

# 対流雲の発達に関する数値実験\*

米谷恒春

国立防災科学技術センター第1研究部

## Numerical Experiment on the Development of Convective Clouds

By

Tsuneharu Yonetani

National Research Center for Disaster Prevention, Tokyo

### Abstract

It was shown previously (Yonetani, 1975) by a statistical study that the ratio between the degree of stability of an upper layer and that of a lower layer is closely related to the occurrence of thunderstorms in the northern Kanto plain. The present paper gives the result of a numerical experiment to simulate the above-mentioned.

Three cases are numerically integrated. Lapse rates of temperature of these cases are: for case 1,  $\Gamma_u=6.0^\circ\text{C}/\text{km}$  and  $\Gamma_l=9.0^\circ\text{C}/\text{km}$ ; for case 2,  $\Gamma_u=6.0^\circ\text{C}/\text{km}$  and  $\Gamma_l=7.0^\circ\text{C}/\text{km}$ ; and for case 3,  $\Gamma_u=6.5^\circ\text{C}/\text{km}$  and  $\Gamma_l=7.0^\circ\text{C}/\text{km}$ ; where  $\Gamma_u$  and  $\Gamma_l$  are temperature lapse rates in a layer above the height of 1 km and in a layer below the height of 1 km, respectively. The results show that in cases 1 and 3 a convective cloud develops and in case 2 no such clouds develop in agreement with the statistical results. It is also shown that, before the downdraft from a cloud is initiated, the cumulus convection is intensified through feedback mechanism of the atmosphere, and after the downdraft is initiated, the development of a convective cloud is suppressed.

### 1. まえがき

対流圏の平均的な成層状態は、地上からおよそ 600 mb までの層においては、条件付不安定である。降ひょうを伴う雷雨とか竜巻など激しい対流現象が発生する時の大気状態は多くの人によって調べられており、Newton (1963) は次のように要約している。

- a. 大気の成層は不安定である。
- b. 下層に水蒸気量が多い。

\* 本報告は科学技術庁国立防災科学技術センター特別研究「積雲対流がもたらす災害の発生機構に関する研究」の一環としてなされたものである。

- c. 上層と下層に強風域が存在し、風向は通常高さと共に変化している。
- d. 不安定を解放する原因となる力学的機構が存在する。

このように、激しい対流現象の発生は大気不安定度だけに依存しているわけではないが、大気不安定度が最も重要な要素であることは疑いない。筆者(1975)はかつて関東平野北部に雷雨が発現した日の安定度を統計的に調べた。その結果、大気を雲層と雲底下層とに分けた場合に、両層の安定度の比が雷雨の発現と密接に関係していることがわかった。この報告では2次元対流雲モデルを使用して数値実験を行った結果について述べ、統計的な結果と同様な現象が導き出されたことを示す。

対流雲を記述する方程式系は、大きく二系統に分けることができる。その一は空気の運動を記述する運動方程式系であり、この系は水の相変化に伴う熱収支の方程式を含む。他の一つは雲中での液水の運動を記述する雲物理学過程の方程式系である。前者については Ogura and Phillips (1962) がスケールアナリシスの手法により系統的に論じた。この時残された問題であった大気の運動によって生じる気圧の変動が温度場へ与える影響については、Wilhelmson and Ogura (1972) が数値実験により調べ、この影響は実質的に無視できることが示された。雲物理学過程における水滴の取り扱い方には二通りの方法がある。水滴の粒度分布が連続的に一定の分布に従うものとして取り扱う方法と、いくつかの不連続な粒径を有する水滴の分布で代表させて取り扱う方法とである。前者の方法は降水形成機構のパラメタライゼーションであり、いくつかの方法があるが (Das, 1964; Takeda, 1966 a; Srivastava, 1967), Kessler の方法が多くのモデルで用いられている。本来連続である水滴の粒度分布を有限個の不連続な粒径を用いて表わす後者の方法では、粒度分布を正しく代表させるためには何段階の粒径を用いるべきかという問題が生じる。

対流現象の研究において、数値モデルが積極的に使用されるようになったのは、1960年頃からである。積雲対流の発達を数値的にシミュレートしようとした最初の試みの一つは Ogura (1963) によってなされた。積雲対流の力学に影響を与える過程について数値実験によって明らかにされたものには、降水過程の影響と風の影響がある。降水過程と対流雲との相互作用については、Árnason, *et al.* (1968), Ogura and Takahashi (1971, 1973), Clark (1973), Soong (1974) ら多数の人によって調べられている。また風の影響と対流雲との相互作用については、Asai (1964), Takeda (1965, 1966 b, 1971), Schlesinger (1973) らが調べている。これらの数値実験によって、対流雲の発達段階を決定する要因としての雲物理学過程・風の影響が次第に明らかにされてきた。ここでは、大気を雲層と雲底下層とに分け、安定度と対流雲の発達の関係について調べる。使用するモデルは軸対称を仮定した2次元モデルであり、雲物理学過程の計算には Kessler (1969) の方法によるパラメタライゼーションを使用した。

## 2. 数値モデル

### 2.1 仮 定

モデルについての主な仮定は次の通りである。

- i 風の場の影響は考えない。初期状態における大気は静止しており、対流雲は軸対称である。
- ii 過飽和は存在しない：過飽和となる水蒸気は直ちに全て凝結する。逆に未飽和域では液水は存在しない：未飽和域における液水は直ちに蒸発する。
- iii 氷晶過程は取り扱わない。
- iv 雨滴の粒度分布は Marshal-Palmer の分布に従う。
- v 雲水の対気速度は無視する。
- vi 運動量・熱・水蒸気・雲水に対する拡散係数は同一とし、さらに時間空間に対して定数とする。この値を  $500 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$  とする。
- vii 地表面での摩擦効果は考えない。

### 2.2 基 本 式

モデルの軸対称に対応して、座標系は円柱座標を用いた。〔軸対称を仮定した場合と面対称を仮定した場合の相異については Murray (1970), Soong and Ogura (1973) によって調べられている。〕ここで用いられる記号は以下の意味を有している。

$c_p$  定圧比熱,  $g$  重力加速度,  $L_e$  水の気化熱,  $P$  気圧,  $Q_e$  雲水量,  $Q_l$  液水の量 ( $=Q_e + Q_r$ ),  $Q_r$  雨水量,  $Q_t$  水の全量 ( $=Q_e + Q_l + Q_r$ ),  $Q_v$  水蒸気量,  $q_s$  飽和比湿,  $r$  水平距離,  $R_L$  領域の幅,  $R_v$  気体常数,  $T$  気温,  $T_v$  仮温度,  $t$  時間,  $u$  大気の水平速度,  $V_r$  雨水の平均対気速度,  $w$  大気の上昇速度,  $z$  垂直距離,  $Z_H$  領域の高さ,  $\Gamma_a$  乾燥断熱減率,  $\eta$  渦度,  $\nu$  拡散係数,  $\rho$  密度,  $\phi$  流線関数, なお記号の上に  $-$  を施したものは初期の値を示している。

運動方程式は (1), (2), 対流現象にとって重要でない音波を除去した時の連続の方程式は (3) である。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial r} - w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial r} + F_r, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} &= -u \frac{\partial w}{\partial r} - w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial z} - g + F_z \\ &= -u \frac{\partial w}{\partial r} - w \frac{\partial w}{\partial z} + g \left\{ \frac{T_v - \bar{T}_v}{\bar{T}_v} - Q_l - \frac{P - \bar{P}}{\bar{P}} \right\} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (P - \bar{P})}{\partial z} + F_z, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho} u) + \frac{\partial}{\partial z} (r \bar{\rho} w) = 0. \quad (3)$$

ここで

$$F_r = \nu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{u}{r^2} \right), \quad (4)$$

$$F_z = \nu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} \frac{\partial w}{\partial z} \right). \quad (5)$$

式 (3) は流線関数  $\phi$  の存在を示し、それは次式の関係を満足している。

$$r\bar{\rho}u = \frac{\partial\phi}{\partial z}, \quad r\bar{\rho}w = -\frac{\partial\phi}{\partial r}. \quad (6)$$

渦度  $\eta$  を式 (7) で定義すると、式 (1), (2) より渦度方程式 (8) を得る。

$$\eta = \frac{\partial\bar{\rho}u}{\partial z} - \frac{\partial\bar{\rho}w}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial\phi}{\partial r} \right), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial\eta}{\partial t} = & -u \frac{\partial\eta}{\partial r} - w \frac{\partial\eta}{\partial z} + \left( \frac{2w}{\bar{\rho}} \frac{\partial\bar{\rho}}{\partial z} + \frac{u}{r} \right) \left( \eta - u \frac{\partial\bar{\rho}}{\partial z} \right) + uw \frac{\partial^2\bar{\rho}}{\partial z^2} \\ & - \bar{\rho}g \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{T_v}{T_v} - Q_t \right) + \frac{\bar{\rho}g}{P} \frac{\partial P}{\partial r} + D_\eta. \end{aligned} \quad (8)$$

拡散項  $D_\eta$  は式 (9) で近似される。

$$D_\eta = \nu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial\eta}{\partial r} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} \frac{\partial\eta}{\partial z} - \frac{\eta}{r^2} \right). \quad (9)$$

水の保存式は

$$\frac{\partial Q_t}{\partial t} = -u \frac{\partial Q_t}{\partial r} - w \frac{\partial Q_t}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} V_r Q_r) + D_{Q_v+Q_c} \quad (10)$$

となる。右辺第3項は対気速度  $V_r$  を持った雨水の落下を示している。また任意の物理量  $f$  の拡散項  $D_f$  は式 (11) の形をしている。

$$D_f = \nu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} \frac{\partial f}{\partial z} \right). \quad (11)$$

気温および水蒸気量の変化は互いに密接に関連している。未飽和域では

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial r} - w \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma_a \right) - \frac{L_e}{c_p} P_e + D_T, \quad (12)$$

$$\frac{\partial Q_v}{\partial t} = -u \frac{\partial Q_v}{\partial r} - w \frac{\partial Q_v}{\partial z} + P_e + D_{Q_v}, \quad (13)$$

となる。ここで  $P_e$  は雲と周囲大気との混合または雨水が未飽和域へ落下した際に、雲水または雨水の蒸発する割合である。飽和域では

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left\{ -u \frac{\partial T}{\partial r} - w \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma'_a \right) + \frac{L_e}{c_p} \left( -u \frac{\partial Q_v}{\partial r} - w \frac{\partial Q_v}{\partial z} + D_{Q_v} \right) + D_T \right\} \left/ \left( 1 + \frac{L_e^2 q_s}{c_p R_v T^3} \right) \right., \quad (14)$$

$$\frac{\partial Q_v}{\partial t} = \frac{\partial q_s}{\partial t}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t} = -u \frac{\partial Q_c}{\partial r} - w \frac{\partial Q_c}{\partial z} + P_c - P_r + D_{Q_c}, \quad (16)$$

となる。ここで  $P_c$  は雲水が生成 ( $P_c > 0$ ) または蒸発 ( $P_c < 0$ ) する割合、 $P_r$  は雲水が雨水

になる割合である。\$P\_r\$ は Kessler の式を使用して (17) で表わした。

$$P_r = k_1(Q_c - 10^{-3}) + 2.2Q_c \cdot Q_r^{0.875} \quad (17)$$

ただし \$Q\_c > 10^{-3}\$ の時 \$k\_1 = 10^{-3}\$, \$Q\_c < 10^{-3}\$ の時 \$k\_1 = 0\$ である。また雨水の平均対気速度は \$V\_r = 3634(\bar{\rho}Q\_r)^{0.1364}\$ とした。(Soong and Ogura, 1973).

### 2.3 境界条件・計算方式

i \$r=0\$ における境界条件

\$r=0\$ は対称軸であることから式 (18), (19) が成立する。

$$u=0, \quad \phi=0, \quad \eta=0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\partial Q_t}{\partial r} = \frac{\partial Q_v}{\partial r} = \frac{\partial Q_c}{\partial r} = 0. \quad (19)$$

\$u, \phi, \eta\$ に対しては式 (18) を境界条件とした。一般に \$\partial f/\partial r|\_{r=0}=0\$ であれば次式が成り立つ。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial^2 f}{\partial r^2}. \quad (20)$$

\$\partial\phi/\partial r|\_{r=0}=0\$ であるから、\$w(0, z)\$ は式 (21) から求めた。

$$w(0, z) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \Big|_{r=0}. \quad (21)$$

\$T, Q\_t, Q\_v, Q\_c\$ も (20) 式の関係を使用して、各方程式を直接解いて求めた。ただし式 (22) の差分近似を使用している。

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} \Big|_{r=0} \implies 2 \frac{f(\Delta r) - f(0)}{\Delta r^2} \quad (22)$$

ii \$r=R\_L\$ における境界条件

\$u\$ と \$w\$ については式 (23) を条件とした。\$T, Q\_t, Q\_v\$ については式 (24) を条件とした。

$$u=0, \quad \frac{\partial w}{\partial r} = 0, \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial Q_t}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial Q_v}{\partial t} \right) = 0. \quad (24)$$

iii \$z=0\$ における境界条件

\$u\$ と \$w\$ については式 (25) を条件とした。

$$\frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial z} = 0, \quad w=0 \quad (25)$$

\$T, Q\_t, Q\_v, Q\_c\$ については各式の拡散項を 0 として直接求めた。また雨水は (\$Q\_r = Q\_t - Q\_v - Q\_c\$) 領域外へ除去し常に 0 とした。

iv \$z=Z\_H\$ における境界条件

\$u\$ と \$w\$ については式 (25) を条件とした。\$T, Q\_t, Q\_v\$ については次式を条件とした。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial Q_e}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial Q_v}{\partial t} \right) = 0 \quad (26)$$

$\phi$  と  $\eta$  については, (18), (23), (26) より全境界において式 (27) が成立する.

$$\phi = 0, \quad \eta = 0 \quad (27)$$

積分領域は高さ 10 km, 中心からの距離 20 km の領域とした. 格子間隔は  $r$  方向に 1 km,  $z$  方向に 0.5 km とし, 時間間隔は 15 秒とした. 計算方式は, 移流項については多くの人を使用している風上 (upstream) 方式とし, 拡散項については中央差分を使用した. また式 (8) の  $\partial P'/\partial r$  の項は式 (1) の後退差分により求めた (Schlesinger, 1973).

### 2.4 初期条件

気温場, 湿度場, 気圧場の初期状態は次の通りである (図1参照). 気温場は, 地上 1 km, での気温を 20°C とし, 各ケースごとに 1 km より上層および下層での温度減率を表1のように変えた. 湿度場は全ケースで同一とし, 地上より 2 km まで 80%, 2 km より上層では逡減して 10 km で 20% とした. 気圧は地上 1 km で 900 mb とし, 地上 1 km 以外の高度における値は静力学の式より求めた. 初期状態における大気は静止しているとした. 初期じょう乱の領域は  $z=1\sim 3$  km,  $r=0\sim 2$  km とし, そこでは周囲大気との温度差は 0, 湿度 100% であるとした.

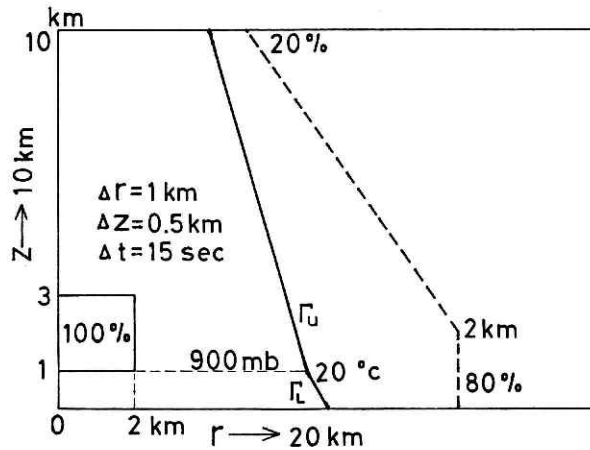


図1 初期条件・格子間隔・積分領域. 実線は温度プロファイル, 点線は湿度プロファイルであり,  $\Gamma_u$  は 1 km より上層でのまた  $\Gamma_l$  は 1 km より下層での温度減率である.

表1 Case 1-case 3 における初期の温度場

Case	$\Gamma_u$ (°C/km)	$\Gamma_l$ (°C/km)	$z=0$ (°C)	$z=10$ km (°C)
1	6.0	9.0	29	-34.0
2	6.0	7.0	27	-34.0
3	6.5	7.0	27	-38.5

### 3. 結 果

各ケースとも 60 分までの状態をシミュレートした。対流雲が最も発達した状態は、各ケースとも 35 分以前に現われた。

#### 3.1 Case 1

下降流は 20 分から認められ、31 分に対称軸の高度 5.5 km の位置で上昇速度は時間空間における最大を示し、その値は 18.3 m/s であった。

図 2 は 10 分における上昇速度・流線・初期状態からの温度差を示したものである。雲底高度は 0.8 km 雲頂高度 3.6 km で、上昇速度の最大値は 3.4 m/s である。雲周辺部の空気の流れは、地上から雲の中間高度までの層では雲中へ流れ込んでおり、雲頂周辺部では流れ出ていることがわかる。温度の初期値からの差 ( $T - \bar{T}$ , 以下単に温度差と記す) の最大値は雲中で 1.1°C, 雲外下降流域でも 1.1°C の値を示した。温度差の負の領域が雲頂に存在しているが、これは雲水の蒸発によるものと考えられる。雨水量は図示していないが、雨水の存在する領域は雲水の存在する領域とほぼ一致しており、雨はまだ地上に届いていない。雨水量の最大値は 0.09 gm/m<sup>3</sup> で、位置は上昇速度が最大値を示した上方である。これは雨水が上昇流によって支えられ集積しているからと考えられる。

図 3 と図 4 は 30 分における状態を示している。雲底高度 2.0 km 雲頂高度は 7.1 km となり上昇速度の最大値は 17.8 m/s となった。ほぼ雲底より下層では下降流が存在しており、その最大値は -4.7 m/s である。温度差の最大値は雲中で 6.1°C に達し、雲外下降流域では 1.5°C になっている。温度差の最小値は地表でみられ -2.9°C である。地表で温度差の負の領域が  $r=5$  km まで広がっているが、 $r=3$  km における温度差は -0.2°C でありそれ

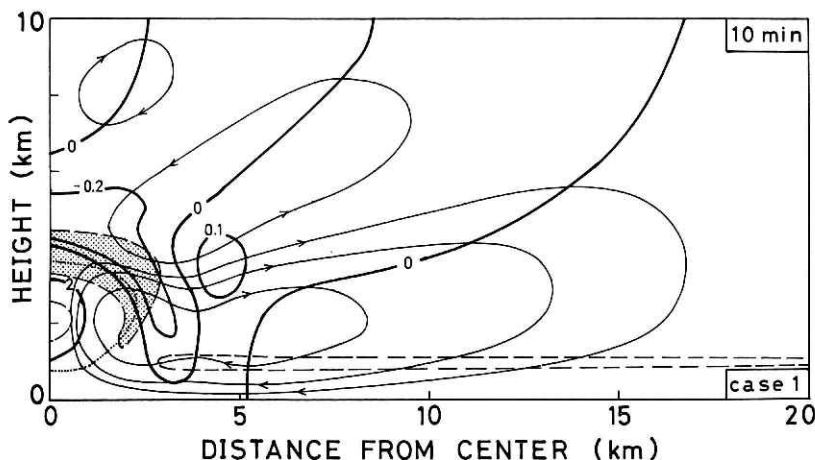


図 2 Case 1 10 分における状態。上昇速度 (m/s) を太い実線で、流線を細い実線で、温度の初期値からの差 ( $T - \bar{T}$ , 1°C 間隔) を破線で示してある。点線は雲の形を示し、影を施した部分は温度差が負の領域を示す。

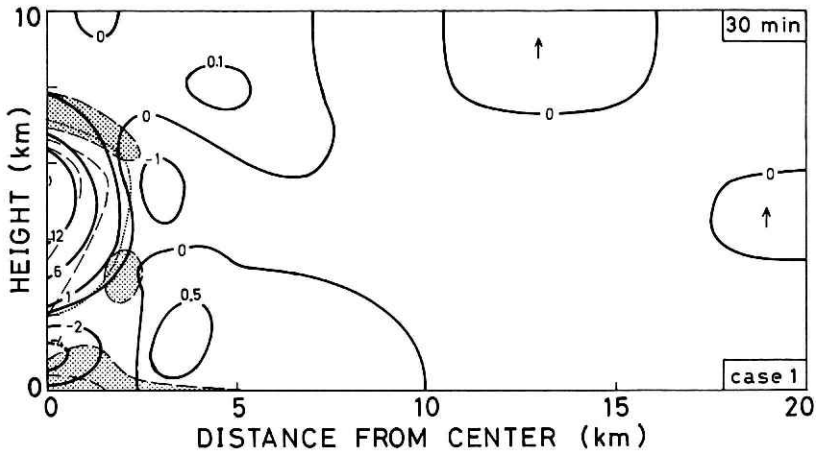


図3 Case 1 30分における上昇速度 (m/s) および温度差の分布。上昇速度は実線で、温度差 ( $2^{\circ}\text{C}$  間隔) は破線で示した。点線は雲の形、影を施した部分は温度差が負の領域を示す。

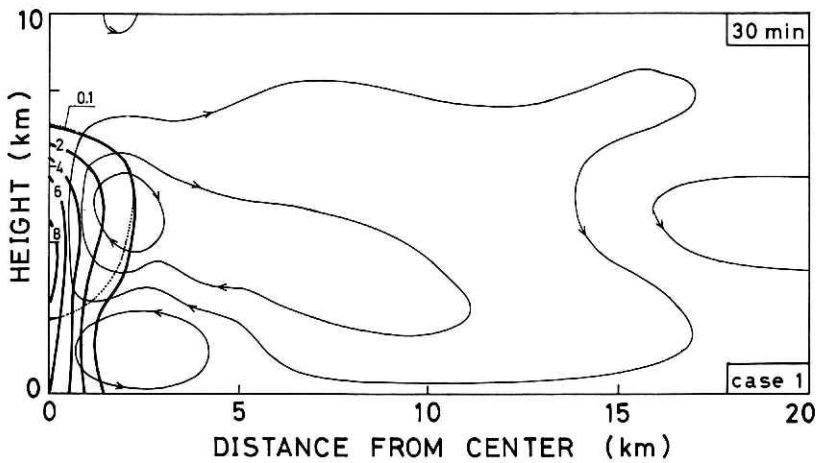


図4 Case 1 30分における雨水量 ( $\text{gm}/\text{m}^3$ 、太い実線) と流線 (細い実線)。点線は雲の形を表わす。

以遠ではほぼ  $0^{\circ}\text{C}$  である。雲の周辺における空気の流れは、地表付近と雲頂周辺で外へ向かっており雲底周辺では内へ向かっている。雲底周辺で流れ込んだ空気の一部は下向きの速度成分を有している。雨水量の最大値は  $8.3 \text{ gm}/\text{m}^3$  で、その位置は上昇速度が最大値を示した位置より下方である。

### 3.2 Case 2

下降流は 14 分から認められ、上昇速度の時間空間における最大値は  $4.2 \text{ m/s}$  で位置は  $r=0$   $z=3 \text{ km}$ 、時刻は 21 分である。

図5に 10 分における状態を示した。雲底高度と雲頂高度はそれぞれ  $0.9 \text{ km}$  と  $3.6 \text{ km}$



で, case 1 の値とほぼ同じ値である. 上昇速度の最大値は 2.5 m/s で case 1 より小さな値である. 温度差の場は case 1 とかなり異なっており, 雲底下層にも温度差が負の領域がある. これは case 1 より case 2 の方が 1 km より下層において初期状態が安定であるから, 下層大気自由対流高度が case 2 で高くなっていることに対応している. 温度差の最大値は雲中で 0.8°C, 雲外下降流域で 0.5°C である. 雨水の存在する領域は雲水の存在する領域とほぼ一致しており, 雨水量の最大値は 0.05 gm/m<sup>3</sup> である.

30 分における状態を図 6 と図 7 に示した. 雲底高度は 2.4 km, 雲頂高度は 4.1 km, 上昇速度の最大値は 1.5 m/s, 雨水量の最大値 0.9 gm/m<sup>3</sup> であり, 雲はほとんど消滅した状態である. 温度差の最小値は地上に現われ -2.7°C である. この値は case 1, case 3 とほぼ同じ値である.

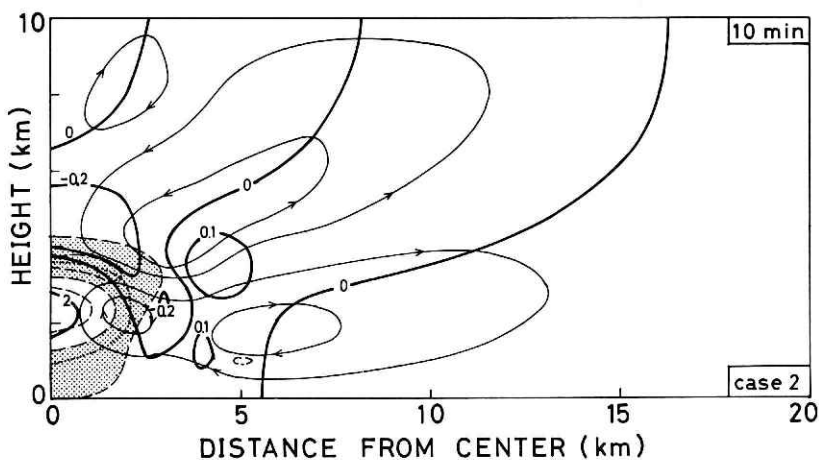


図 5 図 2 に同じ. ただし case 2, 温度差の等値線は 0.5°C 間隔

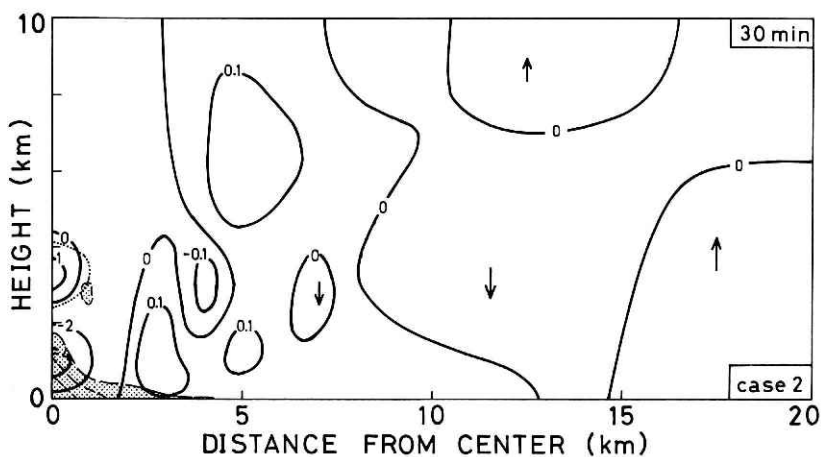


図 6 図 3 に同じ. ただし case 2, 温度差の等値線は 1.0°C 間隔

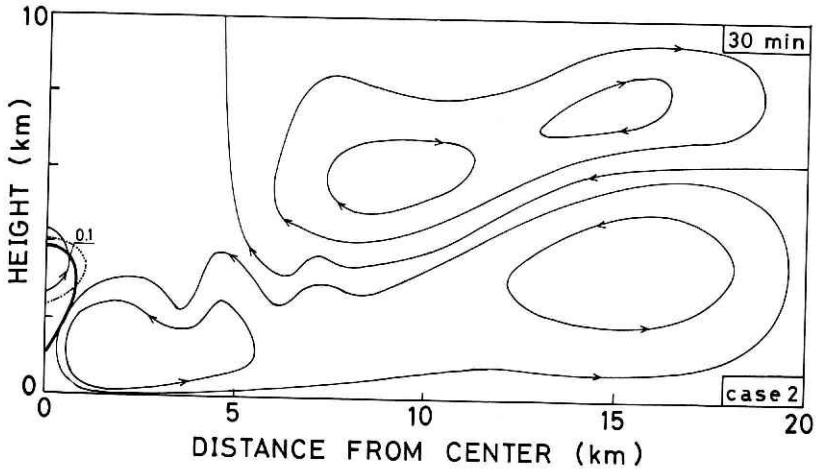


図7 図4に同じ。ただし case 2.

### 3.3 Case 3

下降流は case 1 より4分早くまた case 2 より2分遅く16分から認められた。上昇速度の時間空間における最大は32分  $r=0$ ,  $z=6$  km に現われ、その値は case 1 より  $0.7$  m/s 小さく case 2 より  $13.2$  m/s 大きい  $17.6$  m/s である。

図8に10分における状態を示した。雲底高度  $0.9$  km 雲頂高度  $3.7$  km, 上昇速度の最大値は  $3.5$  m/s である。温度差の最大値は雲中で  $1.3^{\circ}\text{C}$ , 雲外下降流域で  $0.4^{\circ}\text{C}$  である。雨水量の最大値は  $0.09$  gm/m<sup>3</sup> であり case 1 とほぼ同じ値である。1 km より下層の安定度は case 2 と同じであるから、case 2 と同じように温度差の負の領域が雲底下層にも存在している。上層は case 2 より不安定であるから、対流活動は case 2 より活発である。

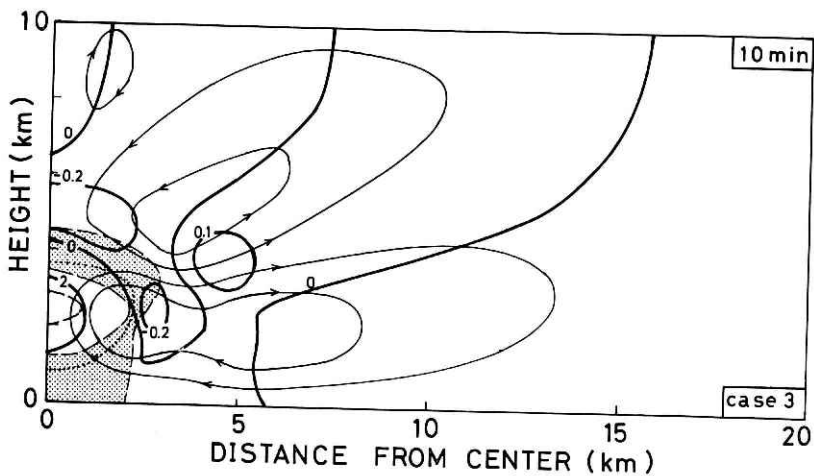


図8 図2に同じ。ただし case 3.

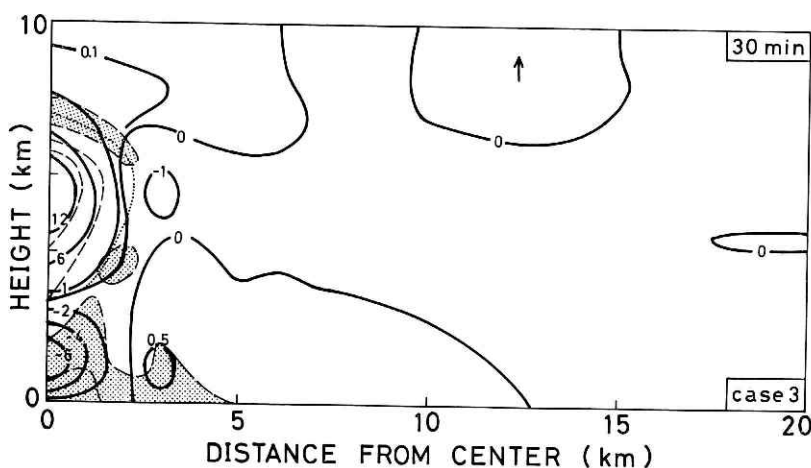


図 9 図 3 に同じ。ただし case 3.

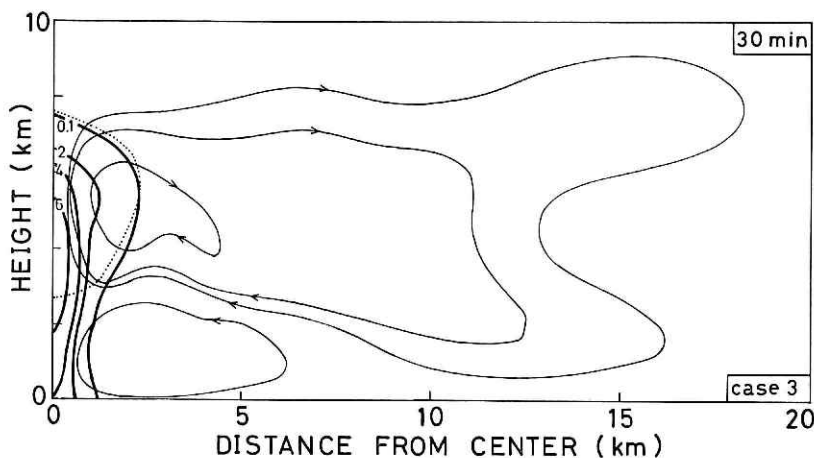


図 10 図 4 に同じ。ただし case 3.

30 分における状態を図 9 と図 10 に示した。雲底高度 2.7 km, 雲頂高度 7.6 km, 最大上昇速度 17.1 m/s である。下降流は case 1 より発達して, 最大値は  $-7.4$  m/s である。温度差の最大値は雲中にあり  $5.8^{\circ}\text{C}$ , 温度差の最小値は地表で認められ  $-2.8^{\circ}\text{C}$  である。雨水量の最大値は  $7.0\text{ gm/m}^3$  で, 位置は上昇速度が最大値を示した位置より下方である。30 分における上昇速度の最大値, 温度差の最大値, 雨水量の最大値を, case 1 と比較してみると全て case 1 の方が大きい値を示した。時間空間における上昇速度の最大値も case 1 の方が case 3 より大きくなっており, 対流活動は case 1 の方が活発であった。

### 3.4 気塊の運動

Case 1 と case 2 における気塊の流跡線をそれぞれ図 11 と図 12 に示した。雲が発達した case 1 の気塊の運動は次の通りである。

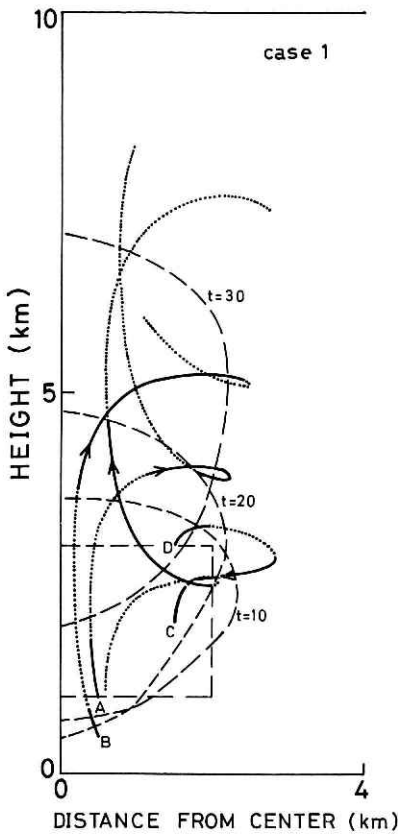


図 11 Case 1 における気塊の流跡線。気塊の初期位置は A (0.5, 1), B (0.5, 0.5), C (1.5, 2), D (1.5, 3) である。流跡線は 10 分間隔で実線と点線で表わした。破線は初期じょう乱の境界および時刻  $t$  における雲の形を示している。

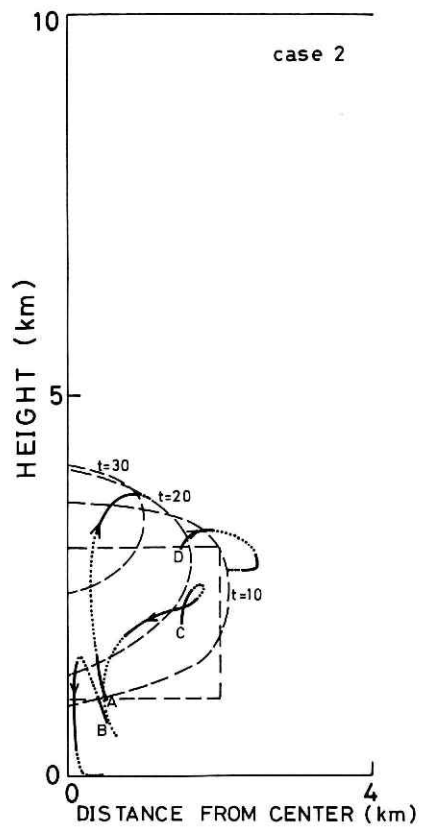


図 12 図 11 に同じ。ただし case 2 で、気塊 B の初期位置は (0.5, 0.7)。

i 初期に  $u < 0$  の速度成分を持った気塊 A と B は、雲の中心部を速い速度で上昇し、雲頂へ近づくと外へ向かう速度成分を持つようになる。これらの気塊は雲の中心から遠ざかるにつれて上昇速度も遅くなり、ついには下降する。ところで雲の発達に従って、雲頂周辺部の  $u > 0$  の領域と雲底周辺部の  $u < 0$  の領域の境界高度は上昇している。下降してきた気塊は  $u < 0$  の速度成分を持つようになり雲の中心部へ向かう。そして再び上向き速度成分を持つようになる。

ii 初期に  $u > 0$  の速度成分を持った気塊 C と D では、その後の運動は  $u$  の大きさによってかなり異なっている。気塊 C より大きい  $u$  の値を持った気塊 D の 20 分における中心からの距離は  $r = 2.8 \text{ km}$  であり、C の  $r = 2.0 \text{ km}$  とはかなりの差異が生じた。この後、各々  $u < 0$  の速度成分を持ち中心へ向かって行ったが、中心部に近かった気塊 C は上昇したのに対し、気塊 D は下降した。

iii 初期に雲底下層で中心近辺にあった気塊Bは、雲中に入ったが  $u > 0$  の速度成分を持った気塊Cよりも、早い時間に雲中を上昇している。例えばBは 10~20 分の間に雲の中心部を上昇したが、Cは 20~30 分過ぎの間に雲の中心部を上昇した。

以上は case 1 によるものであるが、case 3 の気塊の運動もこれと同様である。case 2 の雲が発達しなかった時の気塊の運動は次の通りである。初期に case 1 での気塊 B よりも上方 (0.5, 0.7) に位置していた気塊 B は、あまり上昇しないで  $z=1.6$  km を最高到達高度として下降している。気塊 C も 15 分以後下降し続けている。また case 1 では 30 分以後再び雲の中心部を上昇した気塊Aは、一度雲の中心部を上昇しただけである。

図 13 は初期に  $r=0.5$  km で高度が 0.5, 0.7, 1, 2, 3 km に位置した気塊の高度の時間変化を示し、図 14 は初期位置が  $z=1$  km で水平距離  $r$  km の気塊の高度の時間変化を示したものである。この2図から次のことが分かる。

i 初期じょう乱の中心部にあった気塊は、20 分頃まで各ケースとも同じような運動をしている。しかし 20 分を過ぎてからは、case 2 は他のケースと異なって上昇していない。

ii 初期に  $r=0.5$  km,  $z=0.5$  km および  $r=0.5$  km,  $z=0.7$  km に位置した気塊は、case 1 では両気塊とも上昇して不安定エネルギーを解放している。case 2 では両気塊とも上昇しておらず、case 3 で不安定エネルギーを解放したものは  $z=0.7$  km に位置した気塊だけで

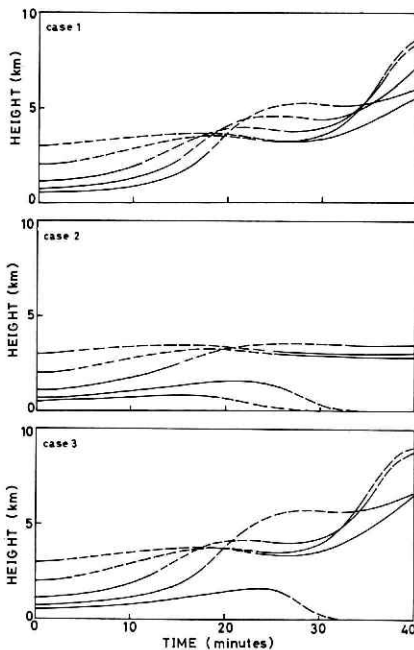


図 13 初期に (0.5,  $z$ ) にあった気塊の高度の時間変化。初期の高度は 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0 km. 速度の  $r$  成分を実線 ( $u < 0$ ) と破線 ( $u > 0$ ) で示した。

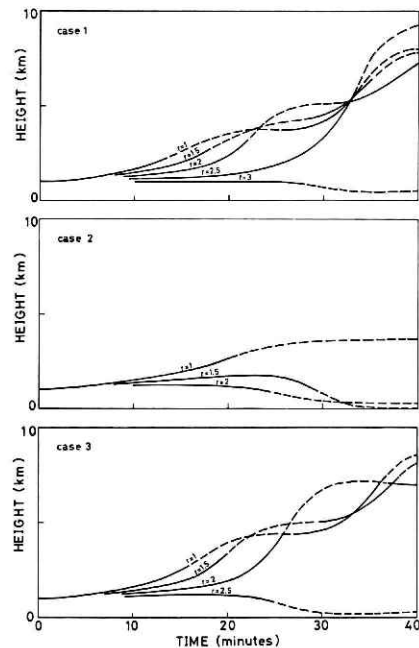


図 14 初期に ( $r, 1$ ) にあった気塊の高度の時間変化。実線は  $u < 0$ , 破線は  $u > 0$  を表わしている。

ある。これらの気塊が大きな上昇速度を持つようになったのは、いずれも 10 分を過ぎてからであり、10 分以前の運動を各ケースで比較しても著しい相異はみられない。

iii 初期に  $z=1$  km にあった気塊の運動をみると、case 1 では中心より 2.5 km 以内に位置した気塊が、また case 3 では中心より 2 km 以内に位置した気塊が、それぞれ上昇して不安定エネルギーを解放している。case 2 では中心より 1 km 以遠にあった気塊が不安定エネルギーを解放しているとは言いがたい。case 1 で  $r=2.5$  km, case 3 で  $r=2$  km に位置した気塊が、かなり速い速度での上昇運動を行いだしたのは 20 分を過ぎてからである。

iv 不安定エネルギーを解放した下層大気の領域は、case 1 が最大で case 3, case 2 の順に小さくなっており、当然のことながら上昇速度の時間空間における最大値はこの順に小さくなっている。

v 図中下降している気塊は、速度の  $r$  成分や下降を始めた時刻および下降速度からも分かるように、各ケースとも降水現象と関係している下降流であって、補償流としての下降流ではない。

以上この節で示されたことより、対流雲が発達する場合には次のような記述ができるであろう。

初期じょう乱により大気の一部が不安定エネルギーを解放するようになると、じょう乱は激しさの度を増す。じょう乱の激しさの度が増すにつれて、より多くの大気が不安定エネルギーを解放するようになり、じょう乱はより激しいものとなる。一方雲中において雨滴がある程度集積すると、雨滴の重さにより下降流が生成される（たとえば Srivastava, 1967 を参照）。このようにして生成された下降流と上昇流が共存する段階においては、雲底周辺で中心に向かってきた気塊は上昇するものと下降するものとに別れる。このように対流雲から下降流が生成されるまでは、大気のフィードバック機構により対流活動は一方向的に強められているが、下降流が生成されると対流活動は抑制される。

#### 4. ま と め

大気の初期状態で温度減率だけを以下のように変えた 3 ケースについて、対流雲のシミュレーション計算を行った。

Case 1:  $\Gamma_u=6.0^\circ\text{C}/\text{km}$ ,  $\Gamma_l=9.0^\circ\text{C}/\text{km}$

Case 2:  $\Gamma_u=6.0^\circ\text{C}/\text{km}$ ,  $\Gamma_l=7.0^\circ\text{C}/\text{km}$

Case 3:  $\Gamma_u=6.5^\circ\text{C}/\text{km}$ ,  $\Gamma_l=7.0^\circ\text{C}/\text{km}$

ここで  $\Gamma_u$  は地上 1 km より上層での温度減率、 $\Gamma_l$  は地上 1 km より下層での温度減率である。case 1 および case 2 における地上での温度は、それぞれ  $29^\circ\text{C}$  と  $27^\circ\text{C}$  であり差は  $2^\circ\text{C}$  にすぎない。シミュレーション計算を行った結果は、case 1 と case 3 で対流雲は発達したが case 2 では発達しなかった。このことは、関東平野北部に雷雨が発現した日の

大気垂直安定度の統計的に示された特徴から予想されることと一致している。また大気のパイロバック機構により、対流雲から下降流が生成されるまでは対流活動は一方的に強められるが、下降流が生成されてからは抑制されることが示された。これはあくまでも一般流の無い場合の結果であり、一定の条件を満たす一般流が存在する場合には対流系における不安定エネルギーの解放は組織化されることが示されており (Takeda, 1971), 気塊の運動と対流活動との相互作用は複雑となる。

数値シミュレーションの結果は、地表面における気温が  $2\sim 3^{\circ}\text{C}$  異なることによって対流雲の発達が大きく左右されることを示している。ところで実際の対流圏における気象要素の時間に対する変化量は、上層ではわずかである。これに対して地上 1 km より下層での温度変化は著しく、夏季において日最高気温は日中に観測される。従ってここで示されたことは、関東地方で雷雨の発現が日中に多いという良く知られた事実にも、1つの説明を与えている。

## 5. 謝 辞

モデルのプログラミングにあたって、渡辺一郎第3研究部長をはじめ計測研究室の皆様から貴重な助言をいただきました。記して謝意を表します。

## 参 考 文 献

- 1) Árnason, G., R. S. Greenfield and E. A. Newburg, 1968: A numerical experiment in dry and moist convection including the rain stage. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 404-415.
- 2) Asai, T., 1964: Cumulus convection in the atmosphere with vertical wind shear—numerical experiment. *J. Meteorol. Soc. Jap.* II, **42**, 245-259.
- 3) Clark, T. L., 1973: Numerical modeling of the dynamics and microphysics of warm cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 857-878.
- 4) Das, P., 1964: Role of condensed water in the life cycle of a convective cloud. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 404-418.
- 5) Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteorol. Mongr.*, **10**, No. 32, 84 pp.
- 6) Murray, F. W., 1970: Numerical models of a tropical cumulus cloud with bilateral and axial symmetry. *Mon. Wea. Rev.*, **98**, 14-28.
- 7) Newton, C. W., 1963: Dynamics of severe convective storms. *Meteorol. Monogr.*, **5**, No. 27, 33-58.
- 8) Ogura, Y., 1963: The evolution of a moist convective element in a shallow, conditionally unstable atmosphere: a numerical calculation. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 407-424.
- 9) Ogura, Y. and N. A. Phillips, 1962: Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 173-179.
- 10) Ogura, Y. and T. Takahashi, 1971: Numerical simulation of the life cycle of a thunderstorm cell. *Mon. Wea. Rev.*, **99**, 895-911.
- 11) Ogura, Y. and T. Takahashi, 1973: The development of warm rain in a cumulus model. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 262-277.
- 12) Schlesinger, R. E., 1973: A numerical model of deep moist convection: Part 1. Comparative experiments for variable ambient moisture and wind shear. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 835-856.
- 13) Soong, S. T., 1974: Numerical simulation of warm rain in an axisymmetric cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1262-1285.
- 14) Soong, S. T. and Y. Ogura, 1973: A comparison between axisymmetric and slab symmetric

- cumulus cloud models. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 879-893.
- 15) Srivastava, R. C., 1967: A study of the effect of precipitation on cumulus dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 36-45.
  - 16) Takeda, T., 1965: The downdraft in convective shower-cloud under the vertical wind shear and its significance for the maintenance of convective system. *J. Meteorol. Soc. Jap.* II, **43**, 302-309.
  - 17) Takeda, T., 1966 a: The downdraft in the convective cloud and raindrops: A numerical computation. *J. Meteorol. Soc. Jap.* II, **44**, 1-11.
  - 18) Takeda, T., 1966 b: Effects of the prevailing wind with vertical shear on the convective cloud accompanied with heavy rainfall. *J. Meteorol. Soc. Jap.* II, **44**, 129-144.
  - 19) Takeda, T., 1971: Numerical simulations of a precipitating convective cloud: The formation of a "long-lasting" cloud. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 350-376.
  - 20) Wilhelmson, R. and Y. Ogura, 1972: The pressure perturbation and the numerical modeling of a cloud. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1295-1307.
  - 21) Yonetani, T., 1975: Characteristics of atmospheric vertical structure on days with thunderstorms in the northern Kanto plain—a statistical analysis. *J. Meteorol. Soc. Jap.* II, **53**, 139-148.

(1975年6月2日原稿受理)