

第9章 日本海降雪雲の数値シミュレーション

9.1 混合層発達と降雪雲形成 (2-D シミュレーション) *

9.1.1 はじめに

冬期, ユーラシア大陸から寒気が吹き出す時, 寒気は暖かい海面から大量の熱と水蒸気を得ながら, 日本海を横断する. 熱と水蒸気は対流運動で鉛直方向に輸送され, 逆転層に抑えられた混合層が風下側で発達する. 混合層内では, 対流性降雪雲が形成され, 海上海岸に降水をもたらす. さらに, 気団は日本列島の山々を強制上昇し, さらなるの凝結と降水をもたらす.

Asai (1965), Asai and Nakamura (1978), Nakamura and Asai (1985) は, 日本海上の混合層の発達についての数値シミュレーションを行った. しかし, Asai (1965) は, 微物理過程を考慮しない1次元モデルを使用した. Asai and Nakamura (1978), Nakamura and Asai (1985) は, 凝結過程を考慮したが降水は考慮しない2次元モデルを使用した.

Ikawa *et al.* (1987, 1991) は, サイクリックな側面境界条件を仮定して2次元および3次元モデルを用い, 数値シミュレーションを行った. 個々のモデルでは領域が限られており, 積分時間が短いため, 混合層の発達を直接シミュレーションすることができない. そこで, 日本近海の混合層中で得られたゾンデ観測の結果を初期値として, 暖かい気塊または冷たい気塊を用いて対流を開始した.

著者の知る限りでは, これまで日本海上の混合層の発達と, 対流性降雪雲の形成の両方を扱った研究はほとんど行われていない. 本節では, 雲の微物理パラメタリゼーション (Murakami, 1990) と, Monin-Obukhov の相似則に基づく接地境界層のパラメタリゼーションを組み込んだ2次元力学モデル (Clark, 1977) を使用して, これらを調べた. 計算は2つのケースについて行った. 1つ目のケースは, Murakami *et al.* (1994 a) に述べた集中観測期間中の, 1989年2月2~4日の穏やかな寒気吹き出しに伴って出現した降雪雲である. したがって, 対流性降雪雲の微物理学的データを, モデルの結果と比較することができる. 2つ目のケースは1990年1月24~26日の非常に強い寒気吹き出しに伴って出現した降雪雲である.

* 村上正隆: 物理気象研究部

2つの例を比較することで, 混合層の発達と降雪雲の形成に対する寒気吹き出しの強さの影響を調べた.

本節は次のように構成されている. モデルと実験設定は9.1.2で述べる. 9.1.3と9.1.4では, 1989年, 1990年のケースのシミュレーション結果を示す. 9.1.5では, おもに1989年のケースについて, 観測結果とモデルの結果の比較について述べる. 9.1.6では, 結論を述べる. なお, この節の内容は Murakami *et al.* (1994 b) の抄訳をもとにしている.

9.1.2 モデルの説明と実験のセットアップ

9.1.2.1 基本モデル

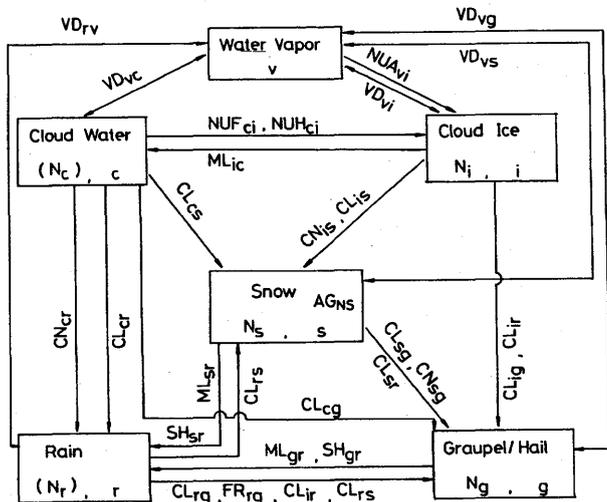
本節で用いたモデルは, Clark (1977), Clark and Farley (1984), Clark and Hall (1991) で記述されている力学モデルに, 改良した微物理パラメタリゼーションと接地境界層のパラメタリゼーション (Murakami, 1990) を加えたもので, その2次元バージョンである. モデルでは, 地形に沿った座標系上で, 非静力学, 非弾性流体力学方程式に差分近似を用いている. このモデルの大きな特徴は, 外側の粗い格子からなる広領域モデルの中により細かい格子からなる狭領域モデルを埋め込めることである. 狭領域モデルは広領域モデルから境界条件をもらい, 逆に広領域モデルは狭領域モデルでより正確に計算された物理量をもらう 2-way interaction を採用している. このようなネスティングを原理的には何回も繰り返し行うことが可能である. モデルの数値計算手法は, 熱力学・微物理学変数の保存方程式に関しては, Smolarkiewicz (1984) による2次の精度をもつ正値移流スキームを用いるように変更した. ただし, 運動量の保存方程式に関しては Arakawa (1966) と Lilly (1965) の2次の精度のスキームが用いられている. 詳細は Murakami *et al.* (1994 b) を参照のこと.

9.1.2.2 水物質と温位の方程式

モデルは, 雲水, 雨, 雲氷, 雪, あられの5種類の雲・降水粒子を含み, すべての雲・降水粒子の形は球状を仮定している. 雪は雲粒付着成長を開始するのに十分な落下速度を持つ単一の雪結晶と, 多数の雪結

第9.1.1表 降水粒子のパラメタリゼーション.

	Rain	Snow	Graupel	Cloud water	Cloud ice
Variable	$Q_R(\text{kg kg}^{-1})$	$Q_S(\text{kg kg}^{-1})$ $N_S(\text{m}^{-3})$	$Q_G(\text{kg kg}^{-1})$ $N_G(\text{m}^{-3})$	$Q_C(\text{kg kg}^{-1})$	$Q_I(\text{kg kg}^{-1})$ $N_I(\text{m}^{-3})$
Size distribution	$N_R(D_R) = N_{R0} e^{-\lambda_R D_R}$	$N_S(D_S) = N_{S0} e^{-\lambda_S D_S}$	$N_G(D_G) = N_{G0} e^{-\lambda_G D_G}$	$D_c = \left(\frac{6 Q_C \rho}{\pi N_C \rho_w} \right)^{\frac{1}{3}}$	$D_i = \left(\frac{6 Q_I \rho}{\pi N_I \rho_i} \right)^{\frac{1}{3}}$
N	$N_{R0} = 8 \times 10^6$	-----		$N_C = 1.0 \times 10^8$	-----
Fall velocity	$U_{DR} = a D_R^b \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.5}$	$U_{DS} = c D_S^d \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.5}$	$U_{DG} = e D_G^f \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.5}$	$U_{DC} = a_c D_c^b \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)$	$U_{DI} = a_i D_i^b \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.35}$
velocity	$a=842$ $b=0.8$	$c=17$ $d=0.5$	$e=124$ $f=0.64$	$a_c=2.98 \times 10^7$ $b_c=2.0$	$a_i=700$ $b_i=1.0$
Density	$\rho_w = 1.0 \times 10^3$	$\rho_s = 8.4 \times 10^1$	$\rho_G = 3.0 \times 10^2$	$\rho_w = 1.0 \times 10^3$	$\rho_i = 5 \times 10^2$



第9.1.1図 モデルで取り扱われる雲の微物理学過程.

晶からなる雪片の両方を含む。雨，雪，あられの粒径分布は逆指数関数，雲水と雲氷の粒径分布は単分散と仮定している。雲氷・雪・あられは，予測変数として混合比と数濃度を用いて扱っている。雲氷・雪・あられに関する各種パラメーターは，Heymsfield (1978), Locatelli and Hobbs (1974), Kajikawa (1975, 1978), Yagi *et al.* (1979), Harimaya (1978) の観測結果から決定した。雲・降水粒子のパラメタリゼーションの詳細は第9.1.1表に示すとおりである。

モデル中でシミュレートした雲の微物理過程を第9.1.1図に表す。水物質と温位の予測方程式は

$$\frac{\partial Q_v}{\partial t} = ADV(Q_v) + D(Q_v) - VD_{vc} - VD_{vr} - VD_{vi} - VD_{vs} - VD_{vg} - NUA_{vi} \quad (9.1.1)$$

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t} = ADV(Q_c) + D(Q_c) + VD_{vc} + PR_r - NUF_{ci} - NUH_{ci} - CN_{cr} - CL_{cr} - CL_{cs} - CN_{cr} - CL_{cr} - CL_{cs} - CL_{cg} + ML_{ic} \quad (9.1.2)$$

$$\frac{\partial Q_r}{\partial t} = ADV(Q_r) + D(Q_r) + PR_r + VD_{vr} - CL_{ri} - CL_{rs} - CL_{rg} + CL_{cr} + CN_{cr} + ML_{sr} + ML_{gr} + SH_{sr} + SH_{gr} - FR_{rg} \quad (9.1.3)$$

$$\frac{\partial Q_i}{\partial t} = ADV(Q_i) + D(Q_i) + PR_i + VD_{vi} + NUA_{vi} + NUF_{ci} + NUH_{ci} - CL_{iv} - CL_{is} - CL_{ig} + CN_{is} - ML_{ic} \quad (9.1.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_s}{\partial t} = & ADV(Q_s) + D(Q_s) + PR_s + PG \\ & + VD_{vg} + CN_{is} + CL_{cs} + CL_{is} + CL_{rs}\alpha_{rs} \\ & - CL_{sr}(1-\alpha_{sr}) - CL_{sg} - CN_{sg} \\ & - ML_{sr} - SH_{sr} \end{aligned} \quad (9.1.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_g}{\partial t} = & ADV(Q_g) + D(Q_g) + PR_g + PG \\ & + VD_{vg} + CN_{sg} + CL_{ir} + CL_{ri} \\ & + (CL_{sr} + CL_{rs})(1-\alpha_{rs}) + FR_{rg} \\ & - ML_{gr} - SH_{gr} \end{aligned} \quad (9.1.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & ADV(\theta) + D(\theta) + \frac{L_v}{C_p T} (VD_{vc} + VD_{vr}) \\ & + \frac{L_s}{C_p \pi} (VD_{vi} + VD_{vs} + VD_{vg} + NUA_{vi}) \\ & + \frac{L_f}{C_p \pi} (CL_{cs} + CL_{cg} + CL_{ri} + CL_{rs} + CL_{rg} \\ & + NUF_{ci} + NUH_{ci} + FR_{rg} - ML_{sr} - SH_{sr} \\ & - ML_{rg} - SH_{gr}) \end{aligned} \quad (9.1.7)$$

水物質の混合比についての予測方程式に加えて、雲氷、雪、あられの数濃度についての予測方程式を以下のように表わす。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_i}{\rho} \right) = & ADV \left(\frac{N_i}{\rho} \right) + D \left(\frac{N_i}{\rho} \right) + PR_{Ni} \\ & + \frac{1}{m_{i0}} NUA_{vi} + NUF_{ciN} + \frac{N_c}{Q_c} NUH_{ci} \\ & - \frac{N_i}{\rho Q_i} (CL_{ir} + CL_{is} + CL_{ig} + VD_{vi} + ML_{ic}) \\ & - AG_{Ni} - \frac{1}{m_{s0}} CN_{is} \end{aligned} \quad (9.1.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_s}{\rho} \right) = & ADV \left(\frac{N_s}{\rho} \right) + D \left(\frac{N_s}{\rho} \right) + PR_{Ns} \\ & + \frac{1}{m_{s0}} CN_{is} - \frac{N_s}{\rho Q_s} (ML_{sr} + VD_{vs}) \\ & - CL_{sgN} - CL_{sr}N(1-\alpha_{rs}) - CN_{sgN} - AG_{Ns} \end{aligned} \quad (9.1.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_g}{\rho} \right) = & ADV \left(\frac{N_g}{\rho} \right) + D \left(\frac{N_g}{\rho} \right) + PR_{Ng} \\ & + CL_{rsN}(1-\alpha_{rs}) - \frac{N_g}{\rho Q_g} (ML_{gr} + VD_{vg}) \\ & + CL_{riN} + CN_{sgN} + FR_{rgN} \end{aligned} \quad (9.1.10)$$

ここで、 L_f , L_v , L_s は、それぞれ融解、蒸発、昇華の潜熱である。(9.1.1)式から(9.1.10)式までの ADV 項は水物質の移流を表し、 D 項は乱流拡散を示す。Cotton *et al.* (1986) の用語法に従って、上記の式で用いた生成項と消費項は次のように定義する。 VD は水蒸気の昇華凝結または蒸発、 NUA は昇華核形成、 NUF は凝結-凍結核形成、 NUH は -40°C 以下での均質凍結核形成、 CL は捕捉、 CN は変換、 ML は融解、 FR は凍結、 SH は水の剥離、 PR は降水、 AG は凝集とする。 PG は乾燥成長または湿潤成長による他の水物質の捕捉によるあられの成長を表す (Lin *et al.*, 1983)。 PR , PG , AG を除くそれぞれの項が2つの下付き文字を含むが、1つめの下付き文字が元の水物質、2つ目の下付き文字が質量を増した水物質を示す。下付き文字の v , c , r , i , s , g はそれぞれ水蒸気、雲水、雨、雲氷、雪、あられを表す。水蒸気と雲水間の質量交換には、瞬時飽和調節法を採用した。また、雲氷は 0°C 以下では即座に融解して雲水に変わると仮定した。固体の雲・降水粒子が昇華蒸発した時のみ、数濃度の変化を考慮した。雲の微物理過程のパラメタリゼーションは、主に Lin *et al.* (1983) と Cotton *et al.* (1986) に基づいているが、幾つかの改良点を含んでいる。パラメタリゼーションの詳細は、Murakami (1990), Murakami *et al.* (1994b) を参照のこと。

9.1.2.3 モデルの領域

本節では2次元3重ネステッドモデルを用いた。1番外側のモデルの領域は、水平方向に1020 km、鉛直方向に15 kmで、それぞれの方向に、15 km, 0.3 kmの分解能である。水平軸は、おおよそ、北西から南東を向いており、日本海、日本列島東北部、太平洋の一部を覆っている。 $y=0$ kmの位置はユーラシア大陸の東岸に一致し、 $y=625$ kmは日本列島の西岸に一致している。日本列島の断面は、幅150 km、高さ700 mの

ベル型地形に単純化した。

2番目のモデルの領域は、水平方向に1020 km、鉛直方向に4.5 km (1990年1月24日の例では7.5 km) であり、それぞれ、3 km, 0.1 kmの分解能である。鉛直方向の分解能が0.1 kmと細かいのは、境界層での過程を適切にシミュレーションするためである。

3番目の、最も内側のモデルの領域は、水平方向に204 km、鉛直方向に4.5 km (1990年の例では7.5 km) であり、それぞれの方向に、0.6 km, 0.1 kmの分解能である。このモデルは、日本列島の風上側に位置し日本列島の西側半分と、日本海の東方部分も含んでいる。

1番目、2番目のモデルは雲・降水の空間分布が、準定常状態になるまで、最初の24時間時間積分した。その時点で、3番目のモデルをネスティングして、他の2つのモデルと共に数時間時間積分した。

9.1.2.4 境界条件

側面については、Cho and Clark (1981)と同様の開放境界条件を、1番外側のモデルに対して適用した。レイリー摩擦とニュートン冷却の吸収体をモデルの上部に採用し、鉛直方向に伝搬してくる重力波の上部境界での反射を防いでいる。グリッドのネスティングには、吸収体の領域を避けている。

熱、水蒸気、運動量の地表での交換は、フラックス分布の関係と Monin-Obukhov の類似則を用いて決定している。つまり、地表でのサブグリッドスケールの運動量、熱、水蒸気のフラックスは、次のように与えられる。

$$\overline{u'w'} = -u_*^2 \frac{\tilde{u}_{\frac{1}{2}}}{|V_{\frac{1}{2}}|} \quad \overline{v'w'} = -u_*^2 \frac{\tilde{v}_{\frac{1}{2}}}{|V_{\frac{1}{2}}|} \quad (9.1.11)$$

$$\overline{\theta'w'} = -u_*\theta_* \quad \overline{Q_v'w'} = -u_*Q_{v*} \quad (9.1.12)$$

ここで、 $\tilde{u}_{\frac{1}{2}}$ 、 $\tilde{v}_{\frac{1}{2}}$ 、 $|V_{\frac{1}{2}}|$ は、最下層での u 、 v 成分と風速の絶対値である。 u_* 、 θ_* 、 Q_{v*} は、Barker and Baxter (1975)による経験式を用いて計算する。

海上では、顕熱、水蒸気、運動量の地表面のフラックスは、海水面温度、大気最下層の温位、水蒸気の

混合比、風を用いて計算する。粗度高度は、海上で0.001 m、陸上で0.1 mである。海面温度の分布を単純化するために、(ユーラシア大陸の東岸に一致している) $y=0$ 地点で 0°C とし、(日本列島の日本海岸近くの) $y=625$ km地点で 10°C として、その間を直線的に補間した。太平洋上では、日本列島の東岸で海面温度を 10°C とし、日本海上と同じ割合で増加させた。

陸上では、顕熱と水蒸気のフラックスは、海上に比べて無視できるほど小さいので、中立の大気層を仮定して運動量のフラックスのみを計算した。

9.1.2.5 初期条件

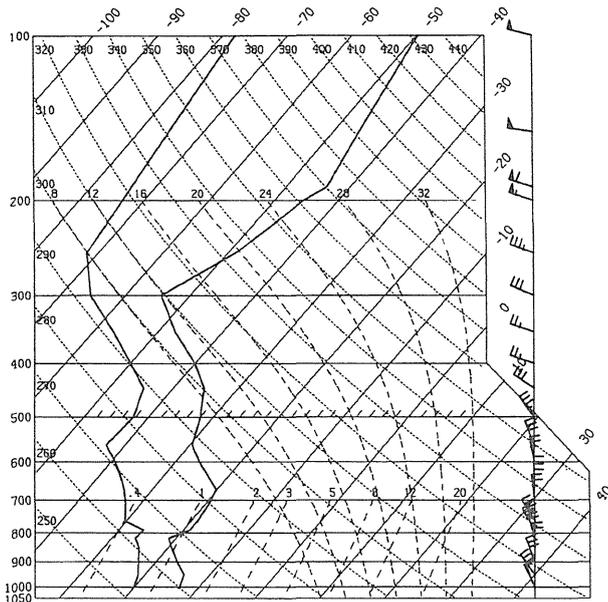
並の寒気吹き出しのための初期条件は、1989年2月2日00Zのウラジオストックにおけるゾンデデータから得た。それに対し、強い寒気吹き出しの実験のためには、初期条件として1990年1月24日12Zのウラジオストックにおけるゾンデデータを用いた。

9.1.3 1989年2月2日のケース

1989年2月2日~4日の間に、日本海上と日本列島(本州)の中央部及び北部の沿岸域で、並の降雪($1\sim 4\text{ mm h}^{-1}$)が断続的に起こった。このストームによって、観測地点では、3日間で30 cmの降雪があったが、この地域では並あるいは穏やかなストームに分類される。この3日間は集中観測期間中で、気象庁による高層観測データ、衛星画像、現業用レーダ網のデータに加えて、HYVIS 観測とドップラーレーダ観測を通して得た降雪雲の微物理学的データが、比較のために利用できる。観測と数値シミュレーションの簡単な比較を後に示す。

1989年2月2日00Zのウラジオストックにおけるゾンデ観測の結果(第9.1.2図)は、地上気温 -13°C の並の寒気吹き出しを示す。800 hPa付近に強い気温の逆転があり、800 hPa から670 hPaに等温層がある。500 hPa高度の気温は -33°C で、圏界面の高度と気温は、それぞれ、300 hPaと -54°C である。800 hPa高度以下の相対湿度は約60%で、この層の風は平均風速 12 m s^{-1} の北西の風だった。

第9.1.3図と第9.1.4図に、24時間後の1989年2月3日00Zの地上天気図と03Zの衛星可視画像を示す。天気図は、日本海上で南北に等圧線が並ぶ、典型的な西高東低の気圧配置を示している。衛星画像は、平均



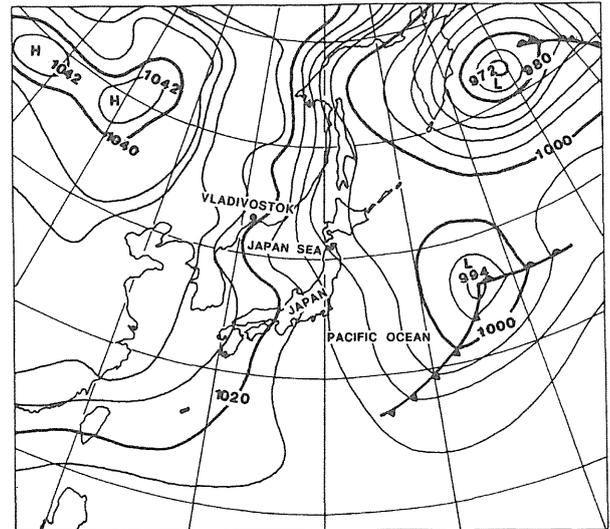
第 9.1.2 図 1989 年 2 月 2 日 00Z, ウラジオストックにおけるゾンデ観測の結果.

風向にほぼ平行なバンド状降雪雲を形成する混合層内の雲の発達を示す. 2 次元モデルの領域も, 混合層の発達といくつかの雲の微物理学的特徴を捉えるために, 平均風向に平行にとり平均風向を y 軸とした. しかし, このように 2 次元モデルの方向を設定したことで, 平均風向に直交するするバンド状降雪雲 (T モード) を仮定したことになり, 力学的には矛盾した取扱いをすることになる. しかし, これによる混合層発達や, その内に形成される降雪雲の内部構造への影響は小さいことを 9.4 で触れる.

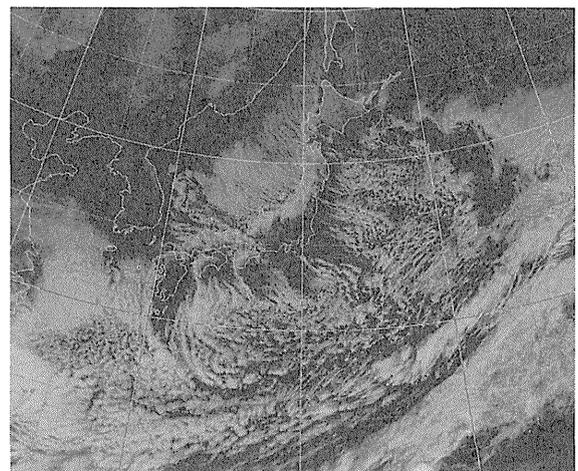
9.1.3.1 湿潤混合層の発達

第 9.1.5 図に 24 時間後の流線関数 Ψ , θ , Q_c , N_s , Q_s , Q_g の空間分布を示す.

最初, 大陸の東海岸 ($y=0$ km) から 150 km の地点に水雲が出現し, 次に 50 km 風下に有意な量の雪とあらわれが現れる. 雲頂高度は, 1.0 km ($y=150$ km) から 2.6 km (日本列島付近) まで, 徐々に増加する. 一方, 雲底高度は, 0.5 km を平均値として, 0.2 km から 0.8 km の間の値を維持している. 日本海上で, 雲を形成しはじめて最初の 300 km までは, Q_c は雲の層厚に伴って増加するが 300 km 以遠では Q_c は増加することなく, ほぼ一定の値を維持している. 水雲は地形的に発生した下降流のために, 日本列島の風下側で一旦消滅するが, 日本列島東岸から 100 km 離れた太平洋上



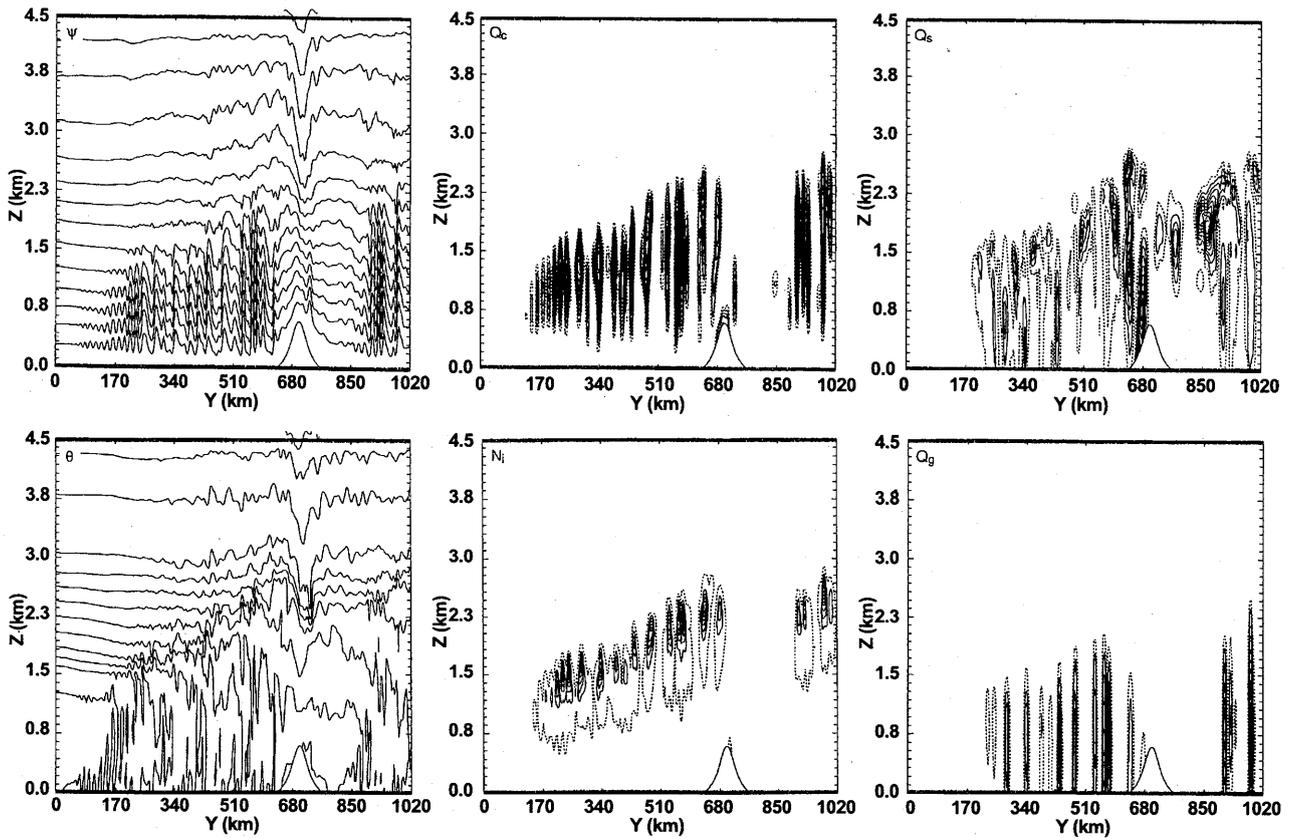
第 9.1.3 図 1989 年 2 月 3 日 00Z の地上天気図.



第 9.1.4 図 1989 年 2 月 3 日 03Z の衛星可視画像.

で, 再び発生している.

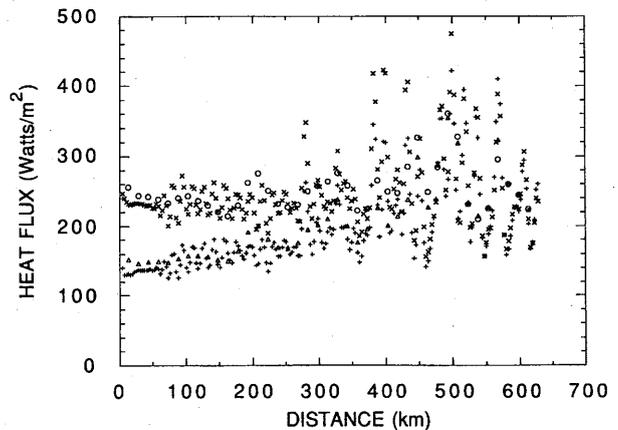
海面からの顕熱と潜熱のフラックスは, 混合層を発達させ雲を形成する. 第 9.1.6 図に示すように, 熱フラックスは日本海上の吹走距離によって変化している. 潜熱フラックスは局所的な変動を示すが, 距離によって徐々に増加する傾向を持っている. これに対して顕熱フラックスは, ほぼ一定の値で変動する. この違いは, 水飽和の水蒸気混合比が気温に非線型的に依存しているためである. 空気塊が日本海を横切って進むにつれて, 海面温度が上昇し, それに伴って, モデルの最下層の気温が上昇する. その結果, 空気と海面の温度差はほぼ一定であり, 顕熱フラックスは顕著な増加傾向を示さない. 一方, 空気と海面の水蒸気混合比の差は, 海面温度の上昇に伴って増加する. それは, 空気が湿るより速く熱されるからであり, その



第 9.1.5 図 2 番目のモデルのシミュレーション開始 24 時間後の、流線関数 (Ψ ; $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$), 温位 (θ ; K), 雲水混合比 (Q_c ; g kg^{-1}), 雲氷の数濃度 (N_i ; L^{-1}), 雪の混合比 (Q_s ; g kg^{-1}), あらわれの混合比 (Q_g ; g kg^{-1}) の鉛直断面図. 等値線間隔は, それぞれ $4.1 \times 10^3 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $2 \times 10^0 \text{ K}$, $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$, $2.5 \times 10^{-1} \text{ L}^{-1}$, $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$, $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$ である.

結果, 相対湿度はほぼ一定の値をとる. 吹走距離の増加に伴って対流活動が強まるにつれて, 顕熱と潜熱のフラックスの局所的な変動が, 大きくなる. 日本海上の総熱 (顕熱と潜熱の合計) フラックスの平均は 440 W m^{-2} であり, 潜熱と顕熱のフラックスは, それぞれ, 196 W m^{-2} , 243 W m^{-2} である. ポーエン比は, 大陸付近で 1.8, 日本列島付近で 1.0 と減少し, 平均値では 1.24 である.

海面からの顕熱と潜熱のフラックスによる混合層の発達を, 第 9.1.7 図の θ と Q_v の鉛直分布に示す. それぞれ, 図中の 3 本の線は, 日本海上の異なる地域 (0–200 km, 200–400 km, 400–600 km) における平均を示す. 第 9.1.7 a 図の矢印は, 1989 年 2 月 3 日 00Z に秋田で観測された地上の θ を示す. Nakamura and Asai (1985) による以前の研究との著しい違いは, Q_v 分布の裾の広がりである. 下層で, Q_v は以前の研究に比べて顕著に増加している. Q_v の高い値 (いくつかの地点では氷飽和に近い) は固体降水粒子の昇華蒸発によるもので, 雲底より下方における Q_v の大き



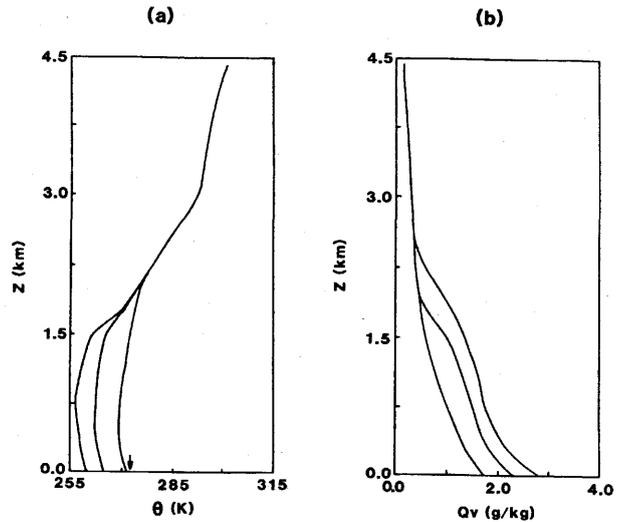
第 9.1.6 図 大陸沿岸からの距離の関数としての, 顕熱フラックス (○—番外側のモデル, ×2 番目のモデル) と潜熱フラックス (△—番外側のモデル, +第 2 のモデル) .

な変動の原因となっている. このことから, 以前の研究ではシミュレートされていない, 雪とあられの激しい昇華蒸発が, Q_v の分布に顕著な相違をもたらしていることがわかる.

9.1.3.2 雪雲の微物理学的構造と降水のメカニズム

第 9.1.8 図に、30 時間経過後の最内側のモデルの、 w , Q_c , Q_r , N_i , Q_s , Q_g の分布を示す。左側の流入境界 30km 以内では、これらの変数は、最内側のモデルの細かい分解能に完全に適応していない。対流セル中の最大鉛直速度は、 2 m s^{-1} から 6 m s^{-1} の範囲で、平均 4 m s^{-1} であった。陸上では地形性滑昇は持続しているが地表面からの熱と水蒸気の補給がなくなり、強い対流は急速に減衰している。第 9.1.8 図の左下の図では、発達段階の異なる雲がみられる；深い Q_c 領域を含む雲（発達期），下層または中層に比較的浅い Q_c 領域を含む雲（発達の初期），上層に Q_c 浅い領域を含む雲（減衰期）。それぞれの対流セル中では Q_c の最大値は発達期に出現し、およそ 0.4 g kg^{-1} である。

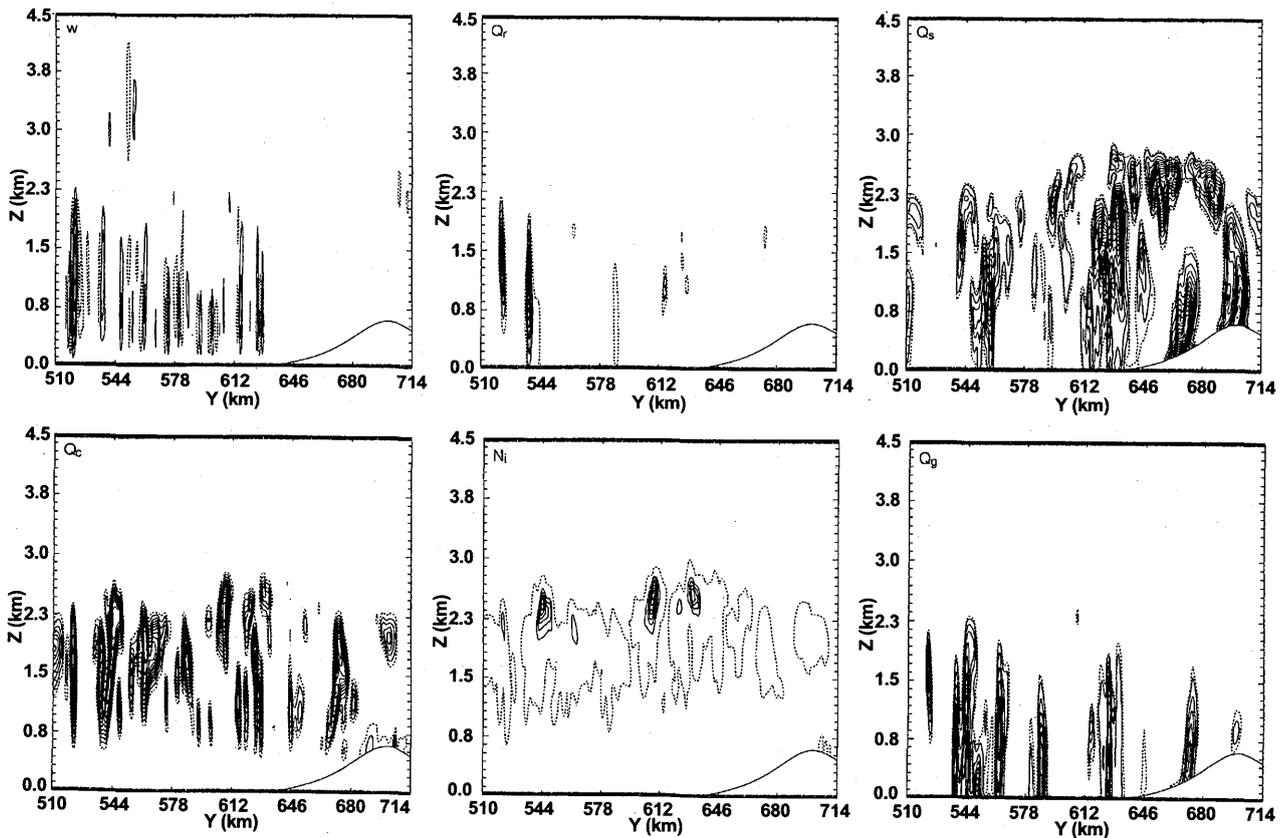
少量の Q_r が、シミュレートした雪雲中で生成した。実際には、「霧雨」と呼ばれるべきもので、雲粒間の衝突併合過程で生成したもので、その分布は時間的空間的に非常に限定されていた。 N_i の最大値は、20 個 L^{-1} に達することがあり、高濃度の雲氷が雲水と共存



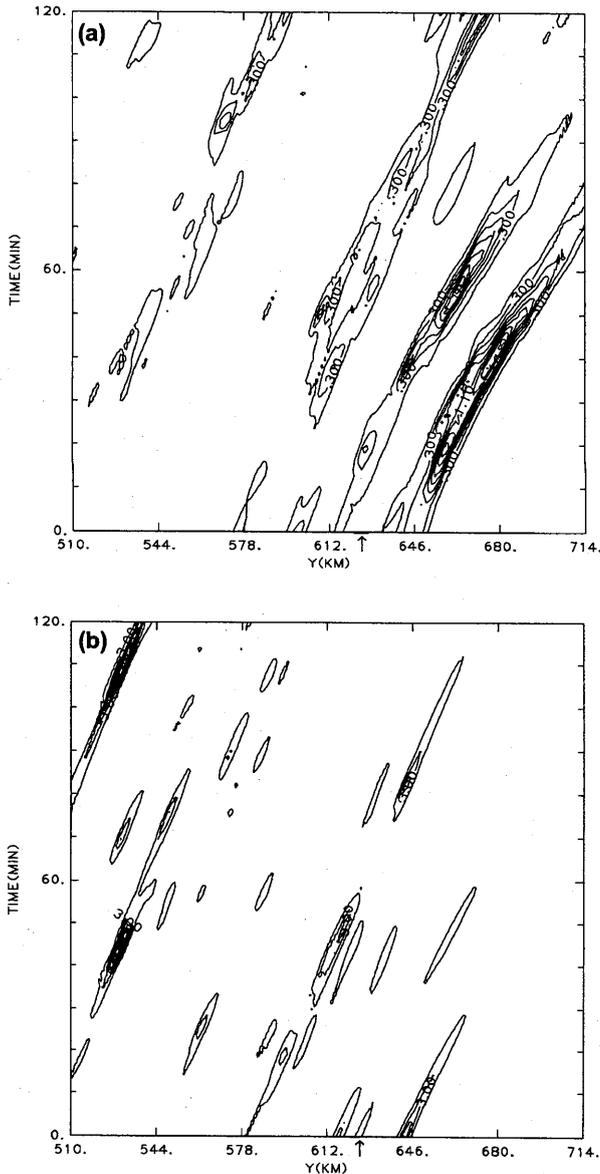
第 9.1.7 図 温位 (a) と水蒸気の混合比 (b) の鉛直分布の変化。

している。 N_i の最大値は、温度の最も低い雲頂ではなく、 Q_c が最大の領域に見られる。

Q_s の最大値は、 0.3 g kg^{-1} から 0.4 g kg^{-1} の範囲にあり、雪の数濃度は 50 個 L^{-1} に達することがある。あ



第 9.1.8 図 3 番目のモデルのシミュレーション開始 30 時間後の、鉛直速度 (w ; m s^{-1}), 雲水混合比 (Q_c ; g kg^{-1}), 雨水混合比 (Q_r ; g kg^{-1}), 雲氷の数濃度 (N_i ; L^{-1}), 雪の混合比 (Q_s ; g kg^{-1}), あられの混合比 (Q_g ; g kg^{-1}) の鉛直断面図。等値線間隔は、それぞれ $1 \times 10^0\text{ m s}^{-1}$, $3.1 \times 10^{-2}\text{ g kg}^{-1}$, $3.1 \times 10^{-2}\text{ g kg}^{-1}$, $1 \times 10^0\text{ L}^{-1}$, $1.6 \times 10^{-2}\text{ g kg}^{-1}$, $1.6 \times 10^{-2}\text{ g kg}^{-1}$ である。



第 9.1.9 図 シミュレーション開始約 30 時間後の 3 番目のモデルの結果。地表面での雪(a)とあられ(b)降水の $y-t$ 断面図。図(a)と(b)の等値線は、それぞれ 0.1 mm hr^{-1} から始まり 0.2 mm hr^{-1} 毎、 1 mm hr^{-1} から始まり 2 mm hr^{-1} 毎である。横軸の矢印は日本列島の西海岸の位置を示す。

あられの混合比は、セルによって大きく変化し、 0.2 g kg^{-1} から 1.2 g kg^{-1} の範囲である。

第 9.1.8 図に示されるように、雪雲の雲頂は海岸線近く（沖合～30 km）で、最高高度に達する。これは、地形と、海陸の粗度と温度のコントラストによる収束に寄因すると考えられる。濃密雲粒付きの雪とあられは、落下速度が大きく、最初に雲から落下し、上層の軽い雲粒着きの雪と雲粒の付着していない雪結晶は、山岳に向かって吹き流される。雪雲の雲頂が、山

岳に近づくとつれて低くなるのは、雪結晶の沈降と山岳上の地形性下降流のためである。

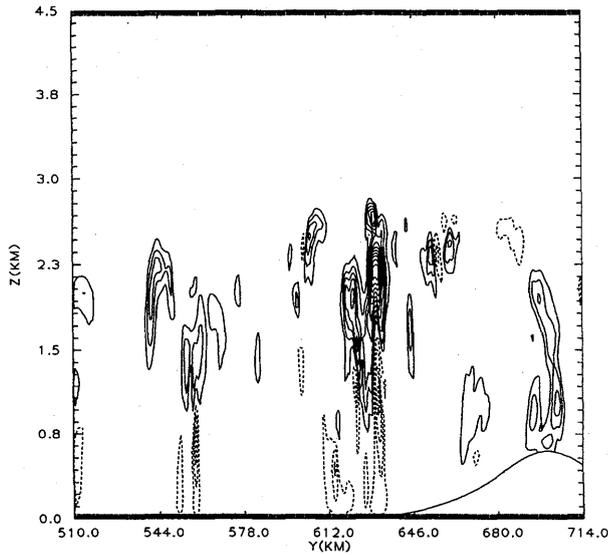
あられと雪には、それぞれ生成に適した領域がある。あられは主に海上と沿岸地域で生成され、雪は主に沿岸地域と山岳上で生成される。上記の傾向は地表における降水で最も顕著である。つまり、第 9.1.9 図の地表面の降水強度が示すように、海上では、降水粒子、特に落下速度の小さい雪粒子が下層で激しく昇華している。陸上では、下層の空気がゆるやかな滑昇運動によって湿り、ここでは雪の昇華は無視できるようになる。第 9.1.10 図に見られるように、海上での雪の昇華蒸発は非常に激しく、雪が昇華によって失った水の量は、雲中での昇華凝結成長によって得た量に匹敵することもある。雲水域の水平スケールは、5 km から 20 km であり、上昇流セルよりも大きい。これは、雲水域を含む気塊のふるまいの履歴と、中・上層での雲水域合体によるためである。

(i) SEEDER-FEEDER メカニズム

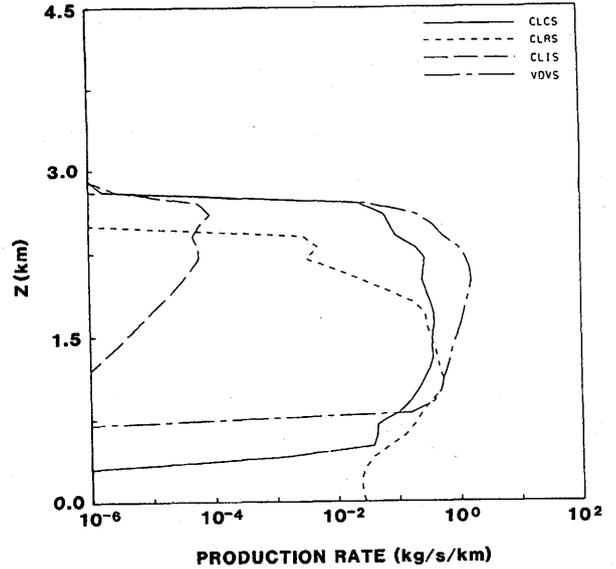
雪からなる雲の頂は海岸線近くで最も高いが、雲が内陸部に進入し山に向かうにつれて低くなり、雲の層厚は地表面からの熱と水蒸気の供給が無いために衰退する。一方、高度 1.7 km 以下では地形による弱い上昇流によって浅い雲が形成される（第 9.1.8 図）。上層の雲（SEEDER 雲）から降ってきた雪結晶が、下層の雲（FEEDER 雲）中で水蒸気の昇華凝結と雲粒捕捉を通して、急速に成長する。下層雲中では、気温が高いため、顕著な氷晶核形成は起こらない。むしろ大量の雪結晶が、SEEDER 雲から下層の雲に入るために、降水粒子の支配的な型は雪である。あられが雲中で形成されたとしても、大量の粒子（雪とあられ）によって、有効な雲水を競合して消費するため、あられ粒子の成長は制限される。一方、海上では、SEEDER-FEEDER メカニズムは山岳上ほど重要ではなく、雲は普通のライフサイクルを示すことが多い。つまり、最初に雲水を形成、そしてあられが急速に成長、落下し、続いて雪が降ってくる。

(ii) 氷晶化と降水粒子の成長

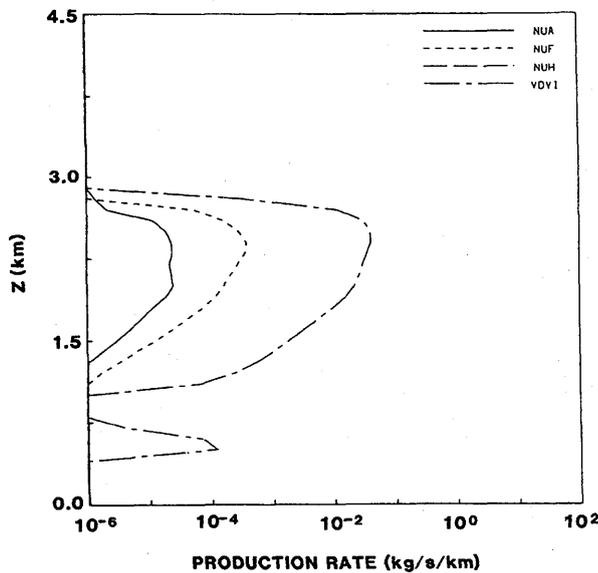
第 9.1.8 図に指示したように、高濃度の雲氷は、およそ 1.8 km (-15°C) より上の過冷却雲粒の領域に見られる。水平方向に平均した氷晶核形成と氷晶の成長速度を第 9.1.11 図に示す。この図から、モデルでは、氷晶核形成メカニズムとして優勢なのは凝結-凍



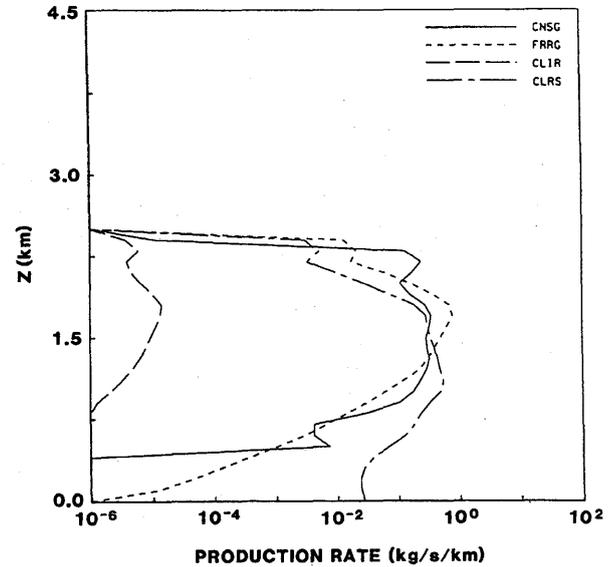
第 9.1.10 図 シミュレーション開始約 30 時間後の昇華凝結（または昇華蒸発）による雪の生成（または消失）速度。等値線の間隔は $3.05 \times 10^{-5} \text{ g kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ である。点線は負の値を示す。



第 9.1.12 図 第 9.1.11 図と同じ。ただし、雪の成長について。



第 9.1.11 図 氷晶核形成の水平方向に積分した生成速度。



第 9.1.13 図 第 9.1.11 図と同じ。ただし、あらゆるエンブリオの形成について。

結核形成で、第 2 に昇華核形成であるということがわかる。雪の成長メカニズムで卓越しているのは、昇華凝結成長で、次に雲粒捕捉成長である（第 9.1.12 図）。海上では、昇華凝結成長で得た水量のほぼ半分が、雲底高度より下で、激しい昇華蒸発で失われる（第 9.1.10 図参照）。

水平方向に平均したあらゆるエンブリオの生成速度の鉛直分布（第 9.1.13 図）からわかるように、あらゆる粒子は主に雪結晶の雲粒付着成長、副次的に水滴

の凍結を通して形成される。あらゆるエンブリオが形成されると、最初に雲粒捕捉成長による乾燥成長モードを通して成長し、他の過程からの寄与は無視できるほど小さい。雲底高度より下方の昇華蒸発と雲中の昇華凝結の比は、雪よりもあらゆるの方が大きい。これは、あらゆるの雲粒捕捉成長が急速なことによる。あらゆるの表面に捕捉された雲粒は凍結するとき潜熱を解放し、あらゆるの表面温度が上昇する。表面が暖かくなることで、あらゆるの昇華凝結成長が抑制される。あらゆるの場

合、昇華凝結成長で得た水量の約2倍を下層で昇華蒸発を通して失う(図は省略)。雪とあられの両方に対して、昇華蒸発の影響が陸上よりも海上で大きいのは、空気の滑昇運動によって、陸上の下層の方が海上より湿っているためである。

雲氷、雪、あられの終端速度は、それぞれ、 $4\sim7\text{ cm s}^{-1}$ 、 $50\sim120\text{ cm s}^{-1}$ 、 $1.5\sim4.0\text{ m s}^{-1}$ の値を示した。これらの計算された雪とあられの終端速度は、降水粒子の地上観測の結果と良く一致した。

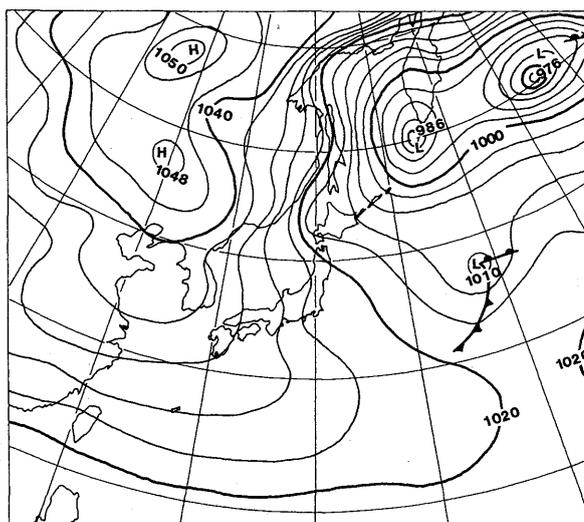
9.1.4 1990年1月24日の例

この日の地上天気図(第9.1.14図)は、強い冬型の気圧配置を示している。第9.1.15図に、1990年1月24日1200Zのウラジオストックにおけるゾンデ観測の結果を示す。地上気温は -25°C であり、1989年のケースより 10°C 以上低く、800 hPaと750 hPaの間に逆転層があり750 hPa高度以下では空気の相対湿度は60%であり、風向はNNWであった。逆転層より上では西向きの風になり、空気は非常に乾燥していた。

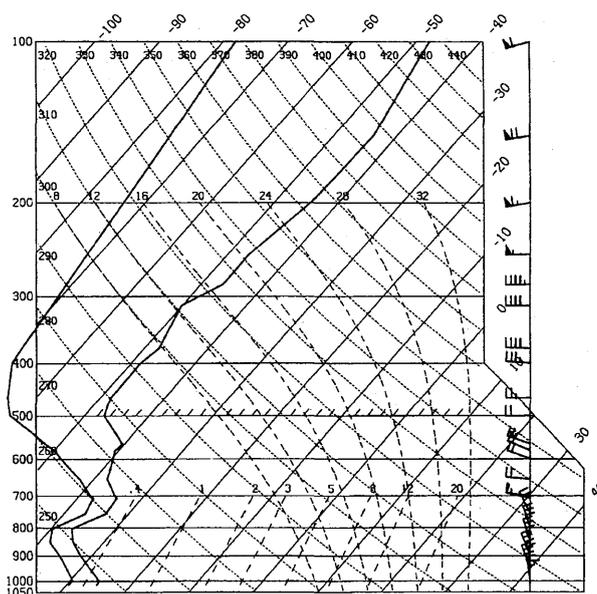
9.1.4.1 湿潤混合層の発達

第9.1.16図に、シミュレーション開始24時間後の Ψ 、 θ 、 Q_c 、 N_i 、 Q_s 、 Q_g の分布を示す。水雲と氷晶雲(Q_c と N_i)は、空気塊が大陸から離れた直後、海岸から30 km付近で形成される。 Q_c の雲頂高度は、気塊が日本列島に近づくにつれて、1 kmから3 kmに上昇するが、雲底高度は、0 mから500 mの範囲にあり、平均200 mである。雲底が海面に接しているように見える地点では、海面から蒸気霧を発生している。雪(Q_s)は、 Q_c と Q_i が形成された直後に、雲中に出現する。 Q_s の雲頂高度は、 Q_c の雲頂よりも200~300 m高く、徐々に上昇するが、吹走距離500 km付近で急激に上昇し~5 kmとなる。有意なあられによる降水は、気塊が300 km移動した後に出現し始める。

日本海上の、総熱フラックスの平均は、 895 W m^{-2} (顕熱が 582 W m^{-2} ; 潜熱が 313 W m^{-2})である(第9.1.17図)。平均の顕熱フラックスは距離に伴って変化しないが、潜熱フラックスは距離に伴って増加する傾向を示す。その結果、ポーエン比は2.4(大陸沿岸付近)から1.4(日本列島付近)まで変化している。海面近くの気温は、気塊が海上を500 km吹走することにより 18°C 上昇し、モデルで計算された地表面付



第9.1.14図 1990年1月25日12Zの地上天気図。

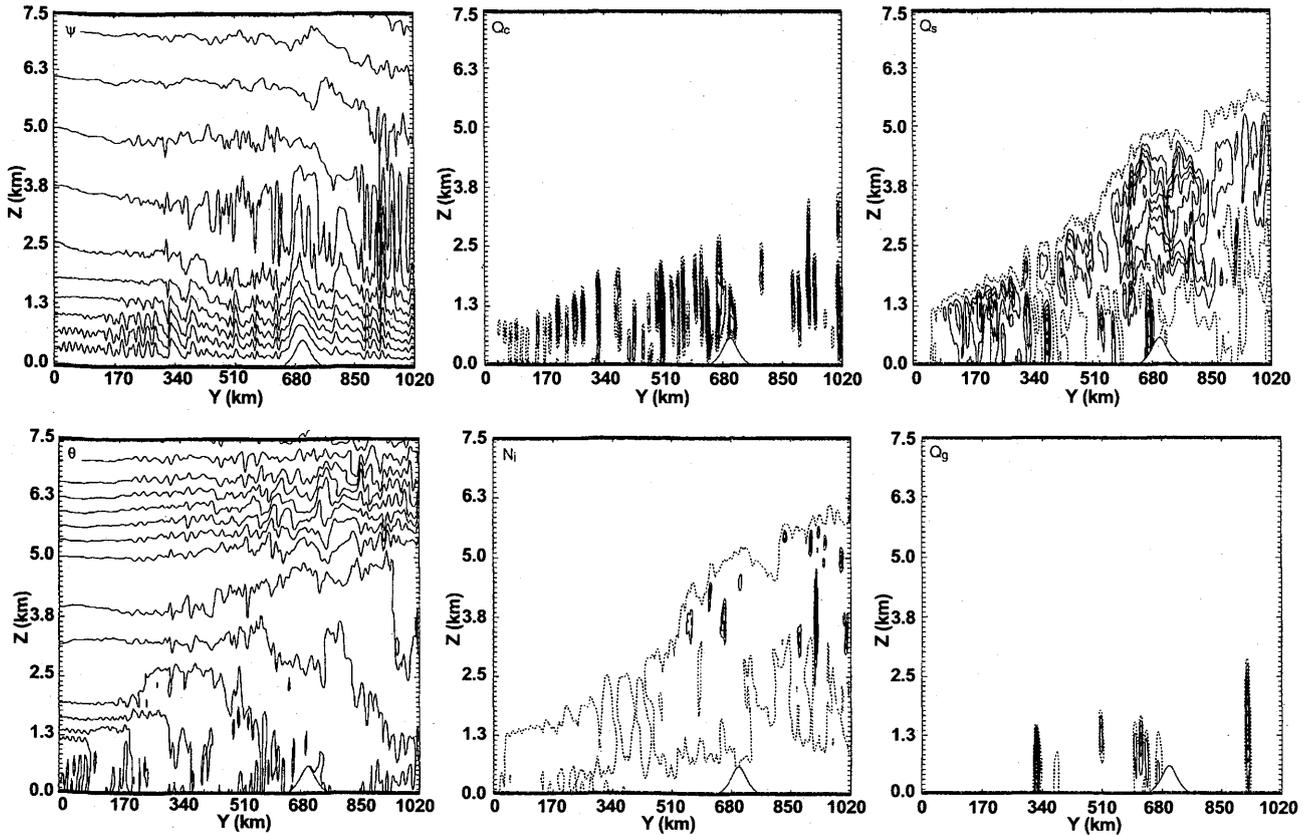


第9.1.15図 1990年1月24日12Z、ウラジオストックにおけるゾンデ観測の結果。

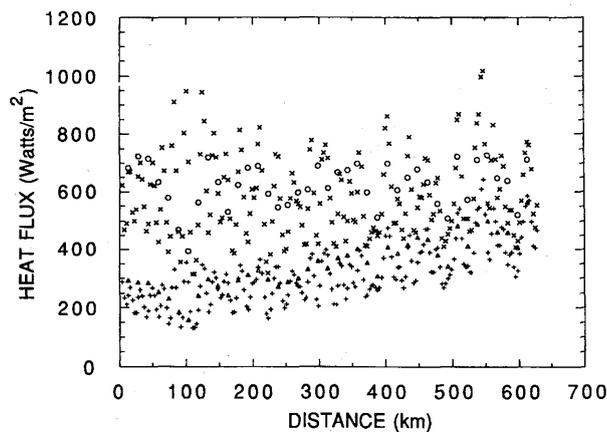
近の気温は、図中の矢印で示された1990年1月25日1200Zの秋田における観測結果と良く一致した(第9.1.18図参照)。

9.1.4.2 雪雲の微物理学的構造

雪とあられが優勢な降水域は、1989年のケースと類似している。雪は海上よりも沿岸域や山岳地域で、あられは山岳地域よりも海上や沿岸域で頻りに降っている(第9.1.19図の、地上降水強度の $t-y$ 断面を参照)。



第 9.1.16 図 第 9.1.5 図と同じ。ただし、1990 年のケースについて、等値線間隔は、それぞれ $8.2 \times 10^3 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $4 \times 10^6 \text{ K}$, $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$, $2.6 \times 10^2 \text{ L}^{-1}$, $1.3 \times 10^{-1} \text{ g kg}^{-1}$, $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$ である。



第 9.1.17 図 第 9.1.6 図と同じ。1990 年のケースについて。

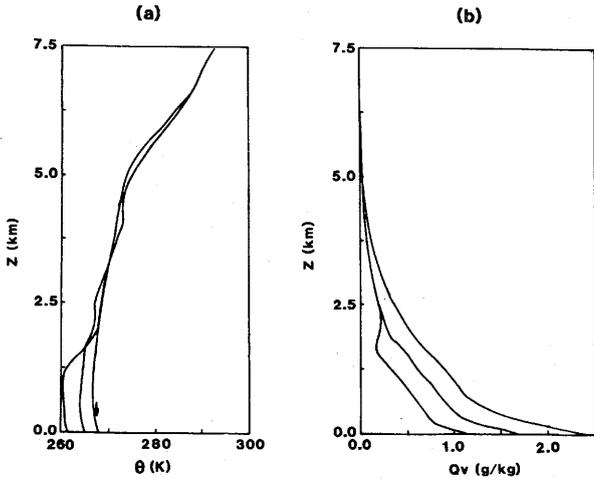
Q_c の最大値は 1989 年のケースと同程度であるが、時空間的に狭い範囲に存在している。一方、雲氷の数と質量は劇的に増加した (第 9.1.20 図)。また雪雲中の Q_s と Q_g の代表的な量も、それぞれ、 2.0 g kg^{-1} , 1.4 g kg^{-1} へと増加した。雪雲中の気温が低いために、氷晶核形成が活発になり、雲氷と雪の数濃度が高くなるためである (それぞれの最高値は、

9000 個 L^{-1} , 600 個 L^{-1})。

個々の雲が示す上昇流の最大値は、 6 m s^{-1} から 12 m s^{-1} の範囲で変動し、平均値は 10 m s^{-1} 程度である。海岸付近での雪雲の強化 (発達) と山岳地域の SEEDER-FEEDER メカニズムの両方が、1989 年のケースと同様に起きている。SEEDER-FEEDER メカニズムは 1989 年のケースよりも 1990 年のケースの方が効果的に働いている。1990 年のケースの方が対流活動が強いため、上昇流も強く対流セルの水平方向の間隔は小さい。強い上昇流を補償するために下降流も強化され、雲底下のほか、雲頂と雲側面でも固体粒子 (Q_i , Q_s , Q_g) の昇華蒸発が顕著となっている (第 9.1.21 図)。

(i) 氷晶化

1989 年のケースで見られた、 Q_c と N_i (または Q_i) の領域間の強い相関はここでは見られない。特に陸上と海岸から沖合 30 km 以内では、雲氷の高濃度域は、 Q_c 領域から完全に分離している。優勢な氷晶核形成メカニズムは、陸上では昇華核形成であるが、海上では依然として凍結核形成である。高度別に見ると、高



第 9.1.18 図 第 9.1.7 図と同じ. 1990 年のケースについて.

度 3 km より上層では昇華凝結核形成, これより下層では凍結核形成が優勢なメカニズムとなっている. 高度 3.8 km より上層では, 凍結核形成は起こっていない.

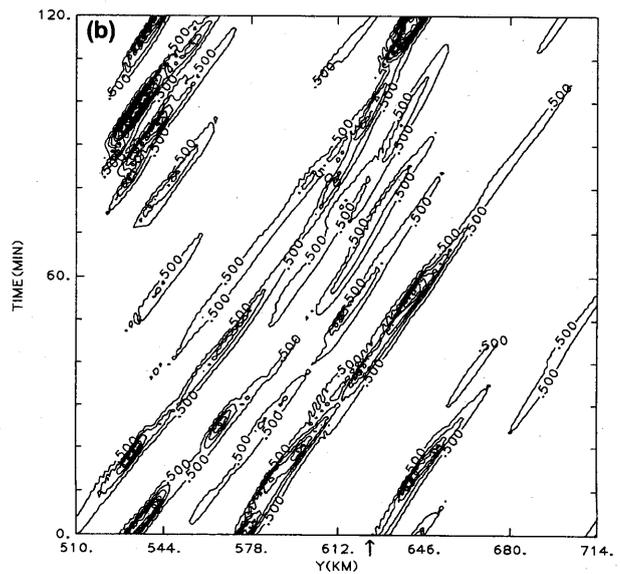
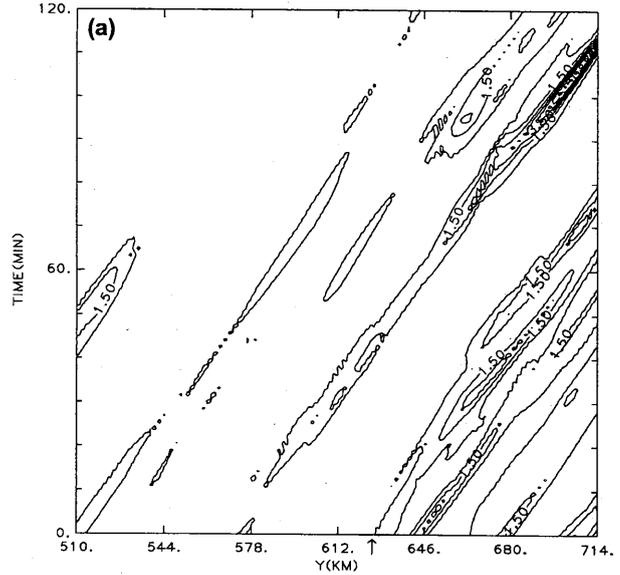
(ii) 降水粒子の成長

高度 3.8 km より上方の雲中では, 陸上の弱い上昇流に伴った昇華凝結成長と凝集による雲氷から雪への変換が雪生成のメカニズムである. 3.8 km より下層の雲中では, 雲氷は昇華凝結成長で急速に雪を生成し, 生成された雪は雲粒捕捉によりさらに成長を続ける.

濃密雲粒付き雪結晶が主なあられのエンブリオとして働き, 雲粒捕捉成長を続けあられ粒子へと成長する. 成長領域が十分低温であるので, あられは乾燥成長モードで成長する. このような寒気吹き出しに伴った雪雲中では, 湿潤成長モードで成長するひょうの形成は考えられない.

過冷却の雲氷は高度 3.8 km まで存在するが, 2.5 km より上層での出現が時間的空間的に非常に限定されるのは, 数濃度が数 100 個 L⁻¹ の雲氷が昇華核形成や凍結核形成で生成され, 引き続き昇華凝結成長をすることで雲氷が急速に減少するからである. このようにして, 雲氷の領域と雲水の領域ははっきりと分離されている.

生成した雲氷が高濃度 (1000 個 L⁻¹) であるにもかかわらず, 依然として雪雲中であられが効率的に形成されるのは注目すべきことである. そのような高濃度の雲氷は雲中の上層に限定されているが, あられの形成領域内でも依然として雪が高濃度で存在する. この

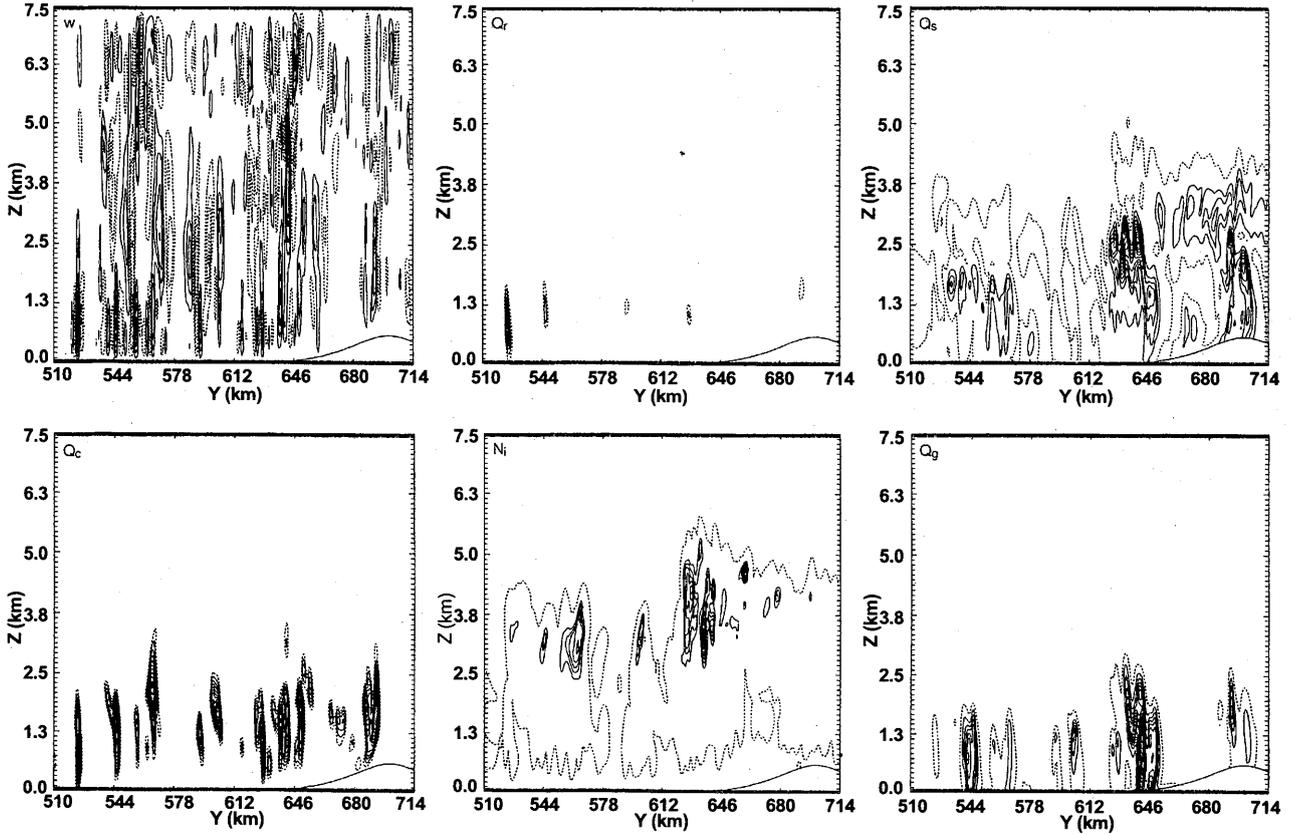


第 9.1.19 図 第 9.1.9 図と同じ. 1990 年のケースについて. ただし, (a) と (b) の両方の図の等値線は, 0.5 mm hr⁻¹ から始まり 1 mm hr⁻¹ 毎である.

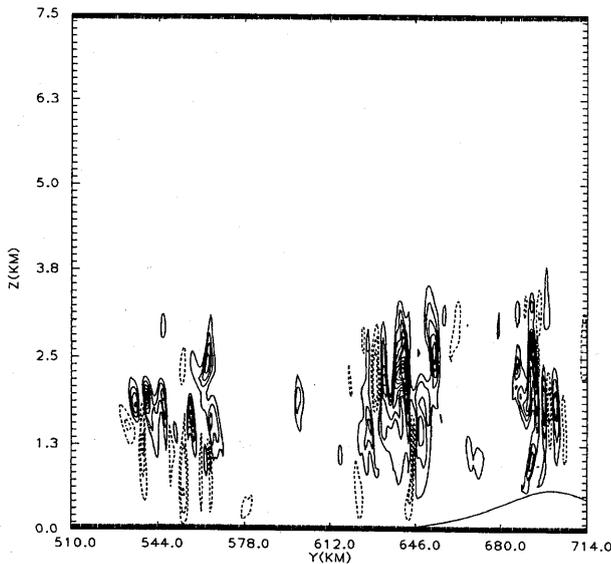
ことから, 強い上昇流がかなりの量の Q_c (0.3~0.4 g kg⁻¹) を生成するならば, 数 100 個 L⁻¹ の濃度の雪が存在しても, あられは形成され得ることを示唆している.

9.1.5 観測との比較

混合層の発達と雲の形成に関しては, 数値モデルは観測された現象を良く再現した. 大陸沿岸と雲の先端との距離 (吹走距離) は, 寒気吹き出しの強さの目安の一つとして用いられるが, 1989 年と 1990 年のケースについて, それぞれ 150 km と 50 km と計算され,



第 9.1.20 図 第 9.1.8 図と同じ。ただし、1990 年のケースについて。等値線間隔は、それぞれ $1 \times 10^0 \text{ m s}^{-1}$, $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$, $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$, $5.1 \times 10^2 \text{ L}^{-1}$, $1.3 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$, $6.3 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$ である。



第 9.1.21 図 第 9.1.10 図と同じ。1990 年のケースについて等値線の間隔は $1.22 \times 10^{-4} \text{ g kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ である。

衛星画像と良く一致した。計算された日本列島付近の雲頂高度は、1989 年と 1990 年のケースでは 2.8 km と 5 km であり、これは観測されたエコー頂高度

に近い値である。

第 9.1.2 表に、1989 年のケースの数値シミュレーションと観測の比較を示す。雲水と雪の混合比、上昇流、雲頂高度と雲底高度は、観測と良い一致を示した。上昇流は、ゾンデの上昇（下降）速度の偏差から見積った。

モデルは雨（霧雨）の形成も再現したが、モデルの最大雨量は 0.1 g kg^{-1} で、HYVIS 観測における測定よりも数倍大きい。モデルでは霧雨の存在が空間的・時間的に非常に限られているので、HYVIS 観測で高濃度の霧雨域を見のがした可能性もある。

数値シミュレーションと観測の両方が、高度 1.8 km より上層では、高濃度の雲氷（初期氷晶）が過冷却の雲粒と共存することを示している。このことは、氷晶核形成と雲粒の存在の間に密接な関係があることを示している。数値シミュレーションでは氷晶核形成の主なメカニズムは凍結核形成であるが、氷晶核形成の観測結果とモデルで採用したパラメタリゼーションに不確実な点があるため、自然現象について明確な結論を出すまでには至らない。

数値モデルと観測結果の主要な相違は、モデルが氷晶の数濃度を6倍過小評価したことである。しかし、観測した数 100 個 L^{-1} という濃度は、雲頂温度が $-20^{\circ}C$ の雲としては、むしろ高い値である。1次氷晶核形成（凍結核形成）が予想以上に効率的だったのか、2次氷晶核形成過程が雲中で働いていたのかは、HYVIS 観測だけからははっきりしない。この問題の解明のためには、氷晶核形成についての実験、観測に基づく研究のさらなる発達が必要である。

9.1.6 結論

Murakami (1990) の雲の微物理パラメタリゼーションの拡張版を組み込んだ、2次元ネステッド雲モデルを、冬期日本海上における対流混合層の発達と雪雲の形成に適用した。2次元という制約にもかかわらず、モデルは混合層の発達と雪雲中で起こっている微物理学的過程について、観測事実の多くを再現した。これらの研究結果を確認する3次元数値実験の結果は、9.4で述べる。2次元数値実験の結果を以下のように要約することができる。

1. モデルは、暖かい海面からの熱と水蒸気のフラックスによる混合層の発達とそれに続いて起こる対流を再現した。これまでに行われた Nakamura and Asai (1985) の研究と比較して、顕著な違いは Q_v の鉛直分布である。雪粒子の強い昇華蒸発のために、下層で著しい増加を示した。
2. 日本海上の平均熱フラックスは、並の寒気吹き出し (1989年のケース) で $439 W m^{-2}$ (顕熱が 243, 潜熱が 196), 強い寒気吹き出し (1990年のケース) で $895 W m^{-2}$ (顕熱が 582, 潜熱が 313) である。ボーエン比は日本海上の吹走距離とともに減少するが、平均値は1989年のケースで1.2, 1990年のケースで1.9である。これらの値は、Manabe (1957, 1958) や Ninomiya (1968) の解析と概ね一致する。
3. 降水メカニズムに関しては、対流が最初に雲水を生成し、その後雲頂が $-10^{\circ}C$ 層を越えた直後に主に雲粒の凍結によってかなりの量の雲氷が生成される。その後すぐに、これらの氷晶は、過冷却雲粒の共存下で急速に降雪粒子へと成長した。雪結晶は、昇華凝結と雲粒捕捉 (これらの比は 3:1) によって成長を続けた。雲粒捕捉により成長した雪結晶と凍結水滴があられのエンブリオとして働き、

第9.1.2表 1989年のケースについてのモデルと観測の比較。

	Model (1989)	Obs. (1989)
Cloud top (km)	2.8	3.1
Cloud base (km)	0.5	0.5
Max. updraft (ms^{-1})	6	4
Max. Q_c (gkg^{-1})	0.4	0.25
Max. Q_s (gkg^{-1})	0.4	0.3
Max. Q_r (gkg^{-1})	0.1	0.02
Max. $N_i + N_s$ (L^{-1})	5×10^1	3×10^2

これらのあられのエンブリオは雲粒捕捉によって成長を続けた。これらの降水粒子は雲底下で、特に海上で急速に昇華蒸発した。これらは孤立した降雪雲のシナリオであるが、雪雲は隣接する雲の影響も受けている。雲の微物理学的相互作用 (自然の SEEDING) は、降水粒子の形ばかりでなく、降水形成のタイミングに影響を与える可能性も示唆された。

4. シミュレーションと観測の両方が、日本の西岸からおよそ 30 km 沖合で著しく雪雲の雲頂が上昇することを示した。これは、地形や海陸の表面粗度の相違による収束に起因すると考えられる。
5. 山岳上では、上層の衰退期の雪雲と地形による上昇流によって形成された下層の雲の間で著しい SEEDER-FEEDER メカニズムが働いていることが示された。
6. 雪は海上よりも沿岸域と山岳地域で頻繁に、あられは海上と沿岸域で頻繁に降る。この傾向は1989年と1990年の両方のケースに見られたが、雪とあられの割合は1989年のケースよりも1990年の方が大きい値を示した。
7. 混合層の発達と雪雲の微物理学的特徴の点では、数値実験の結果は1989年の観測結果と良く一致している。主な相違点は、モデルが雲氷と雪の数濃度を6倍過小評価したことである。氷晶核形成率のより広い範囲での測定が、現行のパラメタリゼーションを改良するために必要である。
8. 1989年と1990年のケースの数値シミュレーションの比較から、より冷たい寒気の吹き出しにより、混合層が10~20%深まり雲底高度も低くなり、時には雲底が海面に接する (蒸気霧) ほど低くなる

ことがわかった。氷晶核形成のメカニズムは、雲粒凍結から昇華核形成に移行し、氷晶・雪の数濃度が1桁以上増加した。このため、あられば小さく軽くなり、あられと雪の割合も減少した。

参考文献

- Arakawa, A., 1966: Computational design for long term integration of the equations of fluid motion: Two-dimensional incompressible flow. Part I. *J. Comput. Phys.*, **1**, 119-143.
- Asai, T., 1965: A numerical study of the airmass transformation over the Japan Sea in winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **43**, 1-15.
- , and K. Nakamura, 1978: A numerical experiment of airmass transformation processes over warmer sea. Part I: Development of a convectively mixed layer. *J. Meteor. Soc. Japan*, **56**, 424-434.
- Barker, E.J. and T.L. Baxter, 1975: A note on the computation of atmospheric surface fluxes for use in numerical modeling. *J. Appl. Meteor.*, **14**, 620-622.
- Cho, H-R and T. L. Clark, 1981: A numerical investigation of the structure of vorticity fields associated with a deep convective cloud. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1654-1670.
- Clark, T.L., 1977: A small scale numerical model using a terrain following coordinate transformation. *J. Comput. Phys.*, **24**, 186-215.
- , and R.D. Farley, 1984: Severe downslope windstorm calculations in two and three spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting: A possible mechanism for gustiness. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 329-350.
- , and W.D. Hall, 1991: Multi-domain simulations of the time dependent Navier Stokes equation: Benchmark error analyses of nesting procedures. *J. Comp. Phys.*, **92**, 456-481.
- Cotton, W.R., G.J. Tripoli, R.M. Rauber, and E.A. Mulvihill, 1986: Numerical simulation of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggregation processes on orographic snowfall. *J. Clim. Appl. Meteor.*, **25**, 1658-1680.
- Harimaya, T., 1978: Observation of size distribution of graupel and snowflake. *J. Fac. Sci., Hokkaido University, Ser. VII (Geophysics)*, **5**, 67-77.
- Heymtsfield, A.J., 1978: The characteristics of graupel particles in northeastern Colorado cumulus congestus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 284-295.
- Locatelli, J.B. and P.V. Hobbs 1974: Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.*, **79**, 1914-1932.
- Ikawa, M., H. Sakakibara, M. Ishihara and Z. Yanagisawa, 1987: 2-dimensional simulation of the convective snow band observed over the Japan Sea. The structure and time evolution of the organized multicellular convection. *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 605-633.
- , H. Mizuno, T. Matsuo, M. Murakami, Y. Yamada and K. Saito, 1991: Numerical modeling of the convective snow cloud over the Sea of Japan. Precipitation mechanism and sensitivity to ice crystal nucleation rates. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 641-667.
- Kajikawa, M., 1975: Measurement of falling velocity of individual graupel particles. *J. Meteor. Soc. Japan*, **53**, 476-480.
- , and K. Koba, 1978: Observation of the size distribution of graupel. *Tenki*, **25**, 390-398 (in Japanese).
- Lilly, D.K., 1962: On the numerical simulation of buoyant convection. *Tellus*, **14**, 145-172.
- , 1965: On the computational stability of numerical solutions of time-dependent non-linear geophysical fluid dynamics problems. *Mon. Wea. Rev.*, **93**, 11-26.
- 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.
- Manabe, S., 1957: On the modification of air mass over Japan Sea when the outbreak of cold air predominates. *J. Meteor. Soc. Japan*, **35**, 311-326.
- , 1958: On the estimation of energy exchange between the Japan Sea and the atmosphere during winter based upon the energy budget of both the atmosphere and the sea. *J. Meteor. Soc. Japan*, **36**, 123-133.
- Murakami, M., 1990: Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated

- convective cloud: The 19 July 1981 CCOPE cloud. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107-128.
- , T. Matsuo, H. Mizuno and Y. Yamada, 1994a: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part I: Evolution of microphysical structures in short-lived convective snow clouds. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 671-694.
- , T. L. Clark and W. D. Hall, 1994b: Numerical simulations of convective snow clouds over the Sea of Japan; Two-dimensional simulations of mixed layer development and convective snow cloud formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 43-62
- Nakamura, K. and T. Asai, 1985: A numerical experiment of air mass transformation processes over warmer sea. Part II: Interaction between small-scale convections and large-scale flow. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 805-827.
- Ninomiya, K., 1968: Heat and water budget over the Japan Sea and the Japan Islands in winter season. With special emphasis on the relation among the supply from sea surface, the convective transfer and the heavy snowfall. *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**, 343-372.
- Smolarkiewicz, P.K., 1984: A fully multidimensional positive definite advection transport algorithm with small implicit diffusion. *J. Comput. Phys.*, **54**, 325-362.
- Yagi, T., H. Uyeda and H. Seino, 1979: Size distribution of snowflakes and graupel particles observed in Nagaoka, Niigata prefecture. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ. Ser. VII (Geophysics)*, **6**, 79-92.

9.2 孤立型降雪雲の EVOLUTION*

9.2.1 はじめに

この節では、積雲対流モデルの雲物理過程を改良し、水蒸気・雲水・雨・雲氷・雪・あられの6種類の水物質の混合比に加え、雲氷と雪、およびあられの数濃度も予報するバルク法の雲物理過程を開発した。開発されたモデルを用いて、冬季日本海上に発生する対流性降雪雲のうち、孤立型の降雪雲を対象として3次元シミュレーションを行った。観測との比較によりモデルの検証を行うとともに、降雪粒子の形成にどんな過程が卓越しているかを雲物理学的見地から調べた。なお、この節で示す結果については、すでに Ikawa *et al.* (1991) で報告しており、この中の図を編集して用いている。

9.2.2 孤立対流雲の観測的特徴

シミュレーションの対象となった対流雲は 1989 年から 1991 年にかけての飛島での特別観測のうち、1989 年 2 月 4 日に観測された孤立型対流雲である。これらの雲の水平スケールはおおよそ 5 km、高さは約 3 km であった。第 9.2.1 図に 2 月 4 日 21 時の 500 hPa における気温 (破線) と地上気圧 (実線) を示す。また、飛島と秋田での風、気温と相対湿度の鉛直プロファイルを示す。このときの HYVIS による観測結果を第 9.2.3 図に示す。氷晶の数濃度の最大値は $2 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ で、この時の雲頂温度 -20°C に対して Fletcher 型の氷晶生成率から予想される値よりもかなり大きくなっている。一方、このように氷晶の数濃度が比較的多いにもかかわらず、 0.1 g m^{-3} と多量の雲水量が存在していた。

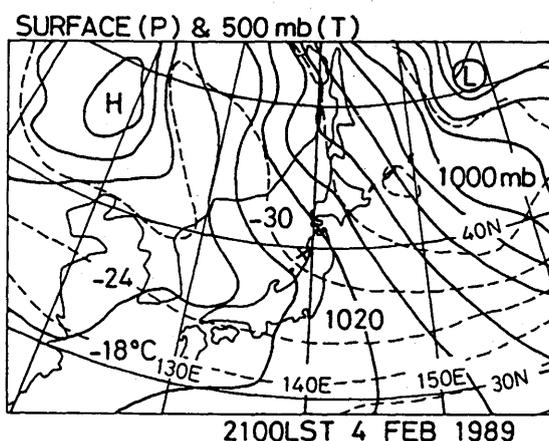
9.2.3 数値モデルと雲物理過程

数値モデルは、Ikawa *et al.* (1987) で日本海のバンド状降雪雲のシミュレーションに用いられた非静水圧積雲対流モデルの雲物理過程を改良したものである。力学フレームは、音波を水平・鉛直ともインプリシットに扱う準圧縮弾性方程式系を用いている。

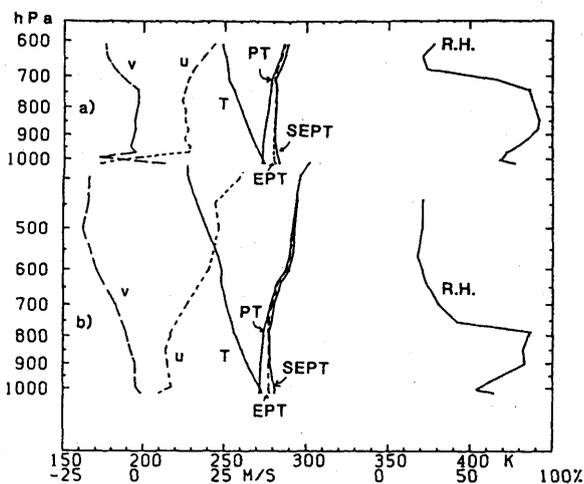
モデルで水物質は水蒸気と雲水・雨・雲氷・雪・あられの6種類に分類されている。雨・雪・あられについては逆指数型の粒径分布を仮定し、各々の粒径分布に応じたバルクの落下速度を計算する。雲水と雲氷

については単一の粒径分布を仮定しており、落下は考慮していない (第 9.2.1 表)。これら6種類の水物質の変換は第 9.2.4 図に示す雲物理過程により計算される。

従来の雲物理過程のパラメタリゼーション法では、これらの水物質の混合比のみを予報していた。この方法では、氷粒子 (雲氷・雪・あられ) の数濃度は、あらかじめ仮定された混合比の関数で与えられたため、現実には雲の中で生じている雲物理仮定を十分に表現できなかった。今回開発したパラメタリゼーション法は、氷粒子については、混合比に加え数濃度を独立に予報



第 9.2.1 図 1989 年 2 月 4 日 21 時の 500 hPa における気温 (破線) と地上気圧 (実線)。等値線の間隔はそれぞれ 6°C と 4 hPa。観測点を \times 印で示す。



第 9.2.2 図 風 (u,v), 気温 (T), 温位 (PT), 相当温位 (EPT), 飽和相当温位 (SEPT), 相対湿度 (R.H.) の鉛直プロファイル。(a) 1989 年 2 月 4 日 21 時、飛島。(b) 2 月 4 日 9 時、秋田。

* 猪川元興：予報研究部 (故人)， 斉藤和雄：予報研究部

第9.2.1表 モデルの水物質の分類.

予報変数 Q_x, N_x	粒径分布 $N_x(D)$	落下速度 $V_x(D)$	比重 $10^{-3} \rho_x$
雲水 Q_c	単一を仮定 ($N_c = 1 \times 10^8$)	考えない	1
雲氷 Q_i, N_i	単一を仮定	考えない	0.15
雨 Q_r	逆指数分布 $N(D) = N_0 \exp(-\lambda D)$ $N_{r0} = 8 \times 10^6$	粒径のべき乗 $V(D) = a D^b (\rho_0 / \rho)^{1/2}$ ($a_r = 842, b_r = 0.8$)	1
雪 Q_s, N_s	逆指数分布 $N(D) = N_0 \exp(-\lambda D)$	粒径のべき乗 $V(D) = a D^b (\rho_0 / \rho)^{1/2}$ ($a_s = 17, b_s = 0.5$)	0.084
あられ Q_g, N_g	逆指数分布 $N(D) = N_0 \exp(-\lambda D)$	粒径のべき乗 $V(D) = a D^b (\rho_0 / \rho)^{1/2}$ ($a_g = 124, b_g = 0.64$)	0.3

する。この方法により、降雪雲をより精密にシミュレーションすることが可能になり氷晶生成項を人為的にふやす「種蒔き」実験も可能になった(11章参照)。今回、新たに導入された者は、以下のとおりである。

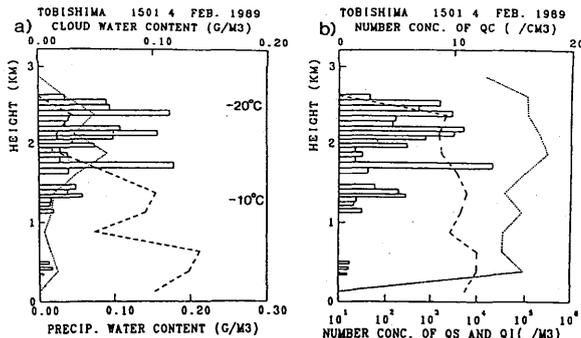
- 雲氷・雪・あられの数濃度を予報変数に持つ。
- Bigg の雨滴の凍結に対する予報式を外挿し、雲粒凍結による氷晶生成項を導入した。
- 水蒸気の昇華凝結や併合による雲氷の成長に伴う雪への転化項を改良した。
- 雪が雲水を捕捉凍結することによるあられへの転化項を改良した。
- 雪同志の凝集併合による雪の数密度の減少を導入した。
- 落下速度の異なる降水粒子間の併合過程を改良した。

これらの詳細は Ikawa *et al.* (1991) を参照のこと。積雲対流の表現に重要な乱流混合過程には乱流クロージャモデルを用いている。また下部境界では相似則により、熱・水蒸気・運動量のフラックスを計算する。これらモデルの力学フレームと物理過程の詳細は気象研究所技術報告第28号 (Ikawa and Saito, 1991) にまとめられている。

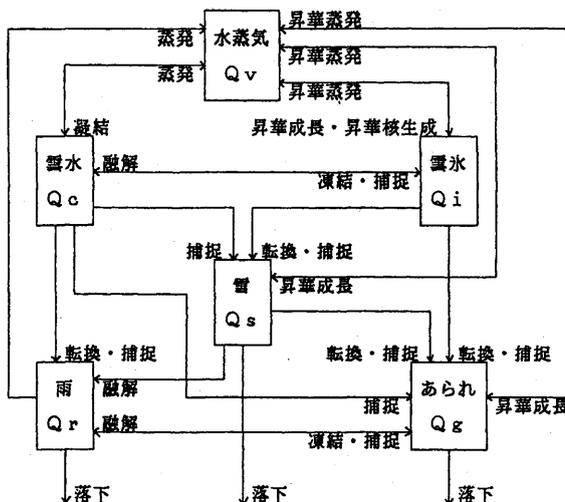
9.2.4 数値実験の諸元

数値実験は3次元で、モデル領域の大きさは水平方向に10.0 kmの方形、モデルの上端は4.35 kmに位置している。格子の数は $(N_x, N_y, N_z) = (26, 26, 26)$ である。分解能は水平400 m、鉛直方向には20 mから200 mの可変で、モデルの最下層は10 mに置かれている。側面境界条件は周期境界条件で与えた。下部境界は水温10℃の海面を仮定した。

初期条件は第9.2.2図に示した観測に基づいて与



第9.2.3図 1989年2月4日15時の飛鳥におけるHYVISによる水物質の鉛直分布。a) 雲水量 ($g m^{-3}$)、直径300 mm未満(点線)300 mm以上(破線)の氷粒の水量 ($g m^{-3}$)。b) 雲粒の数濃度 (cm^{-3})と直径300 mm未満(点線)と300 mm以上(破線)の氷粒の数濃度 (m^{-3})。



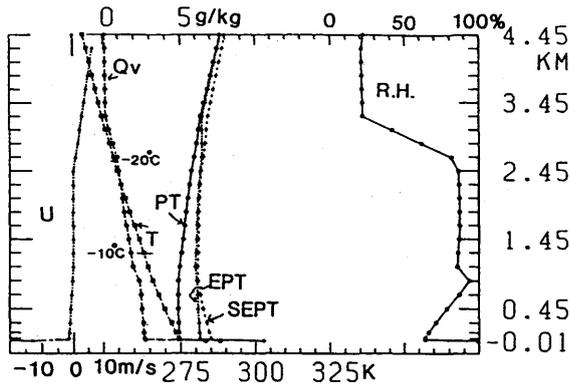
第9.2.4図 モデルの雲物理過程.

えた。水平風の場合は、2.5 km以下は $13 m s^{-1}$ で一定とし、2.5 km以上は1 kmにつき4 m/sのシアを与えた。対流の初期生成を促すため温位にして1.5 Kの暖気擾乱をモデル領域の中央部、高さ $z=450 m$ の所に加えた。時間積分は213分までを行い、その期間中古い対流セルからのアウトフローの衝突による新しい対流セルの生成が連続して見られた。

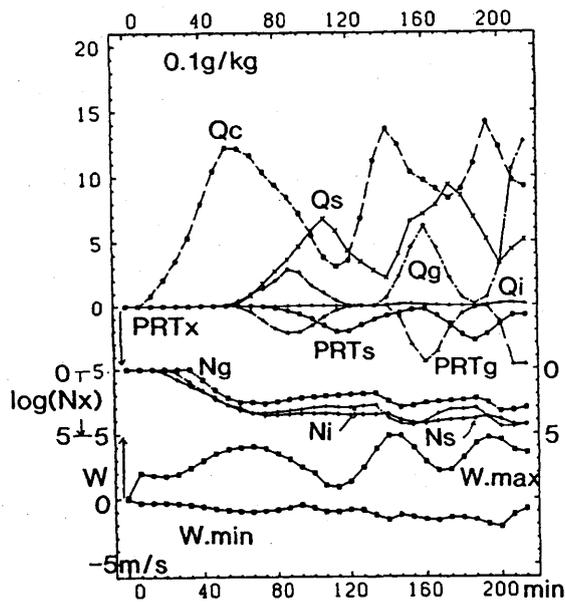
9.2.5 シミュレーション結果

9.2.5.1 対流雲のEVOLUTION

第9.2.5図は実験開始から60分後における水平風 ($u_0=13 m s^{-1}$ を引いた値)・気温・水蒸気の混合比・温位・相当温位・飽和相当温位・相対湿度のモデル領域内における水平平均値を示す。温位は初期場では $z=10 m$ で0℃であるがこの時間では2℃に昇温してい



第 9.2.5 図 実験開始から 60 分後における水平風 (U ; $u_0 = 13 \text{ ms}^{-1}$ を引いた値), 気温 (T), 水蒸気の混合比 (Q_v), 温位 (PT), 相当温位 (EPT), 飽和相当温位 ($SEPT$), 相対湿度 ($R.H.$) のモデル領域内における水平平均値.



第 9.2.6 図 モデル領域内における水物質の混合比 (Q_c , Q_s , Q_g , Q_i) 雪とあられの降水強度 (PRT_s , PRT_g) 雲氷と雪とあられの数濃度 (N_i , N_s , N_g), および上昇流の大きさ (W_{max}) のそれぞれの最大値の時間変化. データのサンプル間隔は 100 ステップ (6.67 分) 毎単位はそれぞれ Q_c (0.1 g kg^{-1}), Q_s (0.1 g kg^{-1}), Q_g (0.1 g kg^{-1}), Q_i (0.01 g kg^{-1}), 降水強度は mm h^{-1} , 数濃度については 10 を底とする対数.

る. $z=10 \text{ m}$ から雲頂 ($z=2.5 \text{ km}$) の間で, 風速の鉛直シアは主に地表摩擦の影響により初期場の 0 から 1 km につき 3 m s^{-1} に増大している.

第 9.2.6 図はモデル領域内における水物質の混合比, 雪とあられの降水強度, 雲氷と雪とあられの数濃度, および上昇流の大きさのそれぞれの最大値の時間変化を示す. 上昇流と雲水量は 67, 140, 193 分に極

第 9.2.2 表 シミュレートされた対流雲のライフスタイル. 上向きと下向きの矢印は増加と減少の傾向を示す. Max と一記号は極大と極小を表現する (Stage1 と stage2 は発達期, stage3 と stage4 は成熟期, stage5 は衰弱期に概ね対応している).

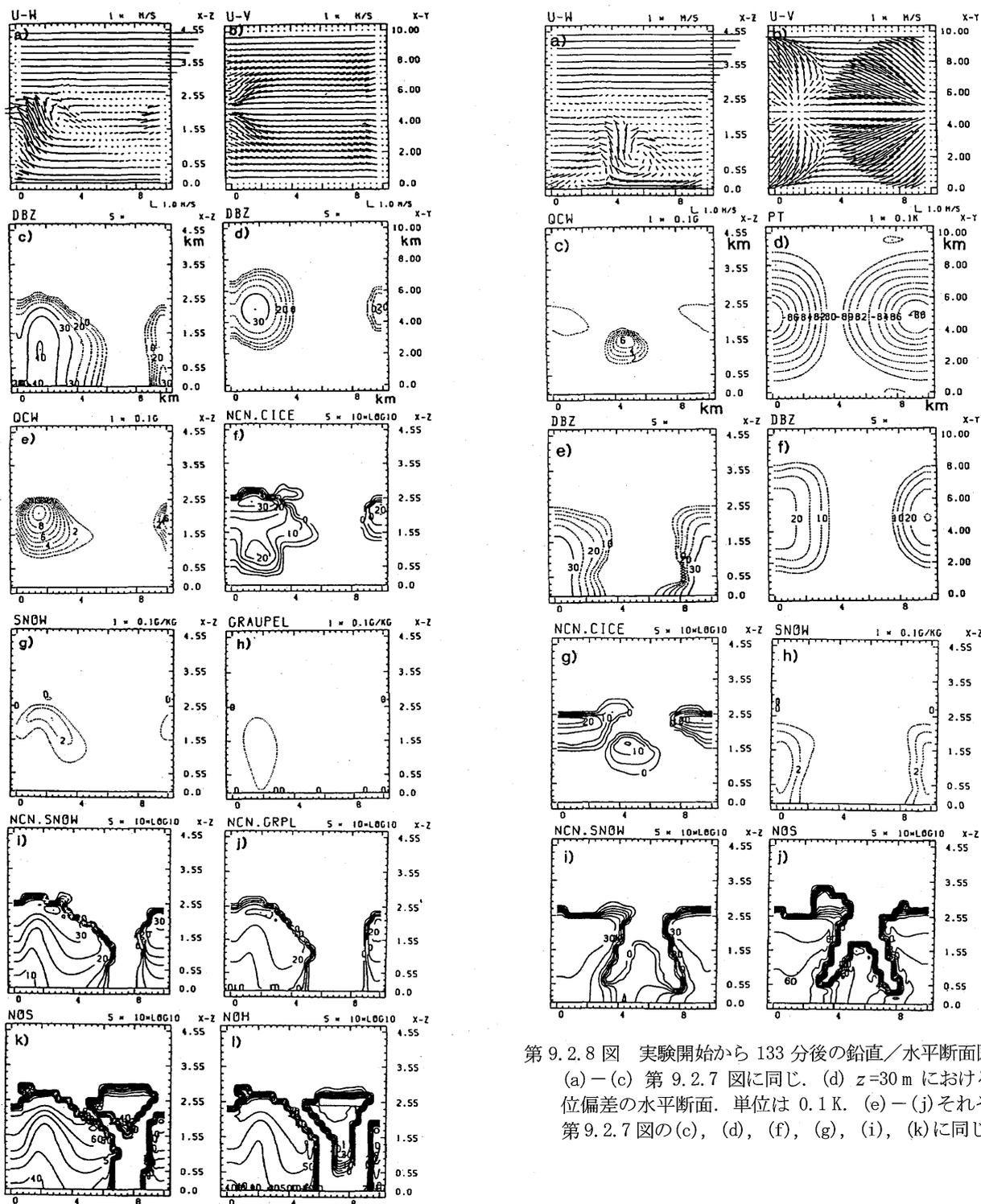
stage	W	Qc	Qg	PRCP.g	Qs	PRCP.s	time (min)	
							1	2
1	↑	↑				↓	20	113
2	max	max	↑	max	↑	↑	60	140
3	↓	↓	max	max	↑	↑	87	160
4	-↓	-↓	↓	↓	max	↑	107	174
5	↑	↑	-		↓	max	113	

大が現れている. 2 番目と 3 番目の極大は古い雲からの冷たいアウトフローの衝突による収束域に新たに生じた雲に対応している. あられと雪は, 雲水量が極大を示した時よりもそれぞれ 20~27 分および 34~47 分遅れて極大に達している. この図に示されるように, あられは雪よりも 13~20 分早く降り始めている (ここでは降水強度の最大値が 1 mm hr^{-1} を越えた時を降り始めと定義した). シミュレートされた雲のライフサイクルは第 9.2.2 表に示されるような発達期から衰弱期に至る 5 つのステージに分けられる.

9.2.5.2 ステージ毎の対流雲の様相

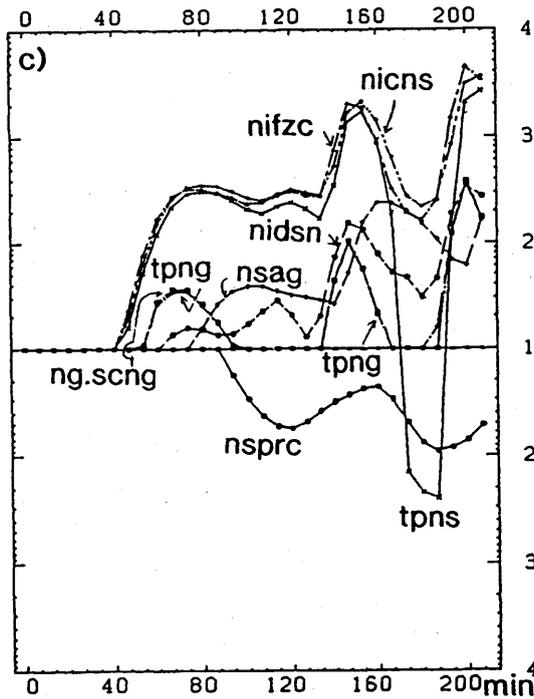
第 9.2.7 図と第 9.2.8 図は, 最初の雲の成熟期と衰弱期に相当する 80 分後と 133 分後の鉛直/水平断面図を示す. 第 9.2.8 b 図に見られる強いコールドアウトフローは雪の昇華蒸発によってもたらされている. 第 9.2.7 i 図と第 9.2.8 i 図は雪の数濃度で, 最大で $5 \times 10^4 \text{ m}^{-3}$ 程度であり, 実測の最大値の 1/4 程度である. 第 9.2.7 c, d 図, と第 9.2.8 e, f 図は Murakami (1990) に基づいて計算したレーダ反射率である. 数濃度の少なさを反映して, 最大値は 40 dBZ と観測の最大値 (30 dBZ) よりもやや大きくなっている. その他の点はシミュレートされた降雪雲の特徴は観測と概ね良い一致を示している. 第 9.2.7 k 図と第 9.2.8 j 図は雪の粒径分布の逆指数関数のパラメータ N_0 を示す. 図に見られるように N_0 の値は一定ではなく発達期から衰弱期にいたる雲のステージによって変化 (増大) する. 特に, 雲の上部や側面では N_0 は大きくなっており, このことは小さな雪片がこれらの場所で多いことを示している. 第 9.2.7 i 図に示すあられの場合についても同様な向が見られる.

第 9.2.9 図は各氷物質の数濃度の生成項の時間変



第 9.2.8 図 実験開始から 133 分後の鉛直／水平断面図。
 (a)－(c) 第 9.2.7 図に同じ。(d) $z=30\text{m}$ における温
 位偏差の水平断面。単位は 0.1K 。(e)－(j)それぞれ
 第 9.2.7 図の(c), (d), (f), (g), (i), (k)に同じ。

第 9.2.7 図 実験開始から 80 分後における鉛直／水平断面。(a) $y=4.8\text{km}$ における風ベクトルの鉛直
 断面図。右下のベクトルは 1m s^{-1} の大きさを示す。(b) 同じく $z=30\text{m}$ における風ベクトルの水平
 断面。(c) $y=4.8\text{km}$ におけるレーダ反射率の鉛直断面。単位は dBZ 。(d) 同じく $z=2.05\text{km}$ におけ
 るレーダ反射率の水平断面。(e) $y=4.8\text{km}$ における雲水量の鉛直断面。等値線退かなくは 0.1g
 kg^{-1} 。(f) $y=4.8\text{km}$ における雲氷の数濃度。単位は立米あたりの個数の 10 を底とする対数の 10 倍
 $(10 \log(N_i))$ 。(g) (e)と同じく雪の混合比の鉛直断面。(h) 同じくあられ。(i) (f)と同じく
 雪の数濃度。(j) 同じくあられの数濃度。(k) 雪に対する N_0 の値の鉛直断面。 $y=4.8\text{km}$ 。(l) 同じ
 くあられに対する N_0 の分布。



第 9.2.9 図 各氷物質の数濃度の生成項の時間変化. 縦軸は 10 を底とする各生成項の対数. 記号はそれぞれ, 雪/あられの数濃度の総生成項 (tpns/tpng), 過冷却水滴の凍結 (Nifzc), Fletcher 型の昇華/凝結核生成 (Nidsn), 氷晶から雪への転化 (Nicns), 雪同志の凝集 (nsag), ライミングによる雪からあられへの転化 (ng・sng), 雪の海面への落下 (nsprc) を示す.

化を示す. 氷晶生成項は過冷却水滴の凍結 (Nifzc) が Fletcher 型の昇華/凝結核生成より 10 倍ほど多くなっている. また氷晶から雪への転化は Nifzc とほぼ釣り合っている. 180 分後 (第 2 世代の対流の衰弱期) には, 雪同志の凝集による雪の個数の減少が氷晶から雪への転化とほぼ同程度となり, 雪の数濃度の総生成項は, 負になっている. あられの生成項は主にライミングによる雪からの転化によっている.

第 9.2.5 図から第 9.2.9 図で再現された雲の各発達段階における降水形成過程の特徴では, 発達期には水蒸気凝結による過冷却水滴の生成, 過冷却水滴の雲粒子への付着凍結が重要であり, 衰弱期には雪の昇華凝結, 凝集による成長・落下が卓越している. これらは, Harimaya and Sato (1989) や水野・他 (1990) の観測結果と一致している.

9.2.6 まとめ

氷粒子の数濃度も予報するバルク法による雲物理過程のパラメタリゼーション法は, よく降雪雲を再現できた.

シミュレーションでは氷晶や雪の数濃度が観測より少なく, 今後のさらに忠実な雪雲の再現には, 氷晶生成項に関するよりしっかりした知識が必要と思われる.

氷粒子の数密度を予報する方式の利点に関して, シミュレーションでは, 雪やあられの逆指数粒径分布関数のパラメーター N_0 は, 一定ではなく, 対流雲の発達段階により変化する数であることが示された. これらは N_0 をあらかじめ与える従来の方法では得ることのできない結果である.

参考文献

- Harimaya, T. and M. Sato, 1989: Measurement of the riming amount on snowflakes. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. VII (Geophysics)*, **8**, 355-366.
- Ikawa, M., H. Sakakibara, M. Ishihara, and Z. Yanagisawa, 1987: 2-dimensional simulation of the convective snow band observed over the Japan Sea.-the structure and time evolution of the organized multicellular convection-. *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 605-633.
- , and K. Saito, 1991: Description of the nonhydrostatic model developed at the Forecast Research Department of the MRI. *Technical Report of the Meteorological Research Institute*, **28**, 238pp.
- , H. Mizuno, T. Matsuo, M. Murakami, Y. Yamada and K. Saito, 1991: Numerical modeling of the convective snow cloud over the Sea of Japan - Precipitation Mechanism and sensitivity to ice crystal nucleation rates-. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 641-667.
- Murakami, M., 1990: Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud -the 19 July 1981 CCOPE cloud-. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107-128.
- 水野 量, 松尾敬世, 村上正隆, 山田芳則, 1990: 冬期日本海沿岸における北西季節風時の降雪粒子の特性. 日本気象学会春季大会予稿集, **57**, B360.

9.3 地形の効果*

9.3.1 はじめに

この節では、冬期北日本の日本海沿岸の平野部・山間部に降雪をもたらす対流性降雪雲に対する北日本の山岳地形の効果の数値実験により調べた。一般には、北日本の地形性降雪は、日本海で加湿された大気が山岳により強制上昇させられることにより水蒸気が凝結するために起こると説明されているが、その詳しいメカニズムについてはまだ分かっていないことが多い。ここでは東北地方程度の水平スケールを想定して単純化した地形と2次元数値モデルを用いて比較実験を行い、降雪雲に対する山岳地形の効果をもとに雲物理学の見地から調べた。なお、この節で示す結果については、すでに Saito *et al.* (1996) で報告しており、この中の図を編集して用いている。

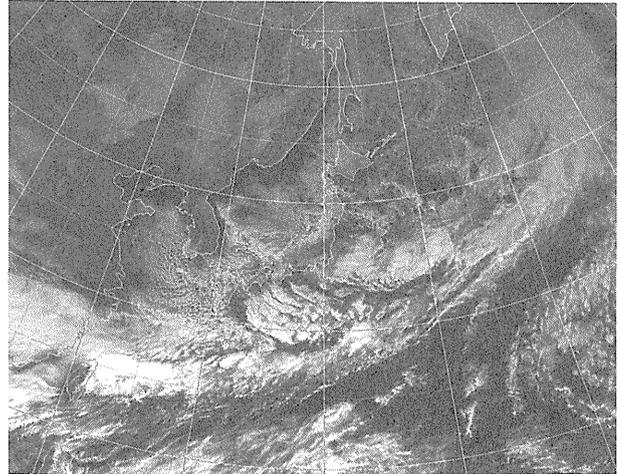
9.3.2 数値実験の対象

数値実験の対象となったのは、1989年2月2日～3日にかけての北日本の降雪である。第9.3.1図に2月2日9時の地上天気図を、第9.3.2図に2月2日12時のGMSによる可視画像を示す。日本海上で発生した対流性降雪雲は陸に近づくにつれ発達し、北日本の日本海側平野部と山間部に降雪をもたらしている。第9.3.3図は、2月2日～3日にかけての飛島での降雪の地上観測である。2日6時以降、時間降水量にして1～2mmの断続的な雪を観測している。この時の特別観測で得られた降雪雲の鉛直構造を第9.3.4図に示す。対流雲の雲頂高度は飛島付近では2.4kmだが、内陸

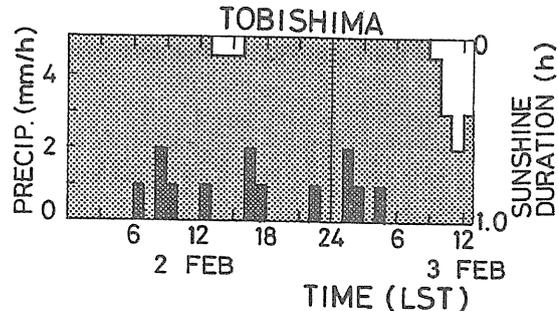
平野部では3km程度に増大している。

9.3.3 モデルと数値実験の諸元

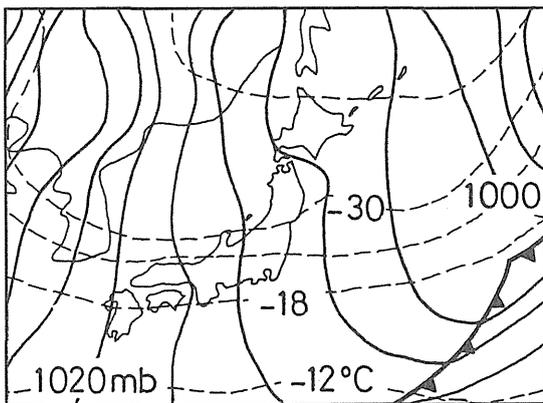
数値モデルは気象研究所予報研究部で開発された



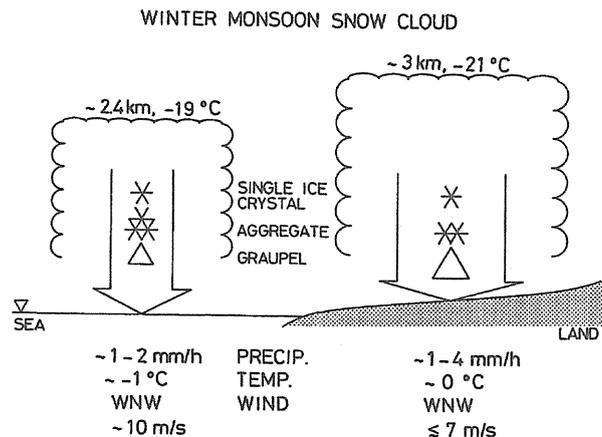
第9.3.2図 1989年2月2日12時のGMSによる可視画像。



第9.3.3図 2月2日から3日にかけての飛島での降雪量(時間降水量)と日照。



第9.3.1図 2月2日9時の地上天気図。破線は500hPaの等温線。



第9.3.4図 特別観測で得られた降雪雲の鉛直構造。

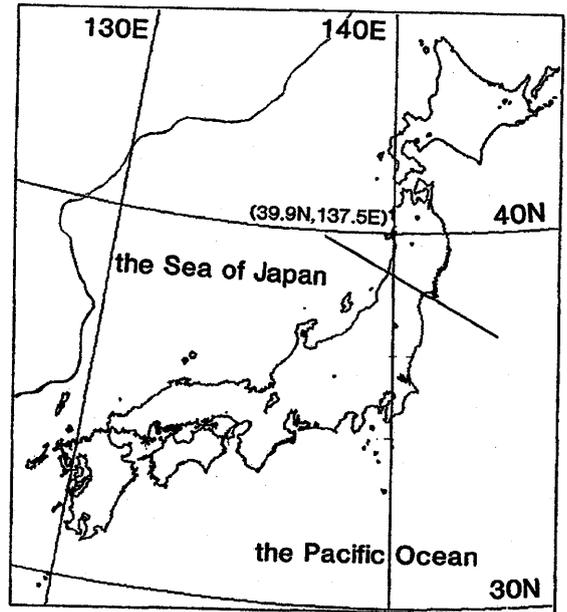
* 齊藤和雄：予報研究部

非静水圧モデル (Ikawa and Saito, 1991) の非弾性方程式系バージョンを用いた。その基本フレームは前節の数値実験で用いたモデルと音波の扱いを除いて大体同じであるが、山を入れて開放境界条件で用いた場合の計算安定性を改良している。雲物理過程は前節のモデルと同様で、水蒸気・雲水・雨・雲氷・雪・あられの6種類の水物質の混合比と雲氷・雪・あられの数濃度を予報する (Ikawa *et al.*, 1991)。また下部境界では、海陸分布に応じて相似則により熱・水蒸気・運動量のフラックスを計算する。

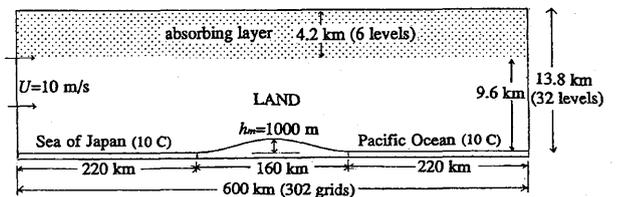
数値実験は2次元で行い、第9.3.5図に北日本を横切る実線で示した水平方向に600 kmの領域を想定した。第9.3.6図に示すようにモデル領域の中央に幅160 kmの陸面を置き、標準実験では高さ1000 mの山を余弦関数で与えた。格子の数は $(N_x, N_z) = (302, 32)$ で、分解能は水平2 km、鉛直方向には40 mから1200 mの可変で、モデルの最下層は海面（または地表面）から20 mの高さに置かれている。モデルの上部境界は高さ13.8 kmに断熱固定壁として与え、上端近くの6層(4.2 km)にレーリー摩擦による吸収層を置いている。下部境界は、海面は水温10°Cを仮定し、陸面は高さに応じて次に述べる基本場の温度（海面の高度で約0°C）を地面温度として与えた。側面境界条件は開放で、流入側は固定した鉛直プロファイルの大気を仮定し、流出側はOrlanski型の放射条件を設定している。第9.3.7図は気象庁全球解析データ（緯度・経度1.875度おき）に基づく、日本海中部(39.9N, 137.5E)の1989年2月2日9時の大気の鉛直プロファイルである。数値実験では、この気温と湿りのプロファイルを基本場として、初期場と流入側の境界条件に与えて行った。水平風は、シアなしの 10 m s^{-1} で一定とした。

9.3.4 標準実験の結果

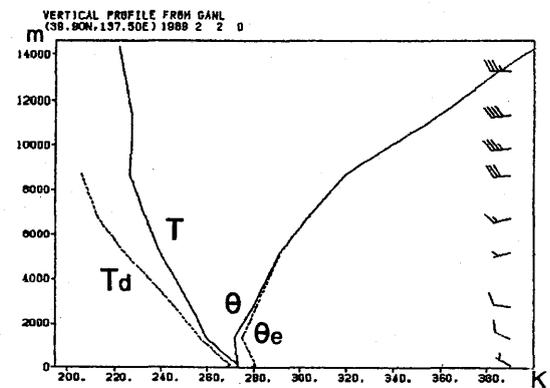
初期場に与えたモデル大気は海面から熱・水蒸気の補給を受けて変質しながら吹走して、実験開始から6時間後には場はほぼ定常になる。数値実験はそれからさらに6時間行った。第9.3.8図は立ち上げから12時間後における雲水・雪・あられの混合比、氷晶（雲氷）の数濃度の分布で、海上で発生した過冷却水滴からなる雲は、山脈風上側で発達して降水をもたらしている。雲頂高度は海上では2 km以下(1.9 km 前



第9.3.5図 2次元数値実験で想定した領域（北日本を横切る実線）。

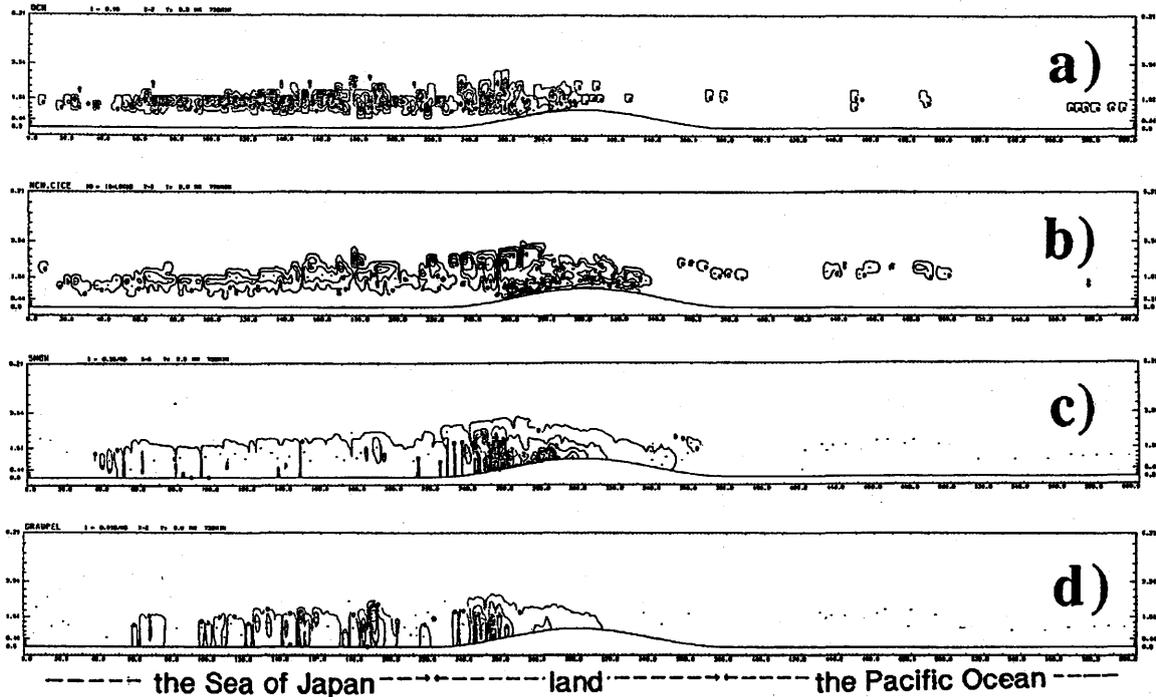


第9.3.6図 2次元数値実験のモデル領域。

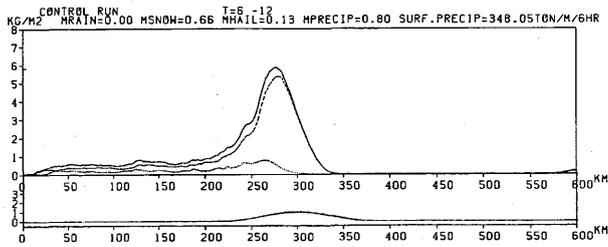


第9.3.7図 気象庁全球解析データ(1.875度おき)に基づく、日本海中部(39.9N, 137.5E)の1989年2月2日9時の大気の鉛直プロファイル。気温(T)、露点温度(Td)、温位(PT)、相当温位(PTE)。

後)であるが海岸付近では2.3 km前後、内陸では2.7~3.1 kmに増大しており、第9.3.4図に示した観測やMurakami *et al.* (1994)の数値実験と概ね一致している。雲頂高度の増大に伴って、対応する雲頂温度は海上で-16°C、海岸付近で-19°C、内陸で-21~-23°Cと低



第9.3.8図 (a) 12時間後における雲水の混合比. 等値線は 0.1 g kg^{-1} おき. (b) 氷晶 (雲氷) の数濃度. 等値線は 10 を底とする対数の 10 倍. (c) 雪の混合比. 等値線は 0.1 g kg^{-1} おき. (d) あられの混合比. 等値線は 0.01 g kg^{-1} おき.



第9.3.9図 6時間～12時間後の雪 (破線) とあられ (点線) およびその和 (実線) の降水量の分布.

下している. 氷晶数は, 海上では 10^2 m^3 程度だが内陸では $10^3 \sim 10^4 \text{ m}^3$ に増大している. これらは雲頂/雲内の温度低下により Fletcher の昇華/凝結核生成や Bigg の雲粒凍結から予想される氷晶の増大 (6°C で約 50 倍) にほぼ見合っている.

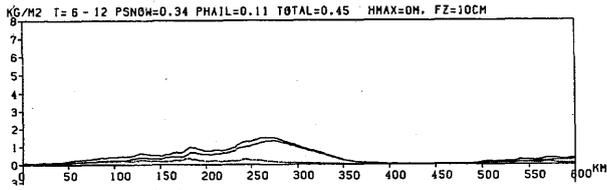
第9.3.9図は6時間後～12時間後の6時間における雪とあられおよびその和の降水量の分布を示す. 雪・あられとも山岳風上側斜面で増大しているが, 極大値を示す位置は雪ではあられよりも 20 km ほど風下側になっている. これは雪はその小さな落下速度 (バルクの落下速度で 1 m s^{-1} 弱) のため, あられ (3 m s^{-1}) よりも風下側に流されるためである. 6時間の降水強度はピーク値で雪が 6 mm, あられが 1 mm 程度で, 総

降水量に占めるあられの割合は 15%程度だった.

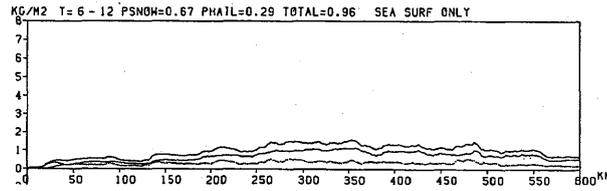
9.3.5 感度実験の結果

9.3.5.1 海陸分布の影響

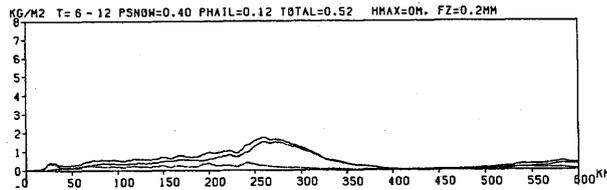
第9.3.10図は山の高さを0にして海陸分布のみを与えた場合の6時間の降水量の分布である. 標準実験 (第9.3.9図) に見られた山の風上側斜面での顕著な降雪の集中に比べ, 値は小さくなるものの, 海岸線 ($x=220 \text{ km}$) から 50 km ほど内陸に入った所に依然として降雪分布のピークが見られる. この成因は, 一つには海面からの熱・水蒸気の補給が断たれることによる陸域での降水の減少によるみかけのものであるが, 第9.3.10図の降雪量のピーク値は, モデルの下部全面を海にした実験 (第9.3.11図) での, $x=270 \text{ km}$ 付近の降雪量よりも大きくなっている. 従って第9.3.10図の降雪量のピークには海陸での粗度や表面温度の違いが寄与していると考えられる. 第9.3.12図は陸面の粗度 (標準実験で 10 cm) を海面とほぼ同じ 0.2 mm にした場合の実験結果である. 図の降水分布は第9.3.10図と大変よく似たものとなっている. 一方, 陸面の温度を 10°C 高くして表面温度のコントラストをなくしてやると, 降水分布は第9.3.13図に



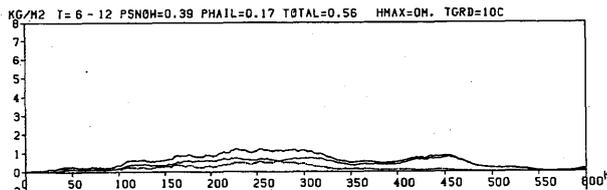
第 9.3.10 図 第 9.3.9 図に同じ。ただし山の高さを 0 にして海陸分布のみを与えた場合。



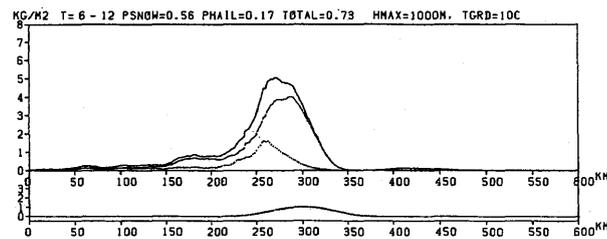
第 9.3.11 図 第 9.3.10 図に同じ。ただしモデルの下部全面を海にした場合。



第 9.3.12 図 9.3.10 図に同じ。ただし陸面の粗度を 0.2 mm にした場合。

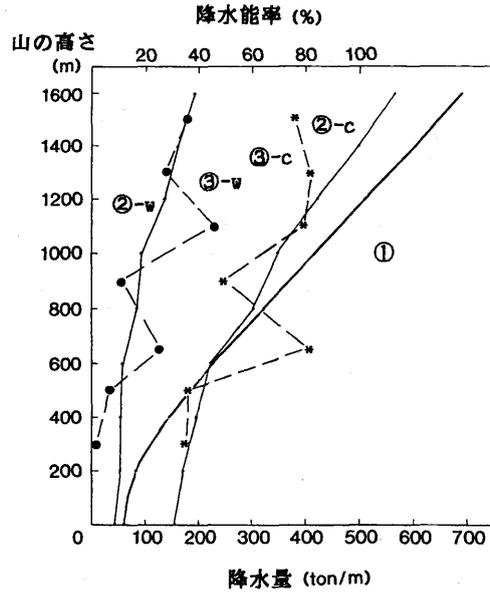


第 9.3.13 図 9.3.10 図に同じ。ただし陸面の温度を 10°C 高めた場合。



第 9.3.14 図 第 9.3.9 図に同じ。ただし陸面の温度を 10°C 高めた場合。

示すように明瞭なピークを持たなくなる。第 9.3.10 図にみられるピークには海陸の温度差の効果が摩擦収束よりも卓越して寄与していると言える。一般風が陸よりも暖かい海面側から吹く場合、陸側に沿岸前線が生じて下層収束を作り出すことがあることは



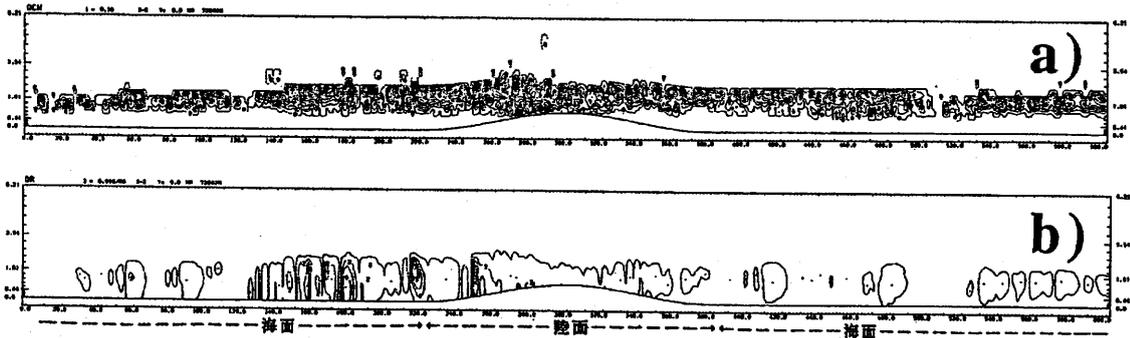
第 9.3.15 図 山の高さと降水量の関係。太実線(1)；強制上昇によって見込まれる降水量，細実線(2)；陸域での 6 時間の総降水量，破線(3)；降水能率。これらの定義は本文参照。添え字 c と w はそれぞれ氷相を含む実験と含まない実験の結果。

よく知られている。

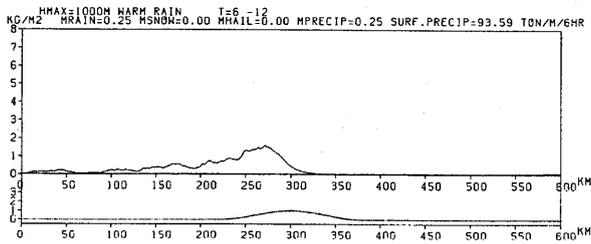
山を加えて陸面の粗度・温度を変えた実験でも粗度の違いによる降水量分布の変化は僅かだった(図略)。一方、陸面の温度を高くした場合、降雪のピークは第 9.3.14 図に示すように減少するが、山の風上斜面ではあられの増加がみられた。これは陸面の温度が増大したための浮力効果により風上側斜面での上昇流が強化されたことに起因すると考えられる。

9.3.5.2 山の高さの影響

山による強制上昇と降水量の関係をみるため、山の高さについての感度実験を行った。第 9.3.15 図で細実線 2-c で示すのは、山の高さと陸域での総降水量(雪+あられ)の関係である。山の高さを 0 から大きくしていくと降水量は山の高さ 600 m まで緩やかに増大し、800 m で急増している。図で太実線 1 で示すのは強制上昇によって見込まれる凝結量である。ここでは、海面で変質した気塊(山なしの実験での $x=220$ km における大気鉛直プロファイル)が山の高さだけ全層で鉛直に持ち上げられた場合の凝結量にあらかじめ存在する水蒸気以外の水物質量を加えた値を求め、それに各層の風速をかけて鉛直積分した量を 6 時間後から 12 時間後まで時間積分して求めた。また、山に



第 9.3.16 図 (a) 第 9.3.8 図 a) と同様. (b) 第 9.3.8 d 図と同様, ただし雨について.



第 9.3.17 図 第 9.3.9 図に同じ. ただし warm rain の場合.

よる降水能率として, 山の高さの増加に対する強制凝結量の増分と陸域降水量の増分の比をとり, 破線 3-C で示した. 降水能率は山の高さ 600 m 以下では 40% 以下の小さな値に留まるが, 1000 m 以上では 80% 前後の高い値になっている.

9.3.5.3 warm rain 過程を用いた場合

雲物理過程における氷相の効果をみるため, 水蒸気・雲水・雨水のみの効果を考える warm rain 過程を用いた比較実験を行った. ここでは雲水から雨水への転換として Kessler 型のパラメタリゼーション (しきい値 1 g kg^{-1}) を用いた. 第 9.3.16 図に示すのは山の高さ 1000 m の場合の 12 時間後の雲水量と雨の混合比の分布である. 図に見られるように, 凝結した雲水の大部分は auto conversion により十分雨水に転換する前に山岳後面の下降域に入ってしまった. 降水量の分布は第 9.3.17 図に示すようにピーク値で第 9.3.9 図の 1/3 程度に減少している. 第 9.3.15 図で添え字 w を付けた線は warm rain 過程による実験結果で, 降水量・降水能率ともに氷相を含む実験よりもはるかに低いレベルに留まっている. これは凝結雲水量がそれほど大きくないこのケースでは, 凝結した雲水を効果的に降水に換えるには氷相を含む雲物理過程の寄与が

重要であることを示している. 第 9.3.15 図で山が低い時には氷相を含む実験でも降水能率が低いのは, 海上での雲頂温度が -16°C と比較的高いため雲内の氷晶数が十分ではないためと考えられる. このように山による持ち上げ効果は, 強制凝結のみならず雲頂/雲内温度の低下に伴う氷晶数増大にも寄与している. 氷晶数と降水量の関係については, 11 章で再度ふれることにする.

9.3.6 まとめ

冬期北日本の地形性降雪の 2 次元数値実験を行い, 降雪雲に対する山岳地形の効果を調べた. 実験では日本海中央部の大気鉛直プロファイルを流入側の境界条件に用いて, 現実的な雲頂高度の降雪雲と山岳風上側での降雪の集中が再現された. 地表降水強度のピークはあられよりも雪の方が 20 km ほど内陸より (風下側) に生ずる. これは両者の落下速度の違いによると考えられる. 氷晶数は, 海上では 10^2 m^{-3} 程度だが内陸では $10^3 \sim 10^4 \text{ m}^{-3}$ に増大している. これらは雲頂/雲内の温度低下により Fletcher の昇華/凝結核生成や Bigg の雲粒凍結から予想される氷晶の増大 (6°C で約 50 倍) にほぼ見合っている.

山を与えず海陸分布のみの実験でも, 風上側海岸線の内側に降水強度のピークが見られる. 感度実験によれば, このピークには海陸の温度差による下層収束の効果が重要で, 粗度の違いによる摩擦収束の寄与は少なかった.

山の高さを変えた実験では, 山の高さ 800 m 以上で降水量・降水能率が顕著に増大した. 一方, warm rain 過程では, 降水能率は全般に低く, 凝結した雲水は雨水に効果的に転換されない. 山による気層の持ち上げ効果は, 水蒸気の凝結とともに, 氷晶数増大の意

味でも降水の増大に寄与していると考えられる。

参考文献

- Ikawa, M. and K. Saito, 1991: Description of the nonhydrostatic model developed at the Forecast Research Department of the MRI. *Technical Report of the Meteorological Research Institute*, **28**, 238pp.
- , H. Mizuno, T. Matsuo, M. Murakami, Y. Yamada and K. Saito, 1991: Numerical modeling of the convective snow cloud over the Sea of Japan - Precipitation Mechanism and sensitivity to ice crystal nucleation rates-. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 641-667.
- Murakami, M., T. L. Clark and W.D. Hall, 1994: Numerical simulation of convective snow clouds over the Sea of Japan; Two-dimensional simulations of mixed layer development and convective snow cloud formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 43-62.
- Saito, K., M. Murakami, T. Matsuo and M. Mizuno, 1996: Sensitivity experiments on the orographic snowfall over the mountainous region of northern Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 797-813.

9.4 降雪雲群の振舞い*

9.4.1 はじめに

冬季、日本海上における降雪雲形成は、大きく分けると2つの過程をとおして起こっている。1つは、大陸から吹き出す寒冷で比較的乾燥した空気が暖かい海面上を吹走する間に、海面から大量の熱と水蒸気を得て対流混合層を形成する過程である。もう1つは、その対流混合層内で実際に雲が形成され、雲内で種々の微物理過程をとおして雲水から雪やあられの形で降水として地上に輸送される過程である。山岳・地峡・海峡等の地形は、対流混合層の形成やその内における降雪雲の発達に影響を及ぼし、特有の雲分布、降雪分布をもたらす。気団変質過程、降水過程、地形変質過程は相互に影響を及ぼしあい、種々のスケールの雲システムを形成している。これまで、日本海降雪雲のマルチスケールの構造をモデルを用いて調べた例はほとんどない。ここでは3次元3重ネステッドモデルを用いて、色々なスケールから日本海降雪雲の3次元構造を調べ、降水機構を明らかにしていく。また9.1で述べた雲の微物理構造等に関する2次元モデルの結果の妥当性についても検討する。

9.4.2 モデルの概要

Clark (1977) の雲力学モデルを用いて数値実験を行った。このモデルは、基本的には、非静水圧・非弾性3次元モデルで、地形に沿った座標系から成っている。このモデルは解像度とカバーする領域の異なるモデルを多重にネスティングすることが可能で、モデル間では2-way interactionを採用している (Clark and Farley, 1984)。

混合層内における雲・降水形成をシミュレートするために、Murakami (1990), Murakami *et al.* (1994) の雲の微物理パラメタリゼーションを拡張したものを用了。このパラメタリゼーションでは、雲・降水粒子は、雲水・雨水・雲氷・雪・あられの5種類に分類されている。このうち、雲氷・雪・あられは、混合比の他に数濃度を予報変数としてもっており、より現実的な粒径分布変化を再現できる。数値モデルの詳細は、9.1とMurakami *et al.* (1994) を参照のこと。

9.4.3 数値実験の設定

9.4.3.1 計算領域

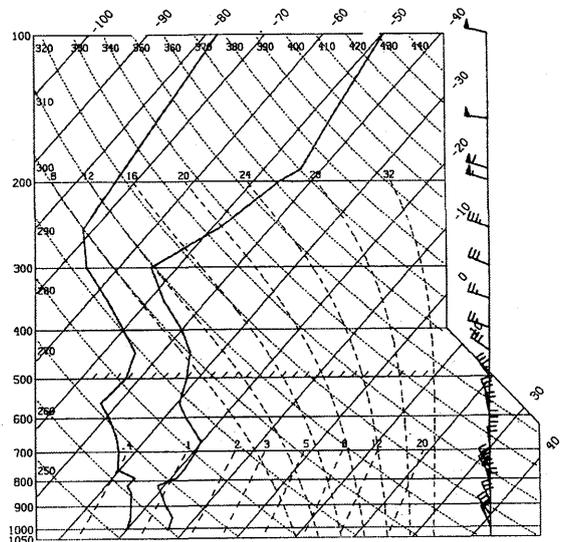
雪雲の3次元構造と、日本列島による地形効果を見るために、日本海北部・中部、日本列島北部・中部及び太平洋の一部を含む1020 km×720 kmの領域で3次元3重ネステッドモデルを用いて数値実験を行った。

今回の実験では、初期値及び流入側境界条件としてウラジオストック1地点でのゾンデデータを用いている。このような条件設定のもとで、大陸東岸からの吹走距離による日本海上での寒気の気団変質の違いをより正確に表現するため、x軸が混合層内の平均風向と平行になるようにモデルの座標軸を50°時計回りに回転した。これにより、モデルの北東及び南西境界から十分に気団変質をうけていない空気が流入する影響を最小限に抑えるとともに、モデルの北西境界(x=0)も大陸の海岸線とほぼ平行になった。

9.4.3.2 初期値と境界条件

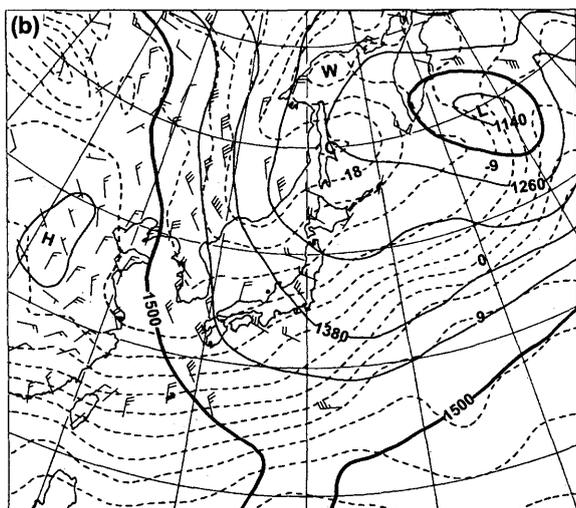
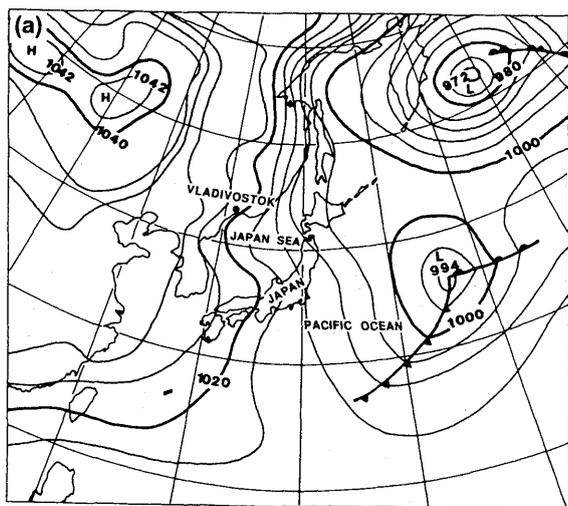
1989年2月2日09時(00Z)のウラジオストックの高層データを初期値及び流入側境界条件として用いた。第9.4.1図に示した1989年2月2日のウラジオストックの高層データは、並の寒気吹き出し時の典型的な温度・湿度・風の分布を示している。

より大きな範囲をカバーする予報モデルの計算結

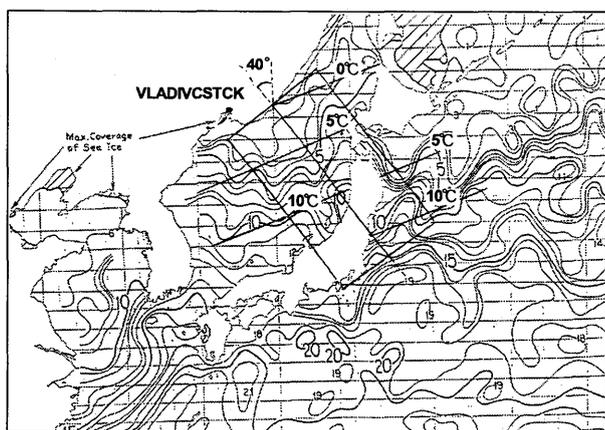


第9.4.1図 初期値として用いた1989年2月2日00Zのウラジオストックにおける高層データ。

* 村上正隆：物理気象研究部



第 9.4.2 図 1989 年 2 月 2 日 00Z の地上天気図(a)と 850 hPa の高層天気図(b).



第 9.4.3 図 1989 年 2 月上旬の日本周辺の海面水温(等値線)とモデルで使用した単純化した海面水温(直線).

果を初期値や境界条件として用いる方が好ましいことは言うまでもないが、第 9.4.2 a 図に示した 1989 年 2 月 2 日 09 時の地上天気図でモデル領域付近に大きな擾乱もなく一様な流れであること、第 9.4.2 b 図に示した 850 hPa の天気図でも一様な流れで、温度分布も大陸の海岸線にはほぼ平行になっていることから、このような簡略化した条件設定の下でも、混合層の発達とその中の雲・降水形成を第一近似的に再現できると考えられる。

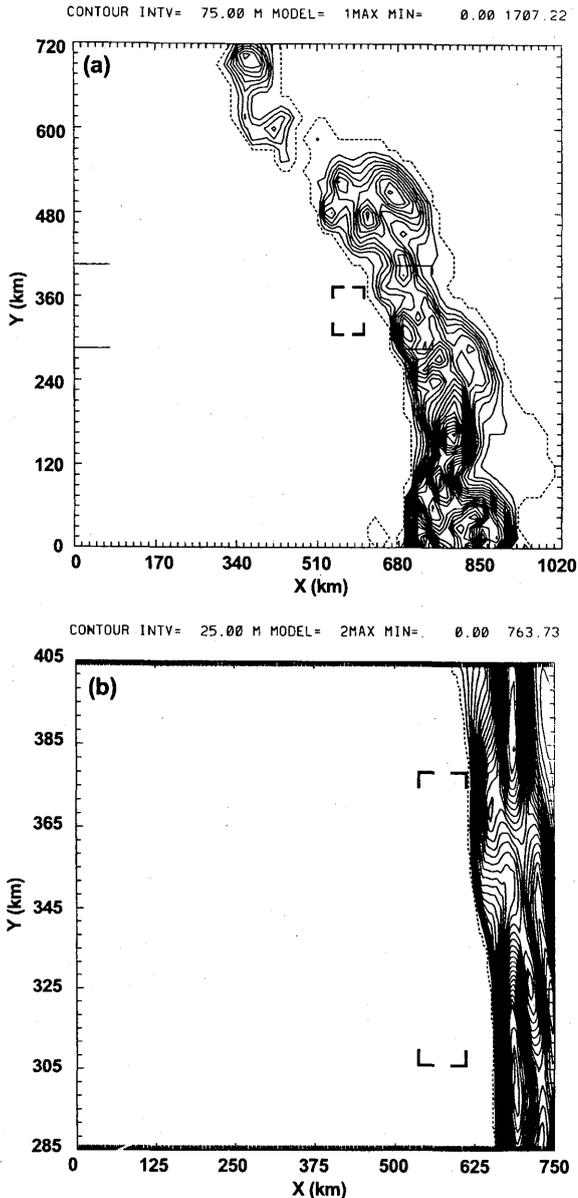
モデル下部境界における熱・水蒸気・運動量交換は Monin-Obukhov の相似則に基づくパラメタリゼーションを用いて計算した。海上では roughness height を 0.001 m として、海面水温と、最下層の格子点における温位・水蒸気混合比・風向風速を用いて熱・水蒸気・運動量フラックスを計算した。この際、海面の相対温度は水飽和とした。一方、陸上では、地表面温度に関する正確な情報がなかったことと、海上と比べると顕熱・潜熱フラックスは無視できる程度に小さいと考えられるので、熱・水蒸気フラックスはゼロとした。運動量フラックスは境界層内の温度成層が中立であると仮定して計算した。この際、陸上の roughness height は 0.1 m とした。

第 9.4.3 図中の曲線は、1989 年 2 月上旬の平均海面温度、直線はこのモデルでフラックスを計算する際に用いた単純化した海面水温である。長方形の箱は、最も外側のモデルの領域を示す。モデル領域内に含まれる大陸地形は、水平一様な場で筋雲の形成を確かめるため、意図的に削除した(海面とした)。

9.4.3.3 モデル分解能と時間積分

最も外側のモデルの領域は、第 9.4.4 図に示すように水平方向に 1020 km×720 km、鉛直方向に 15 km をカバーしている。格子間隔は水平 15 km、鉛直 0.3 km である。2 番目のモデルは、中部日本海と日本列島の一部を含み水平方向に 750 km×120 km、鉛直方向に 4.5 km をカバーする。格子間隔は水平 3 km、鉛直 0.1 km である。3 番目の、最も内側のモデルは、水平方向に 72 km×72 km、鉛直方向に 4.5 km をカバーし、格子間隔はそれぞれ 1 km、0.1 km である。

第 9.4.4 a 図にモデル I の領域と北海道南部と本州北・中部の地形を示す。モデル II は日本海と本州の一部分を含んでいる。ここで、1989~1993 年に対流



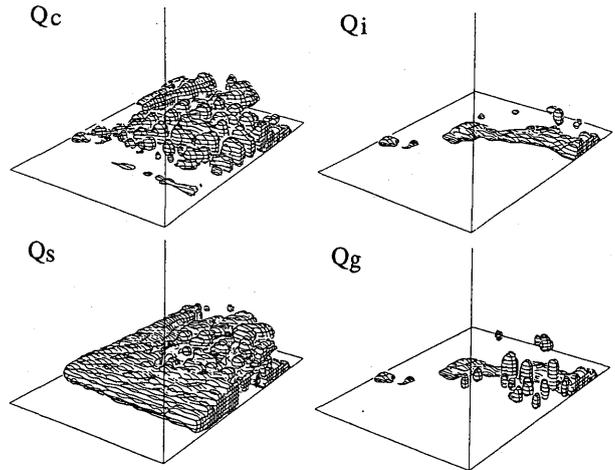
第 9.4.4 図 3 重にネスティングした(a)モデル I と II と (b)モデル II と III の範囲。

性降雪雲の集中観測を実施した。第 9.4.4 b 図中で、長方形で示されたのがモデル III の領域で、観測領域に対応する。最初に、モデル I を実行した。18 時間後には、ほぼ定常状態となった。積分開始から 24 時間後にモデル II をネスティングし、準定常状態になるまでさらに 4 時間実行した。積分開始から 28 時間後にモデル III をネスティングしさらに 4 時間実行した。

9.4.4 結果

9.4.4.1 モデル I の結果

最も外側のモデル I でシミュレートした 24 時間後

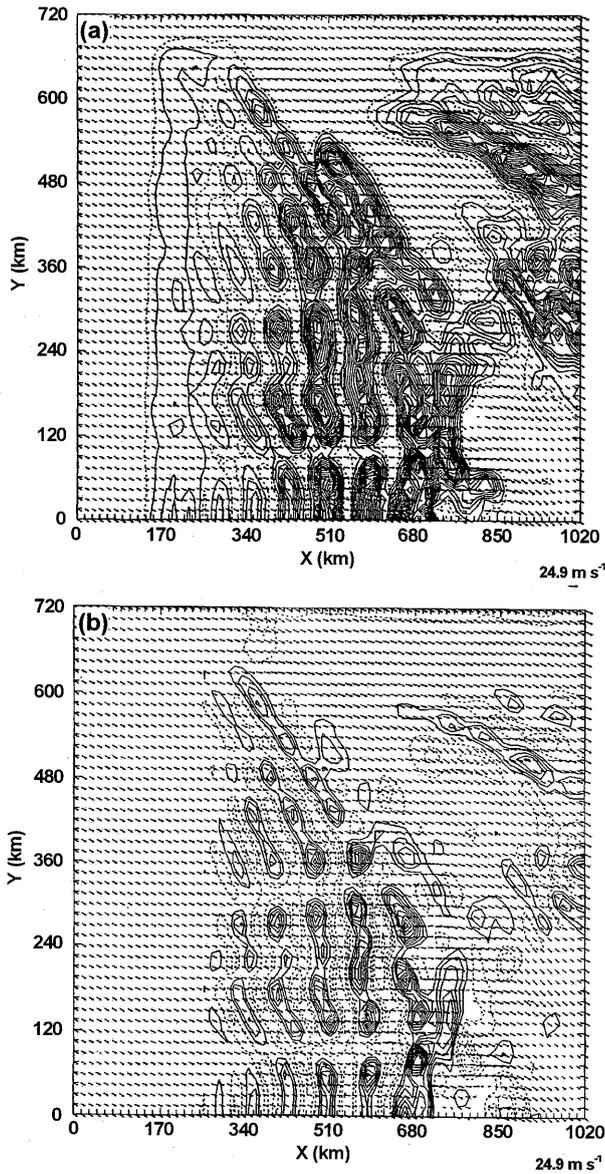


第 9.4.5 図 モデル I でシミュレートした計算開始から 24 時間後の雲水 (Q_c)、雲氷 (Q_i)、雪 (Q_s)、あられ (Q_g) の混合比の等値面の 3 次元鳥瞰図。雲水、雲氷、雪、あられの等値面はそれぞれ 0.1, 0.00024, 0.0625, 0.0156 $g\ kg^{-1}$ 以上の部分を示す。

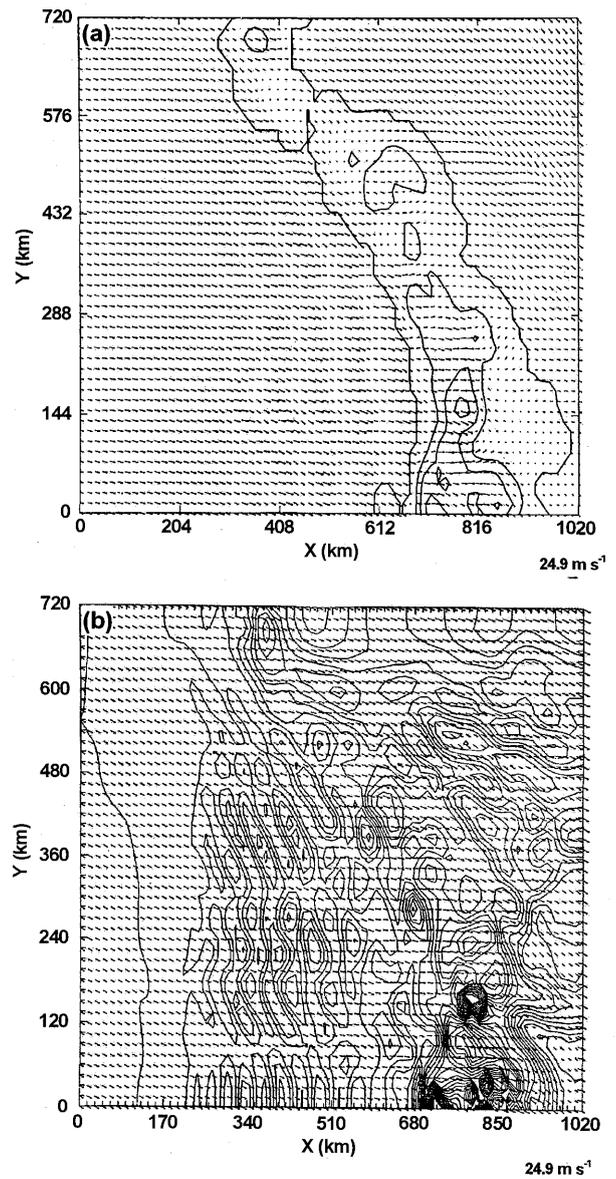
の雲水 (Q_c)、雲氷 (Q_i)、雪 (Q_s)、あられ (Q_g) の混合比の等値面を第 9.4.5 図に示す。大陸からの寒気団が日本海を吹走するにつれて混合層が発達し、大陸東岸から約 150 km の地点で雲が発生し、その中で次々と雲氷・雪・あられの形成が開始した。

混合層（雲頂）は日本に近づくにつれて発達し、日本近海では 2.5 km まで深まっている。混合層の厚さは吹走方向と直交する方向、北東-南西方向にも変化しており、北東側で浅く、南西側で深くなっている。これは、吹走距離の違い（北東側～300 km、南西側～600 km）と海面水温の差によると考えられる。

雪雲 (Q_c) の大半は、山脈を超えた太平洋側で一旦消滅し、太平洋上で再発生している。また、雪雲の一部は津軽海峡や、東北中部の低地を通り抜け太平洋に流れ込んでいる。雲水や鉛直流の水平分布 ($z=1.2$ km) からも明らかなように日本海上の雪雲 (Q_c) は組織化され、2つの顕著な走向を示している（第 9.4.6 図）。1つは、混合層内の平均風向に平行な L モードの走向で、もう1つは海岸線にほぼ平行なモードである。 u の水平分布から海岸線にほぼ平行な収束域が明らかである（第 9.4.7 図）。地形の標高の高い所ほど収束のパターンは顕著で大きな値を示しているようである。水平一様な初期場で行ったこの数値実験では最初に平野部と山間部の境界に収束域が形成され、次第に上流側に伝播する過程で海岸より 30~50 km 沖合に雲が形成し、雲の作り出す対流によって収束域が



第 9.4.6 図 モデル I でシミュレートされた雲水混合比 (a) と鉛直流 (b) の高度 1.2 km における水平断面図。等値線間隔は、それぞれ $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$, $6.3 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ 。



第 9.4.7 図 モデル I でシミュレートされた (a) 地上の風ベクトルと (b) 高度 1.2 km の風ベクトルと u 成分の水平断面図。(b) の等値線間隔は 1 m s^{-1} 。

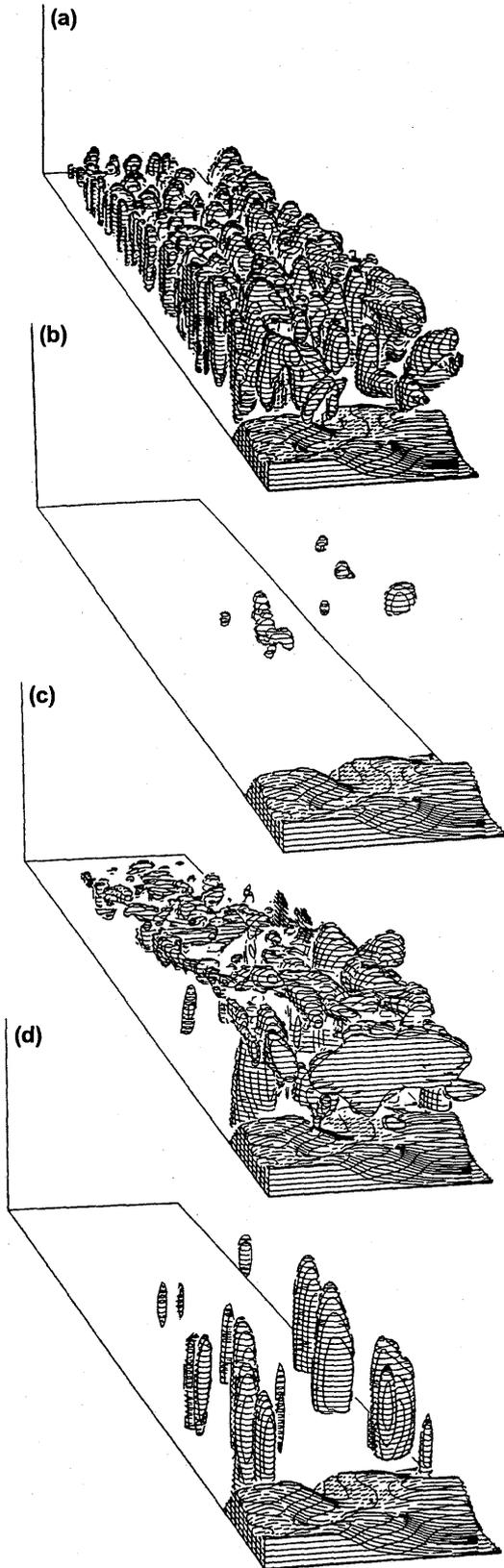
強化されている。上述の雪雲の分布パターンは 1989 年 2 月 3 日 09Z の衛星写真と良い対応を示している。これから対象領域に局地的な擾乱を含まず、水平方向（北東-南西方向）に一様性を仮定できる場合には、モデルは雪雲のパターンを良く再現する事が分かる。雪は雲の発生直後から雲全面に見られるが、あられ形成は日本近海で、しかも秋田以南で顕著である。

9.4.4.2 モデル II の結果

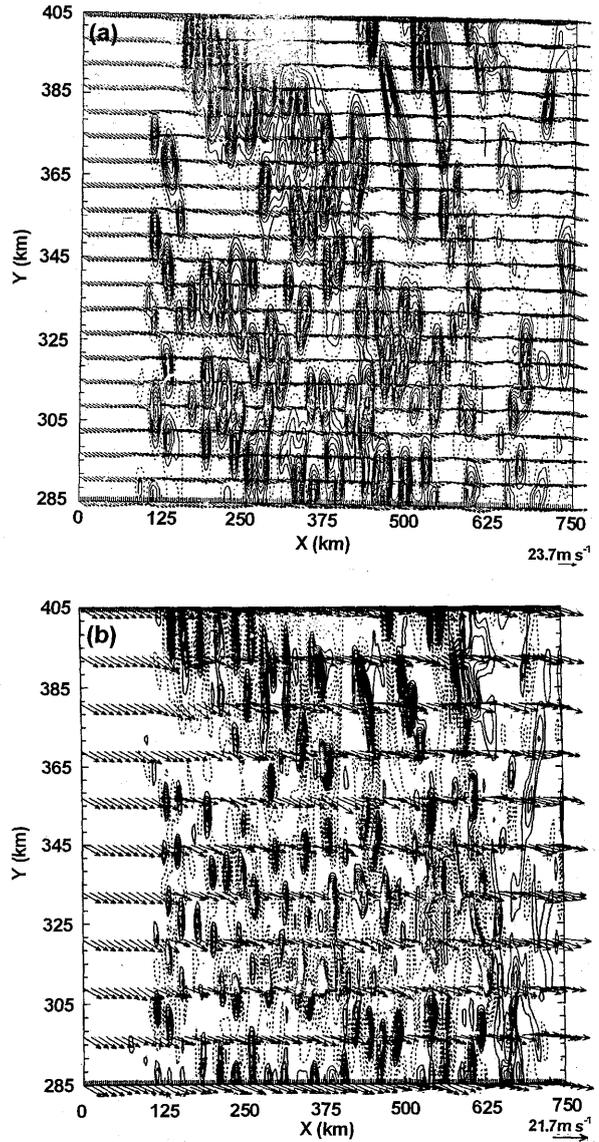
モデル II で計算した 28 時間後の雲水、雲氷、雪、あられの混合比の等値面を示す（第 9.4.8 図）。雪雲

(Q_c) は吹走距離が増加し日本に近づくにつれて混合層が発達し、雲頂高度も 1.5 km ($x=150 \text{ km}$) から 2.5 km (日本近海) へと高くなっている。それと同時に対流の水平スケールも増大している。日本列島上陸後は地表面からの水蒸気、熱フラックスがゼロになるので対流が弱まり、雪雲は主に地形性滑昇により形成されるためセルの水平スケールが増大して扁平な雲の形状に変化している。

第 9.4.9 図の Q_c と w の高度 1.4 km における水平分布からも分かるように、雪雲（対流セル）は混合層内の平均風向とほぼ平行な L モードのバンド状降雪雲



第9.4.8図 モデルIIでシミュレートされた計算開始から28時間後の雲水(a)、雲氷(b)、雪(c)、あられ(d)の混合比の等値面の3次元鳥瞰図。雲水、雲氷、雪、あられの等値面はそれぞれ0.1, 0.01, 0.125, 0.0625 g kg^{-1} 以上の部分を示す。

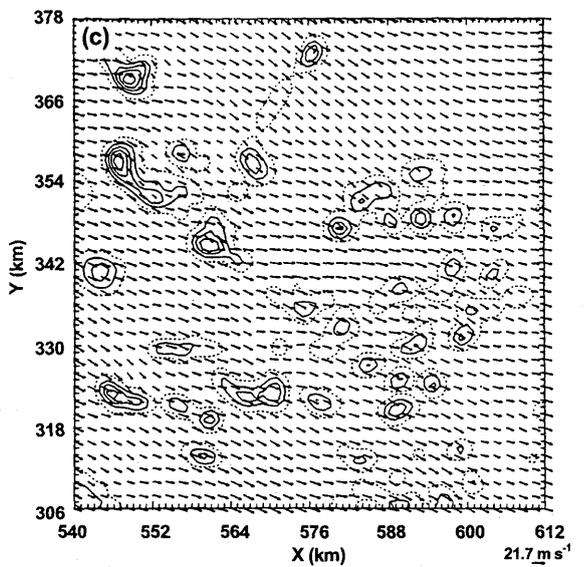
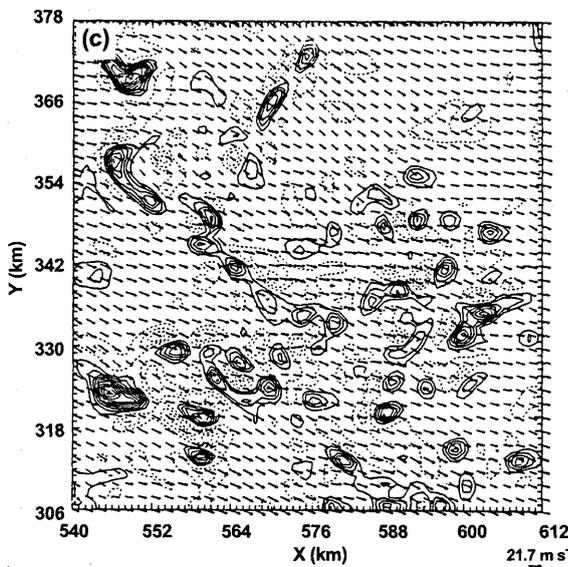
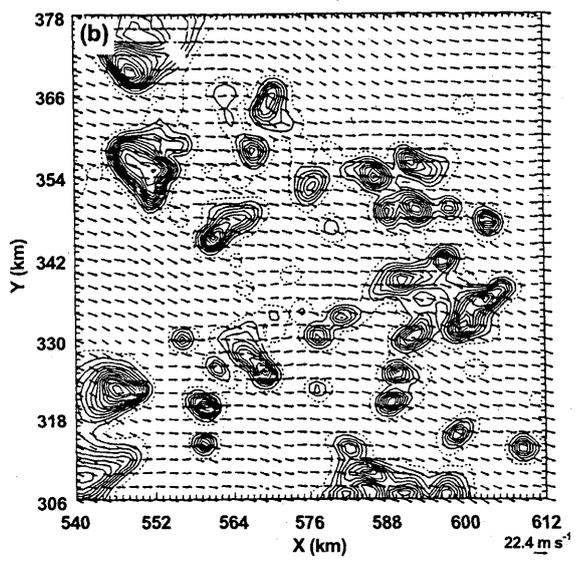
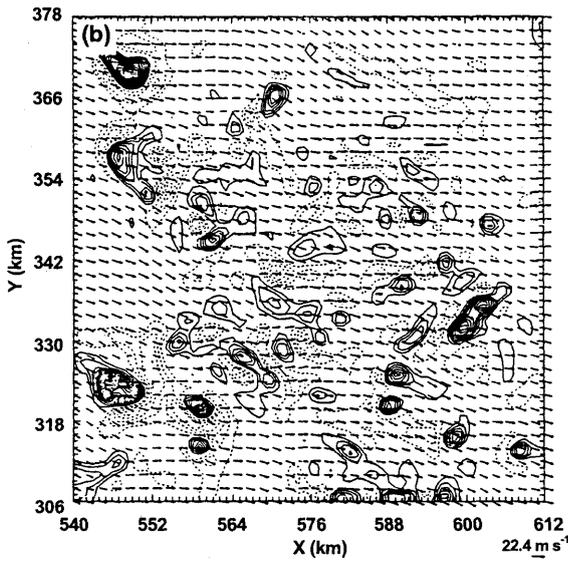
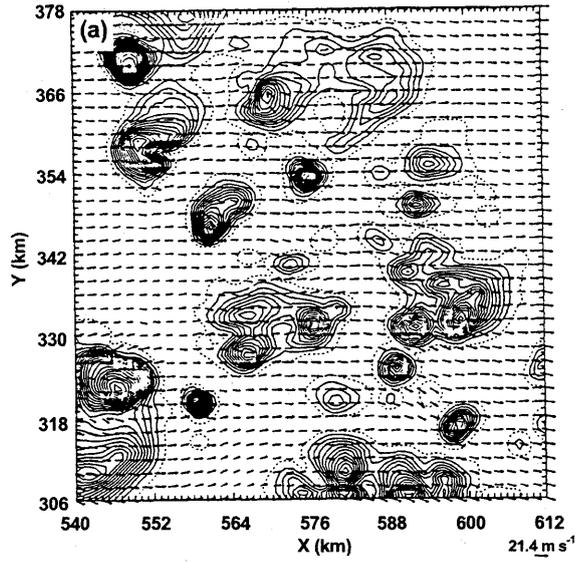
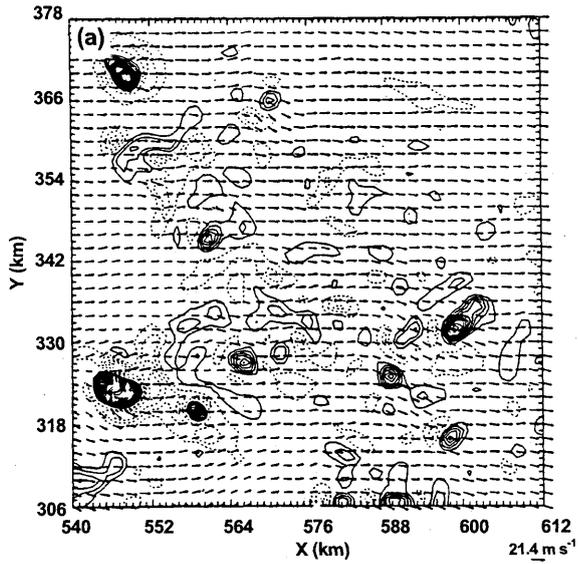


第9.4.9図 高度1.4 kmにおける雲水混合比(a)と鉛直流速(b)の水平分布。その高度における風ベクトルを重ねている。等値線間隔は、それぞれ $6.3 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$, $1.3 \times 10^{-1} \text{ m s}^{-1}$ 。

に組織化している。バンドの走向は厳密にはx軸から 5° 時計回り(右側)にずれており、バンドの間隔は $\sim 30 \text{ km}$ である。このLモードのバンド状降雪雲の走向は日本近海で不明瞭になっている。それぞれのバンド状降雪雲はセルが線状に並んだビーズ状の構造ではなく、不規則に並んだ多数のセルから構成されている。降水域、特にあられによる降水域は地形と風の相互作用により遍在しており、日本のごく近海と大きな山塊の風上側山ろく付近に集中している。

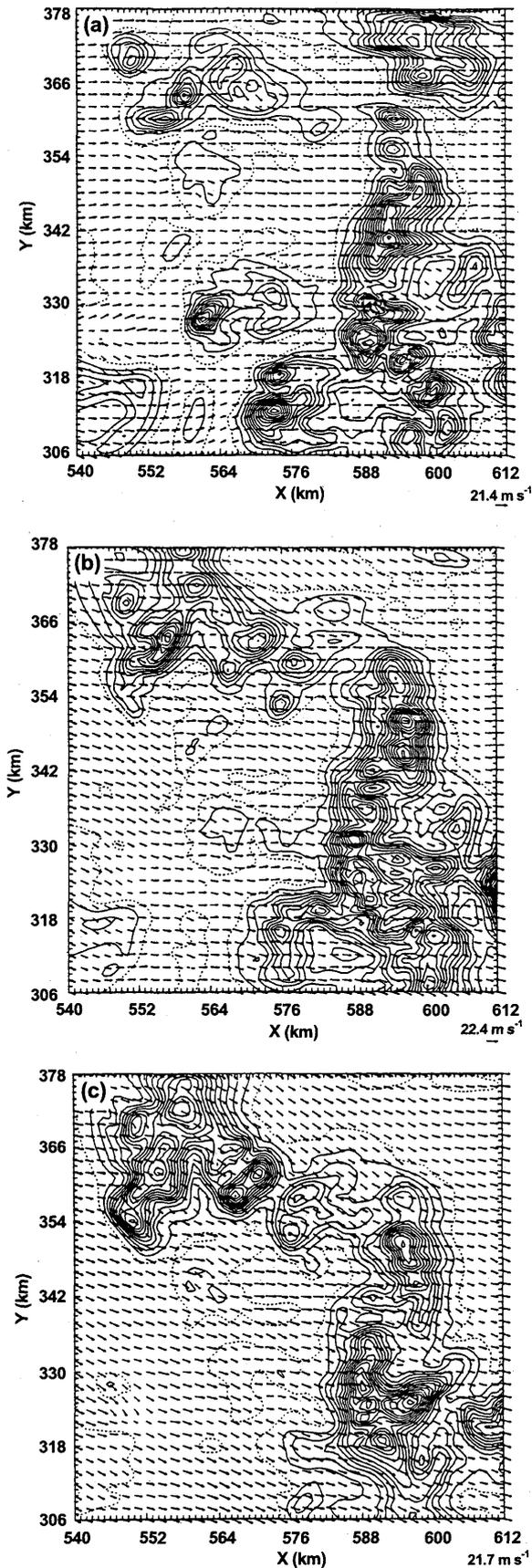
9.4.4.3 モデルIIIの結果

モデルIIIの領域は日本列島西岸から30~100 kmに



第 9.4.10 図 モデル III でシミュレートされた 29 時間後の鉛直流の高度 1.8 km(a), 1.2 km(b), 0.6 km(c) における水平分布. 等値線間隔は $5 \times 10^{-1} \text{ m s}^{-1}$.

第 9.4.11 図 モデル III でシミュレートされた 29 時間後の雲水混合比の高度 1.8 km(a), 1.2 km(b), 0.6 km(c) における水平分布. 等値線間隔は $6.3 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$.



第 9.4.12 図 モデル III でシミュレートされた 29 時間後の雪水混合比の高度 1.8 km(a), 1.2 km(b), 0.6 km(c)における水平分布. 等値線間隔は $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$.

位置しており, L モードのバンド状降雪雲の構造はもはや不明瞭である. 第 9.4.10 図から第 9.4.13 図まで鉛直流, 雲水, 雪, あられの高度 0.6, 1.2, 1.8 km における水平分布を示す.

対流セルの水平スケールは 3~7 km で高度による変化は見られない. 水平風の場合は, 鉛直流による水平運動量の鉛直輸送を反映して, 対流セルの周辺で大きく変化している. 上層では, 強い上昇流域の周辺部に下降流域が, 下層では, 上昇流域の風上側に顕著な下降流域が存在している.

雲水域は, 下層ではほぼ上昇流域と対応しており, その水平スケールも, 3~7 km と小さいが, 上空に行くにつれて水平スケールが増大し, 上層では隣接する雲水域が合体して大きな雲水域を形成している.

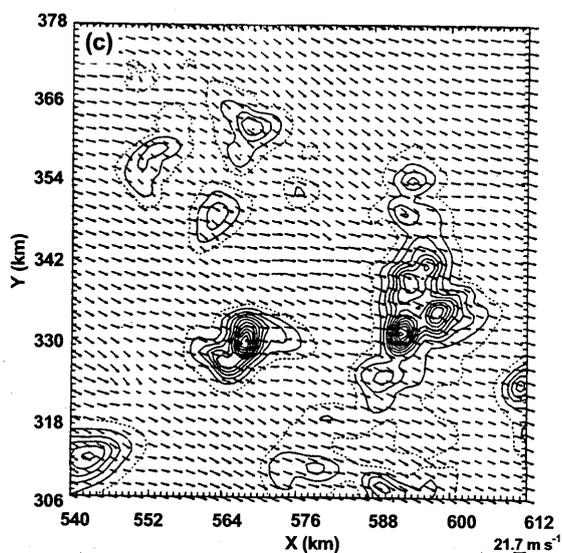
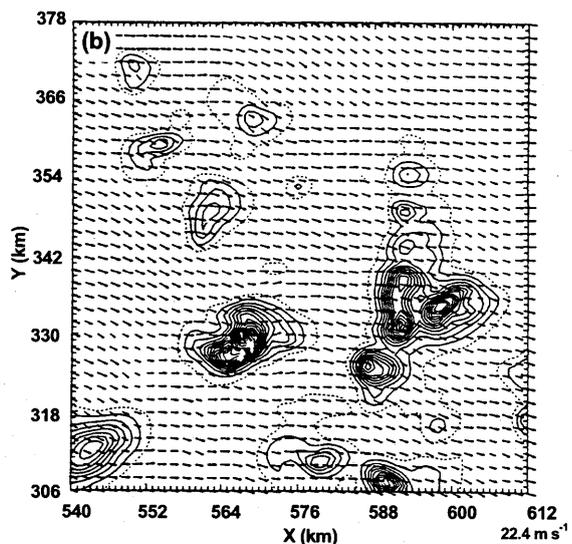
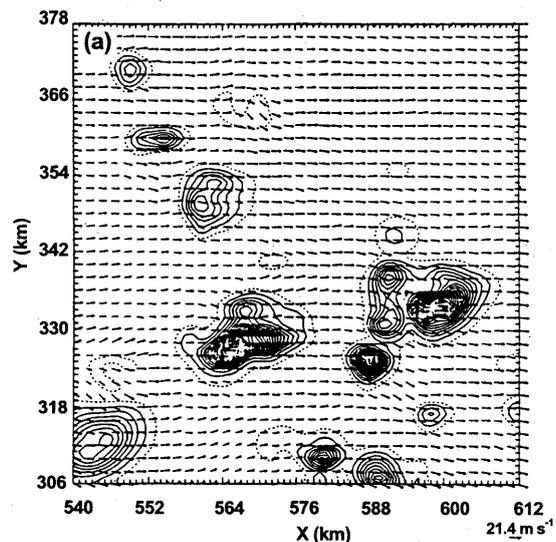
雪水域の水平スケールは上昇流域や雲水域よりはるかに大きく, 第 9.4.12 図の点線で示すとおり, 領域の大部分を占めている. 一方, あられは雲水域とほぼ対応しており, その水平スケールも中・上層の雲水域と同等である. これは, 雪の生成域は必ずしも高濃度の雲水域とは一致しないことと, 落下速度が小さいため, 長時間空間に滞留し, その間に水平方向にも拡散するためと考えられる.

一方, あられの生成は雲水の高濃度域と一致しており, 落下速度が大きいので, あられと雲水の高濃度域は良い対応を示しているものと考えられる.

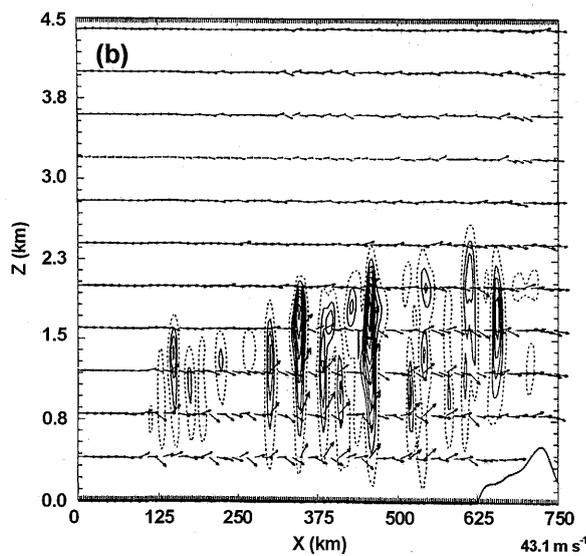
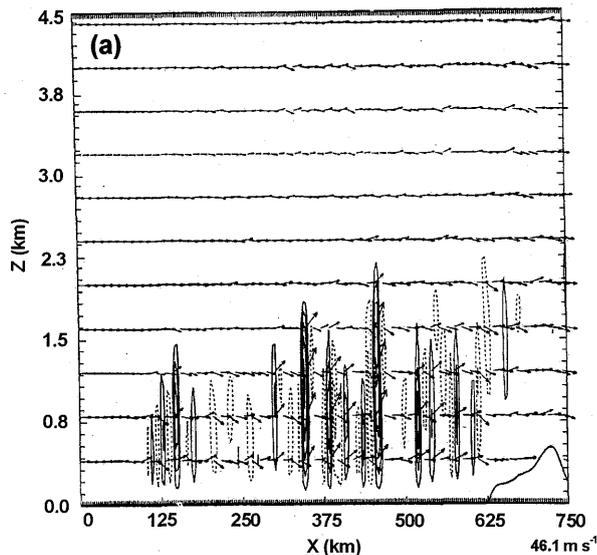
中・上層の雪雲の下で対流セルが多数の発達しており, これら海上の降雪雲における natural seeding の重要性を示唆している.

9.4.5 2次元モデルとの比較

モデル II の $y=345 \text{ km}$ に沿った鉛直断面内の鉛直流, 雲水量を第 9.4.14 図に示す. 雲の形成は $x=125 \text{ km}$ 付近から始まり, 雲頂高度も 1.5 km から日本近海では 2.5 km まで増加する. 最大上昇流は 3 m s^{-1} 程度で, 最大雲水量は 1.2 g kg^{-1} 程度である. 水平解像度は 9.2 の 2次元モデルのモデル II と同じであるが, 2次元モデルでは鉛直断面を混合層内の平均風向に平行にとっているため T モードの筋状降雪雲を仮定したことになり, 3次元モデルではLモードの筋状降雪雲をシミュレートしている. しかし, 若干3次元モデルの方が雲の形成開始が早まっているが, 鉛直流の強さや混合層の発達過程は類似している. 雲水量も3次元モ

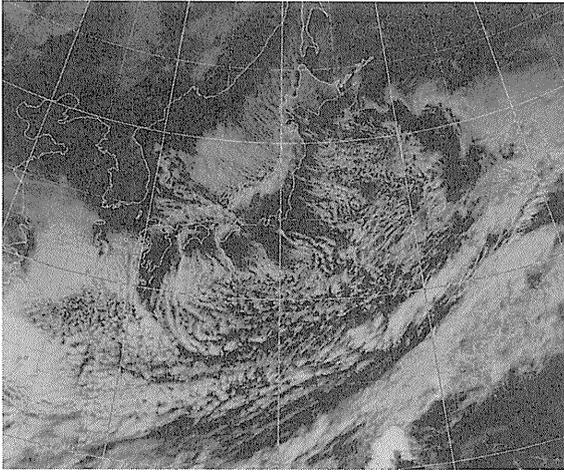


第9.4.13図 モデルIIIでシミュレートされた29時間後のあられ混合比の高度1.8km(a), 1.2km(b), 0.6km(c)における水平分布. 等値線間隔は $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$.



第9.4.14図 モデルIIの $y=345 \text{ km}$ に沿った鉛直断面内の鉛直流(a)と雲水混合比(b)の分布. 等値線間隔は, それぞれ $2.5 \times 10^{-1} \text{ m s}^{-1}$, $1.3 \times 10^{-1} \text{ g kg}^{-1}$.

デルでは局所的に 1 g kg^{-1} を超える値がみられるが, 全体的には 0.5 g kg^{-1} 程度で2次元モデルと大差ない. 局所的に 1 g kg^{-1} を超える大きな値が存在するのは, 雪雲の広がり相違による. 2次元モデルでは, 雲上部で雪雲が一方 (y軸方向) にしか広がることができないためほぼ全面に広がっている. そのため, natural seeding の効果で雲の発達期から雲水量が抑えられている結果となっている. 一方, 3次元モデルでは, 雲上部で雪雲は2方向の自由度を持ち, 水平風の風向に直行する方向に雪雲の存在する部分と存在しない部分が交互に分布し, 元々雪雲の存在しないところに発生した雲は, 発達期に比較的高濃度の雲水を持つことができる. 第9.1.5図と比較して分かるように,



第 9.4.15 図 1989 年 2 月 3 日 03Z の静止気象衛星の可視画像。

対流の水平スケールはほぼ同じである。雪やあられの混合比も最大で 0.5 g kg^{-1} , 0.4 g kg^{-1} 程度で 2 次元モデルの結果と大差ない。上述のように、2 次元モデルで鉛直断面を風向に沿った方向にした場合、L モードの筋状降雪雲を T モードと仮定してシミュレートすることになるが、混合層の発達程度や、その中に形成される雲内部の対流セルの構造や雲の微物理学的特徴はよく再現されているといえる。

9.4.6 観測との比較

モデル I で得られた雲 (Q_c) の水平分布 (第 9.4.5 図参照) の主要な特徴、例えば大陸東岸から雲の先端までの距離、地峡、海峡を通り抜ける雲の列、いったん日本列島上で消散した後の太平洋上における雲の再発達の様子などは、第 9.4.15 図に示した気象衛星写真の雲の分布をよく再現している。

雲頂高度の水平分布は、海面温度と寒気の大陸東岸を離れてからの海上における吹走距離を反映して、日本海北部で低く、日本海南部で高くなる傾向が顕著であった。これは 1989 年 2 月 3 日 (00Z) の札幌、秋田、輪島のゾンデ観測から求めた混合層の上端高度 2.3 km , 2.5 km , 2.6 km とよい一致を示している。

モデル I で得られた雲の混合層内の平均風向にほぼ平行な (L モード) バンド状構造も、衛星写真に示されている雲とほぼ一致している。ただし、実際の雲のバンド状構造は、雲の発生初期には幅 10 km 以下で日本近海で 30 km 程度であるのに対して、モデルで再現された雲は、出来始めて 30 km 、日本近海では 70 km

と、2~3 倍の大きな値となっている。これは、モデル I の水平格子間隔が 15 km と粗いためと考えられる。L モードのバンド状構造に加えて、平均風向にほぼ直交する (海岸線に平行な) 構造も明瞭に見られるが、衛星の雲画像やレーダエコーからは検出されていない。今回の数値実験では雲が地形性収束のために日本列島の西海岸線付近から発生して風上に伝播したことから類推できるように、このような平均風向にほぼ直交するバンド状構造は、水平格子間隔が 15 km と粗く対流が弱く表現されているために、地形性収束の影響が強く残っているためと考えられる。

モデル I で再現された雪雲の中で生成されたあられの水平分布は、秋田以南の日本近海に分布しており、特に大きな山塊の風上側に集中する傾向が見られた。あられによる降水の直接観測はないが、秋田以南に多いという結果は 2.1 で述べたしゅう雪頻度の分布と矛盾しない。山塊の風上側に集中する傾向も我々の野外観測の結果と矛盾しない。

モデル II で再現されたバンド状降雪雲の走向及びバンド幅は、日本近海では衛星の雲画像やレーダ観測の結果とほぼ一致する。雲の出来始めのバンド幅が 10 km で、観測結果と比較すると少し大きめの値となっている。これはモデル II の水平格子間隔が 3 km と粗いためと考えられる。また日本近海で、幅 $20\sim 30 \text{ km}$ のバンド状降雪雲の内部構造を見ると、対流セルがビーズ状に並んだ単純な構造ではなく、多くの対流セルがランダムに並んだ構造となっており、レーダ観測の結果と一致する。モデルの中で活発な対流セルが表現されているため、海岸線に平行なバンド状構造は不明瞭である。雲の出来始め (先端部) も大陸東岸から 120 km で、衛星の雲画像と比べると $20\sim 30 \text{ km}$ 大陸寄り (早く発生) となっているが、概ね観測結果と一致している。また、雲頂・雲底高度もそれぞれ約 2.5 km , 0.3 km で、観測結果と一致した。

モデル III の領域が、偶然バンド状に組織化した雪雲の部分からはずれていたため、明瞭なバンド状構造は見られない。しかし、モデル III で再現された対流セルの水平スケールは $3\sim 7 \text{ km}$ で、対流セルが一般場の風に大きく影響することなど、レーダ観測の結果と一致する。雪雲の下部では、上昇流コアと雲水コアが一致し、上部では対流セルの発達が逆転層で抑えられ雲水域は水平方向に広がり、隣り合う個々の対流セル

によって生成された雲水域が合体して水平スケールが増大している。雪粒子からなる雲は、水と氷の飽和水蒸気圧の差によって、上昇流域からはずれても昇華蒸発を逃れ長く生き残り、雲水域よりさらに広範囲をカバーしている。このように落下速度の小さな雪粒子が漂う中、海面付近から次々と対流セルが発生し新しい雲を形成しており、natural seeding が起こっている。これらは、数値実験を行った事例ではないが、8.4 で述べた類似した事例の航空機観測（1993.1.29）の結果と一致している。

9.4.7 モデル解像度と雲の微物理構造

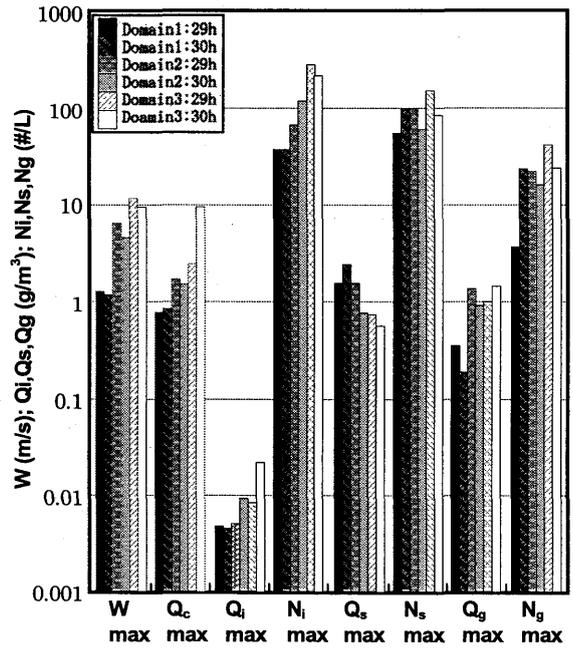
今回用いた 3 重ネステッドモデルの水平格子間隔は外側のモデル I が 15 km, モデル II が 3 km, モデル III が 1 km である。第 9.4.16 図に示すように領域内の最大上昇流は、モデル I, II, III ではそれぞれ $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$, $\sim 4 \text{ m s}^{-1}$, $\sim 10 \text{ m s}^{-1}$ と格子間隔が小さくなるにつれて増大している。これに伴って、雲の微物理パラメータも変化し、 Q_c の領域内最大濃度も $\sim 0.8 \text{ g m}^{-3}$ から $\sim 2 \text{ g m}^{-3}$ に増大している。 Q_i , N_i , Q_g , N_g も同様に 2~3 倍に増加している。一方、 Q_s は若干減少し、 N_s には大きな変化は見られない。

これらの鉛直流と雲の微物理量の水平格子間隔依存性から、水平格子間隔 15 km でも日本海上における混合層の発達、その中での降雪雲の形成を定性的には表現できるが、海上の対流性降雪雲の微物理構造を定量的に再現するためには、最低でも 1~3 km の水平格子間隔が必要であることが分かる。陸上では海面からの強い潜熱・顕熱フラックスが遮断され、対流活動が弱まるため、それより多少粗い水平格子間隔のモデルでも現象を再現できると思われる。

水平格子間隔が 15 km より粗いモデルを使用する場合には、サブグリッドスケールの現象を鉛直流や雲の微物理変数に反映させる、一種のパラメタリゼーションが必要となる。

9.4.8 まとめ

3次元3重ネステッド雲解像モデルを用いて、1989年2月2~3日の寒気吹き出し時の混合層の発達及びその中での降雪雲の形成をシミュレートした。流入側境界条件としてウラジオストックにおけるゾンデ観測のデータを用い、水平一様性を仮定して計算したにも



第 9.4.16 図 モデル I, II, III で計算された上昇流、雲水混合比、雲氷混合比、雲氷数濃度、雪混合比、雪数濃度、あられ混合比、あられ数濃度の最大値。

かわらず、雪雲の水平分布、雲頂高度の地理的分布、地形による変質効果等を良く再現した。その他に、あられ降水の地理的分布、降雪雲のバンド状構造（走向・バンド幅）、個々の対流セルの空間スケールや 3 次元的構造、それらの集合からなる雲群の構造等も再現された。

2次元数値実験と3次元数値実験の比較から、2次元数値実験でも混合層の発達やその中に形成される降雪雲の微物理構造は良く再現できていることが示された。

モデルの中で計算される鉛直流は、モデルの水平格子間隔に強く影響されるので、雲の微物理変数も鉛直流を通して大きな影響を受けている。今回の数値実験の結果から、海上の対流性降雪雲を適切に取り扱うためには最低でも 1~3 km の水平解像度が必要であり、粗い水平格子間隔のモデルを用いる場合は、鉛直流の格子間隔依存性を補正する、一種のパラメタリゼーションが必要となることが示唆された。

参考文献

- Clark, T.L., 1977: A small scale numerical model using a terrain following coordinate transformation. *J. Comput. Phys.*, **24**, 186-215.

-----, and R. D. Farley, 1984 : Severe downslope windstorm calculations in two and three spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting: A possible mechanism for gustiness. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 329-350.

Murakami, M., 1990: Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective

cloud: The 19 July 1981 CCOPE cloud. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107-128.

-----, T. L. Clark and W. D. Hall, 1994: Numerical simulations of convective snow clouds over the Sea of Japan; Two-dimensional simulations of mixed layer development and convective snow cloud formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 43-62.