1963年12月　天　氣　Vol. 10, No. 12.

551. 511. 3

中国における最近の大気熱対流の力学的研究*

浅　井　富　雄**

1. はしがき

戦後の中国における気象学分野の研究の動向は余り知られていない．まだ両国間に正常な国交の回復されていない今日，最近再び入手され始めた中国気象学会誌"気象学報"(Acta Meteorologica Sinica) は我々に貴重な資料を提供している．1950年に復刊されて以来今日に至るまでの気象学報から研究の歩みに次の特徴を見出すことが出来る．

(i) 再建期 (1950～1954)

革命政府樹立 (1949年10月) 後の数年間は欧米やソ連等諸外国の論文や動向の紹介に学会誌の紙数をかなりさき，戦中・戦後の混乱期の研究の空白をとり戻すべく懸命の努力が払われていたことがうかがえる．

(ii) 高層綜観解析隆盛期

その間，併行して中国大陸上の高層気象観測網の整備充実が着々と進められ，それと相俟って高層解析が研究の主要部分を占め，1956年頃まで続く．

(iii) 数値予報発展期

数値予報関係の論文が見出され始めたのは1955, 56年頃からで，丁度1954年に Kibel の論文紹介をもって一応諸外国の研究の動向把握を終った頃と一致しているのは興味深い．1958年に至っては殆ど大部分が数値予報関係の論文で占められるという情況を呈する．

このような流れのなかで，1960年頃から小規模現象特に積雲対流の力学の研究が始まった．巣紀平 (Chao Jih-Zing)，顧震潮 (Koo Chan-Chao)，胡摩興，(Hu Kwang-Shing)，陳瑞栄 (Chen Jui Yung) 等，専ら中国科学院地球物理学研究所の人達が主に研究を推進している．

この分野の研究は，今日その緒についたばかりで余り多くの論文は見出され得ない．以下では最も精力的に活躍している巣紀平の研究を中心に紹介することにする．

2. 小規模運動に対する力学系

今，現象の水平と垂直のスケール及び速度成分の特性値を夫々 L, H, V, W, 密度変化の特性値を $\Delta\rho$ とすれば，Rossby Number (R) と Froude Number (F) は夫々次のように表わされる．

$$R=V/fL, \quad F=W^2/\frac{\Delta\rho}{\rho}gH$$

f は Coriolis parameter, g は重力の加速度である．

$L\approx H\approx 10^3\sim 10^4\mathrm{m}$, $V\approx W\approx 10\mathrm{m\ sec^{-1}}$,

$\frac{\Delta\rho}{\rho}\approx\frac{\Delta\theta}{\theta}$ (θ は温位) $\approx 10^{-3}\sim 10^{-2}$ の小規模運動を考えると，一般に $R\approx 10^1\sim 10^2$, $F\approx 1$ 即ち運動方程式で Cariolis 項は無視出来るが，垂直成分では慣性項は無視出来ない一即ち静力学的平衡の近似は使えない．

大規模運動 ($R\ll 1$, $F\ll 1$) では地衡風近似や静力学的平衡がよく成り立ち，これを巧みに使って，慣性波．重力波，音波等をフィルターアウトした Kibel, Charesey 等の思想がその後の大規模現象の数値予報を飛躍させる重要な役割を果している．このような考え方を踏襲すれば，今度は小規模現象に重要な内部重力波だけをうまくとりだす方式を考案することである．慣性波や Rossby 波等を除去することは極めて容易であるが，問題は如何にして音波を除去するかにある．

さて，小規模現象に対する運動方程式は

$$\left.\begin{aligned}&\rho\left(\frac{\partial \boldsymbol{V}}{\partial t}+\boldsymbol{V}\cdot\nabla\boldsymbol{V}\right)=-\nabla p-\rho g\boldsymbol{k}\\&\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot\rho\boldsymbol{V}=0\\&\frac{\partial p}{\partial t}+\boldsymbol{V}\cdot\nabla p=C^2\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}+\boldsymbol{V}\cdot\nabla\rho\right)\\&p=\rho RT\end{aligned}\right\}\quad(1)$$

$\boldsymbol{V}=u\boldsymbol{i}+v\boldsymbol{j}+w\boldsymbol{k}$; 速度ベクトル,

* Recent Dynamical Studies of Atmospheric Heat Convection, Made in the People's Republic of China

** 気象研究所予報研究部　T. ASai　-1963年10月22日-

$$\nabla = \boldsymbol{i}\frac{\partial}{\partial x}+\boldsymbol{j}\frac{\partial}{\partial y}+\boldsymbol{k}\frac{\partial}{\partial z},$$

p, ρ, T は夫々気圧，空気の密度及び温度，R は気体常数である．断熱仮定の下では

$$C^2=\frac{C_p}{C_v}RT,$$

C_p, C_v は夫々空気の定圧，定容比熱である．

今，静力学的平衡状態にある静止大気（$-$を付す）中に小擾乱（$'$を付す）が起ったとして次の振動方程式が得られる．

$$\left.\begin{aligned}&\bar{\rho}\frac{\partial \boldsymbol{V}'}{\partial t}=-\nabla p'-\rho' g\boldsymbol{k}\\&\frac{\partial \rho'}{\partial t}=-\nabla\bar{\rho}\boldsymbol{V}'\\&\frac{\partial p'}{\partial t}=-C^2\nabla\cdot\bar{\rho}\boldsymbol{V}'-\beta\rho' w'\end{aligned}\right\}\quad(2)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z}=-g\rho' \quad(3)$$

$$\beta=\frac{C_p}{C_v}R(\gamma_d-\gamma),\qquad \gamma_d=g/C_p$$

$$\gamma=-\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$$

(2)から次の4階の方程式が導出される．

$$\left\{\frac{\partial^4}{\partial t^4}-C^2\nabla^2\frac{\partial^2}{\partial t^2}-(\beta+g)\frac{\partial^3}{\partial z\partial t^2}-\beta g\nabla_h^2\right\}F=0,\quad(4)$$

$$F(\bar{\rho}\boldsymbol{V}',\ p',\ \rho'),$$

$$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2},\qquad \nabla_h^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

これから得られる振動数方程式は次の4つの根（振動数 ω）を持っている．

$$\omega^2=\frac{C^2}{2}\left\{k^2+\left(\frac{\beta+g}{2C^2}\right)^2\right\}+\left\{1\pm\sqrt{1-\frac{4\beta g}{C^4}\frac{k_x^2+k_y^2}{\left[k^2+\left(\frac{\beta+g}{2C^2}\right)^2\right]^2}}\right\}\quad(5)$$

$k^2\equiv k_x^2+k_y^2+k_z^2$, k_x, k_y, k_z は夫々 x, y, z 方向の波数である．明らかに(5)式は2種の波動を含んでいる．即ち(+)符号は音波，(−)符号は重力波に夫々対応している．(例えば中立の場合 $\beta=0$, 重力波は起り得ない)

ここで k_x, k_y, $k_z\approx1\sim10^{-1}k_m^{-1}$（波長が 1〜10km）$\gamma_d-\gamma\approx4°C\ k_m^{-1}$ とすれば根号内の第2項は 10^{-1} のオーダーとなり音波（ω_a）及び重力波（ω_g）の振動数は夫々次のように近似出来る．

$$\left.\begin{aligned}&\omega_a^2=C^2\left[k^2+\left(\frac{\beta+g}{2C^2}\right)^2\right],\\&\omega_g^2=\sigma^2\left[\frac{k_z^2+k_y^2}{k^2+\left(\frac{\beta+g}{2C^2}\right)^2}\right]\end{aligned}\right\}\quad(6)$$

ここで$\Gamma^2=\dfrac{\beta g}{C^2}=\dfrac{g}{\theta}\dfrac{\partial\theta}{\partial z}$, 従って$\dfrac{\omega_a^2}{\omega_g^2}\approx10^2\sim10^3$,

即ち音波の振動数は重力波のそれに比し1オーダー大きい．この音波の除去は，大規模運動の場合，静力学近似がよく成立するのでこれを用いてなされたが，ここではその近似を用いることは出来ない．そこで他のいくつかの方法が提案される．

(i) 非圧縮仮定

浮力項を除き非圧縮性仮定を用い，また密度変化は温度変化のみによって生ずるとすると，(2)式は次のように表わせる．

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial \boldsymbol{V}}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\nabla p'+\frac{T'}{T}g\boldsymbol{k}\\&\nabla\cdot\boldsymbol{V}'=0\\&\frac{\partial T}{\partial t}=-(\gamma_d-\gamma)\omega'\end{aligned}\right\}\quad(7)$$

ここで solenoidal field $\psi'=(\psi_1',\ \psi_2',\ \psi_3'')$ を導入して速度場を表現すると，ψ' と T' に関する次の方程式系が得られる．

$$\left.\begin{aligned}&\nabla^2\frac{\partial\psi_1'}{\partial t}=\frac{g}{T}\frac{\partial T'}{\partial y},\\&\nabla^2\frac{\partial\psi_2'}{\partial t}=-\frac{g}{T}\frac{\partial T'}{\partial x},\\&\frac{\partial T'}{\partial t}=-(\gamma_d-\gamma)\omega',\\&\frac{\partial\psi_1'}{\partial x}+\frac{\partial\psi_2'}{\partial y}+\frac{\partial\psi_3'}{\partial z}=0\end{aligned}\right\}\quad(8)$$

上式より

$$\left(\nabla^2\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\sigma^2\nabla_h^2\right)F=0\quad,\quad(9)$$

$$F=(\psi_1',\ \psi_2',\ T')$$

従って振動数は

$$\omega^2=\sigma^2\frac{k_x^2+k_y^2}{k^2}\quad(10)$$

即ち音波は除去され，重力波の存在のみが許される．然しながら(6)に比して $\left(\dfrac{\beta+g}{2C^2}\right)^2$ 項が消失しており，重力波の振動数がやや増している．一般にこの項のオーダーは $10^{-8}m^{-1}$ であるから 10km 以上のスケールの運動

では誤差が大きくなるが，1km 程度のものに対しては充分の精度で近似出来る．結局この方式は Boussinesq の近似と同じであり，圧縮性の大気中における熱対流現象に対しても，所謂 shallw convection には充分使用出来ることを示している．

(ii) Froude Number の羃級数に展開

今無次元量 $\tilde{x}$, $\tilde{z}$, $\tilde{t}$, $\tilde{V}'$, $\tilde{p}'$, $\tilde{\rho}'$ を次のように定義する．

$$\tilde{t}=\frac{V}{L}t,\quad (\tilde{x},\ \tilde{y},\ \tilde{z})=\frac{1}{L}(x,\ y,\ z),$$
$$\tilde{V}'=\frac{1}{V}V',\quad \tilde{p}'=\frac{1}{\rho V^2}p',\quad \tilde{\rho}'=\frac{Lg}{\rho V^2}\rho',$$

L 及び V は夫々現象の特性的なスケールと速度である．(2)式を無次元量を用いて表わすと

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{t}}=-\tilde{\nabla}\tilde{p}'-\tilde{\rho}'\boldsymbol{k},\\&\varepsilon\frac{\partial\tilde{p}'}{\partial\tilde{t}}=-\tilde{\nabla}\cdot\tilde{V}',\\&\varepsilon\mu\frac{\partial\tilde{p}'}{\partial\tilde{t}}=-\tilde{\nabla}\cdot\tilde{V}'-\varepsilon\alpha\mu\tilde{w}'\end{aligned}\right\}\qquad(11)$$

ここで

$$\varepsilon=\frac{V^2}{gL},\quad \mu=\frac{L}{L_0}\left(L_0=\frac{C^2}{g}\right),$$
$$\alpha=\frac{\gamma\beta}{V^2},\quad \tilde{\nabla}=L\nabla$$

ε は Froude Number で，$L\geq10^3$m の場合一般に $\varepsilon\ll1$ である．今速度場を solenoidal field $\tilde{\psi}'=(\tilde{\psi}_1',\ \tilde{\psi}_2',\ \tilde{\psi}_3')$ と potential field $\tilde{\phi}$ で表現すると(11)式は次のようになる．但し簡単のために以下では～記号を省略する．

$$\left.\begin{aligned}&\nabla^2\frac{\partial\psi'}{\partial t}\equiv-\frac{\partial\rho'}{\partial y},\\&\nabla^2\frac{\partial\psi'}{\partial t}=-\frac{\partial\rho'}{\partial x}\\&\nabla^1\frac{\partial\phi'}{\partial t}=-\nabla^2p'-\frac{\partial\rho'}{\partial z},\\&\varepsilon\frac{\partial\rho'}{\partial t}=\nabla^2\varphi',\\&\varepsilon\mu\frac{\partial p'}{\partial t}=-\nabla^2\phi'-\varepsilon\mu\alpha\left(\frac{\partial\psi_1'}{\partial y}-\frac{\partial\psi_2'}{\partial x}+\frac{\partial\phi'}{\partial z}\right),\\&\frac{\partial\psi_1'}{\partial x}+\frac{\partial\psi_2'}{\partial y}+\frac{\partial\psi_3'}{\partial z}=0\end{aligned}\right\}\qquad(12)$$

従属変数を夫々 ε について羃級数に展開する．例えば

$$\psi_1=\psi_{10}'+\varepsilon\psi_{11}'+\varepsilon^2\psi_{12}'\cdots\cdots\cdots\cdots$$

それらを上式に代入して，ε について同次のものを順次選び出すと

$$\left.\begin{aligned}&\nabla^2\frac{\partial\psi_{10}'}{\partial t}=-\frac{\partial\rho_0'}{\partial y},\\&\nabla'\frac{\partial\psi_{20}'}{\partial t}=\frac{\partial\rho_0'}{\partial x},\\&\nabla^2\frac{\partial\phi_0'}{\partial t}=-\Delta^2p_0'-\frac{\partial\rho_0'}{\partial z},\\&\nabla^2\phi_0'=0,\\&\frac{\partial\rho_0'}{\partial t}=\nabla^2\phi_1',\\&\mu\frac{\partial p_0'}{\partial t_0}=-\nabla^2\varphi_1'-\alpha\left(\frac{\partial\psi_{10}'}{\partial y}-\frac{\partial\psi_{20}'}{\partial x}+\frac{\partial\phi_0'}{\partial z}\right)\end{aligned}\right\}\qquad(13)$$

境界で $\phi'=0$ ならば，全域で $\phi_0'=0$ となる．従って

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\mu\frac{\partial^3}{\partial z\partial t^2}+\alpha\mu\nabla_h^2\right)F=0,\qquad(14)$$
$$F=(\psi_{10}',\ \psi_{20}',\ p_0',\ \rho_0'),$$

振動数は

$$\omega^2=a^2\frac{k_x^2+k_y^2}{k^2+\left(\dfrac{g}{2C^2}\right)^2}\qquad(15)$$

即ち音波は除去されており，しかも (i) の場合より近似度がよい．$\frac{g}{2C^2}$は圧縮性の影響を示し，$1/2L_0$ に相当しているから $\mu\approx1$ 即ち 10km 程度のスケールの運動ではこの貢献は無視出来なくなる．

Ogura や Phillips は時間スケールとして内部重力波の振動周期をとり (θ'/θ) に関して羃級数に展開し積雲対流に対する力学系を導出しているが，丁度この方法に対応しており大規模運動をとり出すために Rossby Number を使った Kibel, Monin, Phillips 等の方法と類似している．

(iii) Balance 方程式の適用

(12)式中の発散方程式において発散の時間変化を無視する，所謂 balance 条件の仮定を導入する．即ち

$$\nabla^2p'+\frac{\partial\rho'}{\partial t^2}=0\qquad(16)$$

この場合振動数方程式は

$$\left\{\nabla^2\frac{\partial^2}{\partial t^2}+(\mu+\mu\alpha\varepsilon)\frac{\partial^3}{\partial z\partial t^2}+\alpha\mu\nabla_h^2\right\}F=0,\qquad(17)$$
$$F=(\psi_1',\ \psi_2',\ \phi',\ p',\ \rho')$$

$$\omega^2=\sigma^2\frac{k_x^2+k_y^2}{k^2+\left(\dfrac{\beta+g}{2C^2}\right)^2} \tag{18}$$

やはり音波は除かれ，しかも(6)と一致している．従って(i)，(ii) に比して重力波に対する近似度は最良である，

以上3通りの方法を一般の非線型の場合に適用すると次のようになる．ここでは簡単のために2次元で考える．

(i) の場合

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+\omega\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial x},\\
&\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial z}+\frac{T'}{T}g,\\
&\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial w}{\partial z}=0,\\
&\frac{\partial T'}{\partial t}+u\frac{\partial T'}{\partial x}+w\frac{\partial T'}{\partial z}=-(\gamma_d-\gamma)\omega'
\end{aligned} \tag{19}$$

流線函数 $\psi\left(u=\dfrac{\partial\psi}{\partial z},\quad w=-\dfrac{\partial\psi}{\partial x}\right)$ を用いると

$$\begin{aligned}
&\nabla^2\frac{\partial\psi}{\partial t}=J(\psi,\ \nabla^2\psi)-\frac{g}{T}\frac{\partial T'}{\partial x},\\
&\frac{\partial T'}{\partial t}=J(\psi,\ T')+(\gamma_d-\gamma)\frac{\partial\psi}{\partial x}
\end{aligned} \tag{20}$$

p' は balance 方程式より得られる．ここで J は Jacobian operator である．

(ii) の場合

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{\partial p'}{\partial x},\\
&\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{\partial p'}{\partial z}-\rho',\\
&\varepsilon\left(\frac{\partial\rho'}{\partial t}+\nabla\rho'\boldsymbol{V}\right)=-\nabla\cdot\boldsymbol{V},\\
&\varepsilon\mu\left(\frac{\partial p'}{\partial t}+\boldsymbol{V}\cdot\nabla p'\right)=-\varepsilon p'\nabla\cdot\boldsymbol{V}-\nabla\cdot\boldsymbol{V}-\varepsilon\mu\alpha w
\end{aligned} \tag{21}$$

流線函数 ψ と速度ポテンシャル ϕ を用い，各変数を ε の冪級数に展開し，ε について同次のものをとると

$$\begin{aligned}
&\phi_0=0\\
&\nabla^2\frac{\partial\psi_0}{\partial t}=J(\psi_0,\ \Delta^2\psi_0)+\frac{\partial\rho_0'}{\partial x},\\
&2\left[\left(\frac{\partial^2\psi_0}{\partial x\partial z}\right)^2-\frac{\partial^2\psi_0}{\partial x^2}\frac{\partial^2\psi_0}{\partial z^2}\right]=-\nabla^2p_0'-\frac{\partial\rho_0'}{\partial z},\\
&\frac{\partial\rho_0}{\partial t}J(\psi_0,\ \rho_0')-\nabla^2\phi_1,\\
&\mu\frac{\partial p_0}{\partial t_0}=\mu\left[J(\psi_0,\ p_0')+\alpha\frac{\partial\psi_0}{\partial x}\right]-\nabla^2\phi_1
\end{aligned} \tag{22}$$

或は $\pi_0=\mu p_0'-\rho_0'$，として温位に相当する量を導入し，ψ_0，π_0 に関する次の式にまとめることも出来る．

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla^2\psi_0+\mu\frac{\partial\psi_0}{\partial z}\right)=J\left(\psi_0,\ \nabla^2\psi_0+\mu\frac{\partial\psi_0}{\partial z}\right),\\
&\frac{\partial\pi_0}{\partial t}=J(\psi_0,\ \pi_0)+\mu\alpha\frac{\partial\psi_0}{\partial x}
\end{aligned} \tag{23}$$

$\varepsilon\ll1$ の場合には第1近似の (23) 式で充分であるが，ε が1に接近する竜巻のような現象（$V\approx50$m，$L\approx100$m）になると近似度は悪くなる．

(iii) の場合

(21)の連続式及び断熱式中の発散項以外の速度ポテンシャルをすべて無視すると得られる．

$$\begin{aligned}
&\nabla^2\frac{\partial\psi}{\partial\psi}=J(\psi,\ \nabla^2\psi)+\frac{\partial\rho'}{\partial x}\\
&2\left[\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z}\right)^2-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right]=\nabla^2p'-\frac{\partial\rho'}{\partial z}\\
&\varepsilon\frac{\partial\rho'}{\partial t}=\varepsilon J(\psi,\ \rho')-(\varepsilon\rho'+1)\nabla^2\phi\\
&\varepsilon\mu\frac{\partial p'}{\partial t}=\varepsilon\mu\left[J(\psi,p')+\alpha\frac{\partial\psi}{\partial x}\right]-(\varepsilon\rho'+1)\nabla^2\phi
\end{aligned} \tag{24}$$

(ii) の場合との相違は $\varepsilon\approx1$ のとき顕著になり，竜巻のような猛烈な極めて小規模な現象にも適用出来る．

3. 熱対流の数値実験

積雲対流に対する基本的な力学系の導出については，前述の通り非常に整然とした理論が展開された．然しながら実際の適用には，前節(i)の方式，即ち Boussinesq 近似のみが用いられている．巣紀平，胡摩興等は静止大気中において下面を加熱することにより生ずる軸対称の積雲対流の数値実験を行なった．

時間，空間スケール，速度，温度及び気圧の変化量の特性値を用いて，変数を無次元化し，無次元の時間 $\tilde{t}$ の冪級数の形で解を表現する．そして $\tilde{t}<1$ の範囲内で，適当な個数の項をとって近似解を求める．差分方程式を時間ステップをふんで解くというやり方をとらず，出来るだけ解析的に取扱い最後の所で数値計算をやるという点に彼等の特徴がある．

種々の成層状態（安定度もやはり高度 $\tilde{z}$ の冪級数で表示）について約20分間にわたり積雲対流の時間的変化を追跡している．10数分後に成熟期に達し，上層で下降流が生じ始めることを指摘している．この分野の研究には大型の電子計算機が必要となり，その点に関する中国の実情はよくわからないが，今後の発展が期待される．

4. 小規模擾乱と一般場の相互作用

積雲の発達や分布に対する一般場，特に垂直分布をも

った一般流 $U(z)$ の影響が摂動理論に基づいて論じられる．得られた結果は Kuettner 等のものと同じで $\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$ の安定化作用を示している．しかもこの安定化作用は大きいスケールの擾乱に対してより有効にきく．一方渦拡散の抑制作用は小さいスケールで大きくなり，1kmのオーダーのスケールの擾乱が最も発達し易い事になる．この風速場がその面内の対流に対して抑止作用をすると同時に，それはまた積雲のバンド状構造を出現させる必要条件ともなる．

ところでエネルギーの保存系では，擾乱の運動エネルギー（k'）の増減はポテンシャルエネルギー（p）と基本場の運動エネルギー（$\bar{k}$）の変化によって表現することが出来る．従って始めに与えられた擾乱が減衰するか発達するかは

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{k}+p)+\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\bar{k}+p)\nabla t$$

の正，負によって，少なくともその初期の傾向を知ることが出来る．このように，一般場と擾乱の相互作用を考慮に入れた方式に基いて，大気の成層や一般流の影響を調べている．例えば，安定な成層であっても小規模擾乱の発達し得る場合がある．また一般流は大抵の場合抑制作用を持ち，ただそれが変曲点を持つようなプロフィルの場合には丁度大規模擾乱の場合に対して Kuo が導出したのと同様不安定化作用をすることが示される．中国大陸の南部において亜熱帯高気圧域内の安定成層大気中で見られる積雲の現象に適用しようとしている．

5. 降水過程の積雲モデルへの導入

積雲の力学に及ぼす降水過程の影響として考えられることは (i) 水滴の運動の空気に及ぼす摩擦力 —— これは下向き加速度を与える．(ii) 水滴と空気との間の熱交換——蒸発による気温下降，浮力減じ，下降力増加(iii) 雲中を下降する雨滴の成長——雲中の含水量を直接消耗等である．

凝結により生じた雨滴の摩擦力や蒸発による冷却作用の対流運動へのフィードバックを考慮に入れる試みが陳瑞栄等によりなされている．即ち降水開始時の積雲構造（上昇速度，気温，雲含水量）を初期条件とし，つまり成熟期の積乱雲を仮定してその減衰を追跡する．降水の影響下では，垂直速度，温度差，雲中の含水量は急速に減じ，下降運動がまず雲底から始まり，上方へ拡がる．従って雲は雲底から消散し始めるという結果を得た．

このような取扱いは所謂気柱モデルであり，本質的にはパーセル法に属すべきで，Haltiner や Ludlum の積雲モデルと同じである．積雲の特に成熟期以後の過程に及ぼす降水の影響は凝結のそれと共に極めて重要であるが，力学との結びつけはいずこも同じく未だ少し将来の問題として残されるようである．

謝辞　貴重な参考文献を送っていただいた中国科学院地球物理学研究所の巣紀平博士に感謝する．

参考文献

巣紀平 (Chao Jih-ping), 1961: On the dynamids of development of thermal convection in a stratified atmosphere, Acta Meteorologica Sinica, Vol. 31, No. 3, 191-204 (**Scientia Sinica**, Vol. XI, No. 1, 1962, 117-130)

——— 1962: A preliminary analysis of the interaction between convection development and ambient environment Acta Meteorologica Sinica, Vol. 32, No. 1 11-18.

——— 1962: On the local conditions of convection development, Acta Meteorologica Sinica, Vol. 32, No. 1, 87-90.

——— 1962: On the effects of stratification and prevailing wind on the development of small-scale disturbances, Acta Meteorologica Sinica, Vol. 32, No. 2, 164-176. (**Sciential Sinica**, Vol. XI, No. 6, 1962)

——— 1962: On some tundamental probems of dynamics of small-scale processes in the atmosphere, Acta Meteorologica Sinica, Vol. 32, No. 2, 104-1188. (**Scientia Sinica**, Vol. XI, No. 12, 1962)

陳瑞栄 (Chen Jui-yung), 1962: The influence of the process of precipitation on the structure of local cumulus, Acta Meteorologica Sinica, Vol. 32, No. 4, 285-300.

胡摩興 (Hu Kwang-shing), 1962: A non-linear theory of the decay of thermal convection, Acta Meteorologica Sinica, Vol. 32, No. 2, 154-163.

顧震潮 (Koo Chen-chao) and 胡摩興 (Hu Kwang-shing), 1962: A linear theory of the influence of condensation feedback on the development of the cloud, Acta Meteorologica Sinica, Vol. 32, No. 1, 64-70.

顧震潮 (Koo Chen-chao), 1962: Recent Investigations in the Theory of the Formation of the cloud-drop Spectra, Acta Meteorologica, Vol. 32 No. 4, 267-284 (critical review)

顧震潮 (Koo Chen-chao) and 詹莉珊(Tsan Li-san), 1962: On the Growth of the Droplets under Gravitational Coalescence in a fluctuating environment, Acta Meteorologica Sinica, Vol. 32 No. 4, 2.