〔論　文〕　　101：4011（数値予報モデル；非静水圧モデル）

気象研究所非静水圧ネスティングモデルの改良について*

斉　藤　和　雄**・加　藤　輝　之***

要　旨

気象研究所予報研究部の非静水圧ネスティングモデル（斉藤・猪川，1992）の力学フレームを非弾性方程式系からマップファクターを含む完全圧縮方程式系に改良し，また新たにいくつかの物理過程を追加した．モデルは基礎方程式系に実質的な近似を含まず，セミインプリシット時間積分法を用いることにより実用的な計算効率を確保している．水平格子間隔25 kmの領域予報モデルとして用いた場合，力学フレームの改良によって気圧場が，また対流パラメタリゼーションの併用によって降水量の分布が改善され，気象庁JSMと概ね良い対応を示す予報結果を得ることができた．

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）近似を行なったプリミティブ方程式系が用いられている．プリミティブ方程式系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きており，気象庁JSM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～2000 km）より大きな現象までは非常に良く予報されるようになってきている．しかしながら，静水圧近似のモデルでは，大気の鉛直方向の運動方程式を静水圧近似の式に置き換えているため，大気の鉛直加速度が無視出来ない小スケールの現象（対流や山岳波）を正しく表現することが出来ない．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）以下の現象を予報するには静水圧近似を行わない非静水圧モデル（非静力学モデル）を用いる必要がある．近年の計算機能力の向上により数値予報モデルは高分解能化が進み，JSMでは水平分解能は30 km以下になっている．近い将来さらに高い分解能での運用も予想されており，狭領域モデルの水平分解能は，静水圧近似が成り立つ極限と言われる10 kmに近づこうとしている．将来の局地的な天気の予報に用いられるメソスケールモデルは，水平分解能の拘束を持たない非静水圧モデルであるべきことは明らかである．

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方程式系を用いるモデルと，スケール解析によって連続の式における密度の時間変化項を省略した非弾性方程式系を用いるモデルの2つに大別される．初期に開発されたモデル(例えば，Takeda, 1971；Miller and Pearce, 1974；Yamasaki, 1975；Clark, 1977）の多くは主に非弾性方程式系を用いていた．非弾性方程式系モデルの利点は，音波を解に含まないため，計算安定性に優れていることだが，方程式系が近似を含む上に，3次元ポアソン型の気圧診断方程式が複雑でモデルが山を含む場合には繰り返し計算が必要になる，等の欠点を持っている．

弾性系のモデルは音波を解に含んでいるが，効率的な時間積分を可能とする数値計算技術の進歩により，最近では非静水圧モデルの主流となってきている．Tapp and White（1976）によって開発されたモデルは，その後Carpenter（1979）らによって改良され，イギリス気象局メソスケールモデル（Golding, 1992）

* On the modification of the MRI nonhydrostatic nesting model.

** Kazuo Saito, 気象研究所予報研究部.

*** Teruyuki Kato, 気象研究所予報研究部.

—1995年3月28日受領—
—1996年2月19日受理—

© 1996　日本気象学会

として現時点で最も進んだ非静水圧モデルの一つとなっている．Cotton and Tripoli (1978) のモデルはコロラド州立大学狭領域モデル (CSU-RAMS；Pielke *et al*., 1992) に改良され，各方面で研究に利用されている．また Klemp and Wilhelmson (1978) のモデルは米国国立大気研究所で２ウェイネスティングが可能なモデル (Skamarock and Klemp, 1993) に改良されている．これらのモデルでは，最新の計算機の利用により，竜巻のシミュレーション (Grasso and Cotton, 1995；Wicker and Wilhelmson, 1995) が行われるようにまでになっている．この他にも各国の研究所や予報センターで，実用化を念頭に入れた非静水圧モデルの開発が近年になって盛んになってきている (例えば Tanguay *et al*., 1990；Juang, 1992；Dudhia, 1993；Kurihara, 1995)．

本論文で報告するのは，気象研究所予報研究部で開発された非静水圧モデル (Ikawa and Saito, 1991) の改良についてで，前回の報告 (斉藤・猪川，1992) に引き続くものである．前回の報告では，ネスティングが可能なように改良した非弾性方程式系モデルを用いて，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，JSM とネスティングした 10 km 水平分解能のモデルにより実況の局地風系が概ね良く再現されたが，シミュレーションは 500 km 四方の限られた領域を対象としたドライモデルで行なわれ，気圧場の比較も行なわれなかった．今回報告するモデル (以下，新モデルと略称する) は，斉藤・猪川 (1992) の非静水圧ネスティングモデル (以下，旧モデルと略称する) の力学フレームをマップファクターを含む完全圧縮方程式系に改良し，新たにいくつかの物理過程を付け加えたものである．以下の章では，２章と３章でモデルの改良点を説明し，４章でモデルの性能チェックの例として，山越え気流線形解析解との比較を示す．５章では，領域予報モデルとして用いた場合の JSM との比較を示す．気圧場と降水域を含む非静水圧モデルの予報例が，日本では初めて示される．

２．力学フレームの改良点

2.1　連続の式と状態方程式

旧モデルでは力学フレームとして Clark (1977) に基づく非弾性近似 (anelastic approximation) の方程式系を用いていた．非弾性近似の方程式系では，一般に物理量 A (x, y, z, t) を基本場の値 $\overline{A\ (z)}$ とそれからのずれ (摂動) $A'(x, y, z, t)$ に分けて考え，連続の式として

$$\frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial x}+\frac{\partial \bar{\rho} v}{\partial y}+\frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial z}=0 \qquad (1)$$

を用いる．ここで u, v, w はそれぞれ気体の x, y, z 方向の速度，ρ は密度である．この近似は，方程式系の解から音波を除去する (Ogura and Phillips, 1962) ためのものだが，状態方程式に伴う気体の圧縮性を無視している．また運動方程式中に現われる密度にも $\bar{\rho}$ を代用し，浮力項 (密度摂動の項) は線形近似により温度 (温位) 摂動と気圧摂動に分けて計算される．

Ikawa and Saito (1991) の準圧縮 (qusai-compressible) 弾性方程式バージョンでは，連続の式として

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial x}+\frac{\partial \bar{\rho} v}{\partial y}+\frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial z}=0 \qquad (2)$$

を用いて気圧方程式を作っていた．上式は気体の圧縮性を考慮しているものの厳密な連続の式とは言えず，運動方程式にも上述した非弾性系の近似がそのまま用いられていた．また物理量の時間変化を

$$\bar{\rho}\frac{dA}{dt} \cong \frac{\partial \bar{\rho} A}{\partial t}+\frac{\partial \bar{\rho} u A}{\partial x}+\frac{\partial \bar{\rho} v A}{\partial y}+\frac{\partial \bar{\rho} w A}{\partial z} \qquad (3)$$

として，非弾性の連続の式 (１) を仮定したフラックス形式で移流項を表現する誤差を含んでいた．

今回のモデルでは，密度を単位体積中に含まれる水物質を含む湿潤大気の重みで定義し，連続の式として降水物質の落下も考慮した完全圧縮 (fully compressible) の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}=-\left(\frac{\partial \rho u}{\partial x}+\frac{\partial \rho v}{\partial y}+\frac{\partial \rho w}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho V_r q_r+\rho V_s q_s+\rho V_g q_g\right) \qquad (4)$$

を基礎に方程式系を組み立てている．ここで V は質量平均した降水物質のバルクの落下速度，q は降水物質の混合比で，添え字 r, s, g はそれぞれ雨，雪，あられを表す．右辺は第１項が圧縮性に伴う密度変化，第２項が単位時間当たりの降水物質の落下による密度変化を表している．

状態方程式は水蒸気 (q_v)，雲水 (q_c)，雲氷 (q_i) の重みも考慮した質量仮温位

$$\theta_m \equiv \theta\ (1+0.61\ q_v)\ (1-q_c-q_r-q_i-q_s-q_g) \qquad (5)$$

を用いて

$$\rho=\frac{p_0}{R\theta_m}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{C_v/C_p} \tag{6}$$

で表される．ここで C_v と C_p はそれぞれ空気の定積比熱と定圧比熱，R は気体定数，P_0 は 1000 hPa である．

2.2　マップファクターの導入

旧モデルでは運動方程式にコリオリ力は考慮されていたものの，地球が球面であることや地図投影に起因する項は全て無視されていた．このため，これらの効果が無視出来る狭い領域（概ね水平 500 km 以内）を対象にしたシミュレーションしか行うことが出来なかった．新モデルでは，水平座標系は基準経度 λ_0（通常東経140度）を y 方向にみなしたポーラステレオ投影面で与えられ，$\phi=\phi_0$（基準緯度）で 1 となるマップファクター

$$m=\frac{1+\sin\phi}{1+\sin\phi_0} \tag{7}$$

を考慮している．連続の式は以下のように変形される（例えば Haltiner (1971)）．

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+m^2\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho u}{m}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\rho v}{m}\right)\right\}+m\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho w}{m}\right)=Prc \tag{8}$$

ここで Prc は（4）式の右辺第 2 項である．

運動方程式はフラックス形式で，以下で表される．

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\rho u}{m}\right)+Adv.\ U+\frac{\partial p}{\partial x}=Crv.\ U+Cor.\ U+Dif.\ U \tag{9}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\rho v}{m}\right)+Adv.\ V+\frac{\partial p}{\partial y}=Crv.\ V+Cor.\ V+Dif.\ V \tag{10}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\rho w}{m}\right)+Adv.\ W+\frac{1}{m}\left(\frac{\partial p}{\partial z}+\rho g\right)=Crv.\ W+Cor.\ W+Dif.\ W \tag{11}$$

Adv で示した項は移流項で，以下で表される（ここでは u についてのみ示す）．

$$Adv.\ U=m\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho uu}{m}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\rho vu}{m}\right)\right\}+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho wu}{m}\right)-\frac{u}{m}Prc \tag{12}$$

Crv と Cor で表した項は曲率項とコリオリ項で，それぞれ以下の通りである．

$$Crv.\ U=-\frac{\rho v}{m}\left(u\frac{\partial m}{\partial y}-v\frac{\partial m}{\partial x}\right)-\frac{\rho u}{m}\frac{w}{a} \tag{13}$$

$$Crv.\ V=\frac{\rho u}{m}\left(u\frac{\partial m}{\partial y}-v\frac{\partial m}{\partial x}\right)-\frac{\rho v}{m}\frac{w}{a} \tag{14}$$

$$Crv.\ W=\frac{m}{\rho a}\left\{\left(\frac{\rho u}{m}\right)^2+\left(\frac{\rho v}{m}\right)^2\right\} \tag{15}$$

$$Cor.\ U=2\Omega\sin\phi\frac{\rho v}{m}-2\Omega\cos\phi\cos\Delta\lambda\frac{\rho w}{m} \tag{16}$$

$$Cor.\ V=-2\Omega\cos\phi\sin\Delta\lambda\frac{\rho w}{m}-2\Omega\sin\phi\frac{\rho u}{m} \tag{17}$$

$$Cor.\ W=2\Omega\cos\phi\cos\Delta\lambda\frac{\rho u}{m}+2\Omega\cos\phi\sin\Delta\lambda\frac{\rho v}{m} \tag{18}$$

ここで a は地球半径，Ω は地球回転の角速度，$\Delta\lambda$ は基準経度からのずれ（$\lambda-\lambda_0$）である．$\cos\phi$ に関するコリオリ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出来るようになっている．

熱力学の式は温位の保存式として

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}+Adv.\ \theta=\frac{Q}{C_p\pi}+Dif.\ \theta \tag{19}$$

で与えられる．ただし

$$Adv.\ \theta=\left[m\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho u\theta}{m}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\rho v\theta}{m}\right)\right\}+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho w\theta}{m}\right)-\frac{\theta}{m}\left(Prc-\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)\right]\frac{m}{\rho} \tag{20}$$

である．

2.3　地形に沿った座標系での方程式系

モデルは鉛直座標系として地形に沿った座標系（z^* 系）

$$z^*=\frac{H\ (z-z_s)}{H-z_s} \tag{21}$$

を用いている．ここで z_s は地表面の高さ，H はモデル大気の高さで，z^* は地表面で 0，モデル大気の上端で

Hを与える．連続の式は座標変換のテンソル

$$G^{\frac{1}{2}}=1-\frac{z_s}{H} \quad (22)$$

$$G^{\frac{1}{2}}G^{13}=\left(\frac{z^*}{H}-1\right)\frac{\partial z_s}{\partial x} \quad (23)$$

$$G^{\frac{1}{2}}G^{23}=\left(\frac{z^*}{H}-1\right)\frac{\partial z_s}{\partial y} \quad (24)$$

を用いて

$$G^{\frac{1}{2}}\frac{\partial\rho}{\partial t}+DIVT\ (U,\ V,\ W)=PRC \quad (25)$$

で与えられる．ここで $U,\ V,\ W$ はそれぞれ風速 $u,\ v,\ w$ に $\rho G^{1/2}/m$ をかけたモデルの予報変数，PRC は(4)式の右辺第2項で表わされる降水物質の落下に伴う密度変化の項（Prc）の z を z^*に置き換えた値である．$DIVT$ は

$$DIVT(U,\ V,\ W)=m^2\left(\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial V}{\partial y}\right)+m\frac{\partial W^*}{\partial z^*} \quad (26)$$

で計算される発散である．ただしW^*は

$$W^*=\frac{\rho G^{\frac{1}{2}}}{m}\frac{dz^*}{dt}$$
$$=\frac{1}{G^{\frac{1}{2}}}\left\{W+m\ \left(G^{\frac{1}{2}}G^{13}U+G^{\frac{1}{2}}G^{23}V\right)\right\} \quad (27)$$

で定義する，z^*系での鉛直速度に $\rho G^{1/2}/m$ をかけた量である．これらを用いて，前節の運動方程式系(9)-(11) は以下のように書き換えられる

$$\frac{\partial U}{\partial t}+\frac{\partial P}{\partial x}+\frac{\partial G^{\frac{1}{2}}G^{13}P}{G^{\frac{1}{2}}\partial z^*}=-ADVU+RU \quad (28)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t}+\frac{\partial P}{\partial y}+\frac{\partial G^{\frac{1}{2}}G^{23}P}{G^{\frac{1}{2}}\partial z^*}=-ADVV+RV \quad (29)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t}+\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}}\frac{\partial P}{\partial z^*}=\frac{1}{m}BUOY-ADVW+RW \quad (30)$$

ここで $ADVU, ADVV, ADVW$ はそれぞれ前述の予報変数 $U,\ V,\ W$ に対する移流項で，例えばUに対して

$$ADVU=m\left\{\frac{\partial Uu}{\partial x}+\frac{\partial Vu}{\partial y}\right\}+\frac{\partial W^*u}{\partial z^*}-uPRC \quad (31)$$

で表される．また，Pはモデルの予報変数としての気圧摂動p'に $G^{1/2}$ をかけた量，$BUOY$ は浮力の項（$=\rho' G^{1/2}$）である．$RU,\ RV,\ RW$ は移流と浮力以外の項の和で，(9)-(11) の曲率項，コリオリ項，拡散項の総和に $G^{1/2}$ をかけた量で計算される（マップファクターの鉛直変化は無視している）．

気圧は（6）式と（25）式から

$$\frac{\partial P}{\partial t}+C_m{}^2\ (-PFT+DIVT-PRC)=dif.\ P \quad (32)$$

で予報される．ただし

$$C_m{}^2=\frac{C_p}{C_v}R\theta_m\ \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R/C_p} \quad (33)$$

$$PFT=\frac{\rho G^{\frac{1}{2}}}{\theta_m}\frac{\partial\theta_m}{\partial t} \quad (34)$$

である．降水物質が含まれない場合，C_m は音速を表す．

2.4 時間積分法

旧モデルでは，時間積分法は通常のリープフロッグ法が用いられていた．音波を解に含む弾性系のモデルでは，リープフロッグ法では非常に小さなタイムステップしかとることができない．一般に気象のシミュレーションに用いられるモデルではこの問題を解決するため，2通りの方法で経済性を確保している．1つは音波を鉛直方向のみインプリシットに扱い，水平方向にはタイムスプリット法を用いて音波関連項にのみ小さなタイムステップを用いる方法（例えば Klemp and Wilhelmson, 1978）で，もう1つの方法は音波を水平・鉛直ともインプリシットに扱う方法（例えば Tapp and White, 1976）である．Ikawa（1988）は準圧縮弾性系のモデルで両者の方法を比較し，後者の方法がより経済的であることを報告している．新モデルでは後者の方法を用いた．運動方程式中の音波関連項をセミインプリシットに扱うことにより(28)-(30) は以下に変形される．

$$\frac{U^{it+1}-U^{it-1}}{2\Delta t}+\frac{\partial\overline{P^t}}{\partial x}$$
$$=-(ADVU-RU+\frac{\partial G^{\frac{1}{2}}G^{13}P}{G^{\frac{1}{2}}\partial z^*}) \quad (35)$$

$$\frac{V^{it+1}-V^{it-1}}{2\Delta t}+\frac{\partial\overline{P^t}}{\partial y}$$
$$=-(ADVV-RV+\frac{\partial G^{\frac{1}{2}}G^{23}P}{G^{\frac{1}{2}}\partial z^*}) \quad (36)$$

$$\frac{W^{it+1}-W^{it-1}}{2\Delta t}+\overline{\overline{\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}}}}\frac{\partial\overline{P^t}}{\partial z^*}+\overline{\overline{\frac{g}{mC_m{}^2}}}\overline{P^t}$$
$$=\frac{1}{m}BUOY-(ADVW-RW)$$
$$+(\overline{\overline{\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}}}}-\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}})\frac{\partial P}{\partial z^*}+\overline{\overline{\frac{g}{mC_m{}^2}}}P \quad (37)$$

ここで二重線を付けた項は水平平均(便宜的に等 z^*面で平均) した量, $\overline{\ \ }^{t}$ で表した項は

$$\overline{A^t}\equiv\frac{1+\alpha}{2}A^{it+1}+\frac{1-\alpha}{2}A^{it-1}\equiv\frac{\Delta^2A}{2}+A^{it} \quad (38)$$

で定義するタイムステップ $it+1$ と $it-1$ の間の重み $\alpha(=0.5)$を付けた時間平均量である. 気圧方程式(32)式は以下に変形される.

$$\frac{\partial P}{\partial t}+\overline{\overline{C_m{}^2}}DIVS\ (\overline{U^t},\ \overline{V^t},\ \overline{W^t})$$
$$=C_m{}^2\ (PFT-DIVT\ (U,\ V,\ W)+PRC)$$
$$+\overline{\overline{C_m{}^2}}DIVS\ (U,\ V,\ W)+dif.P \quad (39)$$

ただし $DIVS$ は以下で定義する発散の変数分離可能な成分

$$DIVS\ (U,\ V,\ W)$$
$$=\overline{\overline{m^2}}\ (\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial V}{\partial y})+\overline{\overline{\frac{m}{G^{\frac{1}{2}}}}}\frac{\partial W}{\partial z^*} \quad (40)$$

である. (38) 式の変形

$$\frac{A^{it+1}-A^{it-1}}{2\Delta t}=\frac{\Delta^2A}{2(1+\alpha)\ \Delta t}+\frac{A^{it}-A^{it-1}}{(1+\alpha)\ \Delta t} \quad (41)$$

の関係を用いて Δ^2 に関する項で整理すると, 運動方程式と気圧方程式は各々以下のように書き換えられる.

$$\frac{\Delta^2U}{(1+\alpha)\ \Delta t}+\frac{\partial\Delta^2P}{\partial x}=-2ADVU' \quad (42)$$

$$\frac{\Delta^2V}{(1+\alpha)\ \Delta t}+\frac{\partial\Delta^2P}{\partial y}=-2ADVV' \quad (43)$$

$$\frac{\Delta^2W}{(1+\alpha)\ \Delta t}+\overline{\overline{\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}}}}\frac{\partial\Delta^2P}{\partial z^*}+\overline{\overline{\frac{g}{mC_m{}^2}}}\Delta^2P$$
$$=-2ADVW' \quad (44)$$

$$\frac{\Delta^2P}{(1+\alpha)\ \Delta t}+\overline{\overline{C_m{}^2}}DIVS\ (\Delta^2U,\ \Delta^2V,\ \Delta^2W)$$
$$=-\overline{\overline{C_m{}^2}}2ADVP' \quad (45)$$

ただし,

$$ADVU'=ADVU-RU+\frac{U^{it}-U^{it-1}}{(1+\alpha)\ \Delta t}$$
$$+\frac{\partial P^{it}}{\partial x}+\frac{\partial G^{\frac{1}{2}}G^{13}P^{it}}{G^{\frac{1}{2}}\partial z^*} \quad (46)$$

$$ADVV'=ADVV-RV+\frac{V^{it}-V^{it-1}}{(1+\alpha)\ \Delta t}$$
$$+\frac{\partial P^{it}}{\partial y}+\frac{\partial G^{\frac{1}{2}}G^{23}P^{it}}{G^{\frac{1}{2}}\partial z^*} \quad (47)$$

$$ADVW'=ADVW-RW-\frac{1}{m}BUOY$$
$$+\frac{W^{it}-W^{it-1}}{(1+\alpha)\ \Delta t}+\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}}\frac{\partial P}{\partial z^*} \quad (48)$$

$$ADVP'=\{\frac{P^{it}-P^{it-1}}{(1+\alpha)\ \Delta t}-C_m{}^2\ (PFT-$$
$$DIVT\ (U,\ V,\ W)+PRC)-dif.P\}/\overline{\overline{C_m{}^2}} \quad (49)$$

である. (42)-(45) 式から $\Delta^2U,\ \Delta^2V,\ \Delta^2W$ を消去すると次の3次元ヘルムホルツ型の気圧傾向方程式を得る.

$$\overline{\overline{m^2}}\left(\frac{\partial^2\Delta^2P}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Delta^2P}{\partial y^2}\right)+\overline{\overline{\frac{m}{G^{\frac{1}{2}}}}}\;\overline{\overline{\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}}}}\frac{\partial^2\Delta^2P}{\partial z^{*2}}+\overline{\overline{\frac{m}{G^{\frac{1}{2}}}}}\frac{\partial}{\partial z^*}\left(\overline{\overline{\frac{g}{mC_m{}^2}}}\Delta^2P\right)-\frac{\Delta^2P}{\overline{\overline{C_m{}^2}}\,(1+\alpha)^2(\Delta t)^2}=2\left\{\frac{ADVP'}{(1+\alpha)\Delta t}-DIVS\,(ADVU',ADVV',ADVW')\right\} \tag{50}$$

上記の方程式は，非弾性モデルでのポアソン型の気圧診断方程式の解法を利用して Dimension Reduction Method (Ogura, 1969；Ikawa and Saito, 1991) により解くことが出来る．プログラムでは ϕ_0 をモデル領域の中心にとることを前提に，

$$\overline{\overline{m^2}}\cong1,\quad \overline{\overline{\frac{m}{G^{\frac{1}{2}}}}}\cong\overline{\overline{\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}}}}\cong\overline{\overline{\frac{1}{G^{\frac{1}{2}}}}},\quad \overline{\overline{\frac{g}{mC_m{}^2}}}\cong\overline{\overline{\frac{g}{C_m{}^2}}}$$

を仮定してコーディングを簡略化している．

2.5　初期条件・境界条件等

初期条件は旧モデルと同様に親モデル（通常はJSM）の予報値（又は初期値）を線形内挿して作成するが，新モデルでは気圧場についても初期化を行なっている．初期化は，非弾性の気圧方程式を解く方法と親モデルの地表気圧に静水圧の積み上げを行う方法のうちのどちらかを選択出来るようになっている．一方，旧モデルで行なった全層での非弾性の連続の式を満足させるための変分客観解析による水平風速場の修正は，新モデルでは通常行なっていない．

側面境界条件は気圧以外の予報変数に対しては Saito (1994) で用いた放射ネスティングの手法（＝斉藤・猪川（1992）の改良版）を使っているが，側面境界での質量フラックスの総和は0にせず，親モデルの平均気圧の時間変化に相当する量を残すようにしている．

気圧の側面境界条件は，傾向方程式の境界条件として（42），（43）式から

$$\frac{\partial\Delta^2P}{\partial x}=-2\left\{ADVU'+\frac{\partial U}{\partial t}-\frac{U^{it}-U^{it-1}}{(1+\alpha)\ \Delta t}\right\} \tag{51}$$

$$\frac{\partial\Delta^2P}{\partial y}=-2\left\{ADVV'+\frac{\partial V}{\partial t}-\frac{V^{it}-V^{it-1}}{(1+\alpha)\ \Delta t}\right\} \tag{52}$$

で与えられる．上式は旧モデルにおける気圧診断方程式のノイマン型境界条件（＝斉藤・猪川（1992）の（37），（38）式）に対応するものである．これとは別に親モデルとのネスティングとして境界近く（5格子）に弱いレーリー摩擦による吸収層を（49）式の *dif. P* の項に加えている．

上部境界は断熱固定壁で 10 km より上にレーリー摩擦による吸収層を入れている．現状では風と温位に対するレーリー摩擦は親モデルの予報値を正しく反映するようにはなっていないため，領域を広くとって予報時間を延ばすとその影響が対流圏の予報にも及ぶことが考えられ，今後改良が必要である．

気圧の上部境界条件は（44）式に $W=0$ を用いて

$$\left(\overline{\overline{\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}}}}\frac{\partial}{\partial z^*}+\overline{\overline{\frac{g}{mC_m{}^2}}}\right)\Delta^2P=2ADVW' \tag{53}$$

で与えられる．下部境界条件は $W^*=0$ から

$$\Delta^2W^*=\frac{1}{G^{\frac{1}{2}}}\left\{\Delta^2W+m\left(G^{\frac{1}{2}}G^{13}\Delta^2U+G^{\frac{1}{2}}G^{23}\Delta^2V\right)\right\}=0 \tag{54}$$

に（42）-（44）を代入して

$$\left(\overline{\overline{\frac{1}{mG^{\frac{1}{2}}}}}\frac{\partial}{\partial z^*}+\overline{\overline{\frac{g}{mC_m{}^2}}}\right)\Delta^2P=-2ADVW'-2m\left(G^{\frac{1}{2}}G^{13}ADVU'+G^{\frac{1}{2}}G^{23}ADVV'\right)\underline{-m\left(G^{\frac{1}{2}}G^{13}\frac{\partial\Delta^2P}{\partial x}+G^{\frac{1}{2}}G^{23}\frac{\partial\Delta^2P}{\partial y}\right)} \tag{55}$$

で与えられる．この式で下線を施した項は変数分離不可能なので（50）式を解くに際して繰り返し計算が必要である．シミュレーションが地表面摩擦を含む場合は，$W=0$ を用いて上部境界条件と同様に下部境界条件も（53）式でおくことが出来る．この場合繰り返し計算が不要になるため，旧モデルと比べて計算効率の上で大きな利点となる．

境界条件の設定の仕方には側面・上部とも多くのバリエーションが考えられ，今後更にテストを行なう必要がある．

3．物理過程の改良点

3.1　雲物理過程

新モデルは旧モデルと同様 Ikawa *et al.* (1991) による雲物理過程を含んでいる．これは Lin *et al.*(1980)

に基づく水蒸気・雲水・雨・雲氷・雪・あられの混合比を予報するバルク法の雲物理過程であるが，雲氷・雪・あられについては数濃度まで予報することが可能である．新モデルでは，雲物理が氷晶過程を含む場合，ネスティングに際して親モデル（JSM）から初期場と境界条件に与える水蒸気場に氷飽和に対する制限を新たに設定した．現状では水蒸気以外の水物質のネスティングは行なっていない．

降水物質の落下を計算する場合，従来のオイラー型の計算方法ではタイムステップ Δt を降水物質の落下速度 V_T とモデルの鉛直の格子間隔 Δz に対応するCFL (Courant-Friedrichs-Lewy) の安定条件（$V_T \Delta t / \Delta z < 1$）を満足するように決定しなければ落下量が正しく求められなくなる欠点があった．雨は終末落下速度が数 m/s と大きいため，特に境界層近くでモデルの鉛直格子間隔が数十mに狭くなる場所では，CFL 条件から考えられる最大のタイムステップが10秒程度になってしまう．新モデルでは雨滴の落下の計算に Box-Lagrangian 法（Kato, 1995）を用いることにより，この問題を解決している．この方法は，1鉛直格子箱にある雨水がその混合比に対応するバルクの落下速度で落下する場合の Δt 後の落下位置を求め，その間にある格子に落下前の雨水量の総量が保存するよう分配する方法である．この方法により Δt として30秒程度の値を用いても，精度良く安定に雨滴の落下を求めることが可能となった．

水物質の混合比や数濃度を予報する雲物理過程は，雲を直接表現する高分解能モデル用に開発されたものなので，対流のスケールが格子間隔以下となる低分解能モデルには必ずしも適当とは言えない．新モデルでは，分解能を落として領域予報モデルとしても利用出来るように，対流調節パラメタリゼーションの併用が可能である．対流調節をかけた場合の凝結量は，雲水に転化させることも直下落下させることも出来るようになっている（Kato and Saito, 1995）．

3.2　その他の物理過程

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；Saito and Ikawa, 1991）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．下部境界では，接地境界層を仮定して地表摩擦や地面（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ない，相似則（Kondo, 1975；Sommeria, 1976）に基づいて計算される．これらの点は旧モデルと同様である．地表面温度は，旧モデルでは JSM の予報値を高度補正することにより与えていたが，新モデルでは JSM の方式（Segami *et al*., 1989）に習い，地中に4つの層をとって予報している．さらにこのモデルでは高分解能での利用時を考慮して，日射に対する地面の斜度の影響まで考慮出来るように改良されている（Kato, 1996）．

4．三次元山越え気流非静水圧線形解析解との比較

モデルのテストとして三次元ベル型の山

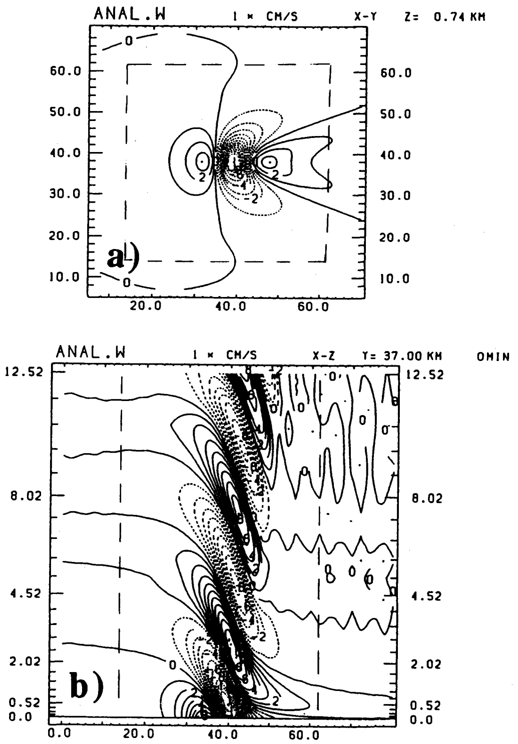
$$h\ (x,\ y) = \frac{h_m}{\{1+(x^2+y^2)/a^2\}^{\frac{3}{2}}} \tag{56}$$

を越える流れについての非静水圧線形解析解とモデルによる数値解との比較を行った結果を示す．第1図は $h_m = 100$ m, a =6 km の山を越える一般流 8 m/s, 大気安定度 $N = 0.01\mathrm{s}^{-1}$ の場合の，非静水圧線形解析解による鉛直流の，高度 0.74 km（鉛直波長の1/4に相当）における水平断面（a）と山頂近くを通る鉛直断面（b）である．解析解の計算は Long (1953) の式の解を二重フーリエ級数展開により求める方法（Smith, 1980；斉藤，1994 b）を用いたが，第1図では密度成層による山岳波振幅の変化の補正として，ブシネスク系における解析解に，地表（高度0）と高度 z での振幅の比

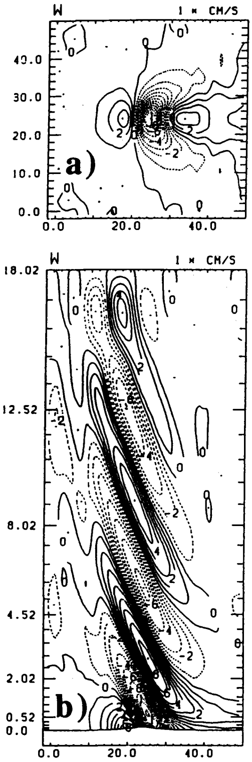
$$\left\{\frac{\bar{\rho}(z)}{\bar{\rho}(0)}\right\}^{-\frac{1}{2}} = \left[e^{-Sz}\left\{1-\frac{g}{C_p\theta(0)S}(1-e^{-Sz})\right\}^{\frac{C_v}{R}}\right]^{-\frac{1}{2}} \tag{57}$$

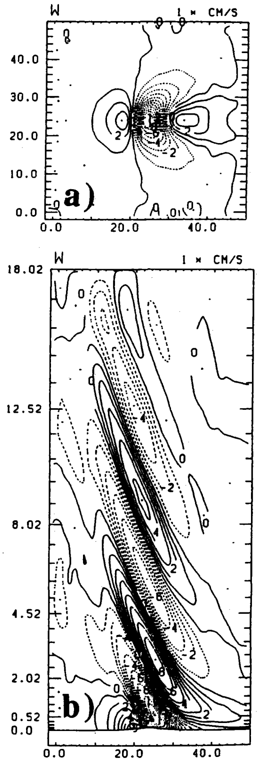
をかけた補正を行ったものを示してある．ここで $S = N^2/g$ である．

同様な山と一般場を与えた場合の，$(Nx, Ny, Nz) = (26,\ 26,\ 32)$ の格子を用いた非弾性方程式系モデルと完全圧縮系モデルによる2時間後の数値解を第2図と第3図に示す．モデルの分解能は水平は $\Delta x = \Delta y = 2$ km, 鉛直には $\Delta z = 40$〜1240 m の可変である．領域は水平 48 km（第1図aに破線で示す範囲）で，側面境界条件はネスティングを行わない開放放射条件を用いている．モデル上端は 18 km に位置しており，10 km より上部にレーリー摩擦による吸収層を入れてある．タイムステップは $\Delta t = 1$ 分で行った．モデルの立ち上げは非弾性で1時間かけて山をゆっくり持ち上げる方法で行い，非弾性の気圧場を完全圧縮系モデルの初期気圧場に用いた．両図はどちらも良く似ており，狭い



第1図　水平スケール $a=6$ km の山を与えた場合の非静水圧線形解析解による鉛直流．等値線の間隔は 1 cm/s. 山の中心は $x=y=38$ km にある．破線は第2図，第3図の数値解の計算に用いられたモデル領域を示す．a）高度 740 m の水平断面図．b）山頂近くを通る鉛直断面図．





第2図　(左)第1図と同様．非弾性方程式系モデルによる2時間後の数値解．山の中心は $x=y=24$ km にある．

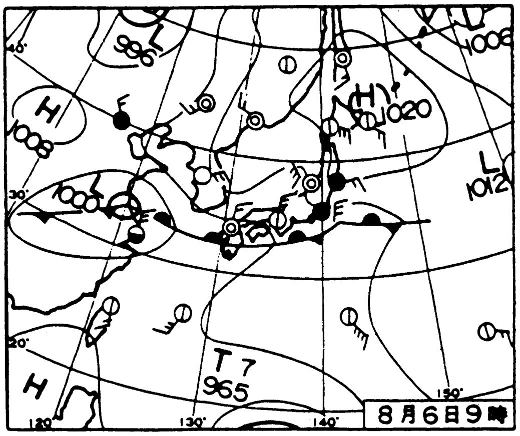
第3図　(右)第2図と同様．完全圧縮系モデルによる数値解．

領域を用いているにもかかわらず，第1図に示した解析解の特徴を特に下層では大変良く表している．上層ではモデルの数値解は振幅が解析解よりも小さめに表現されているが，これは山岳波がまだ上方に十分伝播していない事，鉛直方向にストレッチする可変格子を用いた事，及び上部に置いた吸収層のためと考えられる．第2図と第3図の類似は定常線形山岳波の表現に関しては非弾性の近似が良く成り立っている事を示している．ここでは詳しく示さないが，準圧縮弾性方程式系のモデルではこの例で1分のタイムステップでは安定な時間積分が出来なかった．これは移流項を(3)式のように非弾性のフラックス形式で書いたことによる誤差が原因になっていると考えられる（斉藤，1994 a)．

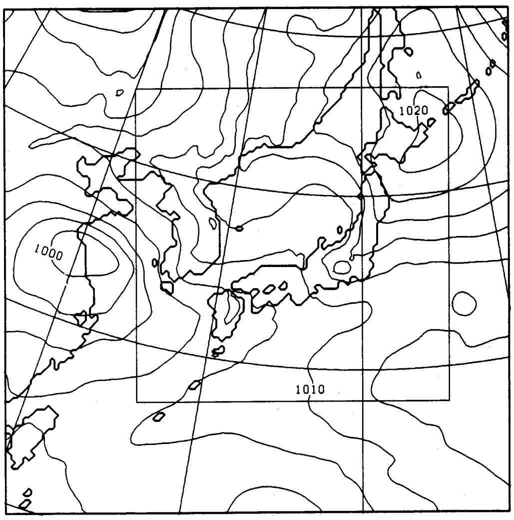
5．領域予報モデルとして用いた場合の例

気象庁 JSM を親モデルにネスティングを行い，領域予報モデルとして用いた場合の結果について述べる．使用したのは，鉛直23層・日本付近での水平分解能約 25 km の新 JSM の初期値と3時間毎の予報値である．シミュレーションは1993年8月6日を対象に行なった．9時の地上天気図を第4図に示す．上海の北にある低気圧から梅雨前線が東シナ海を通って九州南部を横断して本州南岸沖を東に延びている．この日の夕方，鹿児島では17時から20時の3時間で 145 mm の雨量を記録した平成5年鹿児島豪雨が起きている（第5図)．

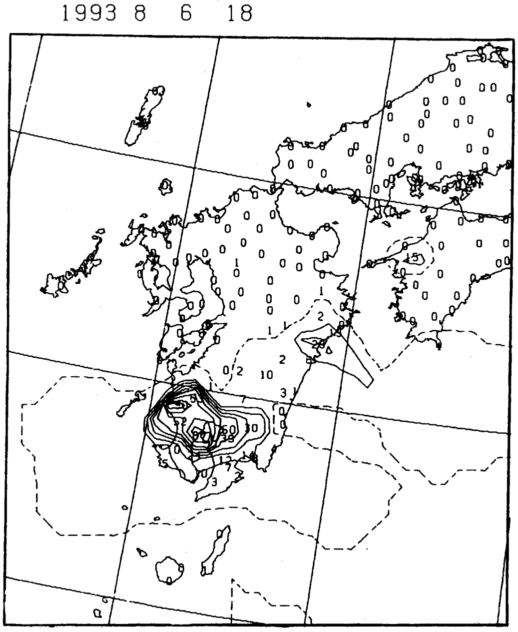
第6図は新 JSM の予報領域と初期値に相当する9時の海面気圧場を示す．図の実線で囲んだ 2000 km 四方の領域に，JSM とほぼ同じ分解能 (北緯36度で格子間隔 25 km) の非静水圧モデルを，JSM と同時刻の9



第4図　1993年8月6日9時の地上天気図．等圧線の間隔は 4 hPa.



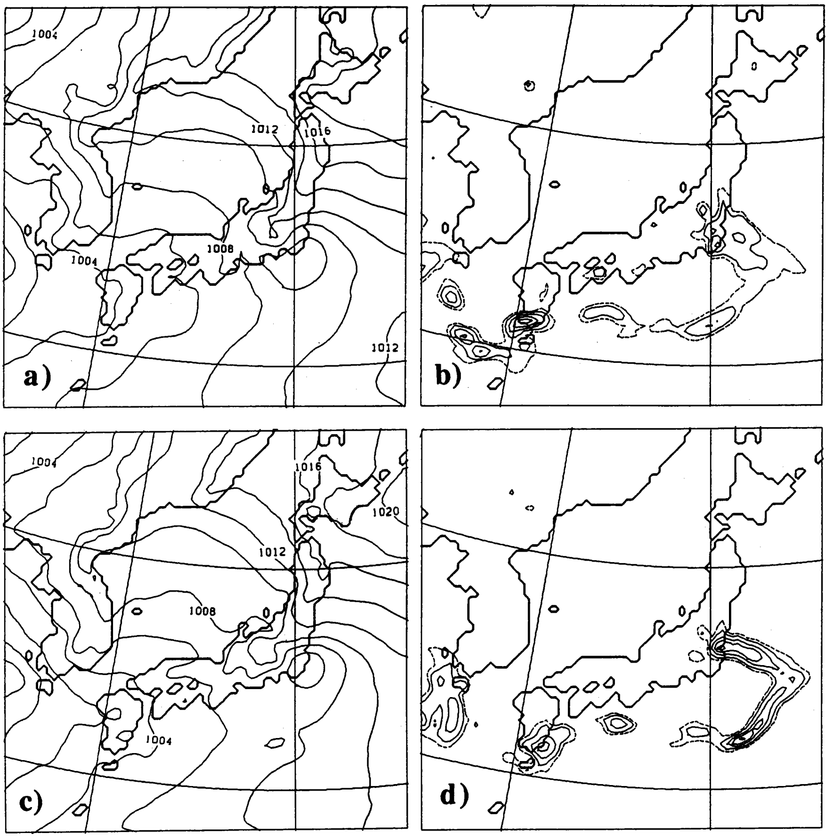
第6図　JSM の計算領域と初期気圧場(1993年8月6日9時)．等圧線の間隔は 2 hPa. 太実線は JSM の海陸分布を，細実線の方形は非静水圧モデルを埋め込んだ領域を示す．



第5図　アメダスによる1993年8月6日15時～18時の3時間降水量の分布．等値線の間隔は 10 mm おきで，破線は 5 mm.

時を初期値としてネスティングした．格子数は水平 82×82，鉛直には32層の可変で，最下層は地表上 20 m，モデルの上端は 18 km に位置している．用いた地形は JSM と同じである．非静水圧モデルの初期場は JSM の変換格子の値を線形内挿して作成し，気圧場は JSM の地表気圧場に静水圧の積み上げを行って作成した．降水過程としては雲物理過程から氷晶過程をスイッチオフしたもの（warm rain もしくは温かい雨と呼ばれるパラメタリゼーション）に対流調節を併用したものを用いた(凝結量は雲水に転化させている)．タイムステップは30秒である．

第7図と第8図に JSM と非静水圧モデル（新モデル）による18時と24時の平均海面気圧場と前3時間降水量の予報を示す．18時の非静水圧モデルの予報は気圧場，降水域ともに JSM と大変良い対応を示しており，九州南部での降水の集中が予報されている．15時から18時の3時間降水強度の最大値は JSM の 40 mm に対して非静水圧モデルでは 70 mm と大きくなっている．第5図に示した実況では降水強度の最大値は 87 mm なので，この時間の降水の集中は非静水圧モデルの方が良く表していると言える．ただし，このシミュレーションで用いた分解能 (25 km) では，非静水圧の効果は小さいと考えられるので，降水強度の違いは主にモデルの物理過程の違いによると思われる．又，JSM，非静水圧モデルとも降水の集中する場所を実況よりやや南に表現している．第7図 a に示す JSM の予報では，関東の南岸で低気圧の発生が予報されているが，第8図 a の非静水圧モデルの予報ではその発達は JSM よりもやや弱く等圧線は完全には閉じていない．これは主にスペクトル法と格子法の違いや，初期

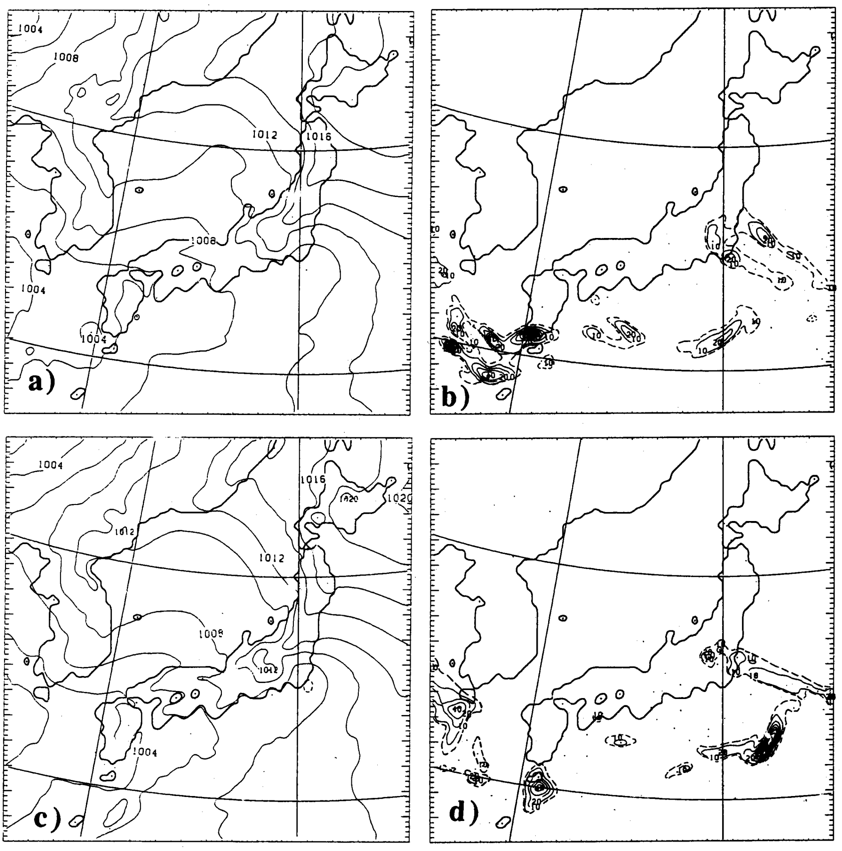


第７図　第６図細実線方形領域内の JSM による予報．a）1993年８月６日18時の海面気圧場．等圧線の間隔は 2 hPa．b）1993年８月６日15時から18時の３時間降水量．等値線の間隔は 10 mm おきで，破線は 5 mm．c）a）と同様．24時の海面気圧場．d）b）と同様．21時から24時の３時間降水量．

場が線形内挿によってスムージングされていること等によると考えられるが，上部境界条件の影響も考えられる．

24時の予報では，九州南部の降水域の位置に両モデルで若干の違いが見られ，JSM（第７図ｄ）で九州南東部にかかっている最大値 30 mm の降水域が，非静水圧モデル（第８図ｄ）ではより南に予報され陸域から外れている．実況では九州南部の大雨は21時にはほぼ終わっており，21～24時の３時間で 10 mm 以上の降水を記録した場所はなかった．この時間の JSM の予報に見られる房総半島付近の低気圧は第８図ｃでは発達の度合いはやや弱いもののほぼ同様な位置に予報されている．この低気圧は21時の実況解析（省略）では，関東の東沖に東進しているが，その移動は JSM，新モデルとも表現出来ていなかった．全体としては，両モデルの予報はこの時刻も概ね良い対応を示している．

前章で述べたモデルの改良点がどのように寄与しているかについて，18時の予報結果で比較してみる．第９図は旧モデルの予報結果を示す（但し30秒のタイムステップではオイラー型の計算方法に対する CFL 条件を満たさないため，雨滴の落下には Box-Lagrangian 法を用いている）．ｂに示す３時間降水量は JSM の予報結果と大きくかけ離れ，九州南部以外の降水域でも降雨量が極端に大きくなっている．25 km という低分解能で雲物理過程をそのまま用いているため，不自然な水平スケールの対流が卓越してしまったためと考えられる．ａに示す気圧場も降水分布と強度の違いに影響され，JSM のそれとはかなり異なるものになっている．



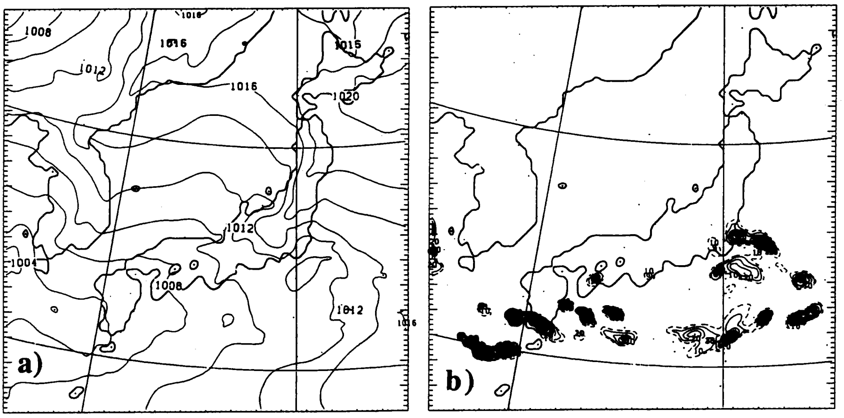
第8図　第7図と同様．非静水圧新モデルによる予報．
外枠の目盛はモデルの格子間隔を表す．

第10図は旧モデルの力学フレーム（非弾性方程式系）に新しい物理過程を用いたモデルによる結果である．bに示す3時間降水分布は第7図bに示した新モデルのそれに非常に近いものになる．JSM と同じ地形と分解能を用いているこのシミュレーションの場合，物理過程の改良点のうち，地面温度の予報の導入は第9図と第10図の予報結果に差をほとんどもたらさないため，両者の違いは対流調節の併用の有無によるものと考えられる．一方，気圧場では新モデル（完全圧縮方程式系）と違いが見られる．1012 hPa の等圧線は JSM（第7図a）と新モデル（第8図a）の予報では沿海州から日本海北東部～関東東岸を通っているが，第10図aの非弾性モデルでは日本海南西部～本州南岸を通っている．第6図に実線で囲んだ非静水圧モデルの予報領域におけるJSMの予報領域平均海面気圧は，初期場（9時）の 1011.4 hPa から18時には 1009.3 hPa と9時間で約2 hPa 低下しているが，非弾性モデルではこの平均気圧の低下を表現出来ていない．これは非弾性の連続の式が領域内の質量保存を前提としているためである．また基本場との密度のずれが大きくなる予報領域の周辺，特に北縁近くで JSM との違いが大きくなっている．

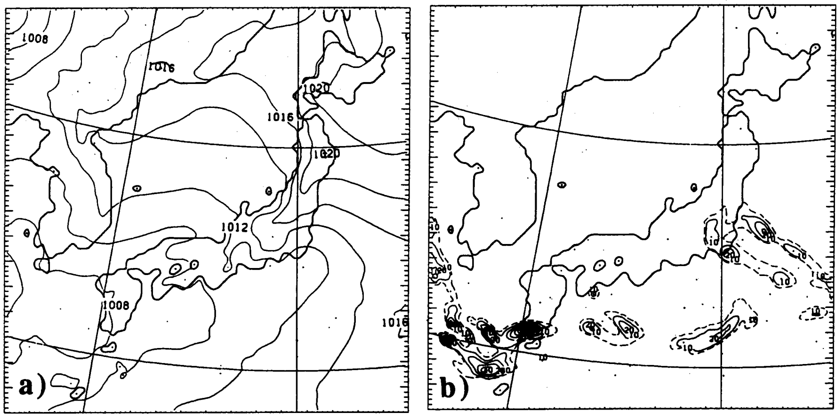
上記の結果から，今回のケースでは，物理過程の改善は降水分布と強度に，力学フレームの改善は気圧場に主に影響したことが分かる．なお，9時間の予報時間に対する計算時間（CPU-time）は，気象研究所の HITAC-s3800 を用いて旧モデル37分41秒，新モデル21分54秒だった．計算時間はチェックのための変数モニターを含み，またプログラムは完全に最適化されているとは言えないが，この計算時間の短縮の理由は，主に2章で述べた気圧方程式の繰り返し計算が新モデルでは不要になったことによっている．

6．おわりに

斉藤・猪川（1992）で報告した非静水圧ネスティングモデルを改良し，1993年8月鹿児島豪雨の日を対象



第9図　第7図a－bと同様．非静水圧旧モデルによる予報．



第10図　第9図と同様．非弾性方程式系モデルに新モデルの物理過程を用いた場合の予報．

に領域予報モデルとして用いた結果を示した．新モデルでは旧モデルに比べて降水域の表現・気圧場共に大きく改善され，気象庁 JSM と良い対応を示す予報結果を得ることが出来た．今回は非静水圧モデルとしては低分解能の水平分解能 25 km で用いた場合の結果を示したが，本来のこのモデルの真価は高分解能メソスケールモデルとして用いた時に発揮される．このケースについてはより高い水平分解能（5 km）でのシミュレーションも試みられており（Saito and Kato, 1995），いくつかの興味深い結果も得られている．その詳しい解析結果については別の機会に報告する予定である．モデルはまだ改善されうる点を残しているが，今後さまざまな現象のシミュレーションに応用しながらモデルの改良を続けていきたいと考えている．

なお，対流調節・地面温度予報のコーディングに際しては，気象庁数値予報課が開発した旧 JSM のプログラムを参考にした．シミュレーションで初期値・境界値として用いた新 JSM 予報値ファイルは，気象庁数値予報課が特別に作成した3時間間隔のもので，利用に際しては気象庁予報部長の承認を得た．数値予報課の永田雅予報官には，担当官として特に御助力を頂いた．また気象研究所の栗原和夫主任研究官からは，モデルの方程式系についてのコメントと新 JSM 予報値ファイルの利用に関しての御教示を頂いた．高野功主任研究官からも JSM ファイルの利用に関して御助力頂いた．さらに本誌編集委員の坪木和久博士，及びレフリーの方からは原稿に対する有益なコメントを頂いた．ここに謝意を表すものである．

参考文献

Carpenter, K. M., 1979 : An experimental forecast using a non-hydrostatic mesoscale model, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **105**, 629-655.

Clark, T. L., 1977 : A small scale numerical model

using a terrain following coordinate system, J. Comput. Phys., **24**, 186-215.

Cotton, W. R. and G. Tripoli, 1978 : Cumulus convection in shear flow —three-dimensional convective storm dynamics, J. Atmos. Sci., **35**, 1503-1521.

Deardorff, J. W., 1980 : Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model, Bound. Layer Meteor., **18**, 495-527.

Dudhia, J., 1993 : A nonhydrostatic version of the Penn State-NCAR mesoscale model : Validation tests and simulation of an Atlantic cyclone and cold front, Mon. Wea. Rev., **121**, 1493-1513.

Golding, B. W., 1992 : An efficient non-hydrostatic forecast model, Meteor. Atmos. Phys., **50**, 89-103.

Grasso, L. D. and W. R. Cotton, 1995 : Numerical simulation of a tornado vortex, J. Atmos. Sci., **52**, 1192-1203.

Haltiner, G. J., 1971 : Numerical Weather Prediction, John Wiley & Sons Inc, 317pp.

Ikawa, M., 1988 : Comparison of some schemes for nonhydrostatic models with orography, J. Meteor. Soc. Japan, **66**, 753-776.

Ikawa, M. and K. Saito, 1991 : Description of a nonhydrostatic model developed at the Forecast Research Department of the MRI, Technical Reports of the MRI, **28**, 238pp.

Ikawa, M., 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.

Juang, H, M., 1992 : A spectral fully compressible nonhydrostatic mesoscale model in hydrostatic sigma coordinates : Formation and preliminary results, Meteor. Atmos. Phys., **50**, 75-88.

Kato, T., 1995 : Box-Lagrangian rain-drop scheme, J. Meteor. Soc. Japan, **73**, 241-245.

Kato, T., 1996 : Hydrostatic and nonhydrostatic simulations of the 6 August 1993 Kagoshima torrential rain J. Meteor. Soc. Japan, **74**, 355-363.

Kato, T. and K. Saito, 1995 : Hyrostatic and nonhydrostatic simulations of moist convection : Applicablity of the hydrostatic approximation to high -resolution model, J. Meteor. Soc. Japan, **73**, 59-77.

Klemp, J. B. and R. B. Wilhelmson, 1978 : The simulation of three-dimensional convective storm dynamics, J. Atmos. Sci., **35**, 1070-1096.

Kondo, J., 1975 : Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, Bound.Layer. Meteor., **9**, 91-112.

Kurihara, K., 1995 : Comparison of computational efficiency of time integration between the non-hydrostatic and hydrostatic spectral models, Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling, WMO CAS/JSC WGNE, **21**, 3.15-3.16.

Lin, Y. H., R. D. Farley and H. D. Orville, 1983 : Bulk parameterization of the snow field in a cloud model, J. Climate Appl. Meteor., **22**, 1065-1092.

Long, R. R., 1953 : Some aspects of the flow of stratified fluids : 1. A theoretical investigation, Tellus, **5**, 42-58.

Miller, M. J. and R. P. Pearce, 1974 : A three-dimensional primitive equation model of cumulonimbus convection, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **100**, 133-154.

Ogura, M. 1969 : A Direct Solution of Poisson's Equation by Dimension Reduction Method, J. Meteor. Soc. Japan, **47**, 319-323.

Ogura, Y. and N. A. Phillips, 1962 : Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere, J. Atmos. Sci., **19**, 173-179.

Pielke, R. A., W. R. Cotton, R. L. Walko, C. J. Tremback, W. A. Lyons, L. D. Grasso, M. E. Nicholls, M. D. Moran, D. A. Wesley, T. J. Lee, and J. H. Copeland, 1992 : A comprehensive meteorological modeling system -RAMS, Meteor. Atmos. Phys., **49**, 69-91.

斉藤和雄・猪川元興，1992：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，天気，**39**，615-625.

斉藤和雄，1994 a ：非静水圧ネスティングモデルについて（2）完全圧縮系モデルへの改良，平成5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.

斉藤和雄，1994 b ：山越え気流について（おろし風を中心として），天気，**41**，731-750.

Saito, K., 1994 : A numerical study of the local downslope wind "Yamaji-kaze" in Japan. Part 3 : Numerical simulation of the 1991 September windstorm with a non-hydrostatic multi-nested model, J. Meteor. Soc. Japan, **72**, 301-329.

Saito, K. and M. Ikawa, 1991 : A numerical study of the local downslope wind "Yamaji-kaze" in Japan, J. Meteor. Soc. Japan, **69**, 31-56.

Saito, K. and T. Kato, 1995 : Forecast experimentnt of the 1993 Kagoshima torrential rain with a regional nonhydrostatic model, Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling, WMO CAS/JSC WGNE, **21**, 5.29-5.30.

Segami, A., K. Kurihara, H. Nakamura, M. Ueno and I. Takano, 1989 : Description of Japan Spectral Model, JMA/NPD Technical Report, **25**, 41pp.

Smith, R. B., 1980 : Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain, Tellus, **32**, 348-364.

Sommeria, G., 1976 : Three dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer, J. Atmos. Sci., **33**, 216-241.

Skamarock, W. C. and J. B. Klemp, 1993 : Adaptive grid refinement for 2D and 3D non-hydrostatic atmospheric flow, Mon. Wea. Rev., **121**, 788-804.

Takeda, T., 1971 : Numerical simulation of a precipitating convective cloud : the formation of a "long-lasting" cloud, J. Atmos. Sci., **28**, 350-376.

Tapp, M. C. and P. W. White, 1976 : A non-hydrostatic mesoscale model, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **102**, 277-296.

Tanguay, M. A., A. Robert and R. Laprise, 1990 : A semi-implicit semi-Lagrangian fully compressible regional forecast model, Mon. Wea. Rev., **118**, 1970-1980.

Wicker, L. J. and R. B. Wilhelmson, 1995 : Simulation and analysis of tornado development and decay within a three-dimensional supercell thunderstorm, J. Atmos. Sci., **52**, 2675-2703.

Yamasaki, M., 1975 : A numerical experiment of the interaction between cumulus convection and large-scale motion, Pap. Meteor. Geophys., **26**, 63-91.

国際学術研究集会への出席補助金受領候補者の募集のお知らせ

—国際学術交流委員会—

国際交流事業（天気32巻5号P232）の一環として国際学術交流運用規定（天気41巻7号P444）に基づき，国際学術研究集会への旅費もしくは滞在費の補助を下記により行いますので，希望者は期日までに応募願います．

記

1．対象の集会

1996年12月1日～1997年5月31日の期間外国で開かれる国際学術研究集会

2．応募資格

日本気象学会会員で国際学術研究集会に出席し論文の発表もしくは議事の進行に携わる予定のもの．ただし，ほかから援助のあるものは除く．

3．募集人員

若干名

4．補助金額

開催地域を考慮し最高15万円程度

5．応募手続

所定の申請書類（日本気象学会事務局備付）を期日までに国際学術交流委員会（〒100 東京都千代田区大手町1-3-4　気象庁内日本気象学会気付）に提出する．大学院生は指導教官の推薦状を併せて提出する．

期日：1996年9月15日

注：申請書は最新の様式のものを日本気象学会事務局から取り寄せること．申請書の様式は断りなく変更することがある．古い様式の申請書で応募しても受理しない．

6．補助金受領者の義務

当該集会終了後30日以内に集会出席の概要を「天気」に掲載可能な形式で1ページ（2000字）程度にまとめ，報告書として委員会に提出する．