

降雨分布特性の気象力学的解析

中北 英一・筒井 雅行
池淵 周一・高棹 琢馬

ANALYSIS OF RAINFALL DISTRIBUTION BASED ON MESOSCALE DYNAMIC MODEL

By Eiichi NAKAKITA, Masayuki TSUTSUI,
Shuichi Ikebuchi and Takuma TAKASAO

Synopsis

The orographically induced inflow pattern of the lower water vapor and the time averaged rainfall distribution were represented by the numerical analysis based on the mesoscale dynamic model, in the case of heavy rainfall which arose along the Baiu-Front around the Kinki District in Japan.

From the analysis, we can verify that the heterogeneity of lower wind field in meso- β scale arose under the characteristics of the synoptic scale condition and the configuration of the ground and therefore the inflow pattern is stable, and that the inflow pattern has great influence of the determination of heavy rainfall area.

From above, we can conclude that the heterogeneity of inflow pattern of lower water vapor in meso- β scale is very useful for the meteorologically based short-term rainfall prediction.

1. 序 論

短時間降雨予測は、豪雨災害の軽減を目的とした実時間洪水予測、土石流発生予知などの情報源として極めて重要な役割を果たすものであり、これまでも多くの短時間降雨予測手法が提案されてきた^{1), 2), 3), 4)}。

しかし、すでに提案されている予測手法はレーダーで観測された降雨パターンの変動傾向を時間的に外挿する運動学的手法が中心であり、いずれの手法を用いても、実用上耐え得る精度で予測が可能なのは1時間程度先までというのが現状である⁵⁾。このように短時間降雨予測が難しいものとなっている最大の原因は、いくら複雑な処理を施したとしても降雨パターンの変動傾向の時間的な外挿だけでは、地形の影響を受けて非常に複雑な、わが国の降雨パターンの変動形態を表現しきれないところにある。少なくとも降雨へのインプットである水蒸気に関する情報を地形情報と併せて手法に取り込むようにしなければ精度の向上は望めない。

昭和63年度から現業化される気象庁の短時間降雨予測手法では、数値予報による総観スケールの風速場および水蒸気量分布を利用し、立平の計算方法⁶⁾をもとに地形性の雲が上空からの雨滴を成長させることによる降水量の増大効果を見積って予測値を補正して、水蒸気に関する情報を短時間降雨予測に生かそうとしており⁷⁾、一歩前進したと考える。しかし、豪雨時に問題となる対流性降雨に、地形が及ぼす影響

を直接考慮するものではない。特に梅雨時には、下層からの多量の水蒸気の流入が対流性降雨の発達・維持に重要な役割を果たしており⁸⁾、したがって下層の水蒸気流入量の偏りを考慮しなければ、対流性降雨を含む場合の予測値の補正は不十分なものとなる。さらに、総観スケールでみた水蒸気流入量の偏りを考慮するだけでは1つのレーダー観測域内の強雨域の偏りは説明できない。

すでに発表したように⁹⁾、昭和61年梅雨末期に近畿地方で生じた集中豪雨では、降雨域内での強雨の発生域とメソβスケールでみた下層風速場の偏りとの関係は、地形と結びつけて定性的に説明付けられ、さらに下層風速場の偏りは本質的には地形の影響によって生じていると推定される。つまり、総観スケールの風系が地形の影響によって偏りを持つことによる水蒸気流入量の偏りが重要であり、したがって下層風速場の偏りは、上空を不安定な場が通過する際にどの地域に豪雨が生じ易いかを知るための有力な情報の一つとなる。

さらに、総観場の状況は数時間のオーダーでみれば安定したものであり、地形は時間不変であるので、下層風速場の偏りが本質的に総観場の状況および地形から定まるものであるならばやはり数時間程度は安定であり、したがって短時間降雨予測への有効な情報源として利用可能となる。

そこで本研究では、メソβスケールでみた下層風速場の偏りが、レーダー観測域を通過するメソ擾乱に起因するというよりは、本質的にはむしろ総観場と地形の影響によるものであることをはっきりと確認するために、地形データおよび総観スケールの情報としての高層観測データのみからメソスケールモデルを用いた3次元数値シミュレーションを行い、昭和61年の集中豪雨時の下層風の流入形態の再現を試みた結果を示すとともに、再現した風速場に水蒸気を流入させて簡単な降雨モデルによって算定した降雨分布を示す。

2. アメダス地上風速場に現われる流入形態の偏り

Fig. 1は昭和61年7月21日23時に建設省深山レーダー雨量計によって観測された2.5 km高度の降水強度分布である。図に描いてある半径120 kmの円内がレーダー観測域である。降水強度は雨滴の粒度分布がマーシャル・パルマー分布¹⁰⁾に従うとして算定した。一方、底面の近畿地方の地図とともに示してある矢印は、アメダス地上風を線形内挿して求めたおよそその地上風速場である。ただし、矢印は矢先の地点の風速を表し、その長さは時速の2倍にしてある。すでに発表したように⁹⁾、地形の谷間を通るように紀伊

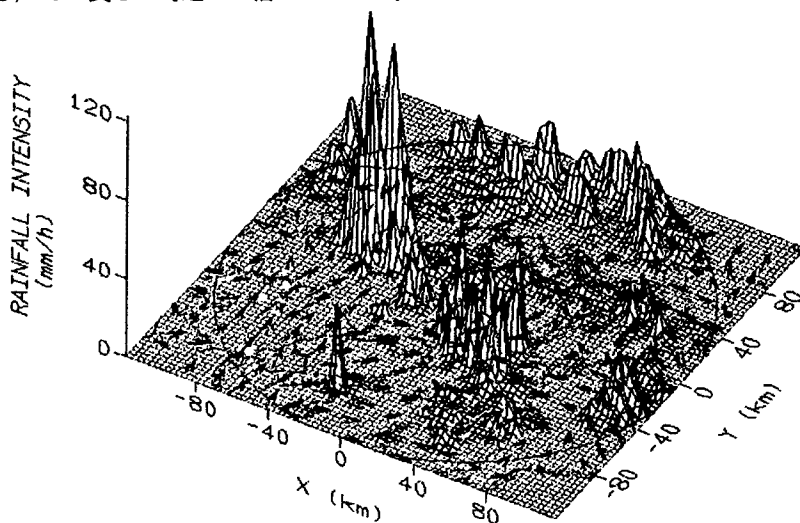


Fig. 1. Rainfall intensity at 2.5 km height and the surface wind observed by AMeDAS at 23 JST in July 21, 1986.

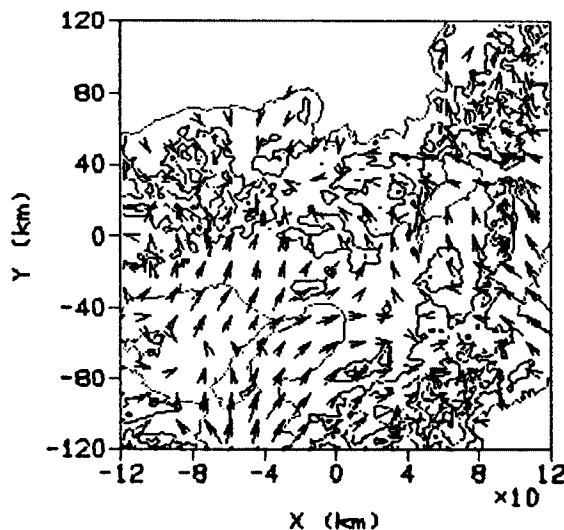


Fig. 2. Contours of ground level and the averaged surface wind from 19 JST on July 21, 1986 to 5 JST on July 22.

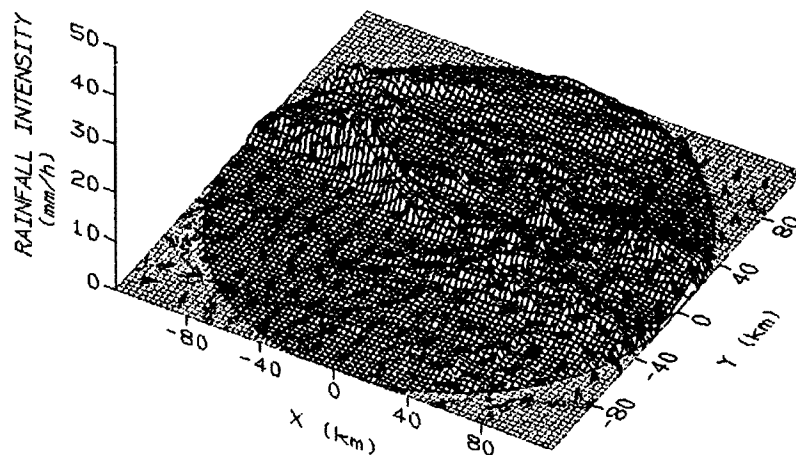


Fig. 3. Averaged rainfall intensity at 2.5 km height and the averaged surface wind.

水道から流入した南方からの湿った下層空気は、淡路島付近で分岐し、一方は兵庫県南部の平野を通過して中央の山岳地帯へ、もう一方は大阪湾を通過して京都府南部へ流入して、いずれも山岳とぶつかるあたりに強雨域が存在する。こういった、下層大気のマソβスケールでみた流入形態の偏りはこの時刻の前後5時間のアメダス地上風にも現われており、安定している。また降雨域がレーダー観測域を通過する時に上記の地域で特に強雨となっている。

こういった、下層大気の流れ形態の偏りが主に地形によって生じているかどうかを、まずはアメダスデータのみから確認する。Fig. 1に現われている風速ベクトルにはもちろん個々のメソ擾乱への流入成分も含まれているので、これらを除去する目的で19時から翌日5時までのアメダスデータを平均して時間的に平滑化したのがFig. 2である。図中、等高線によっておよその地形形態を表してある。このように時間的に平滑化した風速場にも前述した偏りが現われており、この段階でも推定したことがほぼ正しい

と言える。

同様に Fig. 3 は 5 分ごとのレーダーデータを時間的に平均して平滑化して算定した、19 時から翌日 5 時まで平均降雨強度分布を、Fig. 2 のアメダス地上風とともに示したものである。やはり兵庫県中央部と京都府南部に強雨域が存在し、推定した下層風速場と強雨域との関係もほぼ正しいと言える。

3. 山岳地形を導入したメソスケールモデルの基礎式

序論で述べたように、メソスケールでみた下層風速場の偏りの再現が目的であるので、メソスケールモデルを用いて数値計算を行なう。ここではその基礎式を示す。

3.1 デカルト直行座標系で表現した基礎式

まず、メソスケールでみた物理量 ϕ を、総観スケールでみた物理量 ϕ_0 と、それからの偏差 ϕ' とに分けて考える。つまり、

$$\phi = \phi_0 + \phi' \quad \dots\dots\dots (1)$$

とする。さらに、総観スケール、メソスケールともに静力学的釣合状態にあるとする。

従属変数としては気圧 p と気温 T の代わりに温位

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{R/C_p}, \quad \dots\dots\dots (2)$$

およびエクスター関数

$$\pi = C_p \left(\frac{p}{1000} \right)^{R/C_p} = \frac{C_p \cdot T}{\theta} \quad \dots\dots\dots (3)$$

を用いる。 R は乾燥空気の気体定数、 C_p は定圧比熱である。温位 θ は乾燥断熱過程のもとで保存される。ここで、エクスター関数 π を用いるのは、メソスケールでも静力学的釣合状態にあるという仮定のもとでは、①密度の偏差 ρ' を計算する必要がない、② $\partial\pi/\partial z \ll \partial p/\partial z$ であるので少ない誤差で差分表現ができる¹⁾、からである。

用いたメソスケールモデルの基礎式をデカルト直行座標系 (x, y, z) で表すと以下の通りである。

連続式

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_0 u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_0 v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_0 w) = 0, \quad \dots\dots\dots (4)$$

東西方向の運動方程式

$$\frac{du}{dt} = -\theta_0 \frac{\partial \pi'}{\partial x} + f(v - v_{g0}) + \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 K \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad \dots\dots\dots (5)$$

南北方向の運動方程式

$$\frac{dv}{dt} = -\theta_0 \frac{\partial \pi'}{\partial y} - f(u - u_{g0}) + \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 K \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad \dots\dots\dots (6)$$

静力学的釣合式

$$\frac{\partial \pi'}{\partial z} = \frac{\theta'}{\theta_0^2} g, \quad \dots\dots\dots (7)$$

熱力学的方程式

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{Q}{\pi}, \quad \dots\dots\dots (8)$$

水蒸気の保存式

$$\frac{dm_v}{dt} = -S_m, \dots\dots\dots (9)$$

水分の保存式

$$\frac{dm_l}{dt} = S_m + \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 W_l m_l) \dots\dots\dots (10)$$

ただし,

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \dots\dots\dots (11)$$

である。

ここで, u_{g0} , v_{g0} は総観場の地衡風で, ρ_0 とともに推定方法は 4. で述べる。 (u, v, w) は風速である。 K は渦拡散係数で高度 z の関数とし, 関数形については 6. で述べる。 m_v , m_l はそれぞれ水蒸気及び水分の混合比である。 S_m は単位時間当りに凝結する水蒸気混合比, Q はそれにともなう熱の出入りを表す。 W_l は大気に相対的な降水粒子の落下速度で下向きを正とする。ただし, 熱力学的には氷相を考慮せず, 落下速度のみ水滴と氷滴を区別する。また, 雲粒子と降水粒子の区別も行なわない。これら S_m , Q , W_l の取扱いについては 8. で述べる。

3.2 地形を導入した座標系で表現した基礎式

山岳地形を導入するために Colton¹²⁾ と同様に, 高度を表す独立変数 z の代わりに,

$$s = \frac{z - h(x, y)}{H - h(x, y)} \dots\dots\dots (12)$$

を独立変数として用いる。 h は地表の標高, H は解析対象領域上端の高度である。Fig. 4 は (x, y, z) 座標系の鉛直断面内に s 一定面を描いたものである。

(x, y, z) 座標系における s の偏微分が

$$\begin{aligned} \frac{\partial s}{\partial x} &= \frac{s-1}{H-h} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} & \frac{\partial s}{\partial y} &= \frac{s-1}{H-h} \cdot \frac{\partial h}{\partial y} \\ \frac{\partial s}{\partial z} &= \frac{1}{H-h} \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

となることを用いて, (4) ~ (11) 式を (x, y, s) 座標系で表すと, 次のようになる。ただし, ここでの x, y に関する偏微分は s 一定面での偏微分である。

連続式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_0 u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 v) + \frac{\partial}{\partial s} (\rho_0 \omega) \\ = \frac{1}{H-h} \left(\rho_0 u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho_0 v \frac{\partial h}{\partial y} \right), \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

東西方向の運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\theta_0 \frac{\partial \pi'}{\partial x} + (1-s) \frac{\theta'}{\theta_0} g \frac{\partial h}{\partial x} + f(v - v_{g0}) \\ &+ \frac{1}{\rho_0 (H-h)^2} \cdot \frac{\partial}{\partial s} \left(\rho_0 K \frac{\partial u}{\partial s} \right), \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

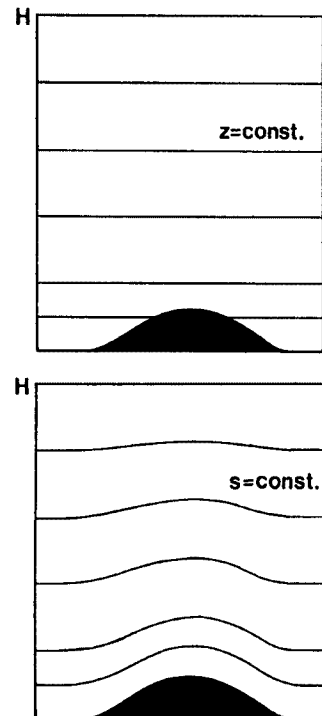
南北方向の運動方程式

Fig. 4. Schematic representation of z -constant lines and s -constant lines.

$$\frac{dv}{dt} = -\theta'_0 \frac{\partial \pi'}{\partial y} + (1-s) \frac{\theta'}{\theta'_0} g \frac{\partial h}{\partial y} - f(u - u_{g0}) \\ + \frac{1}{\rho_0(H-h)^2} \cdot \frac{\partial}{\partial s} \left(\rho_0 K \frac{\partial v}{\partial s} \right), \quad \dots\dots\dots (16)$$

静力学的釣合式

$$\frac{\partial \pi'}{\partial s} = \frac{\theta'}{\theta'_0} g(H-h), \quad \dots\dots\dots (17)$$

熱力学的方程式

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{Q}{\pi}, \quad \dots\dots\dots (18)$$

水蒸気の保存式

$$\frac{dm_v}{dt} = -S_m, \quad \dots\dots\dots (19)$$

水分の保存式

$$\frac{dm_l}{dt} = S_m + \frac{1}{\rho_0(H-h)} \cdot \frac{\partial}{\partial s} (\rho_0 W_l m_l), \quad \dots\dots\dots (20)$$

ただし,

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial s} \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\omega = u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} + w \frac{\partial s}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (22)$$

である。

数値計算はこれらの (x, y, s) 座標系で表した基礎式を差分近似して行なう。

3.3 風速場および降雨分布の再現方針

風速場の再現と降雨分布の再現は同時には行なわず、まず風速場を再現し、再現した風速場は固定したまま水蒸気を流入させて降雨分布を算定する。したがって、(14) ~ (20) 式すべてを連立して数値計算を行なうのではなく、まず (18) 式の Q をゼロとした上で (14) ~ (18) 式を連立させて u, v, ω, θ を求める。つまり、まず静力学的釣合状態および乾燥断熱過程のもとで流れ場の再現を試みる。その上で算定した u, v, ω を固定し、(18) ~ (20) 式を連立させて m_l を求め降雨強度を算出する。

このような手順を踏むのは次のような理由による。

- ① 2. で明らかにしたようにメソ β スケールでみた下層風速場の偏りは安定しており、したがってこの現象は降雨にともなう熱力学的な要因あるいはメソ擾乱に起因するというよりは、本質的には総観場の状態と地形の影響によって生じているものと推定され、この推定をより確かなものとするのが本研究の主目的である。
- ② 序論及び 2. で述べた風速場と降雨強度分布との定性的関係を確認するためには、雲物理過程を考慮しない簡単な降雨モデルを用いてでも、地形の影響を受けて偏りをもった風速場とそうでない風速場の両者に水蒸気を流入させて降雨分布を算定し、両者を比較することによって、水蒸気流入形態が降雨分布に及ぼす影響の重要性を確認しておくとともに、再現した降雨分布の形態と Fig. 2 で示した降雨強度分布の比較も行なう必要がある。

4. 高層データーによる総観スケールでの諸変数の推定

メソスケールモデルによる3次元流れの数値計算を行なうにあたって、基礎式中の総観スケールでの値 $\rho_0, u_{g0}, v_{g0}, \theta_0$ を定めておく必要がある。そこでここでは、解析対象領域周辺の高層観測 TTAA データ（観測圧力面は 1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100 mb 面、観測時間間隔は 12 時間）によるジオポテンシャル Φ 、温度、風速と静力学的釣合条件とから領域上空の任意地点の値を定める方法を示す。ただし、本章では添え字 0 は省略する。

まず、等圧面で考えると地衡風 u_g, v_g とジオポテンシャル Φ との間には、

$$u_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (23)$$

なる関係があり、さらに静力学的釣り合いの仮定を設けると、温度 T に関して

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho} = -\frac{RT}{p} \quad (24)$$

が成立するので、

$$\Phi = \{A_x(\ln p)^2 + B_x(\ln p) + C_x\}x + \{A_y(\ln p)^2 + B_y(\ln p) + C_y\}y + A_c(\ln p)^2 + B_c(\ln p) + C_c \quad (25)$$

とすれば、

$$u_g = -\{A_y(\ln p)^2 + B_y(\ln p) + C_y\}/f, \quad (26)$$

$$v_g = \{A_x(\ln p)^2 + B_x(\ln p) + C_x\}/f, \quad (27)$$

$$T = -\{2(A_x x + A_y y + A_c) \ln p + B_x x + B_y y + B_c\}/R \quad (28)$$

となる。ただし、 $\ln$ は自然対数を表す。ここで Φ の関数形を (25) 式のように定めたのは、

- ① 各観測点でのジオポテンシャルが $\ln p$ に関する 2 次関数に近くなっており (Fig. 5 参照)、
- ② 地衡風の高さ方向の変化が許されるようにするため、である。

観測される風が地衡風であるとすれば、(25) ~ (28) 式左辺の変数はすべて各観測点の各圧力場に対して得られるので、この 4 式の左辺と右辺の残差自乗和が最小となるように係数 $A_x \sim C_c$ を定める。ただし、 $\Phi, (u_g, v_g), T$ の残差をそれぞれ $10^3, 10, 10^2$ で除して正規化しておく。その上で、各変数の観測精度と上で述べた仮定が必ずしも成り立っていないことを考慮するために重み付けを行なう。たとえば風の観測精度は高いものとは言えず、かつ必ずしも地衡風とは限らないので、風の残差に対する重みを他の 2 変数の重みより小さくする。具体的には、レーダー観測域全体でみた流れ場の設定にはジオポテンシャルが重要であり、さらに対流不安定を考慮するなどの熱力学的な解析を行なう場合には次に温度が重要となるので、ジオポテンシャル、温度、風の残差に対する相対的な重みを 10:1:0.1 とする。

次に、同定した係数 $A_x \sim C_c$ を (25) 式に代入し、右辺の Φ を zg_0 に置き換え、 x, y, z を既知として得られる $\ln p$ に関する 2 次方程式を解き (x, y, z) における圧力 p を求める。ただし、 g_0 は標準重力加速度である。得られた p を (26) ~ (28) 式に代入すれば、 (x, y, z) における地衡風 (u_g, v_g) 、気温 T が定まる。密度 ρ は、状態方程式を通して p, T から求める。最後に、(2) 式によって温位 θ を求める。

さて、61 年 7 月 21 日 21 時の潮岬、米子、輪島の高層観測データから近畿地方周辺上空の値を求めた結果を Fig. 5 ~ Fig. 8 に示す。Fig. 5 は潮岬上空のジオポテンシャル高度、気温、風速を示したもので、実線が同定値、×印が観測値である。ジオポテンシャル高度、気温ともに同定値と観測値とがよく一致しており、ジオポテンシャル Φ の関数形が (25) 式で十分であったことを示している。一方、風の同定値と観測値とが若干異なっているのは、風に対する重みを小さくしたことと、前述したように風が必ずしも地衡風でないためである。Fig. 6 は同定されたジオポテンシャル高度の、Fig. 7 は気温の等値線を 1000 mb, 850 mb, 500 mb, 250 mb 面に関して示したものである。図中×印が高層観測点を表す。さらに、

Fig. 8 は同定された地衝風の風向風速鉛直プロファイルを示したもので、下層から上層にかけて南西風から北西風に変化している様子がわかる。

5. Low-pass filter を用いた山岳地形の平滑化

山岳地形を導入した流れ場の数値計算を行なうにあたり、差分計算の安定性を考慮して、地形データを Low-pass filter により平滑化する。その際、Doswell が行なったフィルターの応答特性の解析方法¹³⁾を用いて、数値計算の格子点間隔の2倍の波長を持つ調和波の振幅がフィルターによって0.05 倍以下に抑えられるようにする。平滑化の方法は以下の通りである。国土数値情報の地形データを1 km×1 kmの格子点上の値に変換しておき、格子点 (x_m, y_n) での標高を

$$\bar{h}(x_m, y_n) = \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N w(x_i - x_m, y_j - y_n) h(x_i, y_j)}{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N w(x_i - x_m, y_j - y_n)} \quad (29)$$

$$w(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4\alpha}\right) \quad (30)$$

とする。 (x_i, y_j) は格子点 (x_m, y_n) から x 軸, y 軸方向にそれぞれ Δx , Δy 以内の地形データの格子点, $M \times N$ はその点の総数である。ここで, α は任意のパラメータであり, フィルターの応答特性を利用して次のように定める。

(29), (30) 式を連続的に考えて,

$$\bar{h}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi, \zeta) h(x - \xi, y - \zeta) d\xi d\zeta, \quad (31)$$

$$f(x, y) = \frac{w(x, y)}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} w(x, y) dx dy} \quad (32)$$

とする。荷重関数 $f(x, y)$ の周波数特性を示す応答関数は, (32) 式のフーリエ変換より,

$$\hat{f}(k_x, k_y) = \exp\{-4\alpha(2\pi)^2(k_x^2 + k_y^2)\} \quad (33)$$

となる。ただし, k_x, k_y は調和波の x 軸方向, y 軸方向の波数である。ここで, 数値計算の水平方向の格子点間隔を Δ とし, $1/(k_x^2 + k_y^2)$ は (k_x, k_y) 方向の波長を表すのでこれを $n\Delta$ として(33)式に代入し, あらためて

$$\hat{f}(n) = \exp\{-4\alpha(2\pi/n\Delta)^2\} \quad (34)$$

とする。これは, 数値計算における格子点間隔 Δ の n 倍の波長をもつ調和波の振幅が, (31), (32) 式のフィルターによって $\hat{f}(n)$ 倍になることを意味する。そこで, $\hat{f}(2) \leq 0.05$ となる α を選ぶ。

もちろん, $\hat{f}(2)$ は数値計算の安定性からいえば, 小さいほどよい。しかし, $\hat{f}(2)$ をあまり小さくし過ぎると, メソ β スケールの波長成分の応答関数値も小さくなり, 序論で述べたようにメソ β スケールでみた地形の影響を考察するのが本研究の目的であるので, 好ましくない。そこで, 100 km程度の波長成分の応答関数値が少なくとも0.9 以上となるようにする。7. で述べるように本研究では Δ は9 kmとするので,

$$\hat{f}(11) \geq 0.9, \hat{f}(2) \leq 0.05 \quad (35)$$

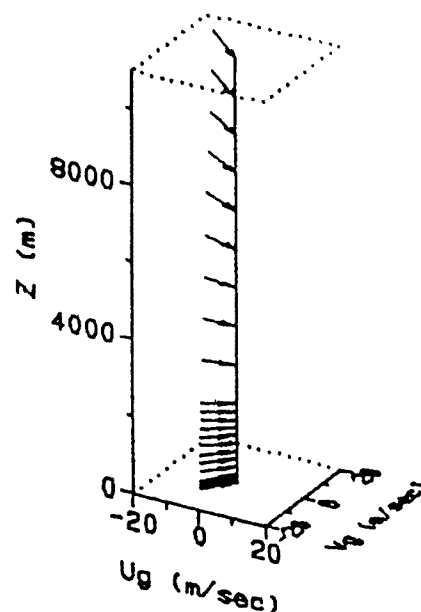


Fig. 8. Vertical profiles of the estimated geostrophic wind.

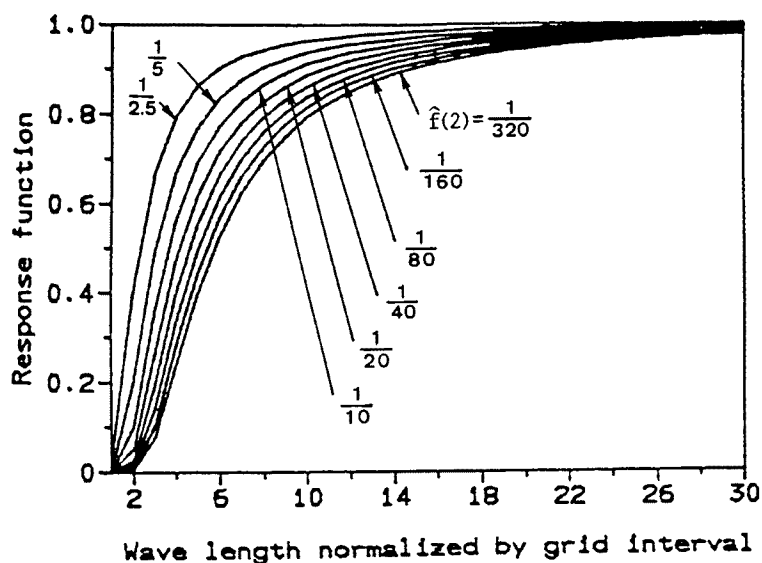


Fig. 9. Response function $\hat{f}(n)$ for various values of $\hat{f}(2)$. Where n means the wave length of harmonic wave normalized by grid interval Δ .

を条件に α を定める。この条件を満足する α を求める目的で、種々の $\hat{f}(2)$ の値について、 n と応答関数値 $\hat{f}(n)$ の関係を (34) 式から算定し図示したのが Fig. 9 である。この図から、条件 (35) を満たすものとして、結局 $\hat{f}(2) = 0.05$ となる α を用いることにした。

最後に、(29) 式の Σ をとる範囲 Δr_x , Δr_y を定める必要がある。そこで、(32) 式の荷重関数 $f(x, y)$ を新たに r , θ の関数とみなし、

$$F(r) = \int_0^r \int_0^{2\pi} f(r, \theta) r d\theta dr, \quad \dots\dots\dots (36)$$

がほぼ 1 に近いことと、計算時間の節約とを考慮して、 $r = 18$ km つまり、

$$\Delta r_x = \Delta r_y = 18 \text{ (km)} \quad \dots\dots\dots (37)$$

とした。

この Low-pass filter により平滑化した地形を 2 km メッシュで描いたものが Fig. 11 である。Fig. 10 に示す元の地形図と比べると、短波長成分が除去されなおかつメソ β スケール程度の地形の形態は保存さ

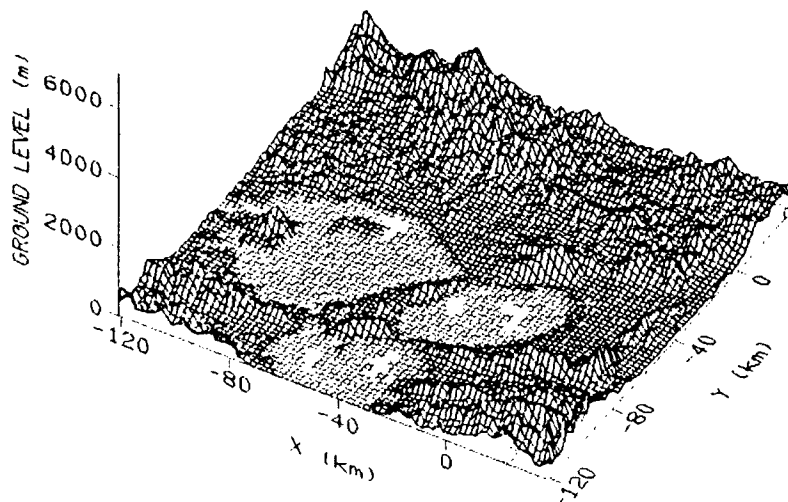


Fig. 10. Configuration of the ground around the Awaji Island in the Kinki District.

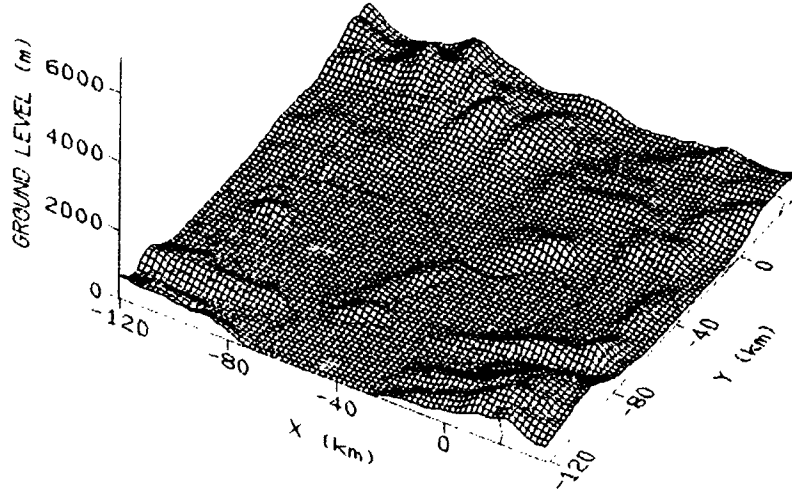


Fig. 11. Configuration of the ground smoothed by low-pass filter.

れていることがわかる。これは、数値計算での格子点間隔 Δ が 9 km、地形データの格子点間隔が 1 km であることから、連続的に取り扱った応答特性の解析が有効であったことを意味する。次章からは平滑化された地形の標高を新たに $h(x, y)$ と表すことにする。

6. 初期水平風速の算定

4. で推定した総観場の地衡風および密度をもとに、気圧傾度力、コリオリカ、サブグリッド項の釣合条件、つまり (15), (16) 式の最後の 2 項だけを考慮して、

$$\begin{aligned} f(v - v_{g0}) + \frac{1}{\rho_0(H-h)^2} \cdot \frac{\partial}{\partial s} \left(\rho_0 K \frac{\partial u}{\partial s} \right) &= 0, \\ -f(u - u_{g0}) + \frac{1}{\rho_0(H-h)^2} \cdot \frac{\partial}{\partial s} \left(\rho_0 K \frac{\partial v}{\partial s} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (38)$$

を連立させて、初期水平風速 (u, v) を算定する。

コリオリパラメータ f は北緯 35 度での値 8.3652×10^{-5} とし、 ρ_0 , u_{g0} , v_{g0} は 4. で推定した総観場の値を用いる。さらに渦拡散係数 K を

$$K = \begin{cases} 10 \text{ (m}^2/\text{s)} & (z(s) - h > 500\text{m}) \\ 0.35 \cdot (z - h) \cdot u_* & (z(s) - h < 500\text{m}) \end{cases} \quad (39)$$

とする。ただし摩擦速度 u_* は一定とし、値は $z - h$ が 500 m のところで $K = 10 \text{ (m}^2/\text{s)}$ となるように定める。このように K を水平風速の関数とせず地表からの高さだけの関数としたのは、(38) 式を、境界条件

$$u = v = 0 \text{ (} s=0 \text{)}, \quad \frac{\partial u}{\partial s} = \frac{\partial v}{\partial s} = 0 \text{ (} s=1 \text{)} \quad (40)$$

のもとで、鉛直方向の偏微分を中央差分で近似すれば、 u, v に関する連立一次方程式となるからである。

この連立一次方程式は、鉛直方向の格子点数の 2 倍の未知数をもつものの、線形方程式であるので容易に解くことができる。ここでこのように初期風速場を容易に求められる方法を用いた理由は以下の通りである。

① 短時間降雨予測手法を下層風速場の偏りを考慮した形で発展させるためには、地形の影響を受けた 3

次元的な流れ場をできるだけ簡単に再現する方法を採用しなければならない。その一つとしてアメダス観測高度を下端とし、アメダス地上風を下端の境界条件として同様に得られる連立一次方程式を解いて3次元的な流れ場を用いる方法が考えられる。

- ② その方法が有効であるかどうかを確認するためにも、同じ方法でアメダス地上風を用いずに初期水平風速を算出した上で数値計算を行ない、算定した下層風速場に2.で述べたようなメソβスケールで

みた偏りが算定されるかどうかを確認しておかねばならない。したがって、アメダス観測高度である地上十数メートルあたりの風速が、アメダスの地上風速とオーダー的に一致するように K の値および (39) 式の 500 m という値を定めた。

一方、 s 方向の格子点の配置は、7. の差分計算の安定性を考慮して下層の風速鉛直プロファイルが滑らかになるよう

$$s = 0, 5, 50, 100, 200, 400, 600, 800, 1000, \\ 1200, 1400, 1600, 1800, 2000, 3000, \\ 4000, 5000, 6000, 7000, 8000, 9000, 10000, \\ 11000 \quad (\times 1/11000)$$

と定める。

初期水平風速の算定は、 h をすべて 0 とした場合とそうでない場合の 2 通りについて行なう。前者は時間をかけて地形を徐々に導入する場合の初期値として用いる。

Fig. 12 は h を 0 として算定した、深山レーダーサイト上空の初期水平風速の鉛直プロファイルである。右図を見れば、Fig. 8 の地衡風と比べて下層風がかなり南よりになっているのがわかる。Fig. 2 で示したようにアメダス地上風は全体的には南方風となっており、その傾向が良く再現されている。一方、Fig. 13 は h を 0 とせずに算定した初期水平風速で、海上部で 100 m 高度の s 一定面の結果を示してある。また次章以降で示す図と同様、矢印の長さは時速を表わす。陸上部の方が南向きの小さな風速が表現されている。これは、 s 一定面でみると $\partial(z-h)/\partial x = -s\partial h/\partial x$ であるために、 h が大きいところでは s 一定面が地表に近くなるからである。

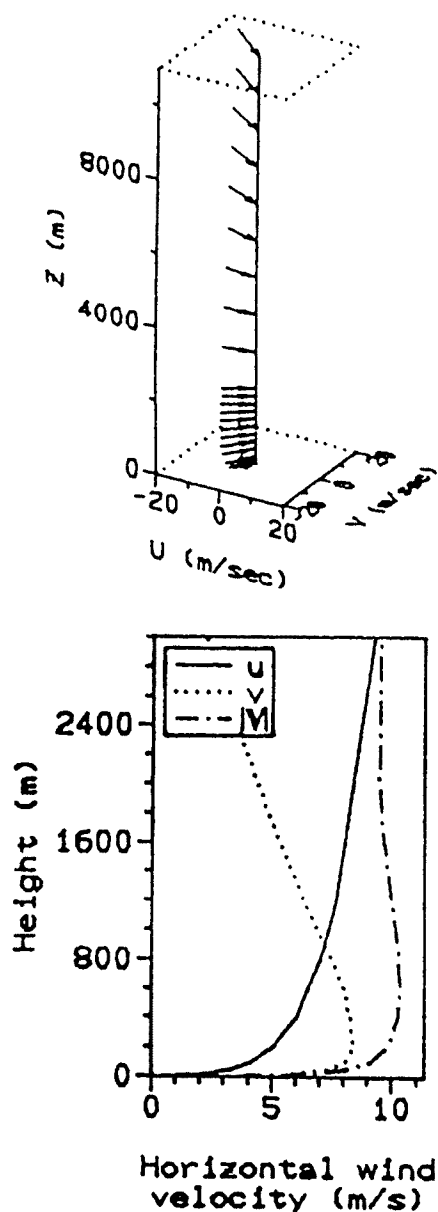


Fig. 12. Vertical profile of the calculated horizontal initial wind over the Miyama Radar site.

7. 山岳地形を導入したメソスケールモデルによる大気の3次元流れの再現

本章では、3. で示した山岳地形を導入したメソスケールモデルの基礎式を差分近似し、4. で算定した総観場の値および 6. で算定した初期水平風速を用いて3次元的な流れ場を再現した結果を示す。ただし、3.3 で述べたように水蒸気は考慮しない。つまり、(18)式右辺

の Q は 0 とした。再現した流れ場に水蒸気を流入させて降雨分布を算定した結果は 8. で示す。

7.1 基礎式の差分化と計算手順

水平方向の格子点間隔は、レーダー雨量計データの格子点間隔 (3 km) と計算機の記憶容量、解析領域および再現する現象のスケールを考慮して、 $\Delta x = \Delta y = 9$ km とする。ただし、風速の鉛直成分 ω は、水平成分 u , v から連続式を通して求めるのに都合がよいように、 x 軸方向、 y 軸方向にそれぞれ $\Delta x/2$, $\Delta y/2$ だけずらした格子点上で評価する。鉛直方向の格子点は 6. で定めたものを用いる。

基礎式は、時間的には前進差分で、空間的には移流項を上流差分で近似する以外はすべて中央差分で近似する。ただし、地形データは $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ の格子点上で与えたので、 $\partial h / \partial x$, $\partial h / \partial y$ は 1 km の差分間隔の中央差分で近似する。

計算手順は以下の通りである。

- ① 水平風速 u , v は 6. で算定したものを初期値とする。
- ② 温位 θ , エクスナー関数 π は、4. で算定した総観場での値を初期値とする。つまり、 θ' , π' の初期値は 0 である。
- ③ ω は連続式を通して u , v の初期値から算定したものを初期値とする。
- ④ u , v , ω , θ , θ' , π' を運動方程式、熱力学的方程式に代入し、次の時間ステップの u , v , θ を算定し、さらに θ_0 から θ' を算定する。
- ⑤ θ' と静力学的釣合式とを用いて上方から π' を求める。
- ⑥ u , v と連続式とから ω を算定する。
- ⑦ ④にもどり、次の時間ステップに移る。

7.2 解析領域および境界条件

(1) 解析領域

解析領域は、深山レーダー雨量計の仰角可変観測範囲 (半径 120 km の円内) に境界の影響が及ばないように、さらに、南北の境界が海上となるよう、最初はレーダーサイトから東西にそれぞれ 180 km, 南に 270 km, 北に 396 km の範囲内とし、後でさらに東に 180 km, 西に 90 km, 南に 54 km 拡張した。

(2) 側方境界条件

上流差分を用いるので、 u , v , θ の側方境界条件は領域への流入部、つまり初期流れ場の流入部のみで必要となる。南北の境界は近畿地方から離れた海上に設けたので、Dirichlet 型とし、初期値を境界値とする。一方、東西の境界では山岳が存在するので、Neumann 型の境界条件、

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (41)$$

とする。ただし、温位 θ の側方境界条件に付いては 7.4 で述べる。

π' の側方境界条件は流入部、流出部ともに

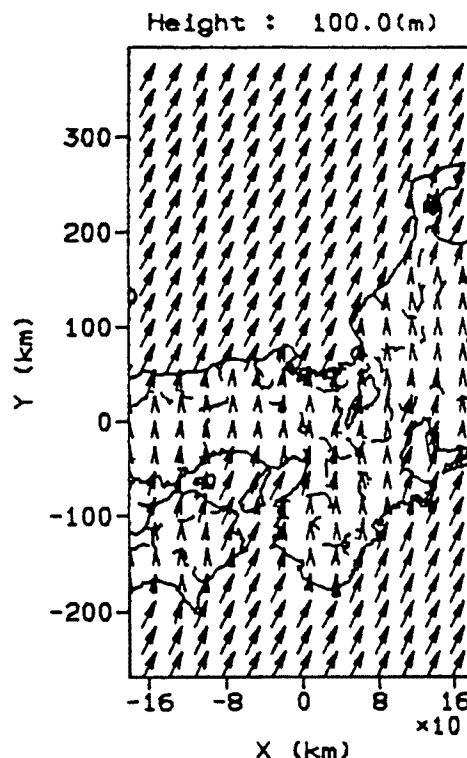


Fig. 13. Horizontal initial wind on s-constant planes. (100 m height over the sea area).

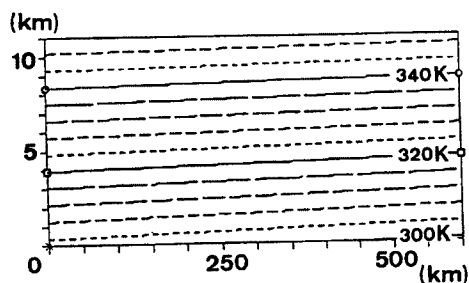


Fig. 14. Contours of synoptic scale potential temperature.

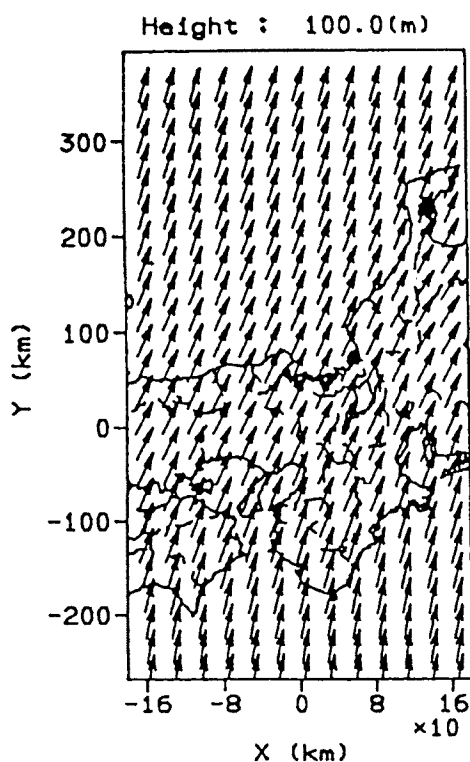


Fig. 15. Calculated wind field by neglecting the deviation of potential temperature. (100 m high over the sea area).

形の成長速度の最大値の Δt 倍が Δs の最小値 ($5/11000$) より小さくなるよう、4時間とする。

山岳地形を導入し終わった1時間後の結果を Fig. 15 に示す。山を導入し終わった時点の結果との違いはなく定常状態に達している。細かいスケールでの地形の影響はみられないものの、高さによって水平圧力勾配が異なる総観場の中を、大気山越えの際に異なる高度を通過することによる地形の影響がでてくる。しかし、2.で述べたような偏りは再現されていない。したがって、2.で述べた山岳の影響を再現するためには (15), (16) 式の右辺第1, 第2項が必要である。

$$\frac{\partial \pi'}{\partial x} = \frac{\partial \pi'}{\partial y} = 0 \quad (42)$$

とする。

(3) 下端および上端の境界条件

地表 ($s=0$) の風速および温位の境界条件は、

$$u=v=\omega=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial s}=0 \quad (43)$$

とする。 π' 下端の境界条件は必要としない。

上端の風速および温位の境界条件は、 $\omega < 0$, つまり流入部となる場合のみ必要で、

$$\frac{\partial u}{\partial s} = \frac{\partial v}{\partial s} = \frac{\partial \omega}{\partial s} = \frac{\partial \theta}{\partial s} = 0 \quad (44)$$

とする。また、 π' は0とする。

7.3 算定した流れ場

Fig. 14 は、4.で総観場の値として算定した温位の鉛直断面内の等値線である。この図から総観場の温位は水平方向の勾配を有することがわかる。ところが、初期値およびメソスケールモデルの総観場の値 θ_0 として、この水平方向の勾配を有する温位を用いるので、モデルの総観場の値 θ_0 を固定している限り、移流によって総観場からの変位 θ' が時間ステップが進むにつれて増大することになる。これは、山岳が流れ場に及ぼす影響の再現という主旨からは好ましくない。そこで、温位の変位 θ' をまったく無視した場合と、総観場の温位 θ_0 を地衡風によって移流させる場合の2通りの計算を試みた。

(1) 温位の変位を無視して算出した流れ場

$\theta' = 0$ とすると、(15), (16) 式の右辺第1, 第2項が0となる。右辺第1項も0となるのは、上端での π' の境界条件が0であることと、静力学的釣合式 (17) による。したがって、数値計算はこの条件のもとで (14) ~ (16) 式を連立して行なう。

差分時間間隔 Δt は、 $u \times \Delta t$, $v \times \Delta t$, $\omega \times \Delta t$ がそれぞれ Δx , Δy , Δs よりも小さくなるように定め、15秒とする。

一方、山岳地形は初めから導入せずに、時間をかけて一定の速度 ω_s で徐々に導入する。導入する時間は、地

(2) 温位の変位を考慮して算定した流れ場

本節の初めに述べた θ' に関する問題を考慮して、総観場の温位が地衡風で s 一定面内を移流するものとする。さらに、 θ_0 の初期値は同じ s 座標値に対応する海上部での高度の値を与える。つまり、 (x, y, s) 地点の初期値は (x, y) 地点で標高が $z = s(H-h) + h$ の地点の総観場の値とする。これは、 θ_0 に水平勾配がなければ、 s 一定面上で θ_0 を一定とすることを意味する。

流入部の境界条件は南北断面、東西断面ともに Dirichlet 型とし、移流を考慮した上で θ_0 を境界値として与える。最初は、東西断面の流入部は、Neumann 型として、 θ_0 の水平勾配を与えていたが、東西の流入部近辺の温位の等値線が大きく歪むため、南北断面と同じ境界条件に変更した。また、近畿地方に境界の影響が及ばないようにするため、7.2 (1) で述べた拡張領域で計算を行う。

まずは 7.2 と同様に、地形を徐々に導入しながらの計算を試みた。しかし、山を導入し終わらないタイムステップで水平風速がオーバーフローしてしまい、続行が不可能となった。さらに、 Δt を 5 秒、山岳地形の導入時間を半分の 2 時間として再度計算を行なったが、山岳地形を導入し終わるには至らなかった。

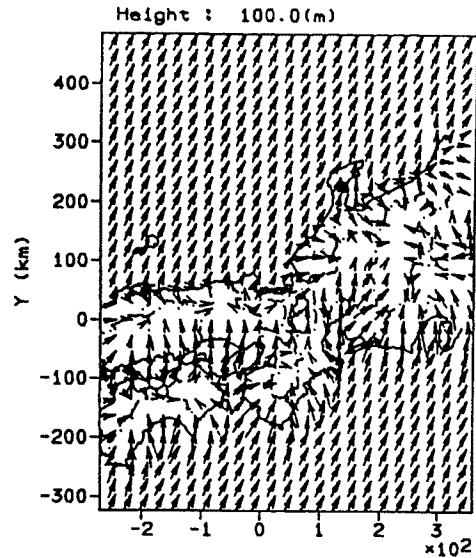


Fig. 16. Calculated wind field on a s -constant plan.

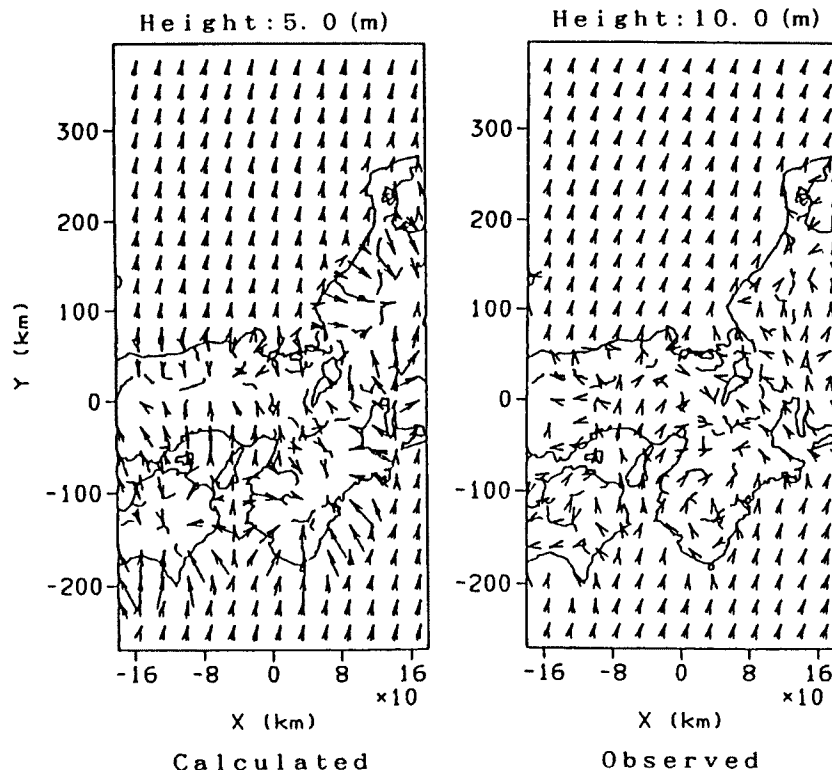


Fig. 17. Comparison of the calculated and observed wind field on the s -constant plane near the AMeDAS observation height.

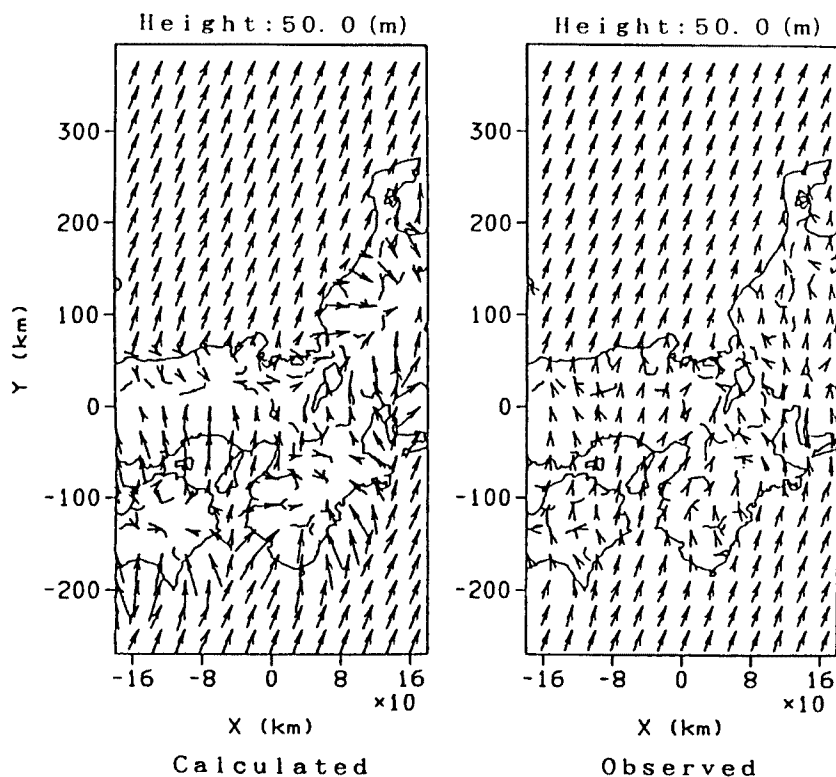


Fig. 18. Comparison of the calculated and observed wind field on the s -constant plane which is 50 m height over the sea area.

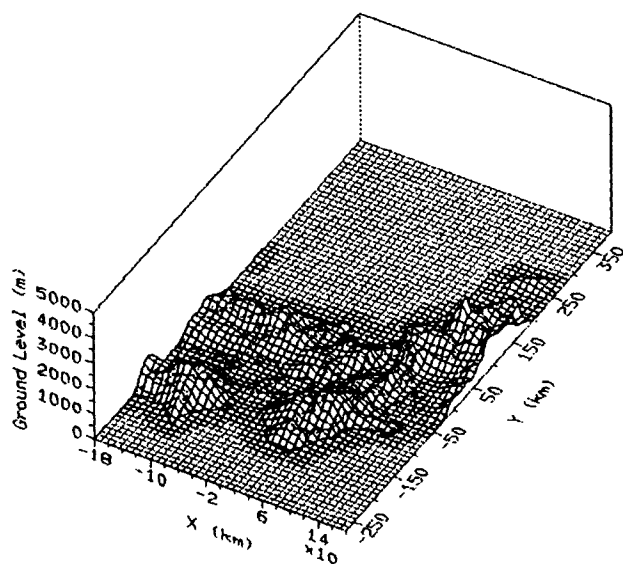


Fig. 19. Configuration of the ground used for the calculation.

そこで、最初から地形を導入した形で計算を進め、まだ風速がオーバーフローしない時点の結果で考察することにする。初期水平風速は、6. で山岳地形を導入して算定したものを用いる (Fig. 13 参照)。

Δt を 5 秒として計算した 15 分後の結果を示す。Fig. 16 は海上部で 100 m 高度の s 一定面の結果である。温位の変位を考慮しなかった場合の同じ高度の算定結果である Fig. 15 に比べれば、地形の影響による流れ場の偏りがかなり現われていることがわかる。

一方、Fig. 17, Fig. 18 は近畿地方周辺のさらに下層での算定結果を、観測値と比較したものである。ただし、右の観測値とは次のような操作を施したものである。Fig. 17 は、海上部では 6. で算出した 10 m 高度の水平風速、陸上部では観測地点でのアメダス水平風速を配置し、格子点周り 30 km 以内のこれらの値を平均して地表 10 m 高度の格子点の値としたもので、Fig. 18 はこれを下端の境界条件として 6. の方法で求めた 50 m 高度の風速場である。観測値より大きな風速が再現されているものの、風向は 2. で述べた偏りを比較的良好に再現している。さらに、紀伊水道南方からの流入成分が東西に分岐して徳島県と和歌山県の両方に流入する傾向、あるいは伊勢湾からの流入など、過大には再現されているものの、アメダス風をまったく用いていない計算結果であることを考慮すれば、非常に良く再現されている。

7.4 算定結果に対する力学的な考察

Fig. 19 に再現計算で用いた山岳地形を示す。Fig. 17, Fig. 18 と比較すればわかるように、流れが ∇h の方向に偏向することにより、流れに偏りが生じている。以下、このことに対して、若干の力学的な考察を行なう。

Fig. 20 に海上部で 50 m 高度の s 一定面でみた、 θ , π' , ω の等値線を、Fig. 21 に 5000 m 高度の等値線を示す。ただし、 π' , ω の負の領域には網がけを施してある。これらの図から、定性的には以下のように考えることができる。

- ① h が大きな所ほど $\omega < 0$ の程度が大きい。つまり、 $\nabla \omega \propto -\nabla h$ である。さらにこの傾向は上層ほど強い。ただし、 $\omega < 0$ は必ずしも $w < 0$ であることを意味するのではなく、流れが s 一定面を上から下に横切ることを意味する。
- ② Fig. 14 に示したように、 $\partial \theta / \partial s > 0$ であるから、 $\omega < 0$ の程度が大きいほど $\theta' > 0$ の程度が大きくなる。したがって、 $\nabla \theta' \propto \nabla h$ であり、上層ほど比例定数が大きくなる。ただし、Fig. 20 を見れば、下層では必ずしも $\nabla \theta' \propto \nabla h$ とはなっていない。つまり、 θ' の極大域と h の極大域とは若干ずれている。これは、下層では上層よりも ω の絶対値が数オーダー小さく、したがって $\omega < 0$ が要因となる θ' の増大の程度が小さいからである。しかし、図には示していないが、2000 m より上空では $\nabla \theta' \propto \nabla h$ となっている。
- ③ 一方、(17) 式より、

$$\begin{aligned} -\nabla \pi'(s) &= \nabla \int_s^1 \frac{\theta'}{\theta_0^2} g(H-h) ds \\ &= \int_s^1 \frac{1}{\theta_0^2} g(H-h) \nabla \theta' ds - \int_s^1 \frac{\theta'}{\theta_0^2} g \nabla h ds \dots\dots\dots (45) \end{aligned}$$

であり、算定結果から判断すると右辺第 1 項は第 2 項よりも 1~2 オーダー大きい。したがって、 $-\nabla \pi'$ は $\nabla \theta'$ の鉛直方向の積分値に比例することになり、2000 m より上空では $\nabla \theta' \propto \nabla h$ となっているので、下層においても $-\nabla \pi' \propto \nabla h$ となる。

- ④ (15), (16) 式と (38) 式とを比較すればわかるように、初期風速場からの偏向をもたらすのは、

$$-\theta_0 \nabla \pi' + (1-s) \frac{\theta'}{\theta_0} g \nabla h$$

であるから、流れは ∇h の方向に偏向されることになる。

以上のことから、 ∇h の方向に流れが偏向する根本的な理由は、算定した初期風速場が $\nabla \omega \propto -\nabla h$

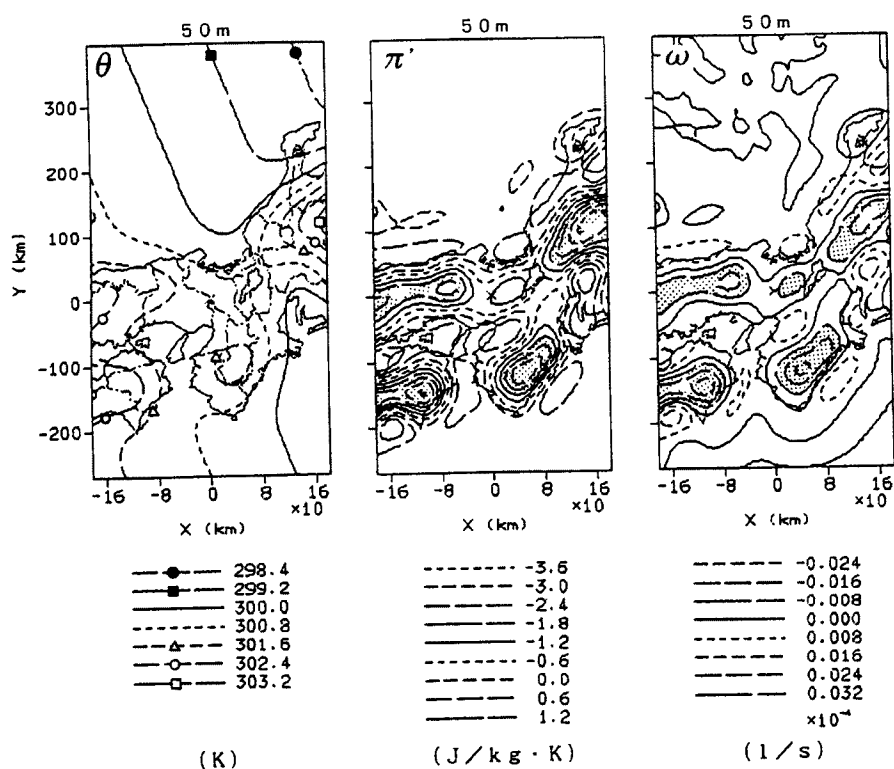


Fig. 20. Contours of θ , π' and ω on s -constant planes. (50 m height over the sea area).

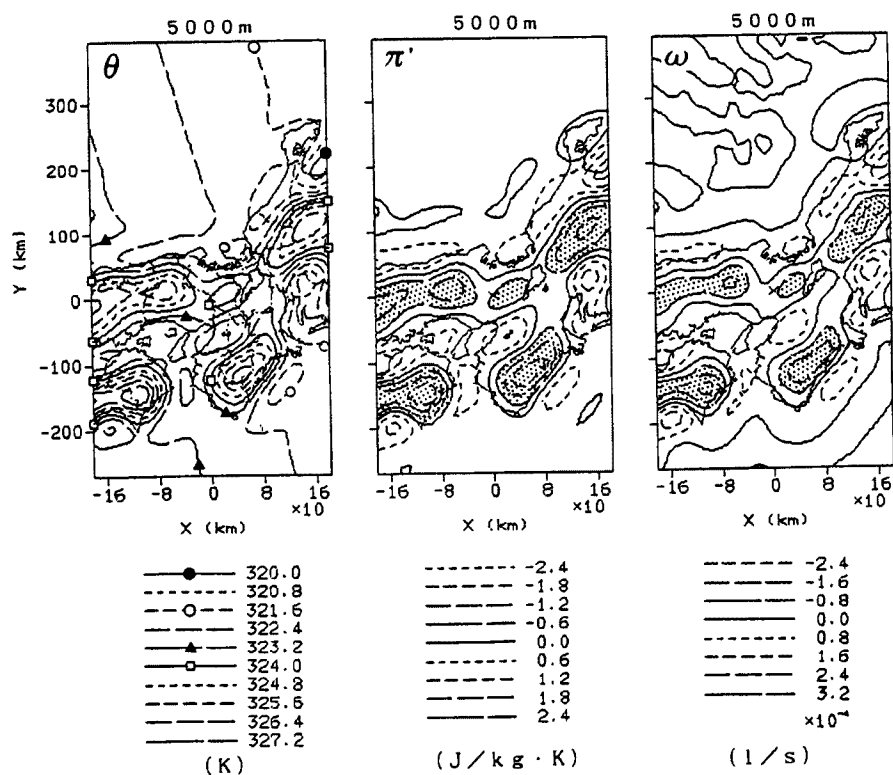


Fig. 21. Contours of θ , π' and ω on s -constant planes. (5000 m height over the sea area).

であったこと、および再現計算の際に、 θ_0 に水平勾配がなければ s 一定面上で θ_0 が一定となるような θ_0 の与え方をしたことである。算定した流れ場が観測値を本質的には再現しているので、 θ_0 の取扱いは妥当であったということになる。

以上、静力学的釣合の仮定では表現し切れない部分もあるが、下層流入場の偏りは、メソ擾乱によるものというよりは地形と総観場の状況で定まっているものといえる。

8. 降雨分布の再現

本章では、7.で示した流れ場に水蒸気を流入させることによって算定した降雨分布を示す。ただし、3.3で述べたように流れは固定したまま算定する。

8.1 降雨モデルおよび境界条件

降雨分布の算定には、7.で算定した u , v , ω を固定したまま(18)～(20)式をだけを用いて行なう。 Q , S_m , W_i の扱いはColton¹²⁾に従う。つまり、 Q , S_m についてはAsai¹⁴⁾の方法に従い、 W_i はOgura and Takahashi¹⁵⁾の式により算定する。仮定は以下の通りである。

- ① 熱力学的には氷相は考慮しない。ただし、空気に相対的な雨滴の落下速度については、氷相と水相とを区別し、

$$W_i = \begin{cases} 31.2(\rho_0 m_i)^{0.125} & (T \geq 0) \\ 5.92(\rho_0 m_i)^{0.11} & (T < 0) \end{cases} \dots\dots\dots (46)$$

を用いる。ただし、 ρ_0 は g/cm^3 , W_i は m/s , T は $^{\circ}\text{C}$ の単位である。

- ② 過飽和の状態にある水蒸気はすべて凝結する。
③ 不飽和の状態では、飽和に達するまで雨滴は蒸発する。

一方、境界条件は θ , m_v , m_i すべて、7.の u , v と同じとし、Diriclet型の条件を与える南北断面の流入部では初期値を与える。

8.2 算定した降雨分布

Fig. 22に、算定した4時間後の5 m高度の降雨分布を示す。(a)は温位の変位を無視した流れ場、(b)は温位の変位も考慮した場合の流れ場に対する結果である。ともに初期値は、 θ は7.の算定結果とし、 m_i は0とした。一方 m_v は、相対湿度が標高0 mで98%, 3000 mで90%, 上端で50%となるように与えた。

もちろん、流れ場の計算時に対流現象を考慮していないので、この図は対流性降雨による降雨分布を表しているのではない。さらに、降雨モデルも雲物理過程を考慮しない単純なものである。しかし、湿潤空気が山岳を越える際に水蒸気が凝結して降雨となる量を計算しているのであるから、この分布が表現しているものは、上空を非地形性の降雨帯が通過したときの降雨強度の増大量の分布であり、不安定場が通過したときの対流性降雨の発生・発達の一やすさである。そして、そういった分布が、同じ総観場の状況であっても、地形の影響により偏りを持った流れ場とそうでない仮想の流れ場とでは、異なってくることをこの図は示している。

図中、120 kmの円内が深山レーダーの観測域である。Fig. 3に現われている兵庫県中央部と京都府南部の強雨域が、(b)の方には算定され、(a)の方には算定されていない。したがって、2.で推定したように本質的には、地形の影響によって偏りの生じている下層の水蒸気流入量分布と地形との相互作用によって、降雨帯が通過する際にこれらの地域で特に強雨が発生したものと考えられる。

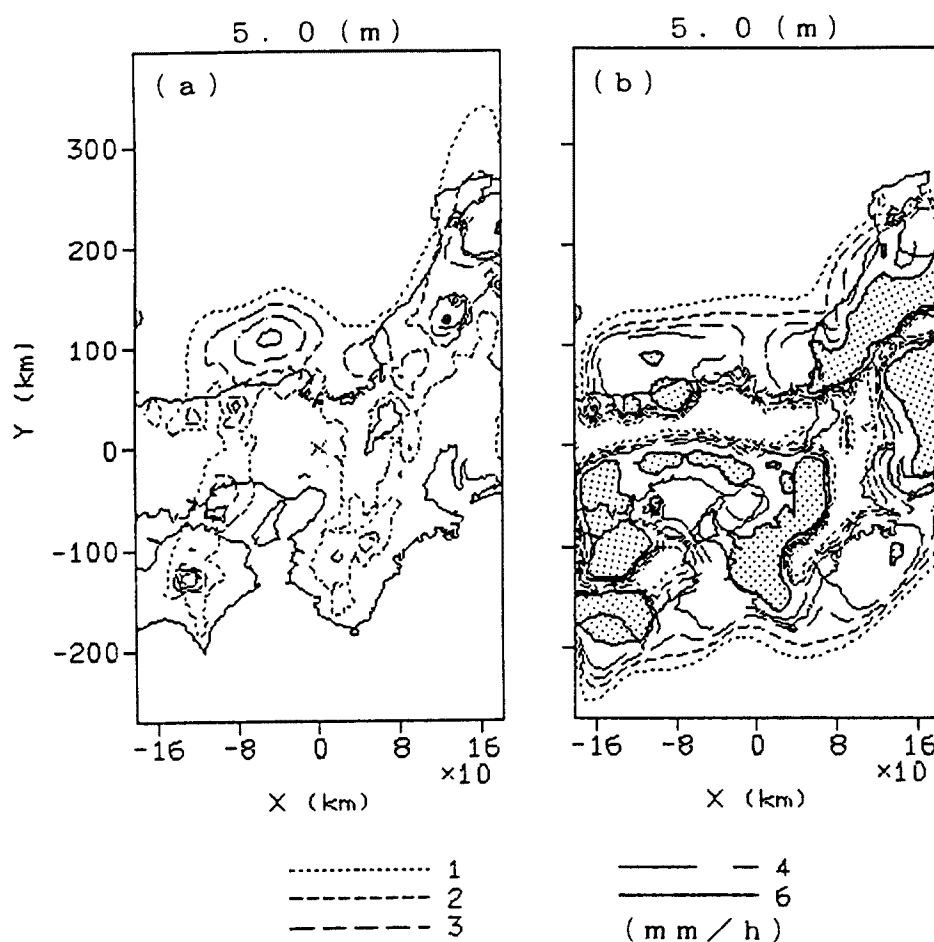


Fig. 22. Calculated rainfall intensity on s-constant planes.

9. 結 論

以上、上空を不安定な場が通過する際にどの地域に豪雨が生じ易いかを知るためには下層の水蒸気流入量の偏りに関する情報が重要であり、しかもメソβスケールでみた下層風速場の偏りは、メソ擾乱によるものというよりは、本質的には地形と総観場の状況で定まることを、観測例および静力学的釣合の仮定を設けたメソスケールモデルを用いた数値計算を通して示した。

静力学的釣合の仮定だけから表現しきれない部分もあるものの、再現した結果は観測値を良く表現しており、地形、総観場という情報から水蒸気の流入形態、ひいては強雨域の局地性という非常に重要な情報を抽出して行ける可能性が示されたと考える。したがって、今後は他の強雨事例についても同様の調査を行いつつ、これらの調査結果を短時間降雨予測に結びつけて行くために、下層の本質的な偏りをも表現された3次元的な流れ場をできるだけ簡単に算定するための手法、たとえば7.2で示したような、アメダス地上風に若干の処理を施したものを下端の境界条件として6.の方法で風速場を算定するといった方法を、開発して行く必要がある。

参 考 文 献

- 1) 立平良三・牧野義久：デジタル化されたエコーパターンの予測への利用，研究時報，Vol. 26，1974，pp. 188 - 199.
- 2) Austin, G. L. and A. Bellon: The Use of Digital Weather Record for Short-Term Precipitation Forecasting, Quart. J. R. Met. Soc., Vol. 100, 1974, pp. 658 - 664.
- 3) 大倉 博・石崎勝義・中尾宏臣・森本陸世：レーダー雨量計を用いた短時間降雨予測，第 27 回水理講演会論文集，1983，pp. 349 - 354.
- 4) 椎葉充晴・高棹琢馬・中北英一：移流モデルによる短時間降雨予測手法の検討，第 28 回水理講演会論文集，1984，pp. 349 - 354.
- 5) 吉野文雄・水野雅光・兪 朝夫：雨域追跡法による短時間降雨予測の精度，第 31 回水理講演会論文集，1987，pp. 209 - 214.
- 6) 立平良三：雨滴成長を考慮した地形性降雨の計算，天気，Vol. 23, No. 2, 1976, pp. 27 - 32.
- 7) 竹村行雄：雨の短時間予報，天気，Vol. 34, No. 4, 1987, pp. 11 - 20.
- 8) 二宮洸三・秋山孝子：豪雨の水収支，気象研究ノート，第 138 号，1979，pp. 91 - 117.
- 9) 中北英一・筒井雅行・池淵周一・高棹琢馬：3 次元レーダー雨量計情報の利用に関する基礎的研究，京都大学防災研究所年報，第 30 号 B-2，1987，pp. 265 - 282.
- 10) Battan, L. J.: Radar Observation of Atmosphere, The University of Chicago Press, 1973.
- 11) Pielke, R. A.: Mesoscale Meteorological Modeling, Academic Press, 1984.
- 12) Colton, D. E.: Numerical Simulation Orographically Induced Precipitation Distribution for Use in Hydrologic Analysis, J. Appl. Meteorol., Vol. 15, 1976, pp. 1241 - 1251.
- 13) Doswell C. A.: Obtaining Meteorologically Significant Surface Divergence Fields through the Filtering Property of Objective Analysis, Mon. Wea. Rev., Vol. 105, 1977, pp. 885 - 892.
- 14) Asai, T.: A Numerical Study of the Air-Mass Transformation over the Japan Sea in Winter, J. Meteor. Soc. Jpn., Vol. 43, 1965, pp. 1 - 15.
- 15) Ogura, Y. and T. Takahashi: Numerical Simulation of the Life Cycle of Thunder Storm Cell, Mon. wea. Rev., Vol. 99, 1971, pp. 895 - 991.