

降雪に伴う中規模じょう乱に関する研究*

松本 誠一・二宮 洸三**

1. はしがき

気象学の歴史を振り返ってみると、重要な理論の展開は観測の充実の基礎の上に行なわれてきたことがわかる。天気予報の根拠を与える大気モデルを例にとってみると、古くは極前線論新しくは傾圧不安定波理論は前者はヨーロッパにおける地上、山岳の観測網、後者は北半球の高層観測網が充実した段階で提唱された。このことは地球物理学全般についていえる宿命的な事実である。ある現象を理解しようとする場合、われわれは先ず必要な観測をし次にこれを詳細に解析することによって理論上のモデル作成に役立てるという過程がふまれる。

物理学における実験の役割を占めるのが観測であってその重要性はいかに強調してもし過ぎることはない。然しその半面、単なる観測の積み上げだけから進歩が生れることもない。資料を活かす努力が解析の面で積み重ねられねばならないことは数多くの眠れる観測資料がこれを物語っている。

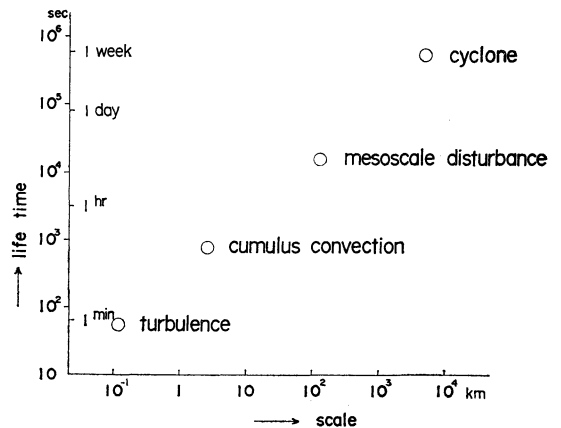
昭和38年から5か年にわたって北陸地方で特別観測が実施された。この観測は豪雪の機構を解明して予報に役立てることを目的とし、東京管区気象台、気象庁、舞鶴、函館海洋気象台の関係者の協力によって行われた。

関連する基礎的問題は数多くある中で(松本, 1967), 中心課題は中規模現象の構造と役割を明らかにすることであったといえる。本稿ではこの点に焦点をあててわれわれの研究の過程と将来への展望を、未完成の点を顧みず大胆に述べてみたいと思う。

2. 大気擾乱の規模と寿命

大気中には様々の規模の擾乱があって、それぞれ特有の構造と役割を持っている。第1図には代表的な現象を

とりあげ、その規模と寿命との関係を図示してある。ここで規模とは現象の支配領域の大きさであるが、波状現象の場合は波長と考えてもよい。また寿命とは生成してから発達し衰弱するまでの所要時間を意味するが、周期的に繰返している現象ではその周期と考えてもよいであろう。何れにしても大よそのオーダーを論ずればよいので図の縦軸横軸は対数目盛で表わしてある。上層偏西風帯の波動に伴われた高低気圧群は、大気中に現われる最も顕著な擾乱であって数千 km の規模をもっていることはいうまでもない。北半球の中緯度における観測をもとに波数分析した結果によると(Charney, 1949) 数千 km の卓越波長が見出されている。低気圧の発生から衰弱までの所要時間はよく知られているように1週間の程度である。また風の場の周期分析の結果にもその程度の卓越周期が現われている。この数千 km という卓越波の存在を説明するために、偏西風帯の不安定論が1940年代に盛んに論ぜられ Charney (1947), Eady (1949) の傾圧不安定波理論が生れた。近代気象学の基盤がここに築かれ、今日の数値予報、大気大循環論の開花を導き一方では天気予報の理論的根拠となっていることは周知の通



第1図 大気擾乱の規模と寿命の関係。

* Study on the Meso-Scale Disturbances Accompanied with Snowfall.

(昭和44年度日本気象学会賞受賞記念講演)

** S. Matsumoto and K. Ninomiya 気象研究所

—1969年5月21日受理—

りである。

対流現象はわれわれが直接目で確かめることのできる最も顕著かつ基本的な気象現象であるから、その規模と寿命については少し注意して観察すれば容易に実体を把握することができるであろう。積雲の大きさは直径 0.5~2km, 発達した積雲ないし積乱雲では直径 5~10 km に及ぶことは常識的にも知られている。寿命は小さい積雲で 10 分, 大きい積乱雲もしくは雷細胞では 1 時間を超えるものもある。このことは、レーダースコープに現われるエコーセルが通常のセルでは 15 分以上追跡することはできないことと一致している。また対流の数値モデルによる積分結果でも確かめられる。飛行機からの観測によると大きい積雲ほど背が高く、雲と雲との間隔は広いことが知られる。これらの間の比率はベナールセル対流の特長とよい対応を示している。熱対流現象は古典流体力学の中でも多くの関心を集め、理論的実験的な研究が盛んに行われ、当時導入された Bousinesque 近似の手法は今日でも有効とされている。最近再びこの問題は大气中における重要な機能として盛んに研究が行われるようになり、自由大气中で凝結を伴ういわゆる積雲対流理論が数値実験の手法により展開されていることはよく知られているとおりである (浅井, 1968 参照)。

上述の高低気圧で代表される総観規模擾乱および積雲細胞の中間に中規模の気象現象が存在することは疑う余地もない (Fujita, 1963 参照)。とくに Tepper (1950), Fujita (1955) らの研究に端を発し、多くの解析が行われるようになった。これらの研究を総合すると、規模と寿命との関係は第 1 図に示されたようなものとなるであろう。現象論的にはこのように実在が主張されたにもかかわらず最近まで理論気象学の中ではむしろ軽視される傾向があった。これには色々の原因が考えられるが、最大のものは裏付けとなる理論がないということにつきるであろう。充分な観測がないこと、それに加えて理論との結びつきを提供するに足る解析が充分にはなされていないことを指摘しなければならない。また理論を組み立てる上で、現象の規模が大きいため、もしくは小さいために許される単純化が、中規模現象に対しては許されないという困難が存在するのも事実である。

第 1 図に示された関係は、大气中の擾乱の寿命はその規模に比例することを物語るものであり、上述の三つの規模の現象より大きいもしくは小さい擾乱についても拡張して考えることができる。たとえば下層大气中の乱流の実在が確かめられている (Van der Hoven, 1957)。物理

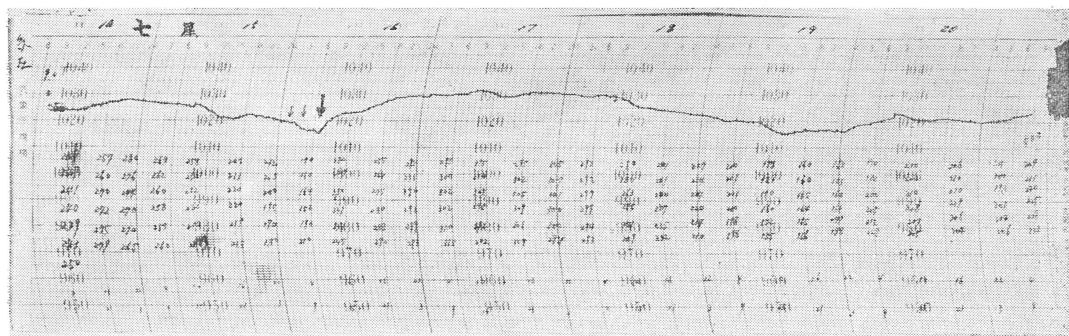
現象における一般的な法則性といってもよいのである。このことからしても中規模擾乱は単にみかけの上の現象ではなくて物理的実体のあるものであることが理解されるであろう。事実組織的構造を持っていることを後にも述べるとお示すことができる。一方現象論的には、集中豪雨、集中豪雪を始め台風の微細構造、雷雨、トルネード、スコールラインなどの激しい気象現象は中規模の範ちゅうに属するものである。事実中規模擾乱の研究の発端は防災上の見地から出ているといっても過言ではないが気象学におけるとり残された分野の一つとして今後ますます重視されるものと考えられる。

3. 降雪を伴うメソ低気圧の発見

中規模(メソ)気象擾乱系にはいろいろのものがある。Fujita (1963) の分類によれば、メソ低気圧 (mesolow)、孤立した対流系、スコール系などが挙げられている。このうちメソ低気圧には、熱的原因で生ずるメソ低圧域 (mesodepression)、これが発達して循環風系を伴ったメソサイクロン (mesocyclone) およびトルネードサイクロン (tornado cyclone) があるとされている。

雨、雪などの降水現象に関連して解析された最も顕著なメソ擾乱系はメソ高気圧であった。とくに Fujita (1955, 1959) の一連の解析はメソ気象学に新しい場面を与えたともいえるであろう。わが国でも総観気象学者の関心を集め、多くの事例解析がなされている。注目すべきことは、これらのうちかなりのものがメソ低気圧の存在を指摘し、もしくは示唆していることである。山田 (1959), Ushijima (1959) によれば、梅雨期の降水に伴ってメソ低気圧系が解析されることが示されている。山中 (1963) はレーダーエコーセルを追跡して収束場を求めた。また最近の各地のレーダー観測によれば、激しい降水に伴って低気圧性のうず状の擾乱が存在することが相ついで指摘され (例えば Arakawa, 1967), Miyazawa (1967) はらせん状のエコーバンドを持ったうず状擾乱を発見してエコーセルの移動から循環と収束を伴う小型低気圧と関連していることを示した。

筆者らは北陸豪雪特別観測資料を解析して幾つかの中規模擾乱系を見出したが、最も代表的な例として 1965 年 1 月 16 日の降雪をとりあげその過程をふり返ってみよう。この日早朝、長岡市を中心に 50cm を超える降雪があった。予報によれば平穏な天気でこのような大雪を予想させる条件は現われていなかった。ところが前夜相川の特別高層観測では対流圏中層の温度が異常に低く、500mb 面で -39°C を示していた。これは明らかに豪



第2図 七尾(石川県)の週巻気圧自記紙。1965年1月14日~21日。矢印は気圧変動の極小気圧起時を示す。

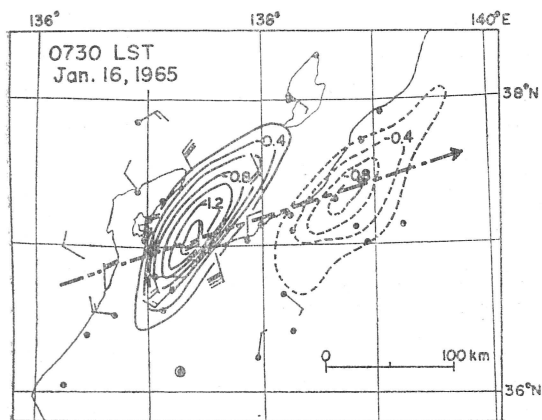
雪の重要な原因にあげられているドーム状寒気が北陸沿岸に到達していることを物語るものである。しかし従来経験されている寒気よりはるかに小型のものであったので、ルーチン観測網にはかからず、また予報官は徴候を発見することができなかった。

各地の自記紙を詳細に調べてみると、2時間ないし3時間の周期の変動が現われていることが注目された。降水量の変動は大きな振巾を持っているが、気圧振動の振巾は極めて微量である。したがって個々の擾乱を追跡するには細心の注意を必要とする。また擾乱の中心の通過経路から外れると目だった偏差を示さないで、入手し得る限りの自記紙を入念に調べなければならない。我々はこの場合、重要な手がかりを七尾(石川県)の自記紙(第2図)にまず発見した。1月16日07時頃にシャープな気圧の下りが記録されている(図中太い矢印で示してある)のを認めることができるであろう。隣接の観測点伏木にも同じような変動が現われていることが確かめら

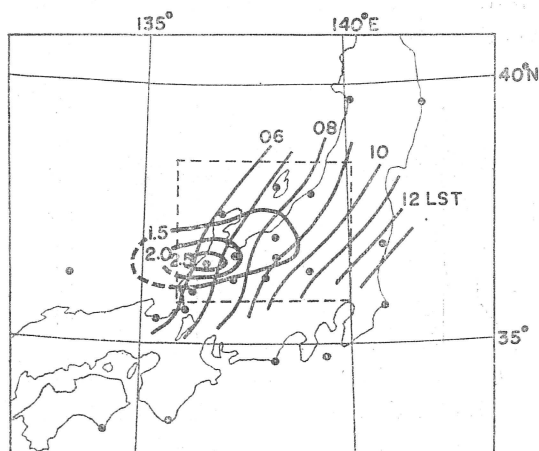
れる。然し富山の観測には既にかなり弱い気圧極小しか現われていないことに注意しなければならない。

気圧擾乱は一つの孤立したものがあただけでなく、周期性から判断しても一連の幾つかの擾乱が存在することが容易に推定されるであろう。従って個々の擾乱を追跡するには、幾つかの補助図を作ってみる必要があった。東西もしくは南北に配列した地点をえらび、イソプレットを作ってみると、移動方向に配列したイソプレットの上には明瞭な縞模様が見われてきて、個々の擾乱を判別することができる。次には局地天気図の上に極小気圧起時の等時線を描いて移動速度を確かめ、これを使って資料の不足を周囲の地点の自記紙上の読取りからの外挿によって補うことにした。このようにして作りあげた局地天気図が第3図にかかげてある。

ここにとりあげた例では、第2図に示した自記紙の上で気圧の急上昇に先行している気圧極小を問題にしているわけである。従来の総観モデルによれば前線が通過し



第3図 1965年1月16日07時30分のメソ天気図。気圧負偏差域のみを示す。破線は09時の状況。

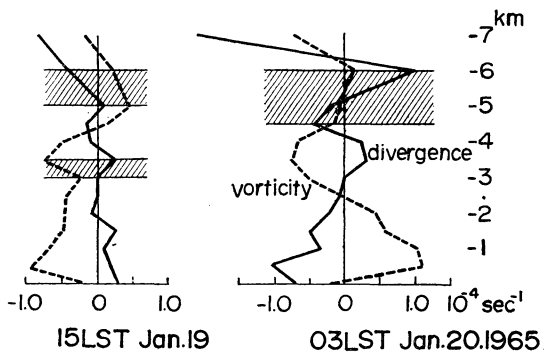


第4図 第3図に示した擾乱の、極小気圧起時の等時線と1時間気圧上昇量。

て寒波が吹き出し、これに伴って気圧上昇が起っているということになるであろう。そこで広い範囲にわたる気圧上昇量を調べてみよう。全国の毎時観測資料から1時間気圧上昇量を用いて上に述べた知識を参照しながら上記の擾乱を追跡したものが第4図にかかげてある。この図から擾乱は狭い範囲に限って存在し、東進していること、山陰沖で発生し、能登半島付近で最盛期に達し、関東地方で消滅する間約10時間程の寿命であったことがわかる。また第3図はこのメソ低気圧の大きさは100~200 km の程度であったことを示している。これらのことは第1図で総括的に述べた中規模擾乱の特長な性格を裏付けるものである。このほかにも著者らは同様な解析例を得ているが (Matsumoto and Ninomiya, 1965, Matsumoto, Ninomiya and Akiyama, 1967 a, b 参照), とくに1965年1月19日に観測されたメソ擾乱系では清風丸による海上定点観測が極めて重要な役割を示したことを強調しておこう。地形の影響の少ない海上ではとくに検出されやすいのであろうと考えられる。

4. 中規模擾乱の構造と役割

北陸における観測は中規模擾乱の構造を解明することに一つの重要なねらいがあった。1965年には輪島、相川、富山、長岡で1日4回の特別高層観測が実施された。この観測網は150km×100kmのほぼ長方形をなしたもので中規模擾乱に対してはやや粗すぎるけれども、ぐあいよくその網の中に現象がつかまれば概略の構造を知ることができるし、また1日4回では詳細がわからないにしてもうまく現象に合致すれば、その時刻における状況を見出すことができるであろう。ここでは1965年1月20日03時にとらえられた中規模擾乱の立体的構造について述べよう。



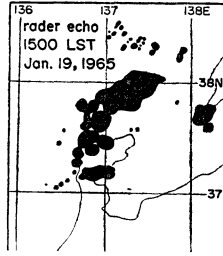
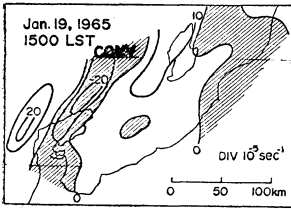
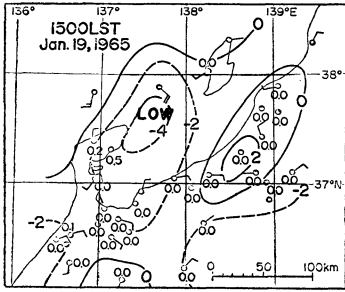
第5図 1965年1月19日21時(左図)と20日03時(右図)の発散およびうず度の高度分布。斜線を施した部分は安定層の位置を示す。

第5図は北陸4地点(上述)の高層観測値を用いて計算した発散(D)とうず度(ζ)の高度分布を示す。右図が観測網内に顕著な中規模擾乱が解析された時刻、左図はそうでない時刻のものである。中規模擾乱の領域内では逆転層(図中斜線を施してある)で境されたドーム状寒気中で特長的な分布をしていることがわかる。即ち寒気の下層で収束、正うず度、上層で発散負うず度という台風、低気圧などの循環系に特有の構造と類似した組織的な場が中規模擾乱に付随していることが判明するであろう。

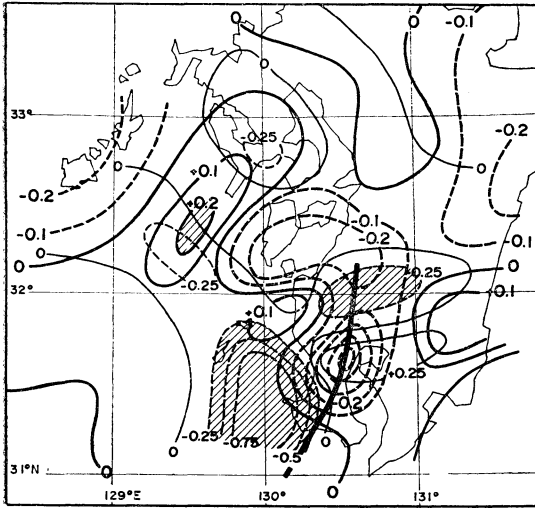
特に指摘しておかねばならないことは、発散、うず度ともに 10^{-4} sec^{-1} のオーダーの量であって、総観規模現象とは著しい対比を示している点である。よく知られているように、発散がうず度より一桁ないし二桁小さいことが準地衡風モデルの根拠になっているわけであるが、この場合にあってはまらない。中規模擾乱に対しては地衡風近似が成立たないことを物語っているのである。

総観規模擾乱に比べて一桁から二桁も大きい発散(収束)を伴っていることは、一方では後で述べるように積雲活動に支配的な影響をもち、また一方では大きな上昇流したがって大きな降水量の原因にもなっている。集中豪雨が本来中規模の特長を持っていることの必然性がここにあると考えられる。

高層観測網に比べ地上気象観測網は中規模擾乱の構造をかなり詳細に調べることができる程度に細かく展開されている。自記観測資料を用いると連続的な観測値が得られるので、擾乱系の移動が確認できる場合には空間的外挿を時間的外挿でおきかえて観測の不足な地域の資料を補なうことができる。地上風の観測を用いてうず度及び発散の空間分布を細かく調べ、前に述べたような気圧場と対応させてみると次のような注目すべき事実が明らかとなる。第6a図の上図は気圧偏差場、下左図は発散場の分布を示すものである。低圧部は破線で表わし収束域には斜線を施してあるが、収束域が低圧部の西側高圧部の東側にあることが認められるであろう。総観規模の場では低圧域と収束域とは一致しているのに対し、中規模の場ではこのように収束が1/4波長だけ低圧部の風上側に位相のずれた所に分布していることが多い。このような位相の関係は重力波の特長と一致している。下右図は同じ時刻のレーダーエコーを示し、収束域に対流活動が集中しエコーが現われていることがわかる。集中豪雨の場合にも同様な関係がしばしば観測される。その1例を第6b図に示しておこう。



第6図 (a) 1965年1月19日15時のメソマップ。
 上図：気圧偏差 (破線は負偏差値)。
 下左図：地上風発散 (斜線を施した部分は収束域)。
 下右図：レーダーエコーのスケッチ。



第6図 (b) 1968年7月9日12時30分のメソマップ。
 太線は気圧偏差 (単位 mb, 破線は負偏差), 細線は地上風発散 (単位 10^{-4} sec^{-1} , 斜線を施した部分は収束域)。

重力波としての特長は上記のほかにも位相速度, 気圧偏差値にも明瞭に現われている。位相速度についていえば $50 \sim 100 \text{ km hr}^{-1}$ というかなり早い速度で移動している。この速度は総観規模現象の位相速度に比べ $5 \sim 10$ 割大きい。重力波の位相速度 C_g は次式で表わされる。

$$C_g = \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g H} \quad (1)$$

ここで H は界面の高さ, $\Delta\rho$ は界面の両側の空気の密度差, g は重力の加速度である。対流圏中層にしばしば観測される安定層を考えると, 代表的な数値

$$H = 3000 \text{ m}$$

$$\Delta\rho/\rho = 1/80$$

に対する重力波の位相速度は

$$C_g = 70 \text{ km hr}^{-1}$$

となって実測の位相速度をよく説明できることがわかる。界面上に生ずる波動が重力波の速度で伝播するとすれば, 界面の起伏は地上気圧の偏差となって現われる。界面の起伏を h とすれば気圧偏差は静力学の式

$$\Delta p = g \Delta \rho h \quad (2)$$

で与えられる。1000m 程度の起伏があったとしても気圧偏差は 1 mb 程度の微量であるが, この点も観測とよく一致している。また気圧偏差値は小さくても, 波長が短かければ気圧傾度は大きな値を持つので, 重力波に特有の発散量は大きな値を示す。200km 程度の波長なら 10^{-4} sec^{-1} 程度の発散場が得られるので, 中規模擾乱の特長な構造は, 重力波としてのおおむね説明がつかうのである。

気圧偏差量が小さいことが解析を非常にむづかしいものとしている。また仮に精密に測定され解析されたとしても, 天気図の上では大規模の気圧傾度の中に埋没して判別しにくいのが普通である。ある地点の気圧変化に数時間程度の週期が現われることに着目し, その卓越周期をとり出す操作を施せば我々が興味を持っている擾乱の構造を明瞭に抽出することができるであろう。その最も簡便な方法は移動平均からの偏差場を作ってみることである。上述の構造はすべてこの操作を施した結果について説明してある。この方法は簡便であるばかりでなく, 海面更正, 器差補正等の絶対値に対する厄介な問題に煩わされないという特長がある。従って多少精度に疑問のある測器による観測も利用できるので, 必要不可欠の観測値を増やすことになり大きな利点となりうるであろう。

5. 対流輸送の発見

地上気象観測網は現状でもかなり稠密に分布しており中規模現象の解析には役立つが, 上に述べた北陸豪雪特別観測の高層観測網でも立体的構造を知るうえには不充分である。然し鉛直方向の分布がこの高層観測で得られる一つの関数形で表わされると仮定して, 地上の観測値を下層大気に外挿することにすれば力学的諸量を評価することができる。

運動量はベクトル量であって方向性を持つので、解析上座標の選び方が問題になり不便を伴う。そこで運動量方程式と同等のうず度方程式と発散方程式を用いて力学的な解析を試みよう。

うず度方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla \zeta + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \omega_x v_p - \omega_y u_p + (f + \zeta) D = F_\zeta \quad (3)$$

発散方程式

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla D + \omega \frac{\partial D}{\partial p} + \omega_x u_p + \omega_y v_p - \frac{1}{2} (D^2 + a^2 + b^2 - \zeta^2) - f \zeta + \nabla^2 \phi = F_D \quad (4)$$

の各項は、上に述べたような近似が許されるなら大気下層で計算することができる。Syono et al (1959) は諫早豪雨の際に同様の評価をしたが、地上では $\omega=0$ として ω を含む項の評価を避けた。右辺の摩擦項を左辺各項の評価から生ずる残差項として求め、非回転性のものであることを推論した。我々の解析によれば、うず度変化は主として起上り項 $\omega_x v_p - \omega_y u_p$ によって生じておりうず度方程式における大きな残差は出てこないが、発散方程式では非常に大きな残差を生ずることが判明した。即ち上記の結論を裏付ける非回転性摩擦が得られたのである。それでは何故この様な結論が出て来るのかを考察しよう。

力学的収支計算から大きな非回転性摩擦がどのような場所で推論されるのかを調べてみると、第7図に示すように中規模収束域に限定して生じており、発散域では特に意味のある残差が出て来ないことが判明する。この中規模収束域は降水域従ってレーダーエコー域と一致することは既に述べた。即ち対流活動が役割を果たしているという仮説が生れて来る。(4)式左辺の各項は中規模観測網によって得られる量により計算したものである。観測網

より小さい規模の運動が卓越しているので、その影響が残差として現われると考えればどうであろうか。式で表現すれば

$$F_\zeta = - \frac{\partial \overline{\omega' \zeta'}}{\partial p} + \dots \quad (5)$$

$$F_D = - \frac{\partial \overline{\omega' D'}}{\partial p} + \dots \quad (6)$$

となる。ここで'をつけた量は sub grid size eddy つまり積雲対流に関連する場を表わし、そのうちの主要な項のみを書き表わした。積雲対流の性格から鉛直流 ω' と回転 ζ' との相関 $\overline{\omega' \zeta'}$ はないが鉛直流と収束 D' との相関 $\overline{\omega' D'}$ は大きい値を持つことが容易に推定される。 10^{-7} sec^{-2} に及ぶ大きな残差 F_D もこの様に考えれば合理的に説明することができるのである。

ここに述べたことは、力学的収支計算を行なうことによって導き出された結論であるが重要な示唆を含むものである。我々が中規模収束域に $\overline{\omega' D'}$ という形の対流輸送が行われていることを理解するに至った経過は以上の様なものであった。対流による輸送は、熱、水蒸気、運動量等にも当然現われる。次章にこのことを定量的定性的に議論を拓げることにしよう。

6. 対流輸送と関連する諸現象

対流活動は対流圏における熱、水蒸気、運動量などの再分布に重要な役割を果たすものである。Riehl and Malkus (1961) はハリケーンの熱源として積乱雲が占める役割を強調し、“hot tower hypothesis”を提唱した。総観規模の力学において、如何にこの積雲活動の効果をパラメタライズするかが重要な課題として関心を集めていることはご承知の通りである。

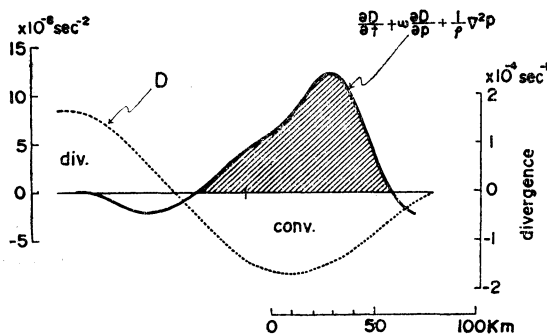
筆者等は対流活動の卓越する冬季日本海における観測を用いて、いろいろな角度からこの問題を追及した (Matsumoto and Ninomiya, 1966; Matsumoto, Ninomiya and Akiyama, 1967 a, b; Matsumoto, 1967; Ninomiya, 1968)。重要な結論の幾つかは既に述べたが、以下にはこれらを総括して述べることにしよう。

(1) 対流輸送の表現

ある領域 S (総観規模または中規模) での任意の物理量 a の鉛直輸送量は

$$\overline{\omega a} = \overline{\omega a} + \overline{\omega' a'} \quad (7)$$

と書かれる。— 及び ' は S 内の面積平均とそれからの偏差値である。全域を対流上昇域とそれ以外の部分の2つに分けて考えよう。前者の面積比を σ_c 、後者のそれを σ_f と書き、それぞれにおける諸量には添字 c と f をつけて表わすことにする。定義により



第7図 地上風発散場(点線)と、発散方程式における残差(実線)との関係。

$$\overline{\omega} = \sigma_c \omega_c + \sigma_f \omega_f \quad (8)$$

$$\overline{a} = \sigma_c a_c + \sigma_f a_f \quad (9)$$

であるので容易に

$$\begin{aligned} \overline{\omega a} &= \sigma_c \omega_c a_c + \sigma_f \omega_f a_f \\ &= \overline{\omega} \overline{a} + \sigma_c (\omega_c - \overline{\omega})(a_c - \overline{a}) \end{aligned} \quad (10)$$

と書けることがわかる。(7) および (10) 式の右辺末項が対流輸送であり、対流に関する ω と a の相関係から生じた輸送であることはいうまでもない。右辺第1項の $\overline{\omega a}$ も $\overline{\omega} = \sigma_c \omega_c + \sigma_f \omega_f \approx \sigma_c \omega_c$ であるから対流と無関係では決していないけれども、元来 S の規模の観測値から算出されるいわば平均場による鉛直輸送量である。

以下には、上述の内容を考慮しながら関連する諸現象について考察を進めよう。

(2) 積雲群、降水群と対流輸送

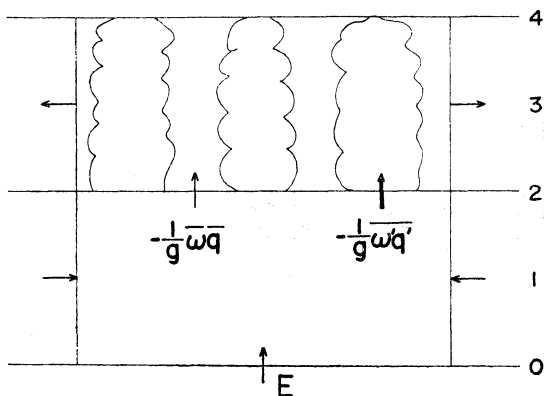
我々の解析によれば、積雲群と中規模擾乱が如何に密接に関連するかを示す例が幾つも得られている。その内容を水蒸気収支の立場から考えてみよう。雲底下の気層と雲層について水蒸気の連続の式を書くと

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} \int \frac{\partial q}{\partial t} dp + \frac{1}{g} \int \nabla \cdot q \mathbf{V} dp - \frac{1}{g} \overline{q_2 \omega_2} \\ - \frac{1}{g} \overline{(q' \omega')_2} = E \end{aligned} \quad (11)$$

および

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} \int \frac{\partial q}{\partial t} dp + \frac{1}{g} \int \nabla \cdot q \mathbf{V} dp + \frac{1}{g} \overline{q_2 \omega_2} \\ + \frac{1}{g} \overline{(q' \omega')_2} = -C \end{aligned} \quad (12)$$

となる(第8図)。E および C は海面からの蒸発量および雲層内の凝結量である。また $\overline{\omega_4} = 0$, $\overline{\omega' \omega'_4} = 0$ と仮定した。 $\nabla \cdot q \mathbf{V}$ を $\mathbf{V} \cdot \nabla q + q \nabla \cdot \mathbf{V}$ と書き、簡単のために積分を層の平均でおきかえ、かつ連続の式を使って書き改めると



第8図 下層収束域における水蒸気流束。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p_1}{g} \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_1 + \frac{\Delta p_1}{g} \mathbf{V}_1 \cdot \nabla q_1 + \frac{\Delta p_1}{g} (q_1 - q_2) \nabla \cdot \mathbf{V}_1 \\ - \frac{1}{g} \overline{(q' \omega')_2} = E \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p_3}{g} \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_3 + \frac{\Delta p_3}{g} \mathbf{V}_3 \cdot \nabla q_3 + \frac{\Delta p_3}{g} (q_3 - q_2) \nabla \cdot \mathbf{V}_3 \\ + \frac{1}{g} \overline{(q' \omega')_2} = -C \end{aligned} \quad (14)$$

を得る。時間変化と移流の項の和は他の項に比較して小さいので、簡単のため以下の考察では省略する。

まず雲底下層では水蒸気の鉛直傾度が大きく、 $q_1 - q_2$ は正である。したがって(13)式は、下層で収束があると平均上昇流では水蒸気を上に運びきれずたまりを生ずるので、対流輸送によって調節されねばならないことを示している。

冬期北陸沿岸における代表的な値として、 $q_1 - q_2 = 1 \text{ gr kgr}^{-1}$, $\Delta p_1 = 150 \text{ mb}$ とすると $\pm 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ の収束に対して第3項は $\pm 10 \text{ mm day}^{-1}$ となる。E が 10 mm day^{-1} の程度であるので

$$-\frac{1}{g} \overline{(q' \omega')_2} = \begin{cases} 0 & \text{発散域 (+10}^{-4}\text{sec}^{-1}\text{)} \\ 20 \text{ mm day}^{-1} & \text{収束域 (-10}^{-4}\text{sec}^{-1}\text{)} \end{cases} \quad (15)$$

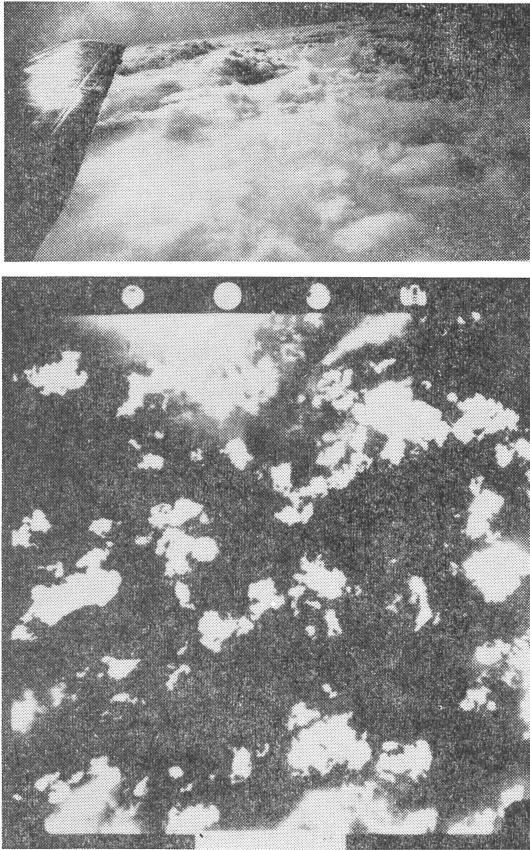
となる。即ち、中規模収束域では 20 mm day^{-1} の水蒸気の対流輸送が必要であるが、発散域ではほとんど必要がないということを示している。

次に雲層について言えば、 $q_2 - q_3 > 0$ でありかつ

$\Delta p_1 \nabla \cdot \mathbf{V}_1 + \Delta p_3 \nabla \cdot \mathbf{V}_3 = 0$ とすれば下層の中規模収束域では $\Delta p_3 / g (q_3 - q_2) \nabla \cdot \mathbf{V}_3$ は凝結量を増加させるセンスをもつ。然しその大きさは $-1/g \overline{(q' \omega')_2}$ の半分程度に過ぎないから、積雲群の活動度も降水量もともに下層の中規模収束場 (10^{-4} sec^{-1} のオーダー) に強く支配されることが理解できる。

ここに述べた関係を示す典型的な実例として、1965年1月19日に観測された中規模収束域の塔状積雲と発散域の小積雲の航空写真を第9図に示してある。この時刻の約2時間後の状況が第6図に掲げた気圧場、収束場、エコー分布である。

以上述べた事実は、冬期の北陸地方にのみ限らず夏期の豪雨にもあてはまるようである。この場合には高温のために水蒸気量が大きく(11)式(12)式左辺の各項は前述の10倍程度と考えればよい。また広大な熱帯の海上においても、気象衛星の観測で知られるように、積雲は決して一様に分布しているわけではない。積雲の分布は中規模で特長づけられているという事実は上記の考察を裏づけるものである。



第9図 中規模収束域の塔状積雲（上图，斜写真）とそれに隣接する発散域の小積雲（下图，鉛直写真）。

(3) 対流昇温

顕熱の対流輸送を論ずるために前と同様に

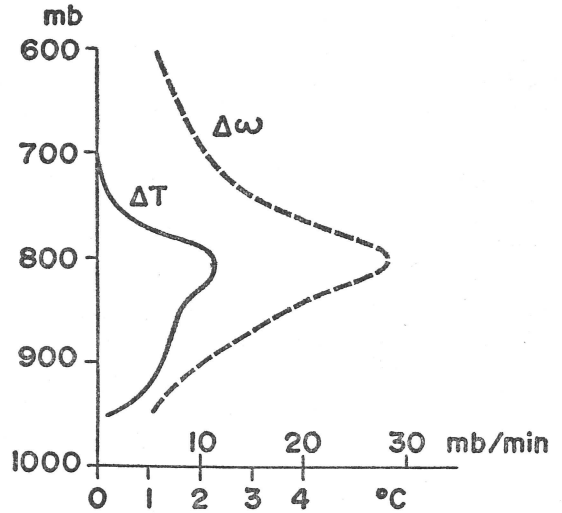
$$\overline{\omega' T'} = \sigma_c (\omega_c - \overline{\omega}) (T_c - T_f) \quad (16)$$

と書こう。ドロップ・ゾンデの観測から求めた ω_c と $T_c - T_f$ の分布の一例を第10図に示そう。これは積雲内および積雲外を落下したゾンデの落下速度と温度を比較して求めたものである。800mb 面における $\omega_c - \overline{\omega}$ および $T_c - T_f$ はこの場合それぞれ -28 mb min^{-1} および 2°C である。一方レーダー、航空写真による観測から σ_c は一般に5~10%の範囲内にあることが知られるので、顕熱の対流輸送は

$$-\frac{C_p}{g} \overline{\omega' T'} = -\frac{C_p}{g} \sigma_c (\omega_c - \overline{\omega}) (T_c - T_f) \approx 40 \sim 80 \text{ ly} \cdot \text{hr}^{-1}$$

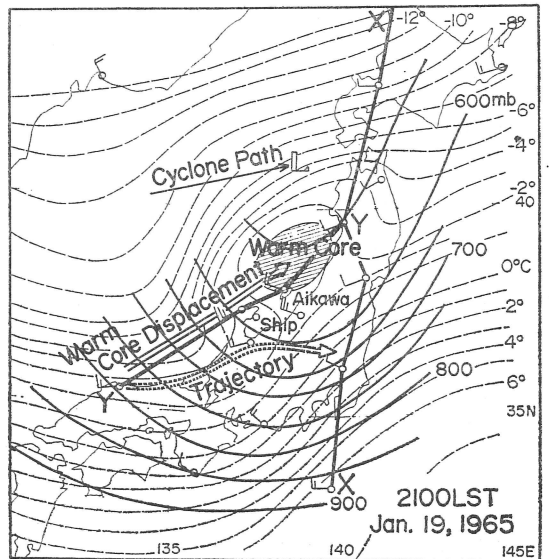
と評価される。

ところで大気下層では成層はほぼ中立 (θ の鉛直傾度



第10図 ドロップゾンデ観測によりえられた積雲の上昇流 ($-\omega_c$) と過剰温度 ($T_c - T_f$) の一例。

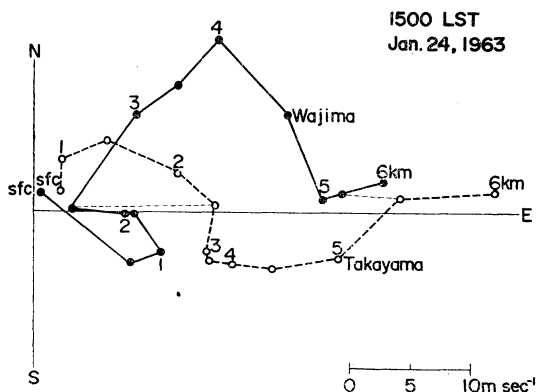
がない) であるから、水蒸気収支の場合とは異なり下層の収束が直接的に顕熱の対流輸送の増加を要求しない。中規模現象においては、凝結過程の潜熱放出による昇温がより重要な役割を持つと考えてよいであろう。顕著な一例として、1965年1月19日に観測された寒冷渦の中心



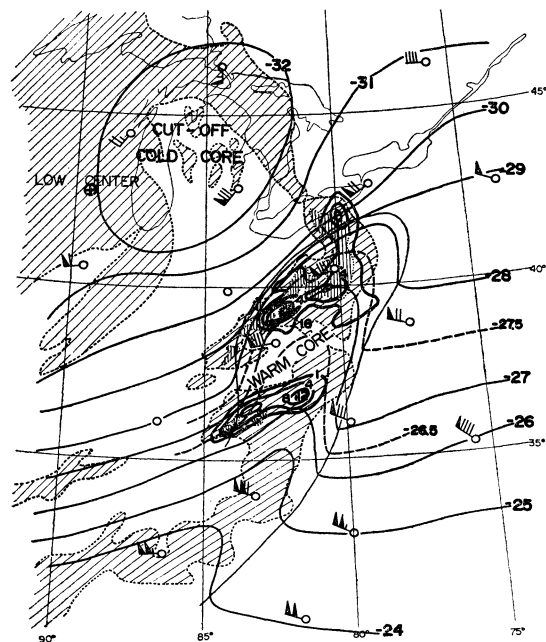
第11図 寒冷渦の中心付近で観測される warm core. 破線は 850mb 面の温度、実線は寒冷渦の等高線、二重矢印は warm core の変位、破線二重矢印は気塊の流跡線。

で発生した中規模 warm core の解析を第11図に示そう。雲層内に観測されたこの warm core は、同時に高い湿度によって特徴づけられ、潜熱の放出によるものであることを示唆している。

対流輸送そのものとは間接的な関係ではあるが、ここに述べた対流昇温と関連する風の場についても若干ふれ



第12図 寒冷渦の支配下における輪島とその南方に位置する高山の上層風ホドグラフ。



第13図 1968年4月23日18時米国で観測された warm core. 実線は 400mb 等温線, 矢羽根は 250mb の風, 斜線域は雲, 太い実線は 1時間降水量 (単位 mm). レーダーエコーのスケッチを縦縞を施して記入してある。

ておく必要があろう。warm core の下部には収束する風の場、その上方には発散する風の場を伴っているのが特徴である。多くの場合上方の発散場がより明瞭である。一例として1963年1月24日15時における輪島と高山の風のホドグラフを第12図にかかげてある。対流活動域を中心に北側の輪島と南側の高山では、高度 3~4 km においてそれぞれ南分と北分の風が観測されており、warm core 上方での発散が存在することを示している。

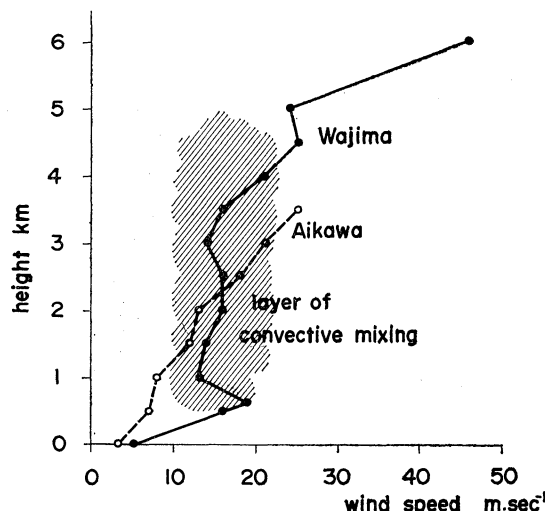
ここに述べた対流昇温とそれに伴う風の場は、北陸の中規模擾乱に限らず他の対流性擾乱に対しても特徴的な現象であることが確かめられる。一例として1968年4月23日に米国で観測された severe storm についての模様を第13図にかかげた。現象の規模はかなり大きいですが、本質的に類似していることが認められるであろう。

(4) 運動量交換における対流輸送の役割

次に運動量の対流輸送についての考察を行なおう。鉛直の風のシャワーがある一般場の中で対流活動が運動量を下向きに輸送することは、容易に考えられるであろう。

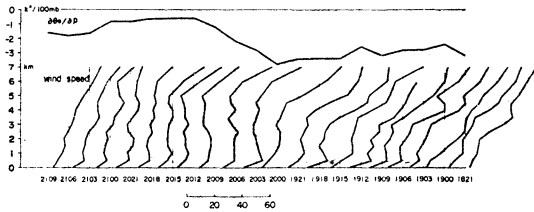
すでに §5 で述べたように発散方程式を数値的に解析した結果、中規模収束域において ω' と D' との間に強い相関があることが推定される。言いかえれば中規模擾乱によって組織化された積雲が、中規模系に作用を及ぼし、しかもそれが収束域においてのみ作用している点は特に重要な事実である。このことは間接的に運動量の鉛直輸送が行われていることを物語るものである。

積雲対流群が一般流のシャワーに変化を及ぼしたと見られる観測例を示すことにしよう。第14図は1965年1月19



第14図 1965年1月19日15時の輪島と相川における風速高度分布。

日15時における輪島と相川の風速高度分布である。この時刻の発散分布(第6図参照)を見ると、輪島は強い中規模収束域(したがって雲頂 5000m に及ぶ積雲群)の中央に位置し、相川は発散域の中央に位置していたことが分る。したがって、輪島では強い対流混合によって対流雲層中の風速は一樣になっているのに対し、積雲の影響を受けない相川ではほとんど直線的なシアーを示している。相川は輪島の風下約 150km 程度しか離れていないのかかわらず、風速分布にこれ程大きな差異があるということは、如何に積雲群と中規模系との相互作用が重要であるかを示すものであろう。



第15図 輪島における上層風速の連続観測。

同様な他の例として、輪島の連続観測を第15図に示してある。上層の寒冷渦の接近によって、鉛直安定度の減少とともに(積雲対流の活潑化とともに)風速の均一な層が厚くなっていることが観察される。一般に中規模擾乱の発達時に下層ジェットが存在することがしばしば認められるが、その生成維持の機構のうちの重要な部分が、この強いシアー流内での運動量の下向き対流輸送が関係していると思われる。また収束域における下層の風速増大は、擾乱の進行または発達に寄与するものとして重要な役割を持つことが推定される。

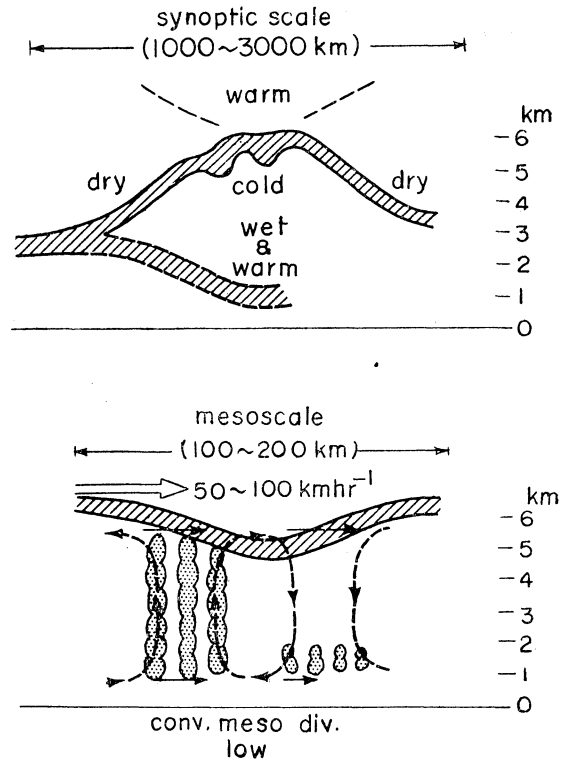
以上、対流輸送の役割と関連する現象を、水蒸気、熱、運動量の輸送に分けて議論を加えたわけであるが、それぞれが独立ではなくてお互に関係し合っていることは勿論である。これらの知識を総合して、積雲群との相互作用を含んだ中規模系の力学を作るのが我々の仕事である。

7. 中規模擾乱に関する力学モデル

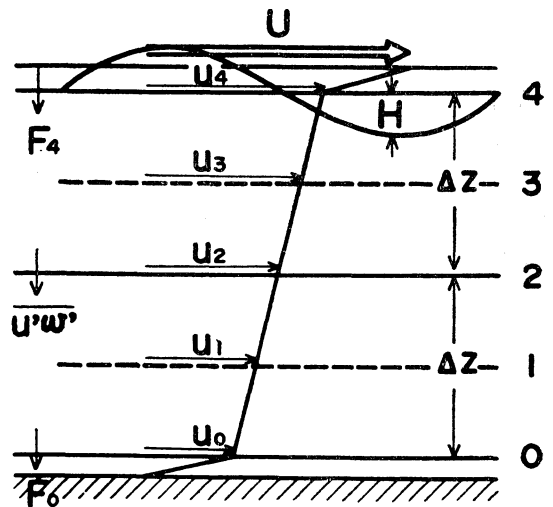
これまで述べてきたいろいろな知識を土台にして、中規模擾乱に関する力学モデルを組み立てることを試みよう。

第16図は、対流圈内に存在する安定層の上に発生した重力波と積雲対流とを結合した模型図である。§2でもふれたように、中規模系に対する支配要因は甚だ複雑であって単純化は容易ではない。然し本質をそこなわない

でき得る限り単純なモデルを考えてみるのも一方法であろう。我々はその第一歩に着手したばかりの段階であるが(Matsumoto and Ninomiya, 1969), 考えの筋道を概略説明しよう。



第16図 中規模擾乱のモデル図



第17図 対流輸送を考慮した重力波のモデル。

対流層を二つに分けて基本流の鉛直シヤを考慮に入れることにする(第17図参照)。中間のレベル2を通して運動量の対流輸送 $\overline{w'w'}$ が行われるものとする。対流層の上限4は通常安定層で境され、ここに擾乱(起伏)が発生したものが重力波である。下部には接地境界層があって摩擦による運動量流速 F_0 があり、また上部の境界にも類似の機構が働いているものとする。

下層1及び上層3における運動方程式は

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + w_1 \frac{u_2 - u_0}{\Delta Z} + \frac{\overline{w'w'} - F_0}{\Delta Z} = -g' \frac{\partial H}{\partial x} \quad (17)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} + u_3 \frac{\partial u_3}{\partial x} + w_3 \frac{u_4 - u_2}{\Delta Z} + \frac{F_4 - \overline{w'w'}}{\Delta Z} = -g' \frac{\partial H}{\partial x} \quad (18)$$

とかける。H は界面の起伏、 $g' (= \frac{\Delta \rho}{\rho} g)$ は密度差のある界面に働く重力の効果を示す。また連続の方程式より

$$w_4 = -\frac{\partial H}{\partial t} + u_4 \frac{\partial H}{\partial x} = -\Delta Z \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial u_3}{\partial x} \right) \quad (19)$$

がえられる。これらの重力波の式の中に運動量輸送 $\overline{w'w'}$ が導入されていることがこのモデルの要点であるが、これを基本場の量でパラメタライズしなければならない。解析的に得られた知識を総合すると

$$\frac{\overline{w'w'}}{\Delta Z} = A \frac{\partial u_1}{\partial x} \quad (20)$$

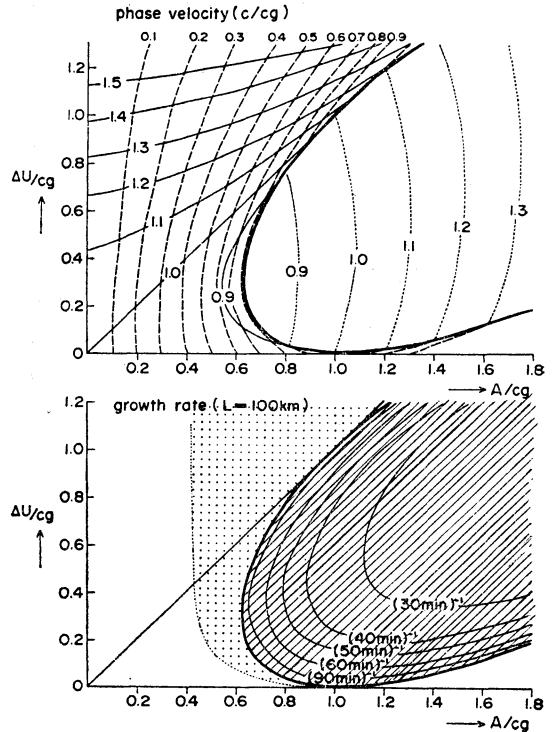
と書けることが示唆される。ここで $\partial u_1 / \partial x$ はいうまでもなく下層における発散である。比例定数 A には第7図に示された関係から次のような条件が課せられているものと考えてよいであろう。

$$\begin{cases} A=0 & : \frac{\partial u_1}{\partial x} \geq 0 \quad (\text{発散域}) \\ A=A_0 & : \frac{\partial u_1}{\partial x} < 0 \quad (\text{収束域}) \end{cases} \quad (21)$$

即ち対流輸送は下層における収束域においてのみ行われる。また定数 A_0 は第7図の関係からおよそ 10 m sec^{-1} 程度の数値をもつものと推定される。

(17) (18) 及び (19) 式を数値的に積分してみた。100 km 程度の波長の微小の擾乱を初期条件として与えると、充分大きな A_0 の値を与えると数時間程度のうちに発達して容易に 10^{-4} sec^{-1} のオーダーの収束場が得られることが知られる。またこの擾乱はほぼ重力波の速度で東進し、 A_0 が大きくなるとその速度も大きくなることになる。

方程式系 (17)~(19) は A の性質から必然的に非線



第18図 波長 100km の重力波の不安定化に対する線型モデルの特性。上図：位相速度（進行波のみを示す）。下図：発達率（斜線を施した部分が不安定領域、等値線は発達率の逆数で目盛っている）。

型の性質を持っている。然しながら不安定波を生ずる仕組みを理解するために、これを線型化して(式省略)解析的に不安定解を求めてみよう。第18図には基本流のシヤ ΔU と対流輸送の係数 A をパラメーターとして位相速度(上図)と発達率 growth rate (下図)を図示したものである。縦軸横軸には重力波の位相速度 C_g で割って無次元化して目盛っている。図中斜線をほどこした部分が不安定領域であって、この領域内の等値線は波長 100 km の擾乱に対する発達率を示す。充分に大きな値の A が与えられ、風の鉛直シヤが適当な範囲内にあれば、擾乱は不安定化して数十分の間に擾乱の振幅は e 倍に増大することがわかる。言い換えればシヤのある基本流の中で運動量の対流輸送は擾乱を発達させる効果をもつことが判明する。

以上の議論では特に発達する擾乱の波長が中規模の範囲内に決まるかどうかについては解答が出ていないが、図中に網目をかけた領域では地面摩擦と側面混合の効果

を考慮に入れた場合卓越波長が 100km の程度になり得る可能性があることを付言しておこう。

文 献

- 1) 浅井富雄, 1968 : 積雲対流に関する理論的研究, 天気, **15**, 227-236.
- 2) Arakawa, H., 1967 : A mesocyclone as viewed by weather radar. *Weather*, **22**, 229-231.
- 3) Charney, J.G., 1947 : The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 135-162.
- 4) Charney, J.G., 1949 : On a physical basis for numerical prediction of large-scale motion in the atmosphere. *J. Meteor.* **6**, 371-385.
- 5) Eady, E.T., 1949 : Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33-52.
- 6) Fujita, T., 1955 : Results of detailed synoptic studies of squall lines. *Tellus*, **7**, 405-436.
- 7) Fujita, T., 1959 : Precipitation and cold air production in meso-scale thunderstorm system. *J. Meteor.*, **16**, 454-466.
- 8) Fujita, T., 1963 : Analytical mesometeorology : a review. *Meteorological Monograph*. Vol. 5, No. 27, 77-125.
- 9) 松本誠一, 1967 : 北陸豪雪はなぜおこるか. 科学, **37**, 239-245.
- 10) Matsumoto, S., 1967 : Some remarks on the convective transfer under the north-westerly winter monsoon situation. *Pap. Met. Geophys.* **18**, 183-192.
- 11) Matsumoto, S. and K. Ninomiya, 1965 : Meso-scale disturbance observed in the vicinity of a cold vortex center. *Pap. Met. Geophys.* **16**, 9-22.
- 12) Matsumoto, S. and K. Ninomiya, 1966 : Some aspects of cloud formation and its relation to the heat and moisture supply from the Japan Sea surface under a weak winter monsoon situation. *J. Met. Soc. Japan*, **44**, 60-75.
- 13) Matsumoto, S. and K. Ninomiya, 1967 : On the mesoscale warm core above the condensation level related to convective activities under the influence of dome shaped cold air. *J. Met. Soc. Japan*, **45**, 306-314.
- 14) Matsumoto, S. and K. Ninomiya, 1969 : On the role of convective momentum exchange in the mesoscale gravity wave. *J. Met. Soc. Japan*, **47**.
- 15) Matsumoto, S., K. Ninomiya and T. Akiyama, 1967a : A synoptic and dynamic study on the three dimensional structure of mesoscale disturbances observed in the vicinity of a cold vortex center. *J. Met. Soc. Japan*, **45**, 64-82.
- 16) Matsumoto, S., K. Ninomiya and T. Akiyama, 1967 b : Cumulus activities in relation to the mesoscale convergence field. *J. Met. Soc. Japan*, **45**, 292-305.
- 17) Miyazawa, S., 1967 : On vortical mesoscale disturbances observed during the period of heavy snow or rain in the Hokuriku district. *J. Met. Soc. Japan*, **45**, 166-176.
- 18) Ninomiya, K., 1968 : Cumulus group activity over the Japan Sea in wintertime in relation to the water vapor convergence in subcloud layer. *J. Met. Soc. Japan*, **46**, 373-388.
- 19) Riehl, H. and J.S. Malkus, 1961 : Some aspects of hurricane Daisy 1958 : *Tellus*, **13**, 181-213.
- 20) Syono, S., K. Miyakoda, S. Manabe, T. Matsuno, T. Murakami and Y. Okuta, 1959 : Broad-scale and small scale analyses of a situation of heavy precipitation over Japan in the last period Baiu season. 1957. *Japanese Journ. Geophys.*, **2**, 59-103.
- 21) Tepper, M., 1950 : A proposed mechanism of squall lines : the pressure jump line. *J. Meteor.*, **7**, 21-29.
- 22) Ushijima, T., 1959 : Medium-scale waves in the atmosphere. *J. Met. Soc. Japan*, **37**, 96-103.
- 23) Van der Hoven, I., 1957 : Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. *J. Meteor.* **14**, 160-164.
- 24) 山田三朗, 1959 : メソ低気圧または閉塞点低気圧と不安定線による雨, 研究時報, 第11巻7号, 567-580.
- 25) 山中陸男, 1963 : 大雨エコーの盛衰, 西部管区気象研究会誌, 第24号.