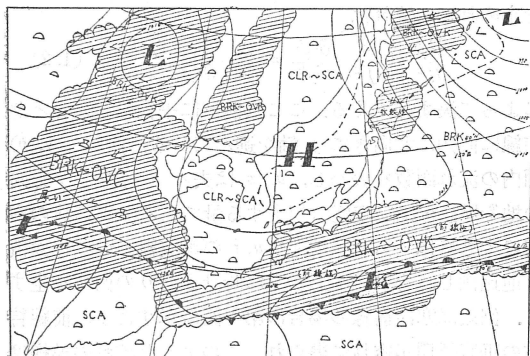
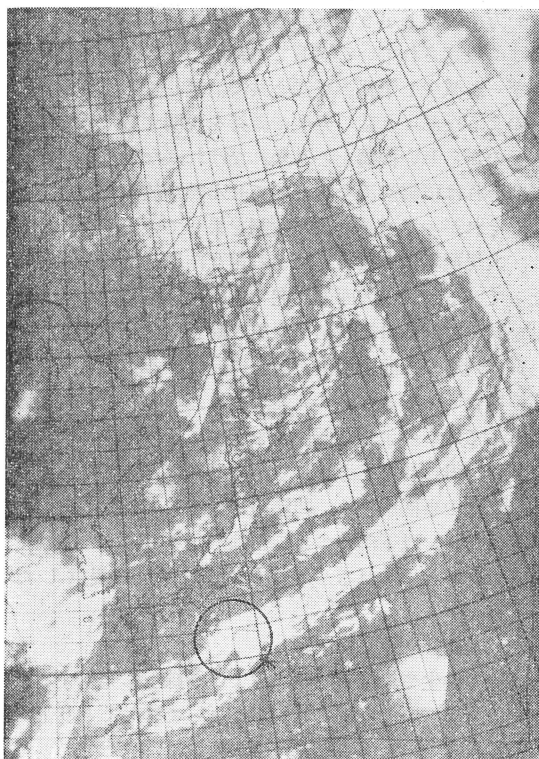


るかもしれない。ここでは気象衛星資料を用いた土佐沖低気圧付近の雲の分布の一例を第7図に示した。



第7図 1965年2月18日0453Zの気象衛星写真による雲分布と0600Zの地上天気図

また第8図はオホーツク海にある発達した低気圧から西日本の南岸にのびた前線上の上層トラフの東側にあたる部分に弱い擾乱が発生しつつあるもようを示す衛星写真である。この解析は気象庁岡村俊雄予報官の御協力を得て行なった。



第8図 1967年10月16日2214Zの気象衛星写真
円内が土佐沖低気圧

参 考 文 献

- 1) 大阪管区気象台 (1966) : 降雨予報に関する調査報告, 気象庁技術報告第50号
- 2) 日本気象学会関西支部 (1963) : 土佐沖低気圧, 月例会ノート第4巻第8号

予報の立場からみた中規模のじょう乱

吉 田 泰 治*

1. はしがき

今回のシンポジウムの主題になっている中規模の低気圧とはどのようなものを指しているのか必ずしもはっきりした定義はないように思う。いまの段階では、特別の目的をもってデータを集め、特別の解析方法をとらなくても容易に検出しようじょう乱, 例えば地上天気図の等圧線解析にみられるような小さな低気圧で、しかも300km 程度の格子間隔を使って行う通常の数値予報で

は予報することがむつかしいようなじょう乱, という漠然とした概念しか持ち合わせていない。

普通の地上天気図に見られる程度のじょう乱では、風と気圧の関係はほぼ地衡風関係をみたしてしているようにみうけられる。もしこのじょう乱が地衡風関係を保ちながら変化しているのであれば、波長が短くなるにしたがって不完全な記述しかできないにしても、基本的には準地衡風の力学系のみからみちびきだす可能性があるものと考えられる。この系列に属するものを第2節にまとめておいた。

* 気象庁予報部電子計算室

一方中規模じょう乱が上層のうずと結びつかずに下層だけに限定されている構造であれば、一般には運動エネルギーが減少し予報の経過と共に消滅してしまうから、そのようなじょう乱の発生や維持を説明するためには何らかの新しい機構をとり入れなければならない。現在ではそれは積雲対流を媒介してせん熱が放出される時、それがエネルギー源の役割を果たしていると考えられ、大規模現象と積雲対流との相互作用が重要な問題になっている。この方面の研究で特に中規模じょう乱の発生を試みている研究の結果を第3節で紹介している。

日本列島の東海上や南方海上に発生する小低気圧は多くの場合いちぢるしい天気変化をもたらし、予報担当者にとってはこのような低気圧を確実に予報できれば大きな利益が得られると思われるが、筆者にとってはあまりにも未知の事柄が多く、問題のむつかしさにたじろがざるを得ない。以下にのべることはかなり推定的な議論や独断があると思われるが、討論の素材として提供したい。

2. 前線に関連した問題

前線の発生や維持の問題、および前線上に発生する不安定な波については別の報告者によって詳しくとり上げられる予定なので、ここでは後の議論に関係して必要であると思われる事柄だけをとり上げてみたい。

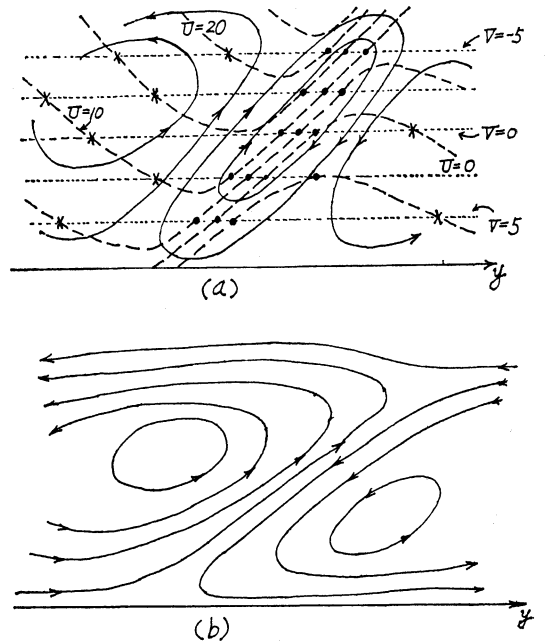
よく知られているように、代表的な前線の構造は前線帯を作っている等温線の集中帯と、温度風から期待されるような垂直方向の風のシャアによって対流圏の上部にジェットを伴っている。上層天気図として例えば500mbの天気図で、相対うず度の正の分布を北側にもつようなうず度の0線はこの強風帯に対応しているから、うず度の分布図は大まかな前線の位置を推定するのに役立つ。毎日計算されるうず度の分布図をそのように眺めれば、主要な前線帯は極めて粗っぽく表現していることは間違いないようである。

一方前線を作っている断面方向の温度の転移層は、大体 200km 程度のものであるから、前線自体もひとつの中規模現象としてとりあげてみる事ができる。そしてこのような前線帯に沿っては、気象衛星の写真や地上天気図の解析から知られているように、組織的な上昇気流の場が存在していることを暗示するような雲や降水の分布が観測される。もっと細かくみれば雲の中にも積雲状の雲が混っていることもあるし、前面に向かって収束するような風の成分も解析されるであろう。風のシャアや組織的な上昇気流を伴うような構造上の特性を説明するためにはバロクリックな流体を考えなければならない。

もっとも簡単な場合として、地衡風近似が成立つようなバロクリック大気を仮定し、前面に垂直な方向の循環を求めれば、流れは

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial p^2} + \frac{\sigma}{f^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{2}{f} \frac{\partial(u, v)}{\partial(p, y)} \quad (1.2)$$

によって決まってくる。ここで前線に平行に x 軸をとり前線に直角に北向きに y 軸を選んでいる。φ は (y, p) 面内の流れ函数を表わし、u, v は夫々 x 方向と y 方向の地衡風、σ は安定度に相当する量である。この式の右辺の大きさは (y, p) 面で u, v の等値線がかこむ面積に逆比例し、その値が正ならば時計まわりの循環を生ずる。例えば寒冷前線の場合に第1図に示すように前線特有の垂直循環が容易に得られ、このような流れの模様は前線にともなう雲や降水の分布によく対応していると思う。



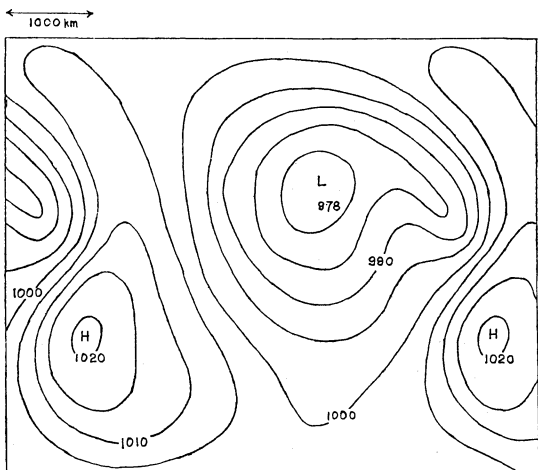
第1図 a; 点線は v, 破線は u, 実線は循環を表わす。・は正の源, ×は負の源を表わす。
b; a 図の循環に v の流線を加えたもの (Eliassen 1962 による)

以上のように地衡風やそれと類似の運動方程式を前線近傍の循環に適用するところみは Sawyer¹⁾や Eliassen²⁾によって行われたもので、前線の解析にもしばしば応用されているようである。従来どちらかといえば運動学的な考察だけから結果は第2図と同じような流れを与えていたこともあったが、上述のように力学的な立場から理解し

た方がよいのではないかと考えられる。

寒冷前線に対して求められた第1図のような流れは、寒気の下降と温暖化、暖気の上昇と寒冷化をもたらすから、水平移流によって温度が収束する場合にそれに反する作用がある、この二つがバランスしたときに前線の最終的な構造が決定するものと考え、(1.1)式の他に温度の時間変化の式を組み合わせる前線を形成させる問題を解析的に導く試みが最近二三の研究者によって行われている^{3),4)}。これらの研究によると、初期値として一定の変形場と一様な温度傾度を与えれば、われわれが大気の中で実際に観測する前線と似たような構造をもつ強い温度の転移層がえられている。

このような前線の発達とは特異的なことではなく、パロクリニック大気のひとつの性質として含まれていると考えられる。特に寒気が下降してひろがり、暖気がせまい帯状をなすような非対称的な発達をゆるすモデルを用いれば低気圧の周辺に前線状の歪みが出てもいいわけである。あらい格子を用いるときは切断誤差によって予報の精度は悪くなるが最近ではプリミティブ方程式を用いて前線状の歪みを再現することは割合容易になっている。第2図は電計室のメンバーによって行われた数値実験の一部で⁵⁾、対称形の初期値から出発して計算したもので

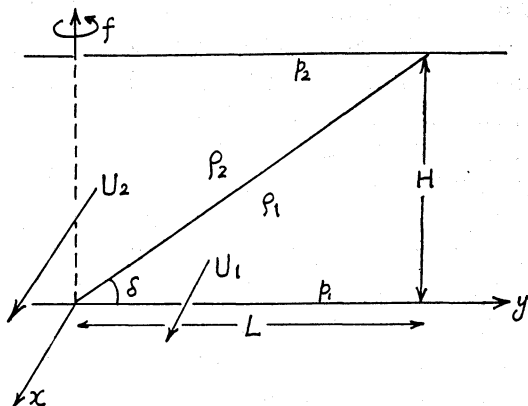


第2図 対称形の初期値から出発した24時間後の地上気圧 (Okamura 1968 による)

ある。英国ではプリミティブモデルを用いて前線とその周辺での雨量予報を行うことを企画しているが、せまい幅の現象に有効なように格子点をとろうとすれば技術的にも経済的にもむづかしい問題が残るように思われる。

いま第3図に示すように、二つのちがった密度をもつ非圧縮性の流体が Margules の定理をみたすように平面

で区切られながら運動する場合には、前線の存在する領域では水平方向にも垂直方向にも風のシアーをとまっている。



第3図

このような理想的な前面に重ったじょう乱の安定性については古くから取扱われた問題であるが、最近新しい立場からとり上げられ再び研究されるようになった^{7),8)}。その結果をみれば、ある状態のもとでは純粋なパロクリニック大気から期待される波長よりも短い波長の領域で最大増幅率をもつことが見出され、実際に前線帯にみられる低気圧系列とよく似た波の発達が再現されている。この種のじょう乱は平均流の運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの両方から同時にエネルギーの供給をうけているから、パロクリニック的であると同時にパロトロピックでもあるような不安定波であると説明されている。おそらくは3次元的な風のシアーを含むもっと一般的な不安定理論があるに違いないが、そのことについて筆者は完全に理解できていないし、この辺がもっと明かになれば近代的なパロクリニックなじょう乱のふるまいと古典的なポーラーフロント説とが一貫して説明されるようになるだろうと期待される。ただ現実の大気、または現実に近いモデル大気では一般に3次元的な風の分布をもっており、比較的小さなじょう乱にも有効なような力学系と差分計画で注意深い実験を行えば前線上に発生するじょう乱を再現することは可能ではないかと推察される。第2図にあげた例からもこのことは充分可能性のあるように思われる。

3. 凝結熱を考慮したときの低気圧の発生

前節までの議論では大気を乾いているものとして充分であった。しかし実際には低気圧が発生したり前線が強まったりするときにはかなりの雨が降るし、梅雨末期の低気圧では柄が小さい割には大量の降雨をもたらすとい

う現象的な特色をもっている。小さい低気圧が予報上の問題としてとり上げられるのも主にこのような降水現象に関係してくるからであろうと思われる。一般にバロクリニックな不安定で生じた長い波による上昇気流のオーダーからは実際に観測されるような降雨強度は期待できないし、それによって発生する凝結熱は既にあるじょう乱を2次的に発達させることがあっても、新しい低気圧を発生させることはまず期待できない。しかしたとえ水平の温度傾度が割合ゆるやかでバロクリニックじょう乱が発達しにくいようなときでも、もし成層が不安定ならば積雲対流が沢山発生し、それによって発生する熱や対流による熱の再配分がじょう乱のエネルギー源としての役割を果たすと考えることができる。不安定な成層の中で発生するじょう乱は、浮力と垂直方向の気圧傾度力の不釣り合いから生れるもので、短いじょう乱ほど発達しやすく外部から何も作用させない寿命も10分という程度のものである。このように大きさも寿命も力学的な性質も全く違う積雲対流の効果を、対流のひとつひとつを予報するという全く見込みのないやり方を避けながら、いかに合理的に考慮するかが最近の予報モデルの改良には大きな問題になっている。ひとつの考え方として Eliassen⁹⁾ は境界層内での質量や水蒸気の収束が自由大気中にはこぼれ、余分の水蒸気は凝結するという仮定で前線の発生を説明しようとした。前節との関連でいえば ω -方程式 (1.1) は加熱の割合 dQ/dt をも考慮して次のようにかき直すことができる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\sigma}{f^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial p^2} = \frac{2}{f} \cdot \frac{\partial(u, v)}{\partial(p, y)} - \frac{R}{c_p p} \frac{1}{f^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{dQ}{dt} \right) \quad (3.1)$$

一方境界層の中では摩擦力と転向力が釣り合っているものとして次のように境界層上部の上昇気流が求まる。

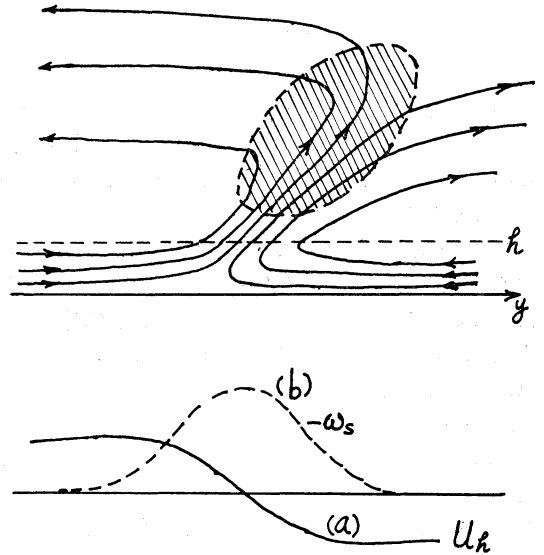
$$\omega_h = \lambda \frac{\partial U_h}{\partial y} \quad (3.2)$$

ここで U_h は境界層の上端 ($Z=h$) での x 速度成分、ストレスには $\tau = \gamma \rho |U_h| \cdot U_h$ を用い $\lambda = g \rho \gamma |U_h| / f$ は常数であると仮定する。(3.1) 式の右辺にある加熱の割合は境界層の中での水蒸気の収束に比例すると仮定しているから地表面附近での比湿を q_s 、せん熱を L とすれば近似的に

$$\frac{dQ}{dt} \doteq - \frac{\lambda}{g} L q_s \frac{\partial U_h}{\partial y} \quad (3.3)$$

のように表わすことができる。(3.1) 式に (3.3) 式を代入し (3.2) を境界条件として解けば前節と同じように前線の近くに循環が計算される。例えば二つの高気圧

にはさまれた中間の前線帯に対しては第4図の (a) のような U_h に対して (3.2) 式によって境界層の上面では (b) のような上昇気流が得られる。それと同時に熱の放出される領域が影をつけた部分で表わされたとすれば、この図の上半分に示したような循環が得られる。



第4図 h は境界層の厚さ、斜線をほどこした部分は加熱の領域 (Eliassen 1959 による)

前節でのべたように前線は凝結を考えなくても形成しうるが、図に示されたような流線は特に前線帯の下の方の温度傾度を強め、Eliassen はこのモデルで効果的に前線を作られるとのべている。たしかにそのようなことは考えてもよいのではないだろうか、つまり前線と降水現象とは互に補い合うものであってどちらが原因になっているともわかには断定しがたい場合もあるのではないかと思われる。

境界層を導入して水蒸気を集めこれを自由大気中で解放して運動をおこさせ、それによって更に下層での収束を強めるというモデルはその後台風の発生理論に巧みにとり入れられた¹⁰⁾。(3.3)式と同じことであるが、境界層間での水蒸気の収束は(潜在的には積雲対流によって)自由大気中での加熱の割合に比例するという仮説から

$$\frac{\alpha}{c_p T} \frac{dQ}{dt} = -\eta S \omega_s \quad \omega_s < 0 \\ = 0 \quad \omega_s > 0 \quad (3.4)$$

とおける。ここで S は安定度 η は無次元の比例係数である。例えば2層モデルを用いて上層(1)と下層(3)とにうず方程式を、中間の層(2)に熱力学方程式を

適用し(簡単のために移流項は無視して), 垂直方向の微分を Δp についての差分でおきかえると夫々

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial t} \right) &= \frac{f^2}{\Delta p} \omega_2 \\ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{\partial \phi_3}{\partial t} \right) &= \frac{f^2}{\Delta p} (\omega_s - \omega_2) \\ \frac{\partial}{\partial t} (\phi_1 - \phi_3) &= S \Delta p (\omega_2 - \eta \omega_s) \quad (\omega_s < 0) \end{aligned} \right\} (3.5)$$

になる。(3.5) 式と (3.2) 式とは $\phi_1, \phi_3, \omega_2, \omega_4$ の方程式であるからこれらに対して

$$\phi_1, \phi_3, \omega_2, \omega_s \propto e^{\nu t + iky}$$

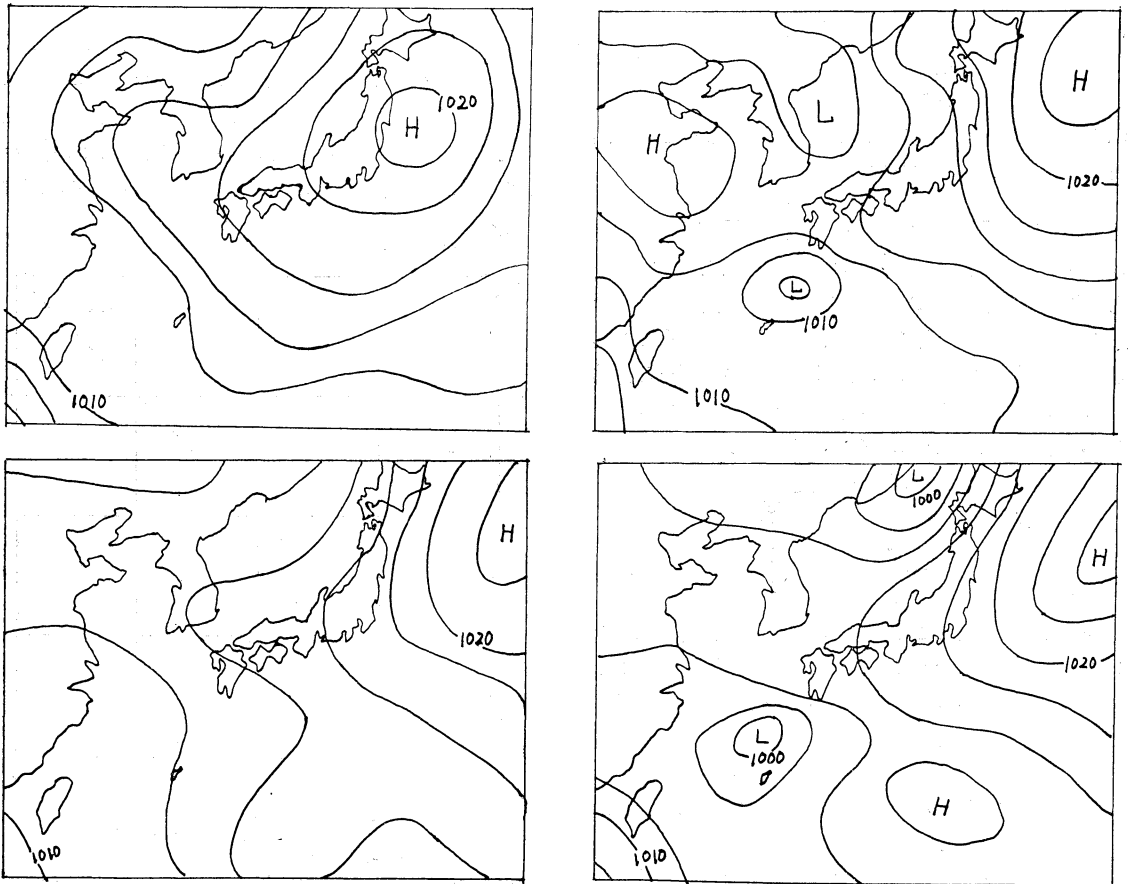
を代入し振動数の方程式を作ってそれを解けば

$$\nu = \frac{S \cdot \Delta p \cdot k^2 \lambda}{\left(2 + \frac{S \Delta p^2}{f^2} k^2 \right)} (\eta - 1) \quad (3.6)$$

が得られる。これから不安定な波 ($\nu = 0$) は

$$\eta > 1$$

であることを要する。(3.6) 式は非常に長い波を除いて 1000km 程度以下ではほぼ一定の成長率をあたえ, その大きさはほ 1/day のオーダーである。このように熱を媒介しておこる不安定理論は主に台風の発生の数値実験に適用されてきたが^{11), 12)}, この考えをそのまま普通用いられている予報モデルに組み込んで東支那海に発生した小低気圧に適用する試みが行なわれた¹³⁾。例えばルーチンモデルで 700mb と 900mb の間に (3.4) 式に相当する加熱をあたえ, (3.2) 式から 1000mb での ω を 900mb の相対うず度に比例するものとしたとき 第5図にみられるように南海海上の低気圧の発生が再現できた。



第5図 a: 1964年5月27日12Zの地上気圧(実況)
 b: 1964年5月28日12Zの地上気圧(実況)
 c: 準地衡風4層モデルによる24時間予報
 d: $\eta=3$ 700~900mbに熱を与えた場合の24時間予報 (Nitta 1964による)

しかし η の値を一定に保ちながら予報をすすめればこの低気圧は一方的に発達してしまうようである。 η の実体が何であるかについてはいろいろな説明があたえられ最近では安定度の変化を含む方程式系に対して η の分布を考慮するような工夫がされるようになってきた。これらは主に台風が発生に関連して発展しており、中小低気圧に対する適用例はその後みられない。これは全く私見にすぎないが、このモデルでは不安定理論の面ですっきりしているが η という不確定量の物理的な解釈がむつかしくて分りにくい。そのために台風とはやや違った小低気圧のようなものに適用するにはどのように取扱うべきかにまだ問題があるように考えられる。

一方ではもっと積雲対流の性質を究明することから出発して、積雲対流群の統計的な効果を組み入れることを主眼にした行き方がある。ここでは最近岸保によって行われた方法を中心にして紹介してみたい¹⁴⁾。

はじめ大気が静止しおり $Z=0$ から $Z=Z_M$ の間で条件不安定になっているものとする。そのときの温度分布は1次近似として Z に対して線型であるものとし湿潤断熱減率 r^* からの偏りは

$$T' = - \left(\frac{\partial T}{\partial Z} + r^* \right) Z_{M/2} \cdot \left(\frac{Z_M}{2} - Z \right)$$

のようにおくことができる。ここで $\bar{\sigma}$ は水平方向の平均である。対流が起れば上昇域での粒子の運動は湿潤断熱にしたがい、雲の外では乾断熱にしたがう。もしこれらの対流が浅い対流ならば次のようなエネルギー方程式を導くことができる。 $T^* = T'/\bar{T}$ とし、雲の中では c をつけ、雲の外側の量には e をつけて表わすと、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left\langle \int_{1-\sigma} \rho_0 K e dx \right\rangle + \left\langle \int_{\sigma} \rho_0 K c dx \right\rangle - \left\langle \int_{1-\sigma} \rho_0 g z T e^* dx \right\rangle - \left\langle \int_{\sigma} \rho_0 g z T c^* dx \right\rangle \right\} = 0 \quad (3.7)$$

とかかれる。ただしここで運動は (x, z) 面内のみで考えており、 K は運動エネルギー、 $\langle \rangle$ は Z についての平均を表わしている。こまこのエネルギー方程式に対して次のような仮定をあててみる。

- (a) 雲量 σ は時間に対して変化しない。
- (b) 雲の外側でのポテンシャルエネルギーの変化は常に小さい。
- (c) 平均雲量を $\langle \bar{\sigma} \rangle$ とおくと近似的に

$$\left\langle \int_{\sigma} \rho_0 g z T c^* dx \right\rangle = \rho_0 g \langle \bar{\sigma} \rangle \langle Z T c^* \rangle$$

ポテンシャルエネルギー P の最小値は (b) の仮定から

雲の中での P の $t=0$ の値であると考えることができ。したがって到達しうる運動エネルギーの最大値は (c) によって

$$\langle K \rangle_{max} = - \langle P \rangle_{t=0} = - \langle \bar{\sigma} \rangle \frac{g Z_M^2}{12} \left[\frac{1}{T_c} \left(\frac{\partial T_c}{\partial Z} + r^* \right) \right] \frac{Z_M}{2}, t=0 \quad (3.8)$$

のように表現できる。一方水平垂直方向のスケールが同等であるならば

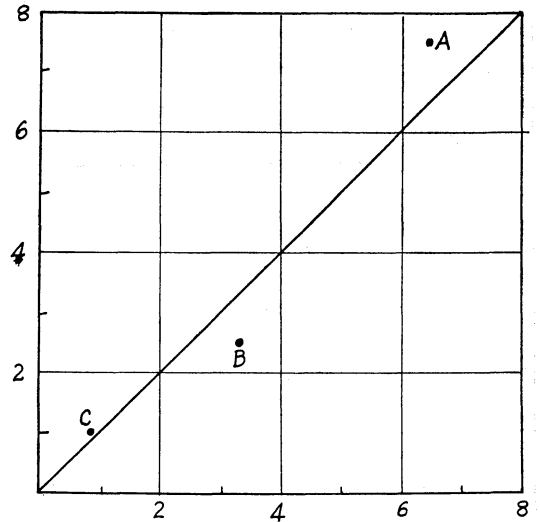
$$\langle K \rangle = \frac{1}{2} \langle w^2 \rangle \left(1 + \frac{\langle w^2 \rangle}{\langle w^2 \rangle} \right) = \langle w^2 \rangle \quad (3.9)$$

とすることができる。こうして初期の湿潤大気に対する安定度

$$S^* = \frac{1}{T_c} \left(\frac{\partial T_c}{\partial Z} + r^* \right) \frac{Z_M}{2}$$

に対して湿潤不安定領域での積雲対流群の代表的な上昇気流 $W = \sqrt{\langle w^2 \rangle}$ を雲量 $\langle \bar{\sigma} \rangle$ をパラメーターとして決定することができる。このような仮定は数値実験で検証してその正当性が確かめられている。実験では $\langle \bar{\sigma} \rangle = 0.25$ としたときの (3.8) 式の値を横軸に目盛り、理論

$\sqrt{\langle w^2 \rangle}_{max}$ (u/sec)



第6図 A; $T_s = 30^\circ C$ $\frac{\partial T}{\partial Z} = -0.15C/100m$ を初期値とした実験値
 B; $T_s = 15^\circ C$ "
 C; $T_s = 5^\circ C$ "
 実線は理論値 (Gambo 1968 による)

値を実線で、夫々違った条件から出発した数値実験の結果を A, B, C の点で示している (第6図)。

こうして得られた代表的な上昇気流に対して実際凝結に寄与するのは w_c だけであるから、 Δt 時間に気柱の中し凝結する量 P_r は凝結函数を F^* として

$$P_r = \Delta t \left\langle \frac{1-\sigma}{\sigma} \right\rangle \langle \rho \rangle \sqrt{\langle w^2 \rangle} \int_0^{Z_M} F^* dz \quad (3.10)$$

によって大気中から失われる水分と放出される熱を計算することができる。この対流の時間スケールは $\tau = Z_M / W$ であるから、対流によって輸送される顕熱と水蒸気の収束は Δt 時間内で

$$\left. \begin{aligned} \Delta t \frac{\partial}{\partial Z} \langle w' T' \rangle &\doteq \langle \sigma \rangle T' Z = Z_M \Delta t / \tau \\ \Delta t \frac{\partial}{\partial Z} \langle w' q' \rangle &\doteq \langle \sigma \rangle \frac{C_p T'}{L} Z = Z_M t / \tau \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

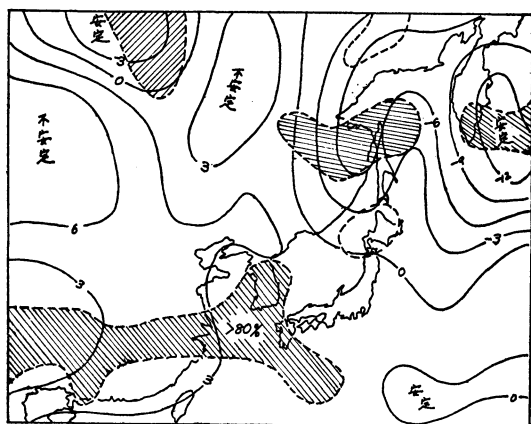
によって評価される。以上の結果を実際の子報に適用するにはおおよ次のような手続きがとられる。

(a) あたえられた初期値の垂直温度分布と水平の混合比の分布から条件不安定領域を検出する。

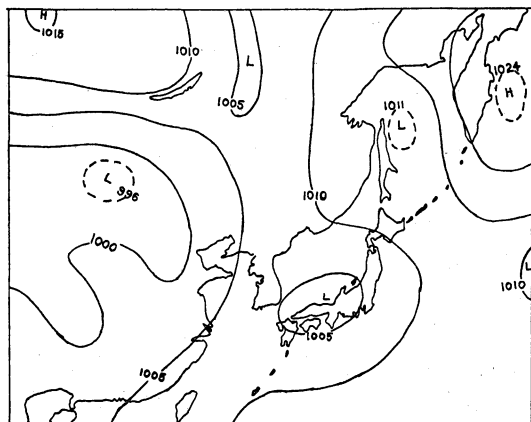
(b) この領域内での代表的な上昇気流を (3.8) 式と (3.9) 式から求め凝結量とせん熱放出量を (3.10) 式により定める。このとき雲量 $\langle \sigma \rangle$ は経験的に決めた値 (1/10 程度の値) を用いる。

(c) 対流による熱と凝結量, および顕熱と潜熱の流束は (3.11) から定め大規模運動に対する付加項として考慮される。

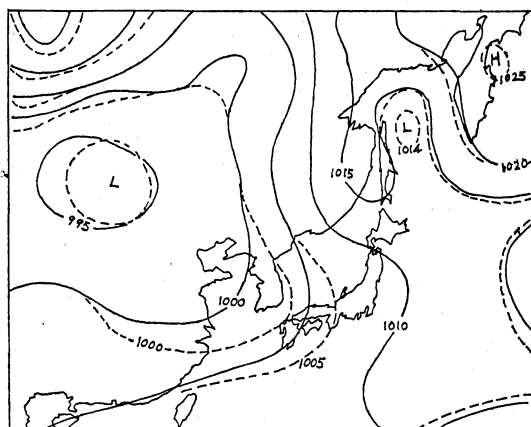
(d) 大規模現象の子報式 (対流の効果が含まれたもの) によって水蒸気量, 気温, 気圧, 風の分布が予報される。そしてこの手続きをくり返す。



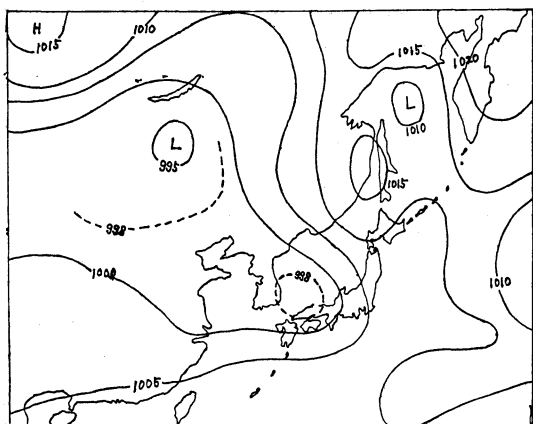
第7図 (a) 1968年6月24日 12Z の 850mb 相対湿度80%以上の領域 (斜線) と安定度の分布図 (+; 不安定, -; 安定)



第7図 (b) 1968年6月25日 12Z 地上気圧 (実況)



第7図 (c) 6月24日 12Z を初期値とした 24 時間予報, 実線; 準地衡風モデル



第7図 (d) 6月24日 12Z を初期値とした 24 時間予報 プリミティブモデルに積雲対流の効果を導入した場合

このようにして予報された低気圧の発達は、降水によって失われる水蒸気が大きいスケールの運動によって補給される量よりも大きいから、または放出熱と顕熱の再配分によって大気が安定化するまでつづく。実例として本年6月24日に発生した小低気圧の予報を第7図に示す。

4. むすび

小さいスケールの低気圧の発達に対して予報的な立場から考えられることを並列的にとり上げてみたが甚だ心もとない感じがする。例えば何らかの原因で前線が作られ、その上に波動状の低気圧が発生し、その中でも特に水蒸気の補給をうけ条件不安定領域をとまなうじょう乱が発達し、更に上層のうずと結びついたときに著しい発達を示すなど、互に発達段階に応じた経過をたどるのではないかと想像される。中でも水蒸気の果す役割は大へん微妙なようである。前節でのべた対流モデルでも対流の代表的な上昇気流を1 m/secとし雲量を数%とすると、対流を持続させるためには 10^{-5}sec^{-1} から 10^{-4}sec^{-1} 程度の収束が必要となる。もし対流モデルに雲の中と外との混合や下降領域の影響を考慮したり¹⁵⁾、一般流を考慮したりすればかなり違ったものになることも考えられるし、雲物理の過程や放射による雲の上部の冷却を導入することの重要性を指摘されるかも知れない。これらの要求をみたしながらしかも実際に予報に使えるほどの簡潔さをもった対流モデルとなると随分むづかしいものになってくるように想像される。いづれにしろ基本的に重要な部分を抽出することが必要になると思われるが、そのためには観測と解析の裏付けがどうしても必要になってくるものと考えられる。豪雨の観測計画にみられるように、境界層の役割だとか、対流の果している役割、水蒸気収支、前線帯との関係などの解析がすすめば次第に中小低気圧の実体が明らかになるものと期待される。

なおここで引用した研究は身近かなところで行われたものが多く、そのみがかすぐれているからというわけではないことをお断りしておきたい。

参 考 文 献

1) Sawyer, J.S., The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis. Proc. Roy. Soc. A, 234 (1956)

- 2) Eliassen, A., On the vertical circulation in frontal zones. Geofys. Publikasjoner, 24, (1962)
- 3) Stone, P.H., Frontogenesis by horizontal wind deformation field, Jour. Atmosph. Science, 23, (1966)
- 4) Williams, R.T. and J. Plotkin, Quasi-geostrophic frontogenesis, Jour. Atmosph. Science, 25, (1968)
- 5) Okamura, Y., A finite difference scheme for the primitive equation model with special emphasis on the suppress of the two-grid interval noise, (to be published)
- 6) Bushby, F.H. and M.S. Timpson, A 10-level atmospheric model and frontal rain, Q.J.R. M.S., 83, (1967)
- 7) Eliassen, E., On the initial development of frontal waves, Publ. Danske Meteorol. Inst., No. 13, (1960)
- 8) Orlansky, I., Instability of frontal waves, Jour. Atmosph. Science, 25 (1968)
- 9) Eliassen, A., On the formation of fronts in the atmosphere, Atmosph. and the Sed in Motion, Rossby Mem. Vol. (1959)
- 10) Ooyama, K., A dynamical model for the study of tropical cyclone development, N.Y. Univ., 43rd Annual Meeting of American Met. Soc. (1963)
- 11) Charney, J.G. and A. Eliassen, On the growth of the hurricane depression, Jour. Atmosph. Science, 21, (1964)
- 12) Ogura, Y., Frictionally controlled, thermally driven circulations in a circular vortex with application to tropical cyclones, Jour. Atmosph. Science, 21 (1964)
- 13) Nitta, T., Some examples of numerical weather prediction, with the special emphasis on the development and maintenance of relatively small scale cyclones, Jour. Meteorol. Soc. Japan, 43, (1965)
- 14) Gambo, K. and E. Machida, The characteristic feature of thermal convection in the atmosphere (II), case of moist convection. to be published
- 15) Kasahara, A. and T. Asai, Effects of an ensemble of convective elements on the large-scale motions of the atmosphere, Jour. Meteorol. Soc. Japan, 45, (1967)