所の降水量は平年値(1931~60年)の百分
 率で表わされ、また、これらの百分率はその月の地域平均を出すために平均された。これらの計
 算と、ルーチンの長期予報や研究に必要な数多くの他の計算は、非常に可転性のある一般目的の

プログラムを使つてCOMET計算機で運用された。

1981～60年の期間の気温と降水量の月平均値の作成にあつては、44か所の検討された観測所のうちいくつかはこの期間全部については報告されていないので困難な問題が生じたが、代表する数値は近くの観測所の値から調整して求めた。月中から月中までの期間の値は得られないので、この期間の平年値は月の値からの内挿によつて求められた。毎月のデータは調和解析を行ない、級数の第2項めまでを用いて全月および月中から月中までの期間のもの両方の平滑平均値が計算された。各地域の採点は第3表によつて計算された。

第3表(a) — 気温予報の採点表

予報 実況	非常に低い	低い	並み	高い	非常に高い
非常に低い	4	1	-3	-4	-4
低い	2	4	1	-2	-2
並み	0	1	4	1	0
高い	-2	-2	1	4	2
非常に高い	-4	-4	-3	1	4

第3表(b) — 降水量予報の採点表

予報 実況	少ない	並み	多い
少ない	4	-2	-4
並み	0	4	0
多い	-4	-2	4

各階級で大体同じ頻度でおこるような例をとると、ランダムな予報の平均点は0となる。同様に、気候学的な予報、すなわち常に平年値を予報として出したときも平均点は0となるであろう。おのおの正しい予報は4点となる。5階級のうち1階級外れの気温の予報には少々プラスが与えられるが、その他の間違いにはすべてマイナスか0点が与えられる。

それぞれの地域の得点から全国の平均点が計算され、次の階級のうちの一つとして予報精度の評価が決められる。

- A 大きな間違いがない
- B よく一致した
- C 大体一致した
- D 少し一致した
- E 全く類似しない

各々の階級の点数は厳格に規定されたものではなく、個々の観測所で示された気温偏差と降水量の分布型がある程度考慮されて計算される。たとえば気温偏差の傾向が北西部で相対的に暖かく、南東部で冷いと正確に予報されたが、その境界線の位置が悪いような場合は、悪い分布型の中である地域が正しいことによつて少し高い点となつた予報よりもすぐれているように考慮されている。各階級に割当てた点数は、Aが4.0～2.2、Bが2.4～1.0、Cが1.4～0.2、Dが0～-1.5、Eが-1.2～-4.0となつている。

天気の種類や雪などについての附加文の精度の評価は、必然的により主観的要素はいる。雷雨や霧、霜などのような現象は、普通、もしも平常よりもその頻度が顕著に多いとか少ないというようなことが予想されるときだけ予報の中に含まれる。気候学も同然のような文章では信用は得られない。予報の中のそれぞれのステートメントは、パネルによつて分けて考慮され、AからEまでのマークが与えられる。おわりに気温、降水量それに附加文のマークが、予報全体の精度の総合点が得られるように組合わされる。第4表に1963年12月からの83か月間のいろいろな評価の頻度を示す。

第4表 一 階級別の予報成績表 期間 — 1963年12月～1966年8月

階 級	平均気温	降水量	附加文	総合点
A = 大きな間違いがない	10	予 報	回 数	1
B = よく一致した	24	10	17	24
C = 大体一致した	12	20	19	28
D = 少し一致した	8	17	14	15
E = 全く類似しない	12	9	4	8

大体一致以上の総合点は全体の73%が得られた。気温と降水量と附加文が同時に非常によいあるいは非常に悪いということはまれだったので、総合点がAもしくはEだつたのは少なかった。

気温の予報の方が降水量の予報よりもよいことがしばしばあつた。これは降水量の方が正確に予報するのにより困難な気象要素だという短期予報の経験と一致する。10地域のおのおのについて出された66個の予報のうち、気温予報では厳密に正しかつたもの170回(26%)、(5階級のうち)ただ1階級だけ外れているもの280回(42%)となり、偶然の期待値がそれぞれ20%、32%であることを考えると、このような気温予報の68%という値は正確である。あるいはほぼ正確と云える。3階級のうち正確な降水量階級だつたのは287回(88%)で、予報の51%が1階級はずれとなり、その残り18%が2階級はずれであつた。これは偶然の期待値がそれぞれ38、45、22%であるのに較べてひとつの進歩である。大きな失敗については効果的な減少をみたが、総体的な進歩は大きいものではない。

気温と降水量の両方とも中間の階級はひんぱんに予報されたが、両端の階級は非常に稀であった。事実非常に低温および非常に高温がそれぞれ29%と9%おこっているのにかかわらず、僅かに4%および3%しか予報されていない。並みの降水量という予報は49%だされているがおこつたのは僅かに85%に過ぎない。

すべての予報は一般的な天気の種類、湿じゆん乾燥の時期あるいは寒暖期間についての附帯事項についての情報がはいつているが、この情報の60%ははつきりした数値を考慮してあつた。特別な記述のあつた他の項目については次のようになった。

		記載された数	実際にあつた数
前々からの経験で、1か月予報を出すのに秋が最もむづかしい季節だといふことがわかつていたが、このことが過去83か月間に証明された。秋季の予報の58%が総合でDもしくはEとなつたが、それでもひと秋だけは総合点Aとなつた。	霜	26	17
	雪	20	15
	霧	11	9
	雷雨	11	8

夏は悪い予報が最も少なく、18個の予報中8個だけDとなつた。

前述の結果は我々の長期予報にとつて決して満足できるものではないが、これらの結果は確かな業績を表わしている。技術の向上とあいまつて、我々は細部にまでわたつて漸進的な充実と、わずかながら精度の向上を期待できるが、進歩が遅いのもやむを得ないであろう。

参 考 文 献

I. Graddock, J.M.; 統計学者のためのひとつの簡単な計算用語「The Statistician」, ロンドン16, 1966, P69

W W W に つ い て

予報部業務課 宮 川 和

最近、WWWという言葉がよく聞かれるようになったが、その内容についてはまだ検討段階ではつきりとしにくい要素も多い。しかしながら、現在の時点ではほぼ固まった方向について、もつともわかり易いように説明を試みたものである。

1. はしがき

WWW (World Weather Watch) すなわち世界気象監視とは一言でいえば、全世界的な国際気象組織の一大拡充運動であり、現在、各分野における著しい技術革新にかんがみ、このような技術進歩を最大限に気象界にも取入れて、全世界の国々がこれによつて平等かつ十分な利益が得られるようにすることを目的としたものである、ということができる。

なる程、現在までの国際気象組織としてはIMOおよびWMOによつて90年以上にわたつて次第に発達した国際的な気象組織がある。しかしながら、現在までの機構は各国において自然発生した気象組織をただ横に連結したというだけのものであつて、その欠陥はあまりにも大きく、ちよつとした手直しや改善ではどうしようもない段階にきている。また一方、最近の気象衛星や電子計算機等の宇宙開発技術や電子工学の発展は著しく、これらを駆使することによつて近代的な気象組織を作ることが、やろうと思えば技術的にも経済的にも不可能ではないという見透しがついてきたこと。また第二次大戦後、電子計算機の進歩と相まつて、数学的物理的な気象モデルが開発され2〜3日先までの数値予報が可能となり、さらにデータや学問的な問題が解決すれば一週間あるいはそれ以上の長期予報が理論的に可能なことがわかつてきたこと、以上のことから、現在が今までの組織を再検討して根本的に再設計し直す絶好にして唯一のチャンスであるという結論になつたわけであり、またこれがことさらWWWという新しい名を付してWMOが一大躍進運動を推し進めていくことになつた理由である。

したがつて別の見方をすれば、WWWとは短期予報はもとより長期予報の数値予報的なアプローチであり、さらには天気的人工制御や改造を終局的な目標としたものであるということができよう。

WWWの発端となつたものは何といても人工衛星の登場であり、1957年10月史上はじめて人工衛星の打上げに成功し、これが人類にとつて、特に気象界にとつて著しい利益をもたらすことが明らかにされたことである。1961年の国連総会がこれに注目し、WMOをはじめ下部の専門機関に対して宇宙開発に照らした総括的な研究を行なうよう満場一致で決議した。WMOがこの国連総会の決議に答えて発展させたものがWWWであり、1960年、第4回の世界気象

会議（島山前長官出席）が国連総会から課せられたWWWの責任を引き受けて正式に発足したわけである。以来WMOは総力をあげてその計画に全力を尽し、この実施計画の結論をまとめて、現在WMOで開かれている第5回世界気象会議（柴田気象庁長官および毛利電子計算室長出席）に提出した。以上が今までのいきさつのあらましであるが、WMOのWWWに対する意気込みは極めて熱心であり、次会計期（1968～71年）の予算人員要求案には主としてWWWのために7～8割増を提出している。したがって、以後のWMO活動は主としてWWWに傾注されることは疑いなかろう。

2. 観測データの充実

グローバルな数値予報や大気大循環の研究、とくに長期予報では全世界にわたる均一な観測データを必要とする。しかしながら、地球表面の約70%を占める海洋域や砂漠、氷原等においては観測網にギャップがあることは周知のとおりである。しかしこのような事態を一変させようとしているのが気象衛星、等高度気球、自動気象観測ブイ等観測技術の進歩である。WMOでは以前より観測網の密度について理論的に裏付けされた基準を検討中であったが、まだはつきりした結論を得ておらず、加えてこれら新しい観測技術の進歩により観測網密度の基準はますます複雑さを加えている。恐らく1962～1967年に予定されるIUGG/WMO共催によるGARP実験および一連の予備実験によつてこの結論が導き出されることになるだろう。

しかしながら、WMOの執行機関である執行委員会では人手による観測データがいずれにしても基本であり、これらの最終結論を待つわけにいかないとして一応WWWの初期の目標として次の基準を決定した。すなわち、グローバルな予想について大陸上や島が分布した海域では最低1000km間隔、また広大な海域においては平均1500km間隔の高層観測網となつている。今までもWMOの各地区においてはかなり密な基本地区観測網を決めていたが、低開発域においては技術上、経済上の理由からほとんど実行されていなかったのが実状である。そこでこの執行委員会では実現可能な最低実施基準として84か所の高層気象観測所の充実と47か所の新設を決定し、これについては各種の技術経済援助を与えるよう勧告している。これが実施されると南北両半球とも陸上は大体1000km間隔のnetworkができあがることになる。また海洋域については1971年までに主として南半球に7か所の定点観測点の増加を勧告しており、またおよそ100隻の一般商船上の高層観測を考えている。さらに指定船舶や漁船による海上観測の増加および定期航空機による高層観測の増加できればドロップゾンデの利用等も考えている。以上のようにWWWの初期の段階では従来の観測技術を充実させたグローバルな観測網を考えているが、これによつて従来のsparse areaの問題は大幅軽減されることになる。

しかしながら、このようなnetworkのみでは大気大循環の解明については数値予報や長期予報にとつて十分とはいえない。これらを補い全力をあげて開発しなければならない新しい観測技術としては次のようなものがある。

○気象衛星

現在すでにESSA衛星やNIMBUS衛星がテレビカメラや赤外線センサーによつて地表の雲の分布写真や温度分布を撮影して、APT方式により世界各地の受信局へ直接あるいは“貯蔵巻き戻し”方式によりデータ入手センターへTV方式で送信していることは周知のとおりであり、これが将来予報現業や研究に重要な貢献をすることは疑いない。気象衛星の役割りはなにも写真を撮影するだけに限られたものではない。すなわち、各種スペクトルのセンサーと利用の開発によつて放射平衡の各componentの測定、鉛直温度構造、水蒸気、オゾン等の鉛直分布状態を間接的に測定することが考えられており、すでにこのような実験はU.S.A等においてさかんに行なわれている。これらのデータが“貯蔵巻き戻し”方式衛星あるいは静止衛星によつて地球全域にわたつて得られるとすれば大気循環や長期予報の解明に重要な手掛りが得られることになる。この気象衛星は観測センサーとしての利用の外にも次に述べる無人観測装置の位置の確認やデータ中継装置としての利用が考えられる。

○自動気象観測所

この自動気象観測所はすでに実用に足る精度を有するものであるという結論がだされている。これが無人島、砂漠、氷原等の施設され地上、海上の観測網のギャップを埋めるものとして登場してくるのも間近かであろう。さらに、これを小型化して飛行機や漁船等に付けて人手をかけずにデータを入手する方法も考えられている。

○自動気象観測ブイ

これには大洋中を漂流するものと繫留の形をとるものがあるが、これによつて大洋域のsparse areaは大巾に減少することになるだろう。また、これによるデータは多分気象衛星を経由して入手することになるだろう。

○等高度気球

これに気象観測センサーをのせて850~10mbの標準等圧面付近を浮遊させ気象衛星經由で高度や温度等のデータを入手するわけである。この方法によれば比較的簡単でしかも安価に大気中の各層のグローバルデータが得られるわけで、実験の結果は非常に有望である。1966年以来南半球で国際的なプロジェクトが行なわれたが、その間地球を11周し117日間以上も飛び続けた。この理論的に可能な持続日数は600日といわれており、その間貴重なデータを送り続けるものとすれば、こんな安価な方法はちよつと外には見当たらないであろう。

○気象ロケット

この気象ロケットはもうすでに特殊目的のため20~80kmの超高層観測に使われているが、経費の点また燃料の問題等のため今までの気球ゾンデと代るということはちよつと考えられない。しかし安価で発射の容易なロケットの開発によつては、商船上の観測に使われることになるかもしれないと考えられる。

以上の観測技術が今後の研究課題であるが、これらの実用性が証明されれば1972年以降には

続々と登場してくることは疑いなかろう。地球全域にわたって比較的均一に散在する有人の観測施設、それを補って空白域をち密に埋めた各種の無人観測点、さらに加えて全般を包括的に上から見下した気象衛星からの各要素の分布地図、これらは気象学者の長年の夢であり、気象学の一斉の開花期を迎えることになる。

3. 解析予報およびデータ処理組織

WWW計画においては、高速度電子計算機を設置して客観的な解析、予報を行ない、また統計や研究用のデータ処理や保管を行なうセンターとしてWMC (World Meteorological Center) とRMC (Regional Center) を設定した。これらのセンターはそれぞれ各国の気象機関や学術団体を支援することになる。

○ W M C

WMCとしてはWWW構想の出発の時点ですでにワシントンとモスクーが担当することが決定されている。その理由としては、これらの国は気象衛星打上げの能力を有しており前章であげた気象衛星経由によるデータ、すなわち“貯蔵巻き戻し”方式の衛星データおよび自動観測ブイや等高度気球等からのデータ入手センターとして活動できるからということがあげられている。その後バランスをとる意味で南半球にも一つということで、メルボルンがWMCとして追加された。

これら三つのWMCではRMCおよび各国の気象機関を支援するために作成するグローバルな解析、予想図としてはおよそ次のようなものが考えられる。

解析図

- | | |
|----------------------------------|------|
| 1. 地上解析 (等圧線, 等温線) | 1日2回 |
| 2. 12, 24時間地上気圧変化傾向 | " |
| 3. 700mb等圧面 (等温線, 湿度, 渦度, 垂直上昇流) | " |
| 4. 500mb " | " |
| 5. 300mb " (" , ただし湿度は除く) | " |
| 6. 200mb " | " |
| 7. 100mb " | " |
| 8. 50mb " | 1日1回 |
| 9. 30mb " | " |
| 10. 10mb " | " |
| 11. 700mb等圧面 (流線または等風速線) (熱帯ベルト) | 1日2回 |
| 12. 500mb " | " |
| 13. 300mb " | " |
| 14. 200mb " | " |

15. トロポポーズ/最大風	1日2回
16. 層厚図(100/500mb 等)	"
17. 海面状態	1日1回または2回
18. 海面温度図	1日1回
19. 海水温度傾度図	"
20. 気象衛星による雲解析図	"
21. 雪や氷のカバー図 (陸上, 海上)	"
22. 5日平均値図(海面温度, 地上気温, 地上気圧, Potential, 層厚図)	"
23. 30日平均図	1月2回

予想図(24, 48, 72h)

1. 地上予想図(等圧線, 等温線)	1日2回
2. 700mb 等圧面(等温線, 湿度, 渦度, 垂直上昇流, 等風速線)	"
3. 500mb " " "	"
4. 300mb " (" ただし湿度は除く)	"
5. 200mb " "	"
6. 100mb " "	"
7. 700mb " (流線または等風速線)(熱帯ベルト)	"
8. 500mb " " "	"
9. 300mb " " "	"
10. 200mb " " "	"
11. トロポポーズ/最大風	"
12. トロポポーズ/垂直の Wind Shear	"
13. 層厚図	"
14. 降水量	"

以上, 三つの WMO では各々南北両半球にわたる気象図を, 高速度電子計算を使つて1日120枚も作る目標をたてているわけであるが, すでにワシントン, モスコーではその作業をかなり進めている。これらの気象図は後述する高速度の通信系を通じて, 各WMO間にまた必要とする国に送信されることになるわけであるが, これらの気象図を全部受領することは困難であり, 必要なものだけを選択して受領することになるだろう。

これらの WMO ではこれら気象図を作成するにあつて, 全世界の基本観測データに前述の気象衛星や無人観測装置からのデータをプラスすることは当然である。

○ R M C

R M Cはその責任範囲についてより緻密な解析予報等を行ないまた W M Cの気象図をその地区にあわせて補足することによつて、責任範囲内の国や機関にサービスを行なうセンターである。もちろん電子計算機を必要とする。この場所や責任範囲は今 W M Cで行なわれている第5回世界気象会議で審議中であるが、東京が R M Cとなることは間違いなく、その他ニューデリー、ハバロフスク等全世界でおよそ16~17か所が予定されている。東京 R M Cの予報解析責任範囲はまだ確定したわけではないが、恐らく $80^{\circ}\text{E} \sim 160^{\circ}\text{W}$ の範囲ということになるだろう。R M Cの作成する解析予想図としては110枚程度が考えられているが、その内容は解析図の方にレーダーや A P T の雲解析図が加わり、5日平均図と80日平均図がぬけている外は大体 W M Cの気象図と同じなので省略する。

これら W M Cや R M Cの気象図は無駄のないよう不必要な重複を避けて調整統合されたアンサンブルとしなければならないとしており、したがつて、R M Cでは W M Cの気象図に重要な変更を加える場合以外は、単に W M Cの気象図を変形するのみで殆んど手を加えないということになるだろう。

長期予報については、この応用が経済的に非常に重要な効果があることは明らかであるが、現在の開発の現状からその解析図や特殊予報について述べることはできないとしている。したがつて今後大気大循環が解明され、数値方程式による長期予報の開発が進むまでは、W W Wにおいては長期予報のルーチン業務は確定せず、これらのセンターや各国においてその研究を進めるといふことになるだろう。

また、W M Cや R M Cは気候統計や研究のため、各国や学術機関の必要とするデータや気象図を出版し、またマイクロフィルムやカード等機械処理に便利な形で保管貸し出しの機能を持つことになつている。最近、大気大循環やエネルギーバランスの解明のため、グローバルなデータに対する要求が次第に大きくなつているが、W M Cや R M Cの機能としてはこれら研究の便宜を計り支援することが含まれているので、これらの問題も W W Wの最終段階においては、それぞれ W M Cや R M Cを通じてすべて満足されるはずである。

その外、気象図を利用する側と作成するセンターとの間に職員を適当に交換して理解を深めるため、Visiting Scientist Programme というものが計画されており、これが実現すると、日本からはワシントンやモスクーに出張して数か月その作業に従事し、また日本の責任範囲内の国からは本庁に研修に来るというようなことがさらに頻繁に行なわれることになるだろう。

4. グローバル通信組織

現在の国際的な通信組織にも非常に大きな欠陥がある。たとえば先進域と低開発域との間には通信技術に大きな差があつて、観測データ収集の迅速化に大きな障害になつている。また大部分

の通信がHF無線放送に依存しているため、安定度、通信速度、通信量にも限界を有している。そこで、WWWにおいては、充実した観測データをWMCやRMCに送り込み、電子計算機によって処理された気象図を再び各地に配布してその偉力を十分に発揮させるためには、歴大な資料を迅速かつ確実に収集配布する近代的な電子工学を駆使した通信組織がどうしても必要となる。したがって、WMOでは、このような観点からグローバルな通信系を計画し、これらには海底ケーブルか有線またはそれと同様の特性を有する標準電話型回線を使用し、通信の中核には自動的な選択、交換編集装置を備えることなどの原則を定めた。

○主幹線 (Main Trunk Line)

この主幹線は三つのWMCすなわちワシントン - メルボルン - モスクーを結ぶ大動脈ともいべき幹線で、その間に少数の地区通信中枢 (RTH, Regional Telecommunication Hub) を入れる。この主幹線は地球を取巻く二重閉回路ループ回線となつて、WMCはもとよりこの回線上にあるRTHは中継の操作なしに主幹線上を流れる資料をすべてしかも同時に入手できるようになる。この回線上にない国々はこれらWMC, RMCを通じて観測データを送り込みまた希望する資料が得られることになるが、その時期や方法は主として受け入れ側の態勢いかんによる。また特に開発の進んだヨーロッパ等では主幹線を流れるデータや資料を直接傍受するようなかたちとなる。この通信速度としては2400ボーが考えられておるが、これは現在のテレタイプ回線50ボーの48倍であり、もちろん通信用電子計算機とラインプリンターによる。つまり、全世界中の観測データを交換し、また三つのWMCで作つた天気図類を同じ回線で送り返すには、この程度の速度でなければ処理しきれないわけである。またFAXについても240回転あるいはそれ以上の回転数で送信することが考えられている。しかし1か所120枚に及ぶ天気図の送受信を送信速度の遅いFAXに頼るわけにはいかない。したがって、Computer to Computer 通信 (Grid Point 通信ともいう) で極く細かな格子点の値で受信し、それをカーブプロッターで画を再現させる方法がとられる。これによると、FAXの標準回転120回転で30分かゝる天気図が2400ボーで2分以内で送信可能となる。

東京はRTHとしてワシントン - メルボルン間の主幹線上に直接加入することになつており、気象庁では現在この端末装置である気象資料自動編集集中継装置の導入に鋭意努力しているところである。

この高速主幹線を流れる観測データとしては、

SYNOP, SHIP

TEMP, TEMP SHIP の Part A および C

PILOT, PILOT SHIP の Part A および C

CLIMAT, CLIMAT TEMP

AIREPコード

衛星データ

があり、これらの通報式はすべて電子計算機で処理し易いように多少修正されたものとなる。また別に今後観測技術の開発によつて新しく導入されるデータもそれぞれ独特の通報式が開発されて短時間内に主幹線内を交換されることになる。

観測データの収集や天気図の配布時間については1971年までの目標として次のようにあげられている。

	短期予報	中長期予報
RTHにおける観測データ収集時間	2時間	2時間
WMCの天気図配布終了時間	—	4
RMC "	3	5

○地区通信中枢

この地区通信中枢は主幹線の支流であり、地区内の観測データを収集した天気図類を配布するものである。アジア地区ではIMTNA (International Meteorological Telecommunication Network in Asia) が計画されているが、日本もこれに沿つて、ソール、台北、香港、マニラ、ハバロフスク等とPoint to Point 固定通信系で結ぶことになる。しかしながら、なお、現状を見るとアジア域ではなお暫くは無線放送が使われることも止むを得ないと思われる。

なお、上記以外にも今後研究を要するものとして電気通信衛星を使つた広帯域通信リンクあるいはATSのようなbroadcastタイプ静止衛星等の利用も考えられている。

5. 研究問題

観測技術や通信技術の研究問題についてはすでにふれたが、予報技術の将来の方向としては次のようなものがある。

1. 大気循環と気候の関連についての理解を深めること。
2. 天気予報技術をもつと科学的な基盤に立つたものとする。とくに、長期予報の技術の開発と、小スケール現象の予報の改善が必要である。
3. 気象や気候の制御改造の可能性とその限度の研究。

これらの解決のためには次の研究に重点を置くよう指摘されている。

1. 基本的な天気系の流れ
2. 大スケールの天気系の動き
3. 異なるスケールの大気現象の相互作用
4. エネルギーの流入に対する大気の反応
5. その他地表と大気の相互作用

また数値予報に対しては

1. 地表の運動量、熱、水蒸気の交換が大循環に与える影響を、マクロ的に記述する方法。
2. 熱平衡や放射輸送を大循環数値モデルに含めること。
3. 低緯度域の数値モデルの開発。
4. 局地的な効果を考慮した数値予数の小スケール現象への応用。

が指摘されている。

また計算機用語の標準化とサブプログラムの相互交換のための国際的図書館というようなものも考えられている。

また、このWWW計画の開発に歩調を合せて、1962～66年にわたつてグローバルな観測実験を行なう、大気研究プログラム(GARP)がたてられている。これについては天気のVol. 13, No. 7に小倉義光氏が詳細に述べられているのでここでは触れない。WMOもこの計画についてIUGGと共に合同プロジェクトとして積極的に参加することになるだろう。

6. むすび

以上がWWW計画の要約であるが、これは主としてWMO事務局が現在までの研究の総合報告書として第5回世界気象会議へ提出したドキュメントからとつたものである。したがつて多少この会議で内容が変更されるかもしれない。また、あるものについては、研究段階で実現性が危ぶまれているものもあるが、現在の考えられる範囲内でふれた。

1 か月予報会報の実況

1967年5月の長期予報(5月1日14時に発表される)のための会報は次ぎのように経過した。長期予報作業室で、4月26日18時30分に始まり15時10分に終わった。予報文のまとめを担当する予報官は、毎月20日に発表される3か月予報から始まり1か月毎に交替することになっているが、このたびの担当は朝倉正予報官。

まず、朝倉担当予報官が各種天気図の実況を説明する。つまり 1. 4月24・25日北半球地上気圧天気図(週間予報係から天気図を借りる)についてアメリカ付近の降雪、日本・朝鮮付近の好天、極渦は2つ、高緯度東進 2. 4月の半月北半球500mb天気図について東太平洋と東大西洋の高気圧アノマリ 3. 3月以来の日本の天候について3月以来の西日本の日照不足と多雨、4月は北日本はやや低いが南は高いといった特徴を掲げ、これからの予報で問題になるのは中国大陆のトラフの移動によって悪天が続く可能性があるので、ここ2・3日注意を要するという説明を付加した。

久保木 成層圏天気図に突然昇温はないか

朝 倉 ない。ただ冬の状態は終った

佐 藤 4月1日から20日までの平均では日本中部で1・2℃低い

朝 倉 北海道はどうか

佐 藤 北海道でも1℃位低い

朝 倉 関東地方はよく当った。福岡から、4月の長期予報がよく当ったといつて来た。

根 本 馬場さんからのニュースでは、南半球の前線帯が今年は北側にかたよっていた。南半球では春から夏への転換がわりにはつきりして12月・1月に起るが、今年は1月25日頃から夏の入りで遅かった。

ここで朝倉予報官が和差法とリズム法による予想天気図の説明をし、そのあと次ぎの説明に移った。

田 代(説明)

1. 調和解析による旬プログノによる5月の予想

4月20日までの資料による調和解析によるプログノでは、上旬は西日本方面の谷はややつきりしており、南岸は前線帯となろう。しかし半月の経過では上旬後半は移動高型を示している。中旬は前半は移動高型、後半は南岸前線型となった。下旬に入ると大陸の90E、80N付近に顕著な気圧の峯が現われ、北日本を中心として寒気が入る型となった。気温は上・中旬は並みが高め、下旬は北日本を中心に低温となり、降水量は中旬後半から下旬にかけて多めと予想される。特に西日本方面は相関場からみても多雨となろう。

2. 太平洋高気圧の予想

70°~20°N, 180°~180°Eの本邦付近の緯度平均気圧を調和解析により、卓越した波を2つとつて予想した結果では、5月下旬~6月上旬にかけて50°~70°Nの気圧は高く、下旬は80°~40°Nの気圧は低くなつた。4月20日までの資料によると、それ以前の資料による結果よりも低示数型が顕著となつた。

朝倉 調和解析で高くなるのは上旬後半から中旬前半か

田代 そうです

時田 (説明)

500mb半旬高度イサロバール

① 50°N全球イソプレットからみた波の移動

前期(4月11~15日)までは正負域とも半旬約80度くらいで東進していたが、今期(4月16~20日)のものでみると、極付近からカスピ海付近までのびていた大きな負域が、約20度西進して強まっている。しかし、今までの例、その後の実況などからみてこの負域も、今後は東進が予想される。その他の正負域については、従来どおり半旬80度くらいで東進している。したがって今後も大体半旬80度で東進するものと考えてよさそうである。

② イサロバールからみた向う1か月の予想

5月上旬は、中北日本を中心にかなり顕著な気圧の谷の通過が予想され、北日本の天気は荒れ気味になり、関東以西も後半は曇雨天の日が多くなりそう。中旬は、北日本は高気圧におおわれることが多く、好天が見込まれるが、関東以西は南岸に前線の停滞が予想さえるので悪天の日が多い見込み。下旬には前半は本州上を低気圧の東進が見込まれ、全国的に天気はよくないが、後半は南偏した高気圧におおわれて、とくに関東以西は晴天の日が多いことが期待される。

和田 ゴールデンウィークの予想はどうか

時田 前半は悪いが、後半はよい

久保田 (説明)

1000-500mbシツクネスの現在までの経過をみると1966年12月頃からかなりはつきりした30-36日周期が、90°E-180°Eゾーナル平均や日本付近の各地点の経過に現われている。90°E-180°Eゾーナル平均で1966年12月以来各月下旬に正偏差が現われている。ただそれは12月に低緯度に現われ1月に40°N、2月には中緯度に、3月には高緯度に現われている。したがって日本付近のシツクネスの経過にも35日周期が現われている。

8.6旬の調和解析をして、それを補外予想するとやはり、その周期の振巾が効き4月下旬から5月上旬にかけて正偏差が現われ、5月後半は負偏差が現われている。日本全般に前半並み、後半低いだろう。卓越周期35日。

和田 4月については当つたか。

久保田 運よく、4月は当つた方である。

三 友(説明)

Zonal index による概況と予想

概況 昨年11月頃からの状況は全球ではその振幅は並だが、大陸がわではlow indexが太平洋ではhigh indexが目立っている。

予想 Zonal index を調和解析によつて予想すると、全球、大陸および太平洋とも5日前半はhigh index、後半はLow index になる。たゞ太平洋ではそれ程顕著にはならない。

朝 倉 太平洋におけるゾナル・インデックスは実況では振巾が最大だが予想では最小になっているのは変ですね

和田 過去の予報は実際に合っているか

三 友 4月の月上旬におけるハイツデックスは予報通りに経過した。

北 原(説明)

20日平均による相関法では4月から5月にかけていくらか並みか高めに経過した。札幌の相関係数は低い。

20年間の平均より ノルマルより

札幌	+1.1	+1.8
東京	+0.6	+1.0
福岡	+0.7	+1.0

大 竹(説明)

月平均500mb偏差分布の符号一致率による類似

今年4月の分は20日平均を使つて月平均と見なし、4月の月平均500mb偏差分布の符号一致率をみると、類似とみなされる例数が割合多い。北半球で60%以上の年から順に一致率を示し、極東の一致率も同時に表にした。

極東で60%の1948年を除くと、北半球、極東とも危険率1%以内の一致率となる。これ等のうち、北半球偏差分布の位置と強度をチェックしてみると、1968年が第一候補に上げられる。順位1の1965年は丁度日本付近だけでみると、余りよくない。と云うことはそのほかではかなりよいことになり、近年の傾

順位	類似率	北半球 %	極 東 %
1	1965	69	69
2	1964	68	75
3	1946	68	68
4	1963	62	83
5	48	62	60
	1957	60	72
	55	60	70

向の代表になる。なお、表にあげた年の日本の5月の月平均気温は1948、57年が北日本、その他は西日本の方が高い傾向にあった。これ等のことから、4月の類似として1968、65年をあげる。

160wにおける半旬500mb 偏西風強風軸の経過

8月下旬末に強風軸が55N付近に北上して、その後4月中旬現在まで停滞気味である。季節として、このような比較的高い緯度に停滞したことは、1954年からの資料では初めてのことである。

4月中旬は東京付近で顕著な悪天であつたが、160wの強風軸型をつかつた藤井氏法による標準型の前兆は出ていなかった。強風軸が55N付近まで北上して、その後南下するいわゆる標準型が最近出にくくなつたように思われるが、これは北太平洋東部の尾根の発達する経路が1955年頃と最近では違つていることが多いことに関係しているのではないと思われる。

久保木 1968・4、5年がよく類似しているが、1966年はどうだつたか。

大竹 全球で54%で低い。

根本 最近のもののみを使うと過去の類似年と最近の類似年とよく似ている。類似年の間の日本の天気がよく合つているか。60点と70点との差はたいしたものではなく、点より類似年の天気がよく収れんした年を選ぶべきだ。

大竹 日本の天気も完全に合つたものはない。予報の類似年として選ぶときは、異常気象報告などを用いてそのことも考慮している。

和田 西日本で高ければ、北日本で低い。1955年は北日本で低かつた。

根本 類似年は1つだけではまずい。

根本(説明)

5700の蛇行示数は、昨年(1967)の8月より平年より低い状態をつづけてきたが、8月に入つてほぼ平年値にもどつた。しかし5400では、なお顕著に平年より低い状態がつづいている。これを上層の気温に言いかえると、2月まで中・高緯度とも平年より気温が、かなり高い状態がつづいていたが、8月に入つて中緯度は平年にもどつたように思われる。

今回の予報に直接は関係ないかもしれないが、太陽黒点の活動が最近、とくに活発化してきた。暖候期予報では、年平均(1967)は80位と予想し、ワルデマイヤーも同様に予想していたが、これは100~110位に修正しなければならぬかもしれない。そうすると年系列で類似する年は1836(天保7)、1787(天明7)年になる。何れの年も夏の天候はよくない。天保7年は各地に大雨多く、土用に至つて甚だ冷氣(大阪)、9月奥羽の霜害が記録されている。黒点は8~4ヶ月非常に大きくなつてのち、再び小さくなることもあるので、ここ数ヶ月の活動が特に注目される。なお4月24日の皆既月食は全く invisible ではないが、皆既中甚だくらく、表面の地形(模様)は全く識別できなかった。(博物館および根本の観測)これは現在なお地球大気全体が、かなり混濁し、光を通しがたいことを意味するものである。火山活動と

関連し今後の影響が、かなり注目される。

朝 倉 4月になつてニユーフェースになつた類似年は何年か。

大 竹 64年、57年、54年、48年および62年であつた。57年は諫早集中豪雨の年だ。

根 本 46、48年 また55、57年は日本の気温分布は逆になつている。

朝 倉 最近に類似年の群発が10年位の周期性を持つことは鉄則である。福岡からの電話では成層圏下部が日本付近で偏西風から偏東風に変つた状態が1957年と類似しているという。1957年は諫早豪雨の年である。

根 本 広島からの電報ではPolar Vortex の崩壊が遅いという点で、4月下旬におきた1958年に類似しているとしている。

朝 倉 (予報を総合するまでの手順)

(1) まず大循環のstageをきめる。

全球Z・I・は8月下旬～4月上旬High、3月中旬、4月中旬Lowになつている。一方極東域における南北交換は4月上旬に終つている。また、極渦は2つに分裂した2波数型(天候変動型)でウラル付近、アラスカ付近で屋根が形成されやすい。この傾向は5月もつづくと考えられ、Z・I・のcycleに85日周期があるので、4月下旬から上旬は高示数型、中旬は低示数型になろう。また、天候の変動は4月同様大きい。

(2) 予想天気図の総合

調和解析法、リズム法、和差法によるプログノが完全に一致することは少ないが、その特徴には共通したものがあるのでそれをえらびだす。上旬、太平洋高発達し、西日本前線停滞する型、中旬、南岸に前線停滞型、下旬、北高型になるか、南高型になるか判断できない。これに、イサロバールの追跡によつて作つた予想天気図を加味すると、上旬後半北日本に寒気入る。中旬ツユ型、下旬後半天気回復。これらを総合すると、問題の下旬には、北高型と南高型の両方が出現すると考えられる。

(3) 周期性を利用した結界の総合

今回は30日～40日(平均35日)程度の周期性のものが、各種の要素に出現しているので、結果は余り矛盾していない。上旬は中緯度高圧帯発達、下旬は北の高気圧が発達する。また、Z・I・は下旬にLow Indexになる。これらを総合すると、上旬は高温型、下旬はツユ型となる。

(4) 相関シノブチェックス

4月の500mb高度と5月の気象要素との間には、余りよい関係がないので、今回は重視しない方がよさそうである。強いて計算すると、高温の傾向が強い(大阪+0.6℃、福岡+1.1℃)

(5) 偏西風の特徴

蛇行指数の変動をみると、北の寒気は依然強く、南の暖気はこれから強くなる段階に入つたと考える。160°Wの500mb強風軸は4月はじめ以来いちぢるしく北上している。このような例は過去にないが、一応、悪天になりやすい前兆と判断する。平均すると高温型だが、変動があり、晩霜（北日本）、悪天（西日本）の両面を考える必要がある。

(6) 類似年の整理

北半球500mb、地上気圧、気温経過、毎日の地上天気図の類似を整理する。その結果、共通した類似年として、1965、'68、'48、'88年だけにしぼられる。つぎに、これらの類似年における来月の気圧系の動きを旬別に整理し、共通点を Pick up する。また、異常な現象を長期予報テクニカルノートや気象要覧によつてしらべておき、予報文を書くときの重点のおき方の参考にする。

(7) 予報文の作成

これら(1)―(6)の作業を通して、大体の気圧系のイメージを明白にし、それに伴う天候、気温、降水量分布を図上に描き、相互にむじゆんがないかどうか検討する。

つぎに予報文を書く。明朝、新しい天気図をみた上で、予報文をチェックし、管理官の決裁をうける。

また、それまでにJAX放送するプログノを選定し、予報官のイメージに合うように修正をする。

平流層和对流層環流の相互作用

孫淑清 陳隆勳 葉篤正

太田盛三(広島地方気象台)紹介

(成層圏と対流圏の大気環流における相互作用について)

中国科学院地球物理研究所, 平流層大気環流及太陽活動对大気環流影響的研究, 科学出版社, 1964

概 要

この論文は地衡風線形モデルを利用し, 大気の風速と気温に適当な条件を仮定し, 成層圏と対流圏との間の環流的な相互作用を研究したものである。その主要な結果は次に示す通りである。

(1) 冬季における大気環流の状態を見ると, 対流圏の擾乱源が成層圏上部に及ぼす影響が著しく, また逆に成層圏上部の擾乱源もまた対流圏に著しい影響を及ぼす可能性をもっている。そして, このような上下層の間の相互作用は長波程度の擾乱よりも更に規模の大きい超長波程度の擾乱の場合にいちじるしくなる。そして長波の擾乱源に対しては, 対流圏頂上部で非常に強いブロッキング現象があらわれる。

(2) 大気の温度成層が不安定になり, 風速の垂直シヤーが大きく, 偏西風が上層にいくに従い急速に大きくなるほど, 対流圏擾乱源が成層圏やその他の各層に及ぼす影響もまた, それに従って大きくなる傾向をもっている。

(3) 擾乱の規模が超長波程度の場合では, 対流圏内の擾乱源のうち, 成層圏上部に最も影響し易いのは後退波(西進波)であり, 停滞波はそれに次いで影響を及ぼし易い。この場合対流圏の擾乱源が前進波であるか, 後退波であるかの如何を問わず, 成層圏に引き起こされる超長波は擾乱源の波速とは無関係に, 常に後退波である。しかし, 長波の場合では, 停滞波による影響が最もいちじるしくあらわれる。(本文では長波の場合に対し, 後退波擾乱源の計算は行なわれていない。)

(4) 計算モデルの中で適当な境界条件を合理的に選ぶということは, 上下層の間の相互影響に関する研究に対し重要な意義をもっている。なお最後には, 擾乱の構造についても簡単に論じている。

1 は し が き

成層圏における大気環流の研究が発展するに従い, 成層圏と対流圏との間の環流的関係が, どのようなものであるかということが, 人々の注目の対象になって来た。そして多くの天気現象から, 対流圏と成層圏との間に密接な関係があるということが指摘されるようになった。例えば冬季の10mbの平均天気図では, 谷や尾根の位置がはつきりあられ, その状態は500mb平均天気図とよく似ているが, このような状態がはつきりしているのは, 対流圏下部における海陸の分布によつて起る熱的不均一が主な原因であり, 大規模な地形による動力学的作用の影響し得る高さは, 少なく

とも成層圏頂上部にまで達することが可能である。そして小さい地形によつて起る重力波の擾乱が、対流圏から圏界面を透過して成層圏に入ることが出来るということもまた、すでに観測事実として認められている。従つて、重力波程度の非常に小さい擾乱から非常に長い天気波動に至るまで、対流圏内のいろいろな規模の擾乱が成層圏に影響を及ぼすことが出来るということになる。

しかし、逆に成層圏内の擾乱は対流圏に影響を及ぼすことが出来るのであろうか？ 1957年と1958年の成層圏における突然温暖化後の変化に対する解析ではR. A. Craig^[1]とR. Scherhag^[2]はそれぞれ別に、対流圏における変化が成層圏における環流変化と相対応し関連していることを発見した。また各層における擾乱の波動分析では、陳隆勳と陶詩言^[3] B. W. Bovill^[4]らは25mbと500mb上における超長波（波数1-2の波動）はどちらも変化が傾向として一致していることを発見した。このほかに陳隆勳と陶詩言^[3]は更に冬季の25mbと500mbの5日移動平均高度変化（五天滑動平均変高）が、その強さや移動においても、すべて傾向的に一致しているということを発見している。そして5日平均高度変化は、ほとんど波数1ないし3の超長波だけが強調されて表現されている。従つて、超長波の範囲では成層圏の擾乱が対流圏に影響を及ぼし得るので、場合によつては成層圏と対流圏とにおける超長波の現象が一つにまとまつた変化となり、完全に一致した統一体系として表現することも可能であることが指摘された。

しかし、一方多くの動力学的分析は天気学的研究結果と同じではなく、多くの結果はすべて成層圏と対流圏との間で相互作用が不可能であることを意味している。陳雄山^[5]はかつて ω 方程式より出発し、計算により各層の間の相互影響関数を求めた結果、対流圏における擾乱源は成層圏に対し影響し得るが、逆に成層圏の擾乱源が下層に向かつて影響を及ぼすのは非常にむづかしいということをも認めた。J. Spar^[6]も ω 方程式を解いて得た影響関数を用い、中層大気（成層圏中部の大気？）の加熱作業が対流圏にまで影響するのは非常にむづかしいということをも認めた。陳隆勳^[8]もやはり似たようなやり方で、大気中の偏西風や気温にいろいろな条件を与え、各層における擾乱の相互影響係数を計算し、その作用に対する大気構造を示しているが、本文でも第2節で我々はこのような問題を討論するつもりである。当然のことではあるが、実際には一般に影響関数の分布だけで上下両層の間の相互作用をあらわすことは、なかなか容易なことではない。そして成層圏と対流圏の間で、このようなことが云えるだけでなく、対流圏内部の場合だけについて考えた相互作用でも、それほど大きくはなり得ないことになる。また若干のモデル計算では、対流圏上部の擾乱源がその下部（あるいは逆に対流圏内で下部から上部）に及ぼす影響は対流圏から成層圏に及ぼす影響に比べて桁が1ないし2だけ小さくなるべきであるとされている。しかしながら我々は、これより直ちに対流圏内における上部と下部との相互作用が非常に小さいという訳にはいかない。

さて一方ではJ. G. CharneyとP. G. Drazin^[7]は連続的な媒質中における波の伝播作用に対する折射指数（屈折指数）の概念を適用し、対流圏内における惑星波のエネルギーが上向きに伝播し得ることを論じた。そして彼等は冬夏の区別なく、惑星波のエネルギーが20Kmぐらゐの高さまで伝わつて到達し得ることを認めた。そして両季節の過渡期（春秋）では特に超長波のエ

エネルギーだけが、更に高々度の上空にまで達する可能性をもっているとした。従つて、既に述べたように 10mb と 500mb 上の冬の平均天気図が互によく似ているという事実は考えられないことである。J. G. Charney と P. G. Drazin は地衡風モデルを用いたが、最近陳隆熙^[9]は非地衡風モデルを用い、J. G. Charney らの研究とよく似た結果を得た。そして、そのモデルでは重力慣性波の存在が許容されており、表に示されているように、高緯度では波長 500 または 600 Km 以下の短波と超長波だけが圏界面を透過してエネルギーが上下に伝播し得ることを示しており、これらは観測事実ともかなり近いものである。

もちろん影響関数あるいは折射指数の垂直分布は、大部分偏西風速 ($\bar{u}$) と気温 (T) の垂直分布によつて決定される。そして u や T の平均的分布では、上下の層が互に及ぼし合う影響は比較的小さいが、このことにより他の場合でも常にこれらの相互作用が小さいだろうということは出来ない。従つて本論文では我々はまず陳隆熙^[8]が既にやつた方法を参考にし、 $\bar{u}$ や $\bar{T}$ のいろいろな分布に対し影響関数による同じような方法を利用し、上下層の相互作用について討論した。たゞし影響関数或いは折射指数による方法は、もちろん瞬間的な相互作用を論じているだけで、すべて蓄積的な効果には全然触れていない。しかも実際の天気変化では蓄積的な効果を見積ることは出来ない。ので、上下層の間における相互影響の程度を実際に見積るためには、やはり最後に現れた蓄積的結果を比較することが必要であると思われる。そこで本文の主要内容としては、一定の擾乱源が与えられた場合の各層における擾乱の時間変化に対する解を求め、それから上下層の間の相互作用について論じた。このほかには顧震潮^[10]や陳雄山^[11]も大気における自動調節的な作用に着目し、輸出エネルギー量と輸入エネルギー量の比、輸入擾乱の波長などが、このような場合における現象のサイクルに関連することを指摘した。それまでのすべての研究では、波長による問題の重要性はよく指摘されていたが、現象のサイクルによる変化には未だ注意されていなかった。その点でこのような研究も注目値する。そこで本論文では、このような問題に対しても研究中であり、最後に我々の討論が擾乱の構造や境界条件の問題にまで及んでいることが示されている。

2 上下層擾乱の相互作用に対する影響関数

陳隆熙^[8]は比較的簡単な方法で対流圏と成層圏との間の相互作用の影響が、大気各層の構造とどのような関係をもっているかということの研究したが、我々はまず、こゝでそのことについて紹介する。その方法ではまず、大気の運動は準地衡風近似であらわれ擾乱は y 方向に一様であると仮定されている。従つて渦度方程式と断熱過程による熱力学方程式は近似的に線型化され次のような形であらわすことが出来る。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial^2 Z'}{\partial x^2} + \beta \frac{\partial Z'}{\partial x} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial p}\right) \frac{f^2}{g}, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial Z'}{\partial p} - \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial p}\right) \frac{\partial Z'}{\partial x} = -\frac{\sigma}{g} \omega, \quad (2)$$

こゝで $\bar{u}$ は帯状平均風速； Z' は擾乱による等圧面高度； $\beta = \frac{df}{dy}$ ； f はコレオリ因子； g は重力の加速度； $\omega = \frac{dp}{dt}$ ； $\sigma = \frac{R^2 T}{g p^2} (\Gamma_d - \Gamma)$ 、たゞし R は気体定数、 Γ_d は気温の乾燥断熱減率、 $\Gamma = -\frac{\partial T}{\partial Z}$ は垂直分布による気温減率を示す。

次に大気を第 1 図のように 6 層であらわし、 P 方向に差分をとり、渦度方程式(1)を 1, 3, 5 の高度に適用し、更に熱力学方程式(2)を 2, 4, 6 の高度に適用し、 $\omega_0 = \omega_6 = 0$ であると仮定する。そ

してこれらを解くために $Z_i^1 = T_i(t)e^{imx}$, $m = \frac{2\pi}{L}$ (L は擾乱の波長, T_i は振巾)とおき, 方程式に代入し, e^{imx} を消去すると, 次のような T_i に関する連立傾向方程式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T_1}{\partial t} &= i D_1 T_1 + i D_2 T_2 + i D_3 T_3, \\ \frac{\partial T_2}{\partial t} &= i E_1 T_1 + i E_2 T_2 + i E_3 T_3, \\ \frac{\partial T_3}{\partial t} &= i F_1 T_1 + i F_2 T_2 + i F_3 T_3, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここで D_i , E_i , F_i はすべて T , p , $\bar{u}$ や m であらわされる関数で, 各方程式において, このような係数 (例えば D_1 , D_2 , D_3) の大小を比較することにより, 定性的に各層の擾乱がある層 (例えば T_1) の高度変化の傾向に対し, どの程度作用しているかを見ることが出来る。そこで我々はいろいろな基本帯状流 $\bar{u}$ と気温 T の分布の組み合わせによる9種類の場合を与え, これらに対し超長波 ($L = 20000 \text{ Km}$) と惑星波 ($L = 5000 \text{ Km}$) の場合について, 各方程式の係数を求めた。9種類のそれぞれの場合に対する各要素は第1表の通りであり, 第2表はこれらに対して求めた係数の一覧表である。陳隆勳は超長波の波長として 20000 Km をとっているが, これは丁度緯度 60° における波数1の擾乱の波長に相当している。我々は下層に着目し, 対流圏擾乱源の成層圏に対する影響について討論し, 対流圏内では一般に波数2ぐらいの超長波が比較的是つきりしていることを認めた。従つて中緯度では波数2の超長波としては波長が約 15000 Km となるので, 第2表では計算の補いとして $L = 15000 \text{ Km}$ に対する影響傾数が2種類の場合について求められており, 比較し易いようにした。そして我々は第2表より次のようないくつかの結論を得ることが出来る。

(1) $L = 5000 \text{ Km}$ の惑星波に対して, 一般的な大気構造をもつ (I~IV) の場合では, $|D_1| \approx 10 |D_2| \approx 10 |D_3|$, $|E_2| \approx 10^2 |E_1| \approx |E_3|$, $|F_2| \approx 500 |F_1| \approx 50 |F_3|$ ぐらいとなるが, こゝでたとえ成層圏の擾乱が一般に対流圏の擾乱よりも強いということを考えてもやはり $|D_1 T_1| \gg |D_2 T_2|$, $|D_3 T_3|$; $|F_2 T_2| \gg |F_1 T_1|$, $|F_3 T_3|$ となる。このことは惑星波系統の波の変化は, 成層圏内対流圏内ともに主としてその層内の環流変化だけで決定されるので, この系統では成層圏と対流圏との間の相互作用が非常にむづかしいということを説明している。そして対流圏頂上部では対流圏以外の擾乱の影響はほとんど除かれ, 大部分が対流圏だけの影響を受けることになり (すなわち $|E_2 T_2| \approx |E_3 T_3|$), 成層圏の対流圏に対する影響は非常に小さいということになる。

(2) 一般的な大気構造をもつ (I~IV) の場合では, 波長 $L = 20000 \text{ Km}$ の超長波に対して, $|D_1| \approx \frac{1}{2} |D_2| \approx (10^{-1} - 10^{-2}) |D_3|$, $|E_2| \approx |E_1| \approx 10^{-1} |E_3|$, $|F_2| \approx 50 |F_1| \approx 5 |F_3|$ となる。従つて, こゝで各層における擾乱の強さを調べてみると, この場合では $|D_1| \ll$

図 1

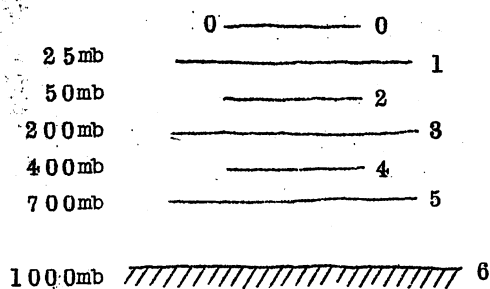


表 1 影響係数を計算した各組の付加条件

組 別	層 次	1	2	3	4	5	6
	p (mb)	25	50	200	400	700	1000
I	$T(^{\circ}\text{K})$	200	200	200	230	254	273
	$\bar{u}$ (m/sec)	40	40	40	30	15	0
	$\Gamma(^{\circ}\text{C}/100\text{m})$		0		0.6		
II	$T(^{\circ}\text{K})$	239	224	200	230	254	273
	$\bar{u}$ (m/sec)	40	40	40	30	15	0
	$\Gamma(^{\circ}\text{C}/100\text{m})$		-0.3		0.6		
III	$T(^{\circ}\text{K})$	237	237	237	250	264	273
	$\bar{u}$ (m/sec)	40	40	40	30	15	0
	$\Gamma(^{\circ}\text{C}/100\text{m})$		0		0.3		
IV	$T(^{\circ}\text{K})$	200	200	200	230	254	273
	$\bar{u}$ (m/sec)	25	25	25	25	25	25
	$\Gamma(^{\circ}\text{C}/100\text{m})$		0		0.6		
V	$T(^{\circ}\text{K})$	200	200	200	230	254	273
	$\bar{u}$ (m/sec)	80	80	80	60	30	0
	$\Gamma(^{\circ}\text{C}/100\text{m})$		0		0.6		
VI	$T(^{\circ}\text{K})$	177	177	177	217	249	273
	$\bar{u}$ (m/sec)	40	40	40	30	15	0
	$\Gamma(^{\circ}\text{C}/100\text{m})$		0		0.8		
VII	$T(^{\circ}\text{K})$	200	200	200	234	262	283
	$\bar{u}$ (m/sec)	20	20	20	12	4	4
	$\Gamma(^{\circ}\text{C}/100\text{m})$		0		0.7		
VIII	$T(^{\circ}\text{K})$	200	200	200	234	262	283
	$\bar{u}$ (m/sec)	32	32	32	24	12	4
	$\Gamma(^{\circ}\text{C}/100\text{m})$		0		0.7		
K	$T(^{\circ}\text{K})$	235	235	235	268	276	290
	$\bar{u}$ (m/sec)	-10	0	15	10	5	0
	$\Gamma(^{\circ}\text{C}/100\text{m})$		0		0.45		

表 2 各組付加条件下の影響係数 (10^3 sec^{-1})

波長 係数 組別	L=5000 Km										L=20000 Km										備 注
	D_1	D_2	E_1	E_2	E_3	E_4	F_1	F_2	F_3	F_4	D_1	D_2	E_1	E_2	E_3	E_4	F_1	F_2	F_3	F_4	
I	-4.32	0.24	-0.51	0.02	-3.99	-2.24	0.01	-0.09	-4.37	-0.49	1.27	-7.60	0.16	0.28	-9.21	0.15	1.12	-9.79			
II	-4.27	0.18	-0.39	0.01	-3.99	-2.30	0.01	-0.09	-4.40	0.04	1.18	-7.16	0.20	0.29	-9.37	0.18	1.13	-9.95			
III	-4.29	0.20	-0.19	0.02	-4.02	-0.95	0.01	-0.07	-2.85	-0.35	1.28	-2.95	0.17	0.35	-3.69	0.15	1.10	-4.18			
IV	-2.43	0.12	-0.40	0.02	-2.62	-1.75	0.01	0.22	-3.33	-0.02	1.12	-4.53	0.16	0.57	-5.49	0.15	1.24	-5.83			
V	-9.35	0.35	-1.28	0.02	-8.50	-5.61	0.01	-0.40	-10.85	-1.74	1.37	-16.96	0.16	-0.86	-20.55	0.15	0.94	-21.84			
VI	-4.35	0.30	-1.42	0.01	-3.84	-5.68	0.01	-0.04	-8.03	-0.55	1.27	-19.48	0.16	0.41	-23.18	0.15	1.69	-23.83			
VII	-1.81	0.21	-0.28	0.02	-1.60	-1.23	0.01	-0.04	-2.08	-0.03	0.86	-2.90	0.10	0.36	-4.03	0.09	0.77	-4.38	超長波 $L=15000 \text{ Km}$		
VIII	-3.33	0.21	-0.56	-0.01	-3.11	-2.45	-0.01	-0.04	-4.18	-0.53	0.87	-5.29	0.10	-0.13	-7.35	0.09	0.79	-7.97	超長波 $L=15000 \text{ Km}$		
K	1.75	-0.83	-0.05	0.06	-0.98	-0.25	0.02	0.09	-0.67	1.26	-0.72	-0.15	0.07	0.13	-0.30	0.04	0.49	-0.46	超長波 $L=10000 \text{ Km}$		

$|D_0|$ であることより対流圏の擾乱の強さの影響が、容易に成層圏に到達し得ることがわかる。しかも $|F_0| \gg |E_0|$ であるから、逆に成層圏の擾乱の影響が対流圏に及ぶことはむづかしいようである。たゞし天気学的事実によれば、一般大気中では 25 mb における擾乱が 200 mb や 700 mb (8.5 の高度) における擾乱よりも大きくなるべきである。従つて成層圏が対流圏に及ぼす影響 (E_1, T_1, F_1, T_1) と対流圏が成層圏に及ぼす影響 (D_0, T_0, D_0, T_0) とを比較したとき前者の方が小さくなるべきであるとはいへ、やはり成層圏からも多少はその影響が下に伝わり対流圏に及ぶことが出来るものと考えられる。すなわち超長波系統の擾乱に対しては成層圏と対流圏との間で互に影響しあうことが可能であるということになる。また D_1, E_1, F_1 の間の比較及び D_0, E_0, F_0 の間の比較から、一般に $|D_1| > |E_1|$, $|F_1|$ であるが、それぞれ小さく、これに反し $|D_0|$, $|E_0|$ や $|F_0|$ の値は大きく互に同じぐらいであるということがわかる。このことは対流圏の擾乱が成層圏に対し非常に容易に影響を及ぼすことが出来ることを示しており、また一方では成層圏自身の擾乱が対流圏全般のものに比べて大きいので ($T_1 > T_0$)、たとえ E_1, F_1 が D_1 に比べ小さいとしても、成層圏は対流圏各層に対し、ある程度の影響を及ぼし得るので、結局成層圏から下向きに影響が伝わることも可能であるということを示している。そしてある条件、大気構造では (例えば II の場合)、 $|D_1|$ はかえつて $|E_1|$, $|F_1|$ よりも小さく、このような時には成層圏の擾乱エネルギーが非常に容易に対流圏に伝わる事が出来る。

(3) 上下層の間の波動の相互影響に対する大気構造の影響は非常に大きく、風速や気温の垂直分布をいろいろ変えることにより上下層の間の影響係数も大きく変化する。第 1 表の中で、I, II, III, IV の 4 種の場合を比較すると、 $\bar{u}$ の分布はそれぞれ同じぐらいであるが、 $\bar{T}$ の分布は一様でなく、第 2 表より当然のことではあるが、長波や超長波では $|D_0(\text{VI})| > |D_0(\text{I})| > |D_0(\text{II})| > |D_0(\text{III})|$ であり、 D_0 の場合もまた同様であることがわかる。これにより大気の大気温度成層が不安定になるほど、対流圏の擾乱は容易に成層圏に影響することが出来るが、逆に成層圏擾乱の対流圏への影響は大気温度成層の状態にはほとんど支配されない。(すなわち F_1 の大きさは、どの場合もそれぞれ同じぐらいの大きさである。) 次に I, IV, V の 3 種の場合について比較すると、第 1 表により気温成層はそれぞれ大体同じであるが、風速分布は一様でなく、そのため長波や超長波の場合ではすべて $|D_0(\text{V})| > |D_0(\text{I})| > |D_0(\text{IV})|$ となる事が示されている。故に風速の垂直シャーが大きくなり、これに対応して成層圏の風速も増大するような場合では、対流圏の擾乱が容易に上向きに伝わっていくことが出来る。しかし成層圏擾乱の下向き伝播の影響に対してはどの場合も同様に、成層圏内における風速の垂直シャーはいちじるしいものとはいへない。VII, VIII 両種の場合では大気温度成層は同じであるが、風速の垂直シャーが異なっており、結果としては傾向的に I, IV, V の 3 種の場合の比較と一致している。(すなわち風速シャーの大きい VIII の場合の方が VII の場合より $|D_0|$ が大きい、 F_1 の値は両者ともに全く同じで非常に小さい。) 次に V と VII の場合を比較すると V では気温減率は普通の値をとるが、偏西風の垂直シャーが大きく成層圏中部下部では少なくとも 80 m/sec の強風となる。そして一方 VII の場合では偏西風の垂直分布は普通の

値をとるが、気温減率は通常よりやゝ大きく $0.8^{\circ}\text{C}/100\text{m}$ の値をとっている。このときもちろん超長波あるいは惑星波では D_0 の数値がすべて著しく増大する。(他の場合に比べて D_0 の値が圧倒的に大きいことに注目を要する。) すなわち対流圏における超長波系統の擾乱が成層圏の擾乱にまで発展して大きい影響を及ぼすことはむづかしいことではなく、また対流圏における惑星波系統の擾乱もまた成層圏の環流に対し著しい影響を及ぼすことが可能である。

従つてこれにより、対流圏内の気温減率と偏西風垂直シャーが増大し、成層圏の風速もまたこれに応じて増大する時は擾乱の規模に関係なく惑星波であるか超長波であるかを問わず成層圏に及ぼす対流圏の影響もまた次第に増大していくことを認めることが出来る。すなわち実際の大気の成層がⅣの場合の状態に近づくと、惑星波系統の擾乱においても対流圏から成層圏に及ぼす影響が十分著しい状態に変わり得る。

(4) 最後に我々はⅢの場合について討論すると、この場合は風速や気温の分布が典型的な夏の場合の条件を比較的よく満足させている。すなわちこの場合は 50mb 以上の高度における気流が偏東風になつており、風速のシャーや気温減率が夏では比較的小さいという特徴をよくあらわすように考慮されている。従つて夏の対流圏内では擾乱の波数が多くなり、 $L = 20000\text{Km}$ の擾乱の強さは非常に小さくなるので、我々はそのかわりに $L = 10000\text{Km}$ の場合について計算した。第2表の計算結果によると、もちろん $L = 5000\text{Km}$ あるいは $L = 10000\text{Km}$ の場合において $|D_0|$ と $|F_1|$ の値はすべて非常に小さい。もちろん、これは夏季によくあらわれる $L = 5000\text{Km}$ の場合でも、またこれより波長がやゝ長い $L = 10000\text{Km}$ の場合でも、対流圏と成層圏との間の相互干渉が、どちらの場合でも非常に小さいということを説明している。しかも、このような計算結果と天気学的事実とはよく一致している。また天気分析によると夏季では対流圏と成層圏との環流の型は非常に大きな差異をもっていることが示されている。すなわち夏は成層圏が安定な状態にあり、極高気圧を囲んで偏東風環流が卓越しているが、これに対して対流圏では相変らず極のまわりで偏西風環流が卓越している。このように夏は成層圏と対流圏の擾乱の間には特別にはつきりした差異があり、並外れて異なっているが、一方これらの間の共通点はいろいろ変つた場合があるので、両者を比較してもはつきりとはわからない。従つて冬の場合に比べて、夏の場合は更に近似的に成層圏と対流圏とが互に孤立して変化するものとみなすことが出来るだろう。

3 対流圏中部擾乱の上向き影響

はしがきの所でも既に述べたように連立方程式(3)の D_i 、 E_i 、 F_i の大きさを見積ることは、擾乱間の相互影響を瞬間的にだけ見ていることになり、それによりその蓄積的效果までは見ることが出来ない。そこで我々はある一定の初期条件と境界条件を与え、(1)、(2)式を解くことを試み、擾乱の影響が上下にどのように伝わるかを討論してみよう。たゞし初期の状態としては偏西風環流が均一であり、その上には擾乱がないが、境界における値はいろいろな変化があるものとする。(采取的初値均為西風環流、其上沒有擾動、辺値則有不同的変化。)

(1) 連立方程式とその解答

我々は今成層圏上部 10mb の環流に対する対流圏擾乱源の影響を討論する。そのために第 2 図のように、10mb を第 1 高度とし、それより地上付近の 1000mb に至るまでの間を等分に 5 層に分け、そこで対流圏中部に擾乱源をおき、その上向き影響について討論する。そこで今擾乱源が 604 mb 以下の対流圏にあると仮定し、渦度方程式(1)を第 2 図における 1, 3, 5 の各高度に適用し、熱力学方程式(2)を 2, 4, 6 の各高度に適用すると次のような連立方程式を得る。

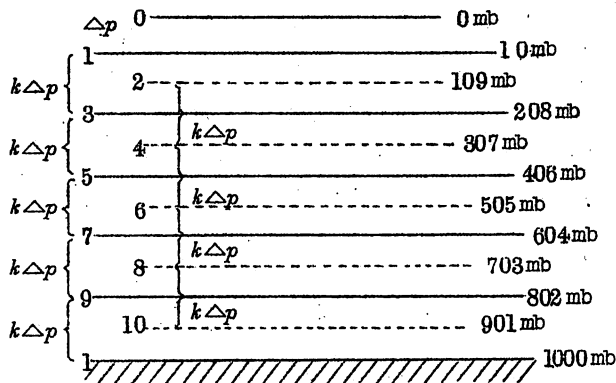
$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^3 Z_1'}{\partial t \partial x^2} + \bar{u}_1 \frac{\partial^3 Z_1'}{\partial x^3} + \beta \frac{\partial Z_1'}{\partial x} &= (\omega_1 - \omega_0) \frac{f^2}{g} \frac{1}{10.9 (\Delta p)} , \\ \frac{\partial^3 Z_3'}{\partial t \partial x^2} + \bar{u}_3 \frac{\partial^3 Z_3'}{\partial x^3} + \beta \frac{\partial Z_3'}{\partial x} &= (\omega_3 - \omega_2) \frac{f^2}{g} \frac{1}{k (\Delta p)} , \\ \frac{\partial^3 Z_5'}{\partial t \partial x^2} + \bar{u}_5 \frac{\partial^3 Z_5'}{\partial x^3} + \beta \frac{\partial Z_5'}{\partial x} &= (\omega_5 - \omega_4) \frac{f^2}{g} \frac{1}{k (\Delta p)} , \\ \omega_2 &= -\frac{g}{\sigma_2} \frac{1}{k (\Delta p)} \left[\frac{\partial}{\partial t} (Z_3' - Z_1') + \bar{u}_2 \frac{\partial}{\partial x} (Z_3' - Z_1') - (\bar{u}_3 - \bar{u}_1) \frac{\partial Z_2'}{\partial x} \right] , \\ \omega_4 &= -\frac{g}{\sigma_4} \frac{1}{k (\Delta p)} \left[\frac{\partial}{\partial t} (Z_5' - Z_3') + \bar{u}_4 \frac{\partial}{\partial x} (Z_5' - Z_3') - (\bar{u}_5 - \bar{u}_3) \frac{\partial Z_4'}{\partial x} \right] , \\ \omega_6 &= -\frac{g}{\sigma_6} \frac{1}{k (\Delta p)} \left[\frac{\partial}{\partial t} (Z_7' - Z_5') + \bar{u}_6 \frac{\partial}{\partial x} (Z_7' - Z_5') - (\bar{u}_7 - \bar{u}_5) \frac{\partial Z_6'}{\partial x} \right] . \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

たゞし $\Delta p = 10 \text{mb}$, $k = 19.8$ 。また上式で計算を簡単にするため $\frac{\partial Z_2'}{\partial x}$, $\frac{\partial Z_4'}{\partial x}$, $\frac{\partial Z_6'}{\partial x}$ に対しては近似的に $\frac{\partial Z_1'}{\partial x}$, $\frac{\partial Z_3'}{\partial x}$, $\frac{\partial Z_5'}{\partial x}$ を代入し、上側の境界条件としては $\omega_6 = 0$, 下側の境界条件としては $Z_7' = A e^{im(x-ct)}$ をとり、波長としては $L = \frac{2\pi}{m}$, 擾乱の波速としては C をとり、 ω_i を連立方程式から消去する。そして形式的に $Z_i = T_i(t) e^{imx}$ とおくと次のような式を得る。

$$\left. \begin{aligned} S_1 \frac{dT_1}{dt} - E_1 \frac{dT_3}{dt} + i q_1 T_1 + i r_1 T_3 &= 0 , \\ -E_2 \frac{dT_1}{dt} + S_2 \frac{dT_3}{dt} - E_3 \frac{dT_5}{dt} + i r_2 T_1 + i q_2 T_3 + i r_3 T_5 &= 0 , \\ -E_3 \frac{dT_3}{dt} + S_3 \frac{dT_5}{dt} + i r_4 T_3 + i q_5 T_5 &= i r_5 A e^{-imct} . \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

たゞし、ここで更に初期条件として $T_i(0) = 0$ (6)
また(5)式中では

図 2



$$E_1 = -\frac{f^2}{\sigma_2 k (10.9) \Delta p^2}, \quad E_2 = -\frac{f^2}{\sigma_2 (k \Delta p)^2},$$

$$E_3 = -\frac{f^2}{\sigma_4 (k \Delta p)^2}, \quad E_4 = -\frac{f^2}{\sigma_6 (k \Delta p)^2};$$

$$S_1 = -m^2 + E_1, \quad S_2 = -m^2 + E_2 + E_3,$$

$$S_3 = -m^2 + E_3 + E_4;$$

$$q_1 = m \left[-m^2 \bar{u}_1 + \beta + E_1 (\bar{u}_2 + \bar{u}_3 - \bar{u}_1) \right],$$

$$q_2 = m \left[-m^2 \bar{u}_2 + \beta + E_2 \bar{u}_2 + E_3 (\bar{u}_4 + \bar{u}_5 - \bar{u}_3) \right],$$

$$q_3 = m \left[-m^2 \bar{u}_3 + \beta + E_3 \bar{u}_4 + E_4 (\bar{u}_6 + \bar{u}_7 - \bar{u}_5) \right],$$

$$r_1 = -m \bar{u}_2 E_1, \quad r_2 = -m (\bar{u}_2 + \bar{u}_3 - \bar{u}_1) E_2,$$

$$r_3 = -m \bar{u}_4 E_3, \quad r_4 = -m (\bar{u}_4 + \bar{u}_5 - \bar{u}_3) E_3,$$

$$r_5 = m E_4 (\bar{u}_6 - \bar{u}_5).$$

(7)

また(5)式は線形の連立斉次常微分方程式で T_i^I をその斉次解, T_i^N を特解とすると形式的に $T_i = T_i^I + T_i^N$ も解となり得る。そこで今特解を $T_i^N = A_i e^{-imct}$ とおき, A_i を定数とする。ただし A_i は次のようにして求められる。

$$\text{すなわち} \quad A_i = \frac{\Delta i}{\Delta} A,$$

(8)

こゝで Δi と Δ は次のように区別されている。

$$\left. \begin{aligned} \Delta_1 &= r_5 (E_1 m c + r_1) (E_3 m c + r_3) , \\ \Delta_2 &= -r_5 (E_3 m c + r_3) (-S_1 m c + q_1) , \\ \Delta_3 &= r_5 [(-S_1 m c + q_1) (-S_2 m c + q_2) - (E_1 m c + r_1) (E_2 m c + r_2)] , \\ \Delta &= (-S_1 m c + q_1) (-S_2 m c + q_2) (-S_3 m c + q_3) \\ &\quad - (-S_1 m c + q_1) (E_3 m c + r_3) (E_5 m c + r_5) \\ &\quad - (E_1 m c + r_1) (E_2 m c + r_2) (-S_3 m c + q_3) . \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

従つて $t=0$ の時, $T_{i0} = T_{i0}' + T_{i0}'' = 0$ となるので T_{i0}' の初期値は次のようになる。

$$t=0, \quad T_{i0}' = -A_i . \quad (10)$$

そこで T_{i0}' に対する齊次方程式は拉氏 (ラプラス?) 変換により次のような代数方程式となる。

$$\left. \begin{aligned} (S_1 p + i q_1) \bar{T}_1' + (-E_1 p + i r_1) \bar{T}_3' &= \alpha_1 , \\ (-E_2 p + i r_2) \bar{T}_1' + (S_2 p + i q_2) \bar{T}_3' \\ &\quad + (-E_3 p + i r_3) \bar{T}_5' = \alpha_2 , \\ (-E_3 p + i r_4) \bar{T}_3' + (S_3 p + i q_3) \bar{T}_5' &= \alpha_3 . \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= -S_1 A_1 + E_1 A_3 , \\ \alpha_2 &= E_2 A_1 - S_2 A_3 + E_3 A_5 , \\ \alpha_3 &= E_3 A_3 - S_3 A_5 . \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

このようにして Z' の解を求めることは, それほどむづかしいことではなく次のような形になる。

$$Z_i' = R_i \cos (mx + \varphi_i) , \quad (13)$$

こゝで R_i , φ_i はすべて t についての一組の三角関数あるいは双曲線関数の和であらわされるが, それらをこゝで列挙することは省略する。

(2) 計算結果

我々は風速と気温の垂直分布を次に示す第3表のようにとると, それは第1表中のⅦの場合に相当するものとなる。そして擾乱の波長としては2種類の場合 ($L=5 \times 10^6 m$, $L=15 \times 10^6 m$) について計算された。

またこゝで f は $10^{-4}/\text{sec}$, β は $1.62 \times 10^{-4}/\text{cm} \cdot \text{sec} (?)$, g は $10^m/\text{sec}^2$ の値をとるものとし, 境界条件における擾乱源の波速 C としては $C=-6, 0, 6, 10, 16, 20 m/\text{sec}$ のいろいろな値

表 3

層 次	0	1	2	3	4	5	6	7
p (mb)	0	10	109	208	307	406	505	604
T ($^{\circ}\text{K}$)		200	200	200	213	234	244	254
u (m/sec)		20	20	20	16	12	8	4

が与えられるものとした。

たゞし実際には超長波が 16 m/sec 以上の東進速度をもつことは非常に少ないと思われるので、 $L = 15 \times 10^3\text{ m}$ の擾乱に対する波速 C の値としては前の方の4種類 ($C = -6, 0, 6, 10\text{ m/sec}$) だけについて計算された。 $L = 5 \times 10^3\text{ m}$ の擾乱に対しては $C = -6\text{ m/sec}$ の計算は省略されたがその他の波速に対する計算はなされた。第3-5図はこれらの計算により得られた結果である。

さて第3-5図は 604 mb 上でいろいろな波速といろいろな波長をもつ擾乱源を与えた場合、対流圏や成層圏の各層において引き起こされる高度擾乱の大きさが、どのように変化するかを示したものである。そして横軸は日付、縦軸は引き起こされた擾乱の振幅 R_i が 604 mb 上におかれた擾乱源の振幅 A の何倍になるかを示す値、すなわち $N_i = \frac{R_i}{A}$ である。たゞしここで a 図は $L = 15000\text{ Km}$ 、b 図は $L = 5000\text{ Km}$ の場合を示す。そしてこれらに対し我々は $t = 10$ 日までの計算を行なった。たゞし一般には、このように長い間で擾乱源が維持されるということは非常に稀なので、実際に計算結果が参考になるのは、主に4-5日ぐらいまでの計算であつて、それ以上延長したものはあまり参考にはならない。しかし、これらの図により見出せることは、対流圏中部下部の擾乱源が成層圏上部にまで影響を及ぼし得ることであり、少なくとも超長波の影響は著しい。そして後退波擾乱

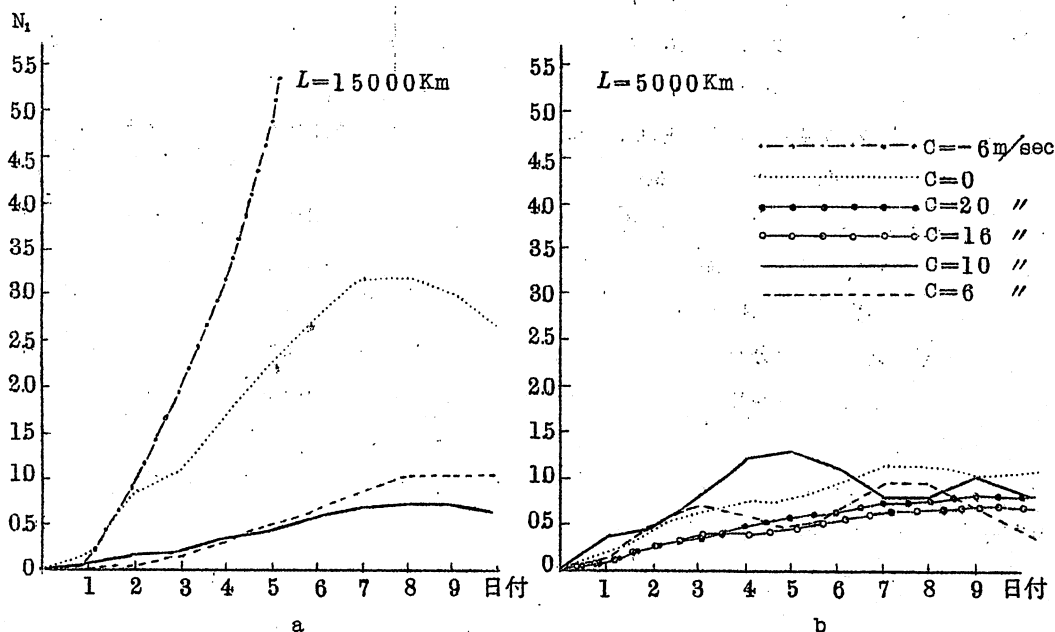


図3 成層圏上部に対する対流圏中部擾乱源の影響

(縦座標は $N_i = \frac{R_i}{A}$, ここで R_i ; 10 mb 上擾乱振幅, A ; 604 mb 擾乱源振幅 A , 横座標は日付, 図 a は $L = 15000\text{ Km}$, b は $L = 5000\text{ Km}$, 各曲線は各擾乱源波速に対応する)

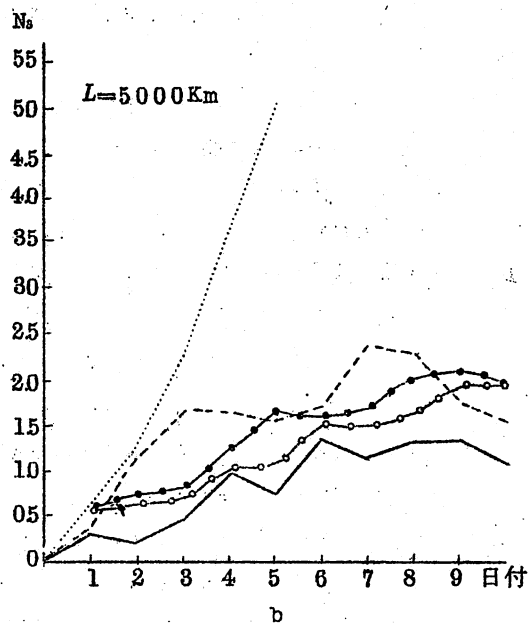
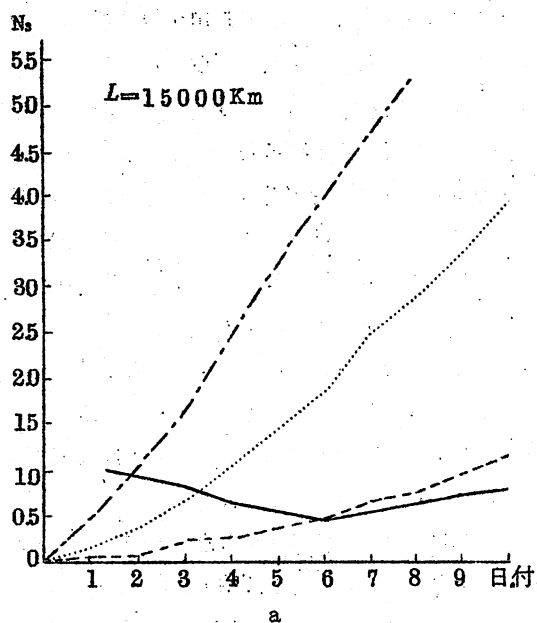


図4 対流圏上部に対する対流圏中部擾乱源の影響

(縦座標は $N_s = \frac{R_s}{A}$, R_s ; 208mb上擾乱振幅, A ; 604mb擾乱振幅, 横座標は日付)

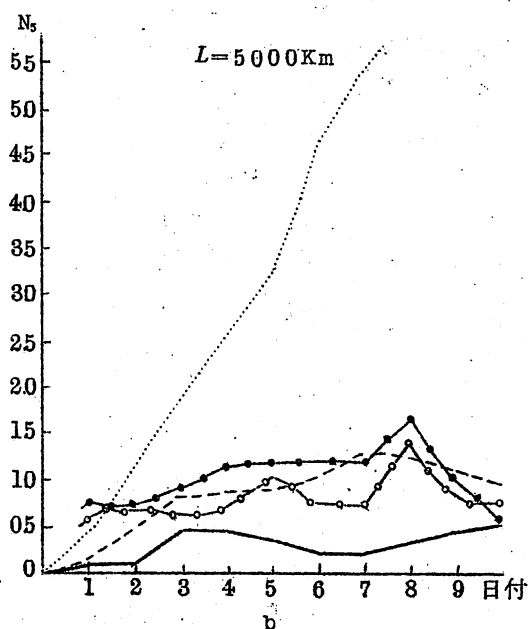
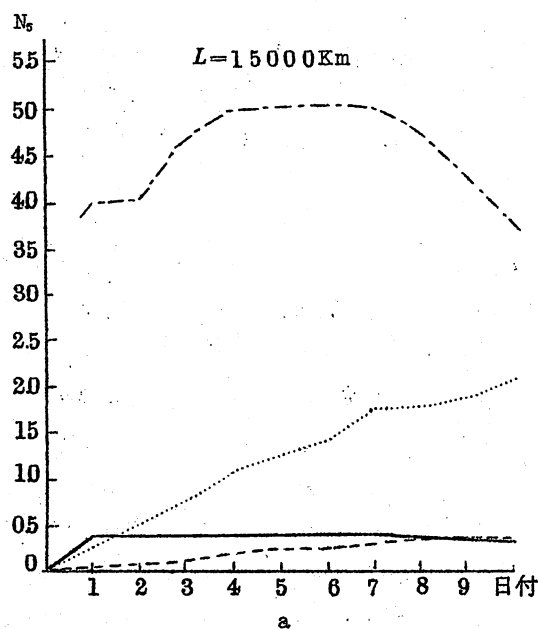


図5 対流圏に対する対流圏中部擾乱源の影響

(縦座標は $N_s = \frac{R_s}{A}$, R_s ; 406mb上擾乱振幅, A ; 604mb擾乱振幅, 横座標は日付)

源 ($C = -6 \text{ m/sec}$) の場合では, 3, 4日後には 10 mb 上に起こった擾乱の振巾が擾乱源の振巾に比べ3倍以上に増巾されている。(第3図a参照) 従つて波長 5000 Km ぐらいの擾乱の場合でも, 10 mb 上に引き起こされた擾乱が擾乱源自身と同じぐらいの強さにまで達するのに, それほど長くはかゝらない。(第3図b参照)。さて対流圏頂上部 (208 mb) に対する対流圏中部の影響については(第4図a, b参照), もちろん超長波や長波の場合は非常に明らかな影響を及ぼしている。そしておもしろいことには, 超長波あるいは長波の擾乱源では, 引き起こされる擾乱の強度は対流圏頂上部の場合の方が対流圏中部上部の場合よりも大きいということが, 第4図aと第5図aとの比較及び第4図bと第5図bとの比較からわかる。結局, 第3図より第5図を一覧すると, 次のようなことがわかる。すなわち対流圏中下部における長波の擾乱源により, 下から上向きに強度増加の傾向を示す擾乱が引き起こされ, 対流圏頂上部で最も強くなり, 更にこれを通り過ぎて上に向い成層圏に入ると, 上向きに擾乱強度が減少するが, 一方擾乱源が超長波の場合では, 引き起こされた擾乱強度は対流圏成層圏の如何を問わず常に上向きに増大していく傾向を持つている。従つて, これらの結果は前節における影響係数計算による推論に対し非常に大きな差を示している。例えば第2表のⅦの場合では長波に対し $|F_s| > |E_s| > |D_s|$ であり, 対流圏頂上部で擾乱が最大になることを意味するものではない。また超長波 ($L = 15000 \text{ Km}$) の場合では, $|F_s|$, $|E_s|$, $|D_s|$ とともに同じぐらいに大きく, これは引き起こされた擾乱強度が上向きに増加していくという状態ではないことがわかる。従つて擾乱源の影響を見ると, 瞬間の状態を見るだけでは不十分であり, その蓄積的效果が如何に重要であるかということがわかる。

以上述べた討論より, 適当な一定条件(例えば擾乱源が停滞性の超長波であるような場合)を与えると, 対流圏中部の擾乱エネルギー源が上向きに伝わつて影響することが可能であり, 極端な場合には成層圏上部の 10 mb にまでこの影響が及び, この辺でも引き起こされた擾乱がこれに対応してはつきり現れているのを見ることが出来る。

(3) 波長の作用

第3図a—第5図a, 第3図b—第5図bをそれぞれ比較しながら見ると, 擾乱源波長の大小により上下の相互作用の程度もいろいろな場合のあることがわかる。次にまず我々は擾乱源の 10 mb 上に対する影響を見ると, $L = 15000 \text{ Km}$ の超長波系統の場合(第3図a)に対しては, 個々の場合は別として一般に擾乱源に対し1.5倍以上の振巾比をもつ擾乱の発生が可能であり, 特に停滞性または後退性の超長波の場合その影響がいちじらしい。しかし波長が $L = 5000 \text{ Km}$ の場合(第3図b)では, 擾乱源移動速度の大小にかゝらず, 10 mb の流れの場に対するその影響は比較的小さく, 一般に 10 mb 擾乱の擾乱源に対する振巾比は1以上になり得ないという程度であるが, このような結論は過去の理論的研究ともよく一致している。しかしながら対流圏頂上部に対する擾乱源の影響を見ると(第4図a, b参照), 逆に超長波の方が長波よりも影響が小さくなつている。例えば第4図a, bを見ると, 超長波擾乱源の場合では対流圏頂上部で4日目頃までに達し得る擾乱強度は擾乱源に対する振巾比がせいぜい0.3ないし2.5ぐらいであるが, 長波擾乱源の場合

では振巾比が1ないし3.5ぐらいにまで達することが出来る。そして影響を受ける高度を400mb付近にまで下げると(第5図a, b), この場合には一層そのような状態がはつきりして来るので擾乱源として長波は超長波に比べ、更にいちじるしい擾乱を発生させる能力をもつことがわかる。

結局以上のことがらをまとめると、対流圏中部擾乱源として、超長波が対流圏頂上部を透過して成層圏に擾乱を誘発させる能力は長波よりも大きく、対流圏内部に擾乱を誘発させる場合では、逆に長波の方が超長波よりも大きな能力をもっていることになる。しかも成層圏内では超長波の卓越、対流圏内では長波の卓越している状態が見られるということは、一般的な観測事実ともよく一致している。

(4) 上下層の相互影響における擾乱移動速度の作用

擾乱源移動の波速の大小は上下両層の間の相互干渉の問題に対し非常に大きな作用をもっているので、計算には数種類の波速をとった。その結果、第3図a-第5図bより当然のことながら、超長波の場合では成層圏上部、対流圏頂上部、対流圏内のいずれに対しても、擾乱源が後退波($C = -6\text{ m/sec}$)のとき、その影響が最大となり、それに次いで影響の大きいのは停滞性擾乱源($C = 0$)であることがわかる。一方長波系統の場合では対流圏頂上部や対流圏内部に対し、その影響がいちじるしいということを説明して来たが、この場合では停滞波の影響が最も顕著にあらわれている。(惑星波系統では後退波の状態になることがあまりないので、この場合には $C = -6\text{ m/sec}$ を用いた計算は行なわれていない。)そして一般に西から東に進んで行く擾乱源($C > 0$)では、もちろん超長波や長波系統に対しても影響が比較的小さいが、地球上海陸分布の大規模地形に対応している $L = 15000\text{ Km}$ の固定擾乱源($C = 0$)をとった場合の計算より、海陸の分布が成層圏上部の流れの場に対し動力学的に重要な役割を持つているとみなすことが出来るだろう。

さて方程式(5)における非斉次項($i r_s A e^{-imct}$)の中で、 $r_s = m E_4 (\bar{u}_s - C)$ であり、 $\bar{u}_s$ は第6番目の高度上の風速である。これにより境界において強制的に擾乱の波速を $C = \bar{u}_s$ とくと $r_s = 0$ 、すなわち非斉次連立方程式が簡単化されて斉次連立方程式となり、この場合初期値を零とおくならば連立方程式は零の解を得る。すなわち、境界における擾乱が $Z_1' = A e^{im(x - \bar{u}_s t)}$ で与えられること、それより上の各層では、すべてその影響がなくなる。また $C \gg \bar{u}_s$ で擾乱源の波速が非常に大きい時にも、すべての各層に対するその影響はほとんどおこらなくなるだろう。このようにいくつかの結果より、我々是对流圏内に与えられた擾乱源の各層に対する作用が密接に関連しているのは自由大気において重要な気象要素とされている($\bar{u}$, Γ)の分布だけではなく、擾乱源の波長や波速の決定にも関連することを認め得る。従つてある一定の気温分布と基本流分布では、波長と波速の与え方により擾乱源は最大の影響能力を持つたり、逆にほとんど影響能力を持たなかつたりで、いろいろな場合があるということがわかる。一方顧震潮^[10]が紹介している統制論的立場から見ると、境界において最初強制的に与えられた擾乱源がエネルギーの輸入であり、これにより各層で誘発された擾乱はエネルギーの輸出としてみなし、更に与えられた大気構造において、輸入と輸出の比が決定されると、輸入される波動の現象的サイクルを求め得ることになる。

従つて我々が扱っている一定の気温と基本流の場をもつ大気モデルでは、いろいろな波速の擾乱源に対し、各層でいろいろな反応を起こすことになる。

4 境界条件の影響

上に述べたモデルの中では大気の上限における境界条件として $\omega_0 = 0$ としたが、こゝでは我々は仮に $Z_0' = 0$ 、すなわち大気の上限では永久に擾乱が全然発生しないものとして、その結果がどのような変化かを見ることにする。そこでまず(1)と(2)より ω を消去すると、次のような基本方程式を得る。

$$\frac{\partial^2 Z_i'}{\partial t \partial x} + \bar{u}_i \frac{\partial^2 Z_i'}{\partial x^2} + \beta \frac{\partial Z_i'}{\partial x} + \frac{f^2}{q_i} \left(\frac{\partial^2 Z_i'}{\partial t \partial p^2} + \bar{u}_i \frac{\partial^2 Z_i'}{\partial x \partial p^2} \right) = 0 \quad (14)$$

ただし p 方向にとつた差分は第2図によるものである。(こゝで $\frac{\partial^2 u}{\partial p^2} = 0$ とみなされている。)また604mb上に波長 $L = 15000 \text{ Km}$ 、波速 $C = 0$ の擾乱源が与えられ、これが10mb上に及ぼす影響に対する計算結果は第4表の通りである。この表で示されているように、 $Z_0' = 0$ という仮定では対流圏中部の擾乱源は成層圏に対し、ほとんど作用することが出来ないことになる。第2図で1000mb上に擾乱源をおいて再び計算を進めた結果もやはり同様であつた。またこのような結果と第3図aにおける $C = 0$ の曲線と比較すると、境界条件の与え方による影響が非常に大きいということがわかる。

さて $Z_0' = 0$ の条件で1000mb上に擾乱源をおいた場合について我々は擾乱の強さが上向きに急激に減少することを見つけたが、これは巢紀平^[12]やⅢ. А. Мусаев^[13]などによる理論とよく一致しており、大規模な地形による影響指数が上向きに減少して行くということと本質的に同じである。ただし $Z_0' = 0$ は大気の上限における状態としては実状と合わないの、これによる計算結果を成層圏上部にまで延長して説明することは無理であろう。実際には成層圏を含むすべての各層において、かなりはつきりした気圧の谷や尾根が定常的にあらわれ比較的固定されているので、これらは当然地形の影響によるもので海陸の分布と密接に関連しているものと考えられる。このような根拠により本節で巢紀平とⅢ. А. Мусаевが彼らのモデルの中で示しているように、大気上限の境界条件の $p = 0$ 、 $\varphi' = 0$ (φ' はゼオポテンシャルの擾乱 $\vartheta Z'$ をあらわしているらしい?)を $p = 0$ 、 $\omega = 0$ とかえると、成層圏の中にも大きな地形による動力学的作用の影響がいちじるしくあらわれて来ることを討論する。

上に述べられたことの物理的意義は非常に明瞭である。すなわち $\omega_0 = 0$ の仮定は大気の上限が自

表4 境界条件 $Z_0' = 0$ での10mbに対する下層擾乱の影響

日 付	1	2	3	4	5	6	7	8
10mb上N値	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.02	0.01

由表面であることをあらわしているの、下層における擾乱源は大気の上限及びその付近の層において、対応的な高度変化を引き起こす可能性をもつことになる。しかし $Z_0 = 0$ の境界条件が気の上限が剛体の水平面でおきかえられても現象的には同じであることを意味しているの、下層の擾乱源の如何にかかわらず大気上限の高度が永久に一定不変に保たれるということを示している。従つて 10mb 付近における大気の運動は必然的にこのような剛体の境界面の強制的影響を受けることになり、結局このような大気上限に近い層では対流圏の擾乱源ではほとんど影響を及ぼし得ないというような結論になる。(もちろん、これは実際現象とは一致しない。)

5 成層圏上部擾乱の対流圏に及ぼす影響

いま我々は成層圏の 10mb 面における擾乱源をとり、その下向きに及ぼす影響について論ずる。そこで 10mb 擾乱源の成層圏及び対流圏に及ぼす影響を区別して研究するのに便利のように、我々は p 方向の差分格子のとり方を少し改めた。すなわち第 6 図のように 10, 30, 50, 75, 100, 300, 500, 1000mb 面をそれぞれ 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 の順位の差分格子にとつた。そして渦度方程式を 3, 5, 7 の各高度に、熱力学的方程式を 2, 4, 6 の各高度に適用し、 $\omega_0 = 0$ と仮定した。また各層の気温と風速は第 5 表で示されているように第 1 表における雷の場合に相当する数値を用いた。

さて成層圏上部の 10mb 上では波数 1.2 の波が最もいちじるしくあらわれるので、こゝでは波速 $C = 0$ 、波長 $L = 15000 \text{ Km}$ の超長波を擾乱源として与え、その下向き影響について計算を行なつたが、その結果は第 6 表のようになった。この表から見られるように、第 4 日目には成層圏内の 50mb 面における擾乱強度は 10mb に与えられた擾乱源の強度と同じぐらゐに達し、その影響が比較的いちじるしいものであることがわかる。対流圏頂上部の 100mb や対流圏中部の 500mb に対しては N の値は小さく、 $\frac{1}{2}$ ないし $\frac{1}{3}$ に過ぎない。しかしよく知られているように 10mb における擾乱は 500mb や 100mb の擾乱に比べて振巾が大きくなつてゐるのが普通であるから、10mb 上ではその振巾が 1000m 以上に達することは珍しいことではなく、それに対する N の値が小さくても擾乱としてはかなり大きいものになり得る。こゝで示された

計算では第 5 日目以後になると 500m 上で振巾 380 m 以上の擾乱が引き起こされるが、それは 500m 以上のものとしては、非常に大きい擾乱である。

従つて 10mb 上で空間的にも時間的にも比較的規模の大きい擾乱源が与えられると、それは対流圏中部や上部において非常

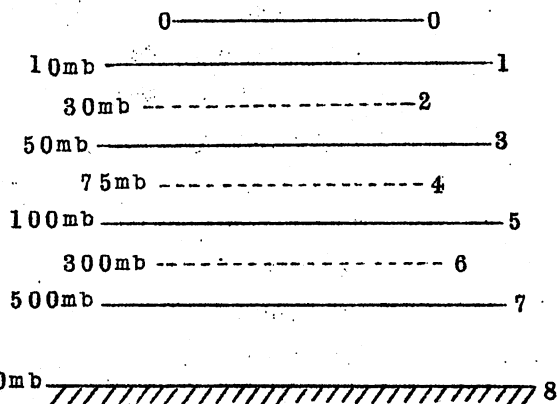


図 6

表 5

層 次	1	2	3	4	5	6	7	8
$p(\text{mb})$	10	30	50	75	100	300	500	1000
$T(^{\circ}\text{K})$	200	200	200	200	200	221	246	284
$\bar{u}(\text{m/sec})$	32	32	32	32	32	28	20	

表 6 10mb 固定擾乱源の下向き影響

N_i 日付 層 次	1	2	3	4	5	6	7	8
50mb	0.24	0.51	0.62	1.11	1.50	2.73	5.67	11.11
100mb	0.13	0.12	0.08	0.02	0.12	0.54	1.26	2.27
500mb	0.08	0.13	0.11	0.21	0.38	0.48	0.47	0.49

にいちじるしい擾乱を引き起こすことが可能である。しかもこれは影響係数の計算結果（第2節第2段の討論）とはいささか異つている。一方第2表におけるⅢの場合は、こゝでは風速、気温の垂直分布、波長などすべて本節で討論されている数値と完全に同じものである。また超長波の場合では $|F_1| \ll |F_2|$ であるから、たとえ T_1 が T_2 に比べて1桁大きいとしても、 $|F_1 T_1|$ は $|F_2 T_2|$ に比べて、やはり小さくなるのが普通と考えられる。（両者の比は0.9 : 8.0ぐらい）

以上の説明より成層圏に擾乱源が与えられた場合でも対流圏環流に対してかなりの影響を及ぼすが、やはり対流圏から成層圏に及ぼす影響には及ばないということが推察される。しかし、とにかく本節では成層圏に与えられた擾乱源でも、対流圏内にかなりいちじるしい影響を及ぼし得ることが結論されているので、こゝで再び蓄積的効果が如何に重要であるかということがわかる。そしてまた本節の計算結果は天気の事実とも比較的近いものであることが認められている。

6 成層圏における擾乱波の構造

次に我々はいま成層圏の中で突然発生する擾乱の構造について討論することにしよう。さて(13)式中の φ_i は各層における擾乱の位相をあらわしているが、 φ_i が大きくなるほど、波の位置の西へのかたよりが大きくなることを示している。また第7表は対流圏内で強制的にいろいろな波速をもつ擾乱源が与えられた時に10mb上で突然発生した擾乱の位相 φ_1 及びそれと対流圏頂上部における擾乱の位相 φ_2 との位相差を示している。そして上の段の φ_1 、 $\varphi_1 - \varphi_2$ における3行はそれぞれ $C = 0$ 、 $C = -6$ 、 $C = 6 \text{ m/sec}$ の波速をもつ対流圏擾乱源として与えられた超長波の影響

による10mb上の波の位相の変化をあらわしているが、どの場合でも φ_1 が次第に増加していることに注目を要する。これは擾乱源として与えられた超長波が必ずしも停滞波や後退波であるとは限らず、極端な場合には前進波になることさえあり得るが、それにもかゝらず10mb上に引き起こされた超長波は常に後退波になるということを意味している。

しかし $L=5000\text{Km}$ の長波の場合に対しては様子が全く変つて来る。すなわち $C=0$ と $C=6\text{m/sec}$ の場合については、 φ_1 は次第に小さくなつていく。これは長波の場合では対流圏内の擾乱源が停滞波であるかあるいは前進波であるかというような擾乱源波速の問題とは無関係に10mb上に引き起こされた波が常に西から東に伝播していく前進波であることを説明している。そこで再び第7表において位相差 $\varphi_1 - \varphi_2$ の項を見ると、超長波系統に与えられたいろいろな波速に対し、 $\varphi_1 - \varphi_2$ はすべて正の値になつており、結局10mb上の波の位相が対流圏頂上部の波の位相に対し西にかたよつていくことになる。すなわち超長波系統では下から上に行くに従つて(対

表7 10mb上で突然発生した擾乱の位相と対流圏上部における擾乱の位相との差

		日 付	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
		$c=0$	135°	160°	177°	191°	202°	212°	222°	229°	236°	243°
$L=15000\text{Km}$	φ_1	$c=6\text{m/sec}$	177°	180°	206°	230°	251°	270°	288°	303°	318°	333°
		$c=6\text{m/sec}$	35°	121°	174°	204°	218°	225°	236°	244°	249°	253°
	$\varphi_1 - \varphi_2$	$c=0$	12°	21°	29°	36°	46°	55°	72°	75°	85°	93°
		$c=6\text{m/sec}$	69°	54°	73°	75°	87°	98°	106°	120°	131°	143°
		$c=6\text{m/sec}$	13°	22°	29°	37°	46°	55°	72°	75°	85°	93°
	φ_1	$c=0$	95°	68°	33°	4°	343°	330°	304°	276°	255°	237°
$L=5000\text{Km}$		$c=6\text{m/sec}$	169°	94°	33°	342°	318°	315°	279°	234°	195°	184°

流圏頂上部から成層圏上部)波の位相が西に傾斜していることを示している。また長波系統では擾乱源が10mb上に及ぼす反応が非常に小さく、一方対流圏頂上部における擾乱は非常に大きく、これら2層における波の位相の比較はそれほど大きな意味をもたないと思われたので、こゝではそれらの数値の表示は省略した。

次に我々は位相 φ_1, φ_2 と擾乱振幅 R_1, R_2 の値を利用し、成層圏内の気温波を代表するものとして10mbと208mbとの間の層厚波、 $H \cos(mx + \alpha)$ を算出した。従つて α と φ との関係から我々は気温と気圧の分布から見た成層圏内の擾乱波の構造を分析することが出来た。(第8表参照)すなわち $\varphi_1 - \alpha > 0$ ということは高度波の位相が気温波に対し西側にずれていることを示しており、 $\varphi_1 - \alpha < 0$ ということは逆に東側にずれていることを示す。また第8表からわかるように、 C のいろいろな値に対し、 $\varphi_1 - \alpha$ のほとんど全部が負の値($C=6\text{m/sec}$ の場合の9日目、10

日目だけは例外で正の値) になっており、結局第7図に示されているように、10mb上では気温波が高度波よりも西側にずれていることになる。たゞし第7図で実線は代表的な高度波の曲線、破線は代表的な気温波の曲線、実線の矢印は高度波の進行方向、破線の矢印は気温波の進行方向を示している。

表 8 超長波系統の高度波と温度波間の位相差

$\phi_1 - d$ C	日付	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
6 m/sec		-8	-102	-61	-35	-24	-17	-9	3	2	8
-6 m/sec		-82	-68	-50	-41	-34	-28	-24	-18	-14	-11
0		-20	-27	-31	-36	-41	-41	-45	-19	-51	-55

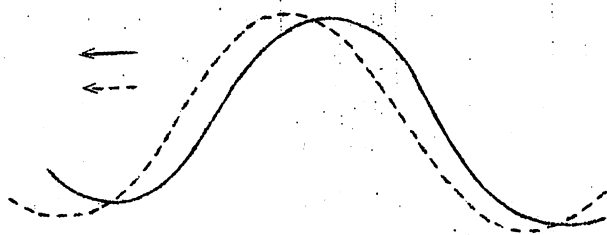


図 7

7 結 論

以上をまとめると結論は次のようになる。

(1) 少なくとも冬季には成層圏環流と対流圏環流との間では確かに相互干渉が起り得る。従つて冬季の10mbにおける平均流の場の状態によく似ているということが天気学上の事実として指摘されている。それは対流圏における擾乱源の波が大規模(波数1ないし3程度)であるために、その影響が成層圏にまで達し得るということが主な原因となつている。計算によれば成層圏内の高い所(例えば10mb)でかなり強い擾乱が発生しているときには、対流圏(例えば500mb)でも比較的いちじるしい作用が起つており、対流圏環流にも対応的な変化が現れている。このような結果はR. ScherhagやR. A. Craigらの指摘している所に近いものであり、成層圏内上層の突然昇温により対流圏でもこれに対応した変化が起り得るという事実と一致している。このように両環

流の間に相互干渉が存在するという事は、成層圏と対流圏におけるいちじるしい変化に対して陳隆勲や陶詩言らの発見した事実からも証明されることである。

また上下の相互干渉の影響は対流圏から上向きの方が成層圏から下に向うよりも起り易いことが指摘されている。すなわち天気学の事実によれば、大規模な海陸の熱的な地形分布による影響が成層圏にもはつきり反映し、成層圏では安定な超長波による環流が卓越するが、対流圏ではいつもたれに対応するような環流が見られるとは限らない。

(2) 対流圏と成層圏との間の相互干渉の程度は基本流の場合と気温場の垂直分布や擾乱の波長、波速などで決定される。そして第2節の討論より次のようなことがはつきりしている。すなわち擾乱が長波であるか超長波であるかということにかかわらず、一定の風速分布をもつ偏西風帯では大気温度成層の不安定度が大きいほど、対流圏擾乱の成層圏に対する影響が大きくなり、一定の大気温度成層に対しては風速の垂直シヤーが大きくなり同時に成層圏の風速も大きくなる程、このような下から上に向う影響が大きくなる。しかし、これに反して成層圏から対流圏に及ぼす影響の程度は大気温度成層や風速の垂直シヤーなどにそれほど依存しない。このように大気温度成層や風速の垂直シヤーなどが重要な問題であるということは次のような理由から容易に理解される。すなわち大気温度成層が不安定である程、上下層の間の交換が起り易くなり、その上に偏西風の垂直シヤーが大きく大気運動の不安定な状態が加わるならば、対流圏の擾乱エネルギーが成層圏に向かつてかなり強く伝わって行くことが促進される場合が多くなる。

また別に成層圏と対流圏との間の相互影響では擾乱の波長と波速のことも考えるべきである。例えば波長が大きくなるほど擾乱エネルギーの垂直伝播が容易になつて来るので、超長波の場合の方が長波の場合よりも上下層の間の相互影響が大きくなり易い。このような結論はJ. G. Charneyや陳雄山らの研究とよく一致している。このほかに我々も長波や超長波に対する対流圏頂上部の作用が一樣でないことを認めた。すなわち長波擾乱の作用が対流圏頂上部において強いブロッキング現象にまで発展するが、対流圏内の長波による擾乱エネルギーは一般に成層圏にまで伝わるのがむづかしいので、結局超長波の作用は対流圏頂上部の影響を受けていないことになる。また超長波の場合では後退波の影響が最も大きく、それに次ぐものは停滞波の場合であるが、長波の場合では停滞波の影響が最大となる。(この場合の後退波については我々は計算していない)我々はまた上下擾乱の相互影響に関する計算ではモデルの中で大気の上限などにおける境界条件を合理的に選んであてはめることも非常に重要であることを指摘した。

(3) 本文の計算では2種類の方法が用いられている。すなわち傾向方程式中の各係数を計算する方法を用いると、いろいろな条件における各層の間の相互影響がどの程度であるかを比較的簡単に概算することが出来る。しかし、与えられた擾乱源によつて各層に発生する刻々の高度変化を直接方程式から解いて求めるやり方は、誘発される擾乱変化の大きさが一層確実に判定され、しかも擾乱源による影響の蓄積の効果まで推定出来るので、更に進歩した方法といえる。例えば影響能力の比較的小さい擾乱でも元来かなり長時間(4日以上)維持されるのが普通であるから、この種の蓄

積的效果を考慮に入れるならば、その変化が次第にいちじるしいものになり得るであろう。

従つてこのような結果から各層における大気環流の季節変化を討論することが出来る。陶詩言の最近の研究によれば、もちろん冬から夏あるいは夏から冬にかけて、成層圏上層の季節転換はすべて対流圏に比べ少なくとも半月以上早くなることが必要であるとされている。このように新しく組み立てられた成層圏環流は我々の計算より対流圏環流の季節変化に対し、ある程度の影響を与えることが可能となる。これにより我々は対流圏環流の季節変化が地面付近の熱的状态変化の影響を受けるだけではなく、その上にある成層圏環流の季節変化の影響まで受けているということが推論される。

さて本文の最後にあたり我々は次のようなことを指摘しなければならない。すなわち上下層の相互影響に関する計算原理はどの場合もほとんど同じであるが、こゝでは線形モデルが採用されたので、急激に発生した擾乱と最初に与えられた擾乱源との相互作用や基本流と擾乱との間の相互作用などについては計算から省略されている。しかもこのような非線形的調節作用は上下層の相互影響に関し、非常に重要な問題であるということに注意を要する。従つて今後はこのような非線形的作用も十分研究の中にとり入れて行くようにする積りである。また我々は連立方程式において擾乱の波長として15000—20000Kmの超長波系統を選んだが、これについても問題があるので今後更にもう一步研究を進めて行く必要がある。なお本文の計算は潘伝貴氏の協力によつて完成したものである。特にこゝで深く感謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

(原論文より)

- [1] Craig, R. A. and Hering, W. S., The Stratospheric Warming of January - February 1957, J. Meteor., 16
- [2] Scherhag, R., Stratospheric temperature change and the associated change in pressure distribution, J. Meteor., 17(1960), 575.
- [3] 陳隆勳和陶詩言, 冬季中高緯度平流層和对流層大氣環流相互联系的一些事实。(見本書46-66頁)
- [4] Bovill, B. W., The Aleutian stratospheric anticyclone, J. Meteor., 17(1960), 329-336.
- [5] 陳雄山, 平流層与对流層之間動力擾動的上下影響, 氣象學報, 31(1962), 第4期。
- [6] Spar, J., Meteorological models for the study of atmospheric responses to anomalous solar emissions. Tech. Report, 1958, No. 5, Institute for Solar-Terrestrial Research.
- [7] Charney, J. G. and Drazin, P. G., Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, J. of Geophys. Research, 61(1961), 83-109.
- [8] 陳隆勳, 平流層与对流層之間的相互作用(尙未發表)。
- [9] 陳隆勳, 非地轉模式下各種尺度大氣波動的垂直傳播(見本書18-26頁)※

※(グロスベクター 第3巻第3号, 伊藤宏紹介)

- [10] 顧震潮, 大氣過程的控制觀。中国科学院地球物理研究所動力学氣象論文集, 科学出版社, 1961年。
- [11] 陳雄山, 在長期数值預報的一箇線性模式中大氣对太陽实际直接輻射的響應。中国科学院地球物理研究所動力学氣象論文集, 科学出版社, 1961年
- [12] 巢紀平, 斜压西風帶中大地形有限擾動的動力学。氣象學報, 28(1957), 第4期。
- [13] Мусаелян, Ш. А. Пространственная Задача обтекания неровностей земной поверхности с Учетом сферичности, земли. ДАН СССР, 103(1955), 815-818.
- [14] 陶詩言, 北半球平流層中下部大氣環流的季節变化(見本書27-45頁)。

(注) こゝで本書というのは, もちろん中国科学院地球物理研究所, 平流層大氣環流及太陽活動对大氣環流影響的研究, 科学出版社, 1964のことである。

(訳者注)

(1) 本論文では擾乱波動に対して、波数1ないし2を超長波(波数3を含むこともある)、波数3ないし7ぐらい(波数3を除くこともある)を長波または惑星波(原文では行星波)としているようである。しかし一般の教科書的解釈では、これら全体を総称して長波または惑星波とよんでいるので、広義と狭義の解釈を混同しないように注意すべきであろう。たゞし本論文でも J. G. Charney, P. G. Drazin の論文の説明の所では広義の解釈に従っているようである。

(2) 本論文では作用の根源になつている擾乱を擾源とよんでいるが、訳者は自己流の用語で擾乱源と訳した。

(3) 第5図(a) ($L=15000\text{Km}$ の場合)では、 $C=-6\text{m/sec}$ の場合の影響が他の波速の場合に比べ、第1日目から飛躍的に大きくなつてゐるが、これについては原文では説明されていない。

(4) 第3図、第4図、第5図の計算では、 β の値として $1.62 \times 10^{-13} / \text{厘米} \cdot \text{秒}$ となつてゐたが、これは誤植で $1.62 \times 10^{-13} / \text{厘米} \cdot \text{秒}$ とすべきであろう。(厘米は通常 cm をあらわすものと思われる) 従つて、この計算における指定緯度は 45°N になるはずである。第2表の影響係数の計算では指定緯度が明示されていないが、この場合もやはり 45°N またはその付近の緯度で計算されたものと思われる。

(5) 最後に、このような貴重な文献に接する機会を与えていただいた磯野、根山の両氏に対して深く感謝の意を表します。なお筆者は中国語、専門的知識ともに未熟でありますので、訳文中誤りや不合理にお気づきになつた読者は筆者にお教え下さるようお願いいたします。

大循環における境界層の問題

黒崎 明夫 (気研予報)

力学の方程式を数値積分することによつて、大気の物理量、たとえば風速・温位・比湿等が空間的・時間的にどう分布・変化すべきかを知らうとすると、それが現業の数値予報の際でも、またそれが予報期間を延長しようとする試みのときでも、さらにはそれが台風のモデルを数値積分してその機構を解明するような場合であつても、重要な問題となるのは、大気の下層、地面との境界附近で行われている複雑な現象を、どのような形で方程式中に表現するか、ということであろう。この地面近くの層の呼び方は人によつてさまざまであるが、正野重方著「気象力学」の218ページによると、地上500~1000mの高さまでを大気境界層または摩擦層とよび、そのうちで地上から50~100mの高さまでを地表境界層とよぶ。しかしながら最近では前者のことはエクマン境界層とよばれることがしばしばであり、また後者のことを接地境界層または接地層とよぶ人が多いようである。

地表附近にこれら2つの層を考える理由は、運動方程式中の各項の大小関係を考えるとはずきりするであろう。風速の x 、 y 方向成分をそれぞれ u 、 v とすると x 方向の運動方程式をかくと、

$$\frac{Du}{Dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(km \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (1)$$

km は乱流による運動量の交換係数で、地面の影響による摩擦力を右辺第2項の形にまとめてある。いま簡単のためにオイラーの加速度 $Du/Dt=0$ の場合を考えることにして、残りの3つの項の大小関係をしらべてみる。上に述べたように右辺第2項は地面の影響による摩擦力であるからして、当然下層でのみ相当大きく、自由大気中ではほとんど存在しない項であろう。従つて自由大気中では(1)は地衡風の式

$$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

を与えるし、一方十分下層では摩擦力だけが圧倒的に大きくなつて、

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(km \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0 \quad (3)$$

となる。(3)を z について積分すると、

$$km \frac{\partial u}{\partial z} = u_*^2 \quad (4)$$

km の定義からして (4) の左辺は運動量輸送をあらわすので、(4) は運動量フラックスが一定であることを意味する。積分定数として現れた u_* は速度の次元をもっているので摩擦速度とよばれ、地面におけるレイノルズ応力 τ とは次の関係がある。

$$\tau = \rho u_*^2 \quad (5)$$

(3)、つまりフラックス一定が十分よい近似で成立っていると考えられる層が接地層である。また接地層よりは高く、そうかといって摩擦力はまだ無視できない高さでは、運動方程式の 8 つの項を全部考慮する必要がある、このあたりがエクマン境界層に対応する。

以上で各層の性質を特徴づける力関係が明らかになった。ここで注意されたいのは、大気のうちのある特定部分を記述する式 (2) や (3) は、より一般的な式 (1) でカバーできるということである。いふかえると、実際に大気の数値実験を行なう際、境界層だけを何か特別な式を解いて求める必要などさらさらなく、一般的な運動方程式を解いていけば、その接地層のところではたしかに力関係が (3) のようになつていて、その結果として運動量フラックスは一定になつているはずのものである。というわけで、境界層の問題もそう困難はなさそうな感じだが、なかなかそうはいかない。それは、電子計算機の容量からくる制限である。かりに自由大気中に 10 層とつて数値積分を行なう場合、境界層では現象のスケールがずっと小さいことを考慮すれば、それらをカバーすべく境界層の中にも例えば 20 層はとらなければならないであろう。日増しに大型化する電子計算機とはいえ、このような計算を消化するにはまだ当分ひまがかかりそうである。

そこでこの問題を取り扱うには、もつと能率的な処理を考えねばならないことになる。それには境界層内の小さいスケールの現象と、巨視的にみた大循環の諸要素との、相互の因果関係がわかればよく、当世流の表現を使うなら、air-earth (sea) interaction の重要な部分を占める。もつと具体的には、地表附近で乱流によつて運ばれる運動量・熱・水蒸気等のフラックスを、巨視的な風速・安定度等の関数で表わすことを考えたい。そしてこれがわかれば、例えば 10 層モデルの下の 2~8 層に熱源等の形で入れることができる。

ところで前にも述べたように、接地層はフラックスが一定と考えてよい層であり、また位置的にも地面に非常に近いところにあるため、取り扱いには比較的らくで、理論的にも実測的にも数多くの研究がなされ、その機構はかなり解明されているといつてよい。しかしフラックス一定が成り立たなくなるエクマン境界層については、取り扱いはいさぐ困難になつてくる。例えば熱の輸送に関してひろく使われている例の Jacobs の方法

$$Q = a U (T_s - T) \quad (6)$$

など、今の目的に合致するものではあるのだが、非常にあらい近似であり、境界層の機構の解明が急がれているゆえんである。

ふたたび運動方程式に戻ろう。いま平均流は水平で高さ Z のみの関数であるとし、その x, Y 成分をそれぞれ u, v とする。また地衡風の x, Y 成分をそれぞれ u_g, v_g として気圧傾度力をそれらで表わすことにすれば、運動方程式は、

$$f(v - v_g) + \frac{d}{dz} \left(km \frac{du}{dz} \right) = 0, \quad (7)$$

$$-f(u - u_g) + \frac{d}{dz} \left(km \frac{dv}{dz} \right) = 0. \quad (8)$$

温度成層・水蒸気分布等を考える場合には、これらを表わす式と (7) (8) とが複雑にからみ合ってくる。しかし簡単のために、さし当たって中立な乾燥大気を考えることにしよう。

われわれの目的のためには、 u_g, v_g, km の高さ分布がわかれば、適当な境界条件のもとに (7) (8) を解いて u, v の高さ分布を求めることができ、従つて運動量フラックス $km du/dz, km dv/dz$ が直ちにわかるしくみになっている。古典的には、これを数値計算によらず解析的に求めなければならなかつたため、いきおい u_g, v_g は一定、 km もごく簡単な関数形を仮定せざるを得なかつた。Ekman (1905) は km をも高さによらず一定であるとして、有名なエクマンらせん（螺旋）を導入し、 km が高さに比例するとした場合は Ellison (1956) らによつて求められている。一方 Rossby (1932) は、地面附近の流れが高さに関して完全に相似である場合について、級数展開の方法によつてこれを解き、その結果地表風と地衡風の風向のなす角が、エクマンらせんの 45° よりも多少大きい 54.44° という値を得た。

しかし電子計算機時代の到来とともに、より自由に km を与えて (7), (8) を数値的に解こうとする試みが行われはじめてきた。その代表的なものは Blackadar (1962) であろう。彼は乱流論の考え方に従つて、

$$km = \ell^2 \sqrt{\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2} \quad (9)$$

とした。ここで ℓ は混合距離で、大体その高さにおける現象のスケールをあらわすと考えてよい。そして彼は Lettau (1950) がまとめたライブチヒにおける観測結果に合うように、 ℓ の形を

$$\ell = \frac{Kz}{1 + \frac{Kz}{\lambda}} \quad (10)$$

と与えたが、この形は低いところで大体 $\ell = Kz$ を、高いところで $\ell \rightarrow \lambda$ となることに注意したい。そして λ については最初

$$\lambda = 0.00027 \frac{\sqrt{u^2 g + v^2 g}}{f} \quad (11)$$

を使つたが、後(1968)に彼は

$$\lambda = 0.0068 \frac{u^*}{f} \quad (12)$$

に改めて計算を行ない、実測とよく合う結果を得ている。さらに彼は、

$$u_g = G_x + A_x z \quad (13)$$

$$v_g = G_y + A_y z \quad (14)$$

のように高さと共に変化する地衡風についても計算している。

以上は中立大気についての話であつたが、温度成層がある場合については、Bobileva, Zilitinkevich and Laikhtman (1965), Yamamoto, Shimanuki and Yasuda (1965), (1966), さらに日変化を加えた Estopue (1963) らの計算があつてい
いずれも興味深いものであるが、紙面のつごうで全部省略せねばならない。

いずれにしても、エクマン境界層の理論的な取り扱い、今のところはつきりとした立ち場がなく、どんな場合にも、例えばkmの形を仮定して計算してみるというように、仮定の入り込む余地が非常に大きい。従つてその結果は必ずよい観測データと比較して、その仮定の良否を確かめるべきなのだが、そのデータが少いのが現状である。この層の観測が待ち望まれる次第である。

文 献

Blackadar, A.K., 1962: The vertical distribution of wind and
turbulent exchange in a neutral atmosphere, J. Geophys.
Res., 67, 3095-3102.

Blackadar, A.K., 1963: The vertical distribution of wind in
a baroclinic adiabatic atmospheric boundary layer, un-
published manuscript.

Bobileva, I.M., S.S. Zilitinkevich and D.L. Laikhtman, 1965:
Turbulent exchange in the thermally-stratified planetary
boundary layer of the atmosphere, unpublished manuscript.

Ekman, V.W., 1905: On the influence of the earth's rotation

- on ocean currents, Arkiv Mat. Astron. Fysik, 2 (11).
- Ellison, T.H., 1956: Atmospheric turbulence, Surveys in Mechanics 400-480, Cambridge University Press.
- Estoque, M.A., 1968: A numerical model of the atmospheric boundary layer, J. Geophys. Res., 68, 1108
- Lettau, H., 1950: A re-examination of the "Leipzig Wind Profile" considering some relations between wind and turbulence in the friction layer, Tellus, 2, 125-129
- Rossby, C.G., 1982: A generalization of the theory of the mixing length with applications to atmospheric and oceanic turbulence, MIT Meteor. Papers, 1 (4)
- Yamamoto, G., A. Shimanuki and N. Yasuda, 1965: to be published.
- Yamamoto, G., A. Shimanuki and N. Yasuda, 1966: to be published.

あ　と　が　き

- ・第5巻第3号の発行が遅れたことをお詫びします。
- ・今まで3号4号を合併号として発刊して来ましたが、今回から3号として合併号にかえることにしました。
- ・今回も広島地方気象台から立派な原稿をいただき感謝しています。
- ・1号につき約100 円の経費で出版していますので、会費には全然余裕がなく、投稿者に対して原稿料は出せませんが、ただ掲載された巻号1部と別刷5部を送って感謝の気持を伝えることにしています。
- ・L. F. グループ新規加入のよびかけに協力していただきありがとうございました。新規加入者数は7月1日現在で102名です。
- ・昭和41年度の会計報告は次の通りです。

収　入		支　出	
前年度くりこし	52,578 ^円	印刷費(4巻3.4合併号 5巻1号)	69,800 ^円
会　　費	90,800	事務連絡, 発送費	2,252
利　　息	752		
在庫譲り渡し	300	翌年度くりこし	72,373
計	144,425		144,425

LFグループ会員名簿

昭和42年7月1日現在

官 署	氏 名	官 署	氏 名
札幌管区気象台	柏原辰吉	仙台管区気象台	渡辺一夫
	山崎道夫		古賀偉夫
	大川隆		野瀬純一
	竹井惇		八重樫佐平
	高島住吉		牛来充
	小野寺昌夫		池田学
	桑名十郎		沼田富雄
	江田三雄		山下洋
	江杉山昌司		関根勇八
	斉藤木正允		遠藤克之
旭川地方気象台	白石喜一		芳賀次男
	山本孜		木村賢二
	山本晃		土屋喬
	上田豊治		川添信房
網走地方気象台	塩見蘭四郎		畑山源二
	菅原正信		北村修
	至令正明		牧田三夫
室蘭地方気象台	今野直悦		早坂慶一
雄武測候所	林勘次	仙台管区気象台	
帯広測候所	村山吉男	渡辺忠	
稚内地方気象台	内川規一	二瓶信一	
	三輪健治	酒井英夫	
	田中忠雄	鳥貫保	
	佐藤克治	水野収	
	生本光二	島田次郎	
仙台管区気象台	青田孝義	三瓶英夫	
	古賀晴成	吉田徳合	
	松倉秀夫	寺島豊	
	百足虎治	阿部宣道	
	村上正通	鈴木征治	
	加藤正通	鴨	
		築館気象通報所	
		鳴子気象通報所	
		福島地方気象台	

官 署	氏 名	官 署	氏 名
福島地方气象台	安部 政一	新庄測候所	荒木 久充
	佐々木 勝二	東京管区气象台	東京管区气象台
	村上 日出男		田辺 三郎
青森地方气象台	守田 康太郎		荒 勝
	門脇 武夫		河村 武
	青森地方气象台		唐津 進
秋田地方气象台	藤沢 正義	新潟地方气象台	増沢 昇
	小林 一雄		佐久間 市蔵
	渡部 貢		丸山 昭次
	内田 裕登		伊藤 重敬
盛岡地方气象台	工藤 敏雄		喜多村 一男
	三宅 賢		佐藤 正夫
	中島 憲三		市川 信夫
	昆 幸雄		鈴木 秀雄
	新関 競三		中原 春雄
山形地方气象台	池田 誠也		結城 藤一
	佐々木 徳治		野村 正徳
	原田 一		大滝 章義
	今野 芳郎	富山地方气象台	福田 喜代志
	蜂谷 秀男	名古屋地方气象台	西本 清吉
	松沢 一郎		加藤 久雄
大船渡測候所	収田 盛夫		森川 幾之
	牛崎 敏夫		市川 英男
	栗生沢 幸雄		木戸 敏雄
小名浜測候所	檜山 国雄		井手 利四郎
	小名浜測候所		桑原 豊
宮古測候所	佐藤 義正		野島 弘
	坂下 三郎		桜井 彰一
	富野 重夫		関 達也
	伊藤 嘉一		星野 常雄
	田崎 長三		菊地 正武
	中田 国一		藤本 成男
	中居 平文		伊藤 博

官 署	氏 名	官 署	氏 名
東京航空地方气象台	杉 本 豊	大阪管区气象台	角 浦 睦 久
名古屋航空測候所	遠 藤 米 吉		後 藤 昌 弘
輪 島 測 候 所	中 川 三 郎		成 川 二 郎
銚子地方气象台	向 後 清 司		須 田 建
	宮 坂 達 己	奈 川 地 方 気 象 台	桐 山 一 陽
	原 田 忠 衛		大 西 慶 市
	三 井 泉	京 都 地 方 気 象 台	今 井 晴
	堤 庸 夫	和 歌 山 地 方 気 象 台	和歌山地方气象台
	宮 内 秀 雄	彦 根 地 方 気 象 台	小 野 俊 行
	安 西 武 弘		久保田 利 一
	林 巖 一	岡 山 地 方 気 象 台	彦根地方气象台
	岩 田 善 豊		福 原 賢 二
	多 田 香 織	松 江 地 方 気 象 台	黒 田 利 男
	芳 野 為 蔵	鳥 取 地 方 気 象 台	三 好 信 之
	岡 田 為 蔵		古 橋 重 利
	星 林 肇		市 川 清 見
	呉 渡 辺 栄		山 田 千 歳
	池 端 茂	徳 島 地 方 気 象 台	鳥取地方气象台
	銚子地方气象台	高 知 地 方 気 象 台	宮 本 修
前 橋 地 方 気 象 台	井 田 哲 哉		福 川 忠 弘
	大 和 順 一	高 知 空 港 分 室	杉 井 徹
	児 島 明	潮 岬 測 候 所	前 田 米 造
大 阪 管 区 気 象 台	橋 本 清 美		斉 藤 将 一
	佐 藤 功 男		大 谷 芳 一
	福 長 光 男		渡 辺 正 夫
	吉 沢 善 次 郎		北 岡 周 哉
	今 田 克 巖		小 倉 一 重
	太 田 巖 肇		森 満 寿 雄
	堀 江 朗 一		福 良 忠 男
	原 田 慶 一		矢 倉 正 三
	奥 村 慶 一		中 村 春 雄
	越 智 疆		田垣内 長 彦
			中 島 三 守

官 署	氏 名	官 署	氏 名
浜 田 測 候 所	田 口 八 雲	高 松 地 方 気 象 台	向 井 重 明
米 子 測 候 所	吉 田 伸 夫		菅 修
西 郷 測 候 所	久 保 朋 弘		横 田 安 彦
大 阪 航 空 測 候 所	西 田 宗 隆		三 田 延 清
	武 田 尚 之		高松地方気象台
室 戸 測 候 所	塩 田 輝 也	清 水 測 候 所	西 田 常 通
	柳 島 量 三		山 本 大 吉
広 島 地 方 気 象 台	吉 持 昭		清 水 測 候 所
	定 成 勇	福 岡 管 区 気 象 台	尾 崎 康 一
	吉 良 清		安 斉 録 郎
	太 田 盛 三		田 村 賢 史
	住 森 繁 喜		山 鹿 延
	丸 本 一 雄		山 中 正 行
	根 山 芳 晴		村 田 芳 幸
	古 都 正 雄		柿 崎 英 一
	来 海 徹 一		深 谷 禎 二 郎
	池 田 浩		富 高 四 郎
	水 姓 勝 敏		品 川 昌 平
	浜 田 周 作		鍋 島 泰 夫
	島 村 泰 正		矢 花 和 一
	中 村 智 雄		奥 山 巖
高 松 地 方 気 象 台	広島地方気象台		山 形 英 雄
	山 本 常 夫	佐 賀 地 方 気 象 台	石 硯 隆
	合 田 勲	福 江 測 候 所	江 田 季 敏
	菊 田 一 郎	鹿 児 島 地 方 気 象 台	長 田 英 二
	立 川 勝 己		大 迫 盛 夫
	中 西 盈		渡 辺 勉
	佐 野 周 宣		小 柳 一 好
	藤 井 久 治 郎		中 村 理 祐
	工 藤 良 平		泊 秀 吉
	田 中 貞 三		泉 幸 治
	松 岡 隆		竹 永 一 雄
	宮 本 一 夫		長 浜 宗 政

官 署	氏 名	官 署	氏 名
鹿兒島地方気象台	藤 元 圀 夫 草 官 一 郎 松 永 隆 水 元 是 清 志 目 義 紀 田 畑 七 郎 中 尾 広 次 宗 英 雄 伝 忠 広 坂 井 泉 石 井 道 生 田 代 正 則 畑 中 幸 雄 岸 原 康 雄 香 原 信 義 宮 元 実 光 野 一 内 村 進	舞鶴海洋気象台	三 宅 昇 山 崎 貞 夫 森 本 義 夫 与 座 朝 睦 伊豆味 正 一 官 良 孫 好 金 城 保 利 安 里 尚 隆 高 良 初 喜 米 数 昌 丈 許 田 重 憲 真喜屋 実 彦 北 村 伸 治 鯉 沼 寛 一 渋谷 正 恒 扇 谷 紀 代 夫 牧 守 真 山 岡 保
大分地方気象台	八 尋 俊 男	石垣島測候所	日本気象協会(東京)
鹿兒島航空測候所	大 籠 信 雄	日本気象協会	" (関西)
阿久根測候所	河 野 一 正	明星大学	渡 辺 次 雄
名瀬測候所	赤 川 正 臣	京都大学	中 島 暢 太 郎
福岡航空測候所	沢 田 照 夫		後 町 幸 雄
延岡測候所	七 沢 謙		山 元 龍 三 郎
函館海洋気象台	平 沢 健 造	京都学芸大学	大 内 正 夫
神戸海洋気象台	渡 辺 貫 太 郎	東京大学	正 野 重 方
	永 光 要 人	一	鄭 邦 傑 文
長崎海洋気象台	植 木 九 州 男		斉 藤 博 英
	宮 園 実 康		育 田 良 雄
舞鶴海洋気象台	岡 野 敏 雄		中 福 沢 章
	長 坂 昂 一		中 城 忠 守
	安 井 正 一		藤 井 和 敏
	田 中 泰 一		

官 署		氏 名		官 署		氏 名	
一	般	齊 藤 充	予 報 課	大 野 義 輝			
		馬 場 邦 彦		島 田 健 司			
		中 村 光 男		山 岸 米 二 郎			
		藤 井 盛 澄		官 本 正 繩			
		大 谷 東 平		藤 範 晃 雄			
		都 田 菊 郎		植 村 八 郎			
				新 井 豐 治			
				加 藤 茂 数			
				矢 花 慎 雄			
				木 山 正 雄			
				渡 辺 一 夫			
				山 田 和 正			
				手 塚 藤 正			
				安 藤 田 辰 男			
				増 井 辰 男			
				藤 坂 田 初 太 郎			
				玉 井 英 夫			
				和 田 直 喜			
				石 井 本 順			
				根 倉 俊 市 郎			
				朝 倉 市 郎			
				百 瀬 竹 茂			
				大 竹 代 正			
				田 代 友 田			
				時 三 保 田			
				久 保 原 英 一			
				北 保 木 光 熙			
				久 保 藤 和 敏			
				佐 藤 下 真			
				松			
本 庁							
総 務 部	課 課	山 本 正 司	予 報 課				
総 務 課	書 課	山 館 英 男					
図 書 課		八 田 琢 哉					
		小 嶋 磐 雄					
		函 書 課					
予 報 部		今 里 能					
		北 岡 龍 海					
		磯 部 谷 郎					
		新 田 尚 宏					
		伊 藤 圭 太 郎					
		毛 利 圭 太 郎					
		今 井 勇 治					
		吉 田 泰 治					
		磯 野 良 德					
		岸 保 樹 三 郎					
		寺 内 栄 一 夫					
		荒 川 昭 仁 史					
		加 藤 仁 史					
		大 河 内 芳 雄					
		町 田 英 三 郎					
		岡 村 存					
電 子 計 算 室							

官 署	氏 名	官 署	氏 名
觀 測 部		氣 象 研 究 所	窪 田 正 八
地 震 課	木 村 耕 三		大 井 正 一
高 層 課	有 住 直 介		奥 田 稷 鈴
	関 口 理 郎		和 田 美 彦
	角 俊 治		古 川 武 彦
	大 高 利 夫	氣 象 大 学 校	予 報 研 究 部
	伊 東 光 彦		瀨 下 慶 長
	清 水 正 義		長 尾 隆 吾
	五月女 敬太郎		高 橋 正 吾
	中 村 繁		殿 村 清 人
	迎 正 秋		須 田 滝 雄
	清 水 逸 郎	高 層 氣 象 台	松 岡 保 正
産 業 氣 象 課	串 崎 利 兵衛		中 村 則 行
海 洋 部			松 橋 史 郎
	淵 秀 隆		村 松 久 史
海 洋 課	進 士 福太郎	地 磁 氣 観 測 所	高 層 氣 象 台
海 上 氣 象 課	中 野 旭		三 浦 四 郎
海 上 氣 象 研 究 所	高 橋 浩 一 郎		柳 原 一 夫
	相 原 正 彦		河 村 又 新
	広 瀬 元 孝		
	荒 井 康		
	村 上 多 喜 雄		
	森 信 成		
	藤 田 敏 夫		
	小 沢 正 一		
	戸 松 喜 一 夫		
	曲 田 光 夫		
	栗 原 宜 夫		
	菊 地 幸 雄		
	片 山 昭		
	飯 田 睦 治郎		

