

非静水圧ネスティングモデルによる 局地風系のシミュレーション*

齊藤和雄**・猪川元興***

要 旨

1 ウェイのネスティングによって変化する一般場の情報を側面境界を通じて表現出来るように改良した非静水圧・非弾性系の3次元モデルを用いて、関東地方・中部日本の局地風系のシミュレーションを行った。分解能の等しい非静水圧モデル同士のネスティングでは、ネスティングによって領域の狭いモデルでも、より広い領域のモデルが表現する循環系が良く再現された。水平分解能 10 km の非静水圧モデルを気象庁 JSM とネスティングする事により、アメダスで観測された実況の局地風系が良くシミュレートされた。

1. はじめに

現在の数値予報モデルには、一般に鉛直方向に静水圧 (静力学) 近似を行ったプリミティブ方程式が用いられている。プリミティブ方程式による数値予報モデルは、総観場予報には大きな成果を収めており、気象庁 JSM (水平分解能 30 km~40 km) のような狭領域モデルでは、メソ α スケール (水平スケール 200 km~2,000 km) より大きな現象までは、かなり良く表現されるようになっている。しかしながら、静水圧近似のモデルは、鉛直方向の運動方程式を持たないため対流を陽に表現する事が出来ない、山岳波などの低周波内部重力波を正しく表現出来ない、等の欠点を持っている。このような現象のシミュレーションや、これらの現象の効果が重要になるメソ β スケール (水平スケール 200 km~20 km) 以下の現象を扱うには、静水圧近似を行わない非静水圧モデルを用いる事が望ましい。

非静水圧モデルは、連続の式の扱いによって解に音波を含む弾性系 (elastic) の方程式を用いるモデルと、音波を解に含まない非弾性系 (anelastic) の方程式を用いるモデルの2つに大別される。前者のモデルとしては、Tapp and White (1976), Cotton and Tripoli (1978),

Klemp and Wilhelmson (1978), 栗原 (1984), 吉崎 (1988), Satomura (1989), 郷田・栗原 (1991) 等があり、後者のモデルとしては、Clark (1977), Orlanski (1981), Soon and Ogura (1980), 高橋・木村 (1988) 等が挙げられる。弾性系モデルでは厳密な連続の式を用いるため、近似がないという利点を持っているが、音波を damp するような時間積分スキームが必要となる。対流や山岳波の表現という意味では非弾性系モデルでも十分な精度を持っており、両者の優劣は現時点では明らかにはなっていない。

非静水圧モデルは、当初主に現象理解のための研究用のモデルとして開発され、単純化した初期場に人工的な境界条件を与えたシミュレーションが行われる事が多かったが、近年ではより現実的なシミュレーションも行われるようになってきている。前述したモデルの内、Tapp and White (1976) のモデルは Carpenter (1979), Golding (1990) らによって改良され、イギリス気象局で局地予報モデルとしてルーチン化されている。また Clark (1977) のモデルは NCAR (米国国立大気研究所) でウェイのネスティングが可能なモデルに改良され (Clark and Farley, 1984), 大きな成果を収めている。但し、前者のイギリス気象局のモデルは、水平分解能 15 km で対流をパラメタライズするなど、必ずしも小スケール現象の予報を目的としたものではなく、後者の NCAR のモデルは、これまでのところ研究用モデルの域を脱していないようである。将来の力学的短時間予報の実現を目指した非静水圧モデル実用化の努力は、各方面で現在進行

* Numerical Simulation of Local Wind by a Nonhydrostatic Nested Model.

** Kazuo Saito 気象研究所予報研究部.

*** Motoshi Ikawa 故人(前気象研究所予報研究部).

—1992年2月21日受領—

—1992年6月17日受理—

中である。

今回報告するのは、気象研究所予報研究部で開発中の非静水圧モデルで、基礎方程式系には非弾性方程式を用いている。初期場の作成に変分客観解析の手法を用い、放射条件を用いた1ウェイのネスティングによって変化する一般場の情報を側面境界を通じて表現する事が出来る。気象庁JSMのような静水圧近似の数値予報モデルと結合する事により現実的なシミュレーションが可能である。ここでは、ネスティングのテストとしてドライモデルを用いた関東地方・中部日本の局地風系のシミュレーションの結果を示す。

2. モデルの概要

モデルの基本フレームは、気象研究所予報研究部において開発された非静水圧モデル (Ikawa and Saito, 1991) の非弾性方程式バージョンに依っている。モデルの基礎方程式の概要を以下に説明する。

(a) 力学フレーム

力学フレームは地形に従った座標系 (z^* 系) を導入して山を取り扱えるようにした非弾性方程式系で、Clark (1977) に基礎をおいている。 z^* 座標は Z_s を山の形、 H をモデル大気の高さとして次の式で表される。

$$z^* = \frac{H(z - Z_s)}{H - Z_s} \quad (1)$$

z^* 座標で書いた運動方程式は、 $\bar{\rho}$, $\bar{\theta}_V$ を z のみによる基本場の密度と仮温位、 θ_V , p' を基本場からのずれの量、 $C_s (= \sqrt{\gamma RT_V})$, $\gamma = C_P/C_V$: 空気の定圧比熱 C_P と定積比熱 C_V の比、 R : 気体常数、 T_V : 仮温位) を音速、 g を重力加速度、 f_1, f_2 をコリオパラメータ ($f_1 = 2\Omega \sin \phi$, $f_2 = 2\Omega \cos \phi$, Ω : 地球回転の角速度、 ϕ : 緯度)、DIF. を拡散項として、次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} + \frac{\partial G^{1/2} p'}{\partial x} + \frac{\partial G^{1/2} G^{13} p'}{\partial z^*} = & - \left\{ \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} uu}{\partial x} \right. \\ & \left. + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} vu}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \omega u}{\partial z^*} \right\} + f_1 \bar{\rho} G^{1/2} v \\ & - f_2 \bar{\rho} G^{1/2} w - \text{DIF. } u \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial t} + \frac{\partial G^{1/2} p'}{\partial y} + \frac{\partial G^{1/2} G^{23} p'}{\partial z^*} = & - \left\{ \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} uv}{\partial x} \right. \\ & \left. + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} vv}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \omega v}{\partial z^*} \right\} - f_1 \bar{\rho} G^{1/2} u \\ & - \text{DIF. } v \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} w}{\partial t} + \frac{\partial G^{1/2} p'}{G^{1/2} \partial z^*} + g \frac{G^{1/2} p'}{C_s^2} = & - \left\{ \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \omega w}{\partial x} \right. \\ & \left. + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v \omega}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \omega \omega}{\partial z^*} \right\} + \bar{\rho} \Gamma^{1/2} g (\theta_V / \bar{\theta}_V) \end{aligned}$$

$$+ f_2 \bar{\rho} G^{1/2} u - \text{DIF. } w \quad (4)$$

コリオリ力は、 f_2 に関する項は静水圧モデルでは通常無視されるが、このモデルでは考慮している。この項を入れた事による循環場の違いは今回の実験例では僅かだった。地球が球面である事や地図投影に起因する、曲率項やマップファクターは無視されている。

$G^{1/2}$, $G^{1/2} G^{13}$, $G^{1/2} G^{23}$ は座標変換のテンソルで、

$$G^{1/2} = 1 - Z_s/H \quad (5)$$

$$G^{1/2} G^{13} = (z^*/H - 1) \partial Z_s / \partial x, \quad (6)$$

$$G^{1/2} G^{23} = (z^*/H - 1) \partial Z_s / \partial y \quad (7)$$

で定義される。 ω は z^* 系での鉛直速度で、 z 系での鉛直速度 w と水平風 u, v を用いて

$$\omega = dz^*/dt = (1/G^{1/2})(w + G^{1/2} G^{13} u + G^{1/2} G^{23} v) \quad (8)$$

で関係付けられる。非弾性方程式系の連続の式は

$$\frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \omega}{\partial z^*} = 0 \quad (9)$$

で与えられる。弾性系のモデルでは右辺に密度の時間変化項が付け加わる。

熱力学の式は温位の保存式として

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & - \left(\frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \theta u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \theta v}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \theta \omega}{\partial z^*} \right) \\ & / \bar{\rho} G^{1/2} - \text{DIF. } \theta \end{aligned} \quad (10)$$

で与えられる。雲物理を含む場合は右辺に非断熱加熱の項が付け加えられる。

気圧は非弾性の方程式系では予報変数ではなく、診断的に求められる。気圧の診断式は(2)~(4)式を微分し(8)式で w を ω で置き換えてポアソン型の方程式として得られ、ノイマン型の境界条件を与えた Dimension Reduction Method (Ogura, 1969; Ikawa and Saito, 1991) により解かれる。山を入れた場合、気圧の診断方程式を解くのに繰り返し計算が必要になるため、従来のモデル (Ikawa, 1988) では計算時間がかかるという欠点があったが、今回のモデルではプログラムの改良により繰り返し計算部分のベクトル化率を高め、計算時間を大幅に縮小している。

(b) 拡散係数と物理過程

拡散項の計算に用いられる渦拡散係数は乱流クロージャモデル (Klemp and Wilhelmson, 1978; Deardorff, 1980) によりサブグリッドスケールの乱流エネルギーを予報変数として求め、それから計算される。渦拡散の他に、数値計算上のノイズを抑制するため、非線形拡散・4次の線形拡散・タイムフィルターがモデルには付け加えられている。時間積分はリーブプロックで行われる。

モデルの上部境界は摩擦の無い壁で、重力波の反射を

防ぐため、 $z > z_D$ の領域にレーリー摩擦による吸収層を置いている。レーリー摩擦は、吸収層の下部では弱くモデル上端付近では強くなるように、予報変数 q の時間変化率に次の修正項を加える事によってかけている。

$$D(f) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left(\pi \frac{H-z}{H-z_D} \right) \right\} \frac{q_E - q}{\tau_R} \quad (11)$$

ここで q_E は予報変数の一般場の値、 $\tau_R (= 1, 800\text{s})$ はレーリー摩擦の強さを表す時定数である。下部境界では、接地境界層を仮定して地面（海面）温度に応じた運動量や熱のフラックスを計算する物理過程が組み込まれている。これらの値は陸地占有率に応じて海陸の判定を行い、海面では Kondo (1975)、陸面では Sommeria (1976) に基づいて計算される。但し、地面温度は予報せずに外部から与えている。また放射過程は含まれていない。モデルは精密な雲物理過程 (Ikawa *et al.*, 1991) を含んでいるが、今回のシミュレーションは仮温位の計算に水蒸気量を用いている他は、ドライモデルで行った。これらの拡散係数の計算と物理過程の詳細については、Ikawa and Saito (1991) を参照願いたい。

3. 初期値

(a) 初期値の内挿法

ネスティングに際して、埋め込まれる非静水圧モデル（以下「子モデル」、又は単に「モデル」と称する場合がある）の初期値は、低分解能の広領域モデル（以下「親モデル」と称する）の予報値を線形内挿して作成している。但し、両者の分解能の違いにより含まれる地形が異なる事から内挿には注意が必要である。現モデルでは、風（親モデルが静水圧モデルの場合は水平風のみ）・水蒸気量については、親モデルの予報する境界層の表現が残るように、それぞれの地形による z^* 系を基準にして内挿を行った。一方、温位については内挿に起因する不自然な浮力が生じないように、親モデルの予報値を z 系で内挿してから子モデルの地形による z^* 系に変換している。

(b) 基本場

基本場は、親モデルの予報値を内挿して得られた子モデルの初期値の温位・水蒸気場を、 z 系で水平平均した値

$$\bar{\theta}(z) = \frac{\iint \theta dx dy}{\iint dx dy} \quad (12)$$

$$\bar{Q}_V(z) = \frac{\iint Q_V dx dy}{\iint dx dy} \quad (13)$$

から基本場の仮温位 $\bar{\theta}_V = \bar{\theta}(1 + 0.61 \bar{Q}_V)$ を求め、これか

ら

$$\bar{\pi} = \bar{\pi}_S - \frac{g}{c_p} \int_0^z \frac{dz}{\bar{\theta}_V} \quad (14)$$

$$\bar{p} = p_0 \bar{\pi}^{c_p/R} \quad (15)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{p}}{R \bar{\theta}_V} \quad (16)$$

で与えている ($p_0 = 1, 000 \text{ mb}$)。 $\bar{\pi}_S$ は子モデルの領域で平均した親モデルの海面気圧 p_S を用いて、 $\bar{\pi}_S = (\bar{p}_S / \bar{p}_0)^{R/c_p}$ で与えられる。

(c) 変分法による風速場の初期化

親モデルの格子点値を内挿して作られた子モデルの風の場合は、地形の違い・内挿誤差等により必ずしも非弾性の連続の式 (9) 式を満足していない。今回のネスティングモデルは全領域で非弾性の連続の式と上・下部の境界条件を満足する初期場を作るため、変分客観解析の手法 (Sharman, 1978) で内挿した水平風を修正し、鉛直風を求めている。

親モデルの格子点値を内挿して作られた子モデルの第 0 近似の風場を u_0, v_0, w_0 とするとき（現在のモデルでは親モデルが静水圧モデルの場合、 $w_0 = 0$ を与えている）、最小の修正量で連続の式を満足するような風場 u, v, w を決める事は、次の汎関数 J を最小にする風場を求める問題に帰着する。

$$J = \int_V \left\{ \alpha_1^2 (\bar{\rho} G^{1/2} u - \bar{\rho} G^{1/2} u_0)^2 + \alpha_1^2 (\bar{\rho} G^{1/2} v - \bar{\rho} G^{1/2} v_0)^2 + \alpha_2^2 (\bar{\rho} G^{1/2} \omega - \bar{\rho} G^{1/2} \omega_0)^2 + \lambda \left(\frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \omega}{\partial z^*} \right) \right\} dx dy dz^* \quad (17)$$

ここで、 α_1, α_2 は水平・鉛直風の修正量についての重みの係数、 λ はラグランジュの未定常数で、 J 最小の時、次のオイラー・ラグランジュ方程式を満足する。

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} = 2\alpha_1^2 (\bar{\rho} G^{1/2} u - \bar{\rho} G^{1/2} u_0) \quad (18)$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial y} = 2\alpha_1^2 (\bar{\rho} G^{1/2} v - \bar{\rho} G^{1/2} v_0) \quad (19)$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial z^*} = 2\alpha_2^2 (\bar{\rho} G^{1/2} \omega - \bar{\rho} G^{1/2} \omega_0) \quad (20)$$

連続の式 (9) 式に代入すると λ に関する次のポアソン方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \frac{\alpha_1^2}{\alpha_2^2} \cdot \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^{*2}} = -2\alpha_1^2 \left(\frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u_0}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v_0}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} \omega_0}{\partial z^*} \right) \quad (21)$$

境界条件は、側面で $\lambda = 0$ 、上・下端で $\partial \lambda / \partial z^* = 0$ である。(21) 式は重みの係数に $\alpha_1 = 1, \alpha_2 = 0.5$ の値を用いて、緩和法で解が求められる。この方法によって決めら

れる水平風の修正量は通常数 cm 以下のオーダーである。

4. 側面境界条件

静水圧モデルのネスティングでは、通常 Davies タイプ (Davies, 1976) と呼ばれる側面境界条件が用いられている。これは狭領域モデルの境界上における予報変数の値を、境界上に内挿した親モデルの予報値に等しくなるように強制し、境界近くにスポンジ領域を置いて人為的な平滑化を行う方法である。この方法はスキームが簡単な割に安定した性能を示すため、気象庁のルーチンモデルを含む現業予報モデルに広く使われている (前述したイギリス気象局の非静水圧モデルもこのタイプの境界条件を用いている)。境界値を供給する親モデルの精度が良い事がこの方法の前提となる。一方、非静水圧モデルの側面境界条件では、内部重力波の反射を防ぎ領域の狭さを補うため、放射条件が用いられる事が多い。局地モデルのネスティングに放射条件を用いる考えは、Carpenter (1982) により提案され、最近では Chen (1991) が 2 次元弾性系非静水圧モデルに取り入れて良い結果を得ている。今回のモデルでは、プログラム移行の容易さと、積雲対流や小スケールの山岳波をシミュレーションの興味の対象とした場合の親モデルの精度の問題を考慮して、放射条件を利用したネスティングを採用した。以下に述べるように、ネスティングは放射境界条件の外部参照値を、親モデルの予報値に応じて変化させる方法で行っている。これにより内側モデルの細かな地形や物理過程で生ずる内部重力波を領域外に逃がしながら、親モデルの表現する一般場の情報を取り入れる事が出来る。但し、境界条件の設定の仕方には多くのバリエーションが考えられ、Davies タイプの境界条件を用いた場合との比較も含め、今後更にテストを行う必要がある。

(a) 側面境界に直交する風の成分

側面境界に直交する風の成分は、放射条件 (Orlanski, 1976) を利用して決めている。ここでは、yz 側面上における u の決め方を例に説明を行う。

位相速度 C の波で x 方向に伝わる物理量 q に対する方程式は

$$\frac{\partial q}{\partial t} + C \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (22)$$

で表される。側面境界における重力波の位相速度を差分形式で表すと

$$C_b^t = - \frac{q_b^{t+1} - q_b^{t-1}}{2\Delta t} \Big/ \frac{(q_b^{t+1} + q_b^{t-1})/2q_{in}^t}{\Delta x}$$

$$= - \frac{q_b^{t+1} - q_b^{t-1}}{q_b^{t+1} + q_b^{t-1} - 2q_{in}^t} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (23)$$

となる。但し添え字 b は境界上、 in は境界内側の格子点を表す今回のモデルでは、求める境界の周囲とより内側で、前のタイムステップの値から (23) 式と同様の式により位相速度を計算し、15 点の荷重平均によりスムージングした位相速度 C を用いている。重力波の伝播が外向きの場合、境界上の境界に直交する風の時間変化率は、Orlanski (1976) に従って次のように決められる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} \Big|_{b^t} &= \frac{\bar{\rho} G^{1/2} u_b^{t+1} - \bar{\rho} G^{1/2} u_b^{t-1}}{2\Delta t} \\ &= \frac{1}{\Delta x} \cdot \frac{\bar{C}(\bar{\rho} G^{1/2} u_{in}^t - \bar{\rho} G^{1/2} u_b^{t-1})}{1 + \Delta t / \Delta x \cdot \bar{C}} \end{aligned} \quad (24)$$

重力波の伝播が内向きの場合、 u_b^{t+1} として側面境界に内挿した親モデルの予報値 u_{EXT} と u_b^{t-1} を荷重平均したものをを用いて

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} \Big|_{b^t} &= \frac{\alpha \bar{\rho} G^{1/2} u_{EXT} + (1 - \alpha) \bar{\rho} G^{1/2} u_b^{t-1} - \bar{\rho} G^{1/2} u_b^{t-1}}{2\Delta t} \end{aligned} \quad (25)$$

で与えられる。ここで α は重みの係数で、今回の実験では $\alpha = 0.5$ を用いた。(24), (25) 式で求めた風の時間変化率はモデル領域内の質量保存を保証しないので、(c) 節で述べる修正を行う。

(b) 側面境界に直交する風の成分以外の予報変数

側面境界に直交する風の成分以外の予報変数については、側面境界の風速により流入か流出かを判定し、次のタイムステップにおける境界外側の格子点値 Φ_{out}^{t+1} を、次のように与えている。

$$1) \text{ 流出の時: } \Phi_{out}^{t+1} = 2\Phi_{in}^t - \Phi_{in-1}^{t-1} \quad (26)$$

$$2) \text{ 流入の時: } \Phi_{out}^{t+1} = \alpha \Phi_{EXT} + (1 - \alpha) \Phi_{in}^{t-1} \quad (27)$$

ここで Φ_{EXT} は子モデルの境界外側の格子点に内挿した親モデルの予報値だが、乱流エネルギーや、水蒸気量以外の雲物理の変数は、現在は 0 においている。また温度に関しては、境界付近の地形が傾斜している場合に不自然な浮力が生じないように、予報値と基本場の差に対して、(26), (27) 式による操作を行っている。

(c) 側面境界での質量フラックスの調整

非静水圧ネスティングモデルは、非弾性の連続の式 (9) 式を質量保存式として用いている。モデルの上端は固定壁に設定されているので、側面境界を通じて流入・流出する質量フラックスの全側面の総和は 0 でなければならない。一方、側面境界に内挿した親モデルの風の予報値から計算される側面質量フラックスの総和は、上

部境界条件の違い(気象庁 JSM では $p=0$ の自由端), その他により 0 にはならない. このため, 子モデル領域内の質量の保存を保証するためには, 前節 (24), (25) 式で計算した側面境界に直交する風の時間変化率に何等かの調整を行う必要がある. 質量保存のための側面境界のフラックスの調整は, 筆者らのこれまでの開放側面境界条件を用いた山岳波についてのシミュレーション (Saito and Ikawa, 1991; 齊藤, 1991) でも用いられたが, ネスティングさせる場合は, 子モデルの東西南北各面における正味の質量フラックスの値は, 親モデルの風の子報値から計算される各面の正味の質量フラックスに出来る限り近付ける必要がある. 側面境界に直交する風の時間変化率の調整は以下の手順によっている.

まず, 内挿した親モデルの風の子報値 u_{EXT} , v_{EXT} から計算された側面質量フラックスの総和の時間変化率を求める.

$$ADJ_{DMDT} = \frac{\partial}{\partial t} \{ (\iint_S \bar{\rho} G^{1/2} u_{EXT} dy dz^*)_{x=0} - (\iint_S \bar{\rho} G^{1/2} u_{EXT} dy dz^*)_{x=XL} + (\iint_S \bar{\rho} G^{1/2} v_{EXT} dx dz^*)_{y=0} - (\iint_S \bar{\rho} G^{1/2} v_{EXT} dx dz^*)_{y=YL} \} \quad (28)$$

ここで \iint_S は子モデル各面での面積分を, 添え字は各々の位置での境界の値を表す. これから東西南北各面における総和が 0 となるような正味の質量フラックスの時間変化率を求める.

$$DMFXDT1 = \frac{\partial}{\partial t} \{ (\iint_S \bar{\rho} G^{1/2} u_{EXT} dy dz^*)_{x=0} \} - ADJ_{DMDT} \frac{S_{yz}}{2S_{yz} + 2S_{xz}} \quad (29)$$

$$DMFXDT2 = \frac{\partial}{\partial t} \{ (\iint_S \bar{\rho} G^{1/2} u_{EXT} dy dz^*)_{x=XL} \} + ADJ_{DMDT} \frac{S_{yz}}{2S_{yz} + 2S_{xz}} \quad (30)$$

$$DMFYDT1 = \frac{\partial}{\partial t} \{ (\iint_S \bar{\rho} G^{1/2} v_{EXT} dx dz^*)_{y=0} \} - ADJ_{DMDT} \frac{S_{xz}}{2S_{yz} + 2S_{xz}} \quad (31)$$

$$DMFYDT2 = \frac{\partial}{\partial t} \{ (\iint_S \bar{\rho} G^{1/2} v_{EXT} dx dz^*)_{y=YL} \} + ADJ_{DMDT} \frac{S_{xz}}{2S_{yz} + 2S_{xz}} \quad (32)$$

ここで S_{yz} , S_{xz} は, 子モデルの東西・南北側面の面積である. これらを用いて, 各面に直交する風の時間変化率を次のように補正する.

$$\frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} \Big|_{t_{x=0}} = \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} \Big|_{t_{x=0}^*} + (DMFXDT1$$

$$- \iint_S \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} \Big|_{t_{x=0}^*} dy dz^*) / S_{yz} \quad (33)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} \Big|_{t_{x=XL}} = \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} \Big|_{t_{x=XL}^*} + (DMFXDT2 - \iint_S \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} \Big|_{t_{x=XL}^*} dy dz^*) / S_{yz} \quad (34)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial t} \Big|_{t_{y=0}} = \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial t} \Big|_{t_{y=0}^*} + (DMFYDT1 - \iint_S \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial t} \Big|_{t_{y=0}^*} dx dz^*) / S_{xz} \quad (35)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial t} \Big|_{t_{y=YL}} = \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial t} \Big|_{t_{y=YL}^*} + (DMFYDT2 - \iint_S \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial t} \Big|_{t_{y=YL}^*} dx dz^*) / S_{xz} \quad (36)$$

これによる風速の時間変化率の補正量は概ね 10^{-4}m/s^2 以下のオーダーである.

(d) 気圧の境界条件

ポアソン型の気圧診断方程式を解くための境界条件としては, ノイマン型の境界条件として境界面上における p' の傾度が与えられる. 運動方程式 (2), (3) を気圧傾度力の項について解けば

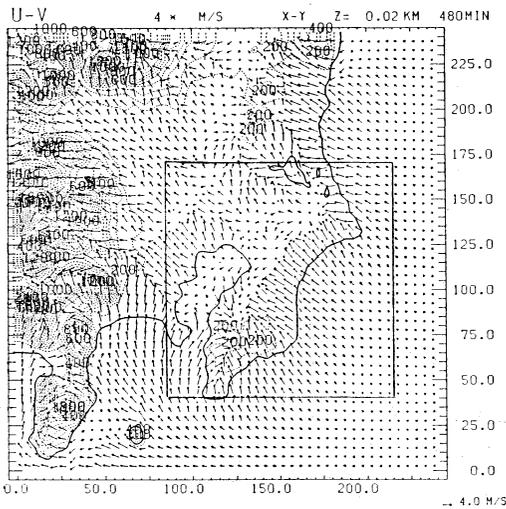
$$\frac{\partial G^{1/2} p'}{\partial x} = - \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} u}{\partial t} - ADVU - \frac{\partial G^{1/2} G^{1/3} p'}{\partial z^*} \quad (37)$$

$$\frac{\partial G^{1/2} p'}{\partial y} = - \frac{\partial \bar{\rho} G^{1/2} v}{\partial t} - ADVV - \frac{\partial G^{1/2} G^{2/3} p'}{\partial z^*} \quad (38)$$

が得られる. (37), (38) 式の右辺第 1 項として, 前節で求めた境界における風の時間変化率を用いる. $ADVU$, $ADVV$ はそれぞれコリオリ力の項を含む (2), (3) 式の右辺を表す. (37), (38) 式の第 3 項は側面境界の地形が傾斜している場合に生ずる項で, 境界上の p' の値が計算に必要なが, プログラムでは境界直近内側の p' の値で代用している.

5. 非静水圧モデル同士のネスティング

ネスティングの例として, 齊藤・猪川 (1991) で扱われた関東地方の海陸風のシミュレーションのケースを初めに示す. 親モデルとして, 関東地方の水平領域 $240 \text{km} \times 240 \text{km}$ を水平分解能 5km で表現する非静水圧モデルが選ばれる. 鉛直方向の層の数は 22 層で, 最下層の分解能は 40m , モデルの上端は 8.0km に位置している. 6km より上にレーリー摩擦による吸収層を置く. 温位傾度 3°K/km で一定の静止大気を初期場に用い, 地面温度を日較差 20°C , 周期 24 時間の正弦関数で変化させる (海面水温は 15°C に固定). 側面境界条件は開放で, 外部参照値は初期場と同じ温位傾度一定の静止大気である. このモデルを親モデルとし, 比較のため,



第1図 水平領域 $240\text{ km} \times 240\text{ km}$ の広領域モデルによる8時間後の最下層 ($z^* = 20\text{ m}$) の水平風。右下のベクトルは 4 m/s の大きさを示す。破線は 100 m おきの等高線。実線の方形は狭領域モデルの領域を示す。軸の数値は km (以下、他の図も同様)。

モデル① $130\text{ km} \times 130\text{ km}$ の狭領域で、親モデルと同じ分解能と条件で走らせたモデル

モデル② 親モデルの4時間後の予報値を初期値に用い、境界値を更新させる狭領域ネスティングモデル

の2種のモデルによるシミュレーションを行った。モデル②の実験において、狭領域モデルの初期値の作成に際しては、親モデルが分解能・上端の高さの等しい非静水圧モデルで、予報値の風の場合は連続の式を既に満足しているので、変分法による初期化は行わなかった。タイムステップは親モデル、狭領域モデルともに $\Delta t = 20\text{ s}$ で、モデル②の境界値は1時間毎の親モデルの予報値を時間内挿してタイムステップ毎に更新する。

第1図は広領域モデルによる8時間後の最下層 ($z^* = 20\text{ m}$) の水平風である。地面温度の上昇により生じた谷風と海風が混じり合って、関東地方に特徴的な一つの大きな循環「大規模海風」(近藤, 1990)を形成している。図に実線で囲む方形領域は狭領域モデルの領域を示す。

第2図aはモデル①による最下層 ($z^* = 20\text{ m}$) の8時間後水平風である。内陸に第1図には見られない不自然な風の収束線が現れ、全く異なる循環場になっている。領域の狭さによる境界の影響は明白である。

第2図bは、モデル②による4時間後の最下層の水平風を示す。この図の循環場は、境界上の房総半島南端付近の僅かな違いを除けば第1図と驚くほど似ており、境界値の更新が有効に働いてモデルの領域の狭さを補っている事が分かる。

6. 気象庁 JSM とのネスティング

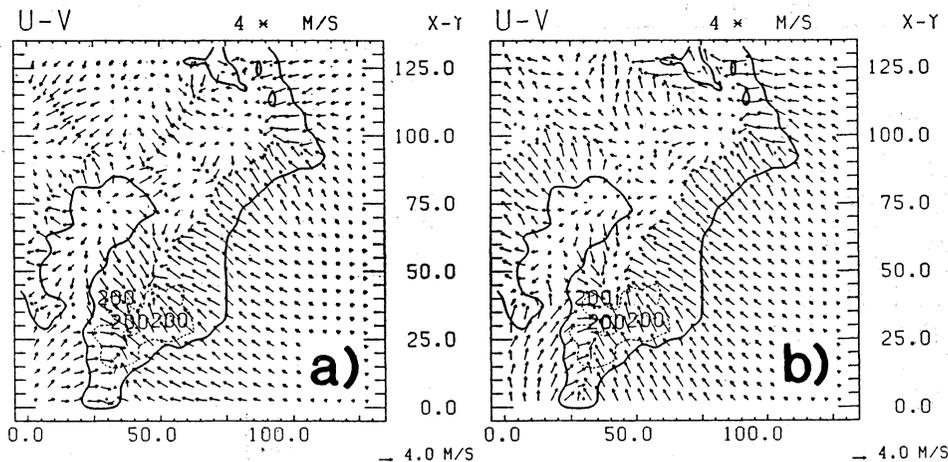
ネスティングの次の例として、気象庁 JSM を親モデルに用いた場合を示す。使用したのは、鉛直19層・水平分解能約 40 km の旧 JSM の3時間毎の予報値である。JSM に埋め込む非静水圧モデルの水平分解能は 10 km とする。モデルの領域は水平 $500\text{ km} \times 500\text{ km}$ 、鉛直には30層の可変で最下層の分解能は 40 m 、上端は 15.7 km に位置している。圏界面に相当する 10.6 km より上にレーリー摩擦による吸収層を置く。第3図に今回の実験に用いた水平分解能 10 km のモデルの地形を示す。地形の違いに起因する境界でのトラブルを防ぐため、側面境界の近く4グリッドの標高と陸地占有率は、境界に近づくと程 JSM の地形に近付けてある。

(a) 初期場

非静水圧モデルの初期値は、1988年5月3日9時(地上天気図を第4図に示す)を初期値とする JSM の3時間後の予報値を内挿して作成した。この日は、関東では概ね晴天に恵まれたが、九州では3日午後から翌4日にかけて、所により 300 mm を越す大雨が降っており、青梨(1989)がこの豪雨についての JSM による予報実験を行っている。

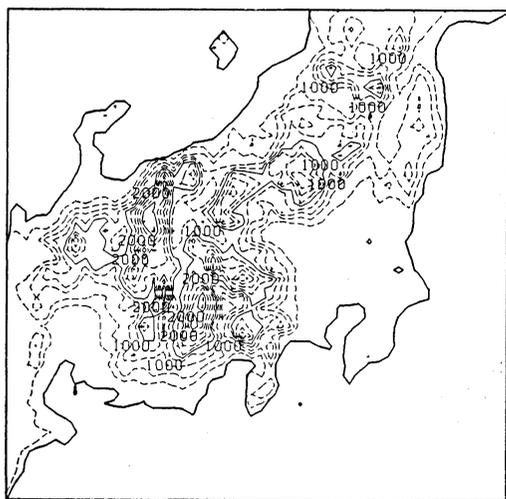
子モデルの初期値に用いられる海面水温と地面温度は、子モデルの地形に応じて海陸分布の判別を行い、それぞれ JSM の予報値を内挿して作成した。地面温度に関しては、内挿した JSM の予報値に、更に親モデルと子モデルの地形の標高の違いに応じて温度傾度 3°K/km に相当する調整を行っている。こうして得られた子モデルの初期値に用いられる海面水温と地面温度を第5図に示す。地面粗度等についても、JSM の気候値を内挿する際に同様な海陸分布に応じた調整を行った。

第6図aは子モデルの領域における JSM の地形と5月3日12時の JSM による地表 ($\sigma = 0.9975$) の予報風である。中部日本の下層風は第4図の地上天気図に見られた三陸沖の高気圧から吹き出す南東寄りの風の場になっている。第7図bは、JSM の風を内挿し変分客観解析を行って作られた、非静水圧モデルの初期場の地表 ($z^* = 20\text{ m}$) の風を示す。当然の事ながら、循環場のパター

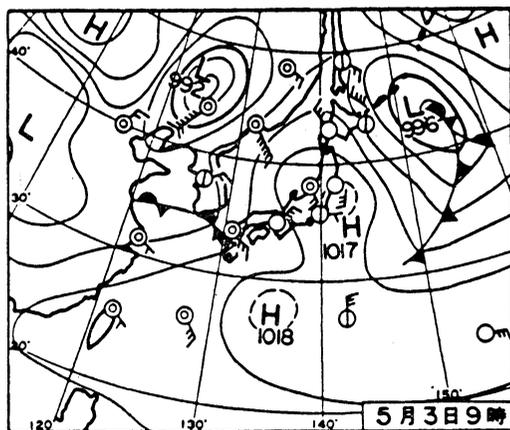


第2図 a 水平領域 130 km×130 km の狭領域モデルによる 8 時間後の最下層 ($z^*=20$ m) の水平風。

第2図 b 広領域モデルの 4 時間後の予報値を初期値に用いた狭領域ネスティングモデルによる 4 時間後の最下層の水平風。



第3図 10 km 格子非静水圧モデルの領域と地形。等高線の間隔は 200m おき。



第4図 1988年5月3日9時の地上天気図。

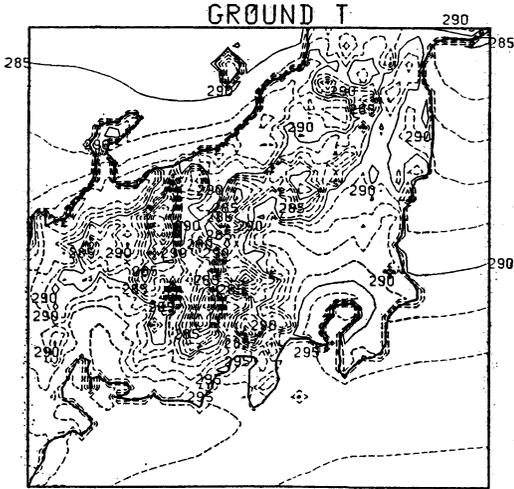
ンは第6図aに見られるものと殆ど同じで、細かなメリハリに欠けている。比較のため、この時間のアメダス風の実況を第7図aに示す。

第8図a, bは、モデルのほぼ中央に当たる、 $y=245$ km に沿った温位の東西断面と、 $x=245$ km に沿った温位の南北断面である。地面温度の上昇により、地表付近では温位の逆転が見られる。第8図bでは南北の温度傾

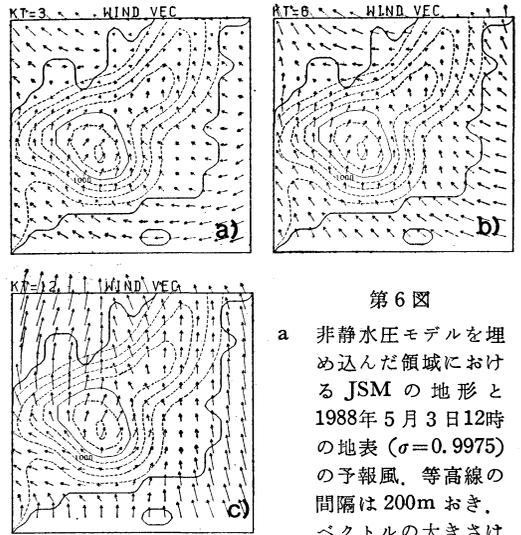
度により、等温位面が傾いているのがわかる。

(b) 結果

前節で説明した初期場を用い、JSM の3時間毎の予報値を時間・空間内挿した境界値を外部参照値に用い、12時間後までのネスティングによるランを行った。モデルのタイムステップは $dt=30$ s である。海面水温は第5図に示した初期値に固定し、地面温度については、JSM の予報値を時間・空間内挿した上で、初期値と同様な標高の補正を行った。



第5図 10 km 格子非静水圧モデルに用いられた海面水温と地面温度の初期値。等値線の間隔は 1°K。



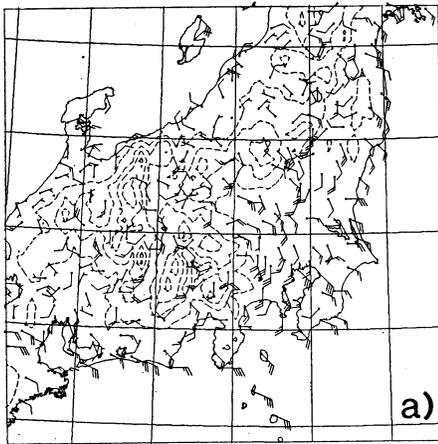
第6図

a 非静水圧モデルを埋め込んだ領域における JSM の地形と 1988年5月3日12時の地表 ($\sigma=0.9975$) の予報風。等高線の間隔は 200m おき。ベクトルの大きさは

各格子間隔が 8 m/s の大きさに相当する。

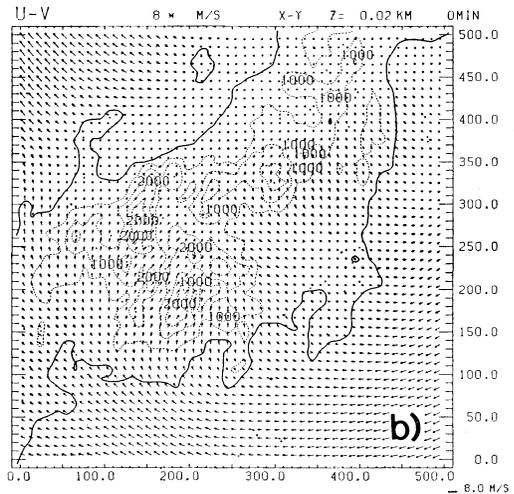
b 同上、5月3日15時。

c 同上、5月4日00時。



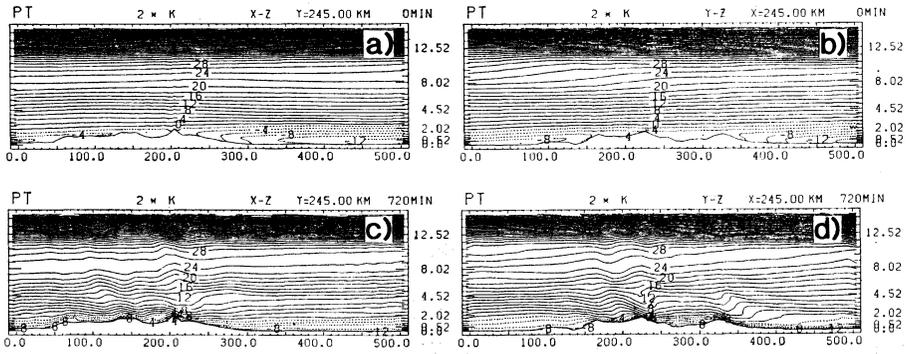
第7図 a 1988年5月3日12時のアメダス風実況。長い羽根は 2 m/s、破線は 500m おきの等高線。

第7図 b 10 km 格子非静水圧モデルの地表 ($z^*=20m$) 風。右下のベクトルは 8 m/s の大きさを示す。第5図 a に示す JSM の予報値をもとに作成した初期値。破線は 500m おきの等高線。

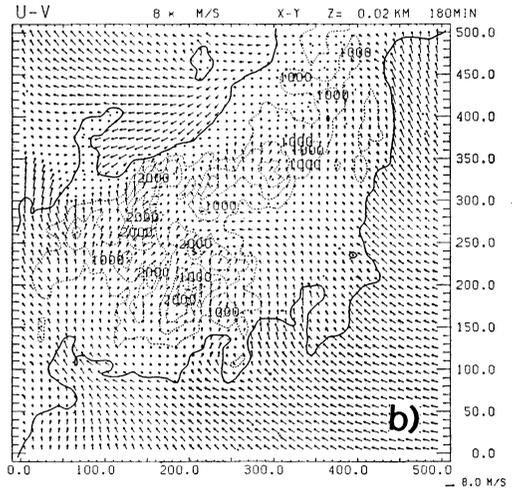
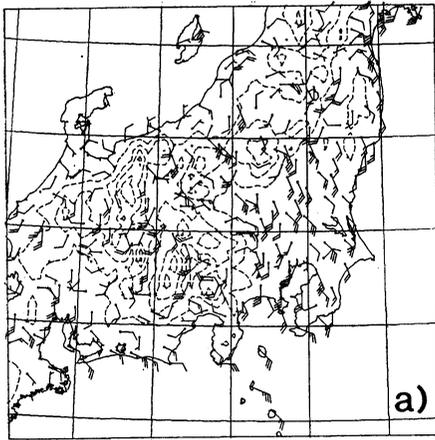


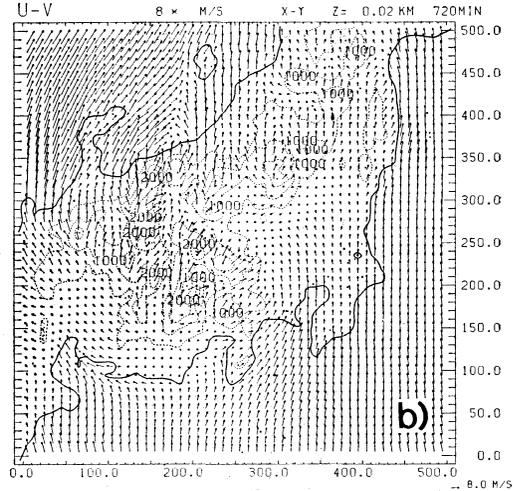
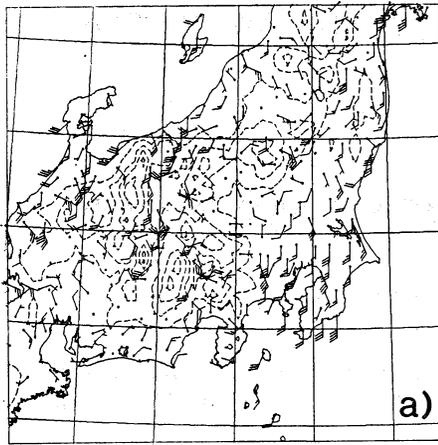
第6図 b は、5月3日15時の子モデル領域における JSM による地表の予報風である。西からの気圧の谷の接近により、東日本では全般に南寄りの風が強まって予想されている。第9図 b は、15時に対応する非静水圧モ

デルによる3時間後の地表風の予報である。境界付近の風は第6図 b の JSM 予報値と殆ど違わないが、領域内側では細かな地形に対応する風の場の細かな構造が見える。第9図 a に示すこの時間のアメダス風と比較する



第8図 a 10 km 格子非静水圧モデルの $y=245$ km に沿った温位 (300 K からの偏差) の東西断面, 初期値, 縦軸の目盛りは w を計算するモデル予報面の高さ(数値は km).
 第8図 b 同上, $x=245$ km に沿った温位の南北断面,
 第8図 c a と同様, 12時間後の予報値,
 第8図 d 同上, $x=245$ km に沿った温位の南北断面,





第10図 a 第7図 a と同様. 5月4日0時.
第10図 b 第7図 b と同様. 12時間後の予報値.

る。地面温度の低下によって、地表付近の不安定度が増大している。第8図 a, b には見られなかった、山岳波による温位場の大きな変位が表現されている。

7. おわりに

ネスティングによって変化する一般場の情報を表現出来るように改良した非静水圧・非弾性系の3次元モデルを用いて、関東地方・中部日本の局地風系のシミュレーションを行った。結果は良好で、気象庁 JSM とネスティングする事により、アメダスで観測された実況の局地風系が良くシミュレートされた。ドライモデルによる限られたケースではあるが、ルーチンモデルの予報値という現実的なデータを用いてモデルが正常に動作した事は、短時間予報に直接役立つモデルを目指す上で、大変勇気付けられる結果である。モデルはまだ不十分な点も多く残しているが、今後テスト事例を増やして更に改良を加えて行きたいと考えている。

なお、気象研究所予報研究部の青梨和正研究官からは、JSM 予報値ファイルの提供と書式についての御教示を受けた。また本稿をまとめるに当り、気象研究所応用気象研究部の里村雄彦主任研究官、気象庁数値予報課の瀬上哲秀予報官、及び本誌レフリーの方々から有益なコメントを頂いた。ここに謝意を表すものである。最後に、本稿の副著者、猪川元興前主任研究官は昨年末、突然の病により急逝されている。誌上を借りて氏の御冥福

を心よりお祈りする次第である。

参考文献

- 青梨和正, 1989: 88年5月3日九州で発生した停滞性大雨の予報実験. 1989年度日本気象学会秋季大会講演予稿集, 56, 40.
- Carpenter, K.M., 1979: An experimental forecast using a non-hydrostatic mesoscale model. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 105, 629-655.
- , 1982: Note on the paper 'Radiation condition for the lateral boundaries of limited-area numerical models.' *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 108, 717-719.
- Chen, C., 1991: A nested grid, nonhydrostatic, elastic model using a terrain-following coordinate transformation: The radiative-nesting boundary conditions. *Mon. Wea. Rev.*, 119, 2852-2869.
- Clark, T.L., 1977: A small scale numerical model using a terrain following coordinate system. *J. Comp. Phys.*, 24, 186-215.
- Clark, T.L. and R.D. Farley, 1984: Severe down-slope windstorm calculations in two and three spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting: A possible mechanism for gustiness. *J. Atmos. Sci.*, 41, 329-350.
- Cotton, W.R. and G. Tripoli, 1978: Cumulus convection in shear flow -three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1503-1521.
- Davies, H.C., 1976: A lateral boundary formula-

- tion for multi-level prediction models. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 102, 405-418.
- Deardorff, J.W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorol.*, 18, 495-527.
- 郷田治稔・栗原和夫, 1991: 非静力学モデルの開発. 数値予報課報告別冊第37号, 67-82.
- Golding, B.W., 1990: The meteorological office mesoscale model. *Meteorol. Mag.* 119, 81-96.
- Ikawa, M., 1988: Comparison of some schemes for nonhydrostatic models with orography. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 69, 641-667.
- , H. Mizuno, T. Matsuo, M. Murakami, Y. Yamada and K. Saito, 1991: Numerical modeling of the convective snow cloud over the Sea of Japan. —Sensitivity to ice crystal nucleation rates— *J. Meteor. Soc. Japan.*, 69, 641-667.
- , and K. Saito, 1991: Description of a nonhydrostatic model developed at the Forecast Research Department of the MRI. *Technical Reports of the MRI.*, 28, 1-238.
- Klemp, J.B. and R. Wilhelmson, 1978: The simulation of three dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1070-1096.
- 近藤裕昭, 1990: 大規模海風. *天気*, 37, 539-540.
- Kondo, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Boundary-Layer, Meteorol.* 9, 91-112.
- 栗原和夫, 1984: non-hydrostatic model による二次元山岳波の simulation. *天気*, 31, 687-694.
- Ogura, M., 1969: A direct method of Poisson equation by Dimension Reduction Method. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 47, 319-323.
- Orlanski, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comp. Phys.*, 21, 251-269.
- , 1981: The quasi-hydrostatic approximation. *J. Atmos. Sci.*, 38, 572-582.
- 斉藤和雄・猪川元興, 1991: 3次元非静水圧モデルによる局地風のシミュレーション. 平成2年度全国予報技術検討会資料, 気象研究所予報研究部, 36-60.
- , 1991: やまじ風の数値的研究(2). 平成3年度気象研究所研究発表会誌, 11-24.
- Saito, K. and M. Ikawa, 1991: A numerical study of the local downslope wind "Yamajikaze" in Japan. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 69, 31-56.
- Satomura, T., 1989: Compressible flow simulation on numerically generated grids. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 67, 473-482.
- Sherman, C.A., 1978: A mass-consistent model for wind fields over complex terrain. *J. Appl. Meteorol.*, 17, 312-319.
- Sommeria, G., 1976: Three dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 33, 216-241.
- Soong, S.T. and Y. Ogura, 1980: Response of trade-wind cumuli to large-scale processes. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2035-2050.
- 高橋俊二・木村富士男, 1988: 局地風モデルの non-hydro version の作成. 1988年度日本気象学会秋季大会講演予稿集, 54, 128.
- Tapp, M.C. and P.W. White, 1976: A non-hydrostatic mesoscale model. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 102, 277-296.
- 吉崎正憲, 1988: 地形性降水の数値実験のための対流モデルの開発. 東京大学海洋研究所—対流モデルの解説 (I)—, 1-77.

日本気象学会1993年度春季大会の予告

日本気象学会1993年度春季大会は、5月17日(月)～19日(水)に気象庁とKKR竹橋で開催されます。会期が例年よりも早いため、大会プログラムを「天気」3月号に掲載する都合上、発表申込締切は2月24日(水)ごろ

になる予定です。

なお、大会告示は例年通り「天気」12月号に掲載します。

講演企画委員会