

TECHNICAL REPORTS OF THE METEOROLOGICAL RESEARCH INSTITUTE No.48

Study of Precipitation Mechanisms in Snow Clouds over the Sea of Japan  
and Feasibility of Their Modification by Seeding

BY

Physical Meteorology Research Department

AND

Forecast Research Department

気象研究所技術報告

第48号

日本海降雪雲の降水機構と人工調節の可能性に関する研究

物理気象研究部  
予報研究部



気 象 研 究 所

METEOROLOGICAL RESEARCH INSTITUTE, JAPAN

JULY 2005

# METEOROLOGICAL RESEARCH INSTITUTE

Established in 1946

Director-General: Dr. Tokunosuke Fujitani

Forecast Research Department	Director: Dr. Masato Sugi
Climate Research Department	Director: Dr. Akira Noda
Typhoon Research Department	Director: Mr. Hitoshi Sakakibara
Physical Meteorology Research Department	Director: Mr. Norio Hayashi
Atmospheric Environment and Applied Meteorology Research Department	Director: Mr. Tetsuji Sawai
Meteorological Satellite and Observation System Research Department	Director: Mr. Yozo Takayama
Seismology and Volcanology Research Department	Director: Mr. Hidemi Ito
Oceanographical Research Department	Director: Dr. Jun-ichi Ohyama
Geochemical Research Department	Director: Dr. Katsumi Hirose

1-1 Nagamine, Tsukuba, Ibaraki, 305-0052 Japan

## Technical Reports of the Meteorological Research Institute

Editor-in-chief : Tetsuji Sawai

Editors : Makoto Ohzeki      Yuhji Kuroda      Kenichi Kusunoki  
          Shigenori Haginoya    Naoko Seino      Masahiro Sasaoka  
          Takeyasu Yamamoto    Norihisa Usui     Masao Ishii  
Managing Editors : Yoshihisa Nakamoto, Seiichi Suzuki

The *Technical Reports of the Meteorological Research Institute* has been issued at irregular intervals by the Meteorological Research Institute since 1978 as a medium for the publication of technical reports, data reports and comprehensive reports on meteorology, oceanography, seismology and related earth sciences (hereafter referred to as reports) contributed by the members of the MRI and the collaborating researchers.

The Editing Committee reserves the right of decision on acceptability of manuscripts and is responsible for the final editing.

---

© 2005 by the Meteorological Research Institute.

The copyright of reports in this journal belongs to the Meteorological Research Institute (MRI). Permission is granted to use figures, tables and short quotes from reports in this journal, provided that the source is acknowledged. Republication, reproduction, translation, and other uses of any extent of reports in this journal require written permission from the MRI.

In exception of this requirement, personal uses for research, study or educational purposes do not require permission from the MRI, provided that the source is acknowledged.

Study of Precipitation Mechanisms in Snow Clouds over the  
Sea of Japan and Feasibility of Their Modification by Seeding

BY

Physical Meteorology Research Department

AND

Forecast Research Department

日本海降雪雲の降水機構と人工調節の可能性に関する研究

物理気象研究部  
予報研究部

気象研究所

## 序

日本海側の地域には冬季、大量の降雪がもたらされる。これは、熱と水蒸気を取り込みながら日本海上を渡ってくるシベリア寒気団からの寒気吹き出し（季節風）によるものである。国土の約半分を占める豪雪地帯に住む 2000 万以上の人々にとって交通路確保、屋根雪除去等の雪対策は、冬季の大きな負担となっている。この負担を軽減するために、降雪の短時間予報の改善や降雪被害の緩和のための降雪の人工調節技術の確立が望まれているが、そのためにはこれらの雪雲の降水機構の理解が必須である。

1960 年代に気象研究所が中心となって実施した北陸豪雪の特別観測に代表されるように、日本海降雪雲に関する総観スケール・メソスケールの研究は数多くなされてきたが、マイクロスケール・メソスケール現象に焦点を当て雲物理学的立場から降雪機構を調べた研究はそれまでさほど多くない。また、降雪（降水）調節に関しても、諸外国や我が国においても研究が進められてきたが、実際の日本海降雪雲の調節可能性に関する技術的見通しはまだ得られていない。

気象研究所では、防災科学技術研究所・土木研究所・北海道大学・名古屋大学・秋田大学などと共同で、1988 年度から 1992 年度まで科学技術振興調整費「降積雪対策技術の高度化に関する研究」の副課題として「降雪機構の解明と降雪雲調節の可能性に関する基礎的研究」実施した。複数のドップラーレーダ、特殊ゾンデや研究観測用航空機等を組み合わせた総合観測から、これまで不明であった雲中の気流の 3 次元構造や氷晶や過冷却雲水の分布を明らかにし、降雪機構の解明を進めた。数値モデルを用いた研究では、雲物理過程を陽に含む各種モデルが開発され、降雪機構の解明が進められ、降雪雲の人工調節に関するシミュレーションも実施された。

本報告書はこの 5 年間のプロジェクトの成果を中心にまとめたものである。プロジェクト終了から 10 年以上が経過した現在でも、プロジェクトで取得された豊富なデータの解析から新しい知見が得られている。このプロジェクトは、各種の観測を同期させてマイクロスケールからメソスケールの現象を対象に日本海降雪雲を調べた総合的研究としては初めてのものであり、日本海降雪雲の解明に資す



る最新の成果を数多く収めた。個々の研究成果についてはすでに気象学会等で発表済みのものもあるが、今後の研究の一助となることを願い、これまでの成果をまとめて印刷することとした。

気象研究所ではその後、降雪予測の精度向上などを目標とした戦略的基礎研究「メソ対流系の構造と発生・発達メカニズム解明の研究」や、首都圏の水資源確保の可能性を探る「山岳性降雪雲の人工調節に関する研究」（利根川ダム統合管理事務所との共同研究）の中でも降雪に関する研究が進められており、これらの成果と併せて雪雲の総合的理解を深めるのに貢献できれば幸いである。

平成 17 年 4 月

物理気象研究部長 林 則雄

# 目 次

序

第1章 概 要	1
1.1 研究の目的	1
1.2 観測体制	1
1.3 成 果	2
第2章 降雪の統計	8
2.1 地上降雪粒子の統計	8
2.2 降雪雲エコーの統計	14
第3章 降雪粒子の諸特性	19
第4章 降雪雲の微物理構造（ゾンデ観測）	25
4.1 観測手法	25
4.2 ゾンデ観測の統計	30
4.3 孤立型対流性降雪雲	35
4.4 初期氷晶分布と氷晶発生機構	48
第5章 降雪雲の気流構造（デュアルドップラーレーダ観測）	56
5.1 デュアルドップラーレーダデータ解析法	56
5.2 バンドの走向と混合層内の平均風向や鉛直シアとの関係	59
5.3 孤立型降雪雲	66
5.4 Lモードのバンド状降雪雲	73
5.5 Tモードのバンド状降雪雲	85
第6章 降雪雲の航空機観測	99
6.1 大気観測用航空機と搭載測器	99
6.2 背の低い降雪雲のアンサンブル平均	101
第7章 降雪雲内の鉛直積分雲水量	109
第8章 種々の降雪雲の降水（雪）機構	114
8.1 風速増加域に出現したバンド状降雪雲	114
8.2 暖気移流場に出現したバンド状降雪雲	127
8.3 低気圧後面の背の高いバンド状降雪雲	140
8.4 筋状降雪雲	152

第9章 日本海降雪雲の数値シミュレーション	162
9.1 混合層発達と降雪雲形成 (2-D シミュレーション)	162
9.2 孤立型降雪雲の EVOLUTION	178
9.3 地形の効果	183
9.4 降雪雲群の振舞い	189
第10章 野外シーディング実験	200
第11章 シーディング数値実験	207
11.1 1次元モデルによるシーディング数値実験	207
11.2 2次元・3次元モデルによるシーディング数値実験	217

謝 辞

## 第1章 概要\*

### 1.1 研究の目的

冬季、大陸からの寒冷な季節風は日本海を渡ってくる間に大量の熱と水蒸気を取り込み、日本海沿岸を中心に大量の降雪をもたらす。このようにして生成された大量の降雪はしばしば交通機関や住宅等に大きな被害を及ぼす。我が国の国土の半分は豪雪地帯であり総人口の約5分の1の人々が生活している。これらの地域では、従来、気象・積雪等を受身の姿勢でとらえ、防護策を講じるのみであったが、近年は、冬季においても無雪期と同様の社会経済活動を営むことへの要望が高まっている。降雪被害を軽減するための降雪の短時間予報の改善や降雪の人工調節技術の確立のためには、これらの雪雲の降水機構の理解が必須である。

降雪予測に関する研究は、これまで主に総観スケール・メソスケールの現象に関する研究が精力的になされ降雪予測の改善が図られてきた。しかし、近年の時空間的に細かなスケールの降雪予測精度向上に対する要望に応えるためには、雲内の運動学的・熱力学的構造と同様に、雲物理学的構造を対象としたマイクロスケールの現象を包含した降雪機構に関する研究が重要となる。

降雪の人工調節でも、シーディングによって降水粒子のタイプを変化させ、地上降水域を移動させようとした場合、これらの雪雲の雲物理学的構造の深い理解なしでは目的を達成することができない。降水調節（降雪調節）に関しては、諸外国において水資源確保や降雹被害の軽減のためにシーディング（ドライアイスなどの物質をまいて雲の内部構造を変化させること）実験が実施されている例があるが、その因果関係の解明や定量的な評価が必ずしも明確にされている状態ではない。我が国においても昭和20年代末から約10数年間にわたって水力発電等の水資源確保を目的として研究が進められてきたものの、実際の降水雲（降雪雲）の調節可能性に関する技術的見通しを得るまでには到らなかった。

しかし、近年この分野の研究に必要な、降雪雲の3次元構造を明らかにする観測機器や数値シミュレーション技術等の発展には目覚ましいものがあり、こうした技術を利用すれば、降雪雲の内部構造と降雪機構に関

する研究が進展し、降雪の局所短時間予測の精度向上や降雪雲の調節技術やその効果の評価法に関する基礎的知見の蓄積が進むものと期待される。

このような背景から、1988年度から1992年度にかけて防災科学技術研究所・土木研究所・北海道大学・名古屋大学・秋田大学などと共同で科学技術振興調整費による「降積雪対策技術の高度化に関する研究」の副課題として「降雪機構の解明と降雪雲調節の可能性に関する基礎的研究」を実施した。本技術報告は、山形県酒田市沖に出現する日本海降雪雲を対象としたドップラーレーダ観測・特殊ゾンデ観測・航空機による直接観測・マイクロ波放射計観測・地上降雪粒子観測などを取り入れた総合観測の結果や雲物理過程を取り込んだ降雪雲力学モデルを用いた数値シミュレーションの結果をもとに、日本海上の降雪雲の降雪機構とその人工調節の可能性についてまとめたものである。以下に観測体制と得られた成果の概要を記述する。

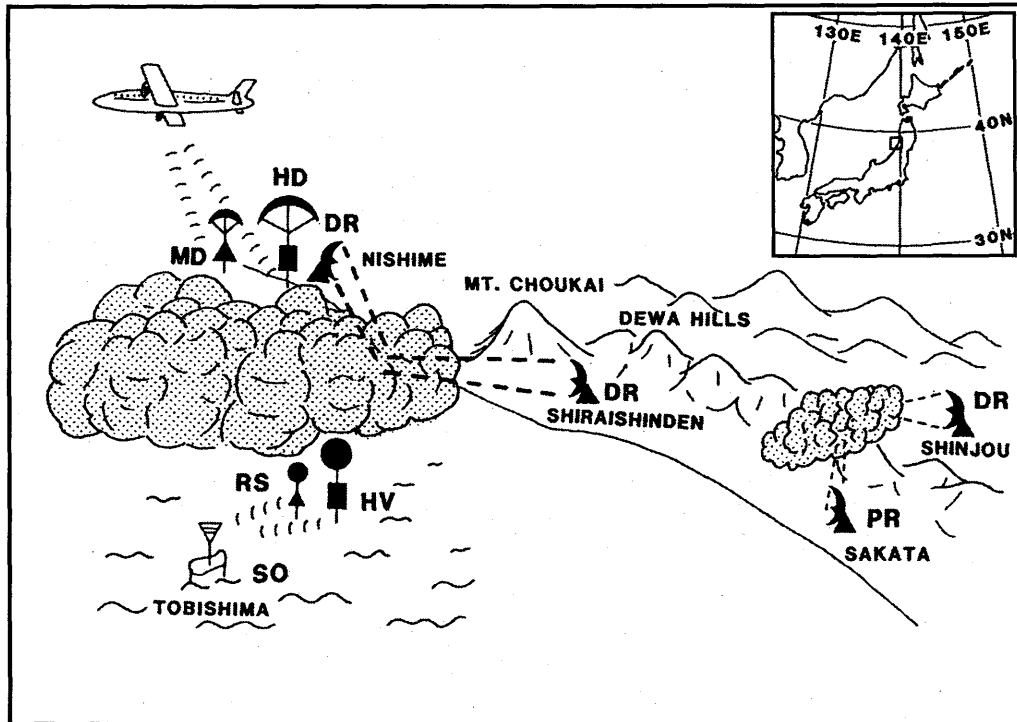
### 1.2 観測体制

この共同研究では、降雪雲のマイクロスケール及びメソスケールの構造を調べるために種々の観測機器が用いられた。使用された観測機器の種類とその配置を第1.2.1図に模式的に示す。

降雪雲の微物理学的・熱力学的構造を調べるために、雲粒子ゾンデ（HYVIS; Murakami and Matsuo, 1990）とそれをドロップ化した雲粒子ドロップゾンデ（HYDROS）を開発した。共同研究期間の最終年度、5冬期目に初めて研究用観測航空機による降雪雲の直接測定を実施したが、最初の4年間は航空機による直接測定は行わなかった。その理由は、航空機による降雪雲の直接測定の安全性を評価するために必要な降雪雲内の過冷却雲水量の最大値やその時空間的広がりに関する十分な知識がなかったからである。

島が2km以下と比較的小さく最大標高も50m程度と低い場合その上を通過する雪雲に大きな影響を与えないこと、本州の海岸線から30km以内に位置しておりドップラーレーダの観測領域内にあることから、HYVIS観測の地点として山形県酒田市飛鳥を選定した。HYVIS観測地点ではマイクロ波放射計

\* 村上正隆：物理気象研究部



第 1.2.1 図 観測領域の位置 (右上のパネル) と共同研究で使用された観測装置の配置 (概念図)。  
MD は気象ドロップゾンデ, HD は雲粒子ドロップゾンデ, RS はレーウィンゾンデ, HV は雲粒子  
ゾンデ; DR はドップラーレーダ, PR は二重偏波レーダ; SO は地上降雪粒子観測を示す。

(Radiometric Corporation, WVR-1000) を用いた鉛直積分雲水量の測定も実施した。レーダ反射因子のまだ弱い発達期の雪雲を HYVIS で観測するため、マイクロ波放射計で測定される積分雲水量をモニターしながら HYVIS 放球のタイミングを決定した。

航空機 (昭和航空機, Fairchild MarineIV) を用いて、雪雲の上方から雲粒子ドロップゾンデ (HYDROS) や気象ドロップゾンデを投下し、機体下方に取り付けた自動追尾型アンテナで映像信号や気象信号を受信した。ゾンデの投下地点の正確な位置情報は航空機搭載の GPS を用いて取得した。

この共同研究では、4 台のドップラーレーダを使用した。そのうちの 3 台は波長 3 cm で、気象研究所・防災科学技術研究所・北海道大学低温科学研究所が所有しているものである。4 台目のレーダは波長 5 cm の 2 重偏波ドップラーレーダで土木研究所が所有しているものである。北海道大学低温科学研究所のレーダは 1989~1991 年の 3 冬期間のみに使用した。これら 4 台 (1992~1993 年は 3 台) のレーダの配置は年によって若干異なったが、第 1.2.1 図には 1989 年のレーダの配置を示す。デュアルドップラーレーダ観測は気象研究所と低温研究所のレーダを用いて実施した

(1990~1993 年は気象研究所と防災科学技術研究所のレーダを用いて実施した)。2 台のレーダは基線長約 30 km (1990~1993 年は約 37 km) を確保して海岸付近に設置した。両地点からは障害物の影響を受けることなしに、日本海上の降雪雲を観測することができた。また、低温科学研究所と防災科学技術研究所のレーダは出羽丘陵を挟んで風上側と風下側に設置し、降雪雲の地形変質の研究に用いた。

レーウィンゾンデ観測は、飛島 (海上)・酒田 (海岸部)・新庄 (出羽丘陵の風下側) で実施した。降雪粒子の結晶形・粒径・落下速度の観測は飛島・酒田・狩川 (出羽丘陵の風上斜面) で実施した。その他に、メソスケール及び総観スケールの気象条件を把握するために気象庁が実施しているアメダスの気温・風・降水データやルーチンのレーウィンゾンデ観測データ、気象衛星データも使用した。

### 1.3 成果

山形県酒田市周辺において、海上から内陸に進入する降雪雲の内部構造と降水機構を解明するため、デュアルドップラーレーダ、雲粒子 (ドロップ) ゾンデ、雲観測専用航空機、地上設置型マイク

ロ波放射計，地上降雪粒子測定装置などを組み合わせた総合観測を実施するとともに，各種降雪雲数値モデルを開発し，それをを用いた数値実験を実施し，以下のような様々な新しい知見が得られた。

冬季日本海上で発生する降雪雲の降水機構の中で過冷却雲粒がどの程度重要なのか，また，降雪雲調節の可能性を評価する上で過冷却雲粒がいつ・どこで・どのくらい存在するのを見積もるために，上空の過冷却雲粒の存在を示すあられ降水に着目して，地上降雪粒子の統計を行った。その結果，あられ降水は日本列島周辺では東北～北陸地方の日本海沿岸の12月～2月に卓越し，あられによる降水量は1月の月降水量の少なくとも1/4～1/3に達することが示された。これから，過冷却雲粒を豊富に含む雲も，気候学的にあられ降水と同じ地域・季節で卓越し，冬の降水量に密接に関係していることが示唆された(2章1節)。

本研究で観測領域として選定した，庄内平野付近の冬期日本海上における種々の降雪雲の出現頻度や相対的重要性を明らかにするために，気象庁現業レーダの降雪雲エコーをI-type:孤立したエコー，T-type:下層の風向に直交する筋状エコー，L-type:下層の風向に平行になる筋状エコー，P-type:面状エコー，Mx-type: I, T, L, P-type が混在するエコー，の5つのタイプに分類してその統計的特徴を調べた。観測領域では日本海寒帯気団収束帯に伴う発達した帯状降雪雲がかかることは希で，寒気吹き出し時によく見られ，人工調節に適していると考えられるI, L, T-typeの降雪雲は出現頻度で60%，領域全体の降水量に対する割合で40%を占めることが明らかとなった(2章2節)。

降雪雲の中で起こっている降雪機構を推定するために，総合観測の一環として地上降雪粒子観測を実施した。降雪雲の通過に伴って，riming率の大きな降雪粒子(あられが主体)が降雪の前半に降り，降雪の後半にriming率の小さな降雪粒子(昇華成長による質量が大きな雪片や雪結晶が主体)が降るといった時間変化を示すことが多いことが分かった。より深い対流混合層内に形成した降雪雲から，より大きな雪結晶，大きな雪片，大きなあられが地上にもたらされることも明らかとなった(3章)。

上述の降雪雲の通過に伴う地上降雪粒子観測の結果は，降雪雲の通過に伴う積分雲水量は地上の降雪現象よりも時間的に先行して増大し降雪雲の進行方向の

前方部分に雲水量が存在する，というマイクロ波放射計による鉛直積分雲水量の観測の結果とも整合的であった。統計的には，積分雲水量の出現頻度は雲水量の増加とともに指数関数的に減少し大部分の雲水量は断熱凝結量よりも小さいこと，雲水継続時間の出現頻度も継続時間の増加とともに指数関数的に減少し大部分の雲水継続時間は5分未満であることが示された。対流混合層が厚くなると，積分雲水量や雲水継続時間が増加することも示された(7章)。

雲粒子(ドロップ)ゾンデ観測とレーウィンゾンデ観測の結果から，寒気吹き出し時に発達する対流混合層とそこに形成される孤立型，L型，T型の降雪雲の平均的な鉛直構造を調べた。その結果，対流混合層の内部構造は，雲底下に等比湿層は見られず地表に向かって増加傾向にあることを除くと，下面から加熱される対流混合層の典型的なプロファイルを示した。その他に，地表付近の高相当温位気塊のもつCAPE(Convective Available Potential Energy)は最大で150 J kg<sup>-1</sup>程度で，雲頂付近の低相当温位気塊の持つDCAPE(Downdraft Convective Available Potential Energy)も同程度であること，上昇流の最大値は5 m s<sup>-1</sup>程度で雲層に見られることが多く，下降流の絶対値は上昇流の半分程度であること，雲水量は雲の上部ほど大きく断熱凝結量に近い値を示すこと，氷晶数濃度は雲頂付近で高く最大で数100個L<sup>-1</sup>であることが明らかとなった(4章2節)。

雲頂温度が-20℃前後で比較的短寿命の対流性降雪雲は，発達期には数m s<sup>-1</sup>の上昇流により生成された断熱凝結量に近い高濃度の過冷却雲水が存在していること，最盛期には高濃度の氷晶・降雪粒子が存在していること，衰退期の雲では降雪粒子の成長に費やされたために極低濃度の過冷却雲水しか存在しないことなどが明らかとなった。このように，自然の氷晶発生過程が顕在化する前には十分な過冷却雲水を含みシーディングに適した雲であるが，一旦氷晶発生過程が顕在化すると十分な数の氷晶・降雪粒子が過冷却雲水を消費し，シーディングによる人工降雪が難しい状態となるため，シーディングに適した雲・タイミングを見出すことが重要であることが示唆された(4章3節)。

氷晶・降雪粒子の最大数濃度の雲頂温度依存性は，従来広く用いられてきた経験式より小さく，雲頂温度-20℃程度の降雪雲内で観測される氷晶濃度は従来

の経験式から予想されるより2桁近く大きいことも示された。氷晶数濃度の雲水量依存性などから、現時点では、過冷却雲粒の凍結が有力な氷晶発生機構と考えられる。しかし、この結論はいくつかの仮定にもとづいて導出されたものであり、降水機構に大きな影響を持つ氷晶発生機構をより深くより正確に理解するためには、雲内の初期氷晶の時空間分布のデータの集積と、メカニズム別に測定可能な装置を用いた航空機による氷晶核の in-situ measurement が不可欠である(4章4節)。

デュアルドップラーレーダ観測から、日本海上に出現する様々な降雪雲内部の3次元的气流構造を明らかにした。バンド状降雪雲は、混合層内の平均風向にほぼ平行な走向を持つバンド(L型またはLモード)と比較的大きな角度をなすバンド(T型またはTモード)に分類することができる。しかし、線形論から予想されるようにバンドの走向と鉛直シアは平行ではなく、ある角度をなしていることが多く、降雪粒子により形成されたバンド内下層の冷気塊とバンド外下層の不安定大気との相互作用がバンドの形成・維持に重要な役割を果たしていることが示唆された(5章2節)。

寒気吹き出し時の代表的な雲である孤立型、Lモード、Tモードの降雪雲では、いずれの場合も中層から降雪雲内に流入し雲内を下降する気流が存在し、それにより雲底下に低温領域(コールドドーム)が形成されていることが確認された。コールドドームは、降雪雲に向かって吹き込んでくる地表付近の気流を押し上げることによって新たな対流セルの形成・維持に寄与していると考えられる。大きなスケールの収束場が存在しないときの降雪雲の形態は、一般場の熱力学的構造や鉛直シアの影響を強く受けている。一般に、鉛直シアが小さくなると、寿命の短い孤立した降雪雲が出現し、鉛直シアが適度な大きさの時には、LモードやTモードに組織化された比較的大きな降雪雲が出現する。下層と雲頂付近の水平風の鉛直シアが主に風速シアからなる場合にはLモードのバンド状(筋状)降雪雲に、風向シアがある程度大きくなるとTモードのバンド状降雪雲が出現する。

孤立型の降雪雲の寿命は約1時間で、発達期には上昇流が雲内の大部分を占めるが、降水の発達とともに

次第に上昇流は下降流に置き代わっていく。内部の气流構造はほぼ軸対称となっている(5章3節)。

弱い鉛直シアの場に出現した浅いLモードのバンド状降雪雲では走向に一直線に並んだセル構造がみられ、バンドを構成するセル内の鉛直流や反射因子の分布は孤立型の降雪雲と同じような発達過程を示した。強い寒気場に出現した深いLモードのバンド状降雪雲では、バンドの走向に直交する鉛直シアが大きく、これを反映して、バンド内では長続きする循環が形成されていた(5章4節)。

弱い寒気移流場に出現した浅いTモードのバンド状降雪雲では、発達期にはバンドの軸付近で上昇流域が卓越しており、バンドの前面と後面には下降流が見られ、最盛期を過ぎると、バンドの前面に上昇流、後面に高度約2km付近からバンド内に流入する下降流という構造に変化した。深いTモードのバンド状降雪雲では、バンドの進行方向前方に張り出すアンビル状のエコーがバンド前面の前方で地表に達し、これに伴う上空からの運動量輸送によりバンド前面の「古い」上昇流域への不安定空気の供給が遮断され、上昇流はしだいに衰退し下降流となる。これに対して、地上に到達したアンビル状エコーの前方では、バンドに流入する不安定な下層大気との間に収束が生じて、新たに上昇流域が形成される。このように、新しい上昇流域が次々と「古い」上昇流域の前方に形成されることによって、バンドが維持されていた(5章5節)。

航空機による直接観測を実施し、寒気吹き出し末期に日本海上に出現した雲頂高度(温度)が1.8km(-13℃)の背の低い対流性降雪雲の平均的特徴を明らかにした。対流混合層は、最下層の超断熱減率と下層500mにおける~2℃の対流不安定、混合層トップの強い気温逆転(~2℃)、雲底下の乾燥空気(60~70%)で特徴付けられていた。雲の微物理学的特徴は4章2節のゾンデ観測の結果と整合的であった。海面付近の温位の高い気塊が上昇して、対流セルを形成していた。雲頂付近では、逆転層内に対流セルがオーバーシュートし、風向・風速の急変も見られ、乱流指数も大きく、熱と運動量の混合が活発に起こっていることが示唆された。降雪粒子が雲底下に現れる頃には下層の上昇流は衰弱して、降雪粒子は雲底下の乾燥空気

中（相対湿度 60～70 %）で急速に昇華蒸発して冷たい下降外流出を形成していた。これが海面付近の暖湿な気流との間に収束域を形成し、次の対流のトリガーとなっていた（6章2節）。

種々の測定装置を組み合わせた総合観測を実施し、寒気吹き出し時に出現する典型的な筋状降雪雲のほかに、これまでほとんど研究されていなかった低気圧通過後の風速増加域に出現するバンド状降雪雲、移動性高気圧の先端付近に出現するバンド状降雪雲、発達した低気圧の後面に出現する背の高いバンド状降雪雲などの内部構造と降水機構を明らかにした。

低気圧の通過後、大陸からの寒気の吹き出しの始まる数時間前に、観測領域に進入してきた風速増加域に長さ 40～200 km のバンド状降雪雲が出現した。バンドの走向は下層の風にほぼ直交しており、バンド内の最大上昇流は  $2\sim 4\text{ ms}^{-1}$  で、バンド内の下層には顕著な冷気塊がみられ、主な降水粒子はあられであった。バンドの走向に直交する鉛直断面内の平均的気流構造としては、前面で上昇流、後面で下降流という組み合わせが一般的な構造であったが、前面で下降流、後面で上昇流という気流構造も見られた。このような違いは、バンドの走向に直交する鉛直断面内の水平風の鉛直シアの向きによって決まることが示唆された（8章1節）。

移動性高気圧の先端部付近に形成された SNOW BAND 群が観測点上空を 40～60 分間隔（30～40 分間隔）で通過した。これらの SNOW BAND は、中・下層への暖気移流による気層の不安定化と  $2\times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$  程度の収束によって形成されたもので、幅 10～20 km 長さ～100 km でほぼ北西－南東の走向を持ち、衛星写真やレーダ合成図で数時間追跡できるほど準定常的なものであった。通過する SNOW BAND は次第に強化され、SNOW BAND 6 では 6 mm に達するあられが生成されていた。バンド前方から流入し、バンド前面で上昇し、後面で下降するという平均的な気流構造がほとんど全てのバンドで見られた。これに対応して、高雲水域もバンド前面に存在し、前面でより雲粒付きの程度の大きい粒子を降らせていた。

雪雲内の風の鉛直シアは中層にジェットを持ち、降水に伴う大きな運動量を持った下降流が前方から侵

入する一般流との間に強い収束域を形成・持続する構造となっていた。他の SNOW BAND と比べ SNOW BAND 6 が大粒のあられを生成したのは、SNOW BAND 6 の通過時付近に一時的な下層収束の強まりと上層への寒気流入による不安定化があり、上昇流が強化されたためと考えられる（8章2節）。

北海道東部に中心をもつ発達した低気圧の後面に、低気圧の北側を回り込んできた下層の比較的暖かい西風と、大陸から低気圧後面に吹き込んできた中・上層の寒冷な西南西風によって不安定成層が形成され、比較的背の高い（～4.5 km）バンド状降雪雲が出現した。観測した 2 本のバンド状降雪雲は時間空間的に隣接し、ともに準定常状態にあり比較的長続きしたが、レーダ反射因子は BAND A の 15 dBZ に対して、BAND B は 30 dBZ を示し、その発達に大きな差を示した。両 BAND とも、雪粒子のライミング成長が主な降水形成メカニズムであったが、水平風の鉛直シアが降水能率に影響を及ぼして両 BAND の発達の程度に大きな差異をもたらしていた。BAND A では、シアが強すぎたため、雲の中・上部で上昇流域が downshear に傾いており、上昇流中で発生した氷粒子（降水粒子の芽）は雲上部で北側（downshear side）へ吹き飛ばされ、高濃度の過冷却雲水域（上昇流の近傍）を落下しないため 2～3 mm のあられ粒子にしか成長しなかった。一方、BAND B では、上昇流が下層で upshear に傾き、中・上層でもほぼ直立していたため、上昇流中で発生した降水粒子の芽は高濃度の過冷却雲水域を落下しながら、雲粒捕捉により効率的に成長した、それに加えて、これらのあられ粒子の一部が上昇流に再流入し、さらに成長を持続することにより 5～6 mm のあられ粒子を生成していた（8章3節）。

発達した低気圧後面の気圧傾度の強い場に出現した背の低い筋状降雪雲（L モードのバンド状降雪雲）は、走向が平均風向から右に 30～40° ずれた主モードの走向と、平均風向にほぼ平行な副次モードの走向をもっていた。両モードとも、対流セルが緩やかに組織化したもので、個々の対流セルは移動する雲に相対的な気流で見るとほぼ軸対称な構造となっており、筋雲の走向は雲底－雲頂間のシアベクトルにほぼ平行であった。上昇流域（コア）では氷晶や降雪粒子の数濃度は低いながら 5～6 mm の大粒のあられが存在し、上昇流域と高 dBZ 域が対応する、というデュアルドップラーレ



一ダ観測の結果と一致した。降雪粒子のリサーキュレーションが浅い雪雲の中で大粒のあられ形成に重要な役割を果たしていることも強く示唆された(8章4節)。

降雪雲数値モデルとして、降雪粒子の成長をラグランジュ的に取り扱う1次元雲微物理モデル、より広域な雲の形成過程を取り扱う2次元・3次元非静力学モデルなど、さまざまなスケール・手法からなるモデルの開発を行った。

1次元雲微物理モデルの結果から、雪雲内のあられの大部分は雲粒付き雪結晶から生成され、比較的強い上昇流、高い雲頂温度、厚い雲層、低い氷晶発生率のときに効率的にあられが生成されることが示された。冬期季節風時に出現する日本海降雪雲に関しては、あられ形成に必要な条件は液体雲水量が $0.4\text{ g m}^{-3}$ 以上、雲粒の粒径が $10\text{ }\mu\text{m}$ 以上あることも示された(11章1節)。

2次元3重ネステッド雲モデルを用いて、冬期日本海上における対流混合層の発達と雪雲の形成過程を調べた。2次元という制限にもかかわらず、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。並の寒気吹き出しと強い寒気吹き出しの場合の日本海上の平均熱フラックスは、それぞれ $400\sim 500\text{ W m}^{-2}$ 、 $800\sim 900\text{ W m}^{-2}$ で、ポーエン比は大陸東岸からの吹走距離とともに減少するが、平均値はそれぞれ1.2、1.9であった。これらの値は従来の解析結果と概ね一致した。対流混合層内における降雪雲の発達に関しては、雲粒凍結による氷晶発生と、雲粒捕捉により成長した雪結晶があられのエンブリオとして働くことが示唆された。雪は平野部や山岳地域で降り易く、あられは海上や沿岸域で降り易いことも示された。海上では、降水粒子は雲底下の乾燥空气中で急速に昇華蒸発することも示された。並の寒気吹き出しと比べると強い寒気吹き出し時には、混合層が10~20%厚くなると同時に雲底高度も低くなり、時には雲底が海面に接する(蒸気霧)ほど低くなることも示唆された。氷晶・雪の数濃度も1桁以上増加し、あられは小粒径化し、あられと雪の割合も減少することが示された(9章1節)。

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。落下速度の違いにより地上降水強度のピークはあられよりも雪の方が20kmほど内陸(風下側)に現れることも示された。氷晶数濃度は、海上では $10^2$ 個 $\text{ m}^{-3}$ 程度だが内陸では $10^3\sim 10^4$ 個 $\text{ m}^{-3}$ に増大することが示された。これらは雲頂/雲内温度の低下による氷晶数濃度の増加に相当しており、山による気層の持ち上げ効果は、水蒸気の凝結とともに、氷晶数増加を通じて降水の増大に寄与していると考えられる。山を与えず海陸分布のみの実験でも、海岸線より風下側に降水強度のピークが見られる。これ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小さいことが示された。山の高さを変えた実験では、山の高さ800m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変換されないことも示された(9章3節)。

3次元3重ネステッド雲解像モデルを用いて、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かかわらず、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概ね再現された。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、雲の微物理量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1~3km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(9章4節)。

また、これらのモデルを使って、ドライアイスなどのシーディングによる雪雲の変質についてシミュレーションを行った。1次元雲微物理モデルや3次元非

静力学モデルを用いて、適度のシーディングによる降雪量の増加と過度のシーディングによる降雪量の抑制の可能性が示された。日本海上の対流性降雪雲に対するシーディングの場所としては、雲の上層より下層の方が効果的であることも3次元モデルの結果から示された。2次元非静力学モデルを用いて、海上の特定の場所でシーディングして過冷却雲水の殆どを氷化させることにより、領域全体の降水量は殆ど変化しないが、風下20~40 kmでは降雪が2倍に増加し、さらに風下の陸域では降雪は逆に10%減少することが示された。これは、シーディングによる日本海沿岸・平野部の降雪抑制の可能性を具体的に示したものである(11章1

節, 11章2節)。

実際の野外シーディング実験は、寒気吹き出しに伴って仙台沖の太平洋上に再発生した雲頂温度 $-20^{\circ}\text{C}$ (高度3 km)の降雪雲を対象に実施した。ドライアイスペレットを雲頂上方から散布し、その後の雲の微物理構造の変化を航空機で観測した。シーディング実験から、シーディング直後には、雲内に1000個 $\text{L}^{-1}$ を超える高濃度の氷晶が発生すること、シーディング10分後から雪片形成を通して降雪粒子が生成されること、シーディングプリュームの幅は3分後に300 m程度であるが10分後には1 km程度まで広がることが示され、降雪雲の人工調節の可能性が実証された(10章)。

## 第2章 降雪の統計

### 2.1 地上降雪粒子の統計\*

#### 2.1.1 はじめに

日本列島を含む中・高緯度地方における降水の大部分は、冷たい雨のメカニズムによることが知られている (Ohtake, 1963). すなわち、地上に雨や雪をもたらす場合の多くは、0℃高度より上空で氷の粒子として成長して降水となっている。特に、冬季の日本海側で降る雪やあられは、しばしば豪雪をもたらす、交通障害や家屋被害等の雪害を起こしている。このように日本列島周辺における降水機構においては、氷粒子の成長過程が重要である。

雪やあられ、ひょうなどの氷粒子は、次の三つの成長過程によって大きくなる。すなわち、昇華成長、雲粒捕捉成長、併合成長である。雪の結晶は氷晶が昇華成長したものであり、あられやひょうは氷晶あるいは凍結水滴が過冷却の雲粒を捕捉して成長したものである。また、雪片は、氷晶あるいは雪の結晶が併合成長したものである。これらの地上降雪粒子は上空における氷粒子の成長過程を反映しており、その統計によって降水機構の気候的な特徴を把握することができる。

特に、あられ降水の統計は、降雪雲調節を目的とした総合観測やシーディング実験観測の計画立案のための資料として重要である。その理由は、過冷却水滴の存在がドライアイス等のシーディングによる降雪雲調節の必要条件である (Braham, 1986 a, b) からである。あられは、氷晶や凍結水滴が過冷却水滴を捕捉して成長したものであり (Harimaya, 1976 and 1977; Pflaum *et al.*, 1978), 上空の過冷却水滴の存在を示すことになる。したがって、過冷却水滴が空間的・時間的・量的にどのように存在するかをあられを含む地上降雪粒子の統計によって把握することは、降雪雲調節の観点から重要である。

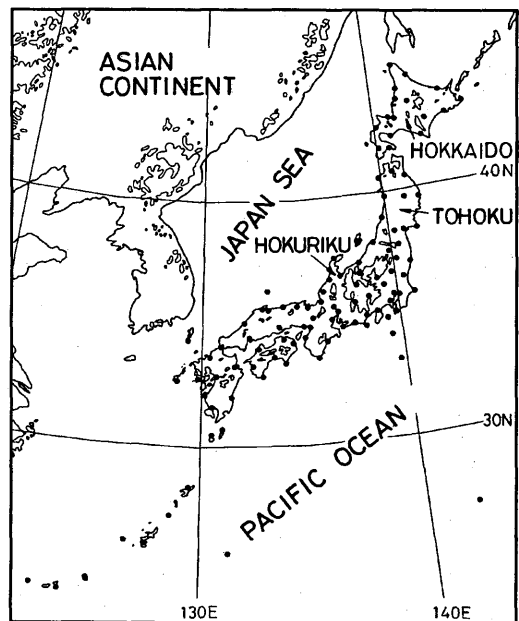
本稿では、日本列島各地の気候観測官署で観測されている大気現象の記録を用いて行った、あられを中心とした地上降雪粒子の統計結果を報告する。なお、この統計結果については、すでに Mizuno (1992), 水野 (1992 a, b) で報告しており、これらの中の図を編集して用いている。

### 2.1.2 資料と統計方法

#### 2.1.2.1 資料

統計に用いた資料は、普通気候観測・時日別累年値データの磁気テープ資料である。この磁気テープ資料は、日本列島各地にある気象庁の気候観測官署 150 地点 (第 2.1.1 図) で長期間にわたって観測・記録されてきている地上気象観測日原簿 (現在は、地上気象観測原簿 (気象庁, 1973; 気象庁, 1990)) をもとに作成されている。この資料で地上降雪粒子の存在は、第 2.1.1 表の符号による一日の大気現象を表す日別値として、また、地上実況気象通報式の現在天気の数値符号 ww による定時の時刻値として、表現されている。したがって、日別値については第 2.1.1 表の符号と地上降雪粒子とを対応させ、また、特別値については現在天気の数値符号 ww を第 2.1.2 表のようにまとめた天気と地上降雪粒子とを対応させて、それぞれの統計を行った。第 2.1.1 表の符号の日別値から天気日数を、また、第 2.1.2 表の現在天気の数値符号 ww から降水天気観測率を求めた。さらに、特別値からあられ降水としゅう雪時の気象条件の統計も行った。

磁気テープ資料についての統計期間は、調査を行



第 2.1.1 図 全国気候観測官署 150 地点の分布気候観測官署の位置 (・) と標高 1000 m の等高線。

\* 水野 量：物理気象研究部 (現 気象大学校)

った時点で気象研究所で利用可能だった 1971 年～1986 年の 16 年間である。この期間には、1973/1974、1980/1981、1983/1984、1985/1986 年の多雪年と、1971/1972、1972/1973、1978/1979 年の少雪年が含まれている。全国の気候観測官署 150 地点における長期間の資料の統計であるため、気候的な特徴を把握できると考えられる。

また、磁気テープ資料の統計結果からあられ降水が卓越していることが示された、5 地点（米子、輪島、酒田、秋田、深浦）における 1982 年～1986 年の 5 年間の 1 月の地上気象観測日原簿を用いた。この地上気象観測日原簿には 1 時間降水量と各降水の開始・終了時刻の記録があり、これらの記録から各降水天気別の降水量を見積もった。

2.1.2.2 統計方法

天気日数と天気観測率は全国気候観測官署について、降水天気別降水量とあられ降水時の気象条件はあられ降水が卓越する地点について、それぞれ次のように統計を行った。

(a) 天気日数

第 2.1.1 表の符号は、日におけるそれぞれの気象現象を表している。そこで、各符号の年間日数と月別日数の累年平均値、および旬別累年平均百分率を求めた。そして、第 2.1.1 表の符号が 2, 3, 6, 7 の日には凍雨か雪あられか氷あられが含まれることから、これらの符号の日数の合計をあられ日数として算出した。

(b) 降水天気観測率

まず、定時観測で得られている現在天気の数字符号 ww の全符号 (00～99) の年間・月別・旬別累年平均百分率（全観測回数に対する百分率）を求めた。次に、第 2.1.2 表のように各降水天気に対応づけて、各降水天気の年間・月別・旬別累年平均百分率を算出した。さらに、各降水天気の全降水天気に対する百分率を旬別に計算して、各降水天気の割合が季節的にどのように変化するかを調べた。

(c) 降水天気別降水量

天気日数と天気観測率の統計結果からあられ降水が卓越していることが示された米子、輪島、酒田、秋田、深浦の 5 地点について、次のように各

第 2.1.1 表 大気現象 61 欄の符号表。

符 号	意 味
0	現象なし
1	●
2	△か △ <sup>×</sup> か △
3	符号 1 と 2 が起こったとき
4	*
5	符号 1 と 4 が起こったとき
6	符号 2 と 4 が起こったとき
7	符号 1 と 2 と 4 が起こったとき
8	↔

- (1) ●は、～、～、▽を含む。
- (2) \*は、▽、△、△<sup>×</sup>を含む。
- (3) 大気現象の記号の意味は次のとおりである。  
●雨、霧雨、～着水性の雨、～着水性の霧雨  
▽しゅう雨、△凍雨、△<sup>×</sup>雪あられ、△氷あられ  
\*雪、▽しゅう雪、△霧雪、△<sup>×</sup>ふぶき、↔細氷
- (4) 気象庁 (1973) : 地上気象観測統計指針による。

第 2.1.2 表 天気と数字符号 ww との対応。

天 気	記 号	ww
霧 雨	’	50—59
雨	●	60—69
雪	*	70—79
しゅう雨	▽	80—84, 91, 92, 95, 97
しゅう雪	▽ <sup>×</sup>	85, 86, 93, 94
あられ	△	87—90, 96, 99

\*この対応表は、「地上気象観測指針」(気象庁、1993)の対応表と一部異なる。

降水天気別の 1 月の降水量を推定した。すなわち、5 時間降水量を 1 時間内の各降水天気（あられ、雪、雨）の降水継続時間に比例させて各降水天気別降水量に配分し、それぞれを 1 月について合計した後、5 年間の平均値を算出した。一般に、あられによる降水強度は雪によるものより大きいという報告がある(今井, 1954; 山本・孫野, 1964)。しかし、ここでは各地点におけるそれぞれの平均的な降水強度が具体的にどの程度か不明なため、1 時間内の各降水天気別の降水強度を同じと仮定して各降水天気別降水量を評価している。

(d) あられ降水としゅう雪時の気象条件

あられ降水がどのような気象条件で起こっているかをしゅう雪と対比しながら見るために、あられ降水が卓越している地点における 1 月の地上気象要素の統計的な特徴を調べた。具体的には、定

時観測時にあられの場合としゅう雪の場合について、気温と風との頻度分布を求め、両者の違いを調べた。実際的な有用性から気温と風を、地上気象要素として選んでいる。

### 2.1.3 結果

#### 2.1.3.1 年間あられ日数と年間あられ天気観測率

第 2.1.2 図は日本列島各地の年間あられ日数を示し、第 2.1.3 図は年間あられ天気観測率である。

年間あられ日数は、北海道から山陰地方にかけての日本海沿岸で 30 日以上と多く、特に東北地方から北陸地方にかけては 60 日以上と最も多い。また、あられ日数は、日本海沿岸から内陸にかけて急激に減少し、太平洋側では少なくなっている。さらに、八丈島や五島列島の福江のように、かなり南に位置する地点であっても寒気の吹き出し時の雲の影響を受ける所では、あられ日数は少なからずあることが注目される。興味深いのは、北海道よりも東北・北陸地方の日本海沿岸であられ日数が卓越することである。これは、あられをもたらす寒気吹き出し時の雲の違いを反映していると考えられる。

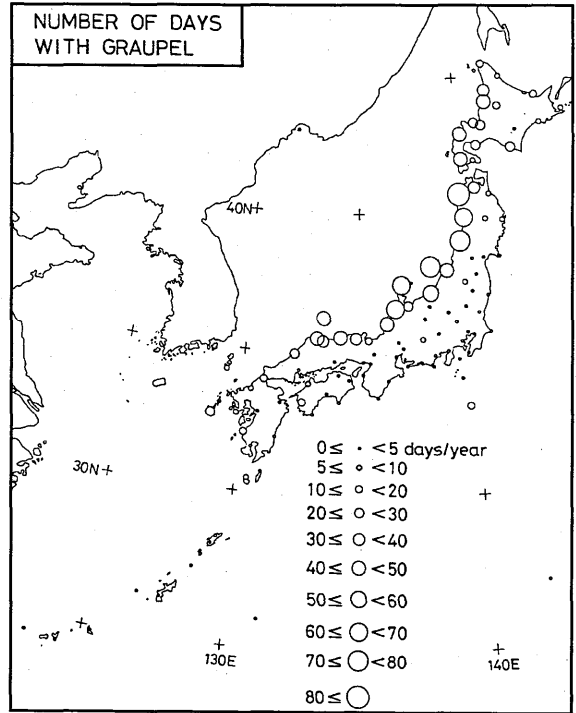
年間あられ天気観測率でも、年間あられ日数の分布と同様な特徴が見られる。すなわち、あられ天気観測率は、日本海沿岸地方で大きく、北海道よりも東北地方から北陸地方にかけて最も大きい。

#### 2.1.3.2 天気日数と降水天気観測率の季節変化

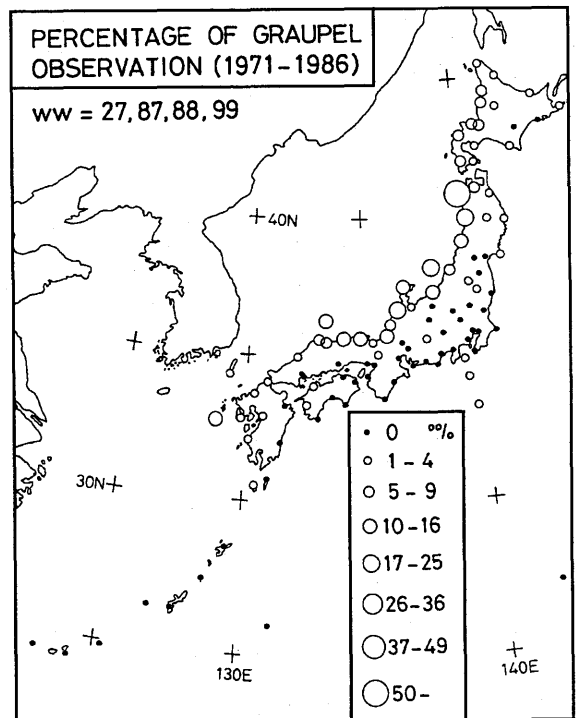
第 2.1.4 図と第 2.1.5 図は、あられが卓越する日本海沿岸の 4 地点（稚内、秋田、輪島、米子）における天気日数と降水天気観測率の季節変化をそれぞれ示している。

これらの図から、次のことが分かる。

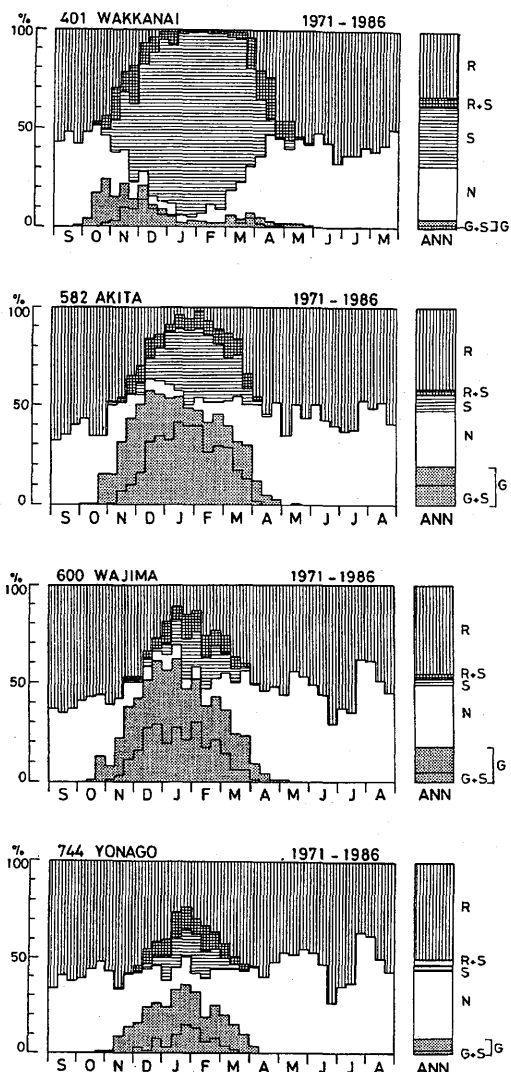
- ① 日本海沿岸では、冬季に降水天気観測率が卓越し、その内訳はあられやしゅう雪、しゅう雨の対流性降水である。
- ② 北海道稚内では、10 月～12 月にあられ日が多く、真冬の 1 月、2 月にはあられ日は少なくしゅう雪の日が大部分を占めている。
- ③ 秋田・輪島・米子では、12 月～2 月にあられ日数が卓越するが、降水天気観測率の内訳ではしゅう雪が大部分である。天気日数ではあられを重視した日数の統計が行われているが、降水天気観測率



第 2.1.2 図 年間あられ日数 (1971 年～1986 年の累年平均値)。資料：全国気候観測官署における地上気象観測日原簿。Mizuno (1992) による。



第 2.1.3 図 年間あられ天気観測率 (1971 年～1986 年の累年平均値)。あられ天気定義は第 2.1.2 表による。観測率は全観測回数に対する千分率。資料：全国気候観測官署における地上気象観測日原簿。水野 (1992) による。



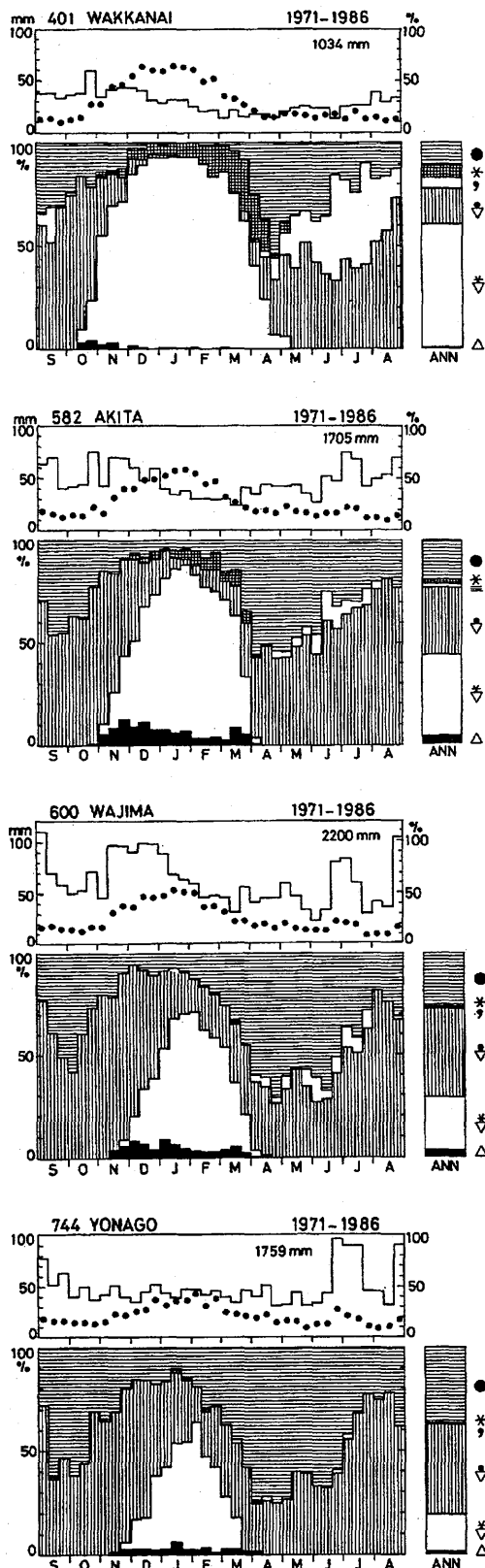
第 2.1.4 図 稚内・秋田・輪島・米子における旬別気象日数. 天気の種類は、第 2.1.1 表による。

では単純に定時観測で現れる降水天気の割合が表現されている。要約すると、これらの地点では 12 月～2 月にあられが降る日が多いが、観測時刻にあられが観測される回数は少なく、大部分はしゅう雪である。

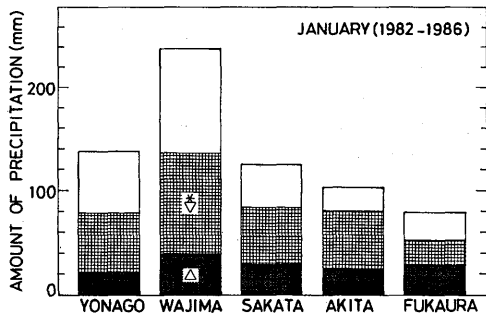
### 2.1.3.3 降水天気別降水量

これまでで、あられ日数が東北地方から北陸地方の日本海沿岸で 12 月～2 月に卓越すること、しかし、この地域・時期の降水天気別ではしゅう雪が大部分であること、が示された。

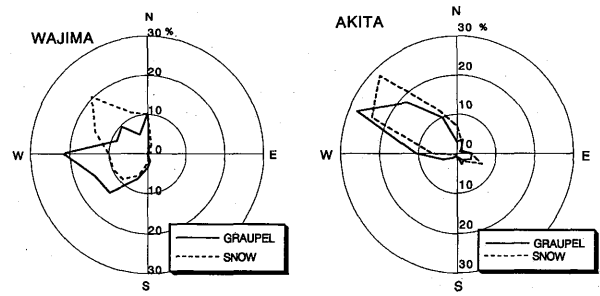
第 2.1.6 図は、米子、輪島、酒田、秋田、深浦における各降水天気別の 1 月の降水量を見積もった結果である。これらの地点は、あられ日数が多いことから選ばれている。第 2.1.5 図から、次のことが言える。



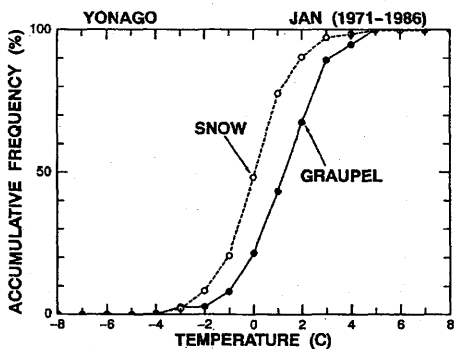
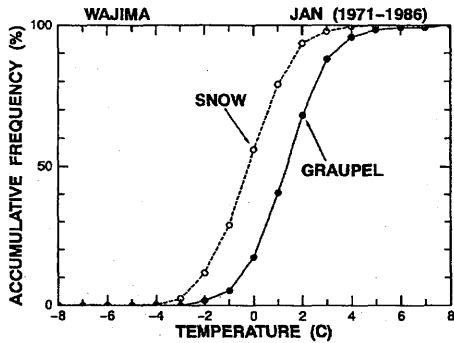
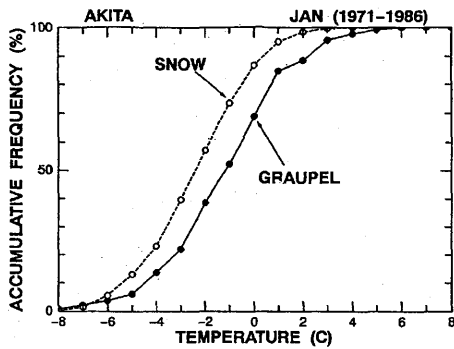
第 2.1.5 図 降水天気観測率。(上段の●)と旬降水量(上段の階梯グラフ)、各降水天気の全降水天気に対する旬別百分率(下段の内訳棒グラフ)降水天気の定義は第 2.1.2 表による。



第 2.1.6 図 降水天気別降水量. あられ日数の多い米子・輪島・酒田・秋田・深浦の 1 月降水量に占めるあられと雪による降水量. 資料: 1982 年~1986 年の地上気象観測日原簿.



第 2.1.8 図 秋田・輪島におけるあられ・しゅう雪時の風配図 (1 月). 資料: 1971 年~1986 年.



第 2.1.7 図 秋田・輪島・米子におけるあられ・しゅう雪時の気温累積頻度分布 (1 月). 資料: 1971 年~1986 年.

- ① 1 月のあられ降水量は, 少なくとも 20~30 mm で, 酒田・秋田・深浦では月降水量の 1/4~1/3 である.
- ② 雪による降水量も対流性降水のしゅう雪がほとんど

どであり, この降水量の大半は過冷却水滴が関係していると考えられる.

### 2.1.3.4 あられ降水としゅう雪時の気象条件

第 2.1.7 図は, 秋田・輪島・米子におけるあられとしゅう雪時の気温の累積頻度分布である. 3 地点ともあられ降水時の気温範囲は, しゅう雪時の気温範囲よりも 1~2℃高い傾向がある. しかし, 大部分の気温範囲では, あられとしゅう雪の両方が現れている. また, 輪島・米子では, あられ・しゅう雪の出現気温は秋田よりも高く, あられの約 90%, しゅう雪の約 50%が 0℃よりも高い. すなわち, 融解しながら地上に落下している.

第 2.1.8 図は, 秋田・輪島におけるあられとしゅう雪時の風配図である. 大部分のあられ・しゅう雪が, 西~北西の風向のときに起こっている. また, しゅう雪時の風向の方が, あられ降水時の風向よりもやや北に偏っているが, 同じ風向であられとしゅう雪の両方が現れる場合が多い.

以上をまとめると, あられとしゅう雪は, 北西季節風下の気温-4℃~2℃で起こっている. あられはしゅう雪よりもやや南よりの風で気温も 1~2℃高い傾向があるが, 両者が同じ気象条件で降る場合が大半である.

### 2.1.4 まとめ

冬季日本海上で発生する降雪雲の降雪機構の中で過冷却水滴がどの程度重要なのか, また, 降雪雲調節の可能性を評価する上で過冷却水滴がいつ・どこで・どのくらい存在するのか, ということを知ることは非常に重要なことである.

この節では, 上空の過冷却水滴の存在を示すあら

れ降水に着目して、地上降雪粒子の統計を行った。その結果、あられ降水は日本列島周辺では東北～北陸地方の日本海沿岸の12月～2月に卓越し、あられによる降水量は1月の月降水量の少なくとも1/4～1/3に達することが示された。したがって、過冷却水滴も、気候的にあられ降水と同じ地域・季節で卓越し、冬の降水量に密接に関係していると考えられる。

#### 参考文献

- Braham, R. R., 1986 a: The cloud physics of weather modification. part I. Scientific basic. WMO Bull., **35**, 215-222.
- , 1986 b: The cloud physics of weather modification. part II. Glaciogenic seeding for precipitation enhancement. WMO Bull., **35**, 308-315.
- Harimaya, T., 1976: The embryo and formation of graupel. *J. Meteor. Soc. Japan*, **54**, 42-51.
- , 1977: The internal structure and embryo of graupel. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. VII*, **5**, 29-38.
- 今井一郎, 1954: 季節風による降雪の研究. 気象集誌, **32**, 192-214.
- 気象庁, 1990: 地上気象観測統計指針.
- , 1973: 地上気象観測統計指針.
- , 1993: 地上気象観測指針. 167pp.
- Mizuno, H., 1992: Statistical characteristics of graupel precipitation over the Japan Islands. *J. Meteor. Soc. Japan*, **70**, 115-121.
- 水野 量, 1992 a: 日本列島におけるあられ日数とあられ天気の詳細. 研究時報, **44**, 141-169.
- , 1992 b: 地上降雪観測. 科学技術振興調整費 降積雪対策技術の高度化に関する研究 (第I期: 昭和63～平成2年度) 研究成果報告書. 科学技術庁研究開発局. 31-43.
- Ohtake, T., 1963: Hemispheric investigation of warm rain by radiosonde data. *J. Appl. Meteor.*, **2**, 594-607.
- Pflaum, J. C., J. J. Martin and H. R. Pruppacher, 1978: A wind tunnel investigation of the hydrodynamic behavior of growing, freely falling graupel. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 179-187.
- 山本孝二・孫野長治, 1964: 石狩平野における驟雨, 驟雪のメソスケールの研究. 北大地球物理学研究報告, **12**, 99-112.



## 2.2 降雪雲エコーの統計\*

### 2.2.1 はじめに

冬期日本海沿岸ではしばしば豪雪が起り、交通障害や家屋被害等の雪害を被っている。これらの沿岸地方における降雪は、日本海上で発生・発達して上陸する降雪雲からもたらされる。海上～沿岸地方における降雪雲の振舞を把握することは、降雪の短時間予測や降雪雲調節の観点から重要である。

降雪雲の振舞を把握する場合、特に海上においてはレーダが非常に有用である。レーダは、マイクロ波を発射して大気中の降水粒子（雪や雨など）からの反射（エコー）を受信する。そのエコー強度は、レーダ反射因子  $Z$  ( $1\text{ m}^3$  中の降水粒子の粒径の 6 乗の積算値) に比例する。レーダ反射因子  $Z$  と降水強度  $R$  ( $\text{mm h}^{-1}$ ) との間には一定の関係があり、レーダによって降雪雲の消長を知ることができる。

気象レーダを用いた日本海沿岸の降雪雲についての研究の多くは、解析的研究である。北陸地方の冬期対流雲については、Miyazawa (1967), Matsumoto *et al.* (1968), 藤原ほか (1971), Shimizu and Uchida (1974), 深津・服部 (1974), 深津 (1977), 内田 (1979, 1982), 八木・内山 (1983), 石原 (1995) などの研究があり、北海道地方については、斎藤ほか (1967), 岡林・里見 (1971), 七沢 (1975), 村松ほか (1975), 村松 (1977) などが報告している。また、東北地方については、三瓶・川添 (1976), 土屋ほか (1978), 真木 (1992), Yamada *et al.* (1994) の観測的研究と佐々木 (1986) の東北地方の大雪に関するレビューがある。これらの解析的研究では、線状エコーや弧状エコー、渦状エコーなどの組織化した降雪雲が大雪をもたらすことが強調されている。

一方、降雪雲エコーについての長期間にわたる統計的研究は、気象庁におけるレーダ気象観測が導入当初からデジタル化されるまではスケッチ観測に基づくものであったため、困難であった。岡村・舟田 (1979), 岡村 (1980), 俣野 (1984) は昭和 54～55 年度の新潟レーダによる特別観測において得られたデジタルデータを用いているが、通常のレーダ気象観測はスケッチ観測であった。

気象レーダのデジタル化は、気象庁では昭和 56 年度から推進され、平成元年度までで沖縄地方を除く

17 のレーダについて完了している (迫田, 1990)。気象レーダのデジタル化によって、降雪雲エコーの統計的研究を容易に行えるようになってきている。

Kikuchi *et al.* (1989) は、デジタル化されたエコーデータを用いて石狩湾の降雪雲エコーの統計を行い、その有用性を示している。また、三角 (1993) は、デジタル化された 18 箇所のレーダのレーダエコー合成図を用いてメソスケール降水系の統計的研究を行っている。

本稿では、冬期庄内平野付近の日本海上における降雪雲エコーの統計結果を示し、種々の降雪雲の出現頻度や相対的重要性などを報告する。東北地方の庄内平野周辺では、降雪雲調節の可能性を把握するため 1989 年～1992 年にドップラーレーダ観測および雲粒子ゾンデ観測、航空機観測を含む総合観測が実施された。この降雪雲観測では、庄内平野付近の日本海上における種々の降雪雲（バンド状降雪雲、孤立型など）の内部構造と気流構造が把握された。これらの降雪雲の出現頻度や相対的重要性などを示す統計結果は、降雪雲調節の可能性の検討に有用であると考えられる。

なお、松尾ほか (1993) が 1992 年 2 月について降雪雲エコーの統計的な特徴を調べているが、今回の統計は同様な方法で統計期間を長くしたものである。

### 2.2.2 資料と統計方法

#### 2.2.2.1 資料

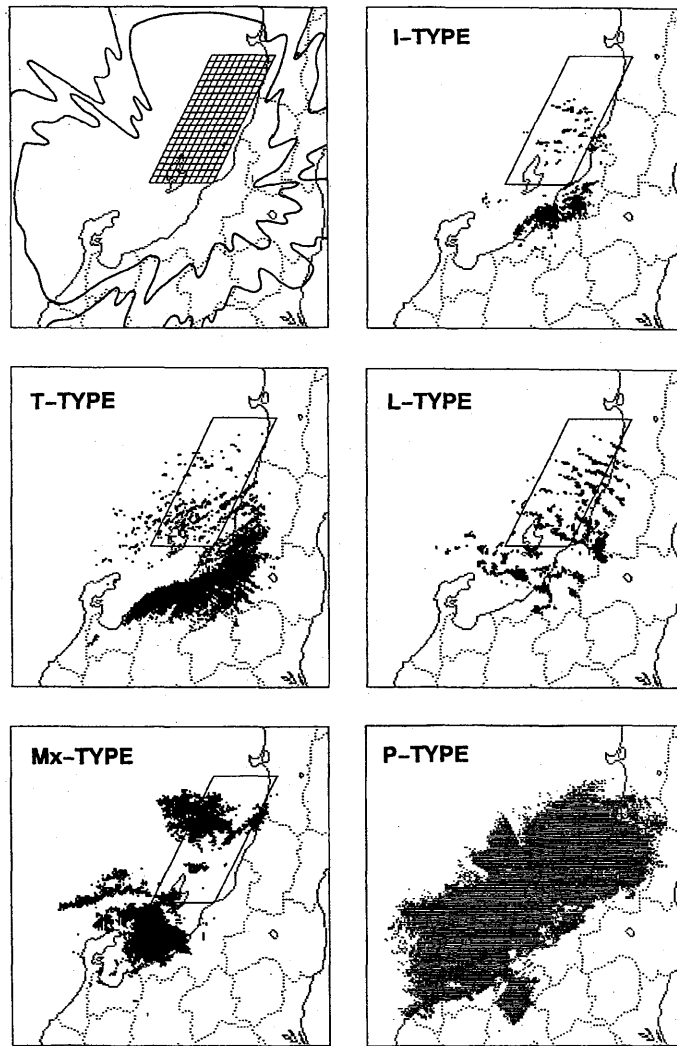
庄内平野付近の日本海上における冬期の降雪雲エコーの統計を行うために用いたデータは、フロッピーディスクに保存され利用可能な新潟レーダの 1989 年 1 月～1995 年 2 月までの毎正時のデジタル化レーダデータである。このデータは、 $2.5\text{ km} \times 2.5\text{ km}$  のメッシュについて高度 2 km を中心とするエコー強度データである。エコー強度データは、7 レベル ( $0, <1, 1-4, 4-16, 16-32, 32-64, \geq 64\text{ mm h}^{-1}$ ) で収録されている。

#### 2.2.2.2 統計方法

次のように、降雪雲エコーの統計を行う領域を定めてエコーのタイプを判別し、エコータイプ別の各種の統計を行った。

降雪雲エコーの統計を行った領域は、松尾ほか

\* 水野 量：物理気象研究部（現 気象大学校）



第 2.2.1 図 降雪雲エコーの統計を行った領域とエコーのタイプ例.

(1993) と同じ第 2.2.1 図 (左上図) の 100 km×200 km の平行四辺形の領域である。この領域は、1989 年～1992 年に降雪雲調節の可能性を把握するために実施された総合観測の領域を含んでいる。また、この領域では新潟レーダのビームコードが 2 Km 以下であり、高度 2 km を中心とするエコーの探知が可能である。

降雪雲エコーのタイプを、三瓶・川添 (1976)、松尾ほか (1993) を参考にして、次の 5 種類に分類した。すなわち、

I-type : 孤立したエコー、

T-type : 下層の風向に直交する帯状エコー、

L-type : 下層の風向に平行になる帯状エコー、

P-type : 面状エコー、

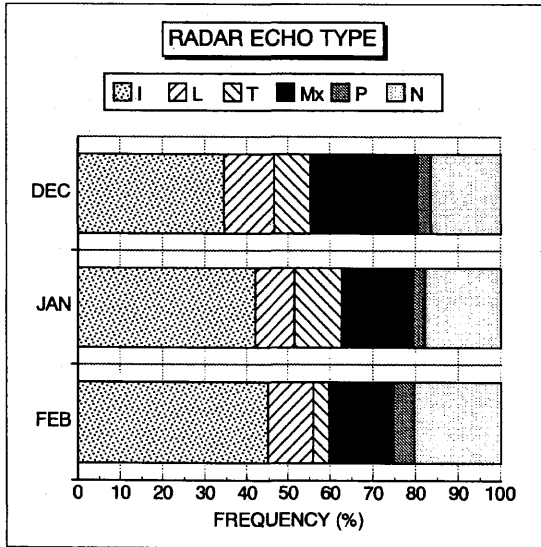
Mx-type : I, T, L, P-type が混在するエコー、

である。毎正時のレーダエコー分布から、対象領域で卓越するタイプを主観的に判別している。

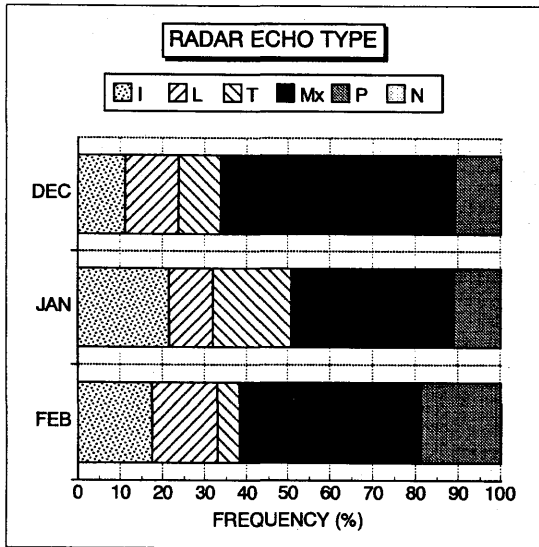
降雪雲エコーの統計を、エコータイプ別に次の三つの項目について行った。すなわち、

- ① 時間的なエコーの出現の程度を表すものとして、出現頻度、
- ② 空間的なエコーの広がりを表すものとして、エコー面積比率、
- ③ エコー強度に関するものとして、エコー強度比率、である。

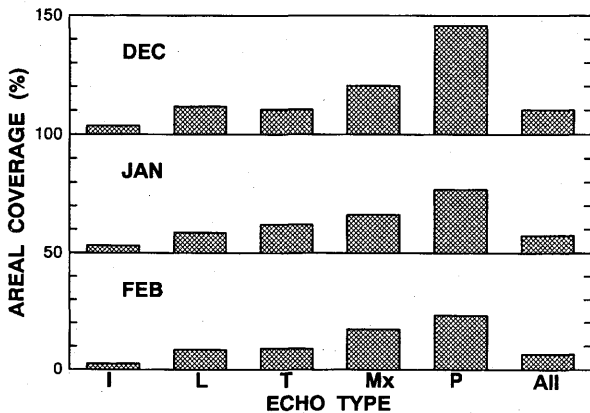
なお、降雪雲エコーの統計的特徴の月別推移を調べるため、12 月、1 月、2 月毎に各種の統計を行った。統計年数は、それぞれ 4 年、5 年、5 年である。出現頻度は、出現回数の頻度とエコー強度の重みを付けた頻度とを算出したが、エコー強度の重みは <math>1, 1-4, 4-16 \text{ mm h}^{-1}</math> (それぞれ L1, L2, L3 とする) のエコー強度に対してそれぞれ 1, 4, 16 とした。



第2.2.2図 エコータイプ別出現頻度.



第2.2.3図 エコーのタイプ別エコー強度比率.



第2.2.4図 エコータイプ別エコー面積比率.

## 2.2.3 結果

### 2.2.3.1 エコータイプ別出現頻度

領域全体としてどのような降雪雲エコーが出現しているかを調べるため、出現回数のタイプ別頻度と出現時のエコー強度の重みを付けたタイプ別頻度を月別に求めた。エコー強度の重みを付けたタイプ別頻度の統計結果は、この領域全体の降水量に占めるエコータイプ別の寄与を示すことになる。

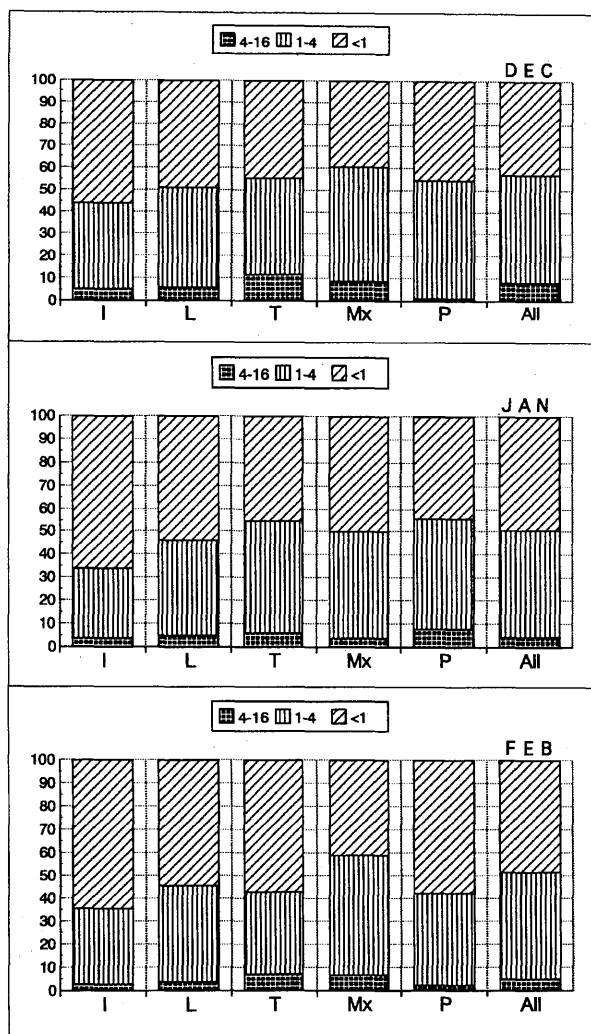
第2.2.2図は、降雪雲エコーの出現回数のタイプ別頻度を月別に示している。12月、1月、2月を通して、I-typeが40%前後で最も卓越している。次いでMx-type, L-type, T-type, P-typeの順である。降雪雲エコータイプの月別推移の特徴は、

- ① I-typeとNo echoが12月から2月にかけて徐々に増加していること、
- ② T-typeが12月、2月は10%前後であるが2月は5%以下と少ないこと、
- ③ L-typeは各月とも10~15%であること、

第2.2.3図は、降雪雲エコーのエコー強度の重みを付けたタイプ別頻度である。すなわち、この図は、領域全体の降水量に占める降雪雲エコーのタイプ別寄与を表している。12月、1月、2月を通して、Mx-typeが約50~40%で最も卓越している。I-typeは、出現回数では最も頻度が高いが、エコー強度の重みを付けた頻度では約10~20%である。T-type, L-type, P-typeは、月によって変動するが、おおよそ10~20%である。P-typeは、出現回数では5%以下と小さいが、エコー強度の重みを付けた頻度では約10~20%である。これは、P-typeの場合には面状エコーでエコーの隙間が少ないことを反映している。

### 2.2.3.2 エコータイプ別エコー面積比率

降雪雲エコーのそれぞれのタイプがどの程度の広がりをもっているかを調べるため、エコータイプ別に領域全体に対するエコー面積比率を求めた。第2.2.4図は、12月、1月、2月のエコータイプ別エコー面積比率を示している。P-typeのエコー面積比率が25~45%で最も大きく、エコー面積が広い面状エコーであることを反映している。次いで、Mx-typeが15~20%、T-typeとL-typeが10%前後、である。I-typeのエコー面積比率は、各月とも4%以下と小さい。



第 2.2.5 図 エコータイプ別エコー強度比率。

### 2.2.3.3 エコータイプ別エコー強度比率

降雪雲エコーのそれぞれのタイプがどの程度のエコー強度で出現しているかを調べるため、エコータイプ別にエコー強度比率を求めた。第 2.2.5 図は、12 月、1 月、2 月のエコータイプ別エコー強度比率である。L2 以上のエコー強度比率に注目すると、Mx-type が 50~60% と最も大きく、エコー強度の大きなエコーが多いことを示している。また、T-type と L-type, P-type は 40~55% であり、I-type は 35~45% と小さい。月別のエコー強度比率を見ると、12 月は 1 月、2 月よりも各エコータイプとも L2 以上のエコー強度比率が大きい傾向がある。

### 2.2.4 まとめ

冬期庄内平野付近の日本海上における降雪雲エコーについて、5つのタイプに分類してその統計的特徴

を調べた。すなわち、I-type : 孤立したエコー, T-type : 下層の風向に直交する帯状エコー, L-type : 下層の風向に平行になる帯状エコー, P-type : 面状エコー, Mx-type : I, T, L, P-type が混在するエコー, について、出現頻度, エコー面積比率, エコー強度比率の統計を行った。

主な結果は、次の通りである。

- ① 出現回数の頻度では I-type が約 40% と最も多いが、領域全体の降水量に占める降雪雲エコーのタイプ別寄与では Mx-type が約 55~40% と卓越している。
- ② P-type のエコーが最も大きなエコー面積比率 25~45% であり、次いで Mx-type が 15~20%, T-type と L-type が 10% 前後、I-type のエコー面積比率は各月とも 4% 以下と小さい。
- ③ L2 以上のエコー強度比率は、Mx-type が 50~60% と最も大きく、T-type と L-type, P-type は 40~55% である。I-type は、35~45% と小さい。

これらの降雪雲の出現頻度や相対的重要性などを示す統計結果は、降雪雲調節の可能性の検討に寄与すると考えられる。

### 参考文献

藤原美幸・柳沢善次・青柳二郎, 1971: 冬季対流雲のレーダ観測. 気象研究ノート, **109**, 602-634.

深津 林・服部満夫, 1974: 二つの異なる走向を持つ線状エコー群の解析. 研究時報, **26**, 219-224.

-----, 1977: 東尋坊レーダで観測される冬の線状エコーと帯状雲について. 天気, **24**, 183-189.

Kikuchi, K., Y. Asuma and O. Nakahira, 1989: Statistical characteristics of radar echoes of precipitating snow clouds over the Ishikari Bay, Hokkaido, Japan (Radar echo climatology: part 1). *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 221-230.

石原正仁, 1995: 日本海沿岸のメソスケール降雪雲帯の構造と振舞い. 研究時報, **47**, 1-65.

真木雅之・中井専人・八木鶴平・中村秀臣, 1992: 吹雪のドップラーレーダ観測. 天気, **39**, 551-563.

俣野 誠, 1984: 等高度 PPI (CAPPI) 観測による雪エコーの鉛直構造. 研究時報, **36**, 159-163.

Matsumoto, S., K. Ninomiya and T. Akiyama, 1968: Mesoscale analytical study on a line-up cumulus row

- caused by orographic effect under the winter monsoon situation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**, 222-233.
- 松尾敬世・山田芳則・村上正隆, 1993: 東北地方日本海上冬季レーダーエコーの特徴. 1993 年春季大会講演予稿集, 日本気象学会, **15**.
- 三角幸夫, 1993: メソスケール降水系の統計的研究. 平成5年度研究発表会誌, 気象研究所, 99-108.
- Miyazawa, S., 1967: On vortical mesoscale disturbances observed during the period of heavy snow or rain in the Hokuriku district. *J. Meteor. Soc. Japan*, **45**, 166-176.
- 村松照男・小倉士郎・小林尚治, 1975: 北海道西海岸小低気圧型の大雪. *天気*, **22**, 369-379.
- , 1978: 蛇行した雲バンドによる8時間周期の降雪量の変動. *天気*, **25**, 199-208.
- 七沢 謙, 1975: 道央地方における雪エコーの特徴と降雪予報. *研究時報*, **27**, 177-188.
- 岡林俊雄・里見 穂, 1971: レーダーと気象衛星による雪雲の研究. *天気*, **18**, 573-581.
- 岡村敏夫・舟田久之, 1979: レーダーエコーと降雪分布について. *天気*, **26**, 763-773.
- , 1980: レーダーエコーと降雪分布について (第2報). *天気*, **27**, 863-869.
- 斎藤 実・陳岡富士夫・松田 一・里見 穂・小花隆司, 1967: 北海道石狩湾付近の降雪のレーダー解析. *天気*, **15**, 42-50.
- 迫田優一, 1990: 気象レーダーのデジタル化について. *天気*, **37**, 659-670.
- 佐々木芳春, 1986: 東北地方の大雪に関する調査研究の要約. 東北技術だより, **3**, 455-587.
- 三瓶次郎・川添信房, 1976: 冬季, 寒気ドームの通過に伴う東北地方日本海側におけるレーダーエコーの形状と特性の変化. *研究時報*, **28**, 189-200.
- Shimizu, N. and A. Uchida, 1974: An observational study of organized snow echo over the Japan Sea. *J. Meteor. Soc. Japan*, **52**, 289-299.
- 土屋正一・加藤和夫・越後屋哲志, 1978: 東北地方北部における冬期豪雪の帯状 (弧状) エコーについて. *研究時報*, **30**, 1-9.
- 内田英治, 1979: V字型の雲パターンと日本海沿岸の大雪. *天気*, **26**, 287-298.
- , 1982: V字型の雲パターンと日本海沿岸の大雪 (II). *天気*, **29**, 43-52.
- 八木正允・内山良子, 1983: 能登半島と佐渡島を迂回し合流する雪雲の流れ—上越地方の大雪に関連して. *天気*, **30**, 291-294.
- , 1985: 冬期の季節風の吹き出し方向に対して, おおよそ直交する方向にロール軸をもつ大規模な雪雲—対流雲の走向についての解析と理論的な検討— . *天気*, **32**, 175-187.
- Yamada, Y., T. Matsuo, M. Murakami, H. Mizuno and K. Iwanami, 1994: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part II: Time change in airflow structures in isolated snow clouds derived from dual-Doppler radar observation - A case study -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 695-708.

### 第 3 章 降雪粒子の諸特性\*

#### 3.1 はじめに

冬季日本海沿岸では、降雪雲の通過に伴って雪やあられが降る。これらの降雪粒子は、降雪雲の中で起こっている降雪機構からの出力である。したがって、降雪粒子の質量・落下速度・riming 率などの降雪粒子の諸特性は、降雪雲内の降雪機構を反映したものであると考えられる。降雪粒子の諸特性を地上観測によって把握することは、降雪雲の降雪機構の解明と降雪雲調節の可能性を調べる上で重要なことである。

2 章の地上降雪粒子の統計によって、気候学的に東北地方から北陸地方の日本海沿岸ではあられ降水が卓越し、降雪雲内で過冷却水滴が降水過程に重要な役割を果たしていることが示された。しかし、個々の降雪雲からの降雪粒子は、降雪雲の発達段階や降雪雲の高さなどによってその諸特性が変化することが考えられる。この章では、降雪現象の事例解析によって、個々の降雪雲の通過に伴う降雪粒子の諸特性の変化と降雪雲の高さと降雪粒子の諸特性との関係を示す。

#### 3.2 観測方法

降雪粒子の質・量に関する基礎的データを得るため、地上降雪観測の一部として通常地上気象観測とともに降雪粒子の①接写・超接写写真撮影、②濾紙法による質量測定、③ストロボ撮影による落下速度の測定、を行った。これらのデータは、質量・落下速度・riming 率などの降雪粒子の諸特性の把握と、ゾンデ観測、レーダ観測、マイクロ波放射計観測などの他の観測データとともに降雪雲の降雪機構の解析に用いられている。

降雪粒子の地上観測の特徴は、

- a) 降雪粒子を直接観測すること、
- b) 時間的にほぼ連続して観測できること、

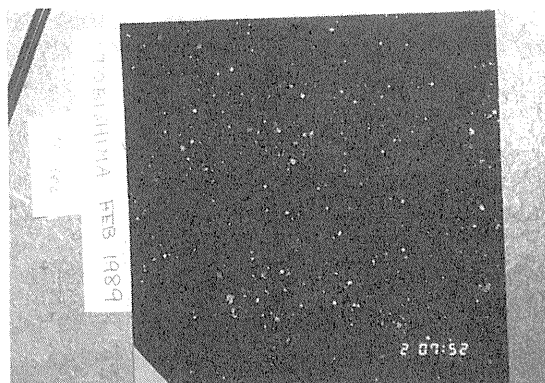
である。a) はリモートセンシング観測であるレーダ観測のデータを使う上で有効であり、b) は観測点での時間変化を空間分布に変換してデータを解釈する上で重要である。

#### 3.2.1 観測項目

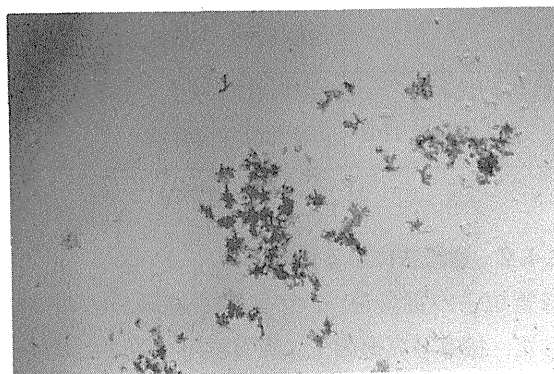
##### 3.2.1.1 接写・超接写写真撮影

降雪粒子の形状・粒径を観測するため、接写写真撮影と超接写写真撮影を行った。接写写真撮影は、一辺の長さ 20 cm の正方形のピロード板の上に一定時間（降雪強度によって 2 秒から 20 秒まで変化させた）降雪粒子を受け、これを写真撮影するものである（第 3.2.1 図）。写真撮影後に濾紙法による質量測定を行って、降雪粒子の質量と粒径との関係を求めた。

超接写写真撮影は、約 3 cm×5 cm の大きさのスライド板の上に降雪粒子を受けて、これを拡大して写真撮影するものである（第 3.2.2 図）。雪片を構成する雪結晶などを、詳細に観察できる。

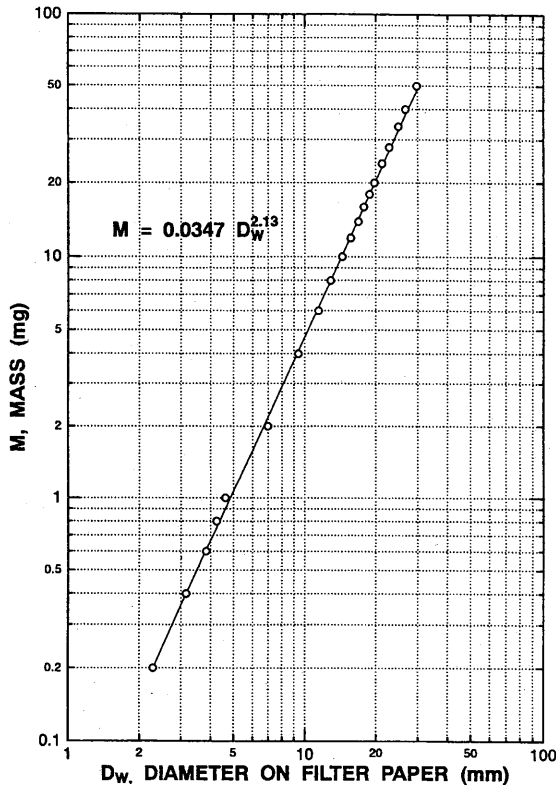


第 3.2.1 図 接写写真の例. 1989 年 2 月 2 日 7 時 52 分、山形県酒田市飛島で観測された。



第 3.2.2 図 超接写写真の例. 1989 年 2 月 2 日 16 時 58 分、山形県酒田市飛島で観測された。

\* 水野 量：物理気象研究部（現 気象大学校）



第 3.2.3 図 水滴の質量と濾紙上の痕跡との関係。濾紙は、東洋濾紙 K.K. 製ペーパークロマトグラフ用濾紙 51B に水溶性のアニリンブルーを付着したものである。

第 3.2.1 表 地上降雪観測の観測期間・地点一覧。

観測期間	観測地点
1989年2月1日～10日	山形県酒田市飛鳥
	山形県飽海郡遊佐町大字白井新田
	山形県東田川郡立川町大字狩川
1990年2月1日～13日	山形県酒田市飛鳥
	秋田県由利郡西目町
1991年2月1日～12日	山形県酒田市飛鳥
	山形県酒田市落野目
1992年1月30日～ 2月11日	山形県酒田市飛鳥
	山形県酒田市落野目

### 3.2.1.2 濾紙法による質量測定

降雪粒子の質量を、次のような濾紙法によって測定した。接写写真撮影後に降雪粒子を受けたビロード板を暖めて降雪粒子を水滴に変え、これを濾紙に吸い取った。この濾紙は、東洋濾紙 K.K. 製ペーパークロマトグラフ用濾紙 51B を一辺の長さ 20 cm の正方形に裁断して水溶性のアニリンブルーを付着したものであ

る。水滴を吸うとその質量に応じて、青く変色する痕跡の大きさが変化する。水滴の質量  $M$  (mg) と濾紙上の痕跡の直径  $D_w$  (mm) との関係は、前もって検定して第 3.2.3 図の関係を得ている。このようにして濾紙上の痕跡の大きさから、降雪粒子の質量と降雪強度とを求めることができる。

接写写真も合わせると、降雪粒子の形状・粒径と質量との関係や riming 率も見積もることができる。すなわち、降雪粒子の riming 率  $R$  (%) を Harimaya and Sato (1989) と同様に次式によって評価した。

$$R = 100 \times \frac{M_t - M_d}{M_t} \quad (3.2.1)$$

ここで、 $M_t$ : 降雪粒子の質量 (mg),  $M_d$ : 降雪粒子の昇華成長による質量 (mg), である。 $M_t$  は濾紙法によって求められ、 $M_d$  は観測データによる次の経験式によるものを用いた。あられと単結晶の降雪粒子については、降雪粒子と同じ粒径  $D_p$  (mm) の樹枝状結晶 (観測で卓越していた結晶形) の質量として Auer and Veal (1970) と Heymsfield (1972) の結果に基づく (3.2.2) 式を、また、雪片については Locatelli and Hobbs (1974) による (3.2.3) 式を、 $M_d$  とした。

$$M_d = 1.45 \times 10^{-2} D_p^2 \quad (3.2.2)$$

$$M_d = 0.073 D_p^{1.4} \quad (3.2.3)$$

なお、あられは一般にその粒径よりも小さな雪結晶や凍結水滴を核として形成されている (Harimaya, 1976; Pflaum et al., 1977) から、(3.2.1) 式による riming 率は小さく評価される傾向があると考えられる。

### 3.2.1.3 ストロボ撮影による落下速度の測定

降雪粒子をストロボ撮影することによって、その落下速度・形状・粒径を測定した。すなわち、落下中の降雪粒子を 1/200 秒間隔で点滅するランプで照らしながらビデオカメラで撮影し、1/200 秒間の降雪粒子の落下距離から落下速度を求めた。ストロボ撮影では、落下速度に加えて降雪粒子の形状と粒径も測定でき、落下速度と粒径との関係も知ることができる。したがって、この関係と 3.2.1.1, 3.2.1.2 の観測から得られる粒径と質量との関係を組み合わせると、降雪強度

も算出できる。

### 3.2.2 観測期間と観測地点

地上降雪観測は降雪雲の実態把握を目的とした総合観測の一部として実施され、その観測期間・地点は第 3.2.1 表の通りである。

### 3.3 結果

第 3.3.1 図は、第 3.2.1 表の観測期間中で最も降雪が多かった 1989 年の秋田の高層観測データによる安定層の高さを示している。安定層は降雪雲のこれ以上の高さへの発達を抑えるため、降雪雲の背の高さは安定層の高さとほぼ対応することが知られている（例えば、松本, 1987; 三瓶・川添, 1976）。ここでは、降雪雲の通過に伴う降雪粒子の諸特性の変化の典型例を 2 月 10 日夜（安定層の高さが約 5 km）の降雪現象について、また安定層の高さと降雪粒子の諸特性との関係を 2 月 2 日～4 日（安定層の高さが約 2～3 km）の降雪現象について、報告する。

#### 3.3.1 降雪雲の通過に伴う降雪粒子の諸特性の変化

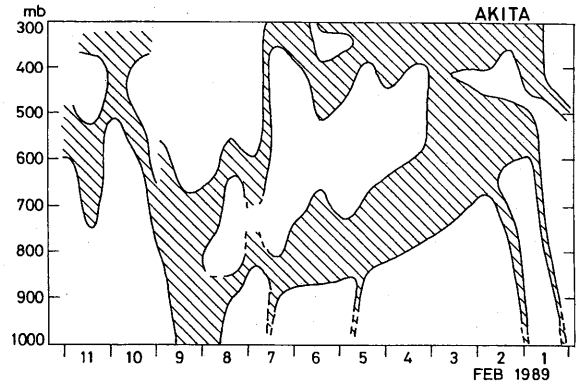
1989 年 2 月 10 日夜、北西季節風が日本列島周辺で卓越する気象条件下で、500 hPa 気温が  $-36^{\circ}\text{C}$  以下の寒気が東北地方北部にあった。このとき、山形県飽海郡遊佐町大字白井新田の観測点をいくつかの降雪雲が通過し、降雪現象をもたらした。ここでは降雪雲の通過に伴う降雪粒子の諸特性の変化の典型例として、10 日 22 時～23 時の降雪粒子の諸特性の変化を解析する。

降雪雲は、第 3.3.2 図のように観測点（図中+の位置）の北西から南東へ約  $10\text{ m s}^{-1}$  の速度で移動し、22 時 15 分～22 時 45 分にレーダエコーが通過した。なお、レーダエコーは、約 2 km の高さのものである。

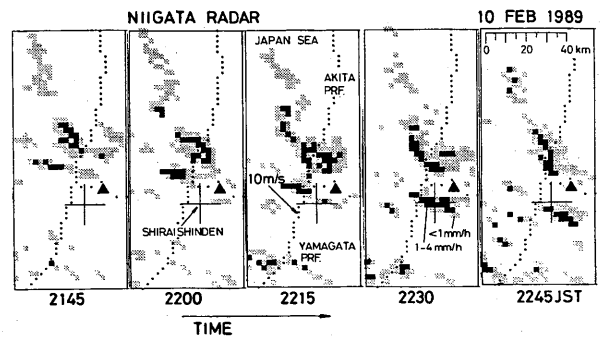
このときの降雪粒子の接写写真と降水強度、質量パラメータ  $b$  の時間変化を、第 3.3.3 図に示す。ここで、質量パラメータ  $b$  とは、降雪粒子の質量 ( $M$ ) - 粒径 ( $D$ ) 関係式、

$$M = aD^b, \quad (3.2.4)$$

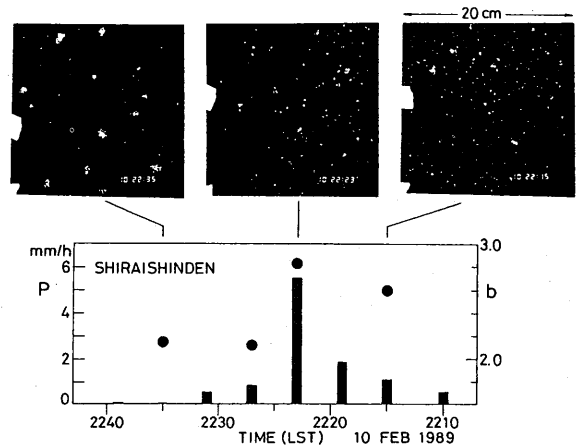
におけるパラメータ  $b$  である。降雪粒子が球状に成長する場合には  $b \sim 3$  であり、板状に成長する場合には  $b \sim 2$  となることが期待される。第 3.3.2 図では、22



第 3.3.1 図 安定層高度の変化. 1989 年 2 月 1 日～11 日, 秋田高層観測資料による。



第 3.3.2 図 レーダエコーの移動. 新潟レーダ, 1989 年 2 月 10 日 21 時 45 分～22 時 45 分, +: 山形県飽海郡遊佐町大字白井新田, ▲: 鳥海山, レーダエコーは約 2 km の高さのものである。



第 3.3.3 図 降雪雲の通過に伴う降雪粒子（上段接写写真）、降水強度（下段棒グラフ）、質量パラメータ  $b$  の時間変化. 1989 年 2 月 10 日山形県飽海郡遊佐町大字白井新田における観測による。質量パラメータ  $b$  については、本文 (3.2.4) 式参照。

時 10 分頃から小さなあられが降り始め、22 時 23 分頃に粒径 4～5 mm の大きなあられが降り最大降水強度約  $5\text{ mm h}^{-1}$  となっている。その後、降水強度が小さく



なり、大きな雪片に変わっている。質量パラメータ  $b$  は、降雪の前半で  $b \sim 3$  であり、降雪の後半で  $b \sim 2$  と変化している。この質量パラメータ  $b$  の変化は、降雪の前半にあられが降り後半に雪片に変化したという降雪粒子の形状の変化と対応するものである。

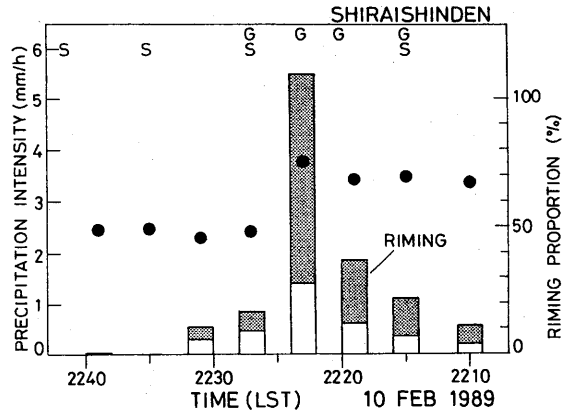
次に、降雪粒子の riming 率の時間変化を、第 3.3.4 図に示す。降雪の前半では riming 率は  $\sim 70\%$  高く、後半に riming 率  $\sim 50\%$  以下になって昇華成長による質量の方が大きくなっている。この riming 率の時間変化は、降雪の前半にあられが降り後半に雪片に変化したという降雪粒子の形状の変化とも対応するものである。

第 3.3.5 図は、riming 率と降水強度との関係を調べたものである。データは、10 日 22 時から 11 日 1 時までの降雪現象についてである。第 3.3.5 図から、降水強度が小さい ( $< 1 \text{ mm h}^{-1}$ ) ときには riming 率  $\sim 50\%$  であるが、降水強度が大きくなるにつれて riming 率が高くなり  $\sim 90\%$  以上となる傾向を指摘できる。降水強度の増大に伴って riming 率が  $100\%$  近くするという第 3.3.5 図の結果から、この事例における降水量の大部分は過冷却水滴によるものであると言える。

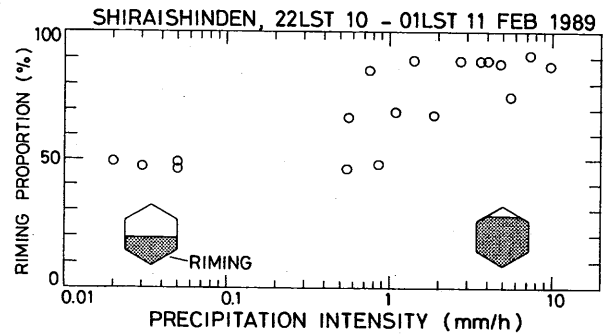
以上のように、降雪雲の通過に伴う降雪粒子は、riming 率の大きな降雪粒子（あられが主体）が降雪の前半に降り、降雪の後半に riming 率の小さな降雪粒子（昇華成長による質量が大きな雪片や雪結晶が主体）が降るとい時間変化をしている。このような降雪粒子の時間変化は、降雪雲の時間変化が小さい場合には降雪粒子の空間分布として考えることができる。すなわち、降雪雲の進行方向の前方部分に riming 率の大きな降雪粒子が、後方部分に riming 率の小さな降雪粒子が分布していると考えられる。したがって、降雪雲内の雲水量や上昇流も進行方向の前方部分に位置すると推定される。

### 3.3.2 安定層の高さと降雪粒子の諸特性との関係

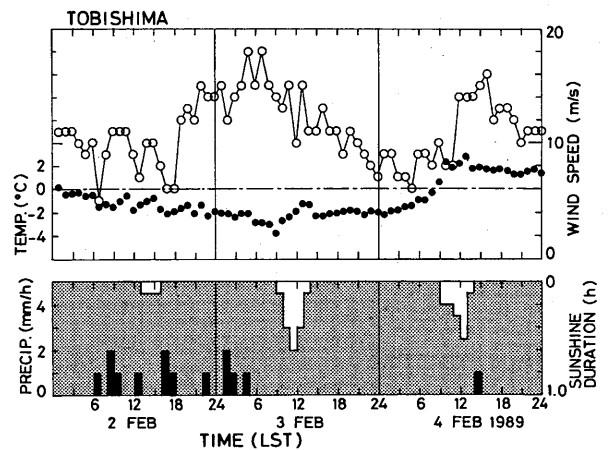
1989 年 2 月 2 日から 4 日にかけて日本海周辺では、北西季節風が卓越する気象条件となった。この期間の秋田上空における安定層の高さは、第 3.3.1 図のように 2 月 2 日夜約 700 hPa から 2 月 4 日夜約 800 hPa へと、次第に低くなった。このとき日本海上で発生した降雪雲が、観測点の山形県酒田市飛島を次々と通過して降雪をもたらしている。ここでは、降雪現象が多く



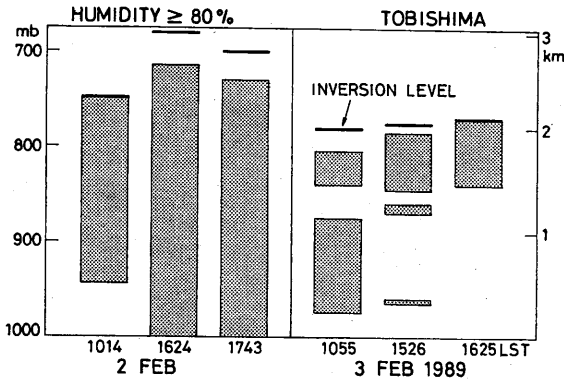
第 3.3.4 図 降雪雲の通過に伴う降水強度（棒グラフ）と riming 率（●印）。棒グラフ内の点域部分は、riming による降水強度を示す。図上部の英字は降雪粒子の種類を表し、G：あられ、S：雪片である。観測日時・場所は、第 3.3.3 図に同じ。



第 3.3.5 図 riming 率と降水強度との関係。1989 年 2 月 10 日 22 時～11 日 1 時、山形県飽海郡遊佐町大字白井新田における観測による。



第 3.3.6 図 各気象要素の変化。1989 年 2 月 2 日～2 月 4 日、飛島地域気象観測データによる。上段○：風速 (m/s)，上段●：気温 (°C)，下段上の棒グラフ：毎時の日照時間 (h)，下段下の棒グラフ：毎時の降水量 (mm)。



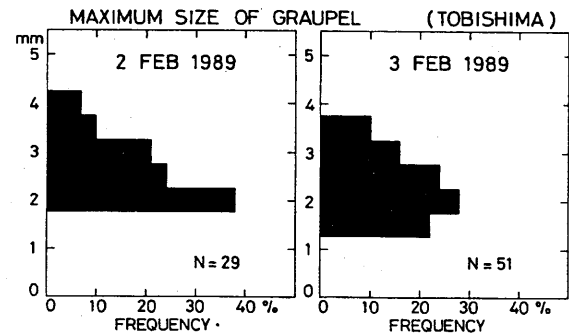
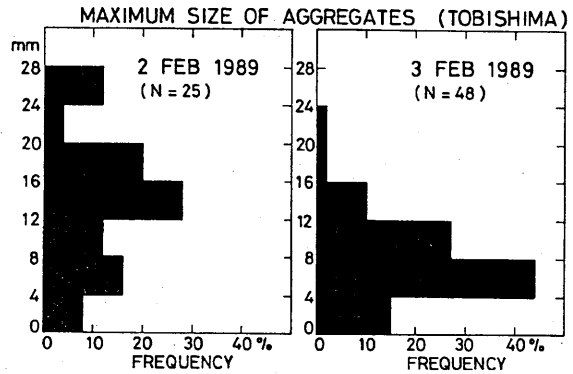
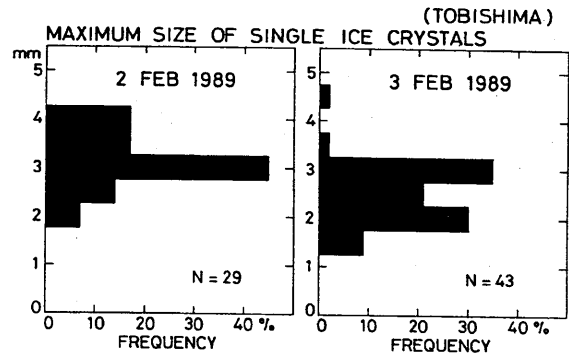
第 3.3.7 図 安定層の高さ (太線) と相対湿度 80% 以上の層 (点域)。1989 年 2 月 2 日と 2 月 3 日の飛島におけるゾンデ観測による。横軸上の 4 桁の数値はゾンデの飛揚時刻が、また縦軸には気圧 (左) と高さ (右) が示されている。

見られた 2 月 2 日と 2 月 3 日の地上降雪観測データについて、安定層の高さと降雪粒子の諸特性との関係を解析する。

まず、第 3.3.6 図に、飛島の 2 月 2 日～4 日における各気象要素の変化を示す。気温は、2 月 2 日は 0℃ から -2℃ へと次第に下降し、2 月 3 日は -2℃～-3℃ と低いままである。降水量は 2 月 2 日 7 時から 2 月 3 日 5 時にかけてでっており、1 時間当たりの降水量では 1～2 mm h<sup>-1</sup> の降雪現象である。日照時間は、2 月 2 日に 0.3 時間、2 月 3 日に 1.6 時間である。まとめると、2 月 2 日は 2 月 3 日より、気温がやや高く、降水量が多く、日照時間が少ない。

次に、第 3.3.7 図に、飛島におけるゾンデ観測による安定層の高さと相対湿度 80% 以上の層を示す。ここで相対湿度 80% 以上の層を示す理由は、降雪雲の雲頂温度に近い -20℃ における氷に対する飽和蒸気圧がほぼ相対湿度 80% であるためである。第 3.3.7 図から、安定層の高さは、2 月 2 日は約 2.4 km～3 km、2 月 3 日は約 2 km と、2 月 2 日の方が高い。また、2 月 2 日の方が、2 月 3 日より相対湿度 80% 以上の層が厚い。

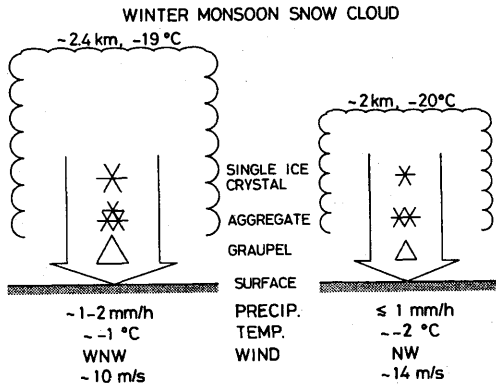
第 3.3.8 図には、2 月 2 日と 2 月 3 日について単結晶、雪片、あられの各観測時刻における最大粒径の頻度分布を示した。それぞれの日に撮影された接写写真から、最大粒径を読み取っている。2 月 2 日も 2 月 3 日も観測時間帯は、午前を中心としたものである。単結晶の大きさは降雪雲内での昇華成長の、雪片の大きさは併合成長の、またあられ粒子の大きさは雲粒捕捉



第 3.3.8 図 雪結晶 (上段)、雪片 (中段)、あられ (下段) の観測時刻における最大粒径の頻度分布。1989 年 2 月 2 日と 2 月 3 日の飛島における接写写真から求めた。

成長の程度を表していると考えられる。また、それぞれの最大粒径を選ぶ理由は、降雪雲内での最大の成長過程を経た降雪粒子が降雪機構を良く反映していると考えられるため、雲底下での昇華の影響をできるだけ避けるため、である。第 3.3.8 図から、単結晶、雪片、あられ粒子のどれも、2 月 2 日の方が 2 月 3 日より大きな粒子が観測されている。この理由は、2 月 2 日のように降雪雲の背が高く湿潤層も厚い場合には、昇華成長、併合成長、雲粒捕捉成長のどれもが促進されるためと考えられる。

以上の結果を、第 3.3.9 図に模式的に示した。すなわち、安定層の高さがより高く湿潤層が厚い気象条



第 3.3.9 図 1989 年 2 月 2 日と 2 月 3 日の飛島における安定層の高さと降雪粒子の諸特性との関係を示す模式図。

件下の降雪雲からの方が、より大きな雪結晶、大きな雪片、大きなあられが地上にもたらされる。

### 3.4 結 び

降雪粒子は、降雪雲の中で起こっている降雪機構からの出力である。したがって、個々の降雪雲からの降雪粒子は、降雪雲の発達段階や降雪雲の高さなどによってその諸特性が変化することが考えられる。降雪雲の通過に伴う降雪粒子の諸特性の変化の典型例を、1989 年 2 月 10 日夜（安定層の高さが約 5 km）の降雪現象について解析した。また、安定層の高さと降雪粒子の諸特性との関係を 1989 年 2 月 2 日～3 日（安定層の高さが約 2～3 km）の降雪現象について解析した。その結果、次のことが示された。

- (1) 降雪雲の通過に伴う降雪粒子は、riming 率の大きな降雪粒子（あられが主体）が降雪の前半に降

り、降雪の後半に riming 率の小さな降雪粒子（昇華成長による質量が大きな雪片や雪結晶が主体）が降るという時間変化をしている。

- (2) 安定層の高さがより高く湿潤層が厚い気象条件下の降雪雲からの方が、大きな雪結晶、大きな雪片、大きなあられが地上よりもたらされる。

### 参考文献

- Auer, A. H. and D. L. Veal, 1970: The dimension of ice crystals in natural clouds. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 919-926.
- Harimaya, T., 1976: The embryo and formation of graupel. *J. Meteor. Soc. Japan*, **54**, 42-51.
- , and M. Sato, 1989: Measurement of the riming amount on snowflakes. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser., VII*, **8**, 355-366.
- Heymsfield, A., 1972: Ice crystal terminal velocities. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1348-1357.
- Locatelli J. D. and P. V. Hobbs, 1974: Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.* **79**, 2185-2197.
- Pflaum, J. C., J. J. Martin and H. R. Pruppacher, 1978: *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 179-187.
- 松本誠一, 1987: 新総観気象学—大気を診断し予測する—。東京堂出版。192pp.
- 三瓶次郎・川添信房, 1976: 冬季、寒気ドームの通過に伴う東北地方日本海側におけるレーダエコーの形状と特性の変化。研究時報, **28**, 189-200.

## 第4章 降雪雲の微物理構造（ゾンデ観測）

### 4.1 観測手法\*

#### 4.1.1 はじめに

陸地による変質を受けない海上の降雪雲を観測する為、山形県酒田市の沖合 30 km に位置する飛島から、飛揚型雲粒子ゾンデ及びレーウィンゾンデ（RS80型）をゴム気球に搭載して飛揚し、雪雲の内外の気象場・雲粒子・降水粒子の鉛直分布を測定した。航空機からは雲粒子ドロップゾンデ・気象ドロップゾンデを用い、ドップラーレーダサイトと連携をとった機動性の高い直接観測を実施し、発達期・最盛期の雪雲の内外の気象場・雲粒子・降水粒子の分布を測定した。以下に飛揚型雲粒子ゾンデと雲粒子ドロップゾンデの概要について述べる。

#### 4.1.2 飛揚型雲粒子ゾンデ

飛揚型雲粒子ゾンデ（Hydrometeor Videosonde; HYVIS）は雲の微物理構造を測定するために、1980年代後半に気象研究所で開発されたものである。その詳細は Murakami and Matsuo (1990) 及び村上 (1998) に譲り、ここではその概要を紹介する。

##### ① 測定原理と構成

HYVIS は気球に搭載され、 $5\sim 6\text{ m s}^{-1}$  で上昇しながら雲粒子・降水粒子を透明なフィルム面上に捕集する。捕集された粒子は、フィルム下方に位置する倍率の異なる光学系を有する2台の小型 CCD ビデオカメラにより撮影される。最初の4秒間は、顕微鏡カメラ（A）で  $5\ \mu\text{m}$  から  $1\ \text{mm}$  の小さな粒子を撮影し、次の6秒間で接写カメラ（B）で  $0.2\ \text{mm}$  から  $18\ \text{mm}$  の大きな粒子を撮影する。この6秒間の最後の1秒間で新しいフィルム面を引き出す。2台のビデオカメラで取得した粒子の映像信号は、FM 変調され、 $1687\ \text{MHz}$  のマイクロ波で地上にリアルタイムで伝送される（第4.1.1図）。

HYVIS は第4.1.2図に示すように、粒子捕捉部・撮影部・制御回路部・送信部・電源部から成っており、 $225\ \text{mm}\times 152\ \text{mm}\times 410\ \text{mm}$  の大きさで、約  $1.4\ \text{kg}$  の重量である。

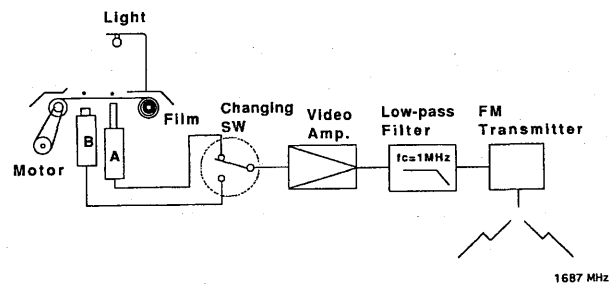
##### ② システムの構成

第4.1.3図に示すように、HYVIS はレーウィン

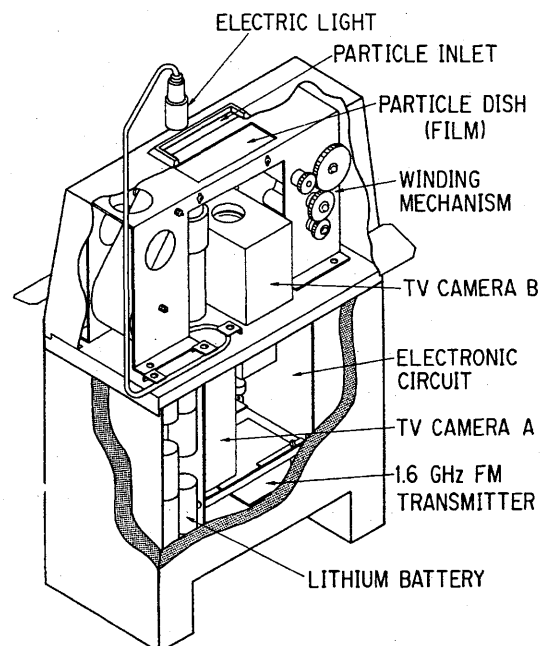
ゾンデと一緒に同一の気球は搭載され、飛揚される。

HYVIS からの映像信号は  $1687\ \text{MHz}$  のマイクロ波を用い、レーウィンゾンデからの気象信号は  $1673\ \text{MHz}$  のマイクロ波を用いて地上に伝送する。

HYVIS とレーウィンゾンデから送られる信号は1つのパラボラアンテナ（直径  $1.2\ \text{m}$ ）で受信され、プリアンプを通して分波器に送られ、映像用の受信機と気象信号用の受信機に送られる。映像用の受信機は、通常のレーウィンゾンデ受信に用いられている簡易型の設備（SAR-4）に映像復調用の広帯域 FM 復調機能を付加したものである。受信された映像信号は Video Mixer でタイムコードを付加された後、モニター上に

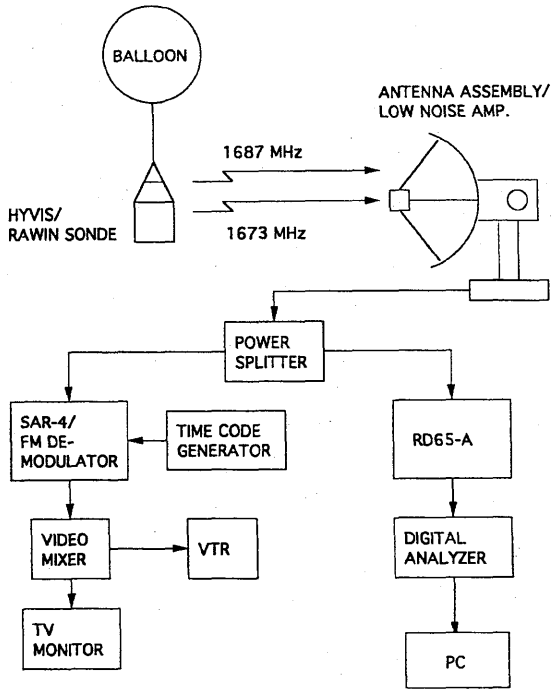


第4.1.1図 雲粒子ゾンデの動作原理。

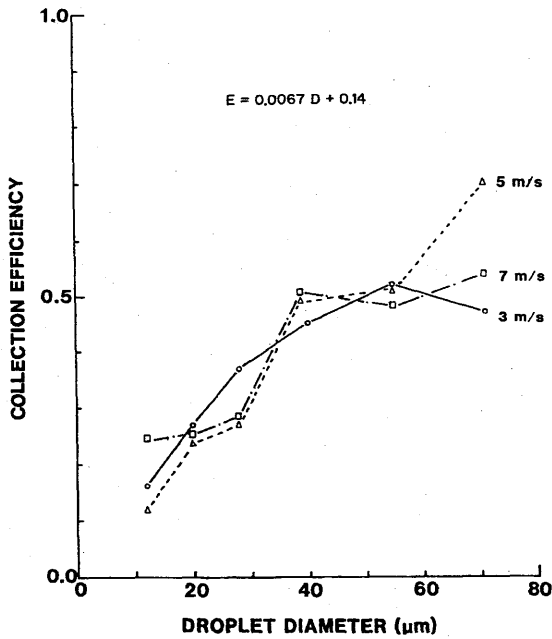


第4.1.2図 雲粒子ゾンデの外観。

\* 村上正隆：物理気象研究部



第 4.1.3 図 雲粒子ゾンデ観測システム.



第 4.1.4 図 雲粒子ゾンデの粒子捕捉率.

リアルタイムで表示され、同時に VTR にも収録される。レーウィンゾンデからの気象信号は通常の受信機 (RD-65A) で受信され、ディジタイザーを通して気象要素解析用の PC に送られる。

③ 粒子の数濃度、質量濃度の算出

フィルム上に捕集した雲粒子・降水粒子の数から大気中の数濃度を算出するためには、HYVIS のこれ

らの粒子に対する捕捉率を知る必要がある。実際、気球に吊り下げられ上昇する HYVIS の運動は複雑で、捕捉率に影響を及ぼす。しかし、ここでは単純化して、上昇する HYVIS に相対的な気流は常にフィルム面に垂直に当たると仮定して、風洞実験から捕捉率を求めた。第 4.1.4 図に示すように、粒子直径が 12 μm から 70 μm に増大するとともに捕捉率 E は増加する。また、風速 3~7 m s<sup>-1</sup> の範囲では顕著な風速依存性は見られない。

捕捉率は第 4.1.4 図に示したデータの回帰直線

$$E = 0.0067D + 0.14 \quad (4.1.1)$$

を 130 μm まで外挿して用いている。130 μm 以上の水滴に対する捕捉率は 1 としている。

氷晶や雪片に対する捕捉率を実験的に決定するのは水滴の場合と較べると一層困難である。屋外において、Magono and Tazawa (1966) と同様の実験から 0.77 という捕捉率を得たが、バラツキが大きく信頼性が低いため、水滴と同じ粒径と捕捉率の関係式を用いて数濃度を算出した。

雲粒子・降水粒子の空間質量濃度を算出するためには、粒子画像から個々の粒子の質量を求めなければならない。シリコン樹脂系撥水剤で処理したフィルムを用いることによって、ほぼ半球状の水滴が得られ、水滴の球相当径 y はビデオ画像から得られる測定径 x から以下の関係で求まる。

$$y = 0.74x \quad (4.1.2)$$

氷晶・雪片・あられの質量は、これらの粒子の大きさと質量に関する粒子の形状別の実験式 (Davis, 1974, Magono and Nakamura, 1965) を用いて求めた。

4.1.3 雲粒子ドロップゾンデ

このプロジェクトでは新たに雪雲の直接観測の機動性を高め、狙った雪雲の追跡観測を可能にするため、航空機を用いて雲の上方から投下する雲粒子ドロップゾンデと気象ドロップゾンデを開発した。気象ドロップゾンデは通常の RS80 型レーウィンゾンデのケーシングをドロップゾンデ用に変更し、直径 60 cm の円形傘を使用し約 8 m s<sup>-1</sup> で降下するもので、他に大きな変

更点はない。ここでは雲粒子ドロップゾンデについて説明する。雲粒子ドロップゾンデには2つのバージョンがある。1つは、航空機から雲粒子ドロップゾンデを投下し、ゾンデからの信号を航空機の胴体下部に取付けた追尾式アンテナ（第 4.1.5 図）で受信するタイプのもので、アンテナのビーム幅が水平 40° 垂直 20° と広く、利得が小さいため、ゾンデの送信出力は 5 W と大きい。そのため、総重量も 6 kg となり、パイロットパラシュートとメインパラシュートからなる二段式パラシュートを採用して、開傘時の衝撃を緩和している。姿勢を安定化するためにメインパラシュートには十字傘を使用し、地上付近では約  $6 \text{ m s}^{-1}$  で降下するように設計した。もう1つは、航空機から投下して、地上で信号を受信するタイプのものである。地上設置型の自動追尾アンテナはビーム幅が狭く、利得も大きいので、ゾンデの送信出力を 0.5 W に、重量も 2.5 kg

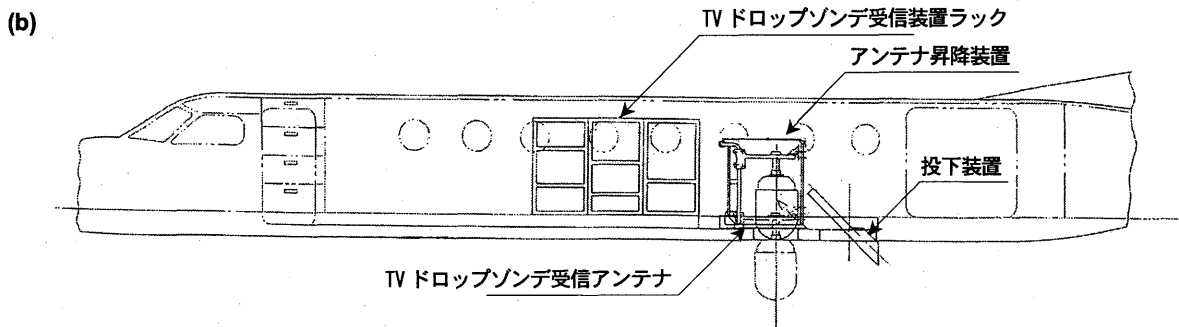
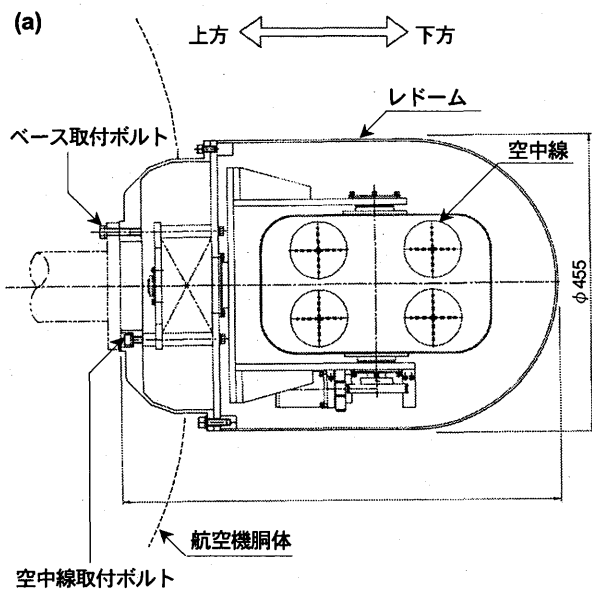
に軽減することができた。そのため、一段式パラシュート（直径 1.2 m の円形傘）を使用して地上付近では約  $6 \text{ m s}^{-1}$  で降下するように設計した。ここでは後者について説明する。

① 動作原理と構成

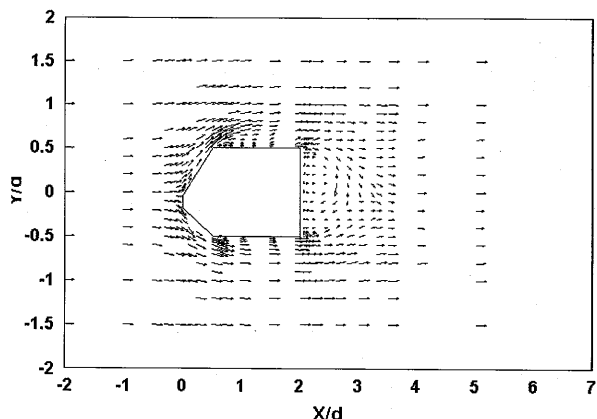
雲粒子ドロップゾンデの動作原理は飛揚型雲粒子ゾンデと類似している。主要な相違点は、粒子の捕捉方法である。落下中の雲粒子ドロップゾンデの周囲の気流構造を風洞実験で調べたところ、第 4.1.6 図に示すように前面（下向きの捕集面）の近傍ではゾンデに相対的な気流がゾンデの降下速度の 40~60 % にまで減速し、 $1\sim 4 \text{ m s}^{-1}$  で落下する雪片やあられ粒子を捕捉するのは困難であることが予備実験で明らかとなった。そこで、粒径の小さな雲粒子はゾンデ下方の 16 mm フィルム上に慣性衝突で捕捉し、大きな降水粒子はゾンデ上方（後面）にできる wake 内を自由落下させ 35 mm フィルム上に捕捉する方式を採用している（第 4.1.7 図参照）。雲粒子ドロップゾンデは第 4.1.7 図に示すように、粒子捕捉部（上下 2ヶ所）、撮影部（上下 2ヶ所）、気象要素測定部、制御回路部、送信部、電源部から成っており、直径 180 mm 長さ 616 mm（アンテナ部を含む）で、重量 2.5 kg である。気温・相対湿度・気圧センサーが雲粒子ドロップゾンデに組み込まれ一体型となっているのも飛揚型雲粒子ゾンデとの相違点である。

② システムの構成

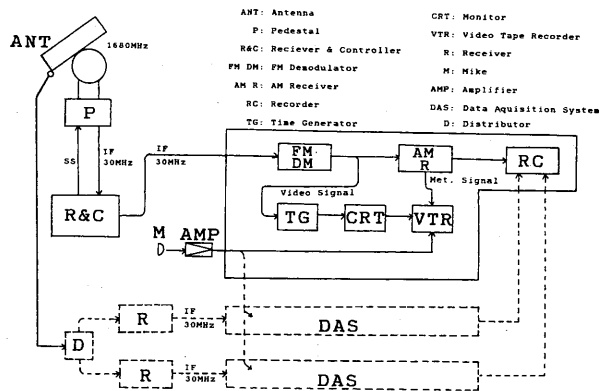
システム構成も第 4.1.8 図に示すように、飛揚型雲粒子ゾンデと類似している。主要な相違点は、映像信号と気象信号を一つの周波数（1687 MHz）のマイクロ波を用いて伝送している点である。第 4.1.9 図に示すように、1 MHz の映像信号帯域の外縁部（997



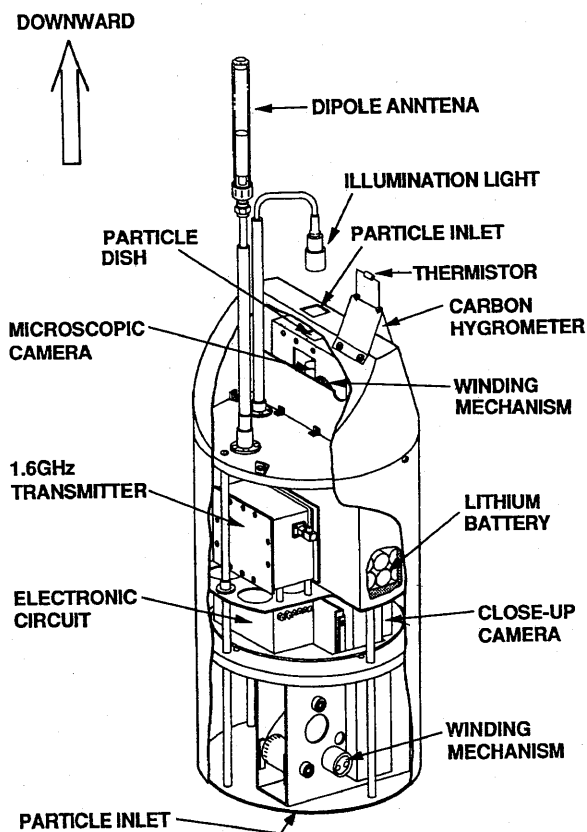
第 4.1.5 図 雲粒子ドロップゾンデの追尾式受信アンテナ(a)と航空機に搭載した雲粒子ドロップゾンデシステム(b)。



第4.1.6図 雲粒子ドロップゾンデの周辺の気流構造.



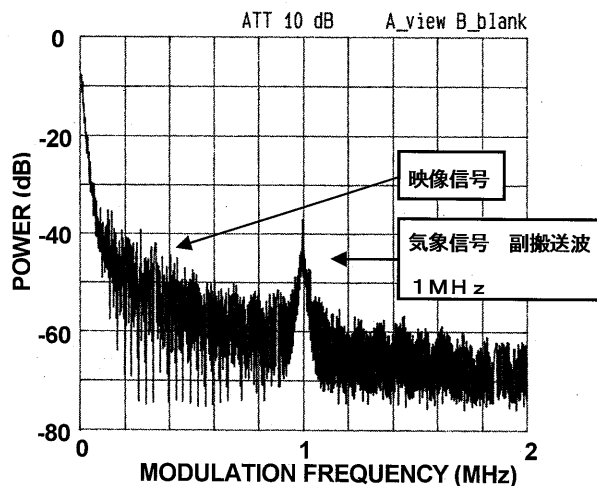
第4.1.8図 雲粒子ドロップゾンデシステム.



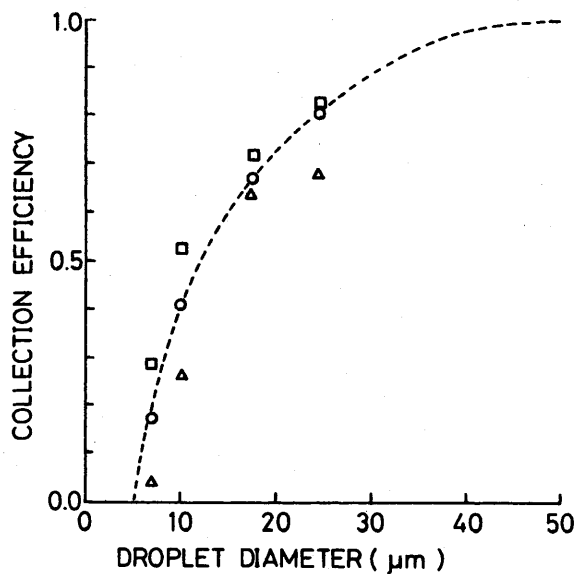
第4.1.7図 雲粒子ドロップゾンデの外観.

KHz) にサブキャリアをたてて気象信号を伝送することにより、個々のドロップゾンデが使用する電波の帯域を狭め、気象観測用の周波数帯 (1660~1690 MHz) 内で、同時に複数のゾンデを用いて観測することが可能となった。

地上の受信装置で受信された映像信号と気象信号が重畳した信号は、FM 復調器を通して映像信号を取り出し、AM 復調器を通して気象信号を取り出す。検波された映像信号はリアルタイムでモニター上に表示



第4.1.9図 雲粒子ドロップゾンデの伝送信号スペクトラム.



第4.1.10図 雲粒子ドロップゾンデの粒子捕捉率.

されると同時に VTR に収録される。一方、気象信号は音声帯域に収録され、off line 処理で気象要素に変換される。ドロップゾンデの降下姿勢を安定化させるため、25 m のコードを使用している。

### ③ 粒子の数濃度・質量濃度の算出

フィルム上に捕集した雲粒子・降水粒子の数から大気中の数濃度を算出するのに必要な捕捉率は、ゾンデ下方（前面）の 16 mm フィルムへの慣性衝突については、HYVIS の場合と同様に風洞実験から求められている。第 4.1.10 図に示すように、フィルムが 35 mm から 16 mm へと幅が狭くなった分だけ捕捉率が向上している。一方、ゾンデ上方（後面）にできる wake 内を自由落下して、35 mm フィルム上に捕集される場合の捕捉率は、次の 2 つの理由で現在のところ定量化は難しい。1 つはゾンデ下方での雪粒子の衝突、もう 1 つはゾンデ後面の wake 中の気流の乱れ（非定常）のため、モデル計算も困難である。ただし、雪雲内で 35 mm フィルム上に捕捉した降雪粒子の数と予想される雲内降雪粒子濃度から、35 mm フィルムに対する捕捉率は 0.01~0.1 程度と推測される。最盛期の雪雲の中では 35 mm フィルム上に雪片やあられが捕捉されて

おり、降雪粒子濃度が高い・低い程度の定性的情報であれば得られる。

空間質量濃度を求める際に必要な、フィルム上における水滴径と球相当径の関係式や、色々な結晶形別の氷晶・降雪粒子の大きさと質量の関係式は HYVIS の場合と同じものを使用している。

### 参考文献

- Davis, C. I., 1974: Ice nucleating characteristics of various AgI aerosols. Ph.D. thesis, University of Wyoming, 259 pp.
- Magono, C., and T. Nakamura, 1965: Aerodynamic studies of falling snowflakes. *J. Meteor. Soc. Japan*, **43**, 139-147.
- , and S. Tazawa, 1966: Design of a "snow crystal sonde." *J. Atmos. Sci.*, **23**, 618-625.
- Murakami, M. and T. Matsuo, 1990: Development of hydrometeor videosonde (HYVIS). *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **7**, 613-620.
- 村上正隆, 1999: 雲粒子ゾンデ. 気象研究ノート第 194 号「気象測器高層気象観測篇」, 63-77.



## 4.2 ゾンデ観測の統計\*

### 4.2.1 はじめに

観測領域として選択した山形県酒田沖は日本海寒帯気団収束帯(浅井, 1988)や渦状擾乱に伴いメソスケールに組織化した降雪雲システムの出現頻度が低く、通常の大陸からの寒気吹き出し時に形成される孤立型、L型(longitudinal mode)、T型(transverse mode)の比較的背の低い降雪雲が頻繁に出現する。2章でも述べたように、孤立型、L型、T型を合わせると出現頻度で60%以上、全体の降水量に占める割合も45%と多い。

これら降雪雲の平均的な内部構造(鉛直構造)を、熱力学・力学・雲微物理学的視野から調べた例はこれまでほとんどない。Magono *et al.* (1973) や Isono *et al.* (1966) があるのみである。これらの降雪雲の内部構造の把握は、降水機構解明に必須であり、降雪予測精度向上や降雪雲の人工調節可能性の評価の基礎資料となるものである。

4冬期間(1989 2.2~2.10, 1990 1.30~2.13, 1991 2.1~2.12, 1992 2.1~2.9)に飛島で実施した約40回の雲粒子ゾンデ観測(雲粒子ドロップゾンデ観測を含む)と約80回のレーウィンゾンデ観測(気象ドロップゾンデ観測を含む)の結果を統計的に処理し(ここでは冬型気圧配置に分類される総観場に該当する、それぞれ30回と40回の事例のみを対象とした)、雪雲とそれが形成した対流混合層の平均的構造を報告する。

### 4.2.2 解析方法

CAPE (Convective Available Potential Energy), DCAPE (Downdraft Convective Available Potential Energy), CIN (Convective Inhibition), LCL (Lifting Condensation Level) はレーウィンゾンデのオリジナルデータを10 hPa 間隔に平均した薄い層ごとに計算し、その最大値とした。DCAPEはCAPEとは逆センスで、負の浮力を上方から下方に向かって積分したもので、下降流の強さの目安となるものである。

混合層上端高度は、高度差100m以上の逆転層(または等温層)の下端または相対湿度が(氷飽和-10%)以上の層の上端の高度で定義した。

気温、相対湿度、温位、相当温位、比湿、風向風速やそれらの高度変化率の鉛直分布は、高度100m間隔

に内挿したデータを用いて議論する。鉛直流は高度250m毎に平均した気球の上昇速度の平均値からの偏差を求めた。雲粒子ゾンデ観測のデータに関しては、放球後約1分(高度300m)は巻下げ器が作動中のため、鉛直流の計算から除外した。このようにして求めた鉛直流には、 $\pm 1 \text{ m s}^{-1}$ 程度の不確定性があることに注意を要する(浅井, 1968)。

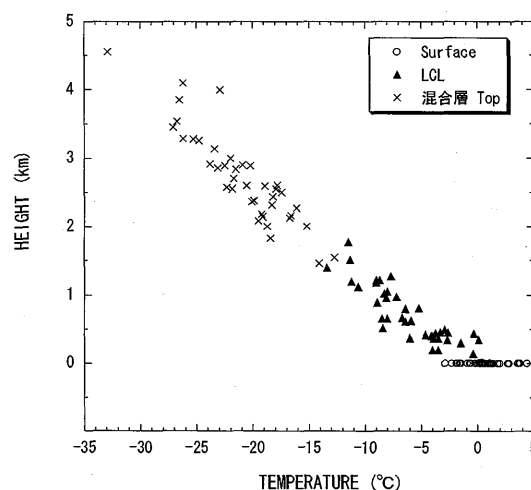
雲粒子(ドロップ)ゾンデで測定した雲微物理量は250m間隔で平均したものを使用した。

### 4.2.3 結果

#### 4.2.3.1 熱力学構造

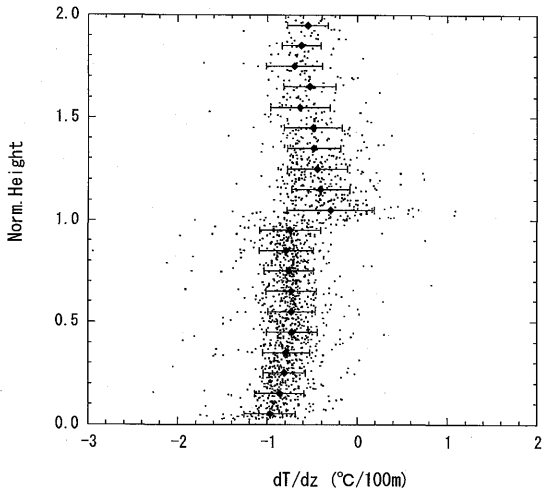
第4.2.1図に混合層上端(雲頂)、持上凝結高度(雲底)、地上の気温と高度の関係を示す。地上気温は、 $+5^\circ\text{C} \sim -3^\circ\text{C}$ の間に分布し、LCLは $0^\circ\text{C} \sim -14^\circ\text{C}$ 、200m~1800m、混合層上端は $-13^\circ\text{C} \sim -33^\circ\text{C}$ 、1500m~4500mの間に分布することが分かる。

混合層上端高度で規格化した高度と気温減率の関係(第4.2.2図)を見ると、最下層で気温減率が $-1^\circ\text{C}/100\text{m}$ とほぼ乾燥断熱減率となっている。しばしば、超乾燥断熱減率も見られる。雲層では $-0.7^\circ\text{C} \sim -0.8^\circ\text{C}/100\text{m}$ で、概ね湿潤断熱減率となっている。雲頂付近には、ほとんどの場合に $0^\circ\text{C} \sim +3^\circ\text{C}$ の安定層(等温層または逆転層)が見られ、高度100m平均でも $-0.3^\circ\text{C}/100\text{m}$ と顕著な気温減率の変化を示した。雲頂より上方では気温減率は $-0.5^\circ\text{C} \sim -0.6^\circ\text{C}/100\text{m}$ で、弱安定な

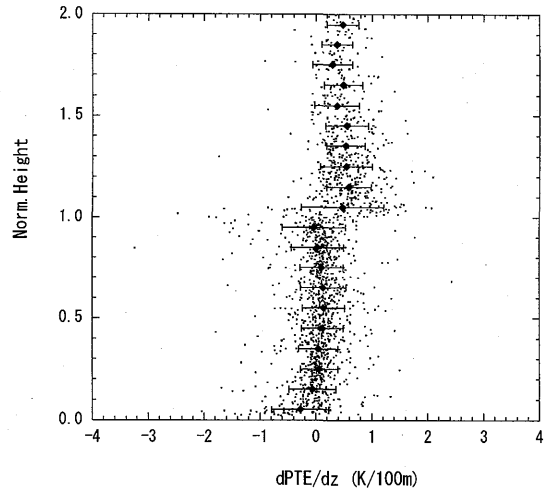


第4.2.1図 混合層上端(雲頂; ×), 持ち上げ凝結高度(雲底; ▲)の気温と高度の関係と地上気温; ○。

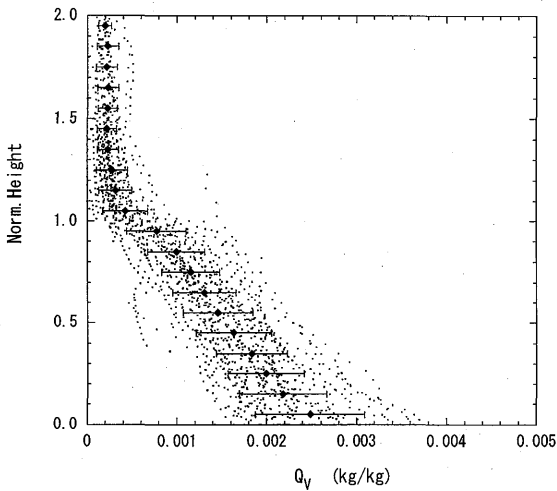
\* 折笠成宏, 村上正隆: 物理気象研究部



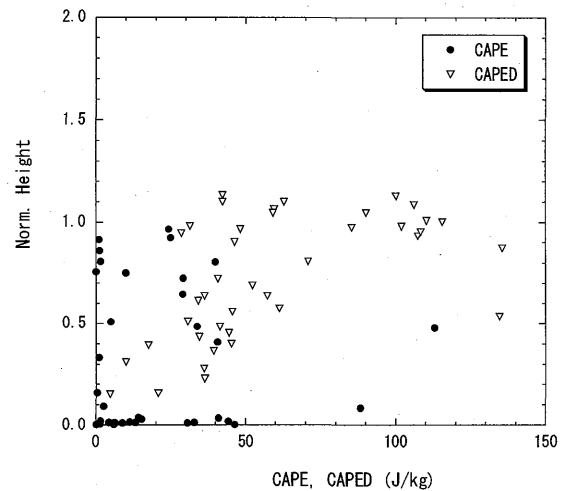
第 4.2.2 図 混合層上端高度で規格化した高度と気温減率の関係。◆印と | は規格化高度 0.1 毎の平均値と標準偏差。



第 4.2.4 図 第 4.2.2 図と同様。ただし、相当温位の高度変化率について。



第 4.2.3 図 第 4.2.2 図と同様。ただし、比湿について。



第 4.2.5 図 混合層上端高度で規格化した高度と CAPE および DCAPE の最大値の関係。

成層となっている。

湿度の鉛直分布は、相対湿度でみると地上付近では 60%~100%、雲層では 85%~100%で、雲頂で急激に減少し雲頂より上方では 20%~30%となっている(図省略)。雲底下は降水の影響のない所では 60%~70%と比較的乾燥しているのが特徴である。比湿で見ると(第 4.2.3 図)、地上で 2~4 g kg<sup>-1</sup>の値が、雲頂まで連続的に減少し、雲頂付近で 1~2 g kg<sup>-1</sup>から 0.5 g kg<sup>-1</sup>以下に急激に減少し、それより上方ではごく緩やかに減少する分布を示している。対流混合層の構造の典型としてとりあげられる地上-雲底間で比湿一定という分布は見られない。これは、冬期日本海上の対流混合層内に発達する雲は降水を伴い、降水粒子の地上付近

での蒸発が地上付近の比湿を増加させていると考えられる。もう一つの原因として、後述するように雲頂付近が不安定成層となっているため雲頂エントレインメントにより上空の乾燥空気が下方に輸送されることも考えられる。

相当温位の高度変化率を規格化した高度の関数として見ると、最下層(NH=0~0.2)では、負の値となり分散も大きくなっている(第 4.2.4 図)。これから最下層では対流不安定な成層をしており、不安定度も時折大きくなっていることが分かる。それより上方、雲頂付近までは変化率は一般的に 0~0.2 K/100 m と小さく、中立的な成層をしていることが分かる。一般的に雲頂直上では変化率が 0~2 K/100 m と強い安定層が存在

し、それより上方で 0.5K/100m 程度で安定な成層をしている。しかし、雲（対流混合層）の上部、雲頂付近では所々-1~-2K/100m に達する不安定成層が存在している。

CAPE 及び DCAPE の最大値の出現高度を、対流混合層高度で規格化してプロットしたのが第 4.2.5 図である。CAPE の最大値は混合層の下層-中層に多く出現し、その値は通常  $50 \text{ J kg}^{-1}$  程度で、最大でも  $150 \text{ J kg}^{-1}$  程度である。DCAPE の最大値は雲の上部、雲頂付近に出現し、CAPE より少し大きめの値となっている。CAPE と DCAPE には相関はなく（図省略）、単純に相当温位の線型な高度変化（減少）に寄因するものではなく、下層に局在する高相当温位気塊または、雲頂付近に局在する低相当温位気塊によるものと考えられる。後者は、雲頂からの低相当温位気塊（乾燥気塊）のエントレインメントを示唆しているものと考えられる。CIN は  $20 \text{ J kg}^{-1}$  以下と小さく、ほとんどの場合、強制的に持ち上げることなく対流が開始する。換言すると、どこでも容易に対流が開始する状態にあることが分かる。

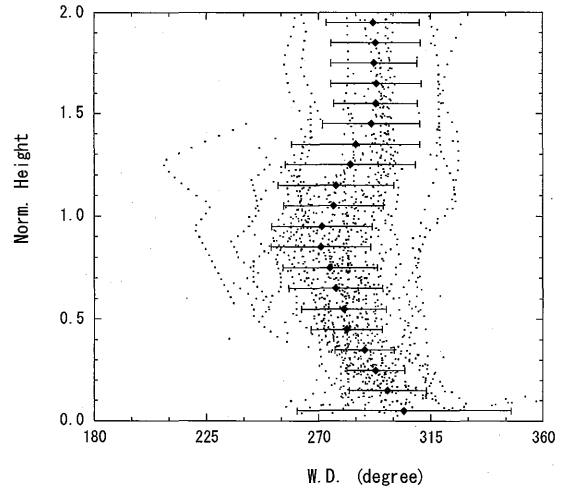
#### 4.2.3.2 力学的構造

風向は、混合層内では  $250^\circ \sim 350^\circ$  の範囲にあり、高度とともに北西から西に反時計回りに変化し、混合層より上方では西北西で大きな変化は見られない（第 4.2.6 図）。風速は、混合層内では  $20 \text{ m s}^{-1}$  以下で、比較的一様であるが、混合層より上端付近で急激に増加している（第 4.2.7 図）。混合層内の風向・風速の高度変化率を詳しく見ると（図省略）、下層ほど風向・風速の変化率が大きくなっていることが分かる。

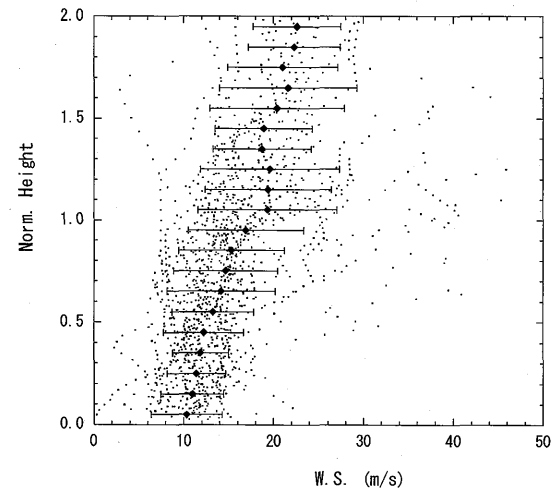
ゾンデの上昇速度偏差から求めた鉛直流の最大値の出現高度を混合層高度で規格化した高度で表示したのが第 4.2.8 図である。上昇流の最大値（高度 250 m 平均）は約  $5 \text{ m s}^{-1}$  で、下降流の最大値は  $3 \text{ m s}^{-1}$  程度であった。上昇流のピークは混合層の中部、換言すると雲中に見られることが多く、下降流のピークは混合層の中、下部、雲層下部あるいは雲底下に見られることが多いことが分かる。

#### 4.2.3.3 雲の微物理構造

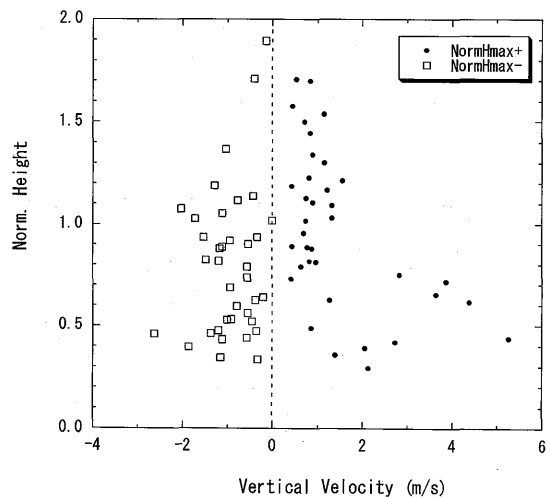
対流性降雪雲の微物理構造（雲水量、雲粒数濃度、氷晶数濃度、降雪粒子数濃度、あられ粒子数濃度、雨



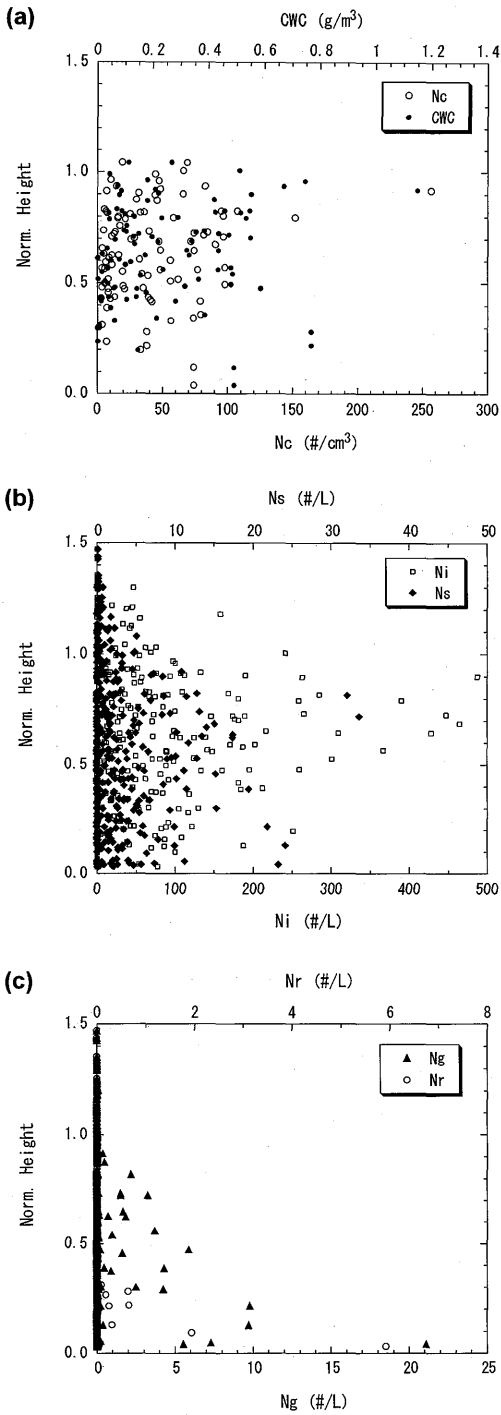
第 4.2.6 図 第 4.4.2 図と同様。ただし、風向の関係について。



第 4.2.7 図 第 4.4.2 図と同様。ただし、風速の関係について。

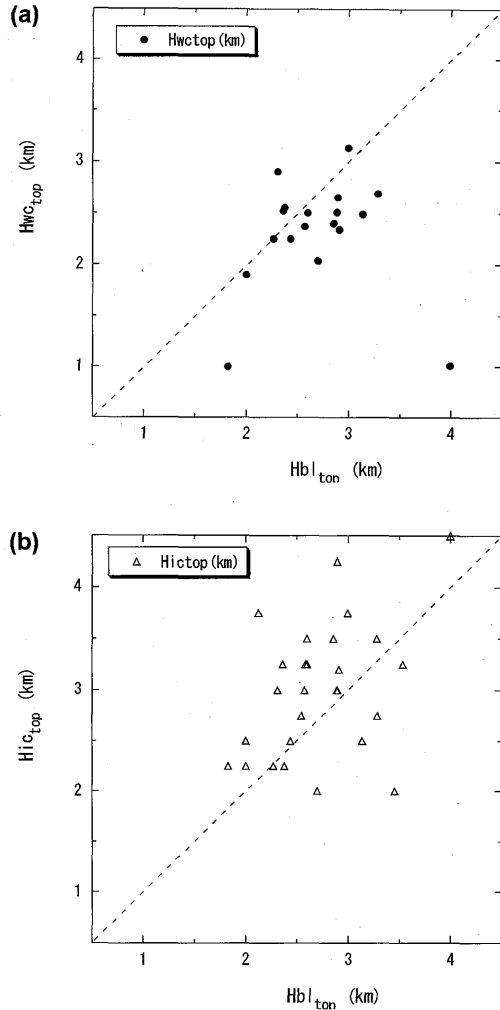


第 4.2.8 図 上昇流；●と下降流；□の最大値と混合層上端高度で規格化した高度の関係。



第 4.2.9 図 混合層上端高度で規格化した高度と各種雲理量の関係。(a)雲粒数濃度  $N_c$ ; ○と雲水量  $CWC$ ; ●, (b)氷晶数濃度  $N_i$ ; □と雪粒子数濃度  $N_s$ ; ◆, (c)あられ粒子数濃度  $N_g$ ; ▲と雨滴数濃度  $N_r$ ; ○。

滴数濃度)の鉛直分布を、混合層高度で規格化した高度で第 4.2.9 図に示す。雲水量は高度とともに増加し最大  $1 \text{ gm}^{-3}$  程度である。これは地上付近の空気塊を持ち上げたときの断熱凝結量に近い値である。雲粒数濃度は最大  $300 \text{ 個 cm}^{-3}$  程度である。氷晶数濃度は数  $100 \text{ 個 L}^{-1}$  以下で、雲の上部で大きな値を示すことが多い。



第 4.2.10 図 水雲の雲頂高度と対流混合層上端高度(a)と氷晶雲と対流混合層上端高度(b)の関係。

$200 \mu\text{m}$  以上の降雪粒子の数濃度は、数  $10 \text{ 個 L}^{-1}$  以下である。雲頂付近で低濃度となっている以外には、顕著な高度変化傾向は見られない。あられ粒子の数濃度は  $10 \text{ 個 L}^{-1}$  以下となっている。

第 4.2.10 図に水雲と氷晶雲の雲頂高度と混合層上端高度の関係を示す。氷晶雲の大部分は、その雲頂部が混合層上端の安定層を貫通して、その上方に吹き出していることを示唆している。一方、水雲の大部分は、雲頂が混合層上端の安定層の下方にとじ込められていることが分かる。この差は主に水と氷の飽和水蒸気圧の差、換言すると、蒸発速度の差に寄因していると考えられる。混合層上端より上方での氷晶雲の存在は、雲・降水粒子による安定層を横切る水物質の輸送を示唆するものである。

#### 4.2.4 まとめ

冬期間に山形県酒田市飛島で実施された約 40 回の雲粒子 (ドロップ) ゾンデ観測と約 80 回のレーウィンゾンデ観測の結果を解析し、寒気吹き出し時に発達する対流混合層とその中に形成される孤立型、L 型、T 型の降雪雲の平均的な鉛直構造を調べた。その結果、以下のことが示された。

- (1) 対流混合層の温度成層は、最下層で乾燥断熱あるいは超乾燥断熱減率で、それより上方に雲頂高度までは湿潤断熱減率、雲頂付近に逆転層、さらに上方は弱い安定成層からなり、典型的なプロファイルを示した。しかし、雲底下に等比湿層は見られず、地表から雲頂までほぼ一様に減少していた。これは降水の蒸発の影響と考えられ、その影響の弱い所では、ほぼ等比湿層となり、地表付近では相対湿度 60~70% と乾燥していた。
- (2) 地表付近の高相当温位気塊のもつ CAPE は最大で  $150 \text{ J kg}^{-1}$  程度で、雲頂付近の低相当温位気塊の持つ DCAPE はそれより多少大きめの値となった。
- (3) 混合層内の水平風は最下層を除くとほぼ一様で、多くの場合風速は  $20 \text{ m s}^{-1}$  以下であった。上昇流の最大値は  $5 \text{ m s}^{-1}$  程度で、雲層に見られることが多く、下降流の絶対値は上昇流の半分程度であった。

- (4) 雲水量は雲の上部ほど大きく、断熱凝結量に近い値を示すこともあった。氷晶数濃度は雲頂付近で高く、最大で数  $100 \text{ 個 L}^{-1}$  であった。一方、降雪粒子の数濃度は数  $10 \text{ 個 L}^{-1}$  程度であった。自然の氷晶発生過程が顕在化する前には十分な過冷却雲水を含み、シーディングに適した雲であるが、一旦氷晶発生過程が顕在化すると、十分な数の氷晶・降雪粒子が過冷却雲水を消費し、シーディングによる人工降雪が難しい状態となる。シーディングに適した雲・タイミングを見出すことが重要であると思われる。

#### 参考文献

- Asai, T., 1968: An analysis of convective activity in the atmosphere using rawinsonde data. *Tenki*, **15**, 109-115 (in Japanese).
- 浅井富雄, 1988: 日本海豪雪の中規模的様相. *天気*, **35**, 156-161.
- Isono, K., M. Komabayashi, T. Takahashi and T. Tanaka, 1966: A physical study of solid precipitation from convective clouds over the sea. Part II. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 218-226.
- Magono, C. and C.W. Lee, 1973: The vertical structure of snow clouds, as revealed by "snow crystal sondes", Part II. *J. Meteor. Soc. Japan*, **51**, 176-190.

### 4.3 孤立型対流性降雪雲\*

#### 4.3.1 はじめに

ユーラシア大陸から吹き出してくる寒気団は日本海を渡るときに相対的に暖かい海面から大量の熱と水蒸気を受けとる。その結果、湿潤で不安定な成層をした境界層内で活発な積雲対流が発達し、風下に位置する日本海沿岸地域に強い降雪をもたらす。このようにして生成された大量の降雪は時々交通機関や住宅等に大きな被害を及ぼす。降雪の短時間予報の改善や降雪被害の軽減を目的とした降雪の人工調節技術の確立のためには、これらの雪雲の降水機構の理解が必須である。

メソスケールの降水現象の短時間予報の観点からは、雲内の運動学的・熱力学的構造と同様に、降水粒子のタイプ（より厳密に言うと降水粒子の落下速度）が重要となる。これが地上降水の位置を大きく左右するからである。例えば、雪雲の雲頂高度を3 km、雲層内の平均水平風速を $15 \text{ m s}^{-1}$ とすると、落下速度が $1 \text{ m s}^{-1}$ 以下の個々の雪結晶や小さな雪片は地上に到達するまでに数10 km 風下に流されるが、 $3 \sim 4 \text{ m s}^{-1}$ の落下速度を持つあられば10 km 程度しか流されない。このように、降水粒子が雪片であるかあられであるかによって地上降雪域は大きく移動する。雪雲の中で生成される降水粒子のタイプは、過冷却雲水量と氷晶の数濃度の時空間的分布によって決定される。

降雪の人工調節でも、シーディングによって降水粒子のタイプを変化させ、地上降水域を移動させようとした場合、これらの雪雲の微物理学的構造の深い理解なしでは目的を達成することができない。

日本海上の降雪雲の総観スケール及びメソスケールの特徴に関する研究はこれまで数多くなされてきた(Ninomiya, 1968; Matsumoto *et al.*, 1965; など)。しかし、雪雲の微物理学的構造や降水機構に関する研究は、これまであまり多くなされていない(Isono *et al.*, 1966; Magono and Lee, 1973)。

この節では、1989年から1992年までの4冬期間に計40台の雲粒子ゾンデと雲粒子ドロップゾンデを用いて行った観測結果から得られた対流性降雪雲の微物理学的・熱力学的構造について記述する。特に、ここでは比較的短寿命の孤立した対流性降雪雲中の過冷却雲水と氷晶の振舞に焦点をあてる。2.2で述べたよう

に、孤立型の降雪雲の出現頻度は全体の約40%を占め、全降水量に対しても10~20%を占める代表的な降雪雲のタイプの一つである。孤立した対流性降雪雲内の気流構造については、5.3で記述される。ただし、ここで扱う降雪雲と5.3で扱う降雪雲は同一のものではない。なお、この節で示す結果については、すでにMurakami *et al.* (1994)で報告しており、これらの中の図を編集して用いている。

#### 4.3.2 観測した雪雲の一般的特徴

1989年から1992年の4冬期間に2月上旬~中旬に実施した集中観測期間中に、計40台の雲粒子ゾンデ(HYVIS)と雲粒子ドロップゾンデを用いた観測を行った。観測された雪雲のタイプは、Lモード、Tモード、孤立型対流性降雪雲、メソスケールの収束によって形成されたバンド状降雪雲、低気圧に伴う降雪雲等であった。1個の特定の降雪雲の一生を追跡することはできなかったが、発生から消滅までの一生の中でも色々なステージの雪雲を観測した。観測された雪雲の一般的特徴と雲の微物理学的特徴を第4.3.1表にまとめた。1990年2月12日、1991年2月10日、1992年2月3日の低気圧やそれから延びる温暖前線に伴う層状性降雪雲を除くと、全ての観測例は、西高東低の冬型気圧配置下で起った寒気吹き出しに伴う対流性降雪雲に関するものである。これらの降雪雲の雲頂温度と高度は、それぞれ $-6 \sim -32 \text{ }^{\circ}\text{C}$ と1.3~4.25 kmの範囲にあった。雲底温度と高度は $+1 \sim -14 \text{ }^{\circ}\text{C}$ と0.1~1.8 kmの範囲にあった。雲水量と雲粒数濃度は、それぞれ $0 \sim 1.2 \text{ g m}^{-3}$ 、 $0 \sim 260 \text{ 個 cm}^{-3}$ の範囲にあり、雲の一生の中のステージによって違っていた。200  $\mu\text{m}$ 以下の氷晶と200  $\mu\text{m}$ 以上の降雪粒子の数濃度はそれぞれ $0 \sim 620 \text{ 個 L}^{-1}$ と $0 \sim 30 \text{ 個 L}^{-1}$ であった。過冷却雲粒は一般的に(特に孤立型対流性降雪雲では)雲の上、中層に多く存在し、必ずしも一層構造ではなく多層構造をしていた。降雪雲を生成する対流混合層の対流不安定性の指標であるCAPEの値は $100 \text{ J kg}^{-1}$ 未満で、通常は10ないし数 $10 \text{ J kg}^{-1}$ 程度であった。

第4.3.1表を見るとときには、これら観測された雪雲は全て、並みの強さあるいは弱い寒気吹き出しに伴って生成されたもので、強い寒気吹き出し時の降雪雲は含まれていないことに注意を要する。

\* 村上正隆：物理気象研究部

第 4.3.1 表 1989 年, 1990 年, 1991 年, 1992 年の集中観測期間中に観測された雪雲の諸特性.

TIME	DATE	MONTH	YEAR	SONDE	CTYPE	STAGE	Top	Htop	LCL	Ncmx	LWCmax	Nrmax	RWCmax	Nrmax	IWCmax	Nrmax	SWCmax	REMARKS
10:14:00	2	FEB	1989	HYVIS	isolated	Mature	-21	3	0.83	8.1	0.13	0	0	228	0.031	5.3	0.12	
16:24:00	2	FEB	1989	HYVIS	isolated(T)	Mature	-25.1	3.2	0.3	4.2	0.03	0.25	0.016	24.2	0.013	3.3	0.033	
17:43:00	2	FEB	1989	HYVIS	isolated(T)	Mature	-20.2	3.5	0.3	1.3	0.02			93.5	0.03			*1
10:55:00	3	FEB	1989	HYVIS	isolated	unknown	-20.5	2.25	0.6	9.9	0.16	0	0	51.8	0.015	3.9	0.095	*2
15:26:00	3	FEB	1989	HYVIS	isolated	Decaying	-19.1	2.5	0.75	0	0	0	0	17.1	0.0075	15	0.2	
13:43:00	4	FEB	1989	HYVIS	isolated	Mature	-21.9	3.25	0.84	9.4	0.14	0.07	0.0059	37.8	0.014	33.6	0.315	
15:01:00	4	FEB	1989	HYVIS	isolated	Mature	-20.9	3	0.8	14.7	0.12	0.036	0.011	313	0.059	10	0.21	
14:43:00	9	FEB	1989	HYDROS	isolated	Unknown	-5.5	1.34	0.4	175	0.29	0	0	0	0	0	0	
15:58:00	3	FEB	1990	HYVIS	C-F	Maintained	-20.2	3.59	0.38	118	0.4	17.8	0.83	44	0.0048	29.4	0.14	*2
10:57:00	7	FEB	1990	HYVIS	isolated(T)	Mature	-14.5	3	0.67	9.7	0.15	2.8	0.067	11	0.00044	4.6	0.011	*2
11:58:00	7	FEB	1990	HYVIS	C-F	Maintained	-20.1	4	0.85	28.3	0.24	0.34	0.012	11.7	0.0061	2.1	0.067	
14:45:00	7	FEB	1990	HYVIS	post C-F	Maintained	-18	3.5	0.6	31.2	0.21	0.18	0.0054	9.1	0.0028	2.4	0.031	
8:14:00	12	FEB	1990	HYVIS	Intermediate	Maintained	-23	4.5	0.6	10	0.2	5.9	0.12	43.2	0.008	7.9	0.16	
14:51:00	12	FEB	1990	HYDROS	Band	Maintained	-23.1	3.76	0.7	10.2	0.18			622	0.2			*3
6:49:00	13	FEB	1990	HYVIS	isolated(T)	Mature	-23.7	3.75	0.8	13.3	0.2	0	0	67.5	0.0075	4.7	0.066	
8:03:00	13	FEB	1990	HYVIS	isolated	Decaying	-20.4	3.5	1.5	0	0	0	0	78	0.0087	4.3	0.097	
9:09:00	13	FEB	1990	HYVIS	isolated	Mature	-20.3	3	1.7	2	0.03	0	0	11.7	0.00047	1.7	0.03	
10:36:00	13	FEB	1990	HYVIS	isolated	Decaying	-19.2	3.25	1.8	0	0	0	0	13.4	0.011	2.5	0.11	
15:41:00	2	FEB	1991	HYVIS	isolated	Mature	-25.5	3.5	0.48	0	0	0	0	306	0.0045	3.2	0.024	
14:36:00	3	FEB	1991	HYVIS	isolated	Mature	-19.3	2.5	1.2	15.6	0.06	0	0	12.9	0.0024	0.78	0.0086	*2
5:24:00	5	FEB	1991	HYVIS	Band(T)	Maintained	-25.3	3.25	0.45			0.038	0.0022			15.1	0.34	*4
10:58:00	5	FEB	1991	HYDROS	isolated	Mature	-25.5	2.65	0.45	97	0.13			28.6	0.013			
11:43:00	5	FEB	1991	HYDROS	isolated(T)	Mature	-15.1	2.04	0.45	56.3	0.06			26.3	0.014			
11:53:00	5	FEB	1991	HYVIS	isolated(T)	Decaying	-25.2	3.75	0.7	0	0	0	0	55.4	0.0011	11.2	0.089	
15:41:00	5	FEB	1991	HYDROS	isolated(L)	Developing	-17	2.25	0.45	95.5	0.67			14.3	0.013			
14:56:00	8	FEB	1991	HYVIS	isolated	Mature	-24.2	3.25	0.35	29.9	0.23	0	0	25.7	0.0019	15.8	0.077	
19:04:00	8	FEB	1991	HYVIS	isolated(T)	Decaying	-32.4	4.25	0.35	0	0	0.31	5.00e-05	7.7	0.011	23.2	0.24	
15:12:00	10	FEB	1991	HYVIS	WF	Maintained	-35.8	7.25	0.65	89.7	0.08	4.8	0.27	66.9	0.0087	4.3	0.067	
17:04:00	1	FEB	1992	HYVIS	isolated(L)	Mature	-16.4	2	0.4	0	0	0.0017	0.00073	11.5	0.00036	2.7	0.02	*5
11:43:00	3	FEB	1992	HYVIS	WF	Maintained	-18.1	5.25	0.4	6.5	0.08	5.9	0.23	8.4	0.0314	4.2	0.27	
15:09:00	8	FEB	1992	HYDROS	isolated(T)	Mature	-20.1	2.25	0.45	2.4	0.02			57.4	0.0056			
16:42:00	8	FEB	1992	HYVIS	isolated(T)	Mature	-22.8	2.75	1.08	55	0.15	0.18	0.00028	61.1	0.011	4.1	0.04	
21:46:00	8	FEB	1992	HYVIS	isolated(T)	Mature	-23.5	3	0.8	48.6	0.15	0	0	114	0.0098	13.4	0.17	
23:06:00	8	FEB	1992	HYVIS	isolated(T)	Mature	-24.8	3.25	0.9	29.7	0.16	0	0	182	0.023	8.4	0.2	
9:36:00	9	FEB	1992	HYDROS	isolated	Developing			0.5									*6
10:16:00	9	FEB	1992	HYDROS	isolated	Developing	-17.2	2.04	0.5	257	1.15			13.2	0.0034			
11:59:00	9	FEB	1992	HYVIS	Band(T)	Maintained	-17.4	2.25	0.4	29.4	0.08	0.09	0.03	22.7	0.002	2.5	0.037	*2
13:56:00	9	FEB	1992	HYVIS	Band(T)	Maintained	-17.8	2.75	0.2	0	0	0.02	0.00095	16.2	0.0039	17.4	0.1	
14:41:00	9	FEB	1992	HYVIS	Band(T)	Maintained	-17.6	2.5	0.12	38.5	0.13	0	0	63.6	0.0074	6	0.085	

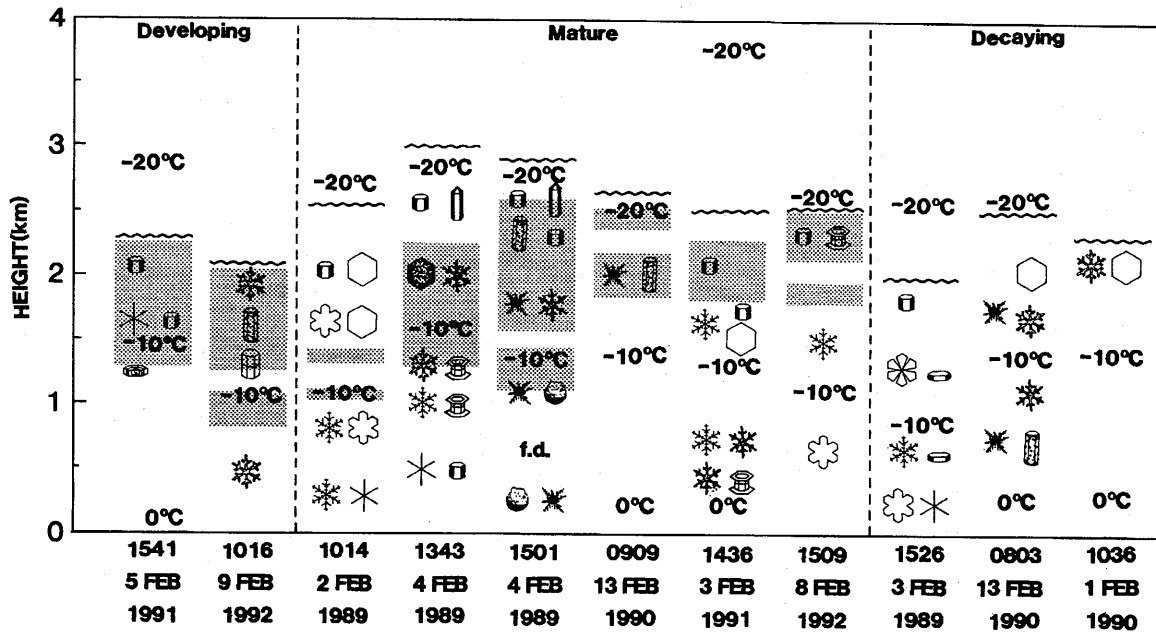
\*1 No data on precipitation particles  
 \*2 Natural seeding from upper clouds  
 \*3 Double layer structures  
 \*4 No data on cloud particles  
 \*5 HYVIS grazed the cloud  
 \*6 Quality of HYVIS images is poor

Top: cloud top temperature (C)  
 Htop: cloud top height (km)  
 LCL: lifting condensation level (km)  
 Ncmx: the maximum number concentration of cloud droplets (cm<sup>-3</sup>)  
 Nrmax: the maximum number concentration of drizzle drops (L<sup>-1</sup>)  
 RWCmax: the maximum water content of drizzle drops (gm<sup>-3</sup>)  
 Nimax: the maximum number concentration of ice crystals (L<sup>-1</sup>)  
 IWCmax: the maximum ice water content (gm<sup>-3</sup>)  
 Nsmx: the maximum number concentration of snow crystals (L<sup>-1</sup>)  
 SWCmax: the maximum snow water content (gm<sup>-3</sup>)

観測された対流性降雪雲を2つのタイプに大きく分類することができる。1つは、比較的短寿命の降雪雲で、そのレーダエコーは容易に対流セルとして識別され、寿命は1時間以下で、その一生に応じた明瞭な時間変化を示す。もう1つは、組織化されたバンド状降雪雲で、自己維持型で、比較的長続きする降雪雲で

ある。第 4.3.1 表では“maintained”（持続型）と分類してある。

この節では、比較的短寿命の孤立型対流性降雪雲の微物理構造の変化を調べる。観測された孤立型対流性降雪雲は HYVIS あるいは HYDROS 観測前後のレーダエコーの変化に基づいて、雲の一生の3つのステ



第 4.3.1 図 雲頂温度  $20^{\circ}\text{C} \pm 3^{\circ}\text{C}$  の雪雲の発達期・最盛期・衰退期における微物理構造の模式図。破線と陰影部は雲頂と雲粒域を示す。●印と f.d. は過冷却または凍結霧雨を示す。観測された雪の結晶の分類は Magono and Lee (1966) を簡略化したものに基づいている。0°C, -10°C, -20°C 高度も図中に示した。

一に分類された。レーダ反射因子が増加中で、最大反射因子が 15 dBZ を超えていないものを発達期の雪雲と分類した。このようなレーダエコーの変化は、降水形成が開始したばかりで、降雪粒子の大きさも比較的小さく空間濃度も低く、降雪粒子はまだ地上に到達していないことを示唆する。レーダ反射因子はまだ増加中であるか、顕著な増加あるいは減少傾向を示さず、最大反射因子が 15 dBZ を超えたものを成熟期の雪雲と分類する。レーダ反射因子が顕著な減少を示すものを衰退期の雪雲と分類した。このステージでは、活発な降水形成は終わり、降雪粒子の大部分は雲から落下し、地上に到達している。ここに示した分類法は必ずしも一般的に受け入れられるものではないが、便宜上、ここではこの定義を用いることにする。

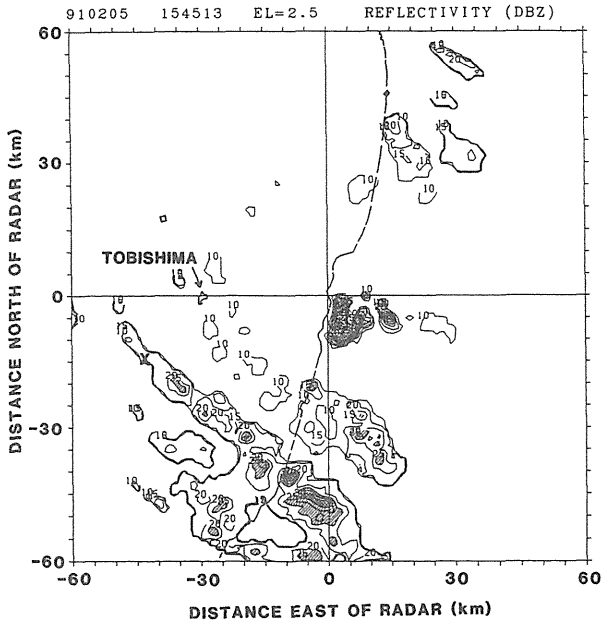
雪雲の微物理構造は、その力学的構造だけでなく雲頂温度にも強く依存すると予想される。そこで、観測された雪雲の中から雲頂温度が  $-20^{\circ}\text{C} \pm 3^{\circ}\text{C}$  の雲を選んで、雲の一生の各ステージにあった別々の雪雲の観測結果をコンジットして、雪雲の微物理構造の時間変化を示す。第 4.3.2 図に、発達期・最盛期・衰退期の雲として選ばれた降雪雲の内部構造を模式的に示す。

#### 4.3.2.1 発達期の雪雲

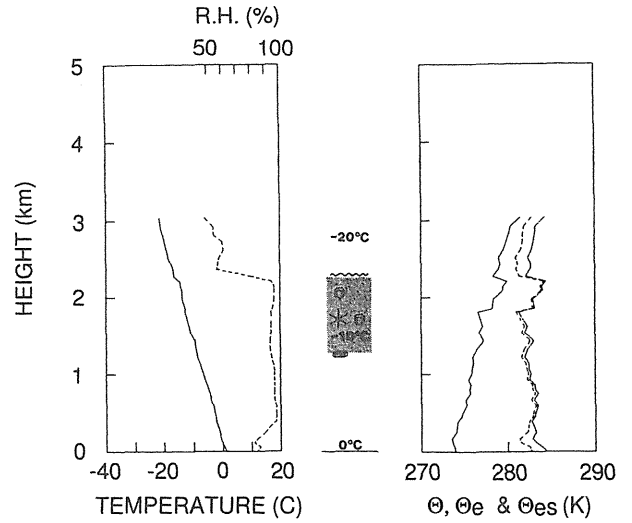
発達期の雪雲の内部構造の例として、1991 年 2 月 5 日 15 時 41 分の雲粒子ドロップゾンデによって観測された雪雲の内部構造を示す。第 4.3.2 図は、雲粒子ドロップゾンデ観測時のレーダエコー PPI を示す。第 4.3.2 図に示すように、この時、観測領域は L モードの雪雲でおおわれていた。これらの筋雲を構成する個々の対流性降雪雲は海上 40~50 km の所で発生し、海岸に近づくにつれて発達していた。航空機はレーダオペレーターに誘導されて、筋雲を構成する雲頂がカリフラワー状をした発達中の対流セルの 1 つに雲粒子ドロップゾンデを投下した。第 4.3.2 図中の×印は雲粒子ドロップゾンデ投下地点を示す。

雪雲内の気温・相対湿度・風・観測された氷晶の結晶形・温位・相当温位・飽和相当温位を第 4.3.3 図に示す。雲頂高度は 2.3 km、雲頂温度は  $-17^{\circ}\text{C}$  で、雲底高度は 1.3 km、雲底温度は  $-10^{\circ}\text{C}$  であった。気温と相対湿度の急激な変化は過冷却雲粒層の雲頂と良い対応を示している。高度 1.8 km から 2.3 km までに見られる気温センサーへの着氷による凍結の潜熱による見掛け上の気温上昇分を差し引くと、雲の上部を除くと全層対流不安定な成層を示す。凍結の潜熱による見掛け上の気温上昇分を差し引いた後でも雲頂部から雲頂直上で急激な相当温位の減少が見られる。この急激

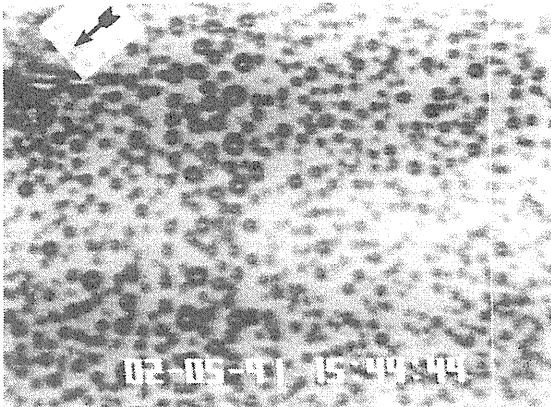




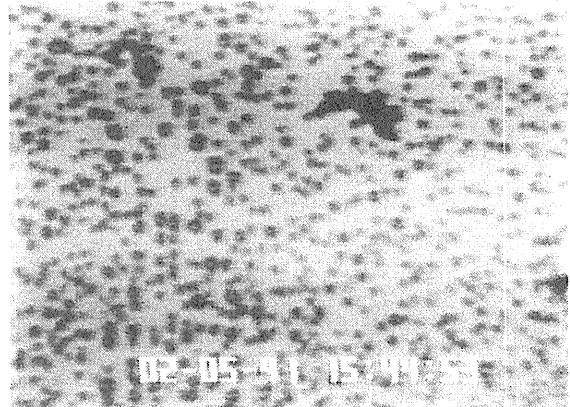
第4.3.2図 1991年2月5日15時45分のレーダ反射強度のPPI. ×印はHYDROS投下地点を示す.



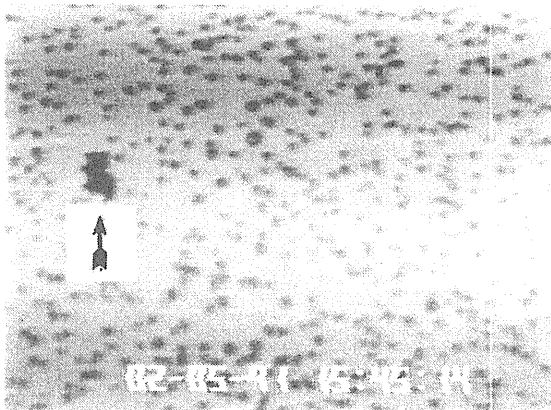
第4.3.3図 1991年2月5日15時41分の雲粒子ドロップゾンデで観測された発達期の雪雲中の気温・相対湿度（左側の実線，破線）観測された氷晶の結晶形（中央）温位・相当温位・飽和相当温位（右側の実線，破線，一点錯線）の鉛直分布.



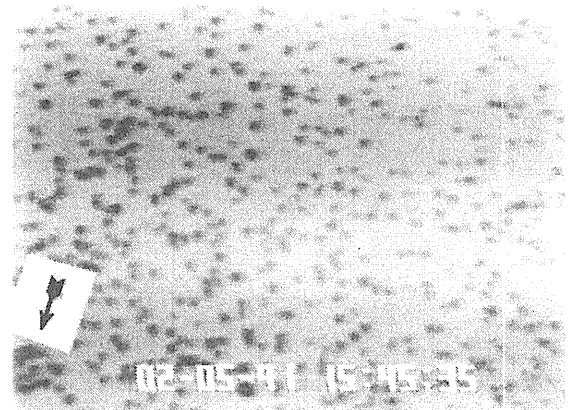
(a) -14°C



(b) -14°C

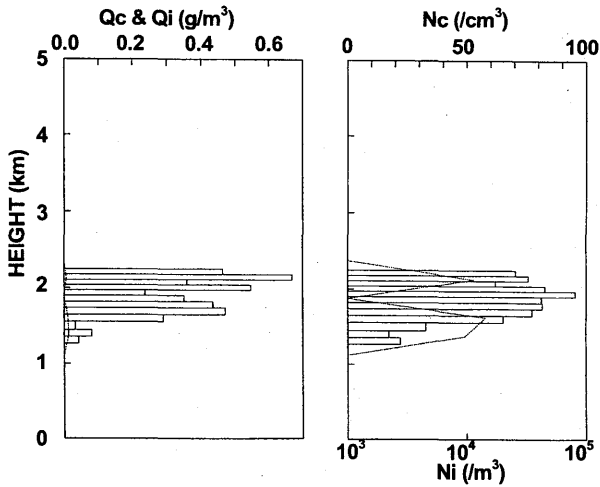


(c) -13°C



(d) -10°C

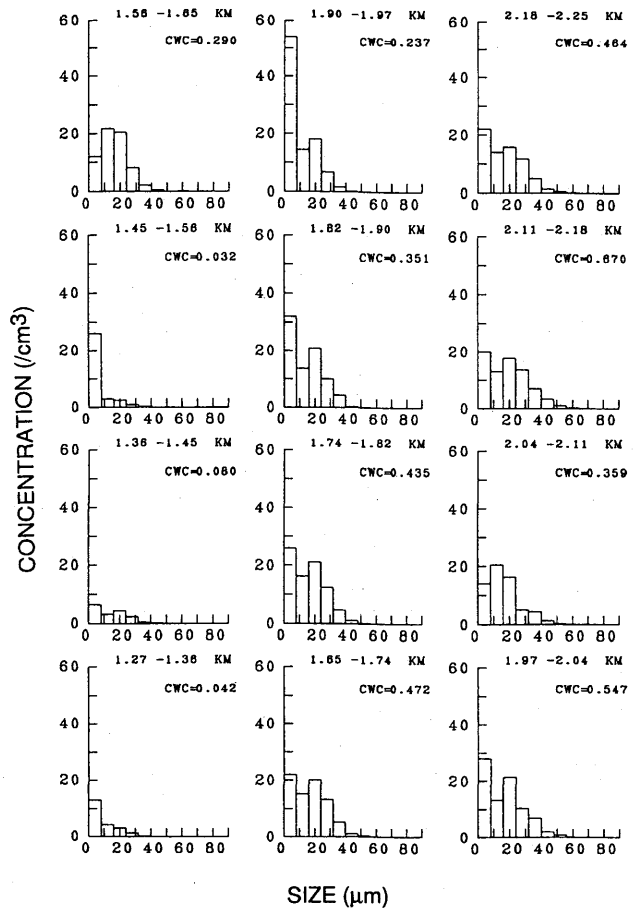
第4.3.4図 HYDROSで観測された-10°C，-13°C，及び-14°C高度における雲粒子画像の例. 写真の横幅は約1.5mm.



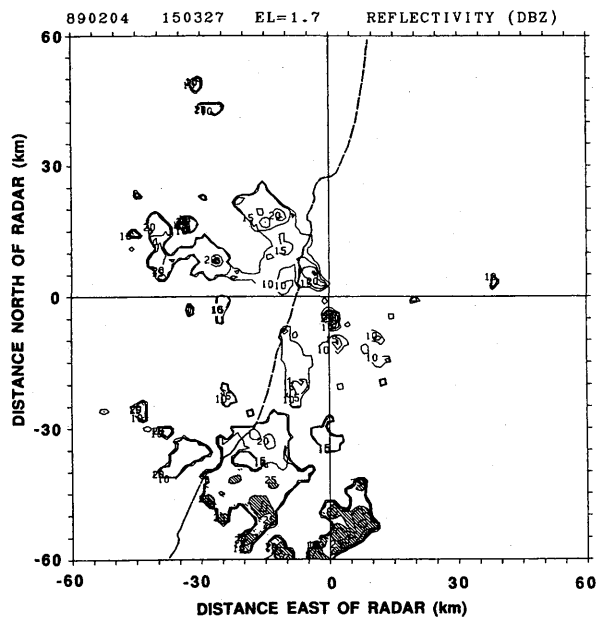
第 4.3.5 図 発達期の雪雲における雲・降水粒子濃度の鉛直分布. 左図は雲水量 (棒グラフ) と氷水量 (点線), 右図は雲粒の数濃度 (棒グラフ) と氷晶の数濃度 (点線).

な  $\theta_e$  の減少は雲頂部エントレインメントと雪雲内の下降流の開始に関係していると考えられる. 雪雲の対流セルの内部と周辺部への連続したドロップゾンデ観測の結果から, 対流セル内の気温は周辺部よりも  $1\sim 2^\circ\text{C}$  高いことが示された. ドロップゾンデの落下速度の変化から求められた雪雲内の最大上昇流は  $4\sim 5\text{ m s}^{-1}$  であった. ただし, Asai (1968) が指摘しているように, ゾンデの上昇速度 (またはドロップゾンデの落下速度) からの上昇流の見積りには, 気球やパラシュートの変形, 降雪粒子の付着等により  $\pm 1\text{ m s}^{-1}$  程度の誤差を含むことに注意を払う必要がある. 第 4.3.4 図に,  $-14^\circ\text{C}$ ,  $-13^\circ\text{C}$ ,  $-10^\circ\text{C}$  高度で撮られた雲粒子画像を示す. それぞれの画像の横幅が  $1.5\text{ mm}$  に相当する. 多数ある円形の黒い点が過冷却雲粒である. そのほかに星状結晶 (Panel a の左上)・角柱 (Panel c の中段左)・角板 (Panel d の左下) などの初期氷晶もみられる. また, 大粒径の降雪粒子は観測されなかった.

雲水量, 氷水量, 雲粒と氷晶の数濃度の鉛直分布を第 4.3.5 図に示す. 図からわかるように, 雪雲内には約  $1\text{ km}$  の過冷却雲粒層が存在した. 雲水量は雲上部で最大値  $0.7\text{ g m}^{-3}$  に達したのに対し, 氷晶の氷水量は  $0.01\text{ g m}^{-3}$  程度で過冷却雲粒層内に限定されていた. 観測された雲底高度は持ち上げ凝結高度と一致し, 雲水量も断熱凝結量 ( $0.7\text{ g m}^{-3}$ ) と良い一致を示した. 過冷却雲粒の数濃度は,  $100\text{ 個 cm}^{-3}$  程度で, その粒径分布図 (第 4.3.6 図) は直径  $15\text{ }\mu\text{m}$  付近にピークをも



第 4.3.6 図 発達期の雪雲における雲粒の粒径分布の高度変化.



第 4.3.7 図 1989 年 2 月 4 日 15 時 03 分のレーダ反射強度の PPI. ×印は雲粒子ゾンデの位置.

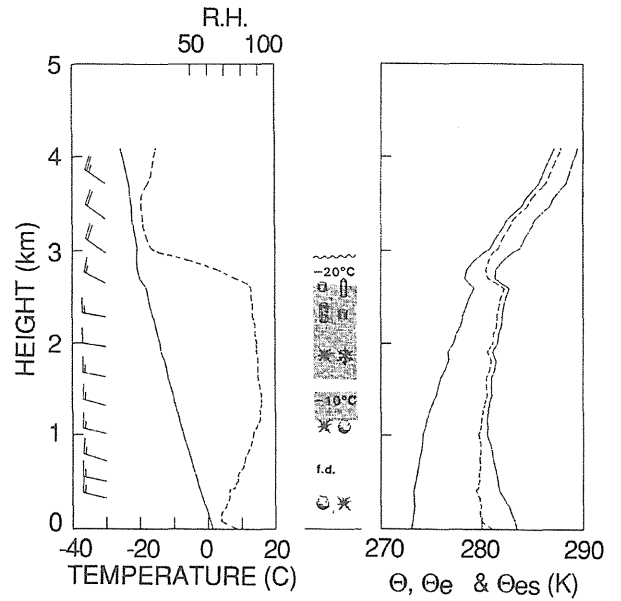
ち、直径  $50\ \mu\text{m}$  にも及ぶ幅広い分布をしていた。氷晶の数濃度は数個  $\text{L}^{-1}$  で、Fletcher (1962) の式から予想される値より1桁大きい値であった。(この測器の氷晶数濃度の検出限界は  $2\sim 3$  個  $\text{L}^{-1}$  なのでそれより低濃度の部分は意味がないことに注意)。また、 $0.2\ \text{mm}$  以上の降雪粒子は観測されなかった。

2 例の発達期の降雪雲の共通する特徴をまとめると、

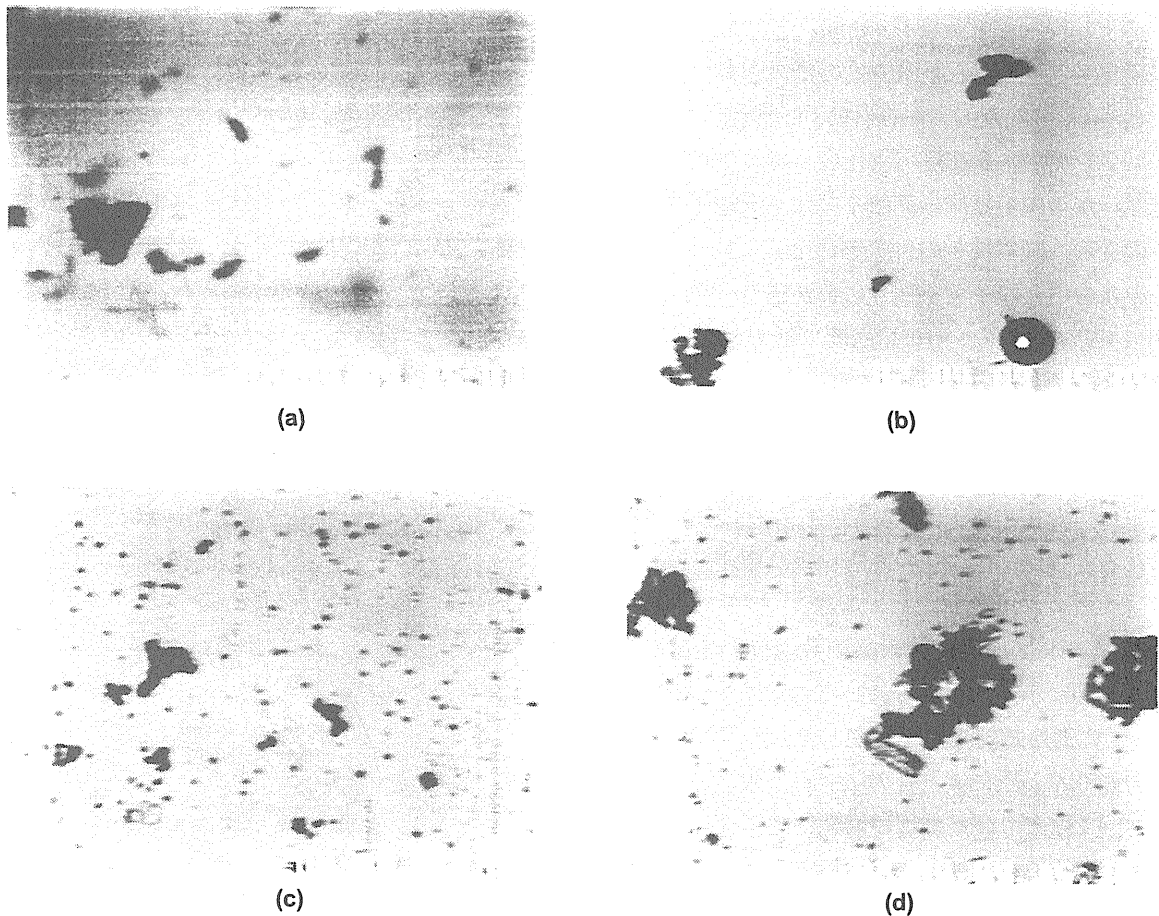
- ① 雲の一生を通じ、最も高濃度の過冷却雲水 (約  $1\ \text{g m}^{-3}$  で断熱凝結量に近い値) を含む。
- ② 氷晶の発生は開始しているが降雪粒子の大きさまで成長しているものは少ない。
- ③ 対流不安定層が雲のかなりの部分を占めている。
- ④  $4\sim 5\ \text{m s}^{-1}$  の上昇流が存在する。

#### 4.3.2.2 最盛期の雪雲

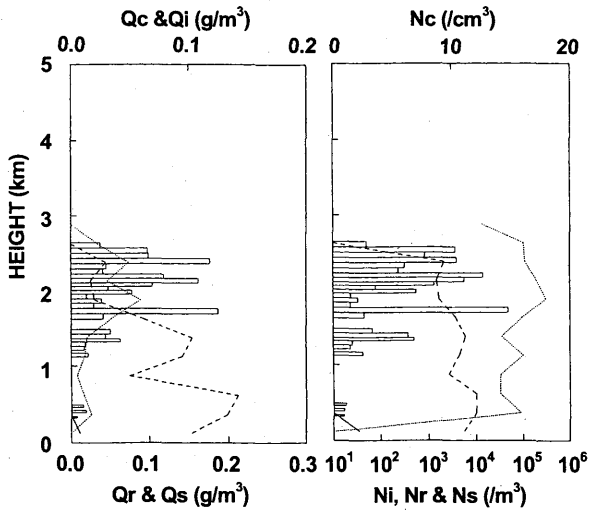
最盛期の雪雲の例として、1989年2月4日15時01分の飛揚型雲粒子ゾンデ観測によって得られた雪雲の内部構造を示す。第4.3.7図に雲粒子ゾンデ放球



第4.3.8図 第4.3.3図と同様。ただし、1989年2月4日15時01分の雲粒子ゾンデで観測された最盛期の雪雲について。



第4.3.9図 1989年2月4日15時01分の雲粒子ゾンデで観測された最盛期の雪雲中の雲・降水粒子像の例。(a)の横幅は約2cm, それ以外は1.5mm.

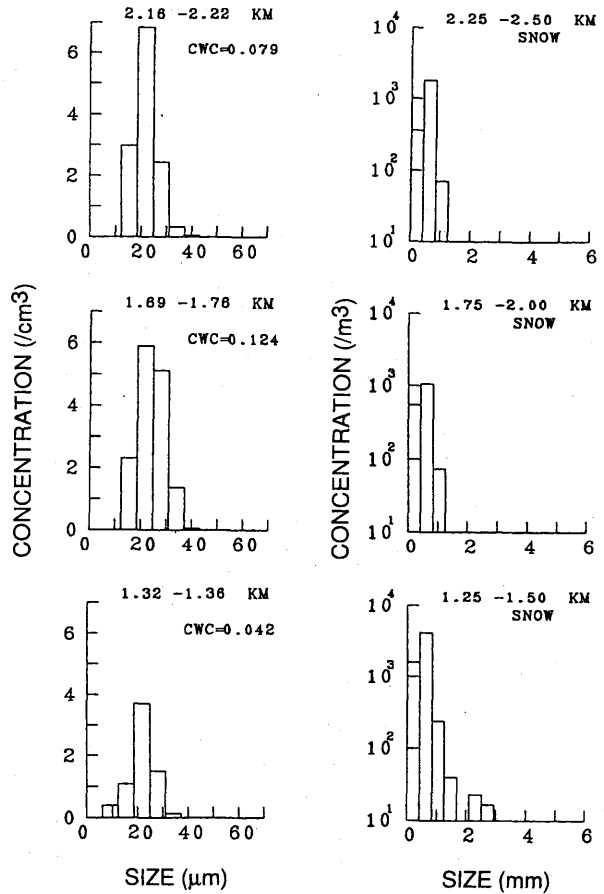


第 4.3.10 図 第 4.3.5 図と同様。ただし、1989 年 2 月 4 日 15 時 01 分の雲粒子ゾンデで観測された最盛期の雪雲について、降雪粒子（破線）と霧雨滴（実線）の濃度も含む。

直後のレーダエコー PPI を示す、図中、×印は HYVIS の位置を示す。ゾンデ放球前後にレーダエコーが急速に発達し 25 dBZ を超えたこと、放球時にあらわれ地上に到達していることなどから、最盛期の雪雲を観測したと考えられる。

第 4.3.8 図左に気温（実線）・相対湿度（破線）・風向風速、図中央に観測された結晶形、図右に温位（実線）・相当温位（破線）・飽和相当温位（一点鎖線）を示す。雲頂高度は約 2.9 km、雲頂温度は $-21^{\circ}\text{C}$ であった。相当温位の鉛直分布からわかるように、このステージまでに、地上付近を除くと雲内の対流不安定は解消し、成層は安定化していた。雲頂直上の気温の低下は気温センサーに付着した着氷の昇華蒸発によるものである。この効果を差し引いても、雲頂から雲頂直上にかけて若干相当温位の低下が見られる。このとき雪雲の周辺部でのゾンデ観測はなかったが、他の最盛期の雪雲の内部・周辺部でのゾンデ観測の比較から、雲底より上方では雪雲内部の方が $1\sim 2^{\circ}\text{C}$ 気温が高く、雲底下では逆に周辺部の方が高くなっていることが示された。雲底下の冷気は降雪粒子の昇華蒸発や雲頂付近の相当温位の低い空気からなる下降流に寄因すると思われる。過冷却雲粒層は厚さ約 1.5 km に達し、HYVIS の上昇速度から見積られた最大上昇流は $1\sim 2\text{ m s}^{-1}$ であった。

第 4.3.9 図にこの雪雲内で観測された雲・降雪粒子の画像を示す。(a)は雪雲下層及び雲底下で観測さ



第 4.3.11 図 1989 年 2 月 4 日 15 時 01 分の雲粒子ゾンデで観測された最盛期の雪雲中の雲粒（左）と降雪粒子（右）の粒径分布の高度変化。

れたあられ、(b)は凍結水滴、(c)は雲粒付星状結晶、(d)は過冷却雲粒と初期氷晶を示す。(d)中の角柱状結晶は $100\ \mu\text{m}$ 以下ですでに雲粒捕捉を開始している。

第 4.3.10 図左に雲水量（棒グラフ）・雨水量（実線）・氷晶の氷水量（点線）・降雪粒子の雪水量（破線）を、図右に雲粒・雨滴・氷晶・降雪粒子の数濃度を示す。雲水量は雲の上・中部で $0.1\text{ g m}^{-3}$ 程度であった。この値は断熱凝結量の $1.2\text{ g m}^{-3}$ よりはるかに小さな値である。すでに降水過程は雲の下部の過冷却雲水を消費しはじめており、観測された雲底高度 1.1 km は持ち上げ凝結高度 0.8 km よりかなり高くなっている。氷水量は $0.05\text{ g m}^{-3}$ 程度で、氷水量の大きな値は過冷却雲粒層に存在した。雪水量は高度が低くなるにつれて増加し、 $0.2\text{ g m}^{-3}$ に達した。

高度 200~400 m の層では直径 100~200  $\mu\text{m}$  の微水滴 (drizzle) やそれが凍結したものも観測された。これらの水滴は雲粒の衝突併合過程によって生成されたものと考えられる。過冷却雲粒の数濃度は $10\ \text{個 cm}^{-3}$

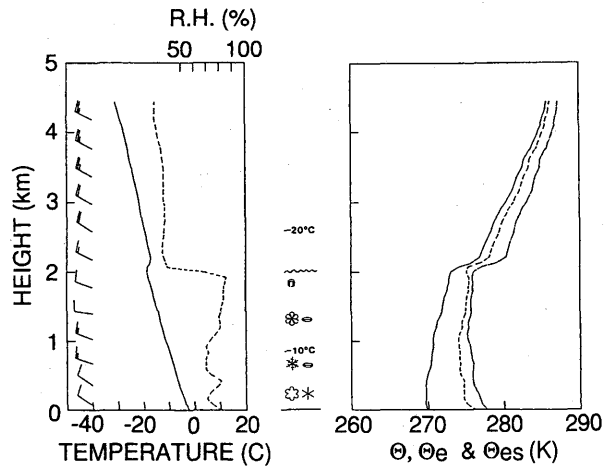
程度で、氷晶の数濃度は過冷却雲粒層で高く、最大で  $300 \text{ 個 L}^{-1}$  であった。この氷晶濃度は Fletcher (1962) の式から予想される値よりも約 2桁大きい値である。降雪粒子の数濃度は  $10 \text{ 個 L}^{-1}$ 、drizzle は数  $10 \text{ 個 m}^{-3}$  程度であった。雪雲の上・中・下層における雲粒と降雪粒子の粒径分布を第 4.3.11 図に示す。雲粒は直径  $20 \mu\text{m}$  付近にピークをもつ幅広い分布をしていた。降雪粒子は過冷却雲粒を消費しながら雲粒捕捉及び昇華凝結成長を続け、下層にいくほど粒径分布は大粒径の方へ広がっていた。大粒の粒子は主にあられや濃密雲粒付結晶から成っていた。

ここで示した例と他の 5 例から得られた最盛期の雪雲の一般的な特徴をまとめると、

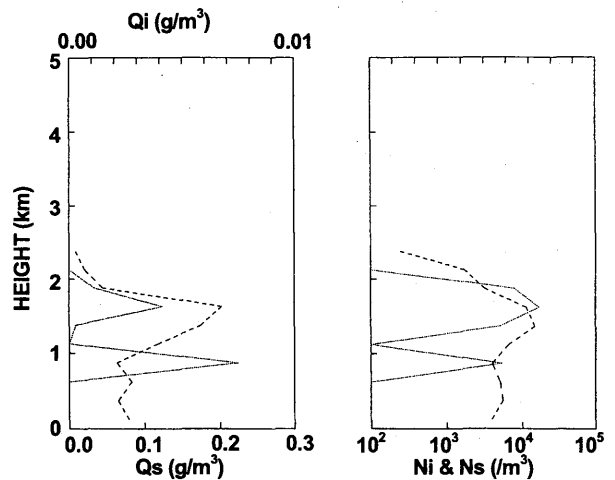
- ① 過冷却雲水量は急速に減少し、 $0.1 \sim 0.3 \text{ g m}^{-3}$  程度で、すでに過冷却雲粒のかかなりの部分が氷晶や降雪粒子の成長に費やされている。
- ② 氷晶数濃度は雲上部の過冷却雲粒層で高く、氷晶発生がまだ継続している。
- ③ 落下速度の大きい降雪粒子（あられなど）が最初に地上に到達し、drizzle が混在することもある。
- ④ ほぼ全層で対流不安定は解消されている。
- ⑤ 上昇流は弱まり、 $1 \sim 2 \text{ ms}^{-1}$  である。

#### 4.3.2.3 衰退期の雪雲

衰退期の雪雲の例として、1989年2月3日15時26分の飛揚型雲粒子ゾンデ観測によって得られた雪雲の内部構造を示す。第 4.3.12 図左に気温（実線）・相対湿度（破線）、図中央に観測された雪の結晶形、図右に温位（実線）・相当温位（破線）・飽和相当温位（一点鎖線）を示す。観測された結晶は、ほとんど riming していない六角板・樹枝結晶であった。雲頂高度・温度はそれぞれ  $2.0 \text{ km}$ 、 $-20^\circ\text{C}$  であった。雪雲内には対流不安定な層は存在しないが、最下層（地上から  $500 \sim 600 \text{ m}$ ）では海面からの顕熱・潜熱フラックスにより対流不安定層が形成され始めている。第 4.3.13 図左に氷水量（点線）と雪水量（破線）、図右に氷晶と降雪粒子の数濃度を示す。この頃までに雪雲内の過冷却雲粒は全て氷晶・雪の成長に費やされ、存在しない。雪雲は、質量が小さく落下速度の小さい、雲粒の付いていない樹枝状結晶や六角板などの降雪粒子から成っており、その雪水量は雲の中・上部で大きく最大で  $0.2 \text{ g m}^{-3}$ 、数濃度は  $10 \text{ 個 L}^{-1}$  程度である。氷



第 4.3.12 図 第 4.3.3 図と同様。ただし、1989年2月3日15時26分に雲粒子ゾンデで観測された衰退期の雪雲について。



第 4.3.13 図 第 4.3.5 図と同様。ただし、1989年2月3日15時26分に雲粒子ゾンデで観測された衰退期の雪雲について。

晶による氷水量は  $0.01 \text{ g m}^{-3}$  以下と少なく、活発な氷晶発生が終わったことを示唆している。ここで示した例を含めて、3 例の事例解析から得た衰退期の雪雲の一般的な特徴をまとめると、

- ① 雲内に過冷却雲粒は存在しない、存在するとしても雲の上部の限られた領域で、ごく低濃度である。
- ② 降水粒子もその大部分は降り終わり、riming をしていないか riming 量が少なく落下速度の小さな降雪粒子が雲内に存在する。
- ③ 海面からの熱と水蒸気の供給を通して、下層数  $100 \text{ m}$  では成層の不安定化が再開する。

### 4.3.3 降水機構

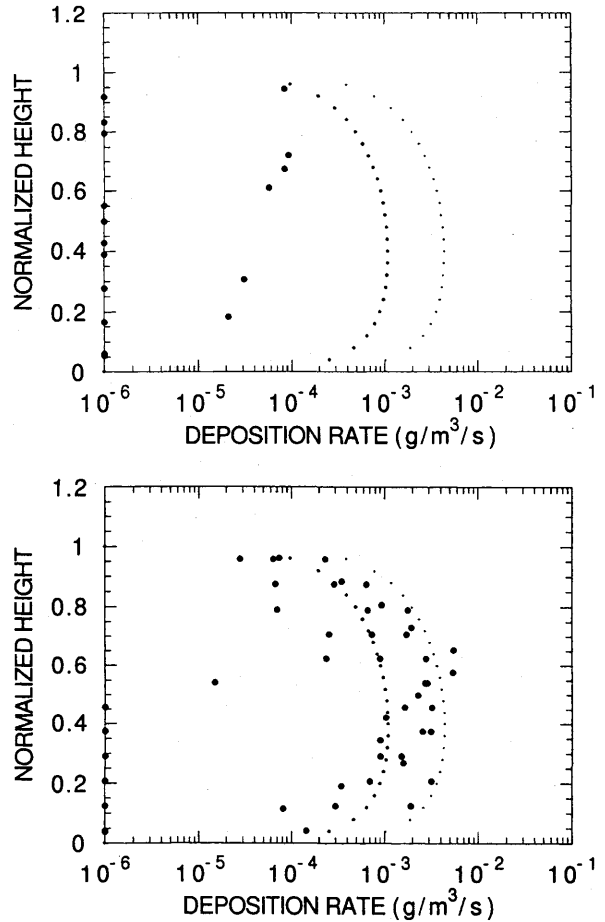
一般的には、あられ形成が雪雲中の雲水を降水に変換する最も効率的な過程である。観測した孤立型対流性降雪雲に関しても、最盛期においては雪粒子の雲粒捕捉成長が主要な降水機構であった。雪雲の中で、暖かい雨の過程（雲粒の衝突併合による霧雨滴の生成）も働いていたが、その全降水量に対する寄与は小さい（10%未満）と考えられる。

drizzle はあられの形成過程においても重要な役割をはたしている。濃密雲粒付結晶や凍結水滴があられの芽として働き、その相対的重要性は気象条件によって異なることが一般的に知られている。Harimaya (1977, 1988) は北海道や北陸地方で地上に降ってきたあられの薄片を観測し、この2つのタイプのあられの芽が含まれていることを確かめた。しかし、これまで雪雲の中で、その場観測であられの芽を確かめた例はない。あられを生成している雪雲の中で HYVIS によって撮られた映像は、角柱状結晶や厚角板（いわゆる軸比が1に近い結晶）が卓越しており、それらの結晶は大きさが 100 μm に達する前にすでに雲粒捕捉成長を開始していることを示した。過冷却水滴や凍結水滴の数はこれらの等方的な雪結晶よりはるかに少なかった。これらの観察事実は、雲粒付き角柱結晶や角板結晶があられの芽として最も有望な候補であることを示唆している。

衰退期の雪雲の中では、雲粒の付いていないまたは若干雲粒の付いた樹枝状結晶や板状結晶が卓越しており、これらの雪結晶から成る雪片もよく観測された。しかし、これらの雪片はそれほど大きくなく、数個の雪結晶から成る小さな雪片で、その落下速度も雪片を構成する個々の雪結晶の落下速度と大差なく (Kajikawa, 1974, 1989), 併合過程によって降水強度が頭しく増大していることもなかった。

### 4.3.4 過冷却雲水の生成と消費

4.3.2 ですでに述べたように、個々の雪雲の一生の変化を観測することはできなかった。4.3.2 で述べた、異なるステージにある別々の雪雲に関する観測結果をコンポジットしたものだけから、いつ過冷却雲水の消費が顕著になるのかやその過程がどのくらい速く進行するのかを云うのは困難である。ここではそのような過冷却雲水の消費の詳細を解析的に調べた。



第 4.3.14 図 発達期（上段）と最盛期（下段）の雪雲について、氷晶と降雪粒子の昇華凝結成長による余剰水蒸気消費速度の鉛直分布。

いま、鉛直方向に上昇する空気塊を考え、乱流拡散やエントレインメントの影響を無視すると、雪雲中の雲水混合比の変化率は次式で表される。

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t} = -\frac{dQ_{vs}}{dt} - w \frac{\partial Q_c}{\partial z} - \frac{1}{\rho_a} VD - Q_c CVOL \quad (4.3.1)$$

ここで、 $Q_{vs}$  は飽和水蒸気混合比、 $w$  は上昇流、 $\rho$  は空気の密度、 $VD$  は氷粒子の昇華凝結成長速度、 $CVOL$  は固体降水粒子による掃引速度 (sweep rate) である。右辺第1項は、上昇運動 (断熱冷却) による余剰水蒸気の生成項、第2項は雲水の鉛直移流、第3項は氷晶・雪結晶・あられの昇華凝結成長による余剰水蒸気の消滅項、第4項は氷晶・雪・あられの雲粒捕捉成長による雲水の消滅項である。第1項と第3項の和が余剰水蒸気の正味の生成項である。この値が正の

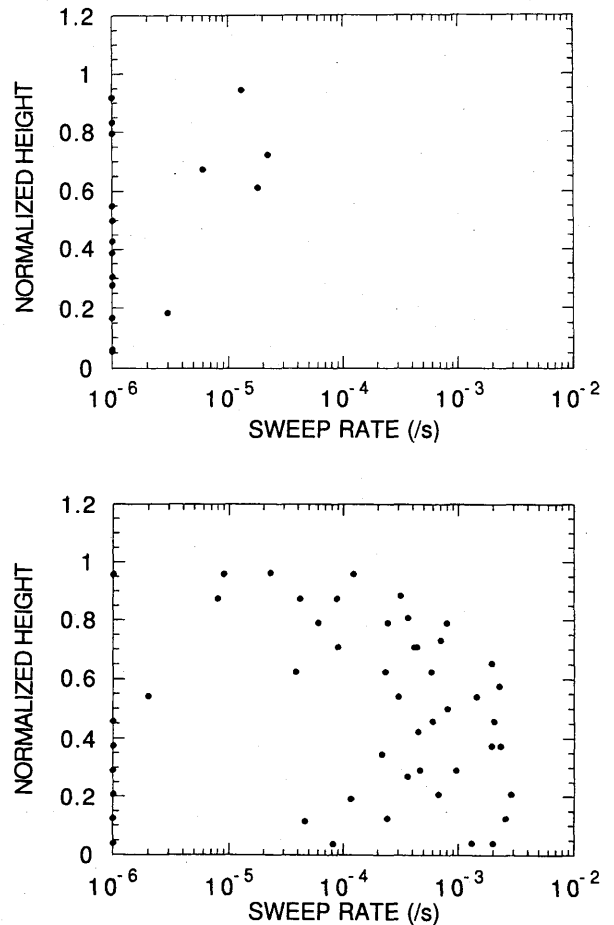
ときは、空気塊の中で新たに雲水の生成（凝結）が起こり、反対に負のときは雲水（雲粒）の蒸発が起こる。

第 4.3.14 図は、発達期（上段）と最盛期（下段）の雪雲中での氷晶・降雪粒子の昇華凝結成長による余剰水蒸気の消費速度の鉛直分布を示す。第 4.3.15 図は、同様に発達期（上段）と最盛期（下段）の落下中の氷晶・降雪粒子による sweep rate（単位時間当りに氷晶・降雪粒子によってはかれる空气体積の割合）の鉛直分布である。これらの速度は、鉛直方向に 250 m 間隔で平均された氷晶・降雪粒子の粒径分布に基づいて計算された。これらの図の中で、縦軸は雲頂高度で規格化した無次元高度である。第 4.3.14 図の中で、太点線と細点線は最大上昇流  $1\text{ m s}^{-1}$  と  $4\text{ m s}^{-1}$  に対応する空気塊の上昇運動による余剰水蒸気の生成率である。第 4.3.14 図と第 4.3.15 図から分かるように、最盛期には、余剰水蒸気の消費速度と掃引速度はそれぞれ  $1 \times 10^{-3} \sim 4 \times 10^{-3} \text{ g m}^{-3} \text{ s}^{-1}$  と  $3 \times 10^{-4} \sim 3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  の範囲にある。余剰水蒸気の生成速度の計算では、雲頂温度（高度）が  $-20\text{ }^\circ\text{C}$  (2.5 km)、雲底高度が 0.8 km、地表面温度  $0.3\text{ }^\circ\text{C}$  の仮想的な雲を考えた。雲内の上昇流の鉛直分布は放物線型で、高度 1.25 km で最大値を持ち、雲頂と地表面で  $w=0$  となるように仮定した。雲水量  $Q_c$  は雲頂付近を除くと、高度とともに直線的に増加すると仮定し、雲の中層における過冷却雲水量の変化率を次式で近似した。

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t} = -\frac{dQ_{vs}}{dt} - w \frac{Q_c}{\Delta h} - \frac{1}{\rho_a} VD - Q_c CVOL \quad (4.3.2)$$

ここで空気の密度  $\rho_a$  と  $\Delta h$  はそれぞれ  $1 \text{ kg m}^{-3}$  と 1000 m とした。計算は雪雲の一生のうち、次の 4 つのサブステージについて行った。つまり、発達期・遷移期・最盛期前半・最盛期後半である。それぞれの段階における  $W_{max}$ ,  $dQ_w/dt$ ,  $VD$ ,  $CVOL$  の値は、観測結果に基づいて第 4.3.2 表の 3 列目から 5 列目に示した。ここで、発達期は、サーマルが雲頂に到達し、雲全体が断熱凝結量にほぼ等しい雲水が存在する時点から氷晶・降雪粒子の昇華凝結成長や雲粒捕捉成長による  $Q_c$  の顕著な減少が開始するまでの期間とした。

(4.3.2) 式に、第 4.3.2 表の 2 列目から 5 列目までの値を代入して解いた。ただし、それぞれのサブステ



第 4.3.15 図 発達期（上段）と最盛期（下段）の雪雲について、落下中の氷晶・降雪粒子による掃引速度。

ージの間は、これらの値は変化しないと仮定した。計算結果は、6 列目と 7 列目に示す。ここで  $t_c$  は  $Q_c$  が一番右側の列に示した漸近値  $Q_{c, \infty}$  に近づくときの時定数である。 $\Delta t$  は  $Q_c$  が全て消費されるのに要する時間である。参考までに発達期の  $Q_c$  が  $1 \text{ g kg}^{-1}$  として、4 つのサブステージを通した  $Q_c$  の時間変化を計算した。雪雲の一生を追跡観測することには成功していないので、それぞれのサブステージの継続時間は観測では求まっていない。そこで、時間積分するとき、それぞれのサブステージの継続時間として時定数  $t_c$  を暫定的に使用した。この継続時間の選択は、固体降水粒子の成長時間や観測されるレーダエコーの成長時間の考察から遠くかけ離れてはいない。しかし、この計算結果はデータ数の制限や上述の仮定を考慮して解釈されるべきである。

発達期には、(4.3.2) 式の右辺第 1 項が第 3 項・第 4 項よりはるかに大きく、氷晶・降雪粒子の昇華凝

第 4.3.2 表 雲水の収支及び雲水の消費速度に関するパラメータ.

Sub-stage	$w$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\frac{dQ_{vs}}{dt}$ ( $\text{gkg}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	$VD$ ( $\text{gm}^{-3}\text{s}^{-1}$ )	$CVOL$	$tc$ (sec) ( $\Delta t$ (sec))	$Q_{c_t \rightarrow \infty}$ ( $\text{gkg}^{-1}$ ) $Q_{c_t} - Q_{c_t+tc}$ ( $\text{gkg}^{-1}$ )
Developing	4	$4 \times 10^{-3}$	$1 \times 10^{-4}$	$2 \times 10^{-5}$	250	0.98 (1-0.97)
Transition	4	$4 \times 10^{-3}$	$1 \times 10^{-3}$	$3 \times 10^{-4}$	230	0.7 (0.97-0.78)
Early mature	2	$2 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-3}$	$1 \times 10^{-3}$	330	0.0 (0.78-0.2)
Late mature	1	$1 \times 10^{-3}$	$4 \times 10^{-3}$	$3 \times 10^{-3}$	250 (60)	-0.75 (0.2-0.0)

$Q_{c_t \rightarrow \infty}$  : an asymptotical value of  $Q_c$

$Q_{c_t} - Q_{c_t+tc}$  : time change in  $Q_c$  during characteristic time  $tc$  or  $\Delta t$

結成長や雲粒捕捉成長による  $Q_c$  の消費は無視できるほど小さい。従って、雲水量の鉛直分布は主に空気塊の上昇運動による断熱凝結過程によって決定される。ただし、雲頂付近は例外で、ここでは  $Q_c$  は雲頂より上方からの乾燥空気のエントレインメントによって減少している。換言すると、 $Q_c$  は鉛直方向には次式を満足するように分布する。

$$-\frac{dQ_{vs}}{dt} = w \frac{\partial Q_c}{\partial z} \left( \text{or } -\frac{\partial Q_{vs}}{\partial z} = \frac{\partial Q_c}{\partial z} \right) \quad (4.3.3)$$

遷移期には、第 1 項が依然として支配的で、正味の余剰水蒸気の生成率（第 1 項+第 3 項）は正である。従って、上昇気塊の中では雲水が新たに生成される。一方、発達期とは異なって、氷晶・降雪粒子による昇華凝結成長や雲粒捕捉成長による  $Q_c$  の消費は無視できない。ここで、 $Q_c$  は時定数約 230 秒で新しい漸近値  $0.7 \text{ gkg}^{-1}$  に漸近するが、230 秒間では  $0.8 \text{ gkg}^{-1}$  に到達する。

最盛期前半には、第 1 項と第 3 項の寄与がほぼ等しくなり、上昇気塊中での正味の余剰水蒸気の生成率は 0 となる。これは、凝結による雲水生成はこれ以上起こらないことを意味している。このようにして、 $Q_c$  は減少して、時定数 330 秒で  $0.0 \text{ gkg}^{-1}$  に漸近する。実際に 330 秒間には  $0.8$  から  $0.2 \text{ gkg}^{-1}$  に減少することになる。

最盛期後半になると、第 3 項と第 4 項が支配的となり余剰水蒸気の正味の生成率は負となる。つまり、氷晶・降雪粒子の急速な昇華凝結成長により上昇気塊は水飽和状態を維持できなくなる。こうして、雲粒の蒸発と降雪粒子の雲粒捕捉成長が  $Q_c$  の急激な減少を引き起こし（時定数 250 秒）、雲水は約 60 秒で完全に消滅することになる。

上述の粗い見積りからも分かるように、雲頂温度  $-20^\circ\text{C}$  の雪雲の中では、断熱凝結量に近い雲水が、氷晶・降雪粒子の昇華凝結成長及び雲粒捕捉成長により完全に消費されるのに要する時間は  $1 \times 10^3$  秒程度である。最盛期後半には、弱い ( $W_{max}=1 \text{ ms}^{-1}$  程度) 上昇流が存在しても、雲水が完全に消費され、雲水域が減少し始めることは注目に値する。

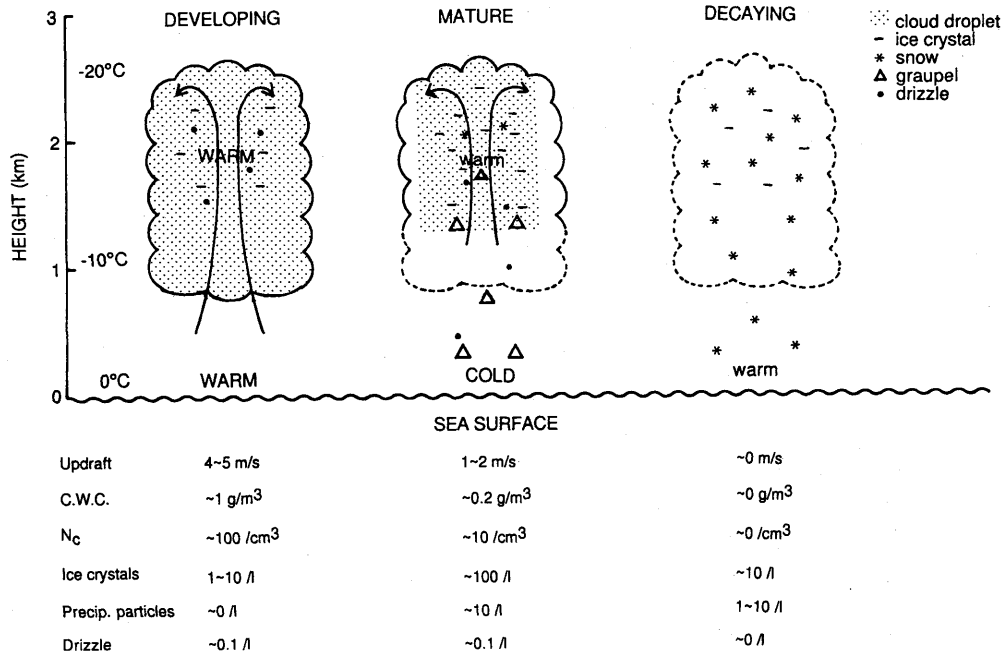
#### 4.3.5 結論

HYVIS と HYDROS 観測の結果に基づいて、雲頂温度が  $-20^\circ\text{C} \pm 3^\circ\text{C}$  の比較的短寿命の対流性降雪雲の微物理学的及び熱力学的構造の時間変化は以下のようにまとめられる（第 4.3.16 図参照）。

発達期には、高濃度の過冷却雲粒が雲全体に分布していた。その最大値は約  $1 \text{ gm}^{-3}$  で、断熱凝結量に近い値であった。雲粒数濃度は約  $100 \text{ 個 cm}^{-3}$  であった。200  $\mu\text{m}$  以下の氷晶数濃度は数個  $\text{L}^{-1}$  であったが、200  $\mu\text{m}$  以上の降雪粒子はほとんど生成されていないかった。

最盛期には、氷晶発生過程（雲粒凍結が主なメカニズムと考えられる）が活発で、氷晶数濃度は時々





第 4.3.16 図 雪雲中の微物理構造の時間変化を示す模式図。

100 個 L<sup>-1</sup> を超えることもあった。昇華凝結成長や雲粒捕捉成長により 10 個 L<sup>-1</sup> 程度の濃密雲粒付き雪結晶やあられが生成されていた。これらの降雪粒子と高濃度の氷晶は、過冷却雲粒のかかなりの部分を消費し、この段階では雲水量は 0.2 g/m<sup>3</sup>、数濃度も 10 個 cm<sup>-3</sup> 程度に減少していた。時々、直径が 100~200 μm の過冷却水滴が濃密雲粒付き雪結晶やあられと一緒に観測された。

衰退期には、過冷却雲粒はほとんど全て消費され、雲内の上・中層には雲粒の付いていない、落下速度の小さな雪結晶が存在した。

雪雲内の運動学的・熱力学的構造も時間とともに変化した。発達期の 4 m/s<sup>-1</sup> 程度の上昇流も、最盛期までには 2 m/s<sup>-1</sup> 程度に弱まった。発達期・最盛期に対流コア中に見られた 1~2°C の気温上昇も、衰退期までには消失していた。発達期に見られた雲全層にわたる対流不安定な成層も最盛期には安定化し、衰退期後半には再び海面からの熱と水蒸気の補給によって下層から不安定化してきた。

高濃度の氷晶は過冷却雲粒域で観測され、特にあられを生成している雪雲の中では角柱状や厚角板結晶が卓越していた。これらの氷晶は引き続き過冷却雲粒を消費しながら昇華凝結成長・雲粒捕捉成長を続け、濃密雲粒付き雪結晶やあられを生成した。これが日本海上の対流性雪雲の主な降水機構であった。しかし、発

達期・最盛期には過冷却あるいは凍結した霧雨滴も観測され、暖かい雨による降水形成（雲粒間の衝突併合による霧雨形成）と、凍結水滴のあられの芽として重要性も示唆されたが、観測された霧雨滴が低濃度であることと、時間空間的にも限定されていることから、これらの寄与は小さいと考えられる。

雲水量の収支計算から、発達期には空気塊の断熱上昇による余剰水蒸気の生成項が他のどの余剰水蒸気消費項よりはるかに大きく、雲水量は断熱凝結量に近い値となることが示された。その後、上昇流が弱まり、氷晶や降雪粒子の大きさや数濃度が時間の経過とともに増加するにつれて、雪雲中では余剰水蒸気の消費項が徐々に大きくなり、雲水量が減少する。降雪粒子が十分に発達すると、最大 1 m/s<sup>-1</sup> 程度の上昇流を含む雪雲の中でも雲水を維持できなくなり 1×10<sup>3</sup> 秒以内に雲水が消滅することが示された。

#### 参考文献

- Asai, T., 1968: An analysis of convective activity in atmosphere using rawinsonde data. *Tenki*, **15**, 109-115 (in Japanese).
- Fletcher, N.H., 1962: *The Physics of Rainclouds*. Cambridge Univ. Press, London, 386 pp.
- Harimaya, T., 1977: The internal structure and embryo of graupel. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. VII*

- (Geophysics), **5**, 29-38.
- , 1988: The relationship between graupel formation and meteorological conditions. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 599-606.
- Isono, K., M. Komabayashi, T. Takahashi and T. Tanaka, 1966: A physical study of solid precipitation from convective clouds over the sea. Part II. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 218-226.
- Kajikawa, M., 1974: Measurement of falling velocity of snowflakes. Research Reports of Akita Technical College, No. 9, 83-87 (in Japanese).
- , 1989: Observation of the falling motion of early snowflakes. Part II: On the variation of falling velocity. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 731-737.
- Magono, C. and C.W. Lee, 1966: Meteorological classification of natural snow crystals. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. VII (Geophysics)*, **2**, 321-335.
- , and -----, 1973: The vertical structure of snow clouds, as revealed by "snow crystal sondes", Part II. *J. Meteor. Soc. Japan*, **51**, 176-190.
- Matsumoto, S., T. Asai, K. Ninomiya, M. Iida and M. Takeuchi, 1965: Behavior of the extraordinary cold vortex over the Far East coastal area observed during the period from 22 January to 24 January 1963. *J. Meteor. Soc. Japan*, **43**, 100-115.
- Murakami, M., T. Matsuo, H. Mizuno and Y. Yamada, 1994: 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.
- Ninomiya, K., 1968: Heat and water budget over the Japan Sea and the Japan Islands in winter season. *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**, 343-372.

## 4.4 初期氷晶分布と氷晶発生機構\*

### 4.4.1 はじめに

過冷却雲粒と氷晶の共存する混合雲では、水と氷の飽和水蒸気圧の差から氷晶が過冷却雲粒を消費して急速に成長し、降水を開始することが知られている。氷晶の発生率・タイミング・場所が雲の微物理構造を決定し、その後の降水形成過程に大きな影響を与え、最終的に地上に到着する降水の量・場所・タイミングを支配し、降水短時間予測の観点からも重要であることも指摘されている。一方、近年、氷晶発生機構は、雲の微物理構造を通じて、雲による地球の放射収支にも影響を与えることが知られてきた。

上述したような氷晶発生過程の重要性から、以前から雲内の氷晶分布やそのもととなる氷晶核濃度の測定がなされてきた。氷晶核の研究の歴史は古く、Fletcher (1962) が多くの研究者によって得られた測定結果をまとめて、氷晶核濃度を過冷却温度の指数関数としてあらわす経験式を提案した。以後、この式が広く用いられている。一方、Huffman and Vali (1973) らは氷晶核濃度は湿度の関数でもあることを示した。しかし、氷晶核は雲核とは異なり、その活性化にはいくつかのモードがあり複雑なため、十分理解されるにはいたっていない。また、氷晶核濃度の測定結果の測器への依存性も指摘されている(例えば、フィルター法ではその基板の効果や、氷晶核といっしょにフィルターに捕捉された凝結核による実効湿度の低下等)。

一方、雲内の氷晶濃度も古くから調べられてきたが、1970年代以後、自動化した航空機搭載用測器(2-D O.A.P.)の普及により、大量のデータが得られるようになり、いく種類かの雲(例えば海洋性層積雲: Hobbs and Rangno 1985, 1990, Mossop 1985)では、氷晶核濃度より2~5桁もおおきな氷晶濃度が観測されることが指摘され、それを説明する種々の氷晶発生機構(1次氷晶・2次氷晶発生を含めて)が提案されている。このように、氷晶発生機構には未解決の問題が数多く残されている。

日本海降雪雲中での氷晶発生機構に関する研究は、これまで非常に限られており、Magono and Lee (1973) による Snow crystal sonde を用いた氷晶濃度測定(北海道)と Isono *et al.* (1966) による、混合箱による氷晶核測定(北陸地方)があるだけであった。最近、

Murakami *et al.* (1994) は、HYVIS (Murakami and Matsuo, 1990)・HYDROS (4.1参照)・ドップラレーダを用いて約40例の雪雲を観測し、氷晶濃度はFletcherの式より1~2桁大きいこと、発達期の雪雲では氷晶濃度が10個 $L^{-1}$ 未満であるが発達期には約1桁大きな値になることを示した。

この節では、HYVIS・HYDROSで測定された雪雲中の初期氷晶の空間分布と、他の気象要素との関連を記述する。更にこれら観測事実と、数値シミュレーションの結果との比較に基づいて、氷晶発生メカニズムを議論する。

### 4.4.2 測定方法

1989年から1992年の4冬期間、山形県酒田市沖で、気球搭載のHYVIS、航空機から投下するHYDROSを用いて、約40個の対流性降雪雲の内部構造を調べた。測定した雪雲のライフステージは、レーダエコーの変化から推定した(詳細はMurakami *et al.*, 1994)。

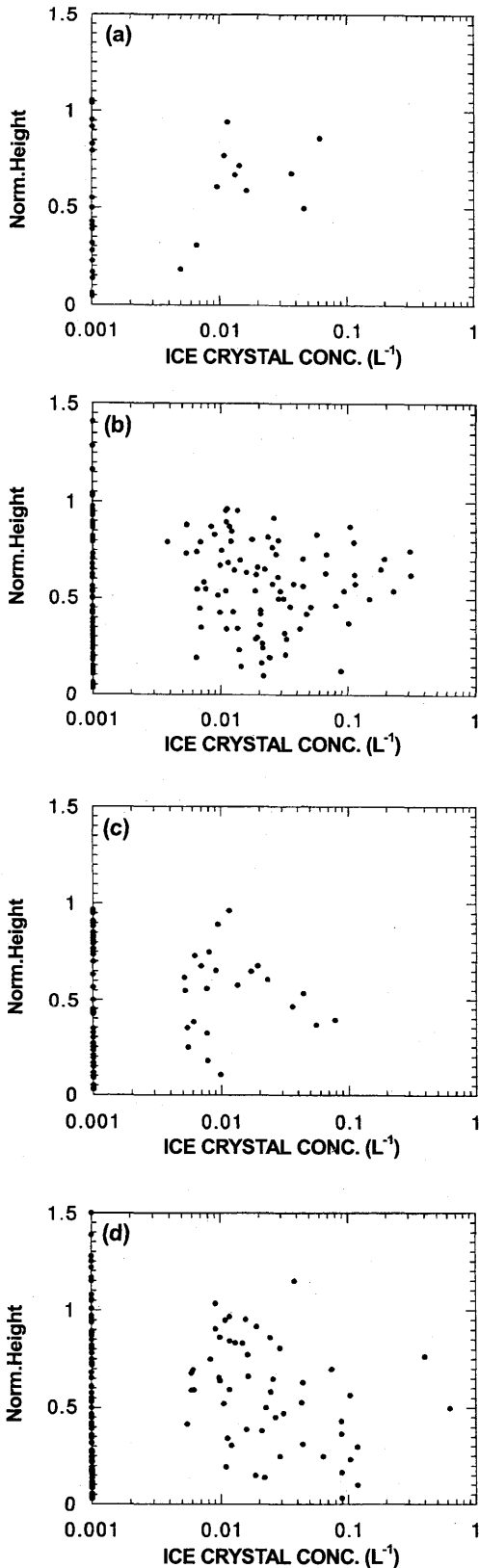
こわれやすい雪粒子は、HYVIS・HYDROSのフィルム上に捕捉されるとき、小さな雪の破片やRimed Particlesを生成することがある。ここでは、このような粒子は除いて、200 $\mu m$ 以下で結晶形が識別できるもののみを氷晶として数えた。

また、HYVIS・HYDROSの顕微鏡視野は、1.5 $\times$ 1.0mmと小さく、サンプリングボリュームも小さいので、統計的誤差を小さくするため250m毎の平均値を用いている。それでも250m上昇する間のサンプリングボリュームは、0.3~0.4Lと小さく、氷晶数濃度測定の検出限界は、2~3個 $L^{-1}$ であることに留意する必要がある。

### 4.4.3 初期氷晶濃度

観測した約40個の雪雲のうち、雲頂温度が $-20^{\circ} \pm 3^{\circ}C$ で、比較的寿命の短い対流性雪雲の発達・最盛・衰退期と、持続型の雪雲について、氷晶濃度の高度分布を第4.4.1図に示す。すでにMurakami *et al.* (1994)が指摘しているように、発達期には10個 $L^{-1}$ 以下の氷晶濃度が最盛期には100個 $L^{-1}$ 、衰退期には再び数10個 $L^{-1}$ 程度にもどっている。データ数も少なく、バラツキはあるが、発達期の雪雲では氷晶濃度は高度とともに(気温の低下とともに)増加しているが、

\* 村上正隆：物理気象研究部



第 4.4.1 図 雲頂高度で規格化した高さと同内氷晶濃度の関係。(a) 比較的寿命の短い雪雲の発達期、(b) 最盛期、(c) 衰退期、(d) 比較的寿命の長い(持続型)の雪雲。

発達期の雪雲では、雲の最上部(雲頂付近、最も気温の低いところ)ではなく、上部 1/3 のところにピークをもっている。一方、持続性の雪雲では、雲頂付近の低濃度を除くと氷晶濃度の高度変化は顕著ではなく、ほぼ一様である。

第 4.4.2 図は、対流性降雪雲(寿命の短いものと持続性のもの両方を含む)について、氷晶濃度とそれが測定された場所の気温の関係を示す。●印は過冷却雲粒と共存下のもの、○印は過冷却雲粒が共存しないもの、破線は●印について、点線は○印についての一次回帰直線を参考までに示す。高濃度の氷晶は、過冷却雲粒の共存下で観測されている。気温低下に伴う氷晶濃度の増加傾向は両方(破線と点線)とも、それほど顕著ではない。

しかし、これは従来から知られている氷晶濃度と雲頂温度の関係を否定するものではない。日本海上の対流性降雪雲について、この関係を第 4.4.3 図に示す。Fletcher の氷晶核濃度と温度の関係を示すグラフより傾きはゆるやかではあるが、氷晶濃度は明瞭な雲頂温度依存性を示す。

また、氷晶濃度そのものは Murakami *et al.* (1994) も指摘しているように、Fletcher の式から期待されるより 1~2 桁大きな値である。

第 4.4.3 図の実線で示される温度依存性

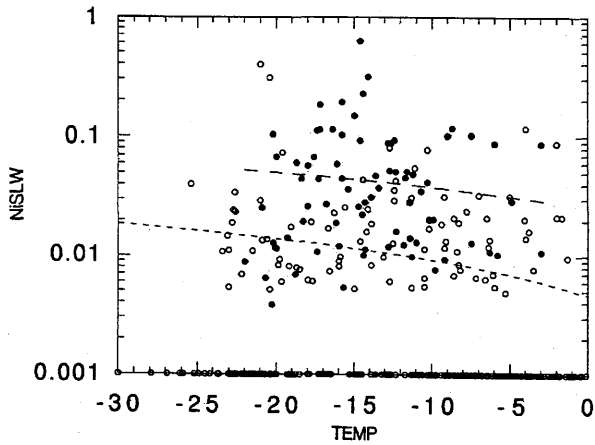
$$N_i = 0.3583e^{-0.2295T} \quad (4.4.1)$$

を用いて、 $-20^{\circ}\text{C}$ での値に規格化した氷晶濃度と雲水量の関係を第 4.4.4 図に示す。両者の間には良い相関があり、 $N_i$  は CWC の 1 乗に比例している。Hobbs and Rangno (1985), Rangno and Hobbs (1991) は、氷晶濃度と雲粒の臨界半径の間に良い相関を見出しているが、本研究では、雲粒の臨界半径・平均半径等との相関はなく、雲粒数濃度との間に弱い相関が認められた。

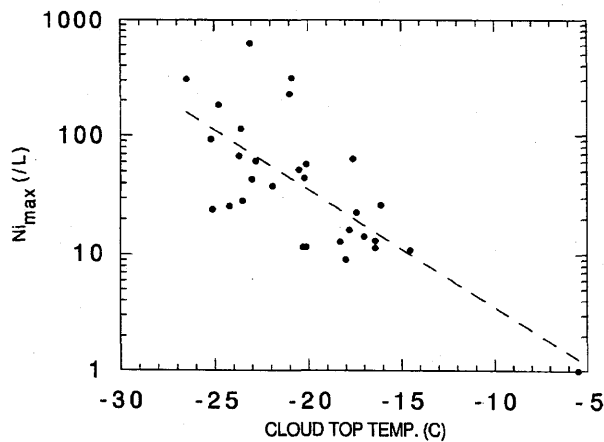
#### 4.4.4 考察

##### 4.4.4.1 氷晶核測定値との比較

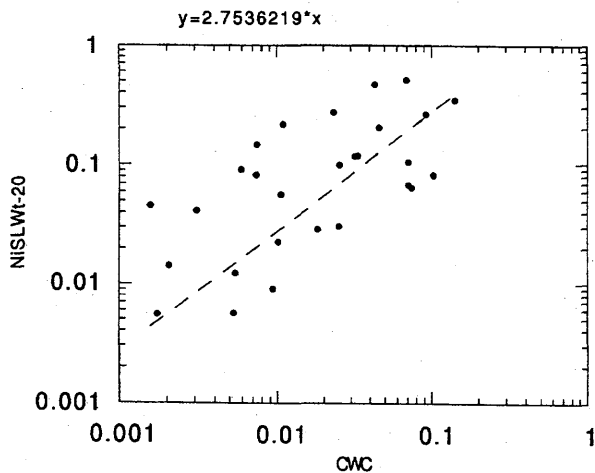
1970 年代の終わり以後、Schaller and Fukuta (1979), Tomlinson and Fukuta (1985) や Rogers (1993) 等によって、非接触型の雲箱(熱拡散箱)を用いた測器が考案されたが、航空機上で *in-situ* 測定を行うためには、測器の応答速度の問題があった。このように、我々の



第 4.4.2 図 雲内の氷晶数濃度と温度との関係。●印と○印はそれぞれ過冷却雲粒が共存できている場合と共存していない場合の氷晶数濃度を示し、破線と点線はそれぞれのデータに対する回帰直線。



第 4.4.3 図 雲頂温度と雲内最大氷晶数濃度の関係。



第 4.4.4 図 氷晶数濃度と雲水量の関係。

共同観測プロジェクトを開始する時点では、航空機による氷晶核測定技術が整備されていなかったため、氷晶核測定は行わなかった（名大のグループが地上でフィルター法及び、Continuous Flow Thermal Diffusion Chamber 法を用いて測定を行った）。

これまで、冬の季節風時、日本海上での氷晶核測定はほとんどなされてない。Isono *et al.* (1966) が、北陸地方（我々の観測域の南南西 400 km）で混合箱を用いて観測し、 $-15^{\circ}\text{C}$  で数個  $\text{L}^{-1}$  という値を得ている。佐藤等 (1994; personal communication) は、1992 年～1993 年に、地上観測から、 $-20^{\circ}\text{C}$ 、3%の水過飽和の条件下（condensation - freezing nuclei と考えられる）で数個  $\text{L}^{-1}$  という値を得ている。

最近の Rogers (1993), Al-Naimi and Saunders (1985), Beresinskiy and Stepanov (1986) 等の研究によると、氷晶核濃度は顕著な水過飽和度の関数で、温度依存性は、Fletcher の式から期待される  $4^{\circ}\text{C}$  の温度低下で氷晶核濃度 1 桁の増加よりは、はるかに弱いことが示されている（氷晶核濃度は  $-20^{\circ}\text{C}$  で数個  $\text{L}^{-1}$ 、 $10^{\circ}\text{C}$  の温度低下で氷晶核数が 1 桁程度の増加）。

寿命の短い対流性雪雲の発達期に見られる氷晶核濃度はこれら最近の氷晶核測定値でほぼ説明がつく。しかし、最盛期や持続性の降雪雲内で観測される  $100 \text{ L}^{-1}$  以上の氷晶核濃度を説明することはむずかしい。また、第 4.4.2 図や第 4.4.3 図で示した氷晶濃度の温度依存性は、最近の氷晶核測定結果とほぼ符合している。

#### 4.4.4.2 氷晶発生メカニズム

4.4.3 で述べたように、HYVIS・HYDROS 観測は氷晶濃度と過冷却雲粒の強い相関を示し、氷晶発生機構として過冷却雲粒の凍結（凝結-凍結核と内部凍結核を含む）を示唆した。しかし、過冷却雲粒の存在は、一般に高い水過飽和度（水飽和あるいは若干の水過飽和）も意味するので、単純に、主な氷晶発生機構としての昇華核の活性化の可能性を除外することはできない。しかし、Schaller and Fukuta (1979) も熱拡散箱を用いた測定結果について言及しているように、水過飽和状態では、瞬時に雲核が活性化し、雲粒を生成するので、主なニュークリエーション機構は昇華核から凝結-凍結核に移行するため、水飽和以上で雲粒が存在する場合、昇華核の活性化は副次的なものと考えられ

る。

もう一つ過冷却雲粒が介在する氷晶発生機構として接触凍結核が考えられる。気体-液体界面を横切る接触凍結核の方が凍結核より活性化速度そのものは大きい。接触凍結の場合の律速過程は粒子（氷晶核）と過冷却雲粒の衝突確率である。通常の粒子濃度と粒子の拡散係数から期待できる氷晶発生数はさほど大きくないことは何人かの研究者によって指摘されている（e.g., Hobbs and Rangno (1990)）。また、HYVIS 観測の結果は、高濃度の氷晶は高濃度の過冷却雲水と共存することを示しており、周囲の乾いた空気との混合による蒸発域で高濃度の氷晶が期待される接触凍結核の活性化のシナリオとは相反する。

過冷却雲粒の凍結については、厳密な両者間の定義の違いは明瞭ではないが、凝結凍結核と内部凍結核の2つが挙げられている。

前者は、凝結による雲粒発生時にその一部分が凍結するという考えで、Fukuta and Schaller (1982) によると、雲核の活性化速度と氷晶核の活性化速度の積として表現され、これをコントロールする環境変数は基本的には過冷却温度と水過飽和度である。良く知られているように、発生する雲粒数濃度は、水過飽和度の関数となるので (Pruppacher and Klett, 1978), 凝結凍結核によって氷晶が発生しているとすると、氷晶数と雲粒数濃度の間の相関が期待される。

一方、後者は、一端雲核の活性化によって雲粒が形成された後、ある時間を経て、雲粒中に存在する凍結核が活性化して雲粒凍結を起こすという考えである。凍結核による微水滴（過冷却雲粒）の凍結について確率仮定を採用すると (Pruppacher and Klett, 1978 を参照), 凍結速度は、

$$-\frac{dN_u}{N_u} = V_d J(T_s) dt \quad (4.4.2)$$

で表される。Bigg (1953) は純水滴を用いた実験から

$$J(T_s) = B(e^{aT_s} - 1) \quad (4.4.3)$$

という値を得た。これらの2つの式を組み合わせると、

$$-\frac{1}{N_u} \left( \frac{dN_f}{dt} \right)_{T_s} = BV_d (e^{aT_s} - 1) \quad (4.4.4)$$

となり、氷晶発生数は雲粒数濃度と1個の雲粒の体積の積、つまり雲水量に比例することが期待される。

これらの理論的に期待される氷晶濃度と他の気象要素との関連を観測結果と比較すると、発達期の雪雲では凝結凍結核による氷晶発生も考えられるが、過冷却雲粒中の凍結核の活性化が主な氷晶発生機構として有力である。

最近、Hobbs and Rangno (1991) が高濃度の氷晶を説明するメカニズムとして、低濃度雲粒と上昇流の組み合わせによる局所的な高水過飽和域での、雲核としては活性化能力の低い（凍結核としては高い）凝結凍結核の活性化による氷晶発生を提案している。しかし、高濃度の氷晶が観測される最盛期の対流性降雪雲内での雲粒濃度、平均粒径、上昇流、気温の代表的な値はそれぞれ  $20 \text{ 個 cm}^{-3}$ ,  $20 \mu\text{m}$ ,  $2 \text{ m s}^{-1}$ ,  $-15 \text{ }^\circ\text{C}$  で、Twomey (1959) や Fukuta (1993) から予想される水過飽和度は高々3%程度である。これまでの氷晶核の水過飽和度依存性に関する実験結果 (Rogers, 1993; Tomlinson and Fukuta, 1985; Al-Naini and Saunders, 1985; Satoh (personal communication, 1994; Mizuno and Fukuta, 1995) によれば、この水過飽和度の範囲における氷晶数の増加は5倍程度で、発達期と最盛期の氷晶濃度の1~2桁の差は説明できそうもない。

高濃度の氷晶の説明として、一次氷晶発生機構の他に二次氷晶発生機構（氷晶増殖過程）も考えられる。しかし Hallett and Mossop (1974) の rime-sprinkering メカニズムは  $-3 \sim -8 \text{ }^\circ\text{C}$  で働くのに対して、高濃度の氷晶は  $-10 \sim -20 \text{ }^\circ\text{C}$  の領域で見い出されている。また、寒冷前線に伴う雲を除いて、このメカニズムによって生成される代表的な結晶形である針状結晶 (Hobbs and Rangno, 1991) もほとんど観測されていない。この他にも、固体降水粒子間（雪-雪、雪-あられ）の衝突による二次氷晶発生の可能性も考えられる (Hobbs and Farber, 1972; Vardiman, 1978) が、この機構による氷晶発生速度と他の物理量との定量的関係も明らかになっていないので、ここでは検討しなかった。

#### 4.4.4.3 凍結核の活性化速度

雪雲内での主な氷晶発生機構が、確率仮説に基づく凍結核の活性化であると仮定して、次式を用いて過冷却雲粒の凍結速度  $J$  を計算する。

$$J = \frac{\Delta P}{\Delta t} \frac{1}{Q_c} \quad (4.4.5)$$

$$\Delta P = \frac{N_i}{N_c + N_i} \quad (4.4.6)$$

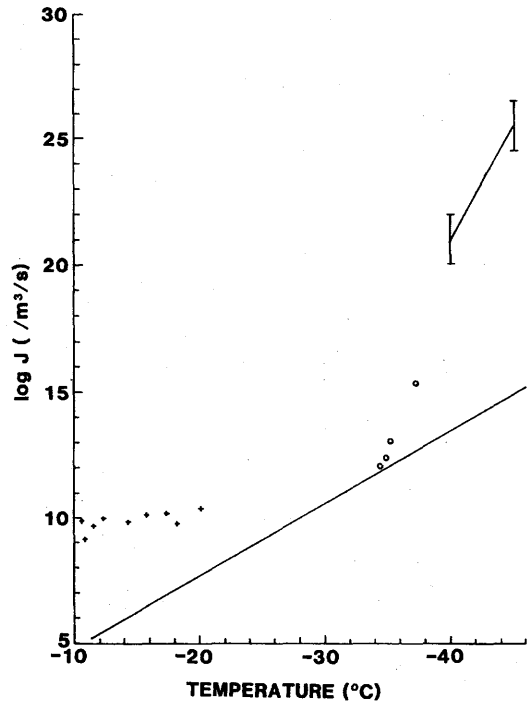
ここで、 $N_c$  は雲粒数濃度、 $N_i$  は 200  $\mu\text{m}$  以下の氷晶数濃度、 $Q_c$  は雲水量、 $\Delta t$  は氷晶が平均的なサイズ (100  $\mu\text{m}$ ) まで成長するのに要する時間である。 $\Delta t$  は温度、湿度 (結晶形) の関数であるので、水飽和を仮定して、Fukuta (1993), Takahashi and Fukuta (1988) の実験式を用いて計算した。

温度と雲粒凍結速度の関係を第 4.4.5 図に示す。Sassen and Dodd (1988), Hagen *et al.* (1994), そして今回の結果のいずれもが、Bigg (1953) より高い凍結速度を示している。今回調べた雪雲の場合は、対流活動に伴う乱流混合 (エントレインメントも含む) により、氷晶濃度の分布が平滑化されていると考えられる。特に  $T > -15^\circ\text{C}$  領域への氷晶の輸送が、今回の結果が他のものと較べて温度依存性が不明瞭な理由であろう。

この計算で取り扱った氷晶は 200  $\mu\text{m}$  以下で、平均 100  $\mu\text{m}$  としても、その成長に要する時間は 100 秒のオーダーである。この間に、氷晶の昇華凝結成長や雲粒捕捉成長に費やされたり、周囲の乾燥空気との混合によって、雲水量も変化するので、必ずしも凍結速度の計算結果は正確な値とは云えないが、このような *in-situ measurement* がほとんどない現状では、一応の目安になると考えられる。

#### 4.4.4.4 モデルの結果

Clark (1977) の雲モデルの 2 次元ネステッドバージョン (Clark and Farley, 1984) を用いて、1989 年 2 月 2 ~ 4 日の寒気吹き出しに伴う降雪雲の数値シミュレーションを行った (詳細は 9.1 参照)。この数値シミュレーションでは、氷晶発生機構として Fletcher (1962) の温度依存性と Huffman and Vali (1973) の湿度依存性を組み合わせた昇華核と、Bigg (1953) の水滴凍結速度の 2 つを考慮した。再現された降雪雲の雲頂温度は約  $-20^\circ\text{C}$  で、他の雲物理量も観測とほぼ一致した。第 4.4.6 図に色々な発達ステージ (図中矢印で示す 1 → 2 → 3 → 4 → 5) の雪雲内の雲水量、氷晶数濃度、雪数濃度を示す。雲頂高度が最大に達する頃に雲水量も最

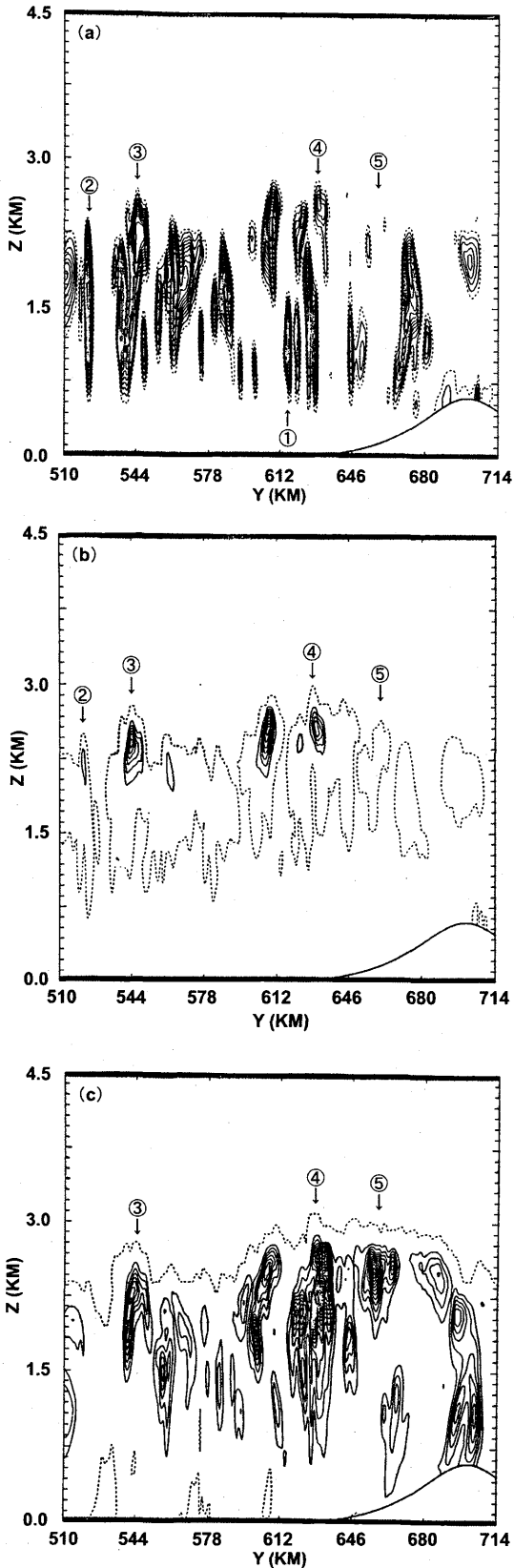


第 4.4.5 図 凍結核の活性化速度と温度の関係。— ; Bigg (1953), I ; Hagen *et al.* 1994, O ; Sassen and Dodd (1988), + ; present study.

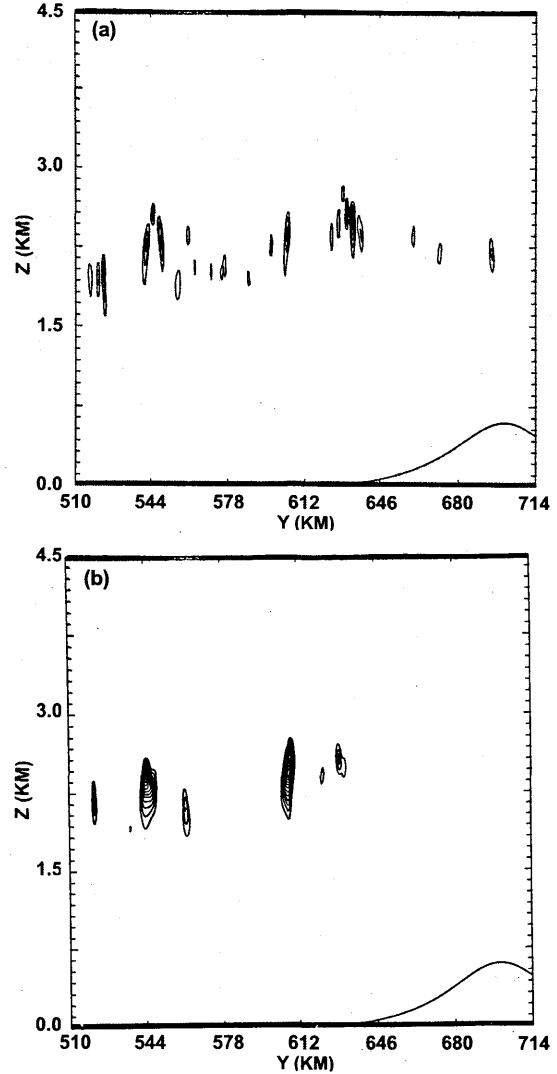
大となり、その後、氷晶、雪の数濃度が増加し、最盛期を過ぎる頃から雲水量、氷晶濃度の順に減少することが分かる。また、高濃度雲水域と高濃度氷晶域がほぼ一致しており、観測結果を良く再現している。氷晶発生機構を氷晶生成速度の空間分布で見ると (第 4.4.7 図)、昇華核、凍結核ともに雲水量の高濃度域で大きな値を示しているが、凍結核 (雲粒凍結) の方が卓越している。この結果は、(4.4.4.2) の議論を支持している。

第 4.4.6 図にも示されるように、雲粒凍結による連続的な氷晶発生、氷晶の成長 (落下速度の増加) による雪雲内への蓄積効果により、再現された雪雲内には最大で 40~50 個  $\text{L}^{-1}$  の氷晶・雪が生成される。この値は Fletcher の式から期待される  $-20^\circ\text{C}$  で 1 個  $\text{L}^{-1}$  よりはるかに大きな値で、HYVIS・HYDROS 観測で頻繁に観測された 10~100 個  $\text{L}^{-1}$  の値を説明できる。

観測された極端に大きな値 (~300 個  $\text{L}^{-1}$ ) についても、このモデルで用いた氷晶核の活性化や雲粒凍結速度が、4.4.4.1 や 4.4.4.2 で述べたように、実測値より小さめの値であることを考慮すると、これらのメカニズムで説明可能なように見える。



第 4.4.6 図 色々な発達段階の雪雲中の雲水混合比 (a), 雲水の数濃度 (b), 雪の数濃度 (c). 等値線の間隔は (a)  $0.031 \text{ g kg}^{-1}$ , (b)  $1 \text{ 個 L}^{-1}$ , (c)  $2 \text{ 個 L}^{-1}$  である. 1 → 2 → 3 → 4 → 5 の順に発達期・最盛期・衰退期へと推移する.



第 4.4.7 図 昇華核の活性化 (a) と雲粒凍結 (b) による雲水混合比の生成率. 等値線の間隔は (a) が  $1.86 \times 10^{-9} \text{ g kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$  で (b) が  $1.49 \times 10^{-9} \text{ g kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$  である.

#### 4.4.5 結論

1989 年～1992 年の 4 冬期間に、山形県酒田市沖の飛島でドップラーレーダと同期して、HYVIS・HYDROS 観測を実施した。その結果は、高濃度の氷晶は過冷却雲水域に存在することを示し、氷晶発生機構と過冷却雲粒間の密接な関係を示唆した。

氷晶濃度の時空間分布や、温度・雲水量依存性の解析から、現時点では、発達期の雪雲では凝結凍結核の活性化が、それ以後は内部凍結核の活性化（過冷却雲粒の凍結）が有力な氷晶発生機構と考えられる。

昇華核と雲粒凍結（核）を組み込んだ 2 次元ネステッドモデルを用いた雲頂温度  $\sim -20 \text{ }^\circ\text{C}$  の降雪雲の数値シミュレーションの結果は、観測された高濃度の過冷却雲水域と氷晶域の対応を良く再現した。氷晶発生



の生成項の解析結果も、凍結核の方が昇華核の活性化よりも卓越していることを示した。

しかし、以上の結論は、いくつかの仮定にもとづいて導出されたものであり、降水機構に大きな影響を持つ氷晶発生機構をより深く、より正確に理解するためには、雲内の初期氷晶の時空間分布のデータの集積と、メカニズム別に測定可能な装置を用いた航空機による氷晶核の in-situ measurement が不可欠である。

### 参考文献

- Al-Naimi, R. and C.P.R. Saunders, 1985: Measurements of natural deposition and condensation-freezing ice nuclei with a continuous flow chamber. *Atmos. Environ.*, **19**, 1871-1882.
- Berezinskiy, N.A. and G.V. Stepanov, 1986: Dependence of the concentration of natural ice-forming nuclei of different size on the temperature and supersaturation. *Izu. Atmos. Ocean. Phys.*, **22**, 722-727.
- Big, E.K., 1953: The supercooling of water. *Proc. Phys. Soc. London*, **B66**, 688-694.
- 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.
- Fletcher, N.H., 1962: *The Physics of Rainclouds*. Cambridge University Press, 386pp.
- Fukuta, N., and R.C. Schaller, 1982: Ice nucleation by aerosol particles: Theory of condensation-freezing nucleation. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 648-655.
- , 1992: Growth behavior of atmospheric ice crystals as revealed by vertical supercooled cloud tunnel simulation experiments. *Trends in Atmospheric Sci.*, **1**, 55-72.
- , 1993: Water supersaturation in convective clouds. *Atmos. Res.*, **30**, 105-126.
- Hagen, D.E., J. Podzimek, A.J. Heymsfield, M.B. Trueblood, and C.K. Lutrus, 1994: Potential role of nuclei in cloud element formation at high altitudes. *Atmos. Res.*, **31**, 123-135.
- Hallett, J. and S.C. Mossop, 1974: Production of secondary ice particles during the riming process. *Nature*, **249**, 26-28.
- Hobbs, P.V. and R.J. Farber, 1972: Fragmentation of ice particles in clouds. *J. Rech. Atmos.*, **6**, 245-258.
- , and A.L. Rangno, 1985: Ice particle concentrations in clouds. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2523-2549.
- , and A.L. Rangno, 1990: Rapid development of high ice particle concentrations in small polar maritime cumuliform clouds. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2710-2722.
- Huffman, P.J. and G. Vali, 1973: The effect of vapor depletion on ice nucleus measurements with membrane filters. *J. Appl. Meteor.*, **12**, 1018-1024.
- Isono, K., M. Komabayashi, T. Takahashi and T. Tanaka, 1966: A physical study of solid precipitation from convective clouds over the sea. Part II. - Relation between ice nucleus concentration and precipitation -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 218-226.
- Magono, C. and C.W. Lee, 1973: The vertical structure of snow clouds, as revealed by "snow crystal sondes", Part II. *J. Meteor. Soc. Japan*, **51**, 176-190.
- Mizuno, H. and N. Fukuta, 1995: Natural ice nucleus measurements under high supersaturation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 1115-1122.
- Mossop, S. C., 1985: The origin and concentration of ice crystals in clouds. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **66**, 264-273.
- Murakami, M. and T. Matsuo, 1990: Development of hydrometeor videosonde. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, **7**, 613-620.
- , -----, H. Mizuno and Y. Yamada, 1994: 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.
- Pruppacher, H.R. and J.D. Klett, 1978: *Microphysics of Clouds and Precipitation*. D. Reidel Publ. Co., Boston, 714pp.
- Rangno, A.L. and P.V. Hobbs, 1991: Ice particle and precipitation development in small polar maritime cumuliform clouds. *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **117**, 207-241.
- Rogers, D.C., 1993: Measurements of natural ice nuclei with a continuous flow diffusion chamber. *Atmos. Res.*, **29**, 209-228.

- Sassen, K., and G.C. Dodd, 1988: Homogeneous nucleation rate for highly supercooled cirrus cloud droplets, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1357-1369.
- Schaller, R.C. and N. Fukuta, 1979: Ice nucleation by aerosol particles: Experimental studies using a wedge-shaped ice thermal diffusion chamber. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1788-1802.
- Takahashi, T. and N. Fukuta, 1988: Supercooled cloud tunnel studies on the growth of snow crystals between -4 and -20°C. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 841-855.
- Tomlinson, E.M. and N. Fukuta, 1985: A new horizontal gradient, continuous flow, ice thermal diffusion chamber. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **2**, 488-467.
- Twomey, S., 1959: The nuclei of natural cloud formation: the supersaturation in natural clouds and the variation of cloud droplet concentration. *Geofis. Pura et Appl.*, **43**, 243-249.
- Vardiman, L., 1978: The generation of secondary ice particles in clouds by crystal-crystal collision. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2168-2180.

## 第5章 降雪雲の気流構造 (デュアルドップラーレーダ観測)

### 5.1 デュアルドップラーレーダデータ解析法\*

降雪雲内の 3 次元的气流構造や降雪強度を観測するために、複数の X-band (波長 3 cm) ドップラーレーダを山形県から秋田県にかけての日本海沿岸に設置し、主として山形県沖の飛島付近の海上に出現する降雪雲を対象にして観測を行った。2 台のレーダの距離は約 37 km である。また、デュアルドップラーレーダ観測では、風を算出するための 1 回の 3 次元走査 (volume scan) を 7~8 分間隔で行った。

降雪雲内の 3 次元的气流構造を求めるための 2 台のデュアルドップラーレーダ観測は、降水系内の気流を算出するために広く用いられており、その基本的な解析方法については Ray *et al.* (1980) や Chong and Testud (1983), 気象研究所技術報告第 19 号 (1986) などで解説されている。風速の 3 成分は、2 台のレーダで観測された動径速度と非弾性の連続の式とを組み合わせることによって算出する。鉛直流は、水平発散を鉛直上方または下方に積分することによって求める。なお、このようにして算出される鉛直流に含まれる誤差に関しては上述の Ray *et al.* (1980) や Chong and Testud (1983) を参照されたい。

デュアルドップラーレーダ解析のプログラムは、台風研究部第 3 研究室 (現在、第 2 研究室) で開発されたものを参考にして、夏季の対流雲に比べて比較的空間規模の小さい日本海上の降雪雲についても良質な気流構造が求められるように改良や開発を行った。質のよい風場を算出することは、雲内の運動量の鉛直輸送を解析したり、リトリーバルという手法を用いて雲内の力学・熱力学的な場を推定したりするためには必須であるからである。主な改良点や新たに開発したものは、下記のとおりである。

#### 5.1.1 共通座標系へのデータの内挿法

風場を算出するためには、折り返し補正済み (質の悪いデータの除去を含む) のドップラー速度データを 2 台のレーダに共通の Cartesian 座標系の格子点上へ内挿することがまず必要である。生のドップラー速度にはランダムな誤差が含まれているので、この誤差分散を減少させるために内挿のときに「平滑化」

が行われる。このことは、連続の式を用いる以上、必須である。この平滑化を、Ray *et al.* (1980) と同様に格子点を中心とする体積 (影響体積) を考えて、その体積内に含まれるデータに中心からの距離に応じて重み (Cressman 型の重み関数) をつけて平均値を求めるように改良した。また、影響体積の形状として球のほか回転楕円体も使用できるようにした。このような形状の影響体積は、鉛直方向への過度の平滑化をすることなく、水平方向のデータを比較的多く用いて内挿するのに適している。多仰角 PPI 観測データに基づくデュアルドップラーレーダ解析においては、このような内挿法によって空間規模が数 km 以上の現象について、風場がゆがむことなく再現されることが示されている (Yamada, 1998)。

台風研究部で開発されてきた従来の解析方法では、共通座標系は、一方のレーダを原点として、 $x$  軸と  $y$  軸が、それぞれ、東西、南北方向を向くようにとり、 $z$  軸を鉛直上方に設定していた。これを、共通座標系 (直交座標系) の  $x$  軸、 $y$  軸の向きや、水平・鉛直方向の分解能は任意に設定できるように変更している。たとえば、coplan モードのように水平面上で一方のレーダを原点として、2 台のレーダを結ぶ線 (基線) を  $y$  軸にとり、それに直交するように  $x$  軸をとるようにすることもできる。この座標系は、次に述べる鉛直流の補正を行うときに都合がよい。なぜならば、この補正に必要な地表面上における水平発散の誤差分散を、基線に平行・直交する方向の水平風速成分に含まれる誤差分散から見積もっているためである。さらに、解析では、地球に固定された座標系、あるいは対象とする降雪雲とともに移動する座標系、いずれかを選択することが可能である。後者は、リトリーバル等の解析に好都合である。

#### 5.1.2 変分法に基づく鉛直流の補正法の導入

すでに述べたように、デュアルドップラーレーダ解析では、鉛直流は非弾性の連続の式を積分することによって計算される。このときの境界条件として最も自然なものは、地表面で鉛直流がゼロと仮定することである。しかし、大気の密度が上空ほど小さくなるの

\* 山田芳則：物理気象研究部 (現 予報部数値予報課)

で、積分の過程で水平発散場に含まれる誤差が増加していく傾向がある。このため、上空で「不自然な」大きさの鉛直流が現れることがある。このような鉛直流に含まれる誤差を軽減するための一つの方法として、連続の式をエコー頂から鉛直下方に積分することも可能である。ただし、このためには、雲頂に相当するような、反射強度の非常に弱い領域までも風場が求められている必要がある。しかし、実際に風場を解析してみると、反射強度が 10~15 dBZ 以上の領域で、良質な風場が求められている (Yamada *et al.*, 1994; Yamada *et al.*, 1996; Yamada *et al.*, 1997)。このため、鉛直下方に積分することによって鉛直流を計算することは行わなかった。もっとも、複雑な地形上以外では、地表面で鉛直流の大きさを  $0 \text{ m s}^{-1}$  と仮定して鉛直上方に連続の式を積分することは自然なことである。

比較的高度の高い所に現れる「不自然な」鉛直流を補正し、精度のよい風場を算出するために、Chong and Testud (1983) によって coplan モード用に開発された "Floating Boundary Condition" を導入した。この方法の基本的な考え方は、地表面上の鉛直流の大きさは一定値をとるのではなく、平均値 0 のまわりに分散をもっていると考えて、全領域で鉛直流の水平方向の空間微分の大きさが最小となるように地表面での鉛直流を決定するものである。ただし、このときの束縛条件は、計算された地表面での鉛直流の分散があらかじめ決められた値に等しくなるようにするということであるので、この分散を例えば数値計算等によって見積もっておく必要がある。この方法の大きな利点のひとつには、雲頂高度付近まで風場が求められていなくても補正が可能であるという点である。すでに述べたように、良質な風場が求まるのは反射強度が少なくとも 10~15 dBZ の領域であるので、このような反射強度をもつエコー頂高度を雲頂高度とは見なしがたい。また、レーダの仰角によっては、雲頂付近の高度まで観測できないこともある。Floating Boundary Condition を用いるために、coplan モードとは異なる、多仰角 PPI 走査法の観測について必要なパラメーターを計算した (Yamada, 1998)。もちろん、この "Floating Boundary Condition" の方法以外にも、変分原理に基づく補正方法は存在する (Ray *et al.*, 1980)。ただし、彼らの方法では、鉛直上方 (雲頂高度付近) での上昇流の大きさを与える必要があるため、この場合には雲頂

高度付近まで風場が算出されている必要がある。日本海上の降雪雲の場合には、雲頂高度が高々約 4 km 程度であり、このような補正を行う必要がある場合は少ない。むしろ、次の項目で述べるように、折り返し補正や質の悪い速度データを除去することの方が大切である。

### 5.1.3 ドップラー速度折り返し補正法の改良と開発

パルス型の電波を用いてドップラー速度を測定するシステムでは、パルス繰り返し周波数で規定されるナイキスト速度を超える速度の値は折り返して観測される。このため、解析の前には、すべての速度データに正しいナイキスト数を割り当てる必要がある。これを折り返し補正という。これまでに、さまざまな折り返し法が開発されてきており、簡単なアルゴリズムから複雑なものまでさまざまである (e.g., Ray and Ziegler, 1977; Hennington, 1981; Aoyagi, 1983; Miller and Mohr, 1983; Bergen and Albers, 1988; Albers, 1989; Desrochers, 1989; Eilts and Smith, 1990; Zawadzki and Desrochers, 1991; Jing and Wiener, 1993)。折り返して観測されたデータとは別に、生のドップラー速度データには、反射強度や分散のしきい値を用いては除去できないような、誤差の大きなデータも含まれているので、折り返し補正の過程では、このようなデータを除去することが非常に大切である。このような誤差の大きな速度データは一見してそれと認識できるものではないが、多くの折り返しアルゴリズムでは、これらを除去するような方法が取り込まれている。的確な折り返し補正と誤差を比較的多く含んだ速度とを除去することが、良質な風場を算出するためにきわめて重要である。どの折り返し補正法にも適用できる範囲があり、このため実際には複数の方法を準備することが必要であるとともに、新しい方法を常に開発していくことも大切である。現在、2つの折り返し補正法を用いており、ひとつは、Hennington (1981) の方法に連続性の点検を組み込んだもの、もう一つは新たに開発した Yamada and Chong (1999) によるものである。後者の方法は、速度データの連続性と VAD 解析 (Browning and Wexler, 1968) に基づいており、折り返し補正法のアルゴリズムの中で風速場の情報を必要としないことが大きな利点のひとつである。実際、風速場が複雑と考えられる山岳地域での降雪雲のレーダ観測の解析に

においてもこのアルゴリズムは良好に動作している。

以上のような改良を行った結果、降雪雲内の三次元的な風場が精度よく求められるようになった。

### 参考文献

- 気象研究所, 1986: ドップラーレーダによる気象・海象の研究, pp243.
- Albers, S. C., 1989: Two-dimensional velocity de-aliasing in highly sheared environments. Preprints 24th Conf. on Radar Meteorology, Tallahassee, Fla., Amer. Meteor. Soc., 411-414.
- Aoyagi, J., 1983: Wind measurements by a Doppler radar. Preprints 21st Conf. on Radar Meteorology, Edmonton, Canada, Amer. Meteor. Soc., 536-541.
- Bergen, W. R. and S. C. Albers, 1988: Two- and three-dimensional de-aliasing of Doppler radar velocities. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **5**, 305-319.
- Browning, K. A. and R. Wexler, 1968: The determination of kinematic properties of a wind field using Doppler radar. *J. Appl. Meteor.*, **7**, 105-113.
- Chong, M., and J. Testud, 1983: Three-dimensional wind field analysis from dual-Doppler radar data. Part III: The boundary condition: An optimum determination based on a variational concept. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1227-1241.
- Desrochers, P. R., 1989: A reliable method for real-time velocity unfolding. Preprints 24th Conf. on Radar Meteorology, Tallahassee, Fla., Amer. Meteor. Soc., 415-418.
- Eilts, M. D. and S. D. Smith, 1990: Efficient dealiasing of Doppler velocities using local environment constraints. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **7**, 118-128.
- Hennington, L., 1981: Reducing the effects of Doppler radar ambiguities. *J. Appl. Meteor.*, **20**, 1543-1546.
- Jing, Z. and G. Wiener, 1993: Two-dimensional dealiasing of Doppler velocities. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **10**, 798-808.
- Miller, L. J. and C. G. Mohr, 1983: The simple rectification to cartesian space of folded velocities from Doppler radar sampling. Preprints 21st Conf. on Radar Meteorology, Edmonton, Canada, Amer. Meteor. Soc., 565-568.
- Ray, P. S. and C. Ziegler, 1977: De-aliasing first moment Doppler estimates. *J. Appl. Meteor.*, **16**, 563-565.
- , C. L. Ziegler, W. Bumgarner and R. J. Serafin, 1980: Single- and multiple-Doppler radar observations of tornadic storms. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1607-1625.
- Yamada, Y., T. Matsuo, M. Murakami, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1994: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part II: Time change in airflow structures in isolated snow clouds derived from dual-Doppler radar observations. - A case study -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 695-708.
- , M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, Y. Fujiyoshi, and K. Iwanami, 1996: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part III. Two types of circulations in snow bands associated with a wind-speed-increase zone preceding cold-air outbreaks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 593-615.
- , M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1997: Mesoscale structure of longitudinal-type snow bands over the Sea of Japan, *Preprints of the 28th Conference on Radar Meteorology*, Austin, 479-480.
- , 1998: Numerical estimation of error variance in horizontal divergence for the adjustment of vertical winds derived from conical-scan-based dual Doppler radar data based on the "Floating Boundary Condition" concept. *Par. Meteor. Geoph.*, **42**, 49-65.
- , and M. Chong, 1999: VAD-based determination of the Nyquist interval number of Doppler velocity aliasing without wind information. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 447-457.
- Zawadzki, I. and C. Desrochers, 1991: A method for real time de-aliasing of very noisy clear air Doppler data. Preprints 25th Conf. on Radar Meteorology, Paris, France, Amer. Meteor. Soc., 879-881.

## 5.2 バンドの走向と混合層内の平均風向や鉛直シアとの関係\*

### 5.2.1 はじめに

この節では、バンドの走向と混合層内の平均風向、及び、バンドの走向と鉛直シア、さらにL型バンド状降雪雲内の循環と鉛直シアとの関係について述べる。なお、風速増加域内 (Yamada *et al.*, 1996) に出現したバンドは解析から除いた。解析したバンド出現時のCAPE (Convective Available Potential Energy) は、 $\sim 0$  から  $50 \text{ J kg}^{-1}$  と小さな値である。

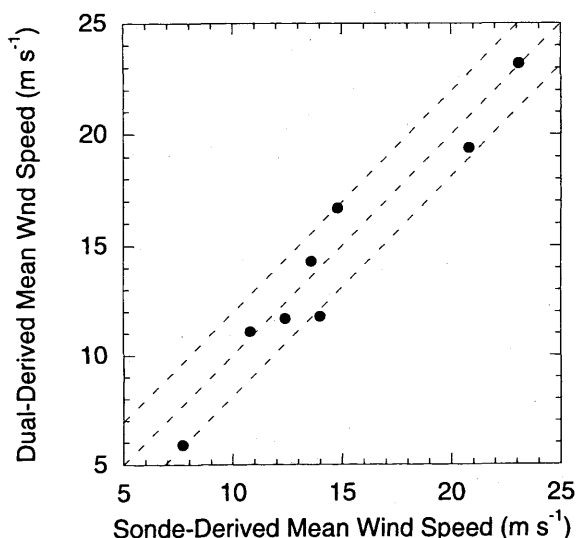
解析に用いたデータは、2台のXバンドのドップラーレーダのデータ (PPI あるいは、デュアルドップラーレーダ解析データ)、飛島と秋田でのゾンデデータである。また、1993年では、第4年目まで飛島で行われていたゾンデ観測に替わる航空機観測データも用いた (使用した航空機はWyoming大学のKing Air)。デュアルドップラーレーダ解析方法については、すでに5.1で解説した。

バンドの走向は、気象研あるいは防災科研レーダの低仰角 (仰角が $4^\circ$ 以下) のPPIデータからもとめた。これらのPPIデータは、ゾンデや航空機による観測時間の前後 $\pm 1$ 時間10分以内 (典型的な時間差は1時間以内) のものである。混合層内の平均風向を計算する場合、秋田の高層データで風のデータしか存在しない場合には、700hPa高度までの風を平均して混合層内の平均風と見なした。東北地方の日本海沿岸における混合層の代表的な厚さは約3kmであるので、このようにして求めても差し支えないと考える。

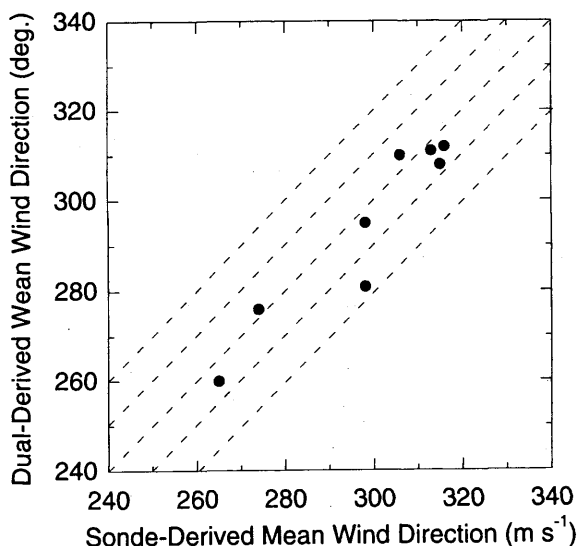
### 5.2.2 デュアルドップラーレーダ観測とゾンデ観測による、風と鉛直シアの相互比較

デュアルドップラーレーダ観測から得られる風の場合は降雪域のものであり、したがって、いわゆる一般場のそれとは異なることが考えられる。ここでは、ゾンデや飛行機観測で得られた混合層内の平均風向と風速、ならびに鉛直シアをデュアルドップラーレーダ解析から算出されたものと比較を行った。これら相互比較の目的は、デュアルドップラーレーダ解析から得られた水平風を用いて計算した鉛直シアを、ゾンデの水平風から求めた値のかわりに用いることができるということを示すためである。

まず、混合層内の平均風向と平均風速とを比較した。ゾンデ観測とデュアルドップラーレーダ観測の時間差は $\pm 90$ 分 (8例のうち7例は、ゾンデ観測とデュアル観測・飛行機観測との時間差が1時間以内である) であり、時間的に連続する2~5個のデュアル解析データを用いて、各高度ごとに風速の時間・空間平均値を算出した。3次元的な水平風の算出は、対象とするエコーとともに移動する座標系内で行った。レーダで観測された水平風は、ゾンデで観測された混合層高度より



第 5.2.1 a 図 混合層内の平均風向について、ゾンデ観測とレーダ観測との相互比較。ゾンデ観測には、飛行機観測のデータを含む。

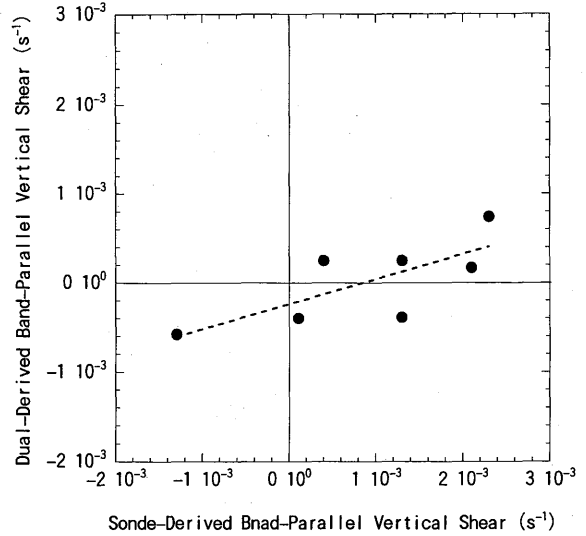


第 5.2.1 b 図 第 5.2.1 a 図と同じ。ただし、混合層内の平均風速について。

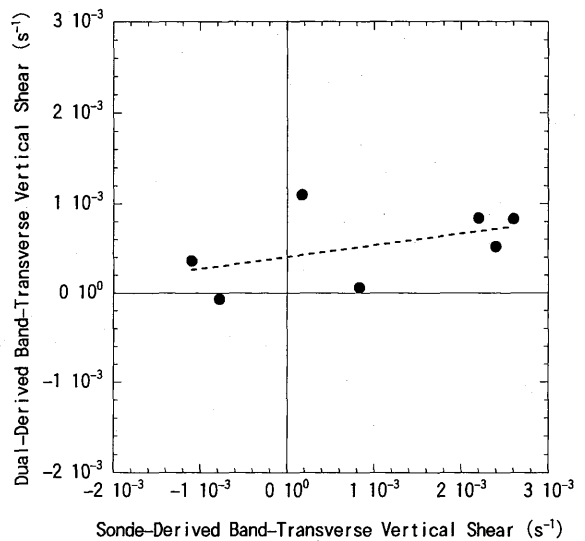
\* 山田芳則：物理気象研究部 (現 予報部数値予報課)

も平均して数百 m 低い高度まで求められている。この平均水平風とゾンデあるいは航空機による混合層内の平均平均風とを比較すると、風向・風速ともによく合っており、風向の差は約  $10^\circ$  以内、風速は約  $2 \text{ m s}^{-1}$  以内におさまる(第 5.2.1 図)。わずかに、一例だけが約  $20^\circ$  の差であった。したがって、デュアルドップラーレーダ解析から得られた風の場合が降雪域から算出されたものとはいえ、ゾンデで観測された風の場合と大きく異なっているとは考えられないことを示唆している。

次に、鉛直シアの相互比較である。鉛直シアは、デュアルドップラーレーダ解析から算出された各高度での時間的・空間的に平均した水平風を用いてもとめた。鉛直シアをこのようにして算出した理由は 2 つある。第 1 に、ゾンデによる観測値は軌跡上の局所的な風の場合を反映しやすいため、第 2 に、観測期間中ではデュアルドップラーレーダ観測と飛行機観測あるいはゾンデ観測が同期して行われた回数は比較的少ないからである。したがって、鉛直シアとバンド内の循環との関連を論じるときには、デュアルドップラーレーダ解析に基づく鉛直シアをゾンデデータの代わりに用いることができれば好都合である。鉛直シアについては、下層の 1 高度と上層の 1 高度を選んで、これらの平均風ベクトルの差から求めた。下層の高度は、最下層の CAPPI 高度が 0.3 km, 0.5 km の時には、それぞれ、高度 0.6 km, 0.5 km とした。一方、上層の高度は、風のデータが比較的多数存在する CAPPI 高度とした。この上層の高度は、反射強度が 10~16 dBZ のしきい値で決まるエコー頂高度よりも  $\sim 1 \text{ km}$  低い高度であり、それぞれの降雪雲によって異なる。このようにして求められた鉛直シアは、バンド内の平均的な鉛直シアと考えることができる。すでに示した混合層内の平均風と風速と同様に、デュアル観測とゾンデ観測の時間差が小さく (1 時間 30 分以内)、デュアルドップラーレーダ観測とゾンデ観測から得られた鉛直シアを比較することのできるデータが数個存在する。ゾンデ観測による鉛直シアは、レーダデータから鉛直シアを算出するのに用いた 2 つの高度差の水平風の鉛直シアとして求めた。これらのデータを用いて、2 つの方法で算出された鉛直シアを比較すると、鉛直シアの大きさやバンドの走行に平行・直交する方向の鉛直シアとも、よい対応があることがわかる(第 5.2.2 図)。ただし、レーダから求められた鉛直シアはゾンデによるものに比べて



第 5.2.2 a 図 バンドの走向に平行な方向の鉛直シアについて、ゾンデ観測とレーダ観測との比較。飛行機観測データは除いた。



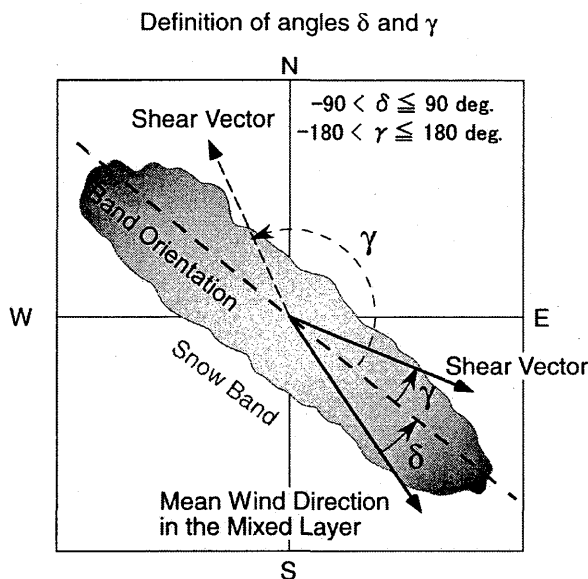
第 5.2.2 b 図 第 5.2.2 a 図と同じ。ただし、バンドの走向に直交する鉛直シアについて。

いずれも小さい。これは、レーダによる鉛直シアが、時間的・空間的に平均化された水平風に基づいているためであろう。

以上のように、鉛直シアについて、ゾンデ観測・デュアルドップラーレーダ解析いずれの方法で算出されても、ほぼ同じ傾向を示すことがわかった。したがって、ゾンデ観測に基づく鉛直シアをデュアルドップラーレーダ解析による水平風から算出された鉛直シアで代用しても差し支えないと考える。

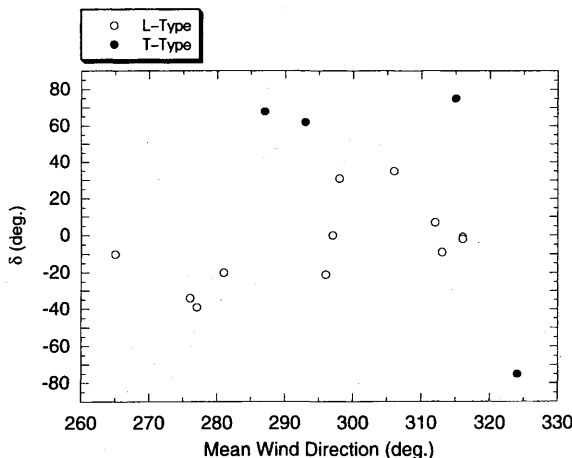
### 5.2.3 バンドの走向と平均風向及び鉛直シアとの関係

第 5.2.3 図は、平均風ベクトルとバンドの走向とのなす角度 ( $\delta$ )、及び鉛直シアとバンドの走向とのなす角度 ( $\gamma$ ) の定義を示した模式図である。バンドの走向については、平均風ベクトルの風下側から反時計回りを正としてバンドの走向の方向を  $-90^\circ < \delta \leq 90^\circ$  となるようにはかる。一方、角度 ( $\gamma$ ) についても、走向と同様に平均風ベクトルの風下側からバンドの走向とのなす角度を  $-180^\circ \leq \gamma \leq 180^\circ$  となるようにはかる。なお、角度  $\gamma$  の正負は、バンドの走向に直交する方向の鉛直シアの成分が走向に直交する方向のバンドの移動速度と同じ向きである時を正、そうでない時を負の値で表した。



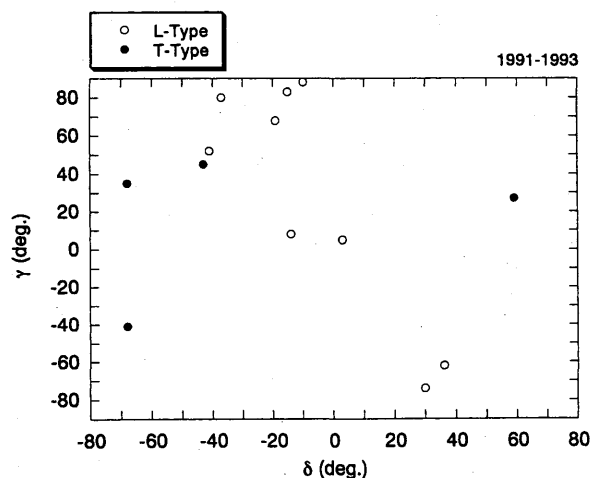
第 5.2.3 図 角度  $\delta$  と  $\gamma$  の定義を示した図。

第 5.2.4 図には、ゾンデ観測から求められた混合層内の平均風向と  $\delta$  との関係を示した。この図から、2 つの型のバンドがあることがわかる。ひとつは、バンドの走向が平均風向に近いもので、 $-40^\circ \leq \delta \leq 40^\circ$  の角度をなすものである。これは、いわゆる L 型 (longitudinal type) のバンドである。もう一つは、 $60^\circ \leq |\delta|$  と大きいバンドで、T 型 (transversal type) に相当する。なお、レーダデータから算出された平均風を用いた場合でも、平均風向と  $\delta$  との間にはこの図と同様の関係が得られた。



第 5.2.4 図 ゾンデ観測に基づく混合層内の平均風向と角度  $\delta$ 。

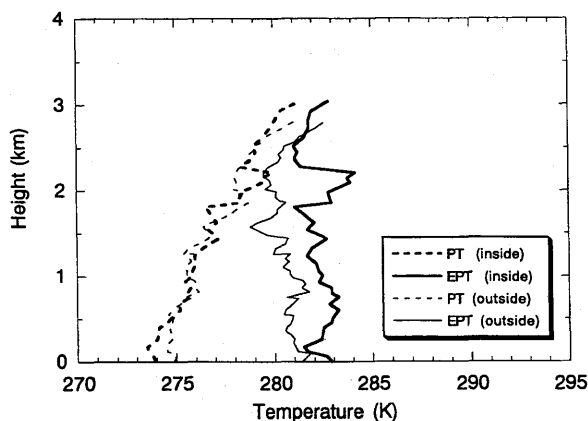
次に、 $\delta$  と  $\gamma$  の関係について示したものが、第 5.2.5 図である。この図で、 $\delta$  と  $\gamma$  の値は、デュアルドップラーレーダ解析から求められた風の場に基づいている。 $\gamma$  の値はほとんどが 0 ではなく、L 型では、 $-80^\circ$  から  $90^\circ$  と大きなばらつきがあり、T 型では  $|\gamma|$  は、 $30 \sim 50^\circ$  の間にある。 $|\gamma|$  が 0 でないということは、バンドの走向が鉛直シアの向きと平行ではなく、したがってバンド外の不安定な下層大気とバンド内下層の冷氣塊との衝突によって、バンドの維持にとって好都合になっていることを示唆している。実際、L 型と T 型について、ドロップゾンデによって直接に観測された、バンド内外の温位と相当温位の高度分布を示したものを、投下位置と合わせて、それぞれ第 5.2.6 図と第 5.2.7 図に示した。



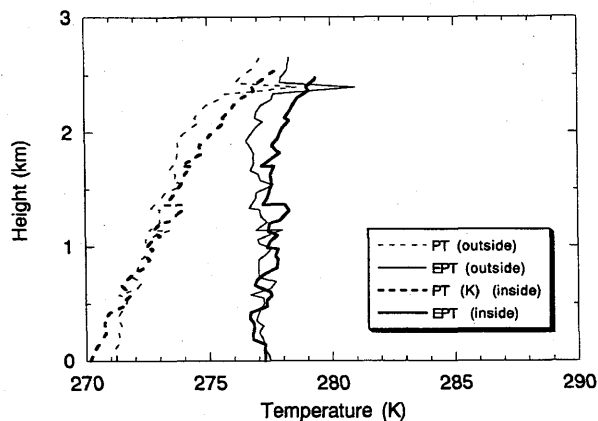
第 5.2.5 図 角度  $\delta$  を  $\gamma$  に対して表した図。いずれの角度もレーダ観測に基づく。

いずれの場合でも、バンド内下層の海面付近には、バンド外に比べて約 1K 温度の低い気塊があり、その厚さは約 0.5km である。一方、バンド外の下層の大気は、暖かい海面によって対流不安定な成層になってお

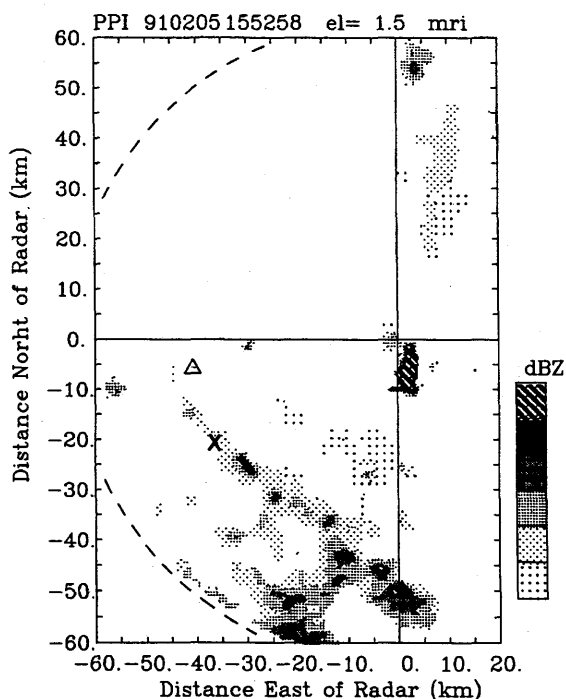




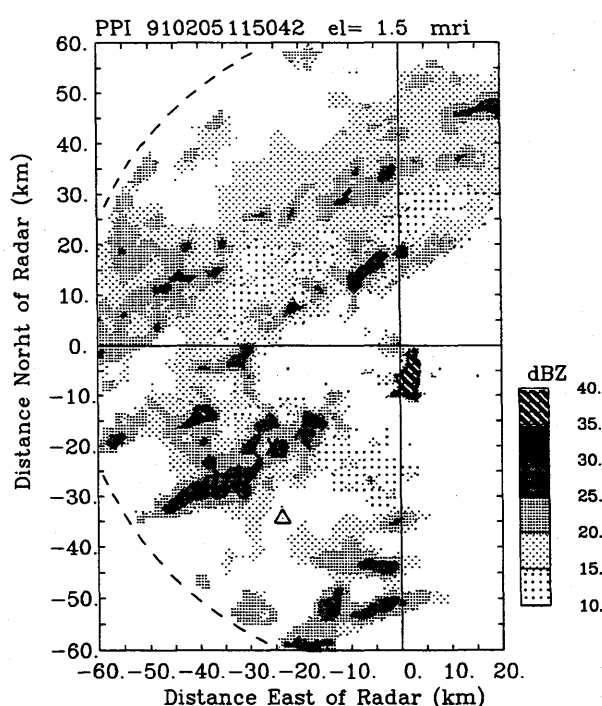
第 5.2.6 a 図 L 型のバンドについて、ドロップゾンデで観測されたバンド内外の温位と相当温位の高度分布。



第 5.2.7 a 図 ドロップゾンデで観測されたバンド内外の温位と相当温位の高度分布。T 型のバンドについて。



第 5.2.6 b 図 L 型のバンドとドロップゾンデの投下位置。



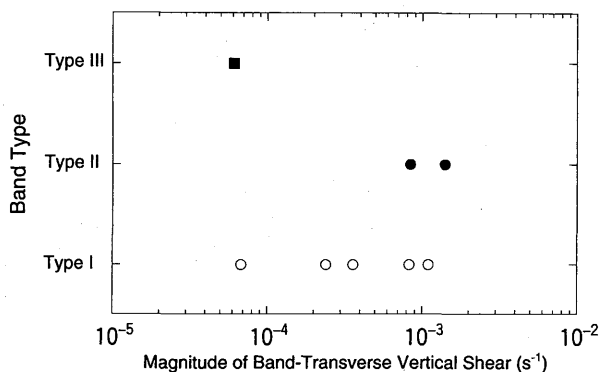
第 5.2.7 b 図 T 型のバンドとドロップゾンデの投下位置。

り、約 0.5 km である。これらの熱力学的な場は、孤立型降雪雲 (Yamada *et al.*, 1994) や風速増加域内のバンド状降雪雲 (Yamada *et al.*, 1996) について、ドロップゾンデで観測された結果と同様である。さらに、 $\gamma < 0$  の値が存在するという事は、風速増加域内のバンドの循環で考察したように、バンド内の気流構造として後面で上昇流、前面で下降流といった構造を連想させる。実際、鉛直シアが比較的強かった L 型のバンドの一例では、確かにそのような構造が観測されている。後面で上昇流、前面で下降流という気流構造は、日本海上では珍しくはないと考えられる。これは、バンド

や降雪雲が存在していない海面付近の気は、暖かい海面によって常に加熱されているので、バンドの走向に直交する方向の鉛直シアの向きがバンドの走向と平行でない限り、鉛直シアの風下側において、バンド外の暖かい不安定な空気と下降流によるバンド外の冷たい空気との衝突が起こりうるからである。この衝突はバンドの維持にとって好都合になっている。

#### 5.2.4 L 型バンドの循環の形態と鉛直シア

これまでに日本海上の降雪雲や "lake-effect snow storms" として知られている五大湖上の降雪雲につい



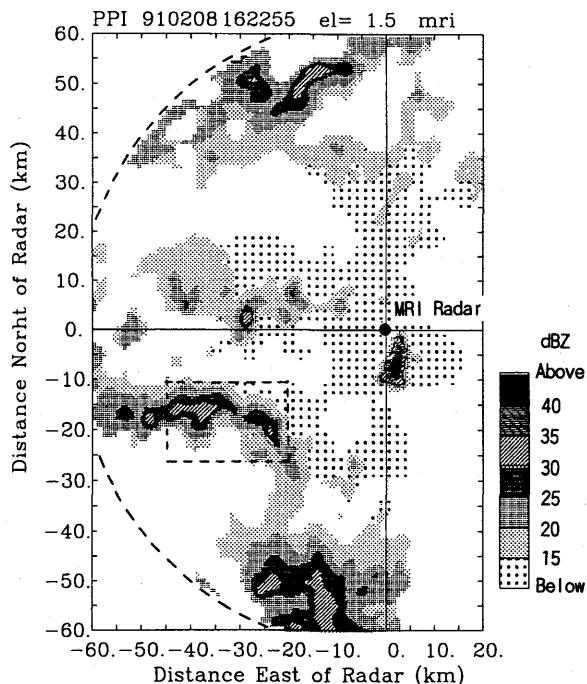
第 5.2.8 図 L 型バンドの循環の型 (Type) とバンドの走向に直交する方向の鉛直シアの大きさとの関係。

では、鉛直シアとバンド内の循環に関して組織だった議論は少ない。鉛直シアは循環の形態と密接に関わっている (e.g., Weisman and Klemp, 1982), バンド状降雪雲でも他の降水システムと同様に、鉛直シアに応じてバンド内の循環も異なってくることが予想される。

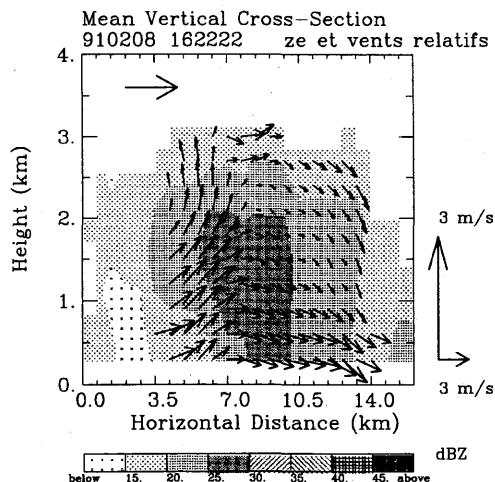
日本海上の L 型のバンド状降雪雲について、バンドの走向に直交する方向の鉛直シアを用いると、気流構造やバンドのエコーの形態の違いによって 3 つの型に分類することができる (第 5.2.8 図)。Type I と II は Yamada *et al.* (1997) で解析されている。ここで用いる鉛直シアは先の 5.2.2 で説明した方法で求めた。

"Type I" の降雪雲：バンドの走向に直交する方向の鉛直シアが弱く、その大きさが  $\sim 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  以下に見られたバンドで、低仰角の PPI 上のエコーを見ると、バンド内ではいくつかのセルが走向に沿って一列に並んだような構造が見られる。バンド内の気流構造は、バンドの軸に対してほぼ対称であり、ロール状循環によく似ている。概ね、バンドの軸に沿って上昇流域があり、バンドの両側面では下降流という気流構造である (5.4 参照)。バンドの軸付近に比較的大きな上昇流が存在し、その両側で下降流が見られた。

"Type II" の降雪雲：バンドの走向に直交する方向の鉛直シアが比較的強く、その大きさが  $\sim 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  以上  $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  以下のときに出現したバンドである。バンド内では上昇流域と下降流域とが分離されており、長続きする循環の構造であった (5.4 参照)。その上、1991 年の事例では、南東進する、ほぼ東西に伸びるバンドがあり (第 5.2.9 a 図に示した PPI 画像)、走向に直交する鉛直断面内の平均的な気流構造に見られるように (第 5.2.9 b 図)、バンドの前面には流入後に上昇する気流、後面では下降流が観測された。このような構

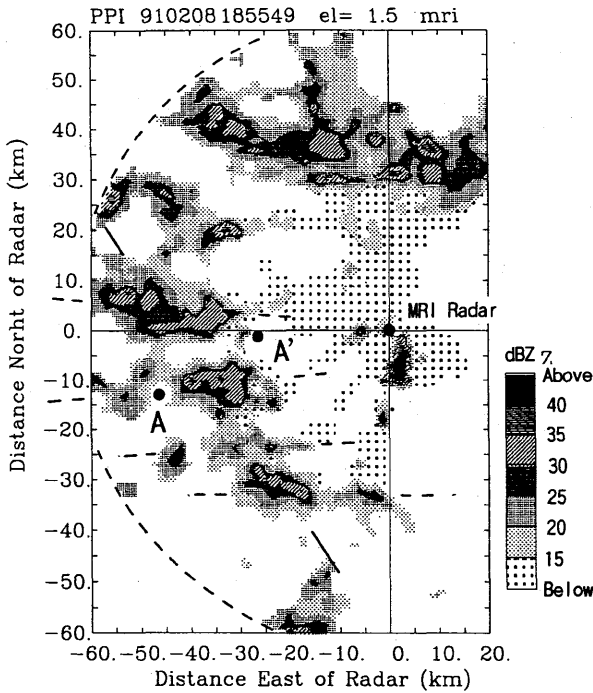


第 5.2.9 a 図 1991 年 2 月 8 日 16JST 頃に出現した Type II 型のバンドの PPI 画像 (仰角  $1.5^\circ$ )。細い破線は、レーダの最大探知距離を表す。

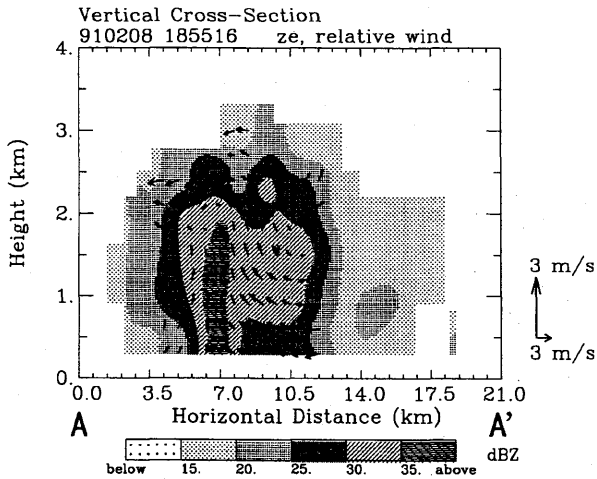


第 5.2.9 b 図 走向に直交する方向の鉛直断面内の平均的な循環。各矢印は、相対水平風と鉛直流の合成。平均化は、第 5.2.9 a 図の矩形の破線で囲まれた領域について行った。矢印は、相対水平風と鉛直流。図の上部の矢印は、バンドの進行方向を示す。

造は風速増加域内の循環 (Yamada *et al.*, 1996) と同様であり、多くのバンド状降水・降雪雲では通常見られない気流構造である。このような気流構造が形成された機構として、すでに鉛直シアのところでも示したように比較的大きな鉛直シアの向きがバンドの進行方向とは逆を向いていたためと考えられる。なお、平均的な気流構造の抽出は、観測された気流系に最もよく合う



第 5.2.10 a 図 1991 年 2 月 8 日に出現した Type III 型のバンド (1855JST, 仰角 1.5°). 細い破線は, レーダの最大探知距離を表す.



第 5.2.10 b 図 バンドの走向に直交する, 第 5.2.10 a 図の直線 AA' に沿った鉛直面内の気流構造と反射強度. 矢印は, 相対水平風と鉛直流.

ような 2 次元の流線関数を最小 2 乗法的に変分法によって求めることに基づいている (Roux, 1985).

"Type III" の降雪雲: Class I と同様にバンドの走向に直交する鉛直シアが非常に小さく ( $\sim 8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ), しかも CAPE の値が  $\sim 50 \text{ J kg}^{-1}$  と比較的大きな場に出現したバンドである. 弱い鉛直シアの場に出現した点や, 主たるバンドの軸やその付近では軸に対称的な循環が見られた点は Type I と同じであるが, エコーの外観が

全く異なっていたので, Type III と別の型に分類した. 第 5.2.10 図に示した PPI 画像では, 大きなエコーのかたまりが主たる走向 (実線で示した, 北西から南東方向) に沿って並んでいる.

さらに特徴的なことは, この主走向とは別の方向に伸びる副次的なバンド (走向は, 破線で示す) が存在していることである. これらの副次的なバンドの走向は互いに平行である. バンド内の気流構造は 3 次元性を帯びてはいたが, 主たるバンドの軸付近では, 弱い鉛直シアを反映して, 軸に対してほぼ対称的な循環が見られた (第 5.2.10 b 図). このような Type III のバンド状降雪雲が形成された機構は未だよく分かっていない.

### 5.2.5 まとめ

冬の日本海上に出現するバンド状降雪雲に関して, ゾンデや飛行機観測, デュアルドップラーレーダ観測データに基づいて, バンドの走向と混合層内の平均風向との関係や走向と鉛直シアとの関係, さらに L 型のバンドについては走向に直交する方向の鉛直シアと循環の関係について調べた. 鉛直シアについては, デュアルドップラーレーダから算出された水平風を各高度で時間的空間的に平均したのから求めた.

バンド状降雪雲には, 混合層内の平均風向にほぼ平行な走向を持つバンド (L 型) と比較的大きな角度をなすバンド (T 型) の 2 つの型があることがわかった. さらに, 線形論とは異なってこれらのバンドの走向と鉛直シアとは平行ではなく, ある角度をなしていた. このことは, バンド内下層の冷気塊とバンド外下層の不安定大気との相互作用によってバンドの維持にとって好都合な条件となっていることを示唆している. 興味深い点は, 鉛直シアの向きがバンドの進行方向とは逆向きの場合には, 平均的にはバンドの前面で下降流, 後面で上昇流という気流構造が観測されることがある.

L 型のバンドについては, バンドの走向に直交する鉛直シアによって, 3 つの型 (Type I, II, III) に分類することができる. Type I のバンドは, 鉛直シアが弱い場に出現し, バンドの軸についてはほぼ対称的な気流構造であり, ロール状循環に似た構造であった. これに対して, Type II のバンド状降雪雲は, 走向に直交する方向の鉛直シアの大きさが比較的大きいときに出現し, バンド内で上昇流域と下降流域とが分離して長続きす

る循環であった。Type III 型のバンドは、Type I と同様に鉛直シアが弱い場で、しかもより不安定な場に出現したバンドである。バンドの軸付近では軸に対してほぼ対称的な気流構造ではあったが、PPI 画像で観測されたエコーの形態が Type I とは全く異なっていた。

#### 参考文献

- Roux, F., 1985: Retrieval of thermodynamic fields from multiple-Doppler radar data using the equations of motion and the thermodynamic equation. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 2142-2157.
- Weisman, M., and J. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 504-520.
- Yamada, Y., T. Matsuo, M. Murakami, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1994: Mesoscale and microscale structures of

snow clouds over the Sea of Japan. Part II: Time change in airflow structures in isolated snow clouds derived from dual-Doppler radar observations. - A case study -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 695-708.

- , M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, Y. Fujiyoshi, and K. Iwanami, 1996: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part III. Two types of circulations in snow bands associated with a wind-speed-increase zone preceding cold-air outbreaks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 593-615.
- , M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1997: Mesoscale structure of longitudinal-type snow bands over the Sea of Japan, Preprints 28th Conf. on Radar Meteor., Amer. Meteor. Soc., Austin, Texas, 479-480.

### 5.3 孤立型降雪雲\*

#### 5.3.1 大気状態

第 5.3.1 図には、孤立型の降雪雲が出現した 1992 年 2 月 9 日 0900JST における地上天気図を示した。この天気図は、西高東低の気圧配置であり、降雪雲が出現しやすい条件を示しているものの、日本海上では等圧線の間隔が広く、寒気の吹き出しは弱かった。デュアルドップラーレーダ及びドロップゾンデ観測は、0900JST 頃に行った。この日の 0815JST に飛島上空で観測された水平風の hodograph が第 5.3.2 図である。鉛直シアは弱く、その大きさは高度 0.07 km と 2.0 km の間では約  $3 \times 10^{-3} s^{-1}$  であった。このシアの大きさは、孤立型の対流雲や降雪雲が出現した鉛直シアの大きさの範囲内 (0 から  $4 \times 10^{-3} s^{-1}$  にある (Weisman and Klemp, 1982; Weisman and Klemp, 1984; Tabata *et al.*, 1989; Ikawa *et al.*, 1991))。降雪雲に相対的な鉛直シアは、下層では雲の進行方向に対して後方に、上層では前方に向いている。下層では、南東から降雪雲に流入する気流が存在することが示唆される。

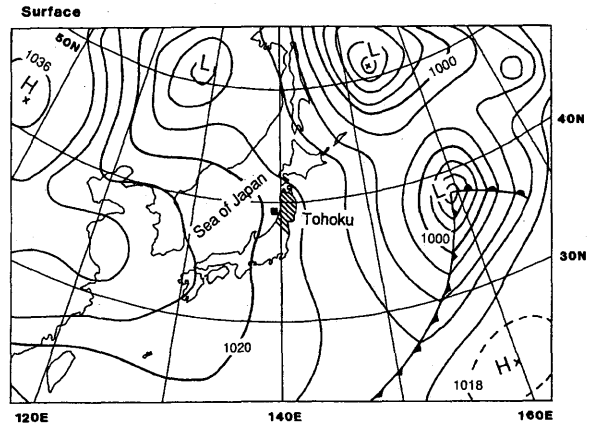
第 5.3.3 図は 0940JST における気象研レーダの PPI 画像である。水平スケールが数キロから 10 km の孤立したエコーが日本海上に存在している。レーダ反射強度は高々 20 dBZ と弱い。降雪雲の内外におけるドロップゾンデ観測を行った位置を黒ぬりの丸と三角で示した。第 5.3.4 図は、ドロップゾンデ観測から得られた降雪雲内外の温位と相当温位の鉛直分布である。雲外の大気は、高度 ~1 km までは対流不安定である。これに対して、雲内の下層は安定であり、雲内の高度 0.5 km 以下の空気の温度は、雲外に比べて約 1~2K 低い。雲内の海面での相当温位の値は、雲外の高度約 1.2 km の値にほぼ等しい。この観測結果から、雲内の下層の海面付近には冷たい空気が存在し、しかもこの冷たい空気は、雲外の高度約 1.2 km の空気が落下して形成されていると考えられる。なお、このときの CAPE の値は約  $10 m^2 s^{-2}$  と非常に小さかった。

#### 5.3.2 デュアルドップラーレーダ観測結果

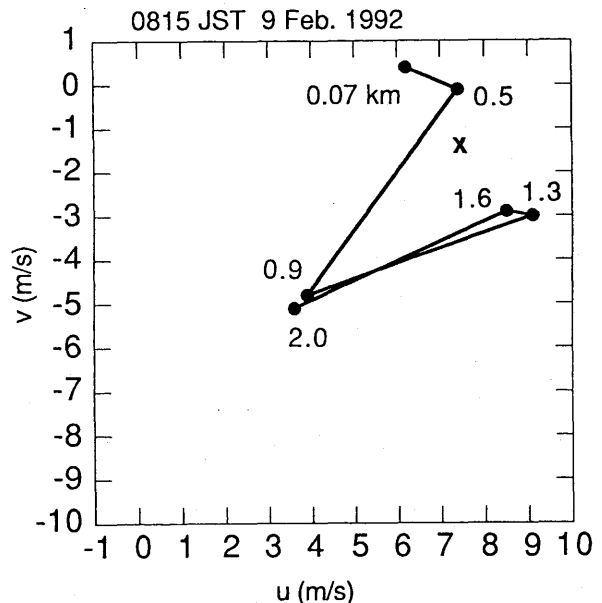
##### 5.3.2.1 対象としたセルの時間変化

第 5.3.5 図に、0956JST から 8 分ごとの高度 0.3 km における CAPPI を示した。反射強度と降雪雲に相対的な水平風、及び水平発散の場が示されている。0956JST

では、セル 1, 2 は、それぞれ、発達期、衰退期にあった。降雪雲の発達段階は、高度 0.3 km の反射強度の時間変化から決定した。成熟期には、地表での降水強度が最も大きくなるので、最下層の高度で最大の反射強度が出現した時を成熟期とした。セル 1 は 0940JST 頃に発生し、その後発達して 1012JST 頃に成熟期に入った。このときの最大の反射強度は 19 dBZ であった。この時刻以降はセル 1 は衰退期にあり、急速に衰退して

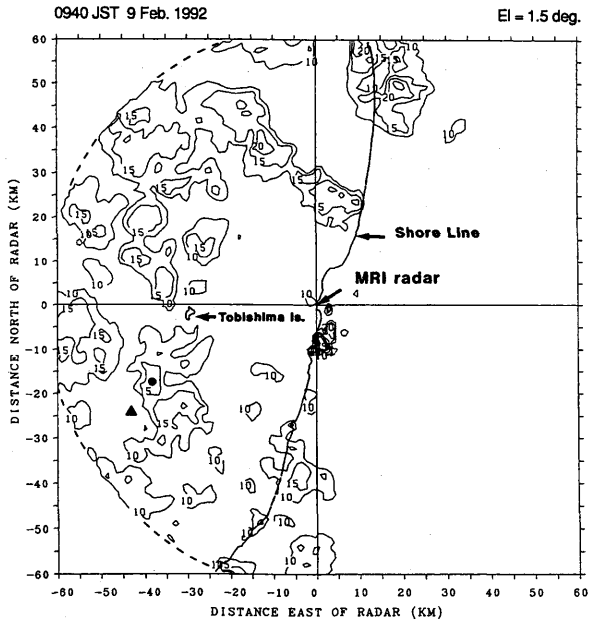


第 5.3.1 図 1992 年 2 月 9 日 0900JST における地上天気図。等圧線の間隔は 4hPa。観測が行われた領域を黒塗りの四角で示す。東北地方に陰影を付した。

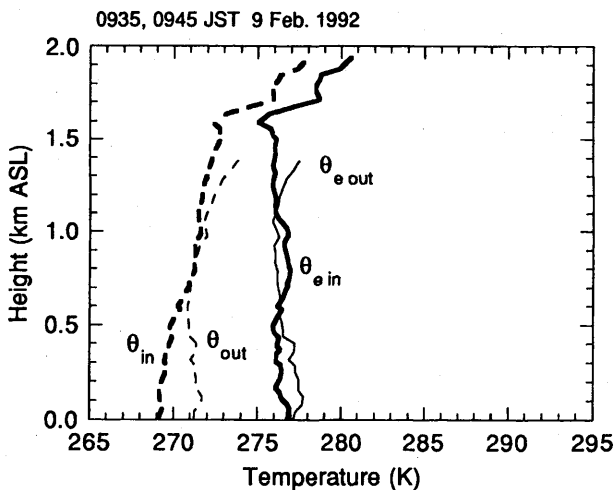


第 5.3.2 図 飛島で 0815JST に観測された hodograph。黒い点は、観測された風速を示す。黒い点に付した数字は高度 (km) である。降雪雲の移動速度を × 印で示す。

\* 山田芳則：物理気象研究部 (現 予報部数値予報課) この節の内容は、Yamada *et al.* (1994) の抄訳をもとにしている。



第 5.3.3 図 0940JST における気象研レーダの PPI 画像 (仰角 1.5°)。黒丸と黒塗りの三角は、それぞれ、雲中、雲外におけるドロップゾンデの投下位置を示す。細い実線は反射強度で、10 dBZ から 5 dBZ ごとである。実線は海岸線を示す。気象研レーダの位置は原点 (0, 0) km である。破線は、レーダの最大探知距離である。



第 5.3.4 図 雲の内外における、温位 (破線) と相当温位 (実線) の高度分布。太い (細い) 線が、雲の中 (外) のデータである。

1036JST までには全く消滅した。したがってセル 1 の寿命は約 1 時間である。1012JST には、セル 1 の風上側に小さなエコー、セル 3 が形成された。より高い高度の CAPPI によれば、このセルは、新しいセルではなく、一度衰退してわずかに上空エコーとして存在していたセルが、再び活性化されたものである (図には示さない)。1020JST 頃には、新しいセル 4 が、セル 1 の

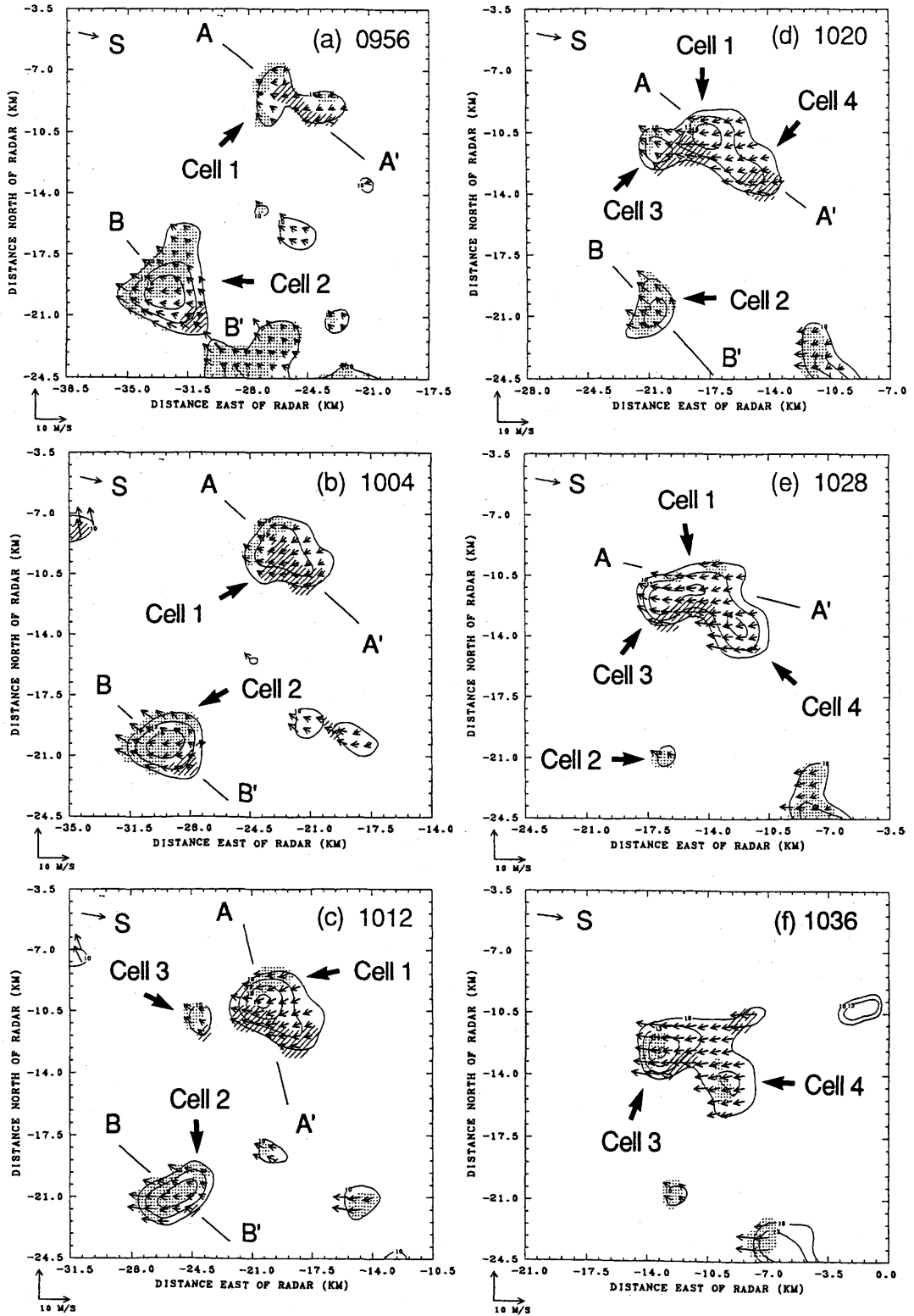
近くの南東側に新たに発生した。セル 3, 4 が発達するにともなって、セル 1 は急激に衰退した。一方、セル 2 は、示された時間内では、常に衰退期にあった。エコー面積と反射強度は時間とともに減少し、1028JST までには消滅した。セル 2 の衰退期の時間は少なくとも 40 分であった。この時間は、セル 1 の衰退期の時間約 20 分に比べて長い。

第 5.3.5 図に示された水平発散の場合から、ほとんどの降雪雲では、収束域は南東側に存在していることがわかる。これに対して、発散域は、雲の進行方向に対して後部に存在している。したがって、下層における降雪雲に相対的な水平風の場合は、一般的に、南東では収束し流入する気流、また進行方向に対して後方では、発散し、雲から流出する気流が存在している。ところが、1020JST でのセル 1 では、収束域は、南東側ではなく、むしろ南西側に存在している。セル 1 の南東側に収束域が存在しないのは、セル 1 の南東側にセル 4 があるために、南東からの下層の空気が遮断されたためと考えられる。逆に、セル 4 は、この南東からの下層での気流が流入するので、発達しやすい環境となっている。セル 1 の南西側に収束域がみられるのは、セル 3 との相互作用によると考えられるが、この相互作用のメカニズムはよくわからない。

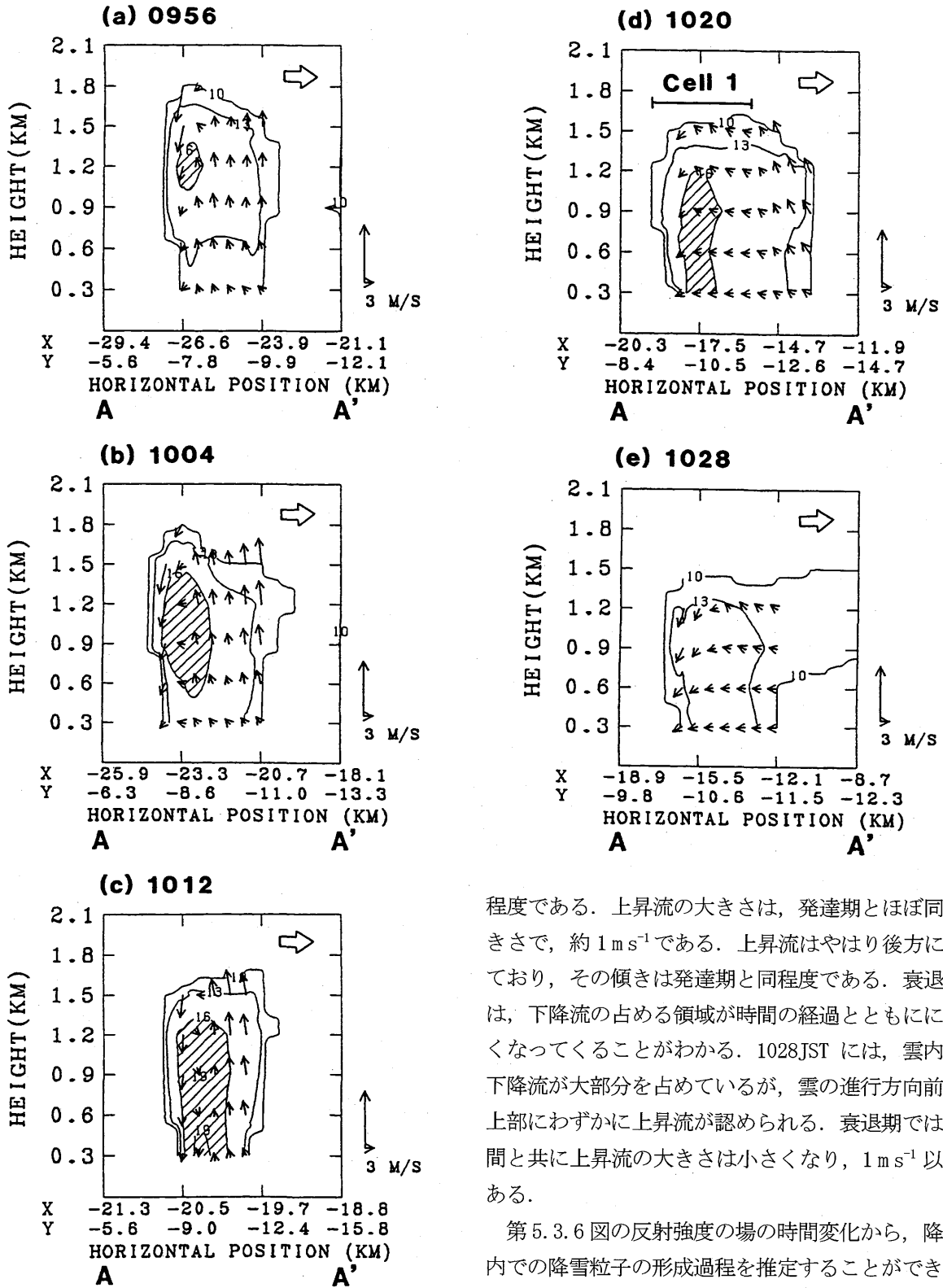
### 5.3.2.2 セル 1 の鉛直断面内の構造の時間変化

セル 1 の鉛直断面内の気流構造と反射強度の場の時間変化を第 5.3.6 図に示した。これらの断面図は、第 5.3.5 図の直線 AA' に沿うものである。降雪雲の中心を通り、かつ最下層で収束と発散の大きさの比較的大きな場所を通過するようにとった。図中の矢印は、降雪雲に相対的な水平風と鉛直流とをベクトル表示したものである。水平方向と鉛直方向の矢印の長さの比が、水平方向と鉛直方向の単位距離あたりの長さの比に等しくとってあるので、これらの矢印は、それぞれの点における流線の方向を向いていることになる。

発達期では (0956JST と 1004JST) 雲内で上昇流が卓越しているが、進行方向に対して後方にわずかに下降流が存在する。上昇流の大きさは  $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$  である。高度 0.6 km 以上の高度では、上昇流は進行方向とは逆の方向にわずかに傾いている。下降流は、比較的反射強度の大きい領域に存在している。成熟期である 1012JST では、上昇流と下降流の占める面積はほぼ同



第 5.3.5 図 0956JST から 8 分ごとの、高度 0.3km における CAPPI。細い実線は反射強度を示し、10 dBZ から 3 dBZ ごとである。水平発散で、 $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  以上の領域を陰をつけて、また、 $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  以下の領域をハッチで表す。矢印は、雲に相対的な水平風速である。S の付いた矢印は、雲の移動方向を示す。直線 AA' に沿った鉛直断面を第 5.3.7 図に示す。x と y 方向の距離は、気象研レーダからの水平距離である。

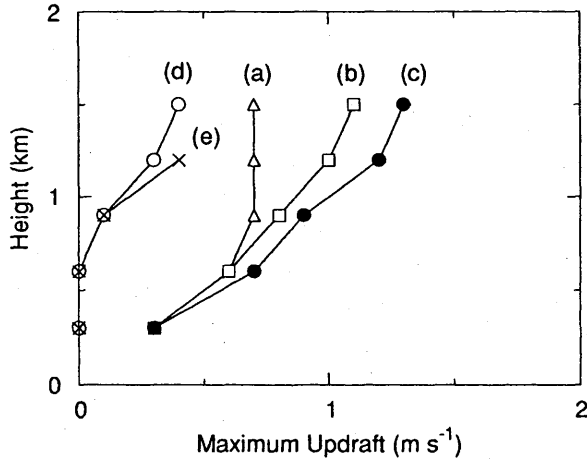


第 5.3.6 図 第 5.3.5 図の直線 AA' に沿った鉛直断面図。矢印は、鉛直面内の相対水平風と鉛直流のベクトル表示である。細い実線は反射強度で、3 dBZ ごと。16 dBZ 以上の領域をハッチで示した。雲の進行方向を、図の右上の白抜き矢印で示す。

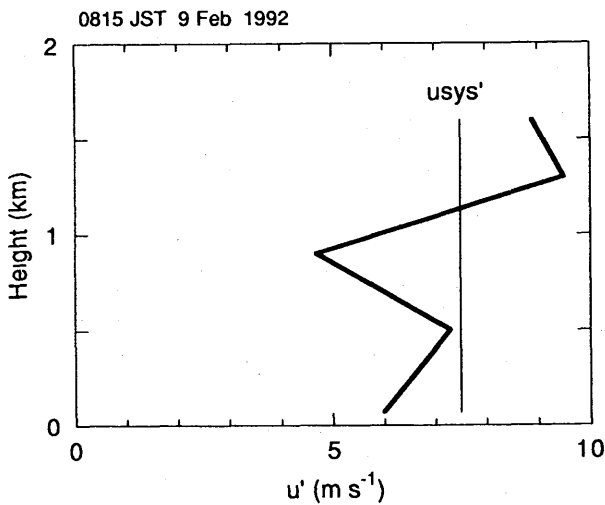
程度である。上昇流の大きさは、発達期とほぼ同じ大きさで、約  $1 \text{ m s}^{-1}$  である。上昇流はやはり後方に傾いており、その傾きは発達期と同程度である。衰退期では、下降流の占める領域が時間の経過とともに大きくなっていくことがわかる。1028JST には、雲内では下降流が大部分を占めているが、雲の進行方向前方の上部にわずかに上昇流が認められる。衰退期では、時間と共に上昇流の大きさは小さくなり、 $1 \text{ m s}^{-1}$  以下である。

第 5.3.6 図の反射強度の場の時間変化から、降雪雲内での降雪粒子の形成過程を推定することができる。0956JST の発達期では、16 dBZ の等値線で囲まれた領域が、高度 1.2 km 付近に現れる。このことは、発達期にある雲内では、雲の上部において上昇流の中で雪粒子が成長していることを示唆している。高度 0.3 km での反射強度の値は 10~13 dBZ と小さく、地表での降水強度は非常に弱いと考えられる。1004JST では、19 dBZ





第 5.3.7 図 第 5.3.6 図で示した鉛直断面内における上昇流の各高度における最大値。



第 5.3.8 図 雲の進行方向に平行な鉛直断面内の水平風の高度分布。

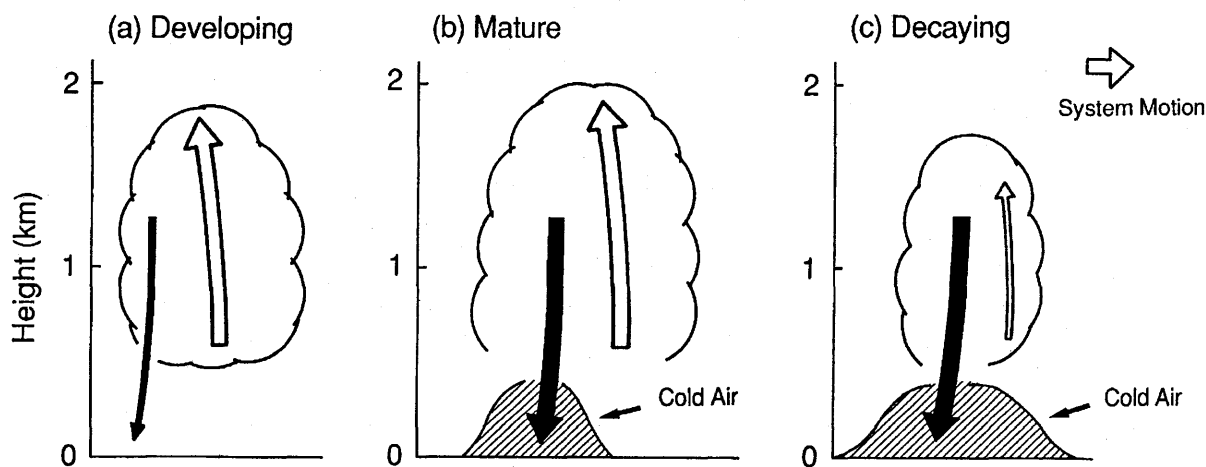
の等値線で囲まれた領域は下層（高度 0.6 km 付近）にまで下降しており、その面積もかなり増加している。このことは、雲内の中層から上層にかけて降雪粒子が成長し、次第に落下していることを示唆している。しかし高度 0.3 km では反射強度の値は 0956JST とほぼ同じで、地表での降水はやはり非常に小さいと考えられる。成熟期である 1012JST では、この等値線は最下層にまで達している。このときには主たる降水粒子が地表に到達して、地上付近で降水強度が強くなっていることを示している。衰退期の 1028JST になると、16 dBZ で囲まれた領域は消滅し、エコー強度は約 13 dBZ と小さい。このときには地表での降水強度は非常に弱くなったと考えられる。

第 5.3.7 図には、第 5.3.6 図に示された鉛直断面内で

観測された各時刻における、各高度ごとの上昇流の最大の値を示したものである。上昇流は、降雪雲の活動度を示すひとつの指標である。この鉛直分布を作成するとき、比較的誤差が大きいと考えられる側面の上昇流の値は除いた。この図から、比較的大きな上昇流は雲の上部に存在していることがわかる。発達期（0956JST と 1004JST）から成熟期（1012JST）にかけて、全ての高度で上昇流の最大値は増加している。上昇流の最大値  $1.3 \text{ m s}^{-1}$  は、成熟期である 1012JST の高度 1.5 km にみられる。1020 から 1028 にかけての衰退期では、全ての高度で上昇流の値は発達期や成熟期に比べてかなり小さい。このとき、下層ではもはや上昇流は存在せず、上部（高度 0.9 km 以上）に弱い値 ( $0.5 \text{ m s}^{-1}$ ) が存在しているだけである。1028JST のプロファイルは 1020JST でのもとのほぼ同じであるが、高度 1.5 km よりも上空ではエコー頂高度が減少したために観測されていない。Ikawa *et al.* (1991) の孤立型の降雪雲の数値実験でも、各発達段階における上昇流の同様な傾向が示されている。

### 5.3.3 考察

第 5.3.6 図に示された、雲内における各発達段階での上昇流と下降流の卓越性と上昇流の時間変化とは、デュアルドップラーレーダ観測から得られた夏季の孤立型の対流雲のものとよく似ている (Tabata *et al.*, 1989)。ただし、降雪雲の空間スケール、とりわけ鉛直方向の大きさは約 2 km と、夏期の対流雲の ~6 km に比べてきわめて小さい。いずれの場合にも、上昇流の最大値は成熟期で観測されている。雲の寿命に関しては、夏期の降水雲の寿命が約 2 時間であったのに対して、降雪雲の場合には約 1 時間であった。この約 1 時間の寿命は、孤立型の対流雲としては比較的長い。Bettets *et al.* (1986) の研究によれば、孤立型対流雲の寿命は、鉛直シアが存在するときには約 3/4~1 時間、鉛直シアが存在しなければ約 30 分である。鉛直シアが存在すると、上昇流域と下降流域とが雲内で分離されるので、降水粒子の重みによって上昇流が直ちに抑制されるということは生じない。従って、鉛直シアがないときに比べて、シアがある方が寿命は長くなる。今回の孤立型降雪雲についてもこのことがあてはまる。さらに、今回の比較的長いセルの寿命に寄与していたと考えられる 2 つの事柄があげられる。第 1 に、鉛直シア上流



第 5.3.9 図 孤立型降雪雲内の気流構造に関する概念モデル（発達期，成熟期，衰退期について）．矢印は，雲に相対的な気流を表す．

への上昇流の傾きである（第 5.3.6 図と第 5.3.8 図参照）．第 2 は，雪粒子の落下速度である．一般に，雪粒子の落下速度は雨滴のそれよりも小さいので，降雪粒子は雨滴に比べて比較的長く雲内に逗留できるからである．これらのことによって，今回観測された孤立型降雪雲の寿命が，この雲と同程度の規模の，降水をもたらす孤立型対流雲よりも比較的長かったと考えられる．

### 5.3.4 まとめ

デュアルドップラーレーダ観測とゾンデ観測とによって，鉛直シアの弱い場に形成された孤立型の降雪雲内の気流構造の時間変化を解析した．降雪雲の寿命は約 1 時間であった．

観測結果に基づき，孤立型降雪雲の発達期，成熟期，衰退期における気流構造の概念モデルを第 5.3.9 図に示した．発達期では，上昇流が雲内の大部分を占めるが，雲の後部にわずかに下降流が存在する．上昇流の大きさは，約  $2 \text{ m s}^{-1}$  である．降雪粒子は，上昇流の上部で成長しているので，表面での降水はほとんどないか非常に弱い．成熟期では，上昇流域と下降流域の占める面積は同じ程度である．この段階で上昇流の最大値が観測された．表面での降水強度はこの段階が最も強い．鉛直シアが弱いために，降水粒子によって引きずられて生じた下降流は，上昇流域の近傍に生じている．この結果，上昇流は時間と共に下降流とおきかわっていく．下降流が海面に到達すると，その冷たい空気は海面上に広がる．この冷たい空気と雲外の下層の

不安定大気との相互作用によって新しいセルが生じたり以前から存在していた弱いセルを再び活発化されたりする．このような過程で新たに出現したセルは，また孤立型である．なぜならば，「親」のセルは短時間の間に消滅してしまうからである．衰退期では，下降流が雲内の大部分を占めるが，上昇流が雲の進行方向前方の上部にわずかに存在する．この上昇流もすぐに下降流に置き換わってしまう．地表での降雪強度も弱い．上昇流の大きさは発達期や成熟期に比べて小さい．

今回観測された孤立型の降雪雲の寿命は比較的長かった理由として次のことが考えられる．一つは，弱い鉛直シアが存在していたために上昇流域と下降流域とがわずかに分離されていたことと上昇流が鉛直シアの風上側に傾いていたこと，しかも，降水粒子が降雪粒子であったことである．ただし，鉛直シアが弱いために上昇流域と下降流域の分離が十分ではないので，上昇流域は下降流にいずれはつぶされてしまう．このため，孤立型の降雪雲は長続きしない．

### 参考文献

- Benetts, D. A., E. McCallum and J. R. Grant, 1986: Cumulonimbus clouds: an introductory review. *Meteor. Mag.*, **115**, 242-256.
- 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. - Precipitation mechanism and sensitivity -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 641-667.

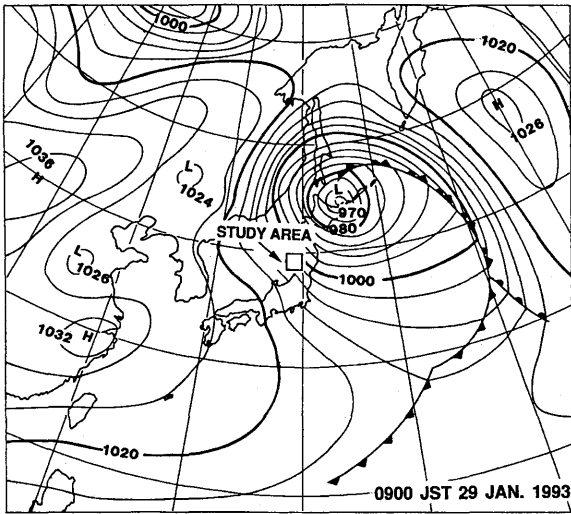
- Tabata, A., S. Nakazawa, Y. Yasutomi, H. Sakakibara, M. Ishihara and K. Akaeda, 1989: The structure of a long-lasting single cell convective cloud. *Tenki*, **36**, 25-33 (in Japanese).
- Weisman, M. L. and J. B. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 504-520.
- , 1984: The structure and classification of numerically simulated convective storms in directionally varying wind shears. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 2479-2498.

5.4 Lモードのバンド状降雪雲\*

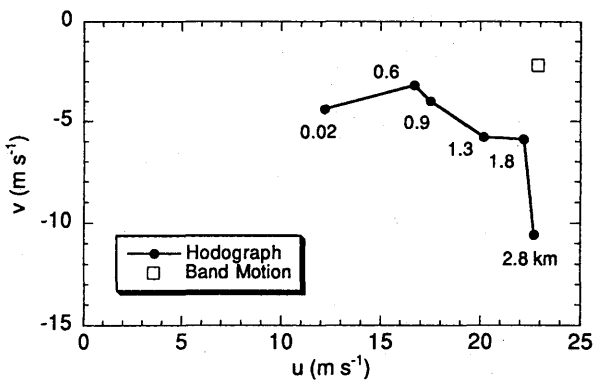
5.4.1 浅いバンド (1993年1月29日の事例)

5.4.1.1 バンド出現時の大気環境

第5.4.1図にはバンド出現時の0900JSTにおける地上天気図を示した。北海道の東端には中心気圧が965 hPaと非常に発達した低気圧があり、一方大陸には高気圧があって、西高東低の冬型の気圧配置であった。観測領域及びその周辺地域では等圧線の間隔が非常に狭く、気圧傾度が大きいことを示している。このため、このバンドの出現時には西～西北西の風が非常に強く、地上においてもレーダ観測点で $\sim 20 \text{ m s}^{-1}$ を超えるような強い風が吹いていた。

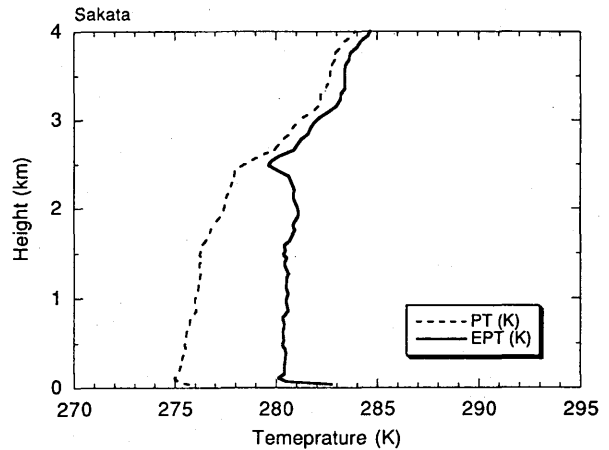


第5.4.1図 1993年1月29日0900JSTにおける地上天気図。等圧線の間隔は4hPaごと。四角で囲まれた部分が野外実験領域を示す。

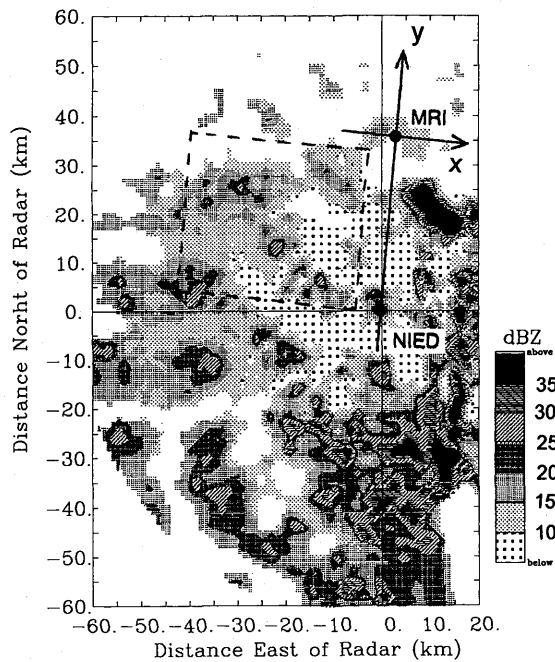


第5.4.2図 1993年1月29日0900JSTに秋田で観測されたホドグラフ (白ぬきの丸はバンドの移動速度を表す)。

1100JST～1500JST にかけて飛行機観測とデュアルドップラーレーダ観測をほぼ同期させて観測を行った。第5.4.2図には、0900JSTにおける秋田で観測されたホドグラフを示した。総じて鉛直シアは弱い。第5.4.3図は、1200JSTにおいて酒田市の海岸線で観測された温位と相当温位の高度分布である。高度0.2～2.2 kmまでに相当温位がほぼ一定値である層が存在し、この層内では混合が盛んであることを示している。また、地表面付近の下層 (高度 $\sim 0.5 \text{ km}$ 以下) では不安定な成層である。

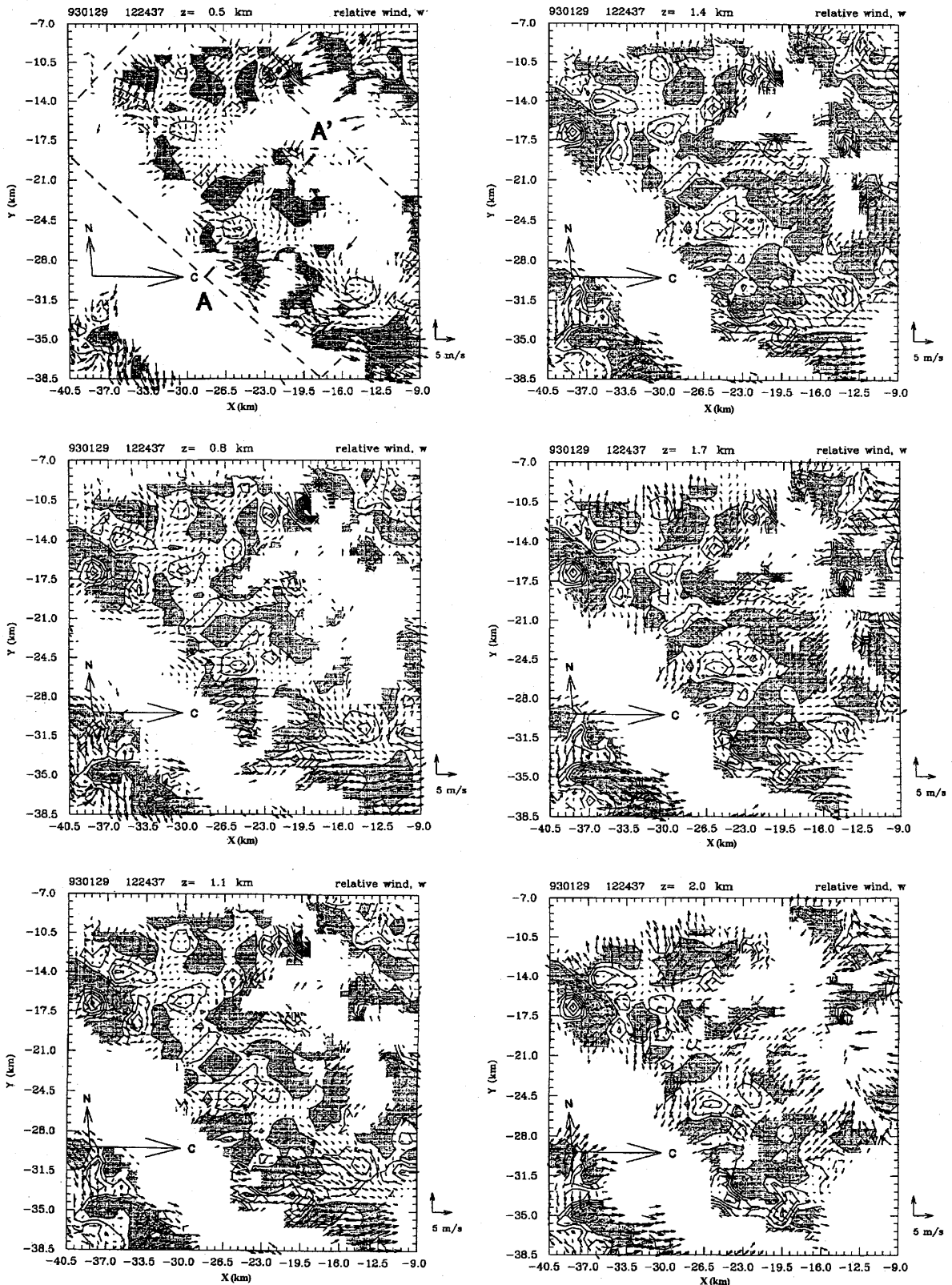


第5.4.3図 1993年1月29日1200JSTにおいて、酒田市で観測された温位と相当温位の高度分布。



第5.4.4図 1993年1月29日1225JSTでの防災研レーダのPPI画像。仰角は $1.5^\circ$ 。

\* 山田芳則：物理気象研究部 (現 予報部数値予報課)



第 5.4.5 図 デュアルドップラーレーダ解析から算出されたバンドに相対的な水平風と鉛直流の場を各高度ごとに示す。下降流の領域に陰影をつけた。

デュアルドップラーレーダ観測を行ったバンドの PPI 画像を第 5.4.4 図に示した。この図から、バンドの長さは～40 km、幅の値は平均的には数 km である。

バンド内にはいくつかのセルが一行に連なってバンドを構成している様子がわかる。デュアルドップラーレーダ解析における共通座標系の y 軸は基線に一致す

るように、 $x$  軸は  $y$  軸に直交するようにとる。格子間隔は、水平方向と鉛直方向にそれぞれ、0.7 km, 0.3 km で、最下層の CAPPI 高度を 0.5 km とした。

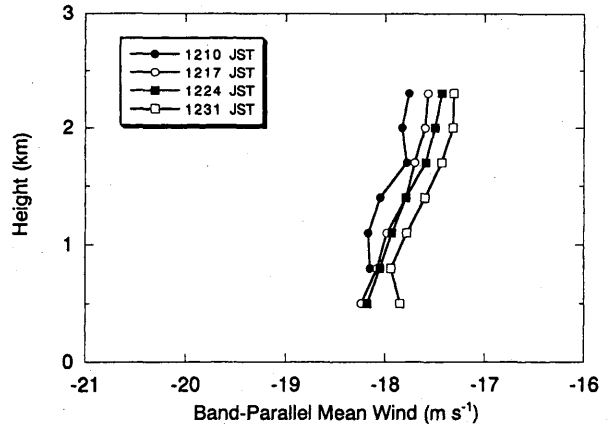
5.4.1.2 デュアルドップラーレーダ観測から算出されたバンド内の気流構造

第 5.4.5 図には、デュアルドップラーレーダ解析から得られたバンドに相対水平風と鉛直流の場を各高度ごとに示した。すでに述べたように、弱い鉛直シアのため、バンドの軸について対称的な気流構造がどの高度でも見られる。下層ではバンドの両側面からバンド内に向かい、バンドの軸付近で収束している気流系が明らかである。鉛直流の場を見ると、平均的にはバンドの軸に沿って上昇流、バンドの両側面では下降流が見られる。また、比較的強い上昇流はセルの中心付近に存在していた。一方、上層では、水平風の場合はほとんどが発散場となっており、相対風はバンドの側面へ向かう成分を持つ。

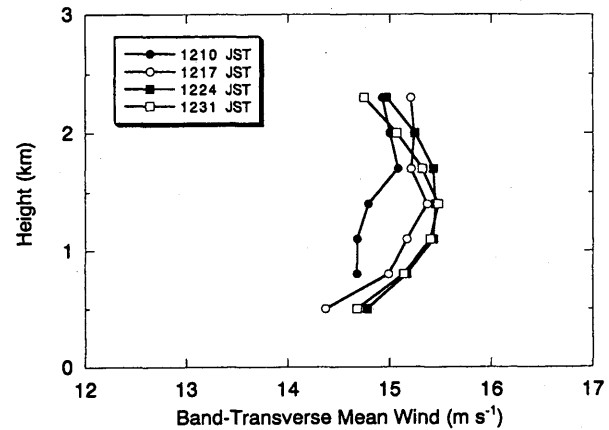
第 5.4.6 図は、デュアルドップラーレーダ観測から得られた水平風を、バンドの走向に平行な成分と直交する成分とに分けて 1210~1231 JST について各時刻ごとに高度の関数として示したものである。水平風を平均した領域は、第 5.4.5 図の ABCD である。どちらの風速成分についても鉛直シアは非常に小さく、ゾンデ観測とよく対応している。

第 5.4.7 図には、第 5.4.5 図に示した領域 ABCD の辺 AB と CD に沿って平均した、バンドの走向に直交する鉛直面内の気流と反射強度の場を示した (1217, 1224 JST)。2 次元的な流れの場の抽出方法は、Roux (1985) や Hauser *et al.* (1986) に示されているように、観測された風の場に最小 2 乗法的に最もよく当てはまる 2 次元の流線関数を変分法によって求める方法に基づいている (Roux, 1985; Hauser *et al.*, 1986)。Kelly (1982) や Brown (1980) と同様に、バンドの鉛直面内では、ロール状循環に似た気流系であることが明らかである。

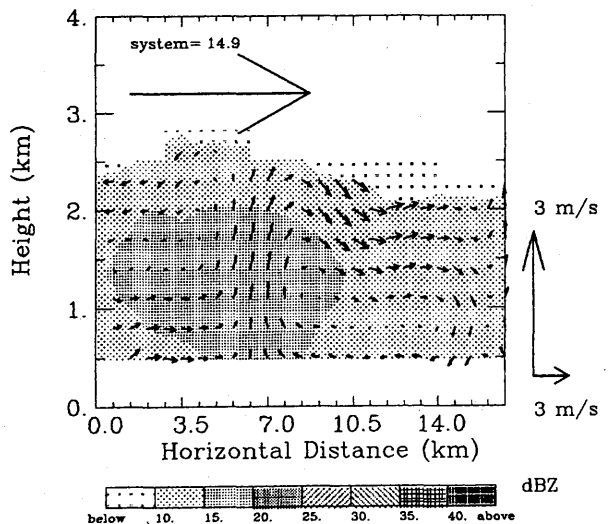
次に、バンド内における水平運動量の鉛直輸送について調べた (第 5.4.8 図)。バンドの走向に直交、平行な方向の輸送量は、それぞれ、 $\overline{u'w'}$ 、 $\overline{v'w'}$  から計算した。ここで、 $\overline{\quad}$  は、ある高度での領域平均値を表し、 $\overline{u}$  と  $\overline{v}$  は、それぞれ領域 ABCD 内の各高度におけるバンドの走向に直交、平行な平均風である。また、



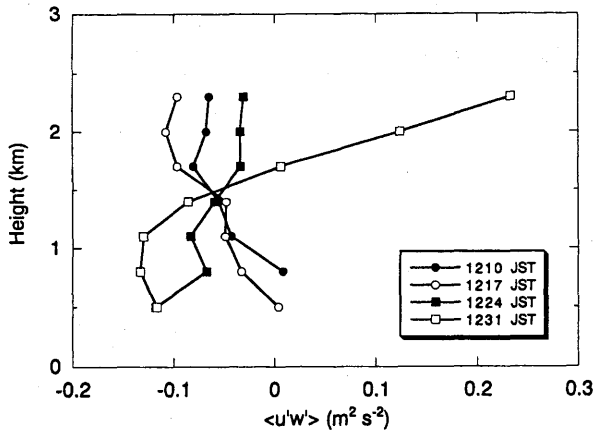
第 5.4.6 a 図 各高度で平均された、バンドの走向に平行な水平風速成分。負の値は南東に向かう成分を表す。



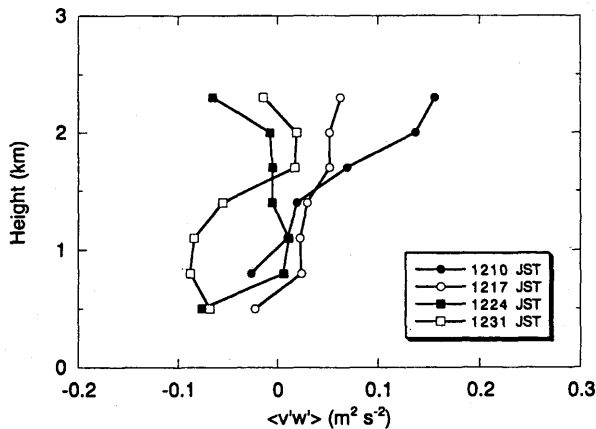
第 5.4.6 b 図 第 5.4.6 a 図と同じ。ただし、バンドの走向に直交する成分について。正の値は、北東に向かう成分を表す。



第 5.4.7 図 鉛直面内の平均的な気流構造と反射強度。ベクトルは、相対水平風と鉛直流のベクトル表示である。



第 5.4.8 a 図 バンドの走向に直交する方向の水平運動量の鉛直輸送. 正 (負) の値は, 上向き (下向き) 輸送を表す.



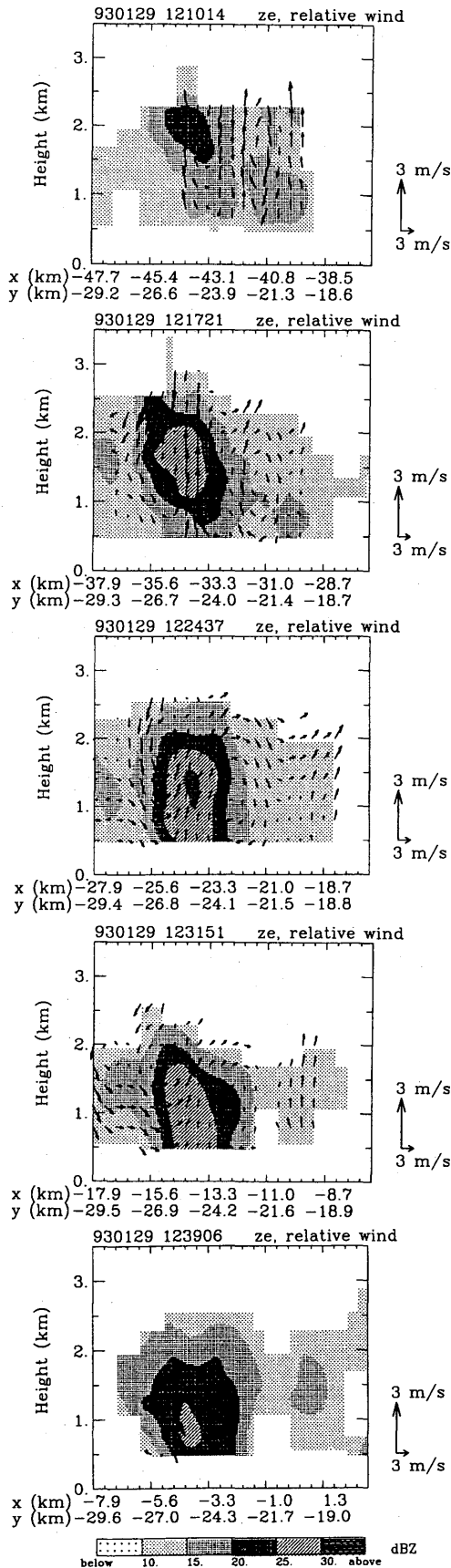
第 5.4.8 b 図 第 5.4.8 a 図と同じ. ただし, バンドの走向に平行な水平運動量について.

$u' = u - \bar{u}, v' = v - \bar{v}$  とした. バンドは, 一様な吹き出しの場に形成されているものと考えて, 鉛直流の領域平均値  $\bar{w}$  は 0 と仮定した. バンドの走向に平行な方向では, 輸送量の高度分布は時刻ごとに異なるものの, 1231JST の高度  $\sim 1.5$  km 以上を除けば, ほとんど負の値であり, 水平運動量が下向きに輸送されていることを示している. 1231JST の輸送量には比較的大きな誤差が含まれていると考えられる. 第 5.4.6 図に示された平均風の高度分布と合わせると, 輸送は, 風速勾配とは反対の方向に向いている. 次に, バンドの走向に直交する方向では, 輸送量の高度依存性は時刻ごとに異なっている. 1210 と 1217JST では, ほとんどの高度で正の値であるのに対して, 1224 と 1231JST では負の値となっている. 平均水平風速の高度分布と対比させると, 1210 と 1217JST では, 水平風速の極大値のある高度  $\sim 1.4$  km を境として, それよりも下層では下向き

の輸送で風速勾配と同じ方向へ, それよりも上層では, 風速勾配と逆の方向へ輸送されている. 両方向の輸送量の大きさはほぼ同じである.

### 5.4.1.3 セルの鉛直断面内の気流構造の時間変化

PPI 画像に見られたように, バンド内ではセルが一系列に並んだ構造をしていたので, バンドによる降雪の多くは, このようなセルによってもたらされるものと考えられる. 1つのセルを抽出して, これらのセル内の構造を時間とともに追跡した (第 5.4.9 図). すでに第 5.4.5 図や第 5.4.7 図で示したように, バンドの走向に沿う気流構造はバンドの軸について対称であるので, 走向に直交する鉛直面内の構造を示すことにする. ただし, バンドの移動速度が  $\sim 20 \text{ms}^{-1}$  と非常に大きかったので, 水平風や反射強度が比較的良好に求められる時刻は限られている. 1210JST ではセルがレーダから遠くにありすぎて, 反射強度や風の場合が十分に観測されていないし, 1239JST では基線に近づきすぎて風の場合が十分に観測されていない. このセルについては, 1210 と 1217JST が発達期, 1224 と 1231JST が成熟期, 1239JST が衰退期である. セルの発達段階は最下層の反射強度から決定した. 発達期の 1210JST では, 高度 1.5  $\sim$  2.3 km で反射強度 20  $\sim$  25 dBZ の領域が見られて, このことはセルの中層から上の部分で降雪粒子が成長していることを示唆している. 1217JST では, セルの中心付近に  $\sim 2 \text{ms}^{-1}$  の上昇流があり, ほぼ鉛直上方に向かっている. また, 高度 1  $\sim$  2 km のところに 25  $\sim$  30 dBZ の比較的強い反射強度が出現している. この強い反射強度の領域は, 雲内の中層から上部で成長した降雪粒子が次第に成長して, 上昇流に抗して下方に落下しているものと考えられる. 成熟期では (1224  $\sim$  1231JST), 高度 0.5 km で反射強度が 25  $\sim$  30 dBZ の領域が存在しており, 地表面での降雪強度が最も強い. 1224JST の高度 1  $\sim$  1.5 km 付近には 30 dBZ 以上の領域も見られる. セル内の上昇流の大きさは, 発達期の 1217JST よりも小さくなっており, 約  $1 \text{ms}^{-1}$  である. 1231JST では, 最下層高度で 25  $\sim$  30 dBZ の領域が存在しており, 比較的強い降雪を地表面にもたらしているものと考えられる. しかし, 1224JST で見られた 30 dBZ 以上の領域は消滅し, しかもエコー頂高度も若干低くなっている. セル内の上昇流の大きさは  $1 \text{ms}^{-1}$  未満と小さい. 衰退期である 1239JST では, 風の場合が観測さ



第 5.4.9 図 バンド内のセルの鉛直面内の気流構造と反射強度の時間変化。ベクトルは、相対水平風と鉛直流を表し、それぞれの点で流線に平行になるように描かれている。

れていないが、成熟期で見られた 25~30 dBZ の反射強度の領域が高度~1 km 付近にわずかに存在するだけとなり、最下層では 20~25 dBZ であるので、セルからの降雪強度は弱まっていると考えられる。以上のことから、降雪強度が強いのは、わずか約 10 分ほどであり、セルの寿命は少なくとも 30 分以上であると見積もられる。バンド内の他のセルでも、観測されている限りでは、セル 1 と同様の発達過程を示した。上昇流の時間変化も孤立型の降雪雲 (Yamada *et al.*, 1994) と似ているが、このセルでは上昇流の最大値は発達期でみられた。

#### 5.4.1.4 バンド内の循環のエネルギー変換率

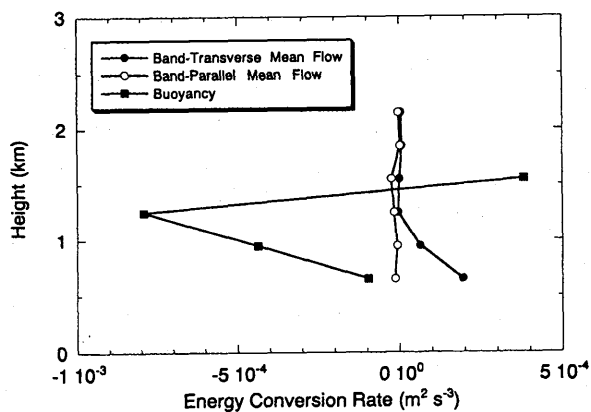
バンド内の循環エネルギーの生成・散逸にかかわるものとしては、浮力とバンドの走向に平行、直交する方向の平均流によるものの 3 つがある。このバンド状降雪雲を維持する機構を調べるために、これらとバンド内循環とのエネルギー変換率を見積もった。浮力によるエネルギー変換率については、Roux *et al.* (1984) の方法を用いて求めた  $\theta'_v$  (virtual cloud temperature perturbation) に基づいて計算した。平均流とバンド内の循環とのエネルギー変換率は、走向に平行、直交する方向について、それぞれ、

$$p_p = -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (5.4.1)$$

$$p_t = -\overline{u'w'} \frac{\partial v}{\partial z} \quad (5.4.2)$$

から計算できる。1224JST における結果を第 5.4.10 図に示した。鉛直シアが非常に弱い場にバンドが形成されたため、平均流とのエネルギー変換率が小さく、浮力によるものが卓越している。浮力によるものは下層で負、高度~1.5 km 付近で正の値となっている。一方、平均流によるエネルギー生成率では、バンドに平行、直交する方向ともに浮力と比べると小さいが、2 つの値を比較すると、バンドの走向に直交する方向の平均流によるものが下層で比較的大きく、バンドの走向に平行な平均流によるものは、全ての高度で~0 である。線形論の結果 (Asai, 1970) と同様、浮力からバンド内の循環エネルギーへに変換が卓越していた。1217JST でも、1224JST と同様の結果が得られている。





第 5.4.10 図 バンドの循環のエネルギー変換率 (1224JST).

### 5.4.1.5 まとめ

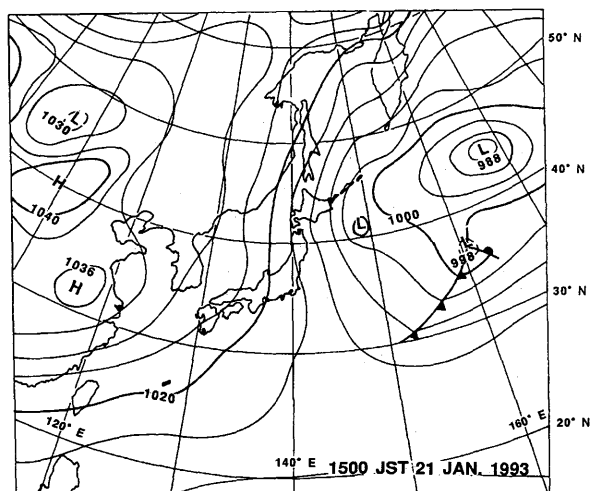
1993 年 1 月 29 日に、弱い鉛直シアの場に出現した浅いバンド状降雪雲の気流構造やバンド内の循環のエネルギー変換率について、主としてデュアルドップラーレーダデータを主に用いて調べた。バンド内では走向に一直に並んだセル構造がみられた。バンド内の気流構造は、バンドの軸に沿ってほぼ対称的でロール状対流によく似た循環であった。バンド内のセル内では、鉛直流や反射強度の場は、孤立型の降雪雲と同じような発達過程を示した。発達期のセル内では、セルの中心付近に比較的大きな上昇流が存在しており、セルの中層から上層の間で降雪粒子が成長していたことが推定できる。

バンド内の循環エネルギーの生成・消滅に関しては、鉛直シアが弱い場であったことを反映して、浮力によるものが卓越していた。浮力によるエネルギー変換率の見積もりにおいて、古典的なリトリバルから求められた " $\theta'_z$ " という量を用いて計算した。この値には各高度ごとに異なる未知の定数（ここではいずれも 0 と仮定した）が含まれているとしても、鉛直シアが非常に弱い条件の下では、対流の循環エネルギーは浮力が卓越してくることは自然なことであり、この点からすると、このようにして求めた浮力による生成項の大きさはあながち悪いとはいえない。より精度よく計算するためには、次の深いバンドのところで述べるようなリトリバルを用いることが必要であろう。

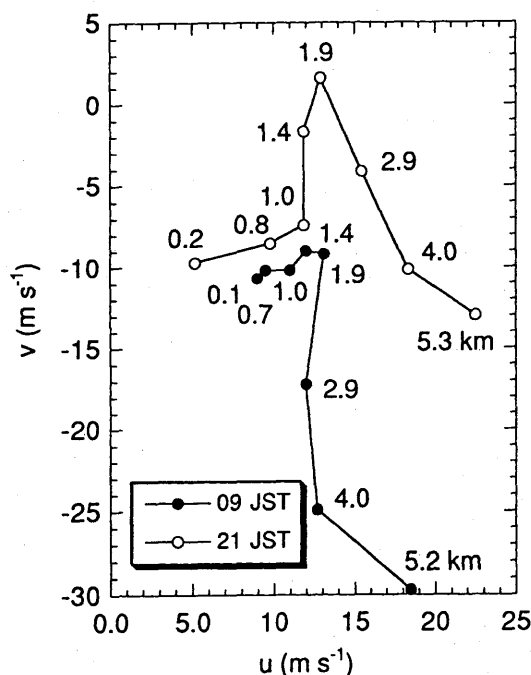
## 5.4.2 深いバンド (1993 年 1 月 21 日の事例)

### 5.4.2.1 バンドが出現したときの大気環境

深い L 型のバンド状降雪雲をデュアルドップラーレ

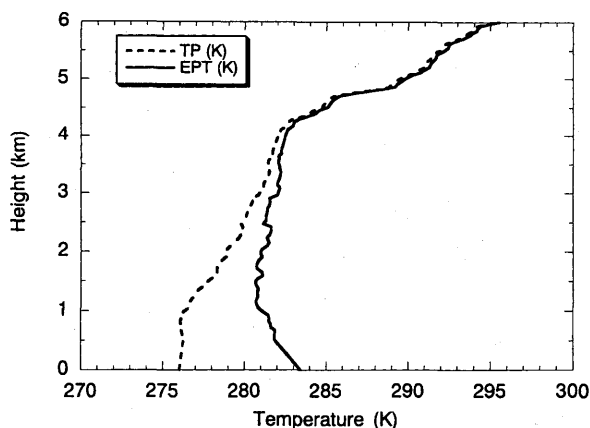


第 5.4.11 図 1993 年 1 月 21 日の 15JST における地上天気図。

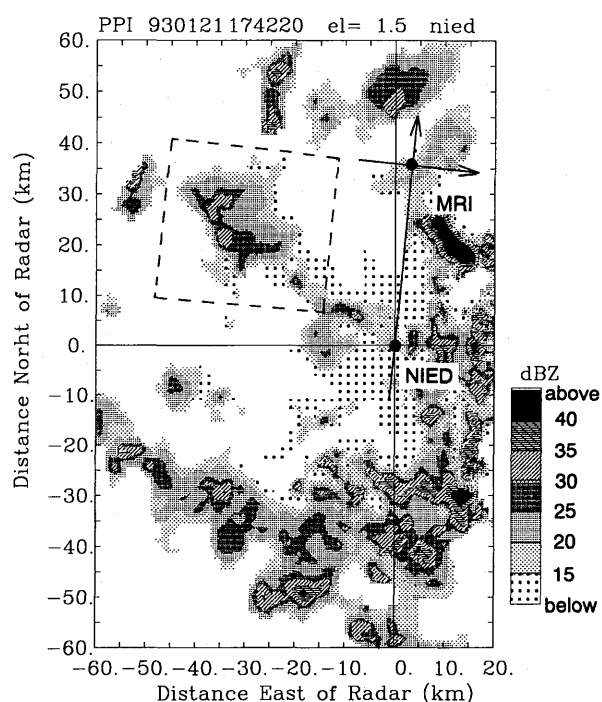


第 5.4.12 図 09JST と 21JST に秋田で観測されたホドグラフ。

ーダで観測した時間帯近くの地上天気図 (1500JST) を第 5.4.11 図に示した。西高東低の典型的な冬型の気圧配置で、強い寒気が北日本上空に南下していた。実際、秋田における 0900JST の高層観測によれば、500 hPa 高度での気温は  $-41.2^{\circ}\text{C}$  と低かった。デュアルドップラーレーダ観測を行った時間帯に近い時刻での風のデータがないので、当日の 0900JST と 2100JST における秋田での風のホドグラフを第 5.4.12 図に示した。0900JST の風の場には、高度 2~5 km に南北方向に強い鉛直シアが認められる。南北方向に比べて、東西方向

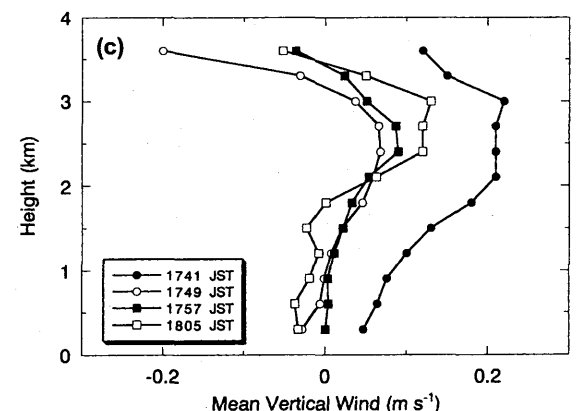
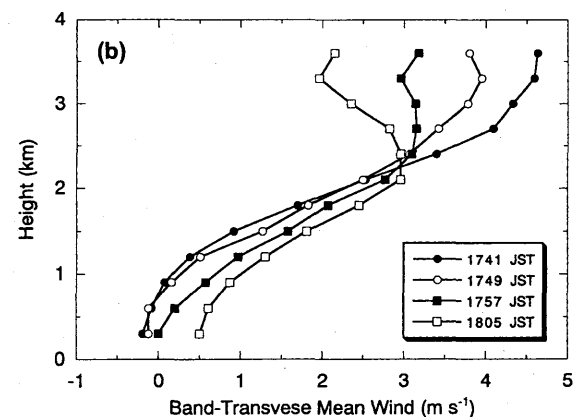
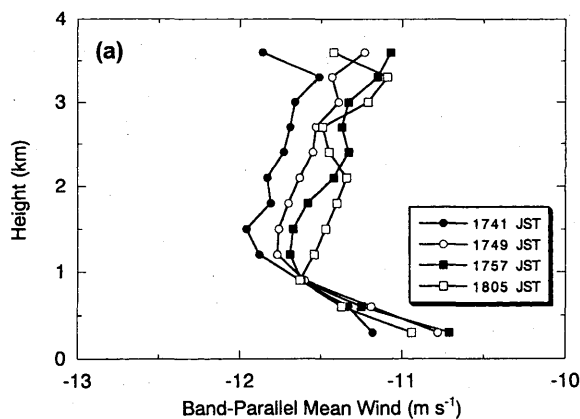


第 5. 4. 13 図 15JST での酒田における温位  $\delta$  と相当温位  $\theta$  の高度分布.



第 5. 4. 14 図 仰角 1.5° の防災科研レーダの PPI 画像. 四角で囲んだ領域についてデュアルドップラーレーダ解析を行った.

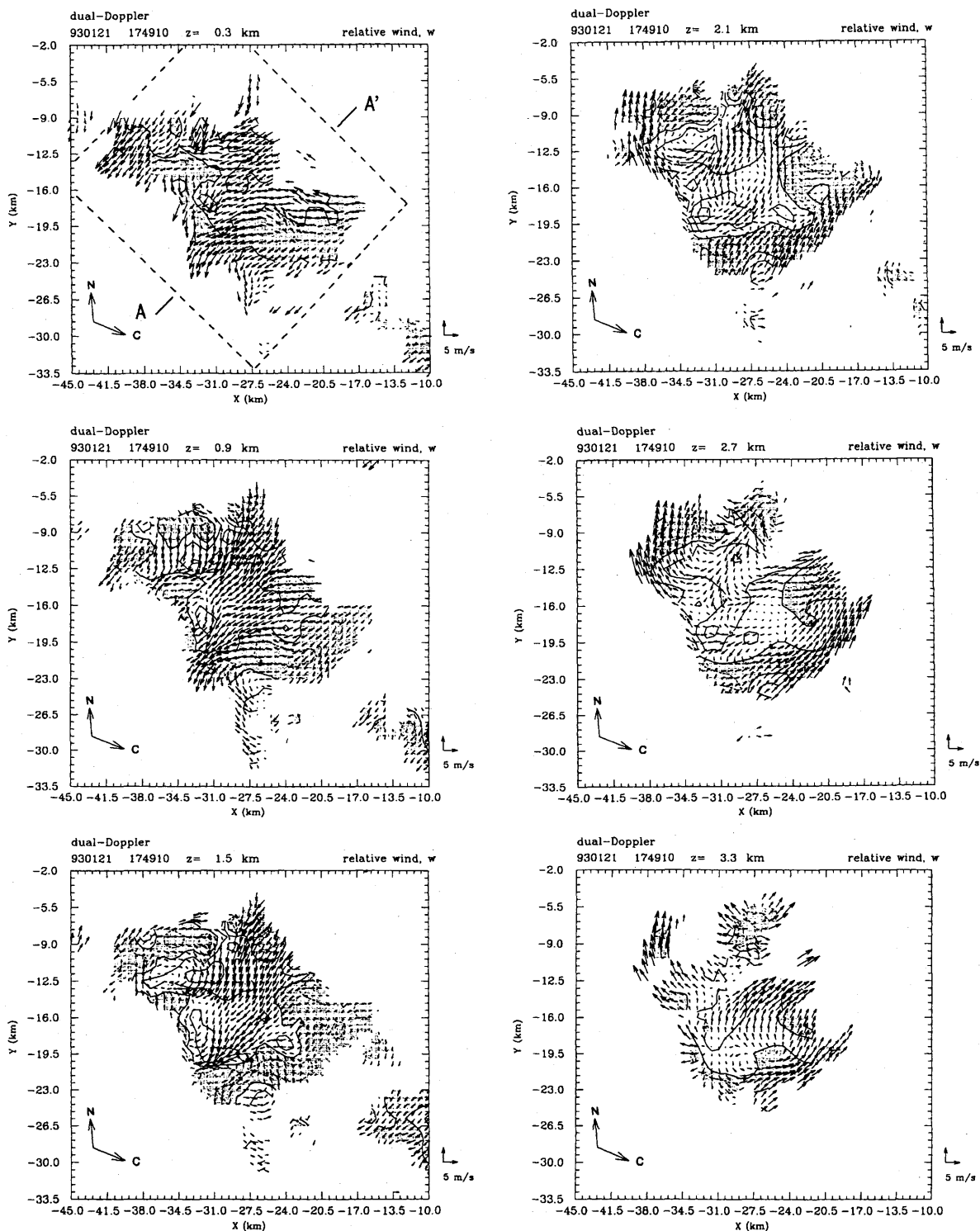
の鉛直シアは弱い. 2100JST でも, 高度 1~4 km で南北方向に鉛直シアが比較的強いことは 0900JST の分布とほぼ同様であるものの, 高度 1.9 km 付近に南成分が入り込んで上空の寒気が弱まったことを示している. 各高度で時間・空間的に平均した, デュアルドップラーレーダデータ観測による水平風は, 0900JST のそれに近い分布であった. 第 5. 4. 13 図は, 1500JST に酒田市の海岸で放球されたゾンデ観測から得られた温位と相当温位の高度分布である. 最下層の高度 0.5 km 付近まではデータが欠落しているが, 高度約



第 5. 4. 15 図 デュアルドップラーレーダ解析から算出された水平風を各高度ごとに平均化し, それを高度の関数として表したもの. (a)バンドの走向に直交する風速成分. 正の値は北東に向かう風を表す. (b)バンドの走向に平行な風速成分. 負の値は南東に向かう風を表す. (c)鉛直流.

1 km までは対流不安定な成層であり, 厚さ約 4.5 km の混合層が発達していた. 0900JST での秋田での高層観測データをも, 高度~1 km までは対流不安定な成層であり, 混合層の高度は約 5 km と 1500JST に比べて高かった. CAPE は~40 J kg<sup>-1</sup>であった.

デュアルドップラーレーダ観測を行った時間帯の PPI 画像を第 5. 4. 14 図に示した. この画像でみる限り,



第 5. 4. 16 図 1749JST における各高度ごとの水平相対風と鉛直流の場。鉛直流の等値線の間隔は  $0.5\text{ms}^{-1}$  ごとで、下降流域に陰影をつけた。図の左下の N と C の矢印は、それぞれ、北の方向とバンドの移動速度をそれぞれ表す。

バンドの長さは少なくとも 60 km 以上、幅は  $\sim 10\text{km}$  である。バンド内では、浅い L 型バンドのようにセル構造は顕ではない。なお、デュアルドップラーレーダ解析を行ったときに用いた座標系は、浅いバンドの時

と同じである。ただし、最下層の高度を  $0.3\text{km}$  とした。

#### 5. 4. 2. 2 バンド内の気流構造

第 5. 4. 15 図は、デュアルドップラーレーダ解析から

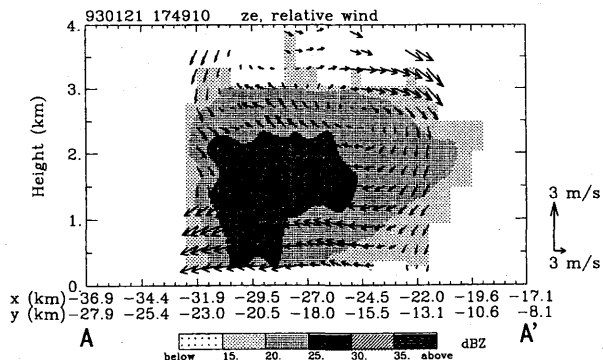
算出された水平風（バンドの走向に平行，直交する成分）と鉛直流を，時間的・空間的に平均した値の高度分布である。走向に直交する成分の分布では，高度～2.5 km 以下で風速成分の大きさが高度とともに増加しており，北向きの比較的大きな鉛直シアが存在している。このことは，ゾンデ観測から得られた鉛直シアとよく対応している。これに対して，それ以上の高度では各時刻でばらついており，時間とともに風速成分の大きさは減少している。次に，走向に平行な水平風速成分の分布では，走向に直交する風速成分と比べて鉛直シアは弱い。各高度ごとの平均鉛直流の高度分布では，1741JST を除くと，1749，1751，1805JST ではほぼ同様の分布を示している。上昇流は，高度～2 km 以下ではほぼ 0 であるのに対して，高度 2～3 km 付近で比較的大きい値である。

第 5.4.16 図は，1749JST での各高度ごとの水平相対風と鉛直流の場を示したものである。1741～1805JST の間でおよそ 8 分間隔で行われたデュアルドップラーレーダ観測では，どれもここに示した気流系と同様であった。相対水平風の場合は 3 次元的な様相を示しているものの，平均的には北東の下層からバンド内に流入する気流とバンド南西側の中層からバンド内に流入して下層で流出する気流とが認められる。上昇流域は主としてバンドの北東側にあり，下降流域は南西側の狭い領域に存在する。上昇流の最大値は約  $2 \text{ m s}^{-1}$  であった。

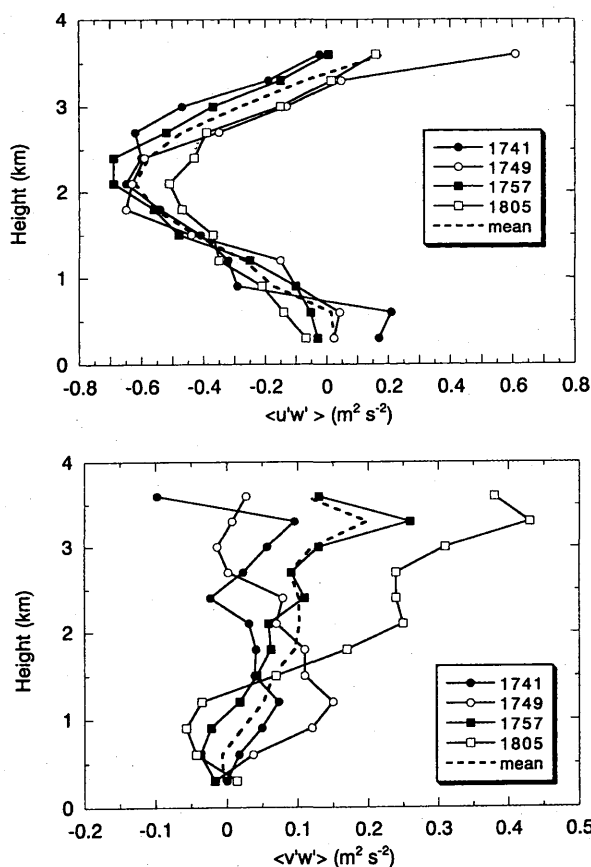
第 5.4.17 図には，バンドの走向にほぼ直交する代表的な鉛直断面内の反射強度と気流構造の時間変化を示した。図中の矢印は，バンドに相対的な水平風と鉛直流のベクトル表示である。バンド内では，バンドの北東側からバンド内に流入して上昇する気流と，バンドの南西側の中層からバンドに入り込んで，バンドの下層でバンド外に流出する気流系が存在することがはっきりとわかる。バンド内では，上昇流域と下降流域とが分離されており，長続きする循環の構造となっている。上昇流の大きさは， $2\sim 3 \text{ m s}^{-1}$  で 1805JST 以降は，上昇流ははだいに弱まっている。エコー頂高度も時間の経過とともに低下しており，バンドが時間の経過とともに徐々に衰弱していったことを示している。

### 5.4.2.3 水平運動量の鉛直輸送

水平運動量の鉛直輸送の計算を行い，その結果を第



第 5.4.17 図 第 5.4.16 図の直線 AA' に沿った鉛直断面内の気流構造と反射強度の時間変化。矢印は，水平相対風と鉛直流とのベクトル表示である。



第 5.4.18 図 水平運動量の鉛直輸送量の高度分布を各時刻ごとに示したもの。正の値は，上向き輸送であることを示す。(a) バンドの走向に直交する方向。(b) バンドの走向に平行な方向。

5.4.18 図に示した。それぞれ，4 つの時刻での高度分布とその平均値（破線）を示してある。まず，バンドの走向に直交する方向では，輸送量はほとんどの高度で負の値（輸送は下向き）であり，かつ最大の輸送量は中層の高度 2～2.5 km 付近にみられる。この図と第 5.4.16 図とを比較してみると，高度 2 km 以下では平均

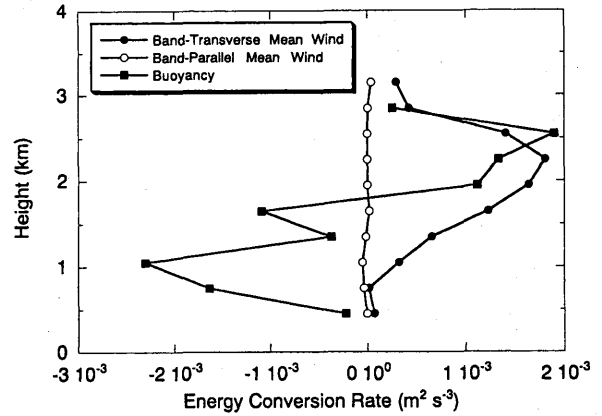
流の鉛直勾配と逆の方向へ水平運動量が輸送されている。これに対して、バンドに平行な方向の水平運動量輸送では、ほとんどの高度で正の値(上向き)であり、上空ほど輸送量が大きくなる傾向がみられる。平均流の高度分布とあわせると、高度 1 km 以上では風速の鉛直勾配と逆の方向に水平運動量が輸送されている。バンド内では、バンドの走向に直交する方向の運動量輸送が卓越していることがわかる。

5.4.2.5 エネルギー変換率

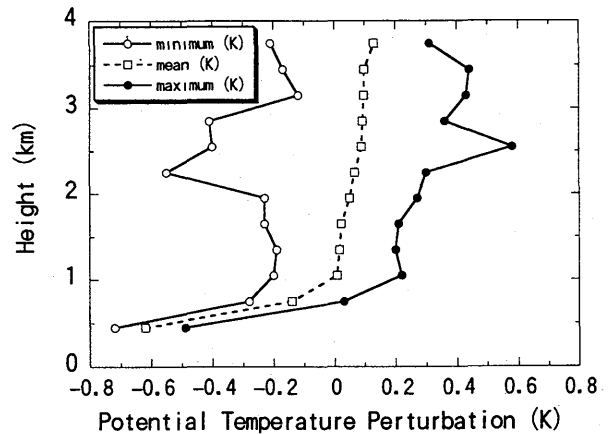
バンドの循環を維持する機構を調べるために、バンド内の循環のエネルギー変換率を浅い L 型の降雪雲と同様に計算した。バンド内の循環のエネルギーの生成・消散にかかわる 3 つの要素について、1749JST における高度分布を第 5.4.19 図に示した。この図に示された様子は、1741, 1805JST においても同様である。浮力とバンドの走向に直交する方向の平均流によるものが卓越しており、これら 2 つに比べると、バンドの走向に平行な平均流によるものは非常に小さい。これらの 3 つの和の高度分布(破線)では、高度 ~1.5 km 以下では、負の浮力のためにバンド内の循環エネルギーは消滅する傾向にあり、一方この高度以上では、浮力によってバンド内の循環が維持される傾向にある。これに対して、バンドの走向に直交する方向の平均流との変換率では、どの高度でも正の値であり、その大きさは浮力によるものとほぼ同程度であるので、バンドの循環にとって重要なエネルギー源であったことがわかる。バンドの走向に直交する平均流とのエネルギー変換率が、走向に平行な平均流との変換率に比べて大きいということは、線形論とは異なった結果である。

5.4.2.6 降水以外の水物質のリトリバル

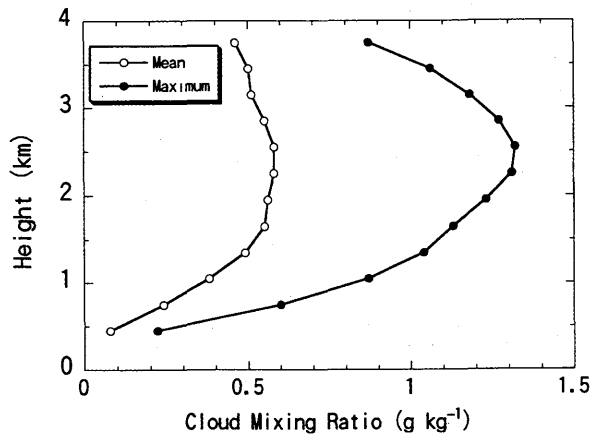
降水系内の降水機構に関する理解を深めるためには、雲内の微物理構造や気流系など、微物理構造からメソスケール構造までの幅広い空間規模にわたる現象についての知見が必要である。これまでに、微物理構造は雲粒子ゾンデや航空機観測によって、また降水域内の気流系はドップラーレーダ観測によって解明されてきた。しかし、ゾンデはいわば「点」の観測でありゾンデが通過したところを断片的にとらえるだけである。ゾンデと比較して機動性の高い飛行機観測によっても、対象とする降水系内の全ての領域を短時間に観測する



第 5.4.19 図 エネルギー変換率の高度分布. 正の値は、バンドの循環を強めるように作用する方向を示す。



第 5.4.20 図 温位のずれの最大・最小値と平均値の高度分布. 単位は K.



第 5.4.21 図 雲水の混合比の最大値と平均値の高度分布。

ことはできない。

一方、波長が 3~5 cm のドップラーレーダ観測からは、短時間に膨大な空間内の降水強度や気流構造を観測することができるものの、降水より小さい粒子(いわゆる、雲水や雲氷)を観測することはできない。降

水系内で降水以外の水物質の空間分布を知ることは、降水機構の解明にとって大切なことであり、その情報を引き出すことがリトリーバルという手法によって可能になってきている。そこで、降雪雲内における「雲水」の空間分布を明らかにして、降雪機構の解明に寄与するために Hauser *et al.* (1988) の“D 法”によるリトリーバルを行った。ただし、Hauser *et al.* (1988) と異なる点は次のとおりである。ここでの「雲水」とは、降水以外の凝結水物質であり、その相は温度によって決まるものとする。

- ・ 3 次元的なリトリーバルであること。
- ・ 運動方程式の中の加速度項を考慮したこと。
- ・ 熱力学の式の中で、拡散項を導入したこと。
- ・ 降雪の混合比は、経験式 (Kajikawa and Kiba, 1978) を用いて反射強度から計算したこと。
- ・ 降雪粒子の落下速度は、Atlas *et al.* (1973) を用いた。
- ・ 気圧の場のずれの値は、計算しなかったこと。

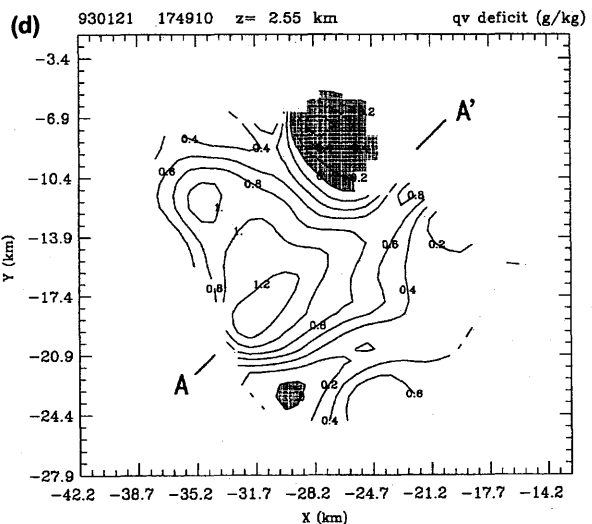
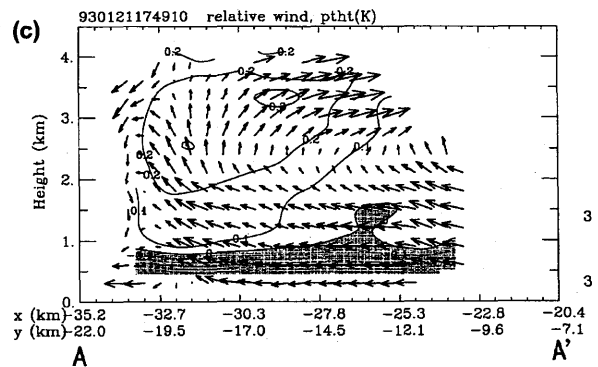
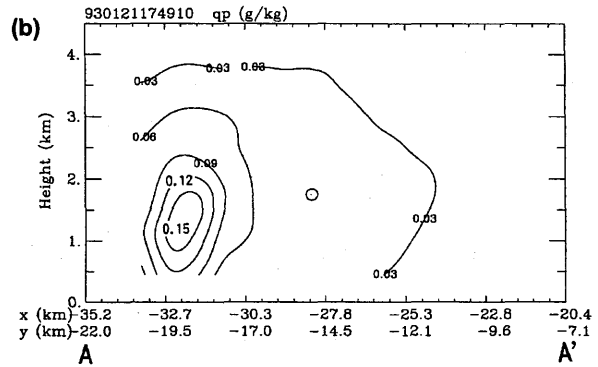
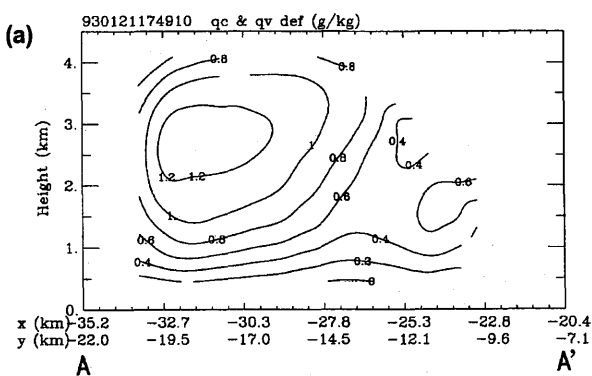
解析の原理等は省略して、解析結果を簡単に示すことにする。

### 5.4.2.7 解析結果

第 5.4.20 図には、リトリーバルによって求められた温位のずれの値の最大値、最小値及び平均値の高度分布を示したものである。高度 0.45 km では、温位は  $\sim -0.7$  から  $\sim -0.5$  K の偏差を示し、平均値で  $\sim -0.6$  K である。これらの偏差は、これまでに他の降雪雲で観測されている、雲内下層の冷気塊と雲外の大気との温度差にほぼ近い値である。このため、リトリーバルから

計算された温度のずれに含まれるただ一つの未知定数は 0 とした。推定されたバンド内下層の温度のずれの場合は、これまで観測されている冷気塊の存在とよく対応しているため、バンド内での温度のずれの場がよく再現されているものと考えられる。温度の偏差は、高度  $\sim 0.5$  km 以上で  $\pm 0.6$  K と小さな値である。

第 5.4.21 図は、雲水量の混合比の最大値と平均値の高度分布である。平均値は  $Q_c$  が 0 でない値を高度ごと



第 5.4.22 図 (a)鉛直断面内の雲水の混合比 ( $\text{g kg}^{-1}$ )。 (b)降雪粒子の混合比 ( $\text{g kg}^{-1}$ )。 (c)温位のずれと気流系。気流は、水平相対風と鉛直流。 (d)鉛直断面 a~c をとった部分。高度 2.55 km の雲水の混合比と saturation deficit mixing ratio ( $\text{g kg}^{-1}$ )。未飽和の部分に陰を付けた。

に平均したものである。最大値の分布では、高度 2.55 km に最大値 $\sim 1.3 \text{ g kg}^{-1}$ があつて、この値は、ゾンデ観測や飛行機観測で得られている、雲水が豊富にある発達期の雲内の値に近い。

雲水の大きな値が存在する領域を通る、走向に直交する鉛直断面内における雲水と降雪粒子の混合比（それぞれ、第 5.4.22 a 図、第 5.4.22 b 図）および温位の偏差と気流構造（第 5.4.22 c 図）を示した（第 5.4.22 d 図の直線 AA' に沿った鉛直断面）。雲水の混合比の大きい部分は、雲内の中層から上部の高度 2~3 km にあり、 $1.2 \text{ g kg}^{-1}$ に達する混合比が得られている。降雪の混合比の大きい所は、雲水の混合比の大きな領域の下方に位置している。第 5.4.22 c 図に示された温位の偏差と気流構造とを見ると、雲水の混合比の大きいところは、正の温位偏差 $\sim 0.2 \text{ K}$ の領域とほぼ一致しており、そこでは  $1 \text{ m s}^{-1}$  近い比較的大きな上昇流が存在している。また、バンド内下層には、大きさが $-0.5^\circ\text{C}$ に達する負の温位偏差が見られ、これはバンド内下層に存在する冷気塊に相当するものである。これらのことを総合すると、高度 2~3 km 付近の雲水の豊富な領域で降雪粒子が成長し、降雪として下方に落下していると考えられる。

#### 5.4.2.8 まとめ

強い寒気場に出現した深いバンド状降雪雲について、としてデュアルドップラーレーダデータに基づいて、バンド内の気流構造やバンドの維持機構について考察した。バンドの走向に直交する鉛直シアが大きく、これを反映して、バンド内では長続きする循環が形成されていた。エネルギーの変換率では、浮力からバンドへ、走向に直交する平均流からバンドへの変換率が卓越し、浮力によるものはほとんど負の値、平均流によるものはほとんどの高度で正の値であつた。走向に直交する方向の平均流によるエネルギー変換率が走向に平行な平均流によるものと比較して大きいという点が、線形論と異なる。さらに、リトリーバルによってバンド内の降水以外の凝結水物質の空間分布を推定した。この結果、バンド内では、高度 2~3 km の中層から上部にかけての比較的上昇流の大きな領域で雲水の混合比が大きく、降雪の混合比の分布と合わせると、この

高度付近が降雪粒子の成長にとって好都合であつたと推定できる。

#### 参考文献

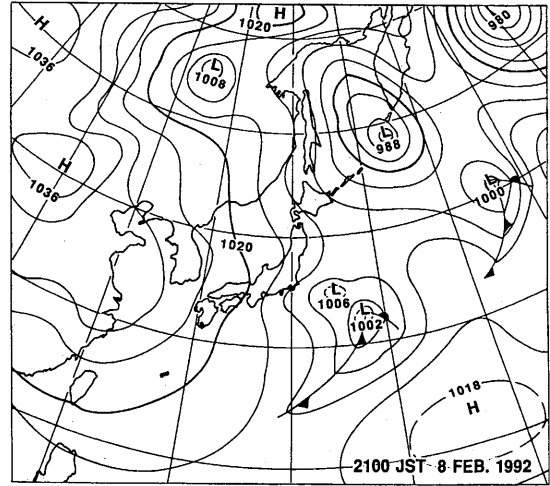
- Asai, T., 1970: Three-dimensional features of thermal convection in a plane Couette flow. *J. Meteor. Soc. Japan*, **48**, 18-29.
- Atlas, D., R. C. Srivastava, and R. S. Sekhon, 1973: Doppler radar characteristics of precipitation at vertical incidence. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **11**, 1-35.
- Brown, R. A., 1980: Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer: A review. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 683-697.
- Hauser, D., and P. Amayenc, 1986: Retrieval of cloud water and water vapor contents from Doppler radar data in a tropical squall line. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 823-838.
- , F. Roux, and P. Amayenc, 1988: Comparison of two methods for the retrieval of thermodynamic and microphysical variables from Doppler radar measurements: Application to the case of a tropical squall line. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1285-1303.
- Kajikawa, M., and K. Kiba, 1978: Observation of the size distribution of graupel particles. *Tenki*, **25**, 390-398.
- Kelly, D. R., 1982: A single-Doppler radar study of horizontal roll convection in a lake-effect snow storms. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1521-1531.
- Roux, F., 1985: Retrieval of thermodynamic fields from multiple-Doppler radar data using the equations of motion and the thermodynamic equation. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 2142-2157.
- , J. Testud, M. Payen, and B. Pinty, 1984: West Africal squall-line thermodynamic structure retrieved from dual-Doppler radar observations. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3104-3121.
- Yamada, Y., T. Matsuo, M. Murakami, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1994: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part II: Time change in airflow structures in isolated snow clouds derived from dual-Doppler radar observations. - A case study -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 695-708.

5.5 Tモードのバンド状降雪雲\*

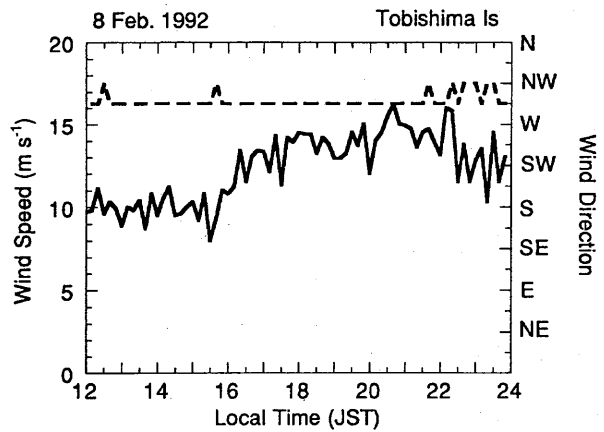
5.5.1 浅いT型の降雪雲

5.5.1.1 バンド出現時の大気環境

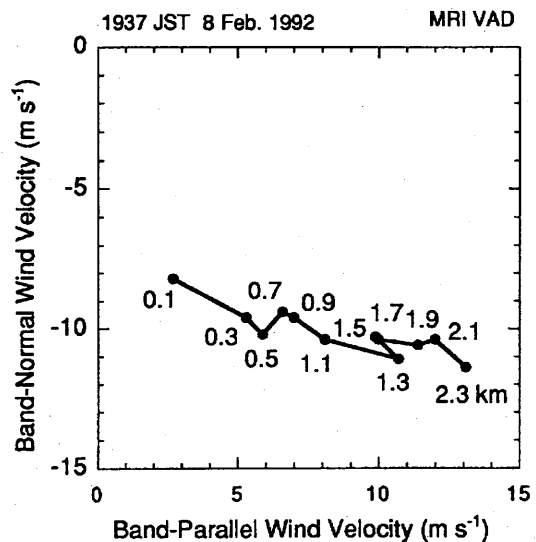
1992年2月8日1900JST頃に出現した浅いT型のバンド状降雪雲の構造について記述する. この時間帯に近い2100JSTの地上天気図を第5.5.1図に示した. 冬型の気圧配置になっているものの, 日本海上の等圧線の間隔は広く, 寒気の吹き出しは弱い. 第5.5.2図は2月8日1200JSTから2400JSTまでの, 飛島のアメダス観測点で観測された地上風向・風速の10分ごとの時間変化である. ここで示すT型のバンドは, およそ1530~1620間に見られる風速増加域 (Yamada *et al.*, 1996) が通過した後の, 寒気の吹き出しの中に形成されたものであることがわかる. デュアルドップラーレーダ観測を行った時刻付近では, ゾンデ観測による水平風の高度分布は観測されていないので, 仰角20°のVAD観測の結果を示した (第5.5.3図). VADデータを収録したときにはレーダ上空には比較的強いエコーが存在していなかったため, この風速の高度分布はバンド内の循環の影響を強くは受けていないと考えられる. バンドの走向に直交する方向に比べてバンドの走向に平行な方向の鉛直シアが比較的大きく, 鉛直シアはバンドの進行方向を向いていることがわかる. 第5.5.4図は, バンドが出現した時間帯の約2時間前と後に, 飛島で観測された温位と相当温位の高度分布である. 1642JSTのゾンデ観測は, 風速増加域が飛島を通過して約20分後のデータである. 混合層の厚さは約3kmで下層0.3km以下のごく浅い部分に対流不安定な層が見られる. これに対して, バンド出現後の2146JSTのゾンデ観測では, 上空に寒気が進入してきたために対流不安定な成層が地表面から高度~0.5kmと厚くなっている. 第5.5.5図には1931JSTにおける気象研レーダのPPI画像を示した. 観測領域内にはいくつかのT型のバンドが存在しており, そのうちの矢印で示したバンドをドップラーレーダで観測した. バンドの長さは約20km, 幅は5km未満と非常に狭い. バンド内にはセル状の構造が見られる.



第 5.5.1 図 1992 年 2 月 8 日 2100JST の地上天気図. 気圧の等値線 (太い実線) は 4hPa ごと.



第 5.5.2 図 1992 年 2 月 8 日 12~24JST での地上風の風向と風速の時間変化 (飛島). アメダス 10 分値.



第 5.5.3 図 気象研レーダの VAD 観測 (仰角 20°) から得られた水平風の高度分布.

5.5.1.2 バンド内の気流構造

デュアルドップラーレーダ解析から求められた, 相対水平風と鉛直流の場を第 5.5.6 図に示した

\* 山田芳則: 物理気象研究部 (現 予報部数値予報課)

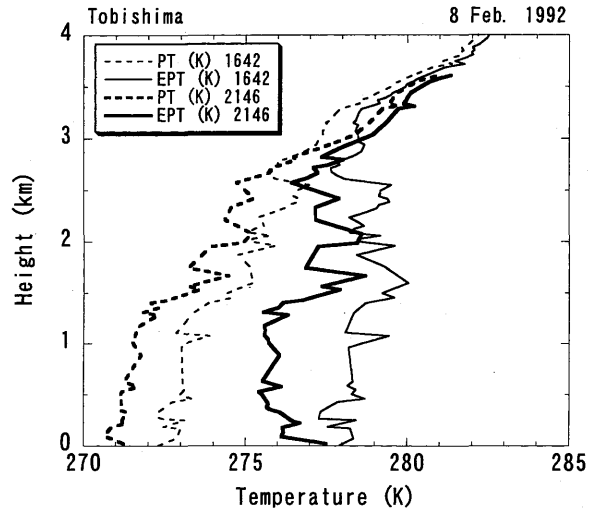


(1931JST). 各高度において水平風の場合は、バンドの軸に対してほぼ対称的で 2 次元的な構造である。バンド内の各高度で上昇流域が卓越している。高度 1.7 km 以下では、バンドの前面と後面からの気流がバンドの軸付近で収束している様子が明らかにみとれる。一方、高度 2 km 以上では、前面と後面に向かう発散的な風場が卓越している。上昇流の大きな値は、非発散高度付近の高度約 1.7~2.0 km にあり、その値は最大で  $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$  に達する。下降流は、バンドの両側面に見られる。ただし、時間の経過につれてバンド内で降雪粒子が形成されてくるようになると、気流系の対称性は崩れ、前面で上流、後面で下降流という構造に変化していったことが観測された（「5.5.1.4 バンドの走向に直交する鉛直面内の平均的な構造」の項を参照のこと）。

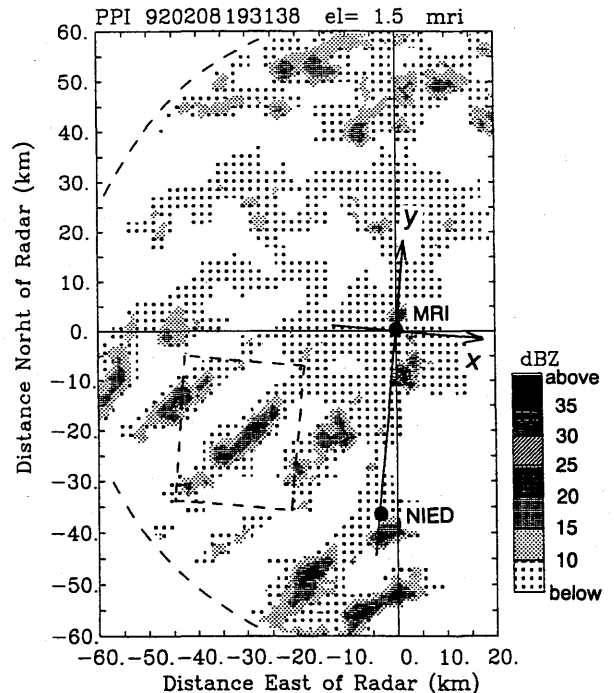
**5.5.1.3 バンド内の平均水平風と鉛直流**

デュアルドップラーレーダ観測から算出された、各高度におけるバンド内の水平風と鉛直流の平均値の高度分布を各時刻ごとに第 5.5.7 図に示した。解析した領域は第 5.5.6 図の破線内である。バンドの走向に平行な平均水平風については（第 5.5.7 図 a）、高度 1.5 km 以下では高度とともに風速はほぼ直線的に増加し、またほとんどの高度で時間とともに風速は増加している。高度 1.7 km 以上では、高度に対する風速の変化は比較的小さい。これに対して、走向に直交する平均風は、総じて高度に対する変化は小さく、さらに平均風速の時間的な変化も小さい（第 5.5.7 図 b）。比較強いシアは高度 1 km 以下に存在し、それ以外では鉛直シアは非常に弱い。これらの平均風の鉛直分布は、VAD で観測された水平風の高度分布においてバンドの走向に平行な鉛直シアが大きく、直交する方向の鉛直シアが弱かったこととよく対応している。

平均鉛直流の各時刻ごとの高度分布を示したものが第 5.5.7 c 図である。1915~1931JST までは、平均鉛直流の値はすべての高度で正の値（上昇流）であり、ほとんどすべての高度で時刻とともに上昇流が大きくなっている。このことは、バンドが全体的に時間とともに発達していることを示唆している。ところが、1939JST になると平均鉛直流が正の値であるのは上空の高度 1.4 km 以上の上空に限られて、そのほかの高度では負の値（下降流）である。特に下層で比較強い

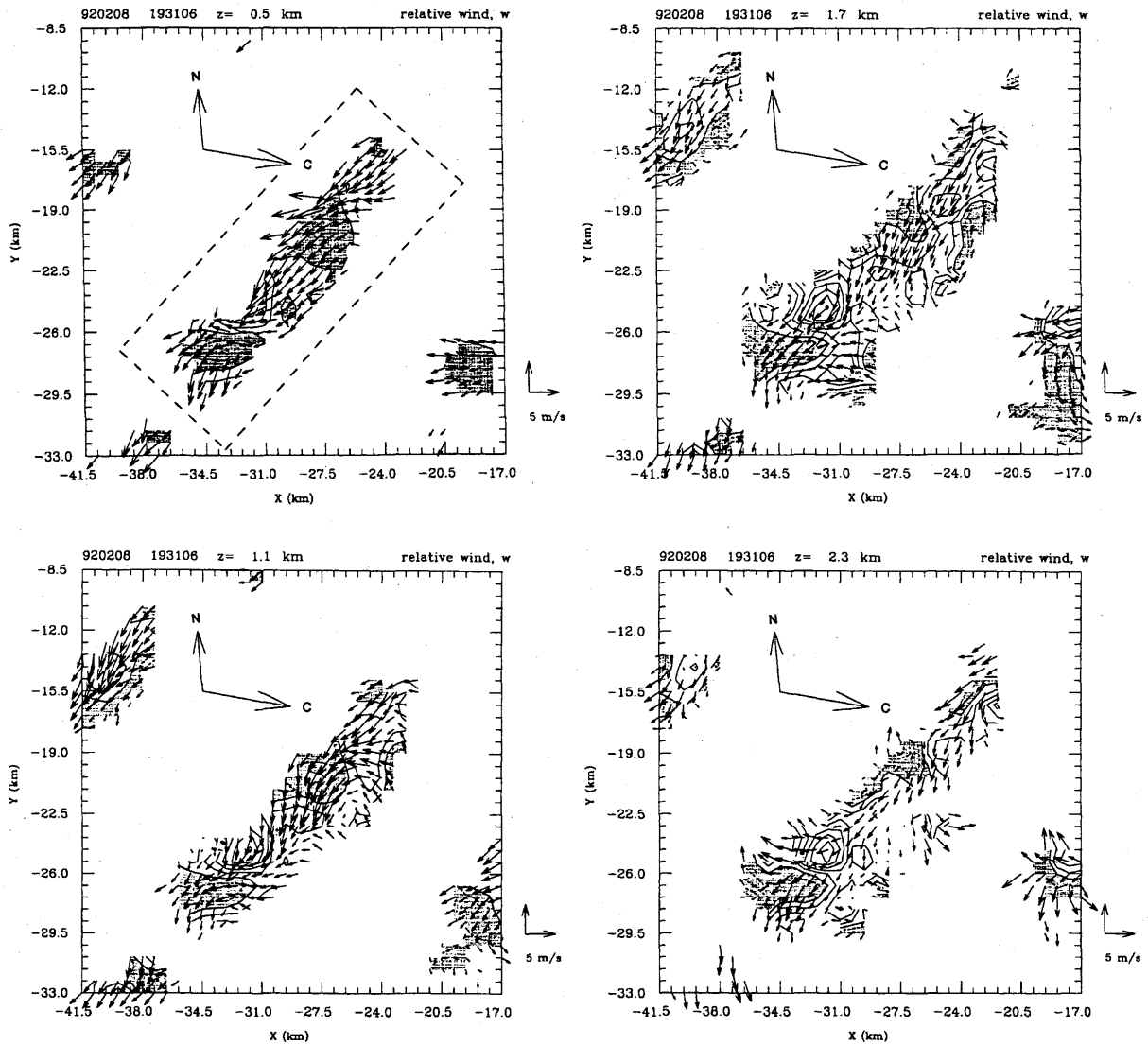


第 5.5.4 図 飛島でレーウィンゾンデによって観測された温位 ( $\theta$ ) と相当温位 ( $\theta_e$ ) の高度分布 (1642, 2146JST)。



第 5.5.5 図 気象研レーダの PPI 画像 (1931JST, 仰角  $1.5^\circ$ )。

下降流が存在する。これは、バンド内で十分大きく成長し、落下している降雪粒子によって生じた下降流と考えられる。1947JST では、すべての高度で平均鉛直流は負の値で、しかもこれらの大きさは時間とともに大きくなっている。このことは、バンド内で下下降流が卓越し、バンドが衰弱していることを示唆するものである。

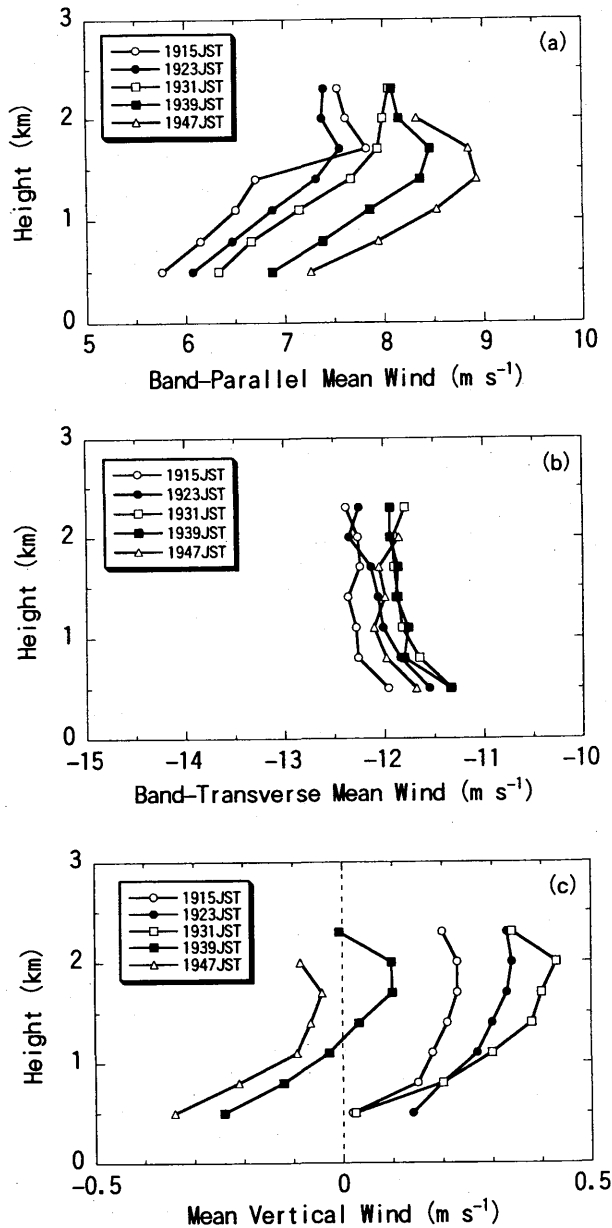


第 5.5.6 図 1931JST におけるバンド内の相対水平風と鉛直流の水平断面。鉛直流が負の領域に陰影をつけた。N, C で表される矢印は、それぞれ、北の方向と、バンドの移動速度を表す。

#### 5.5.1.4 バンドの走向に直交する鉛直面内の平均的な構造

5.5.1.2 で示したように、バンド内の循環はバンドの軸に対してほぼ対照的であるので、走向に直交する鉛直面内の平均的な構造を調べた。解析した領域は、第 5.5.6 図の破線で囲んだ領域である。鉛直面内の気流構造の算出方法は、浅い L 型のバンド状降雪雲の場合と同様に、観測された風の場に最小 2 乗法的に当てはまる 2 次元の流線関数を変分法によって算出する方法に基づいている。第 5.5.8 図に、鉛直面内の平均的な構造の時間変化を示した。1931JST までは、ロール状対流によく似た、バンドの軸に対してほぼ対照的な循環であり、雲内では上昇流が卓越している。ところが 1939JST 以降では、バンドの前面で上昇流、後面で

下降流という構造に変化している様子が明瞭である。反射強度が 15~20 dBZ と大きな領域が高度 1 km より下層に達しており、降雪粒子が地表に向かって落下していることを示唆している。1947JST では、エコー頂高度も約 2 km まで低下し、また、15~20 dBZ の領域も狭まり、バンドが衰退していることを示している。バンドの走向に直交する方向の鉛直シアはバンドの進行方向を向いているので、降雪粒子によって生じた下降流とバンド外前方の下層の不安定大気との衝突が生じ、これがバンドの維持に貢献する可能性は十分に考えられる。ただし、このバンドについては、バンド内下層の冷気塊の存在については、直接的・間接的に観測できなかった。



第 5.5.7 図 (a) 走向に平行な水平風を各高度で平均した値の高度分布. 正の値は, 北東に向かう風を表す. (b) (a) と同じ. ただし, 走向に直交する平均水平風について負の値は, 南東に向かう風. (c) 平均鉛直流の高度分布.

### 5.5.1.5 バンド内の水平運動量の鉛直輸送

バンドの構造をさらに詳しく調べるために, バンド内の水平運動量輸送とエネルギー変換率について解析を行った. 解析した領域は, 平均的な鉛直面内の構造を求めたときと同じである. 解析方法は, すでに示した浅い L 型バンド状降雪雲の場合と同様である. バンドの走向に平行な水平運動量の鉛直輸送の高度分布 (第 5.5.9 a 図) は, どの時刻でもほぼ同様で, 高度 1.5~1.7 km までは高度とともに輸送量の大きさが減

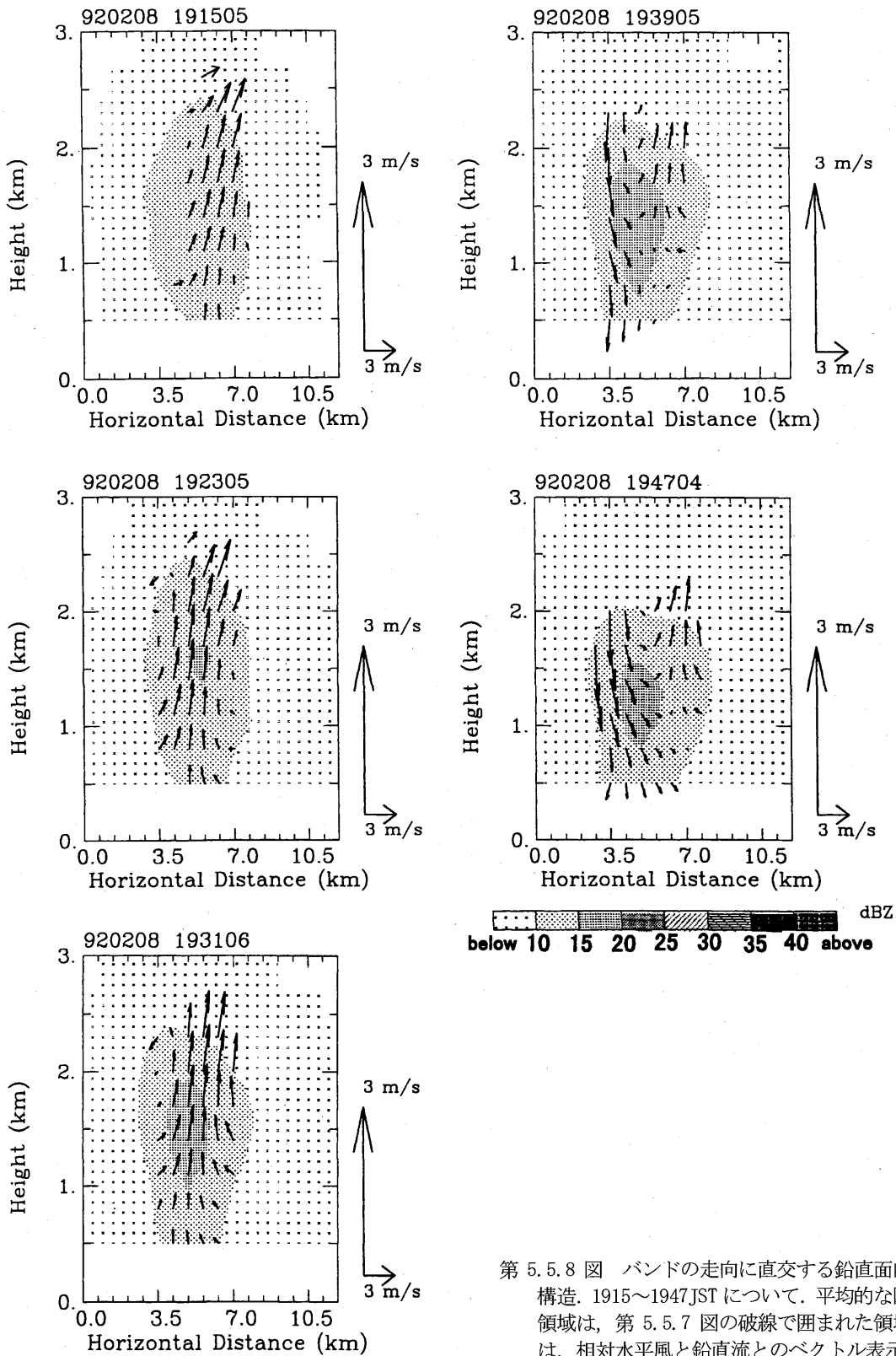
少し, それ以上の高度では, 高度とともに増加する傾向が見られる. 1915~1923 JST では, 全ての高度で輸送は下向きであり, 特に高度 1.7 km 以下では第 5.5.7 a 図の風速の鉛直勾配とは逆向き (down-gradient) に運動量が輸送されている. 輸送量は中層 (高度 1.4~1.7 km) で最も大きくなっている. 1931 JST では, 高度 1 km 未満で輸送は上向き, それ以上の高度では負である. 高度 1 km 以下では輸送は平均風速の鉛直勾配と同じ方向 (up-gradient) である. 1939~1947 JST では, 両時刻の輸送量の高度分布はよく似ており, 高度 1.5 km 付近で下向きの輸送, それ以外では上向きの輸送となっている. 2つの時刻での高度 1.5 km 以下の輸送は, いずれも down-gradient である.

次に, バンドの走向に直交する方向の輸送を示したものが第 5.5.9 b 図である. 輸送量の鉛直分布には, 1915~1931 JST と 1939~1955 JST の 2 つ型が見られる. まず 1915~1931 JST では, 輸送量は高度とともにほぼ直線的に増加する傾向が見られる. 高度 1.1 km 未満で負 (down-gradient), それよりも高い高度で正の値である. また, 高度 2 km 未満では, これらの値の大きさは, 各時刻においてバンドの走向に平行な輸送量よりも小さい. 次に, 1939~1947 JST における高度分布は, いずれも中層の高度 1.5 km 付近に極大値があり, 1947 JST での最下層 (0.5 km) と 1939 JST の高度 2 km 以上を除くと, 輸送量は負 (下向き) である. この時間帯の高度 1 km 未満では, ほぼ down-gradient の方向に水平運動量が輸送されている. さらに, 第 5.5.10 a 図に示された走向に平行な輸送量と比較すると, 走向に直交する方向の輸送量の大きさが, 特に中層で大きくなっていることがわかる.

以上のような水平運動量輸送の時間変化から, バンドが発達していたと考えられる 1915~1923 JST では, バンドの循環はロール状対流によく似ていたと考えられる. しかし, バンド内で形成された降雪粒子の落下によって下降流が生じるようになり, バンド内の循環が変化したために, 第 5.5.9 図のように水平運動量の鉛直輸送にも時間変化が生じたものと考えられる.

### 5.5.1.6 バンド内の循環と平均流とのエネルギー変換率

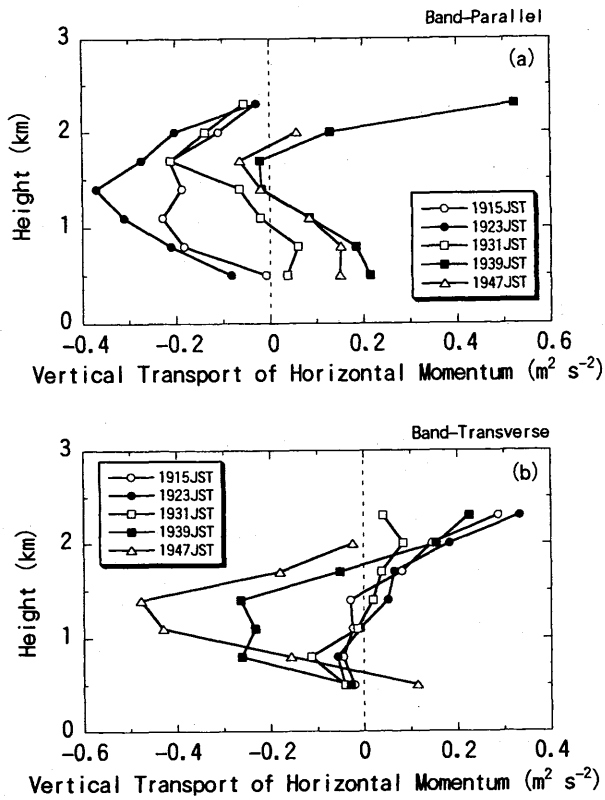
バンド内の循環のエネルギー生成に関わる項目の中で, 平均流と循環との間のエネルギー交換率について



第 5.5.8 図 バンドの走向に直交する鉛直面内の平均的な構造. 1915~1947JST について. 平均的な断面をとった領域は, 第 5.5.7 図の破線で囲まれた領域. ベクトルは, 相対水平風と鉛直流とのベクトル表示である.

調べた. 第 5.5.10 図は, バンドの走向に平行な平均流, バンドの走向に直交する方向の平均流とバンド内の循環とのエネルギー変換率を各時刻毎に示したものである. エネルギー変換率の高度分布も時間的に変動していることがわかる. これは, これまでに示してきたよ

うな平均水平風や運動量の鉛直輸送の高度分布の時間変化を反映しているものと考えられる. 1915~1923JST では, 走向に平行な平均流による変換率が卓越し, この変換率はほとんどの高度で正 (つまり, バンドの循環を強める方向) であり, 中層の高度 1.5 km 付近に極



第 5.5.9 図 (a) 水平運動量の鉛直輸送量の高度分布 (バンドの走向に平行な方向). 正 (負) の値は上 (下) 向き輸送を表す. (b) (a) と同じ. ただし, バンドの走向に直交する方向.

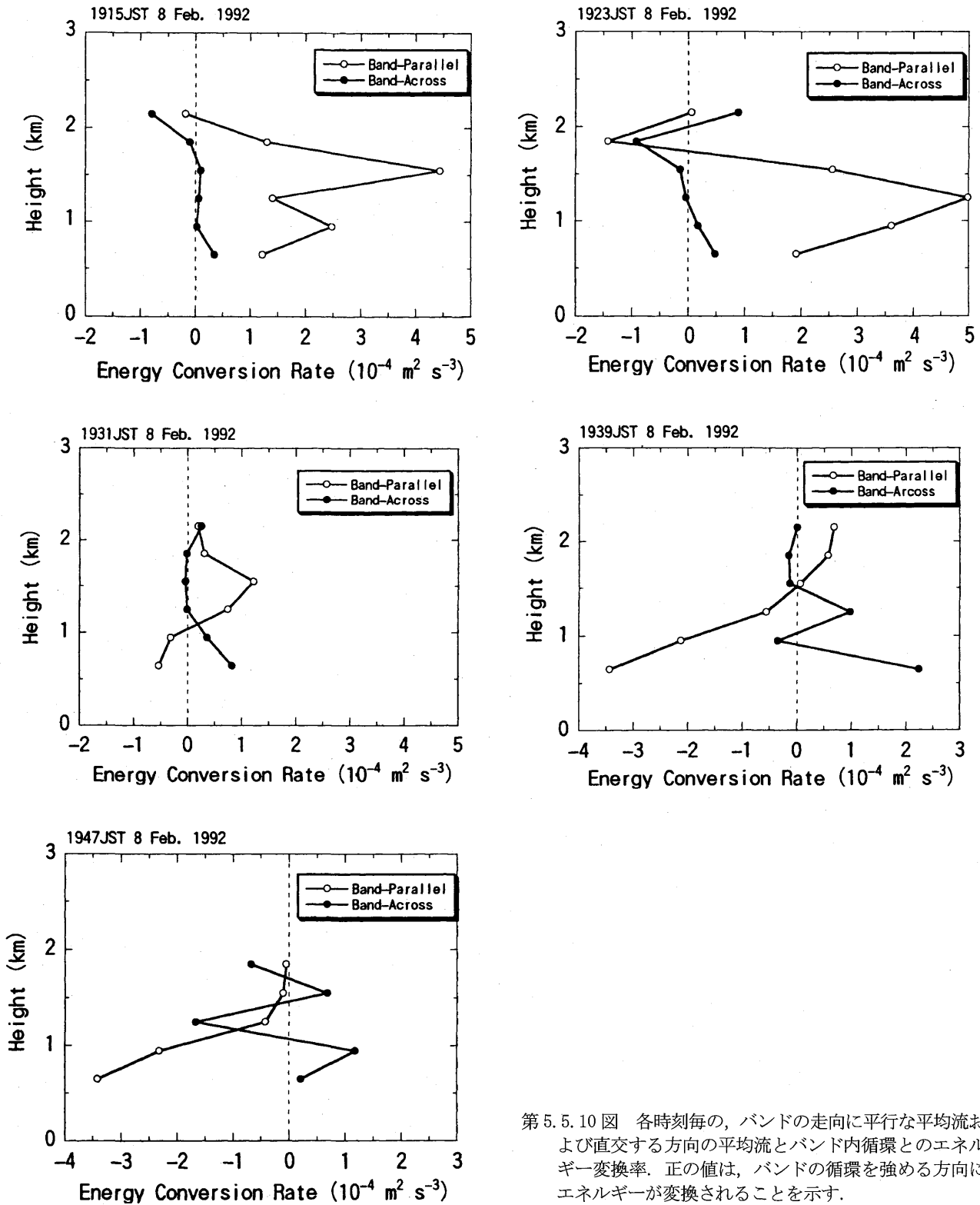
大値を持つ. これに対して, 走向に直交する平均流との変換率は, 下層に正の値があり, 最下層で最も大きいものの, 変換率の大きさは相対的にかなり小さい. 1931JST の変換率の高度分布は, 走向に平行・直交する方向ともに 1915~1923JST の高度分布と似てはいる. しかし, 平行な平均流による変換率の大きさはかなり小さくなっている. しかも, 高度 1km 以下では負の値である. 1939~1947JST では, 走向に平行な変換率の高度分布は, それまでのものと大きく異なる. 高度が低くなるにつれて減少し, 高度 1.7~2 km 以下で負の値であり, 最下層 (0.65 km) で絶対値が最も大きい. これらの負の値は, バンドの循環から平均流へエネルギーが変換されていることを示している. 走向に直交する平均流との変換率は, 中層において若干の正負のふらつきはあるものの, 下層に比較的大きな正の値があることは, 1915~1931JST での分布と同様である. 以上から, 地表の降雪強度が弱かったと考えられる 1915~1923JST では, 走向に平行な平均流との変換率が相対的に大きく, この平均流からバンド内の循環へとエネルギーが変換されていた. この点は, 線形論か

ら導かれる結果と同様である. しかし, 1939~1947JST では, 走向に平行な平均流との変換率は負に転じ, これに対して直交する方向の平均流との変換率は下層で比較的大きな正の値が見られた. これは, バンド内で形成された降雪粒子が地表に落下したことにより, 走向に直交する平均流とバンド内下層の冷気塊との相互作用によるものと考えられる.

第 5.5.6 図と第 5.5.9 図, 第 5.5.10 図とから, 1915~1931JST では, バンド内の鉛直断面の構造とも合わせて, ロール状循環に非常に近いものであったと考えられる. 実際, バンド内の循環には, バンドの軸に対してほぼ対称的な, ロール状循環に似た気流構造が見られた. さらに水平運動量の鉛直輸送でも, 線形理論の結果と同様にバンドの走向の運動量輸送のほうが大きく, 輸送は下向きである. そのうえ, エネルギー変換率についても, 線形論の結果と同様に, バンドの走向に平行な平均流によるバンド循環のエネルギー生成率が大きかった. しかし, バンド内で降雪粒子が形成されて降雪がもたらされるようになると対称性は崩れてくる. バンド内で下降流が卓越するようになった 1939JST 以降では, 走向に平行な平均流とのエネルギー変換率は負に変わり, さらに, 走向に直交する方向の水平運動量の鉛直下向きの輸送がはっきりと認められた. このことは, 線形論から導かれた結果とは異なっており, 降雪という非線形な現象によって生じたものと考えられる.

### 5.5.1.7 まとめ

風速増加域が観測領域を通過後の弱い寒気場中出现した浅い T 型のバンド状降雪雲について, 主にデュアルドップラーレーダデータとゾンデ観測に基づいて, 気流構造およびその時間変化を解析した. ゾンデ観測によれば, 観測したバンドは, 下層~0.5 km 以下に対流不安定がある成層状態のもとで出現していた. さらに, バンド出現時には, VAD 観測から, バンドの走向に平行な鉛直シアが, 直交する方向に比べてより強かった. デュアルドップラーレーダ観測から算出された気流構造は, バンド内の反射強度が弱いときには, 各高度でバンドの軸に対してほぼ対称的な構造を示していた. 鉛直流の場合については, バンドが発達していたとみられる 1915~1931JST ではバンドの軸のあたりに上昇流域が卓越しており, バンドの後面と前面には主



第 5.5.10 図 各時刻毎の、バンドの走向に平行な平均流および直交する方向の平均流とバンド内循環とのエネルギー変換率。正の値は、バンドの循環を強める方向にエネルギーが変換されることを示す。

に下降流が見られた。しかし、バンド内で反射強度が強くなってくると、バンドの前面に上昇流、後面に下降流という構造に変化することが観測された。

気流構造の変化だけでなく、水平運動量の鉛直輸送や平均流とバンドの循環とのエネルギー交換率にも変

化が見られた。まず、バンドが発達していると考えられる 1915~1931JST では、線形論と同様にバンドに平行な水平運動量の鉛直下向きの輸送が大きく、これは平均流の鉛直勾配とは逆の輸送である。また、バンドの走向に平行な平均流によるバンドの循環エネルギー

の生成率が相対的に大きかった。しかし、地上の降雪強度が大きくなって、バンドが衰弱するようになった 1939~1947JST では、線形論とは異なって、走向に平行な平均流とのエネルギー変換率は高度約 2km 以下では負の値に転じ、一方、走向に直交する平均流との変換率が下層で大きくなるのが観測された。このことは線形論の結果とは異なる点である。

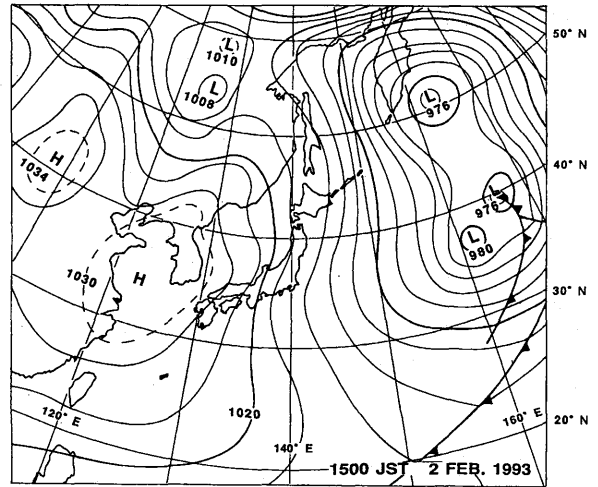
以上のことから、降雪が弱いときのバンドの気流構造はロール状循環に似た構造であった。しかし、バンド内で形成された降雪粒子の落下という非線形の効果によって、気流構造は時間とともに変化し、ロール状対流とは異なった構造（前面で上昇流、後面で下降流）に変化し、これに伴って、水平運動量の鉛直輸送や平均流とのエネルギー変換率が時間的に変化していったものと考えられる。

### 5.5.2 深い T 型のバンド状降雪雲

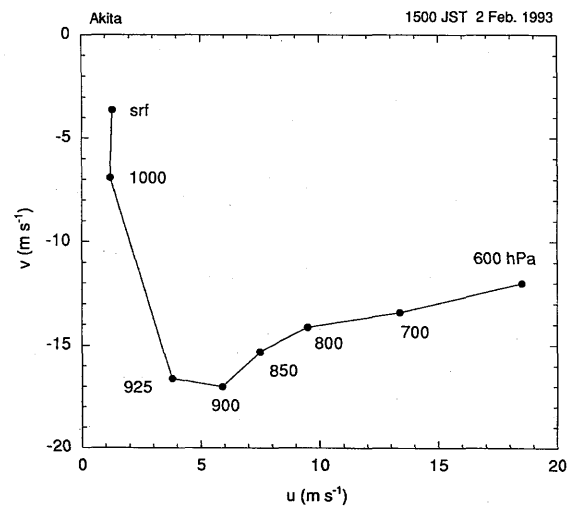
#### 5.5.2.1 バンド出現時の大気状態

深い T 型のバンド状降雪雲を観測した日時は、1993 年 2 月 2 日の 14~15JST 頃である。この日の 15JST における地上天気図を示した（第 5.5.11 図）。降雪雲の出現に都合のよい典型的な西高東低の冬型の気圧配置であった。1500JST に秋田で観測された hodograph を第 5.5.12 図に示した。1000hPa 高度から 600hPa 高度まで、反時計回りに風向が変化しており、また下層の 925 hPa 高度以下では北風が卓越していた。第 5.5.13 図は、1500JST に酒田市の海岸でゾンデによって観測された温位と相当温位の高度分布である。高度 0.5 km 以下で対流不安定であり、混合層の厚さは~5 km と深い。CAPE の値は~50 J kg<sup>-1</sup> と比較的大きな値であった。

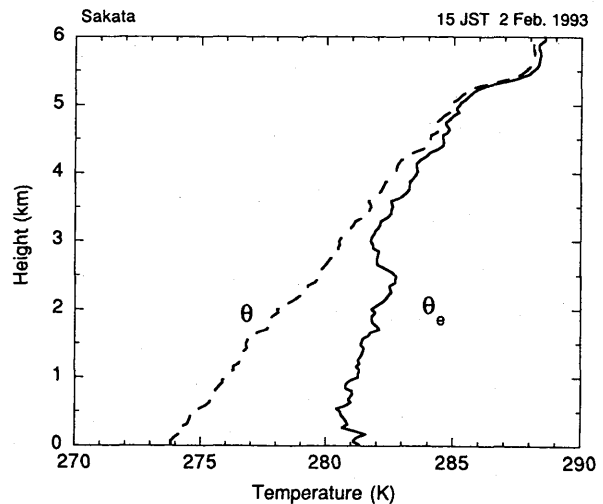
観測したバンドは、図には示さないが、前節で記述した浅い T 型のバンドと同様、風速増加域が観測領域を通過した後、寒気場の中に出現したものである。第 5.5.14 図は、気象研レーダ観測点（象潟）での地上の気温と相対湿度の時間変化である。バンドが気象研レーダ地点上空を通過したのが 1430~1445JST である。このバンドの通過時に地上気温が約 0.5℃低下しており、相対湿度も 85% 近くまで上昇している。さらに、バンドの通過後には、気温と相対湿度はそれぞれ上昇、低下している。このことは、他のバンドや降雪雲で観測されたように、バンド内下層に下降流によって形成



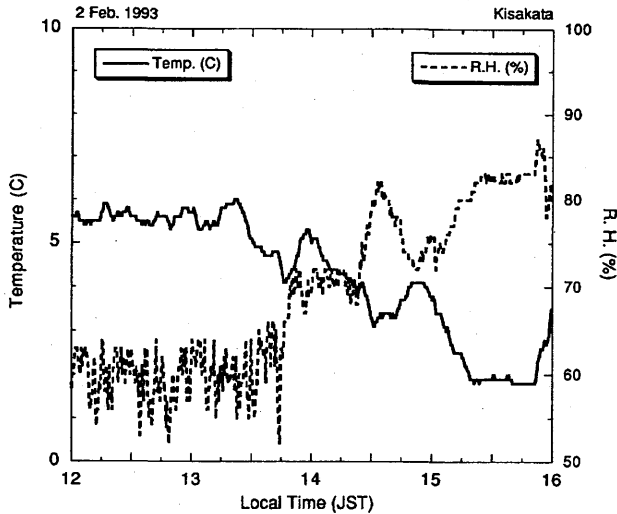
第 5.5.11 図 1993 年 2 月 2 日 15JST における地上天気図。等圧線の間隔は 4 hPa。



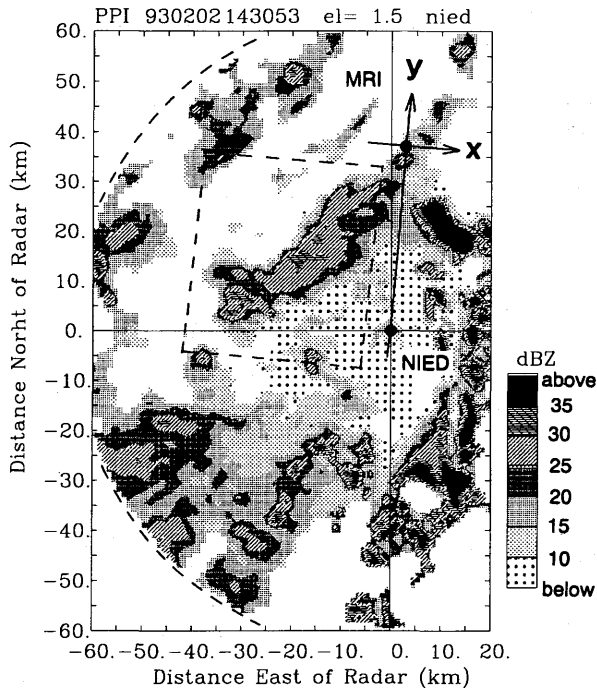
第 5.5.12 図 15JST における秋田で観測された hodograph。



第 5.5.13 図 温位と相当温位の高度分布 (15JST, 酒田)。



第 5.5.14 図 気象研レーダ観測点(象潟)での地上気温と相対湿度の時間変化。



第 5.5.15 図 防災研レーダの PPI 画像 (仰角 1.5°)。

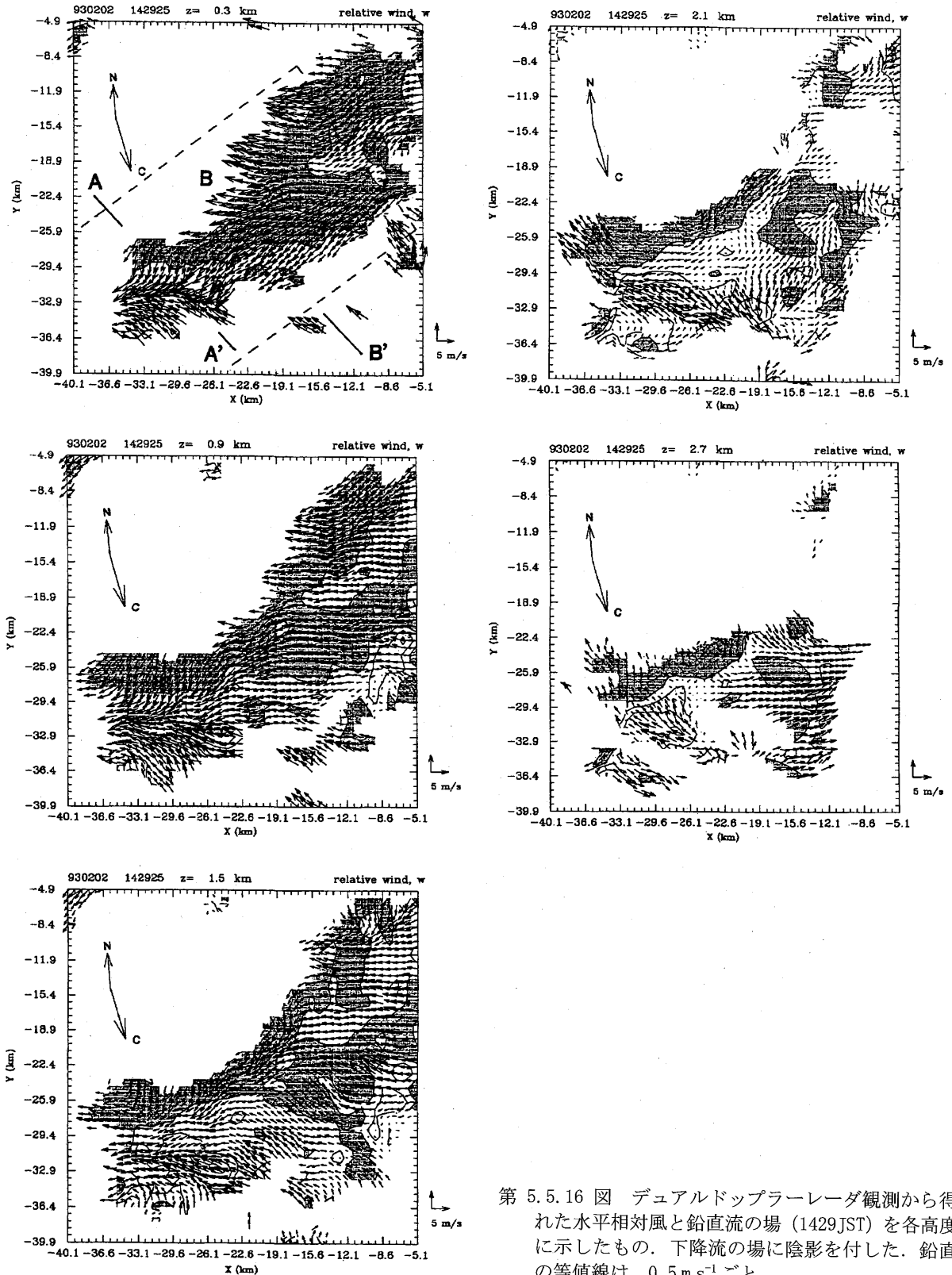
された冷気塊の存在を間接的に示している。ただし、バンド通過前後の気圧の変動が非常に小さく、冷気塊の厚さを推定することはできなかった。第 5.5.15 図には、デュアルドップラーレーダ観測を行った時刻のバンドの PPI 画像を示した。バンドの走向は南西-北東で、デュアルドップラーレーダ観測を行った時には準定常状態にあったと考えられる。バンドの南西端には、活発なセルが存在していた。

### 5.5.2.2 バンド内の気流構造

デュアルドップラーレーダ解析から得られた 1429JST における相対水平風と鉛直流の場を各高度ごとに示した (第 5.5.16 図)。気流構造は 3 次元である。高度 0.9km 以下の下層では、バンドの走向にほぼ平行な下降する流れが存在している。そして、バンドの南西端付近において、この流れとバンドの前面からバンドに向かって流入する気流とが衝突して収束帯を形成し、その結果上昇流域が形成されている。この収束帯は、高度とともに水平位置は多少異なるものの高度約 1.8km 付近まで認められ、この上昇域に対応して活発なセルが存在していた。この上昇流域以外にも、バンドの中に下降流で取り囲まれた弱い上昇流域が見られる。高度 1.2km から 2.4km にかけては、下層とは流れの場が異なってくる。バンドの南西端付近の収束に伴う上昇流域は相変わらず存在しているが、バンドの前面から後面付近にかけて、バンドの前方から後方に向かう流れが見られるようになる。また、バンドの後面付近の非常に狭い領域には、バンドの後面からバンド内に流入する下降流の存在がはっきりと認められる。一方、南西端を除く前面付近では、バンド内に流入する成分を持つ弱い上昇流域が卓越しているものの、下降流の場も見られる。前面と後面にはさまれた領域では、弱い上昇流と下降流とが混在しており、 $0.5\text{ms}^{-1}$  以下と弱い上昇流の占める面積が高度とともにしだいに増加している。この領域の流れの向きとしては、その多くがバンドの走向に平行または前面から後面に向かっている。高度 2.4km 以上では、バンドの南西端付近では前面からバンドに流入する気流の存在が依然として認められ、また、バンド後面からバンド内に流入する下降流域も狭い領域に見られる。バンドの前面付近では弱い上昇流と下降流とが混在し、そこでの水平風は、バンドに平行に北東に向かうか、あるいはバンドの前方に流出する方向である。特に高度 2.7km では、バンドの前方へ流出する水平風速成分が顕著である。高度 3km 以上になると、バンドの後面から前面に向かう水平風が卓越している。1422 と 1436JST においても、相対水平風と鉛直流の場はここに示した 1429JST の場と同様であった。

第 5.5.17 図は、2つの時刻 (1422 と 1429JST) における、デュアルドップラーレーダ解析を行った領域内のバンドの走向に平行、直交する水平風速成分と鉛直





第 5.5.16 図 デュアルドップラーレーダ観測から得られた水平相対風と鉛直流の場 (1429JST) を各高度毎に示したものである。下降流の場に陰影を付した。鉛直流の等値線は、 $0.5 \text{ m s}^{-1}$  ごと。

流を各高度で平均したものである。それぞれの風速成分の鉛直分布は、2つの時刻ともほとんど同じであるので、バンド内の気流系はこの間ほぼ定常であったと考えることができる。バンドの走向に直交する風速成

分の高度分布では、高度約 1.5 km 以下では風速の高度変化は小さく、それ以上の高度では高度とともに風速の大きさが增加(南東に向かう成分の増加)しており、鉛直シアが比較的強い。これに対して、バンドの走向

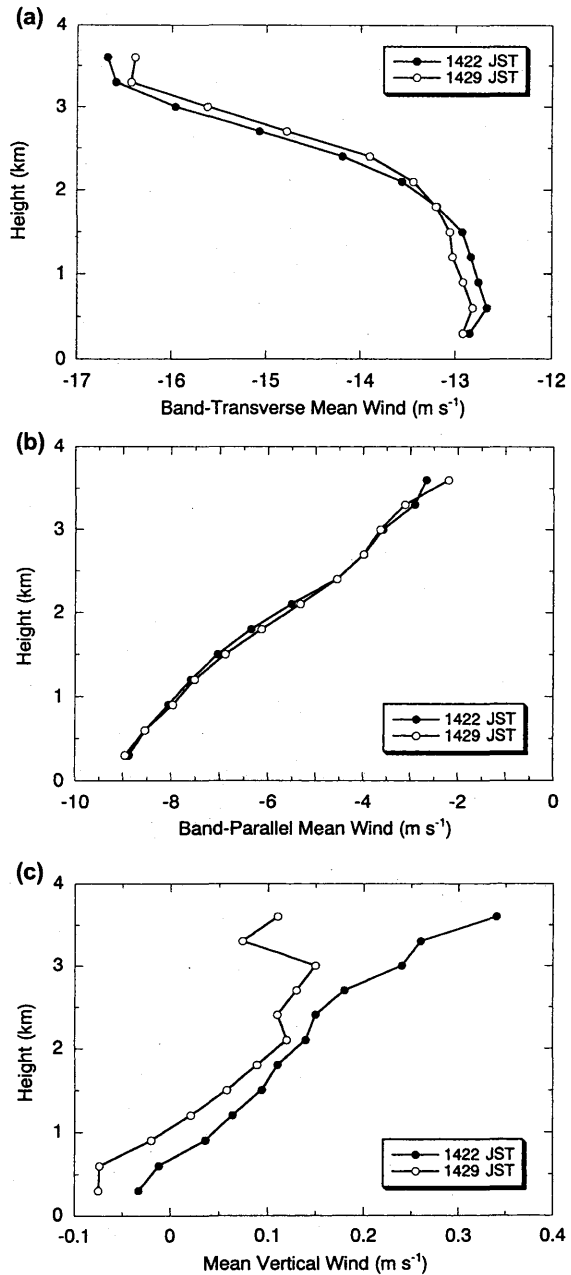
に平行な平均水平風速は、高度にほぼ比例して減少している。以上から、高度～1.5 km 以下の下層ではバンドの走向に平行な鉛直シアが比較的大きく、それ以上の高度では、走向に平行、直交する方向の鉛直シアが同程度であったことがわかる。鉛直流は2つの時刻とも高度～3km 以下では同様の分布である。高度 1 km 以下では下降流が卓越し、それ以上の高度では上昇流が卓越している。平均上昇流は、高度が高くなるにつれて大きくなっている。

### 5.5.2.3 バンドの走向に直交する鉛直断面内の気流構造

第 5.5.18 図と第 5.5.19 図に、バンドの走向に直交する鉛直断面内の気流と反射強度の場を示した。それぞれ、バンド南西端付近の活動の活発なセルとバンドの中央部付近の構造の約 7 分ごとの時間変化を示している。

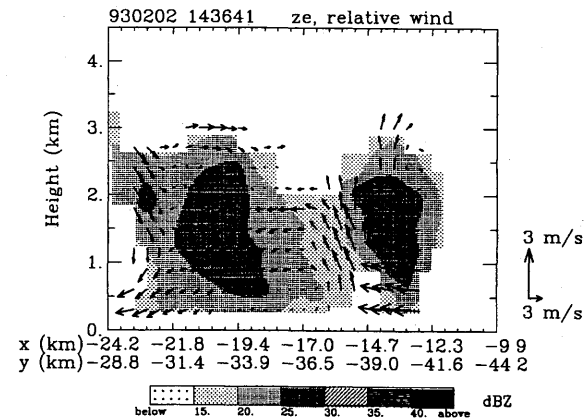
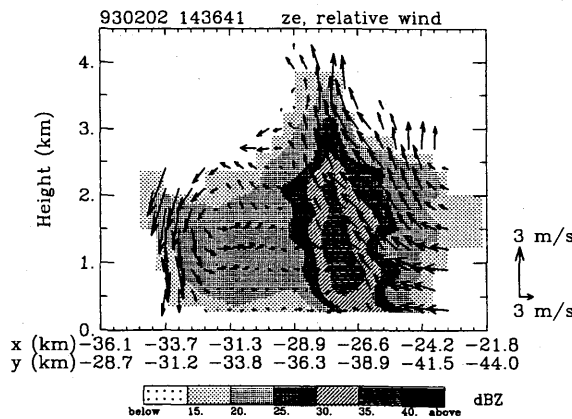
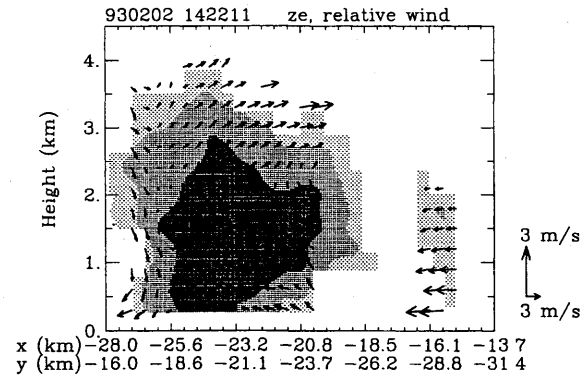
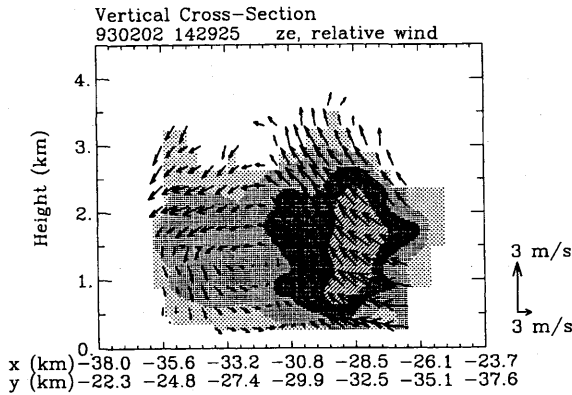
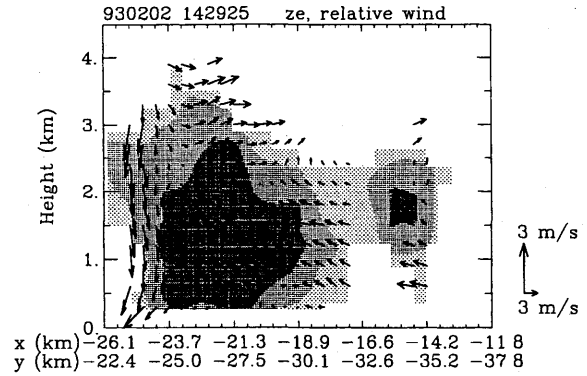
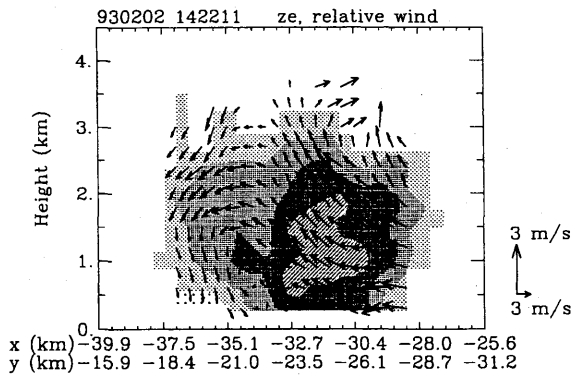
まず第 5.5.18 図に示された鉛直断面内の構造で各時刻に共通していることは、バンドの前面の下層でバンド内に流入する比較強い気流があり、その気流がセル内を上昇してバンド後面に向かっていている点である。セル内の上昇流は大きく、対流活動が活発であることを示唆している。一方、後面には下降流が存在し、高度～1 km 以下では前面に向かって流れる成分も見られる。1422JST では、比較的大きな上昇流はおよそ  $2\text{ m s}^{-1}$ 、セルの中層付近に存在する。反射強度が 30～35 dBZ の領域は高度 0.5～2 km にあり、降雪粒子がこの部分で成長していることを示唆している。最下層の CAPPI 高度でも反射強度の値は 25～30 dBZ と比較的大きく、地表の降雪強度が強いことを示している。1429JST になるとセル内の上昇流は 1422JST に比べて大きくなり、新たなセルが発達していることを示している。なぜならば、この時刻では反射強度が 30 dBZ 以上の領域は、1422JST に比べて若干バンドの進行方向前方に移っているためである。さらに、最下層での反射強度の値は弱くなっており、これは 1422 で強い降雪強度をもたらしていたセルが衰弱したことを示唆していると考えられる。1436JST では、反射強度が 35～40 dBZ と大きくなり、しかも 35 dBZ に達する反射強度が最下層でみられるので地表での降雪強度も強いと考えられる。

第 5.5.19 図には、バンドの中央付近の構造を示した。これら 3 つの図にみられる共通した特徴は、バンド前



第 5.5.17 図 (a)デュアルドップラーレーダ観測から得られた、バンドの走向に直交する方向の水平風を各高度で平均値したもの。正の値は、北東に向かう気流を表す。(b) (a)と同じ。ただし、走向に平行な方向の水平風。負の値は、南東に向かう気流を表す。(c) (a)と同じ。ただし、鉛直流について。

面の下層でバンド内に流入する気流があり、バンド後面の非常に狭い領域ではバンドに流入する下降流があることである。一方、バンド前面の上層では、バンドの後面から前面に向かって流れる気流がみられる。上昇流の大きさは、全体的に第 5.5.10 図の活発な対流セル内よりも小さい。ただし、1436JST では、バンドの前面付近に比較的大きな上昇流が存在する。反射強度



第 5.5.18 図 1422~1429JST における、バンドの走向に直交する方向の鉛直面内の風と反射強度の場合 (バンド南西端の活発なセル, 第 5.5.16 図の直線 AA' に沿った鉛直断面)。矢印は、水平相対風と鉛直流のベクトル表示である。バンドの進行方向は、左から右。

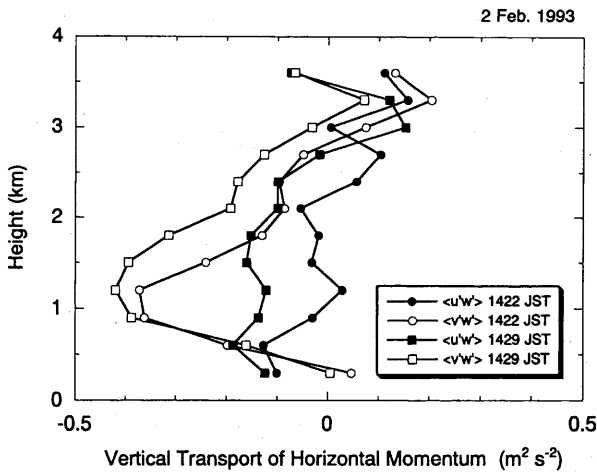
第 5.5.19 図 第 5.5.18 図と同じ。ただし、バンドの走向に直交する方向の鉛直面内の風と反射強度の場合 (バンドの中央部付近, 第 5.5.16 図の直線 BB' に沿った鉛直断面)。

の場合については、1422 と 1429JST では 25~30 dBZ の領域が地表に達し、降雪強度が強いことを示している。高度 1~3 km では、バンド前面に「ひさし」のように張り出したエコーが見られ、さらにバンド前面の進行方向前方の上空には弱いながらもエコーがある。1429JST では、この「ひさし」のように張り出したエコーは高度を下げて、地表に達し、さらにバンド前方のエコーも発達してその下端がほとんど地表まで届いている。1436JST では、バンドの前方にあったエコー

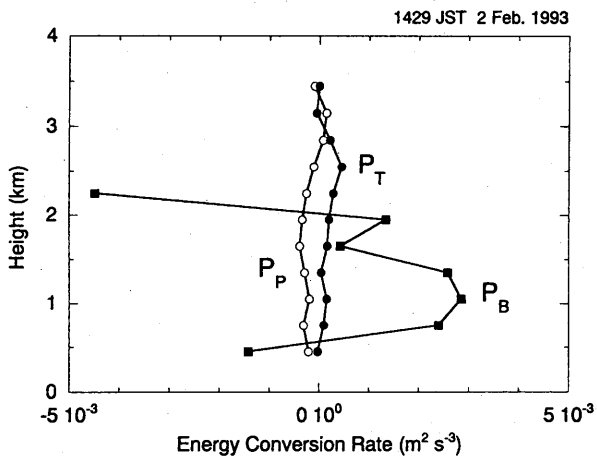
が発達して、このエコーとバンドの前面との間に比較的強い上昇流が見られる。これに対して、もともとのバンド本体の前面付近の上昇流は総じて弱くなり、エコー頂高度も前の 2 つの時刻に比べて約 0.5 km 低下している。

#### 5.5.2.4 水平運動量の鉛直輸送

バンドの構造をさらに詳しく調べるために、バンド内の水平運動量輸送とエネルギー変換率について解析



第 5.5.20 図 水平運動量の鉛直輸送量. 正の値は上向きの輸送を表す.  $\langle u'w' \rangle$  と  $\langle v'w' \rangle$  は, それぞれ, バンドの走向に平行, 走向に直交する水平運動量の鉛直輸送量である.



第 5.5.21 図 エネルギー変換率の高度分布.  $P_p$ ,  $P_t$ ,  $P_\theta$  は, それぞれ, バンドの走向に平行な平均流とバンド内循環との交換率, バンドの走向に直交する平均流とバンド内循環との交換率, 浮力との交換率を表す. (a)1422JST. (b)1429JST.

を行った (第 5.5.20 図). バンドの走向に平行な水平運動量の鉛直輸送の高度分布は, 輸送量の高度依存性は 2 つの時刻でもほぼ同様である. 高度 2.5 km 以下では, 輸送は下向き (負の値) であり, それよりも上層では上向きである. 高度  $\sim 2.5$  km 以下では, 平均風速の鉛直勾配と同じ向きに, それ以上の高度では, 鉛直勾配と逆の向きに運動量が輸送されている. これに対して, 走向に直交する成分の鉛直輸送は, 1422 と 1429 JST とともにほとんどの高度で下向きであり, 高度 1  $\sim$  1.5 km 付近で輸送量の大きさが大きくなっている. 平均水平風の高度分布と合わせると, 風速の鉛直勾配と逆向きに輸送が生じている. 高度 1  $\sim$  2 km では走向

に直交する運動量輸送が大きく, それ以外の高度では, どちらの方向の輸送量もほぼ同じ大きさである.

### 5.5.2.5 エネルギー変換率

バンド内の循環エネルギーの生成・消滅に関わる項を計算した. 計算の方法は深い L 型のバンド状降雪雲と同様であり, 浮力による生成率は, "virtual cloud temperature perturbation ( $\theta_c$ )" という量に基づいて見積もった. ここで  $\theta_c$  には, 各高度に依存する定数が含まれているので注意しなければならない. ここでは, これらの定数は各高度で 0 と仮定して計算した.

第 5.5.21 図には, 1422 JST におけるエネルギー変換率に寄与する 3 つの項の高度分布を示したものである. 高度 2 km 以下では, 浮力によるバンド内の循環エネルギーの生成が卓越しており, これに比べるとバンドの走向に平行, 直交する方向の平均流によるエネルギーの生成・消滅は小さい. バンドの走向に平行な平均流とのエネルギー変換率では, 高度 2.5 km よりも低い高度では負, それ以上の高度では正の値である. これに対して, バンドの走向に直交する方向の平均流とのエネルギー変換率を見ると, 高度 2.5 km 以下では最下層を除いて正の値で, それ以上の高度では負である. 1429 JST のデータについても 1422 JST の結果と同様の結果が得られた.

以上のように, ここで解析した深い T 型のバンドについて, 下層の浮力によるエネルギーがバンドの循環にとって重要であったことを示唆している. このことは, CAPE の値が比較的大きかったこととよく対応している. 浮力がバンドの循環の主たるエネルギーであるという点では線形論と同様であるが, バンドの走向に平行な平均流によるエネルギー生成が負ということが線形論とは異なっている.

### 5.5.2.6 まとめ

深い T 型のバンド状降雪雲内の気流構造やバンド内の循環エネルギーの変換率を, 主にデュアルドップラーレーダ観測とゾンデ観測に基づいて調べた. 観測を行った深い T 型のバンド状降雪雲は, 風速増加域が通過した後の寒気場に出現し, CAPE が比較的大きな対流不安定な場に出現した. バンド内の気流構造は 3 次的であった. バンドの南西端付近には対流活動の活発なセルがあつて,  $2 \text{ m s}^{-1}$  を越える上昇流が観測され

た。また、この活発なセルは、高度の低い水平断面内の相対水平風の場合にはっきりと見られる収束域に対応していた。また、この部分では、バンドの進行方向のすぐ前方に新たなセルの形成が認められた。この南西端以外のバンド内の気流構造は、南西端でのそれとは大きく異なっていた。バンド後面では非常に狭い領域に下降流域が存在し、この下降流は高度 1~2 km でバンド内に流入していた。一方、バンド前面では弱い上昇流域があり、前面と後面にはさまれた領域では弱い上昇流と下降流とが混在していた。バンドの前面の前方に新たな上昇域が生じるのは、バンドの走向に直交する方向の鉛直シアで説明できる。さらに、バンドの進行方向前方に「ひさし」のように張り出すエコー構造やバンド全面の進行方向の前方に新たなエコーの形成が見られた。これらの部分は時間とともに高度を下げてバンド前面の前方で地表に達していた。こうなると、ひさしの部分や新たなエコーの接地直前までバンドの前面であった「古い」上昇流域へは不安定大気の供給がなくなるので、この部分の上昇流はしだいに衰退していき、ついには下降流となるであろう。これに

対して、バンド本体の前方でエコーが地表に到達したところでは、バンドに流入する不安定な下層大気との間で収束が生じて、その部分で新たに上昇流域が形成される。以上のように、新しい上昇流域が次々と「古い」上昇流域の前方に形成されることによって、バンドが維持されていたと考えられる。

バンド内の循環エネルギーについては、浮力によるエネルギー変換率が高度~2 km 以下の下層で卓越しており、浮力がバンド内循環の主たるエネルギー源であることが示された。この浮力による生成項に比べると、平均流による生成・消滅項の大きさは小さかった。

#### 参考文献

- Yamada, Y., M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, Y. Fujiyoshi, and K. Iwanami, 1996: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part III. Two types of circulations in snow bands associated with a wind-speed-increase zone preceding cold-air outbreaks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 593-615.

## 第6章 降雪雲の航空機観測\*

平成4年度には、雪雲の内部構造の時空間的变化を調べるために、米国ワイオミング大学の大気観測用航空機 Super King Air をチャーターし、個々の雪雲の内部構造を直接観測した。6.1 で使用した航空機と搭載測定器の性能について記述し、6.2 では航空機観測から得られた背の低い降雪雲の内部構造の平均像について記述する。

### 6.1 大気観測用航空機と搭載測器

#### 6.1.1 大気観測用航空機の飛行性能と航法用機器

使用したワイオミング大学大気科学教室所有のビーチクラフト Super King Air 200T (B200T) は、両翼端のパイロンやノーズ部分のカストプローブ等を取り付けた、大気観測用に改修された機体である。2つのターボプロップエンジンを搭載しており、機内は与圧システムを採用している。最高飛行高度は 10,500 m で、最長飛行時間は約5時間である。

GPS、慣性航法装置 (IRS)、LORAN-C、VOR/DME 等の航法システムを搭載し、リアルタイムで航空機の正確な位置情報の取得をはかるとともに、万一、1つのシステムが故障した場合でも、他のシステムで代用できるよう2重3重の安全対策をとっている。

航空機の高度情報についても、2つの気圧高度計の他に、2つのレーダ高度計を装備している。これらのシステムと、カラー表示機能付きの気象レーダや地形マッピング機能を組み合わせて使用することにより、山地周辺や激しい気象擾乱の近傍においても、高い安全性を確保して航空機観測を実施することが可能である。

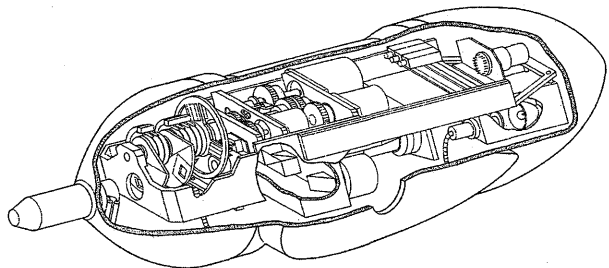
#### 6.1.2 大気計測システム

航空機に搭載した機器による主要な測定項目は以下の通りである。

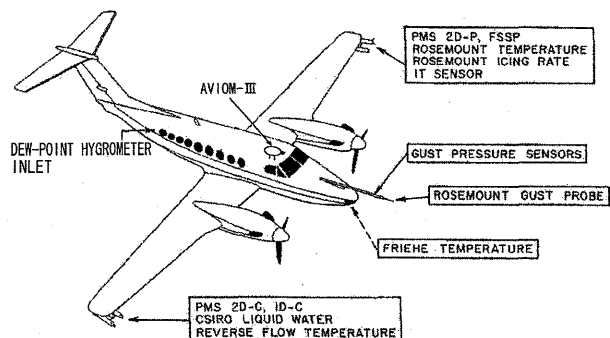
- ① 一般気象要素 (気温・露点温度・静圧・動圧)。
- ② IRS から得られる航空機の位置・姿勢・速度・加速度情報と、ガストプローブから得られる航空機に相対的な気流の速度と方向から求まる風

の3成分。

- ③ 雲粒にレーザー光を照射して、その前方散乱光の強度から個々の雲粒の粒径を求める FSSP と、雲粒子・降水粒子がレーザー光を横切るときに作る影の時間変化から粒子の大きさや形を求める 1D-C、2D-C、2D-P プローブ。これらは総称して PMS プローブと呼ばれる。
- ④ 熱線に付着した雲粒を蒸発させるのに必要な電力から雲水量を求める hot-wire probe と、ピエゾ素子を利用して付着凍結した雲粒の質量による振動数変化から過冷却雲水量を求める icing probe。
- ⑤ ③④で述べた通常 B200T に搭載する雲物理測定装置の他に、気象研究所で開発した雲粒子映像を収録する AVIOM-III (第6.1.1図) をコックピット上方に取り付けた。
- ⑥ 前節で述べた航空機の位置情報・高度情報を取得する装置。
- ⑦ コックピットから前向きに取り付けたビデオカメラからの映像と機内の交信を収録する VTR。



第6.1.1図 AVIOM III の外観。



第6.1.2図 AVIOM III の取り付け位置。

\* 村上正隆：物理気象研究部

第6.1.1表 測定機器の詳細.

VARIABLE	INSTRUMENT	RANGE <sup>(1)</sup>	ACCURACY <sup>(2)</sup>	RESOLUTION <sup>(1)</sup>
Air temperature	Reverse flow (Minco element)	-50 to +50°C	0.5°C	0.006°C
Dewpoint temperature	Cambridge Model 137C3	-50 to +50°C	1.0°C if >0°C 2.0°C if <0°C	0.006°C
Magnetic heading	King KPI 553/Sperry C14-43	0-360°	1°	0.02°
Static pressure	Rosemount 1501	0-1080 hPa	0.5 hPa	0.003 hPa
Geometric alt.	Stewart Warner APN159 radar altimeter	18288 m	1%	0.073 m
Total pressure	Rosemount 831CPX	0-85 hPa	0.2 hPa	0.005 hPa
Latitude/Longitude	Tremble 2000 GPS	+/-90° lat. +/-180° long.	100 m <sup>(3)</sup>	0.000172°
Latitude/Longitude	Honeywell Laseref SM Inertial Reference System (IRS)	+/-90° lat. +/-180° long.	0.8 nm/h (50% CEP) 1.66 nm/h (95% CEP)	0.000172°
Ground velocity	Honeywell Laseref SM	0-2211 km/hr	4.1 m/s <sup>(4)</sup>	0.002 m/s
Vertical velocity	Honeywell Laseref SM	+/-9988 m/min	0.15 m/s <sup>(4)</sup>	0.0095 m/s
Pitch/roll angle	Honeywell Laseref SM	+/-90° pitch +/-180° roll	0.05° <sup>(4)</sup>	0.000172°
True heading	Honeywell Laseref SM	+/-180°	0.2° <sup>(4)</sup>	0.000172°
Flow angle	Rosemount 858AJ/831CPX	+/-15°	0.2°	0.00375°
Liquid water content	In-house CSIRO hot wire	3 g/m <sup>3</sup>	0.2 g/m <sup>3</sup>	0.0003 g/m <sup>3</sup>
Icing rate	Rosemount 871FA	0.5 cm/trip	—	0.0004 cm
Cloud droplet spectra	Particle Measuring Systems, Forward Scattering Spectrometer Probe (FSSP)	0.5-45 µm <sup>(5)</sup>	—	0.5-3 µm <sup>(5)</sup>
Cloud particle spectra	Particle Measuring Systems 1-Dimensional Cloud Particle Optical Array Probe (1D-C)	12.5-185.5 µm	—	12.5 µm
Cloud particle spectra	Particle Measuring Systems, 2-Dimensional Cloud Particle Optical Array Probe (2D-C)	—	—	25 µm
Precipitation particle spectra	Particle Measuring System, 2-Dimensional Precipitation Particle Optical Array Probe (2D-P)	—	—	200 µm

Notes: <sup>(1)</sup> In units native to the instrument.

<sup>(2)</sup> In units of customary usage.

<sup>(3)</sup> Limited by reception.

<sup>(4)</sup> 6-hour accuracy.

<sup>(5)</sup> Selectable.

これらの測定機器の詳細は第6.1.1表に、その取り付け位置は第6.1.2図に示す。

### 6.1.3 データ収録及び表示装置

6.1.2 で述べた、AVIOM-IIIと前方ビデオカメラの映像データを除く全ての測定装置で取得されたアナログ・デジタル・イメージデータは、Airborne Data Acquisition and Control System (ADACS) と PMS Image Probe Interface を通して 8 mm データテープ上に収録される。同時に、リアルタイムで物理量に変換・演算さ

れて気象要素・雲物理要素・位置情報として液晶モニター上に表示される。この情報に基づいて、搭乗している研究者は観測モードを決定することができる。

ADACS には、測定した風の水平成分を用いて、一般風で流される空気塊と航空機の相対的な位置関係をリアルタイムで演算表示するシステム (ポインターシステム) が組み込まれており、雲内の同一部分や対流セルの同一鉛直断面の追跡観測を実施することが可能である。

6.2 背の低い降雪雲のアンサンブル平均\*

6.2.1 はじめに

冬季日本海上に発生する雪雲は、冬季モンスーンのもとに東アジア地域に出現する代表的な雲である。これらの雪雲は、日本海全体、東シナ海、時には太平洋上にまで広がり、 $10^6 \text{ km}^2$  のオーダの広大な領域をカバーし、気候変動の観点から雲の放射効果を調べる上でも大変重要である。また、日本海から補給される熱と水蒸気によって形成される雪雲は、日本海沿岸地域に、冬期間だけでも数百ミリの降水をもたらす、広域の水循環（水収支）を研究する上でも重要な雲システムである。

それにも拘らず、雲物理学的、力学的立場からの雪雲の研究は少なく、十分に理解されるまでにはいたっていない。観測では、古くは Isono *et al.* (1966) や Magono and Lee (1973) による氷晶核や降雪粒子の分布に関する断片的な測定結果がある。Sakakibara (1988) は一台のドップラーレーダを用いて T モードの SNOW BAND の気流系に関して事例解析を行った。最近、Murakami *et al.* (1994a), Yamada *et al.* (1994), Matsuo *et al.* (1994) らが、雲粒子ゾンデ (Murakami and Matsuo 1990)・雲粒子ドロップゾンデ・複数のドップラーレーダを用いて、かなりの数の雪雲について雲の微物理構造・気流構造について調べた。

しかし、雪雲は種々の気象条件のもとに形成され、その形態も多様である。更に雪雲内部の微物理構造・気流構造は、雪雲のライフステージに強く依存するので、雪雲の一般的特徴を論ずるには、さらに多くの観測データが必要である。

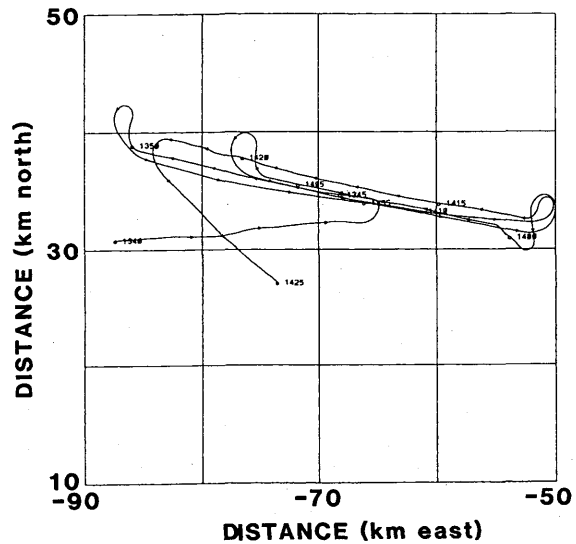
航空機観測は、ゾンデ観測等と較べると、機動力があり、短時間に多数の雪雲の内部構造を調べるのに適している（鉛直方向の空間的観測密度は多少粗くなるが）。日本海降雪雲については、Isono *et al.* (1966) による氷晶核測定はあったが、種々の観測機器を搭載した航空機による本格的な観測はなされていない。

本節では、1993年1月29日、寒気吹き出しが弱まりつつある条件下で出現した、比較的背の低い雪雲について、航空機観測によって示された雪雲の平均的な内部構造とその形成機構について記述する。

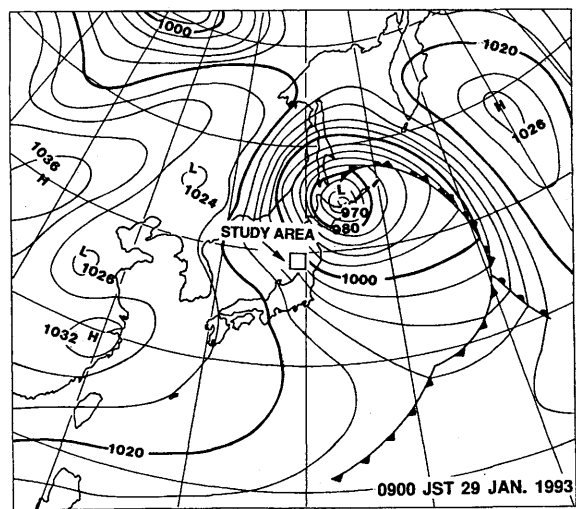
6.2.2 観測手法

種々の測定装置を搭載した研究用航空機（ワイオミング大学、King Air 機）を用いて雲の微物理及び気流構造を測定した。ワイオミング大学 King Air 機の搭載している測器の詳細は 6.1 を参照のこと。

観測飛行は、1) 雪雲を形成しているメソスケールの場の変化が無視できる程度に短い時間内に、2) 平均値を議論するのに十分なサンプル数を得ることを考慮して行った。第 6.2.1 図に示すように、気象研究所のレーダサイト（象潟）の西北西約 80 km の領域において、5 高度で一辺が約 30 km の水平飛行を行った。



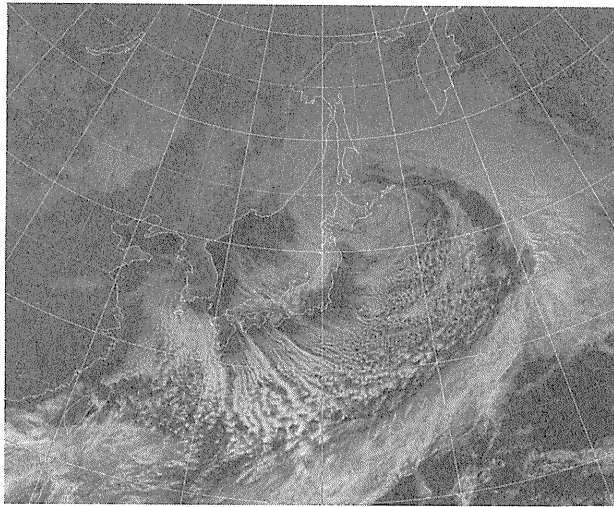
第 6.2.1 図 観測用航空機の航跡図。縦軸、横軸は気象研究所レーダサイト（象潟）からの距離。



第 6.2.2 図 1993年1月29日09時の地上天気図。四角は観測領域。

\* 村上正隆：物理気象研究部





第 6.2.3 図 1993 年 1 月 29 日 12 時の静止気象衛星の可視画像.

更に雲頂付近の微細構造を調べるため、上下方向にジグザグ飛行を行った。飛行経路は、ほぼ混合層内の平均風向に沿っている。

### 6.2.3 観測結果

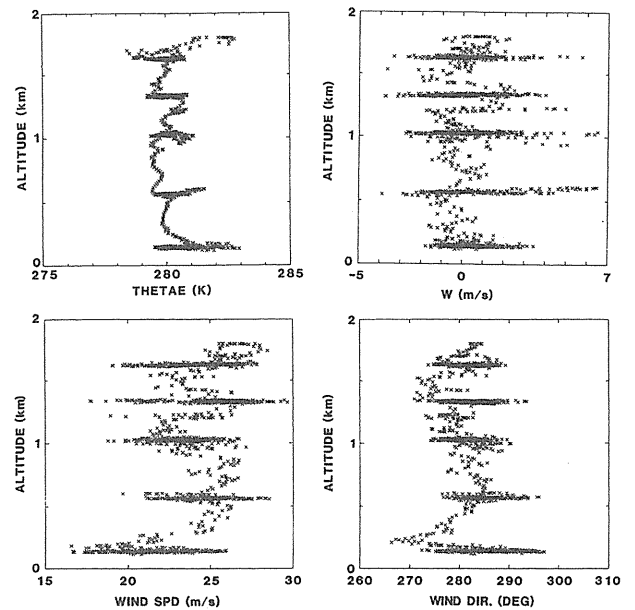
#### 6.2.3.1 総観場

背の低い雪雲（筋雲）の観測は 1993 年 1 月 29 日 13 時 40 分～14 時 25 分（以後、時刻は全て日本標準時）に行った。この日の朝 9 時の天気図を第 6.2.2 図に示す。970 hPa と台風並に発達した低気圧が北海道東岸に位置しており、観測領域は北西～南東方向に混んだ等圧線におおわれている。この低気圧は 27 日夜半過ぎから北日本を発達しながらゆっくりと東北東進した。

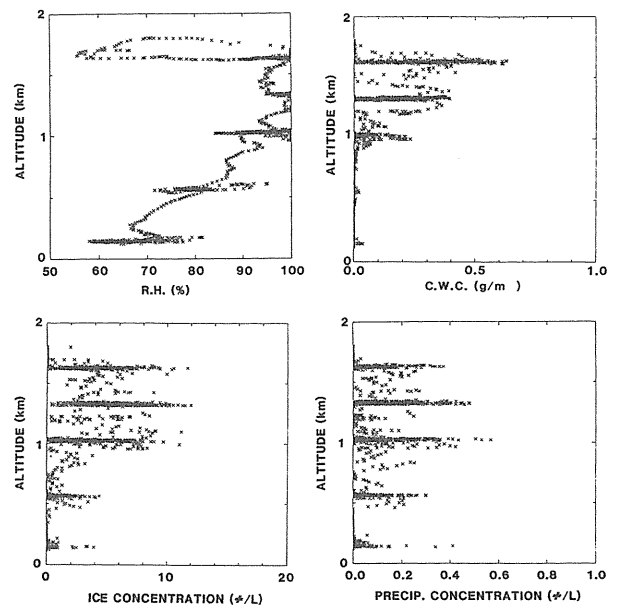
観測領域は、28 日午後には低気圧後面に位置し、東西方向に伸びるバンド状の雪雲でおおわれていた。28 日夜には典型的な T モードの雪雲（筋雲）に変化し、29 日早朝には、活発な L モードの雪雲（筋雲）へと変化した。この寒気吹き出しに伴う雪雲も、観測時間までには、その勢力もしだいに衰え、第 6.2.3 図に示す衛星写真可視画像からも分かるように、筋雲の西端は大陸からかなり離れている。

#### 6.2.3.2 雪雲の内部構造

観測した雪雲は、観測領域（沖合～80 km）では雲頂高度 1.7～1.8 km、雲頂温度は-12～-14℃であった。雲頂高度は海岸に近づくにつれて増加し、海岸付近で



第 6.2.4 図 相当温位（左上）、鉛直速度（右上）、風速（左下）および風向（右下）の鉛直分布。



第 6.2.5 図 相対湿度（左上）、雲水量（右上）、氷晶数濃度（左下）および雪粒子数濃度（右下）の鉛直分布。

は 2.2 km 程度になっていた。

13 時 40 分～14 時 25 分に、5 高度の水平飛行から得られた雲の力学・熱力学・微物理学量の鉛直分布を第 6.2.4 図、第 6.2.5 図に示す。温位の分布から分かるように、大気の成層は下層 500 m で若干超断熱減率を示し不安定になっている。相当温位は下層で 1～2℃高くなっており、対流不安定となっている。水平風に関しては、摩擦の影響で風速が小さい海面付近を除

くと、風向・風速ともよく混合され、ほぼ一様である。鉛直流（1秒平均値）は、 $7\text{ms}^{-1}$  から  $-4\text{ms}^{-1}$  の間に分布しており、上昇流は雲底付近で最大値に達して、それより上では顕著な増加傾向は見られない。

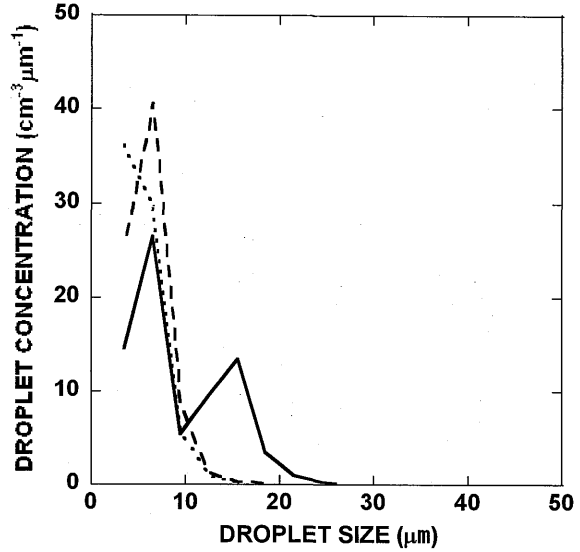
最大雲水量は雲の上部に見られ、 $0.6\sim 0.7\text{g m}^{-3}$  である。この値は断熱凝結量（持ち上げ凝結高度  $800\sim 1000\text{m}$  と仮定したとき）とほぼ一致する。雲粒の数濃度は、周囲の乾燥空気との混合（エントレインメント）や雪粒子の昇華凝結成長や雲粒補足成長に費やされることにより、場所により  $20\sim 30$  個  $\text{cm}^{-3}$  から  $400$  個  $\text{cm}^{-3}$  と大きく変動している。雲の上部では、粒径分布は第 6.2.6 図に示すように  $10\sim 15\mu\text{m}$  のところにピークがあり、 $20\mu\text{m}$  以上の雲粒も多数見られた。

2D-C で測定した雪結晶（ $25\mu\text{m}$  以上の粒子）数濃度は最大で  $10$  個  $\text{L}^{-1}$  で、2D-P で測定した雪結晶（ $0.2\text{mm}$  以上の粒子）数濃度は最大で  $0.6$  個  $\text{L}^{-1}$  であった。小さな雪粒子は雲底下の比較的乾燥した（相対湿度  $60\sim 70\%$ ）空气中で急速に昇華蒸発するため、高度の減少とともに、濃度も減少している。雪粒子の結晶形は第 6.2.7 図に示すように、雲頂付近では樹枝状或いは星状結晶で、高度の減少とともに雲粒付の度合いが増加し、雲底付近或いはそれより下方では濃密雲粒付結晶が卓越していた。また、雲頂付近では  $100\sim 200\mu\text{m}$  の過冷却水滴（drizzle）も見出された。

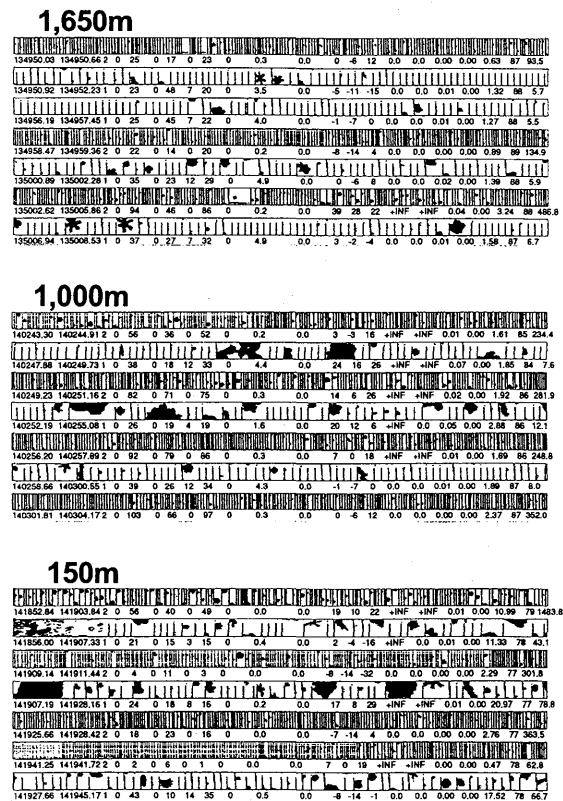
次に航空機の航路に沿った水平分布を見てみる。雲の上部、高度  $1650\text{m}$  における、水平飛行時の雲の物理量の時間変化（水平分布）を第 6.2.8 図に示す。図中で、1分間は水平距離約  $5\text{km}$  に相当する。図に示されているように、雲水はほぼ連続的に分布しており、これからも観測した雲の外見は層積雲型であったことが分かる。雲内の同一高度における気温の変動は  $\pm 1^\circ\text{C}$  以下と小さく、一様な分布を示した。また、上昇流の強さと雲水量或いは雲粒数濃度の間の明瞭な関係は認められなかった。

一方、雲底直上（高度  $1000\text{m}$ ）では、雲水は不連続に分布し（第 6.2.9 図）、その水平スケールは  $2\sim 3\text{km}$  で波長は約  $5\text{km}$  のオーダであった。雲頂高度を  $1.8\text{km}$  とすると、対流の軸比は  $1:2\sim 1:3$  程度となる。このレベルでも気温の変動は  $\pm 1^\circ\text{C}$  程度と小さかった。

雲頂を横切るジグザグ飛行経路に沿った雲の物理量を第 6.2.10 図に示す。ジグザグ飛行は高低差  $300\text{m}$

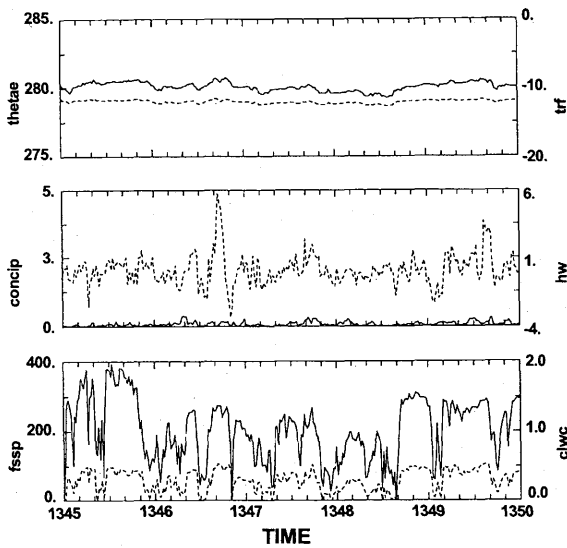


第 6.2.6 図 高度  $1,650\text{m}$ （実線）、 $1,300\text{m}$ （破線）、 $1,000\text{m}$ （点線）における雲粒の平均粒径分布。

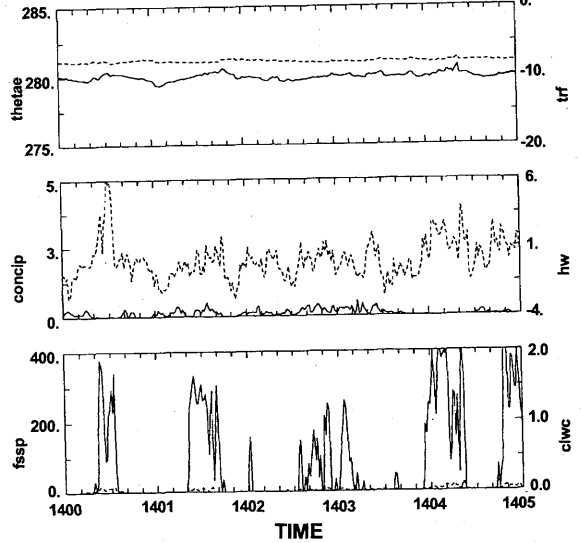


第 6.2.7 図 高度  $1,650, 1,000, 150\text{m}$  で得られた 2D-C, 2D-P イメージ。

で実施した（第 6.2.10 図下段）。雲水量と気温或いは相当温位の対応を見ると、雲頂部の雲内気温は周囲よりも  $\sim 2^\circ\text{C}$  低く負の浮力を持っており、対流が混合層上部の逆転層内にオーバーシュートしていることが分かる。下層の運動量を輸送してきた対流セルの中心



第 6.2.8 図 高度 1,650 m を水平飛行中の相当温位・気温 (上段), 降雪粒子・鉛直流 (中段), 雲粒数濃度・雲水量 (下段) の時間変化。



第 6.2.9 図 第 6.2.8 図と同様。ただし, 高度 1,000 m を水平飛行中。

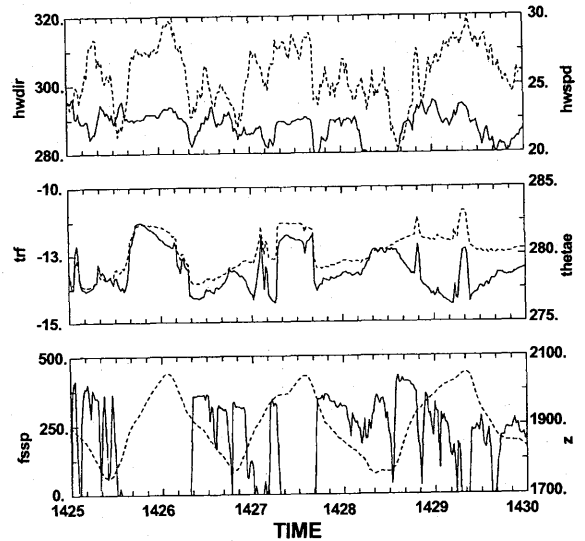
部と周囲の雲のない部分との間には, 気温 (或いは相当温位) の他にも, 風向・風速の急速な変化が見られ, 乱流指数も大きく, この層で熱・運動量の乱流混合が活発に起こっていることが示唆される。

#### 6.2.4 上昇流と下降流

この観測飛行は一辺が $\sim 30$  kmと長く, 5 高度の測定に 45 分も要しており, また, 平均流で移動する空気塊を追跡するような観測飛行を行わなかったため, 5 高度での水平飛行の測定結果を合成して, 個々の対流セルの時空間的分布を議論するのは困難である。その代わりに, 以下に, 風の 3 成分の値と, 気象要素, 雲物理要素との相関を調べることで, 気流系の時空間分布とその成因を推定する。

##### 6.2.4.1 上昇流の分布

高度 500 m の水平飛行時に得られた上昇流と相当温位の関係を第 6.2.11 図に示す。図から相当温位の大きな空気塊が上昇流を形成していることが分かる。一方, 同高度における上昇流と雪粒子の数濃度は負の相関を示した (第 6.2.12 図)。つまり, 上昇流域のほとんどで雪粒子が存在しない。雲底下で観測された雪粒子が主に濃密雲粒付雪結晶, 或いは小粒のあられであったので, これらの粒子が  $2 \text{ m s}^{-1}$  以上の比較的強い上昇流域を落下してくることはない。しかし, 雪雲の



第 6.2.10 図 第 6.2.8 図と同様。ただし, 雲頂付近を上下方向にジグザグ飛行中。

雲頂高度が 2 km 未満と浅いことと, 混合層内でのシアが弱いことを考慮すると, 上昇流が持続する場合には, 上昇流コアの近傍 (上昇流の弱いところ) には高濃度の雪粒子が落下しており, それら粒子が再び上昇流コアに入ることにより, 上昇流域でも比較的高濃度の雪粒子が観測されるはずである (実際に, 長続きするバンド状降雪雲では上昇流域に高濃度の雪雲が見出されることが多い)。上昇流域のほとんどで雪粒子が存在しないという観測事実は, 上昇流は一過性のもので, 降雪粒子が雲底からでてくる頃

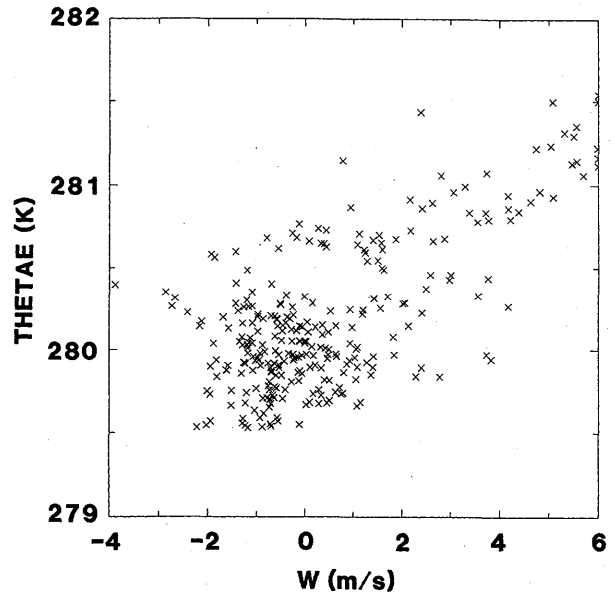
には雲底下の上昇流は衰退していることを示唆している。上昇流の鉛直分布は、海面から雲底まで上昇流が増加し、雲内ではほぼ一定の値を示している。このような分布を形成する理想的な大気成層を第 6.2.15 図に模式的に示す。雲底下で超断熱減率であり、空気塊はここで加速する。雲内は湿潤断熱減率で、この中を上昇する飽和空気塊は等速運動をする。混合層上部の逆転層内で減速する。しかし、実際の気温分布は第 6.2.15 図の模式図に類似しているが、雲内では湿潤断熱減率より若干大きく、上昇流は加速するセンスにある。雲水等の負荷やエントレインメントがこの浮力を打ち消してバランスしているものと考えられる。

#### 6.2.4.2 下降流の分布

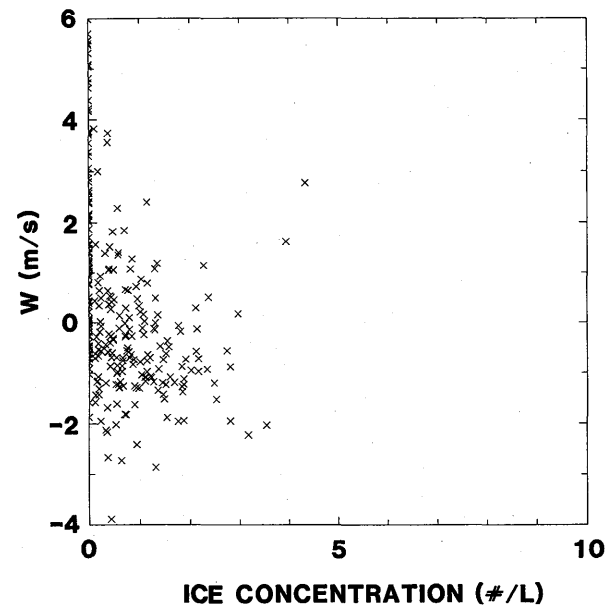
雲底下、特に海面近く（高度 150 m）では空気が乾燥しており、雪粒子の蒸発が激しいため、2D-C や 2D-P プローブで測定される雪粒子と水平風速の間、或いは、雪粒子と気温・相当温位の間、明瞭な関係は見られない。しかし、雪粒子の蒸発によって形成される冷気と水平風速の間には良い相関が見られる（第 6.2.13 図）。冷たい（低温位）空気塊は大きな水平風速を有している。水平風速の鉛直分布（第 6.2.4 図）を考慮すると、これらの大きな水平風速は上空から下向きの運動量輸送、つまり下降流によってもたらされたものと分かる。一方、第 6.2.14 図に示すように温位分布は上空ほど高くなっており（海面付近の超断熱減率を除くと）、単に上空の空気が雪粒子のローディングで引き下ろされただけでは、冷気を形成しないことも明らかである。従って、雪粒子の蒸発が冷たい下降流形成には重要であると結論される。このように形成された、大きな水平風速をもつ空気塊が、その前方に収束域を作り、次の対流のトリガーになっていると考えられる。

#### 6.2.5 雲の氷化過程

約 45 分間の水平飛行或いはジグザグ飛行の間に観測した雪雲は、雲頂温度が $-12\sim-14^{\circ}\text{C}$ と比較的暖かいにもかかわらず、全て氷晶を含んでいた。一般に、雲頂温度が $-15^{\circ}\text{C}$ より暖かい雲の氷化能力は低いことが知られており、発達初期には ice-free の雲が存在する可能性が高い。にもかかわらず、ice-free の雲が観測されなかった理由として、natural-seeding が考えら



第 6.2.11 図 高度 500 m における鉛直流と相当温位の関係。



第 6.2.12 図 第 6.2.11 図と同様。ただし、鉛直流と降雪粒子数濃度の関係。

れる。第 6.2.12 図に示すように、雲底下では強い上昇流域には雪粒子が存在しないことから、雪粒子の雲底からの再侵入 (recirculation) は起きていない。隣接する雲や、すでにその場所に存在している雲の中で生成された雪粒子が、雲頂或いは側面から取り込まれることにより、発達初期でもすでに有意な濃度の雪粒子を含んでいるものと考えられる。日本海上の降雪雲において、このような natural-seeding が働いていることは 9.1 の 2 次元数値実験においても確認されている

第 6.2.1 表 日本海および五大湖（ミシガン湖）上で観測された雪雲の比較.

	JAPAN SEA	LAKE MICHIGAN
Cloud Top Height	1.8 km	1.5 km
Cloud Top Temperature	-12 °C	-28 °C
Cloud Base Height	1.0 km	0.7 km
Cloud Base Temperature	-8 °C	-22 °C
$\Delta\Theta_e$	1~2K	2~3K
Wmax	7ms <sup>-1</sup>	7ms <sup>-1</sup>
Max. Nc	400cm <sup>-3</sup>	1400cm <sup>-3</sup>
Max. CWC	0.7gm <sup>-3</sup>	0.24gm <sup>-3</sup>
Max. 2D-C Conc.	~10L <sup>-1</sup>	~10L <sup>-1</sup>
Max. 2D-P Conc.	~0.5L <sup>-1</sup>	~3L <sup>-1</sup>

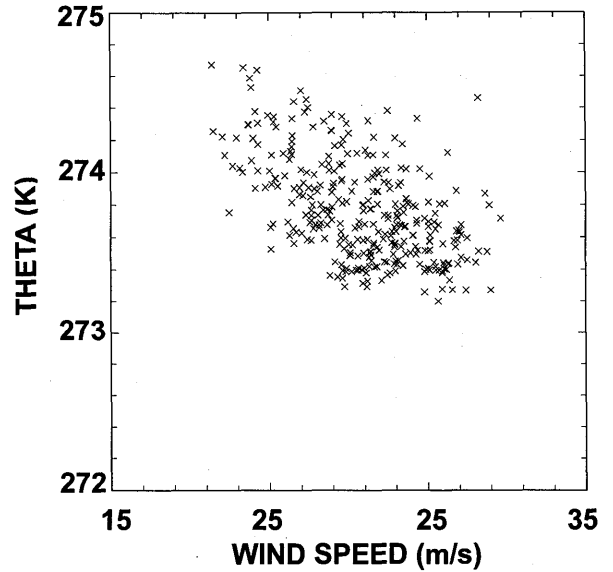
(雲頂温度は-20 °C と今回の例よりやや低いが) .

### 6.2.6 五大湖の雪雲との比較

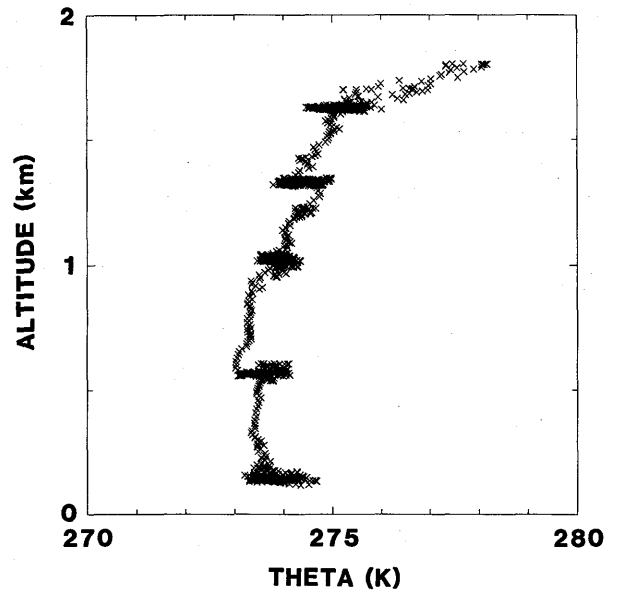
日本海上の降雪雲は、その成因が類似していることから、北米大陸五大湖の雪雲と良く比較される。両者の間の大きな違いは、日本海の海面水温が+10 °C（日本付近）程度であるのに対して、五大湖の場合+1~2 °C（ミシガン湖）と冷たいことと、寒気が水面上を吹走する距離が日本海の場合~600 km に比べて五大湖の場合~100 km と短いことであろう。このような違いが、対流混合層の発達や、その中に形成される雪雲の気流構造、微物理構造にどのような影響を与えるかは興味深い問題である。

本節で取り扱った背の低い雪雲を、Braham (1990), Chang and Braham (1991) によって記述されているミシガン湖の雪雲と比較する。ここで注意したいのは、本節で取り扱った雪雲は寒気吹き出しの末期に出現した雲で、この地方の基準からすると弱い寒気吹き出しに伴う雪雲であるのに対して、Braham (1990) や Chang and Braham (1991) で取り扱われているのは、ミシガン湖の基準では強い寒気吹き出しに伴う雪雲である。

対流混合層は、吹走距離を反映して、日本海の方が厚くなっている。並或いは強い寒気吹き出しの場合、この値は、約 3 km となる。雲内の鉛直流の強さは、ほぼ同程度で、上昇流が雲底付近で最大となり、それより上ではほぼ同じ値になっているという鉛直分布も類似している。雲の微物理構造については、海面

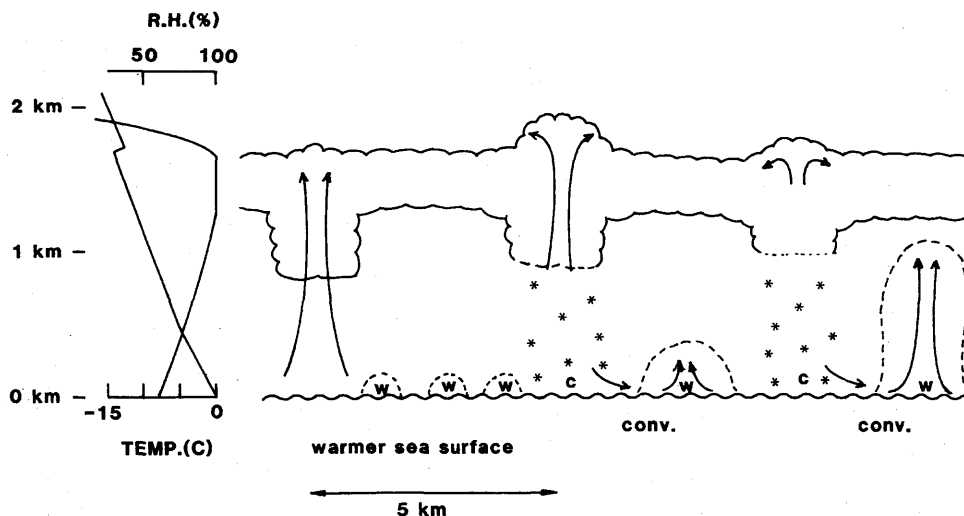


第 6.2.13 図 高度 150 m における風速と温位の関係.



第 6.2.14 図 温位の鉛直分布.

温度或いはそれが反映した雲底温度の違いから雲水量は日本海降雪雲の方が大きな値を示している。雲の微物理構造における両者の違いを特徴付けるのは、雲粒の数濃度と大きさである。五大湖の雪雲内の雲粒は、小粒で高濃度になっている。第 6.2.1 表の比較では、氷晶 (2D-C) ・雪粒子 (2D-P) は大差はないが、並或いは強い寒気吹き出しに伴う日本海降雪雲では、100 個 L<sup>-1</sup> を超える氷晶濃度が観測されることも珍しくない (Murakami *et al.*, 1994a). 両ケースとも、主な氷晶発生機構は雲粒凍結と考えられており (Murakami *et al.*, 1994 a, 1994 b, Braham 1990), 雲粒の大きさが氷晶



第 6.2.15 図 対流混合層の鉛直構造と背の低い雪雲の形成過程の概念図。

数濃度に関係している可能性が高い。

一言で日本海と五大湖上に出現する寒気吹き出しに伴う雪雲の相違を述べると、日本海降雪雲の方が背が高く、より湿潤な雲といえよう。

### 6.2.7 結論

1993年1月29日、寒気吹き出し末期に日本海上に出現した背の低い対流性降雪雲の平均的特徴をワイオミング大学の King Air 機で観測した。観測した雪雲の雲頂高度は $\sim 1.8$  kmで温度は $-13^\circ\text{C}$ であった。

対流混合層は、最下層の若干の超断熱減率と下層 500 m での $\sim 2^\circ\text{C}$ の対流不安定、混合層トップの強い気温逆転 ( $\sim 2^\circ\text{C}$ )、雲底下の乾燥空気 (60 $\sim$ 70%) で特徴付けられていた。

1 秒平均の鉛直流は、 $7\sim 4\text{ m s}^{-1}$ の間に分布しており、上昇流は海面から雲底付近まで増加し、それより上方ではほぼ一定であった。雲頂付近では、周囲より $\sim 2^\circ\text{C}$ 低い部分が時々見られ、逆転層内に対流セルがオーバーシュートしていることを示した。そこでは、風向・風速の急変も見られ、乱流指数も大きく、熱と運動量の混合が活発に起こっていることが示唆された。

雲の微物理構造に関しては、雲水量の最大値は雲の上部に存在し、観測された  $0.7\text{ gm}^{-3}$  という値は断熱凝結量とほぼ一致した。雲粒数濃度は大部分が  $300\text{ cm}^{-3}$  以下で  $15\text{ }\mu\text{m}$  付近にピークを持つ幅広い分布を示した。雲頂付近では drizzle も観測された。  $25\text{ }\mu\text{m}$  以上の雪粒子と  $200\text{ }\mu\text{m}$  以上の雪粒子濃度の最大値はそれぞれ、 $10\text{ 個 L}^{-1}$ 、 $1\text{ 個 L}^{-1}$ であった。海面付近は相対湿

度 60 $\sim$ 70%と乾燥していたため、小さな雪粒子は雲底下で急速に昇華蒸発していった。

測定された各種パラメータの相関解析から、第 6.2.15 図に示すような背の低い雪雲の形成過程の概念図が提案された。海面付近の温位の高い気塊が上昇して、雪雲を形成する。雲頂の上昇は強い逆転層で抑えられ、降雪粒子が雲底下に現れる頃には下層の上昇流は衰弱している(持続性の上昇流ではない)。降雪粒子の昇華蒸発によって形成された冷たい下降流が上空の大きな水平運動量を輸送し、海面付近の下降流の前方に収束域を形成し、次の対流のトリガーとなっている。

### 参考文献

- Braham, R.R., Jr. 1990: Snow particle size spectra in lake effect snows. *J. Appl. Meteor.*, **29**, 200-207.
- Chang, S.S. and R. R. Braham, Jr. 1991: Observational study of a convective internal boundary layer over Lake Michigan. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2265-2279.
- Isono, K., M. Komabayashi, T. Takahashi and T. Tanaka, 1966: A physical study of solid precipitation from convective clouds over the sea. Part II. - Relation between ice nucleus concentration and precipitation -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 218-226.
- Magono, C. and C.W. Lee, 1973: The vertical structure of snow clouds, as revealed by "snow crystal sondes", Part II. *J. Meteor. Soc. Japan*, **51**, 176-190.
- Matsuo, T., H. Mizuno, M. Murakami and Y. Yamada,

- 1994; Requisites for graupel formation in snow clouds over the Sea of Japan. *Atmos. Res.*, **32**, 55-74.
- Murakami, M. and T. Matsuo, 1990: Development of hydrometeor videosonde. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, **7**, 613-620.
- , 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.
- Sakakibara, H., M. Ishihara, and Z. Yanagisawa, 1988: Squall line like convective snowbands over the Sea of Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 937-953.
- Tanaka T., T. Matsuo, K. Okada, I. Ichimura, S. Ichikawa and A. Tokuda, 1989: An airborne video-microscope for measuring cloud particles. *Atmos. Res.*, **24**, 71-80.
- Yamada, Y., T. Matsuo, M. Murakami and H. Mizuno, 1994: Mesoscale and microscale structure of snow clouds over the Sea of Japan. Part II: Time change in air flow structures in isolated snow clouds. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 695-708.

## 第7章 降雪雲内の鉛直積分雲水量\*

### 7.1 はじめに

冬季日本海沿岸で降る雪やあられは、降雪雲内で起こっている降雪機構からの出力である。2章の地上降雪粒子の統計からは、気候学的に東北地方から北陸地方の日本海沿岸であられ降水が卓越していることが示された。また、3章の降雪粒子の諸特性では、個々の降雪雲の通過に伴って riming 率の大きな降雪粒子（あられが主体）が降雪の前半に、また riming 率の大きな降雪粒子（雪片や雪結晶が主体）が降雪の後半に降るといふ降雪現象の変化が示された。以上の結果は、冬季日本海沿岸の降雪機構における過冷却水滴の重要性を示唆するものである。

これらの降雪雲内の過冷却水滴に関する基礎的データを得るため、降雪雲の実態把握を目的とした総合観測においてマイクロ波放射計による鉛直積分雲水量の観測を実施した。この章では、降雪雲の通過に伴う鉛直積分雲水量の変化とその統計的特徴を報告する。

### 7.2 観測方法

#### 7.2.1 マイクロ波放射計の概要

降雪雲内の鉛直積分雲水量を観測するため、Radiometrics 社製のマイクロ波放射計 WVR-1000 を用いた。第7.2.1図に、観測の様子を示す。水滴が付着して観測が妨げられることを避けるため、マイクロ波放射計の窓と呼ばれる部分へ強風を送る送風機を設置している。

マイクロ波放射計による鉛直積分雲水量観測の原理は、次の通りである。大気から放射されている微弱な電磁波のうち、水蒸気量に敏感に変動する 23.8 GHz の輝度温度 ( $T_{23}$ , K) と雲水量により敏感に変化する 31.4 GHz ( $T_{31}$ , K) の輝度温度とを測定することによって、大気中の水蒸気鉛直積分量 (VAP, cm) と雲水鉛直積分量 (LIQ, cm) を推定する次式が知られている (Westwater and Guiraud, 1980; Wei et al., 1989)。

$$VAP = C_{OV} + C_{IV} \tau_{23} + C_{2V} \tau_{31} \quad (7.2.1)$$

$$LIQ = C_{OL} + C_{IL} \tau_{23} + C_{2L} \tau_{31} \quad (7.2.2)$$

ここで、

$$\tau_{23} = -\ln((T_{m23} - T_{23}) / (T_{m23} - T_{bc})) \quad (7.2.3)$$

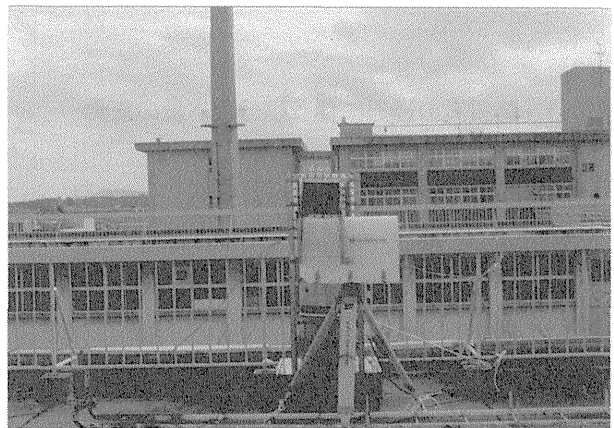
$$\tau_{31} = -\ln((T_{m31} - T_{31}) / (T_{m31} - T_{bc})) \quad (7.2.4)$$

$$C_{ov} = 0.194, C_{IV} = 22.685, C_{2V} = -15.04 \quad (7.2.5)$$

$$C_{OL} = -0.014, C_{IL} = -0.312, C_{2L} = 0.783, \quad (7.2.6)$$

$$T_{m23} = 273.45, T_{m31} = 278.04, T_{bc} = 2.73, \quad (7.2.7)$$

である。(7.2.5)式の水蒸気鉛直積分量を求める係数は、1990年5月～11月に茨城県つくば市の気象研



第7.2.1図 マイクロ波放射計による積分雲水量観測の様子。マイクロ波放射計は三脚の上にあり、送風機からの強風がマイクロ波放射計の窓の部分に吹き出している。1991年11月9日、秋田大学教育学部屋上で撮影した。

第7.2.1表 マイクロ波放射計観測の観測期間・地点一覧。

観測期間	観測地点
1991年11月9日～ 1992年1月19日	秋田県秋田市秋田大学教育学部
1992年1月30日～2月10日	山形県酒田市飛鳥
1992年2月12日～2月20日	山形県飽海郡余目町
1993年1月31日～2月8日	山形県酒田市落野目

\* 水野 量：物理気象研究部（現 気象大学校）



究所構内で連続観測を行い、ラジオゾンデによる高層気象観測との比較から求められている。(7.2.6)式の雲水鉛直積分量を求める係数については、米国で統計的に得られている値をそのまま用いている。

なお、観測は、約2分間隔で連続して実施されている。

### 7.2.2 観測期間と観測地点

マイクロ波放射計による鉛直積分雲水量の観測は、地上降雪観測と同様に降雪雲の実態把握を目的とした総合観測の一部として実施された。その観測期間・地点は第7.2.1表の通りである。

### 7.3 結果

ここでは、降雪雲の通過に伴う積分雲水量の変化を1991年2月2日午後の事例について示し、また、鉛直積分雲水量の大きさと継続時間についての統計的特徴を報告する。

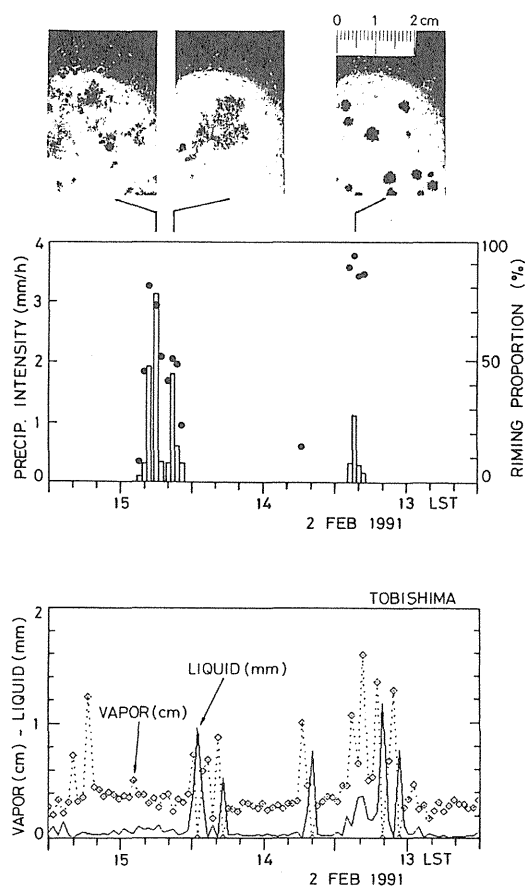
#### 7.3.1 降雪雲の通過に伴う積分雲水量の変化

1991年2月2日日中、北西季節風の吹き出しに伴う筋状雲が日本海海上で卓越する気象条件下で、山形県酒田市の沖合にある飛島観測点を降雪雲が次々と通過した。ここでは、2月2日13時~15時に通過した二つの降雪雲の通過に伴う降雪粒子と積分雲水量の時間変化を解析する。

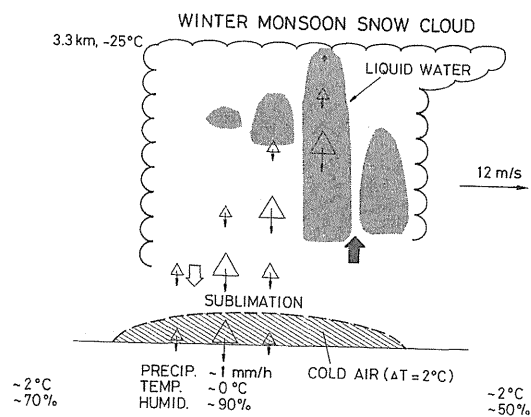
第7.3.1図は、二つの降雪雲の通過に伴う降雪粒子(上段)、降水強度とriming率(中段)、積分雲水量と積分水蒸気量(下段)の時間変化である。13時15分~13時30分にあられ粒子が卓越した降雪現象があり、riming率は90%以上である。また、14時30分から15時00分に雪片主体の降雪現象があり、riming率は50%前後である。しかし、降水強度のピーク時には、雪片に混じってあられ粒子が降っており、riming率も70~80%と高くなっている。

レーダエコーから見ると、最初の降雪現象は直径5km以下の小さな降雪雲エコーのほぼ中央部分が観測点を通過してもたらされている。二番目の降雪現象は、直径約10kmのエコーが飛島の南を通り、エコーの北縁部分が観測点上空を通過することによって起こっている。

積分雲水量は、最初の降雪現象が始まる約15分前



第7.3.1図 二つの降雪雲の通過に伴う降雪粒子(上段超接写真)と各気象要素の時間変化. 1992年2月2日, 山形県酒田市飛島での観測による. 降水強度(中段棒グラフ), riming率(中段●印), 積分雲水量(下段折れ線グラフ), 積分水蒸気量(下段◇印)の時間変化. 下段上の横軸目盛りは、降雪雲の移動速度で換算した距離を表している。



第7.3.2図 降雪雲の通過に伴う雲水量と降雪現象の変化を示す模式図。

の13時00分から増大して、13時30分まで降雪時にも一定量の雲水量が観測されている。二番目の降雪現象については、降雪の始まる約15分前の14時15分~14時30分に積分雲水量が大きくなっている。この

第 7.3.1 表 北西季節風が卓越した代表的な雲頂温度の日 (秋田) .

月 日	天気(6-18時)	日平均気温	日最大風速	日降水量	雲頂温度
1991年		°C	ms <sup>-1</sup>	mm	°C
12月26日	曇り時々雪	0.5	6.2 N	2.0	-16
12月12日	雪一時曇り あられを伴う	-0.6	13.1 WNW	3.5	-24
12月29日	雪、あられを伴う	1.4	19.3 WNW	2.0	-30

資料：秋田地方気象台における地上気象観測原簿，高層気象観測資料。  
雲頂温度は，状態曲線から求めた。

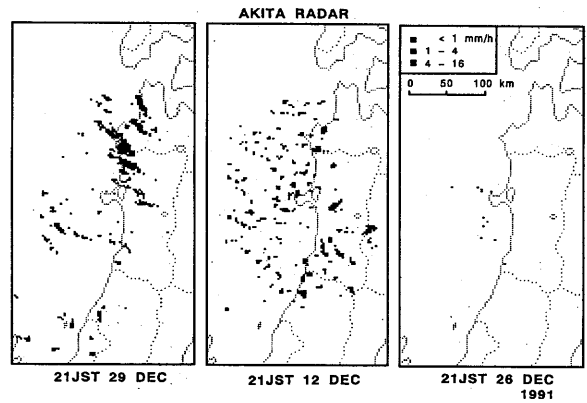
とき大きな雲水量の継続時間は，最初のものよりも短い。しかし，両方の降雪現象とも積分雲水量は，地上の降雪現象よりも時間的に先行している。すなわち，降雪雲の時間変化が小さい場合には，降雪雲の進行方向の前方部分に雲水量が存在することを示している。このことは，3章の降雪雲通過時の降雪粒子や riming 率の変化から推定されていたが，マイクロ波放射計観測によって確認されたと言える。第 7.3.2 図に，降雪雲の通過に伴う雲水量，降雪現象の変化の模式図を示した。

### 7.3.2 積分雲水量の統計的特徴

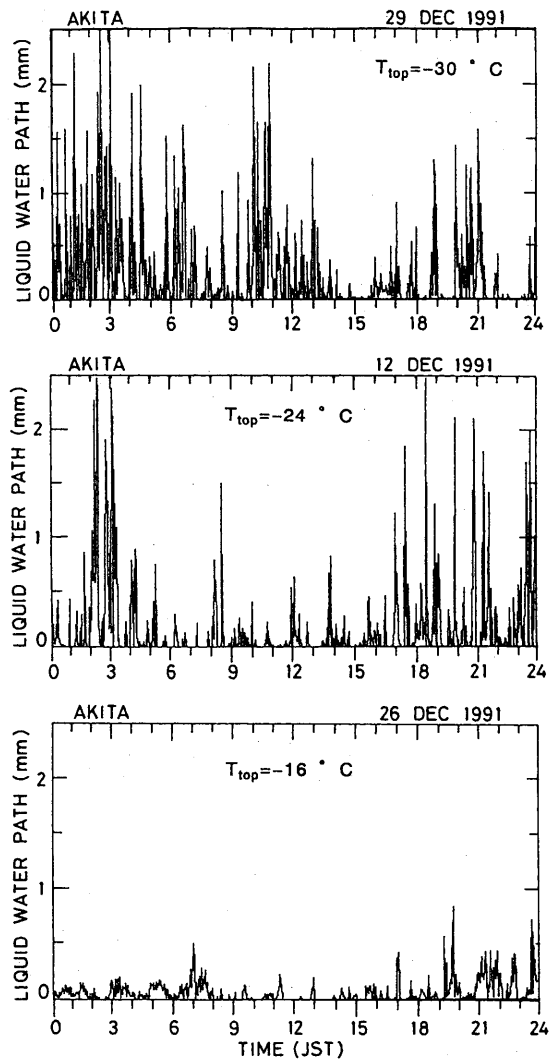
ここでは，第 7.2.1 表で約 2 カ月という最も長い期間実施された秋田市における観測について，積分雲水量の統計的特徴を調べる。マイクロ波放射計観測から得られる積分雲水量のデータは，約 2 分間隔の積分雲水量の数値である。そこで，積分雲水量の統計的特徴として，積分雲水量の頻度分布と雲水継続時間の頻度分布を選んだ。なお，雲水継続時間は，移動速度を考慮することによって，風向に沿った方向の雲水域の水平スケールを表すことになる。これらの頻度分布が，雲頂温度によってどのように変化するかに着目して調べた。

第 7.3.1 表には，秋田において北西季節風が卓越した代表的な雲頂温度の日が示されている。これらの日における地上の日平均気温は 0°C 付近で大きく違わないから，雲頂温度が低い日ほど降雪雲の背が高いことになる。第 7.3.3 図は，これらの日におけるレーダエコーを示している。雲頂温度が低い日ほど降雪雲の水平スケールが大きいことが，第 7.3.3 図から分かる。

第 7.3.4 図は，これらの日における積分雲水量の



第 7.3.3 図 北西季節風時の代表的な雲頂温度の日におけるレーダエコー状態曲線から推定される雲頂温度は左から-30°C，-24°C，-16°Cである。レーダエコーは高度約 2 km のものであり，秋田レーダ観測による。



第 7.3.4 図 北西季節風時の代表的な雲頂温度の日における積分雲水量の変化。状態曲線から推定される雲頂温度は，上から-30°C，-24°C，-16°Cである。積分雲水量は，秋田市の秋田大学教育学部で観測された。

変化である。積分雲水量が降雪雲の通過に伴って大きく変化していることが、どの日についても言える。しかし、積分雲水量の大きさは、雲頂温度が低い日ほど、従って降雪雲の背が高いほど大きいという傾向がある。このことは、つぎのように理解される。すなわち、対流によって上昇中の気塊を考えると、雲底高度から凝結し始め、上昇する高度が高いほど温度が低くなるため凝結する水の量が大きくなる。このため、雲頂温度が低いほど積分雲水量は大きくなる。

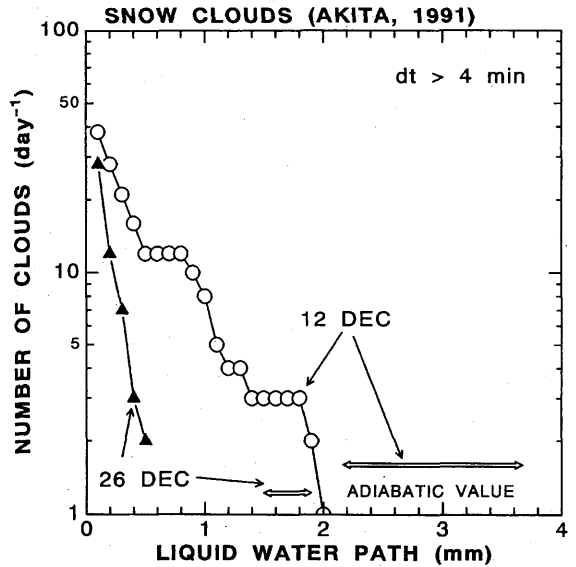
第 7.3.5 図は、北西季節風時の代表的な雲頂温度の日における積分雲水量の頻度分布を示している。積分雲水量の頻度は、1 日当たりの回数で表されている。第 7.3.5 図から、大きな積分雲水量を示す回数は指数関数的に減少していること、及び雲頂温度は低く降雪雲の背が高い北西季節風日ほど積分雲水量の頻度が大きい、という傾向が分かる。また、積分雲水量は、それぞれの日におけるゾンデ観測から推定される断熱上昇時の積分雲水量よりも小さな値である。この理由は、雲水量は空気の断熱上昇によって生成されるが、雲の周囲の乾燥空気との混合と降雪粒子の成長に消費されるためと考えられる。

第 7.3.6 図は、雲水継続時間についての頻度分布である。縦軸には、積分雲水量が 0.2 mm を越える雲水量が横軸の値以上となる 1 日当たりの回数で示されている。第 7.3.6 図から、雲水継続時間が長くなるほどその頻度は指数関数的に減少している。大部分の雲水継続時間は、5 分未満である。したがって、 $10 \text{ ms}^{-1}$  の移動速度を仮定すると、風向に沿った方向の雲水域の水平スケールは 3 km 未満の場合が大部分である。また、雲頂温度が高く背が低い降雪雲の場合には、雲水域の水平スケールがより小さくなる傾向がある。

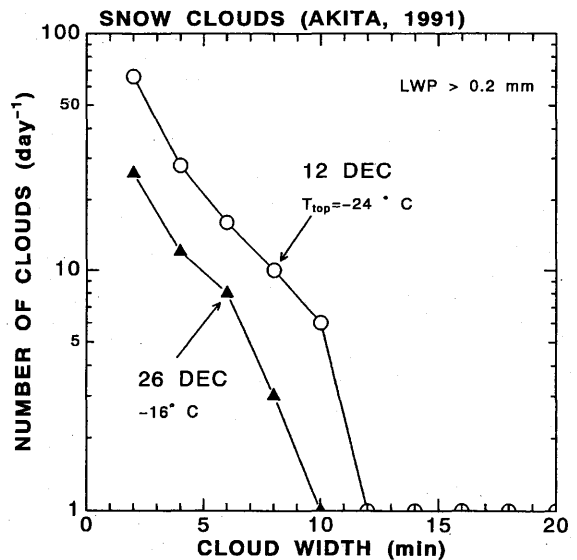
### 7.4 結 び

冬季日本海沿岸の降雪機構においては、過冷却水滴が重要な役割を果たしている。これらの降雪雲内の過冷却水滴に関する基礎的データを得るため、降雪雲の実態把握を目的とした総合観測においてマイクロ波放射計による鉛直積分雲水量の観測を実施した。得られたデータを用いて、降雪雲の通過に伴う積分雲水量の変化と統計的特徴を調べた。その結果、次のことが示された。

(1) 降雪雲の通過に伴う積分雲水量は、地上の降



第 7.3.5 図 北西季節風時の代表的な雲頂温度の日における積分雲水量の頻度分布状態曲線から推定される雲頂温度は、 $-16^{\circ}\text{C}$  (12月26日)と $-24^{\circ}\text{C}$  (12月12日)である。縦軸の頻度は、横軸の積分雲水量以上となる 1 日当たりの回数で示されている。雲水量の継続時間が 4 分を越えるものについて調べている。矢印の範囲は、それぞれの日におけるゾンデ観測から推定される断熱上昇時の積分雲水量の範囲を示す。



第 7.3.6 図 北西季節風時の代表的な雲頂温度の日における雲水継続時間の頻度分布。状態曲線から推定される雲頂温度は、 $-16^{\circ}\text{C}$  (12月26日)と $-24^{\circ}\text{C}$  (12月12日)である。縦軸の頻度は、横軸の雲水継続時間以上となる 1 日当たりの回数で示されている。積分雲水量が 0.2 mm を越えるものについて調べている。

雪現象よりも時間的に先行して増大する。降雪雲の進行方向の前方部分に、雲水量が存在すると推定される。

(2) 積分雲水量の頻度は雲水量の増加とともに指

数関数的に減少し、大部分の雲水量は断熱上昇値よりも小さい。また、雲水継続時間の頻度分布、継続時間の増加とともに指数関数的に減少し、大部分の雲水継続時間は5分未満である。降雪雲の雲頂温度が低く背が高くなると、積分雲水量の頻度と雲水継続時間の頻度は増加する傾向がある。

#### 参考文献

- Wei, C., H. G. Leighton and R. R. Rogers, 1989: A comparison of several radiometric methods of deducing path-integrated cloud liquid water. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, **6**, 1001-1012.
- Westwater, E. R. and F. O. Guiraud, 1980: Ground-based microwave radiometric retrieval of precipitation water vapor in the presence of clouds with liquid content. *Radio Sci.*, **15**, 947-957.

## 第8章 種々の降雪雲の降水（雪）機構

### 8.1 風速増加域に出現したバンド状降雪雲\*

#### 8.1.1 はじめに

プロジェクトの期間中、寒気の吹き出しの始まる数時間前から直前にかけて、低気圧の通過後に、下層の風向にほぼ直交する走向を持つバンド状降雪雲がレーダでたびたび観測された。この降雪雲が出現したときの風の場合は、概ね下層で西北西、上層で西南西であった。これらの降雪雲のうち、1990年と1992年にそれぞれ1例ずつ、主としてデュアルドップラーレーダとゾンデを用いてその構造を観測した。これらのバンドは、低気圧の後面の寒気の吹き出しの始まる数時間前に形成される風速増加域の中に出現しており、しかもバンド内の循環は、2つの事例で全く異なっていた。この節では、これら2つのバンド内の気流構造について記述する。なお、この節での解析では、デュアルドップラーレーダ解析の座標軸  $x, y$  は、それぞれ、東西(東向きを正)、南北(北向きを正)方向である。共通座標系の水平、鉛直分解能は、それぞれ、0.7 km、0.4 km で、CAPPI 最下層高度は 0.3 km である。なお、この節の内容は Yamada *et al.* (1996) の抄訳をもとにしている。

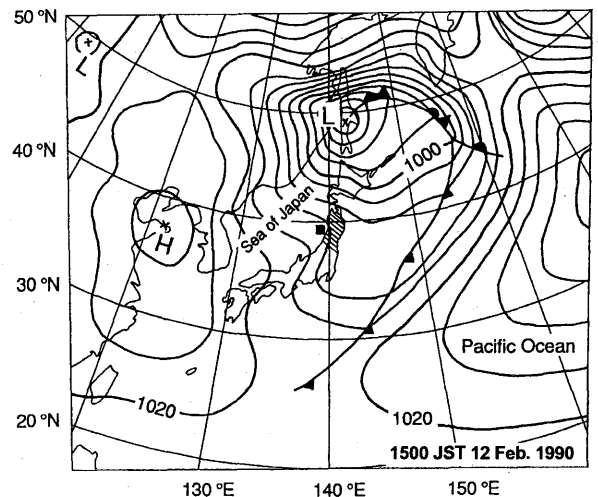
#### 8.1.2 1990年のバンド

##### 8.1.2.1 総観場および出現したバンドのレーダエコ

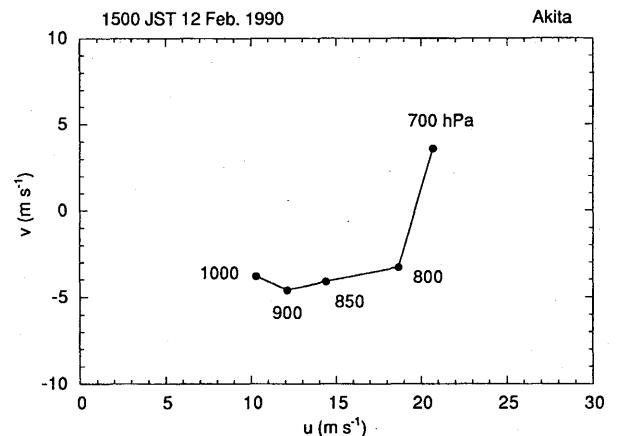
第 8.1.1 図に観測が行われた時刻付近の 1500JST における地上天気図を示す。低気圧の中心が ( $42^{\circ}\text{N}$ ,  $141^{\circ}\text{E}$ ) に、高気圧が大陸上にあり、西高東低の気圧配置である。当日 1500JST に秋田で観測された hodograph が第 8.1.2 図である。800 hPa よりも下層では西北西の風であり、700 hPa 高度では西南西の風である。第 8.1.3 図は気象衛星の可視画像で、観測したバンドが白い矢印で示されている。このバンドは数時間持続しており、デュアルドップラーレーダ観測時には準定常状態にあったと考えられる。秋田における通常の気象レーダと気象研レーダの画像から、バンドの長さは約 150 km、その幅は約 10 km であった。バンドの走向は下層風にほぼ直交しており、走向は東北東から西南西である。このバンドは、デュアルドップラーレーダ

観測時には  $284^{\circ}$  から  $12\text{ m s}^{-1}$  の速さで移動していた。このバンドが下層の風速増加域に形成されたものであることを次の節で示すことにする。

第 8.1.4 図は、デュアルドップラーレーダ観測が行われた 6 分前の気象研レーダの PPI 画像である。2本のバンド (BAND A, B) が存在しており、BAND A と示されているエコーは第 8.1.3 図の BAND A と同じものである。第 8.1.4 図で BAND B と示されているものに対応する雲は、第 8.1.3 図には認められない。BAND A が飛島上空を通過したとき水換算で 1

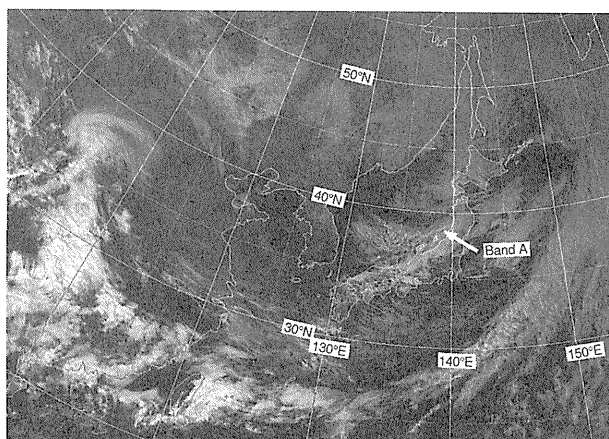


第 8.1.1 図 1990年2月12日1500JSTにおける地上天気図。等圧線の間隔は、4 hPa ごと。黒塗りの四角は観測領域で、東北地方は斜線で示されている。

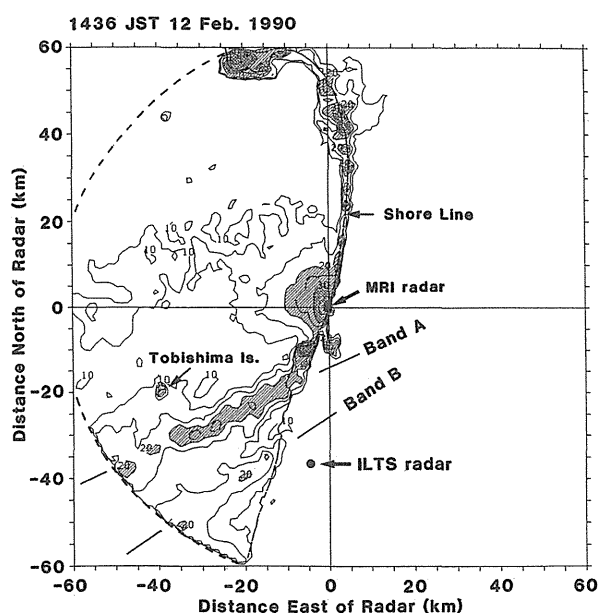


第 8.1.2 図 1500JST に秋田で観測された hodograph. 黒丸の横の数字は、気圧 (hPa) を表す。

\* 山田芳則：物理気象研究部 (現 予報部数値予報課)



第 8.1.3 図 1500JST での衛星の可視画像. BAND A とラベルの付いた白い矢印で示されるバンドが、観測されたバンド状降雪雲である.



第 8.1.4 図 1436JST における気象研ドップラーレーダの PPI 画像 (仰角  $1.5^\circ$ ). 実線の等値線は反射強度で、10 dBZ から 5 dBZ ごと. 反射強度が 20~30 dBZ の領域はハッチで示し、30 dBZ 以上の領域は、クロスハッチで示す. 太い実線は海岸線である. 気象研レーダの位置は、 $(x, y) = (0.0, 0.0)$  km である. 飛島と低温ドップラーレーダの位置も示す. 太い破線は、気象研レーダの最大探知距離を示す.

mm の降雪があった. しかも、バンドが通過するにつれて、降雪粒子はあられから雪に変わったことが観測された. これに対して、BAND B は飛島にはほとんど降雪をもたらさなかった.

### 8.1.2.2 地上データ解析

飛島の AMeDAS で観測された、バンド通過前後の

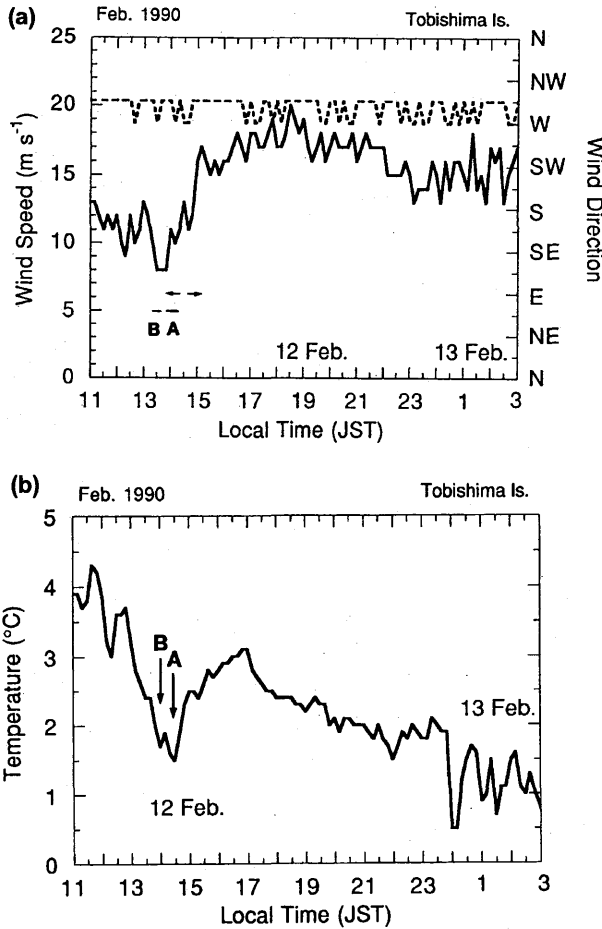
地上風速と風向の時系列を第 8.1.5 a 図に示した. 特に 1350-1510JST までの間では、著しく風速が増加しているのに対して、風向はほとんど西北西で変化が少ないことがわかる. このことは、この時間帯では飛島は風速増加域の中にあったことを示している. 同様の地上風の時間変化が、バンドが通過した酒田測候所や秋田地方気象台でも記録された. バンドの走向に直交する方向の風速増加域の水平スケールは約 36 km であった. これは、バンドの走向に直交する方向のバンドの移動速度 ( $7.5 \text{ m s}^{-1}$ ) と通過に要した時間 (1 時間 20 分) とから見積もった.

気象研レーダの低仰角 PPI によれば、BAND A, B が飛島上空にあった時間は、それぞれ、1350-1420, 1320-1340 であった. 第 8.1.5 a 図から、BAND A は、大規模収束場の中に形成されており、しかも BAND A の先端部分は風速増加域の先端部に対応していることがわかる. これに対して BAND B は、風速増加域の前方に位置していた.

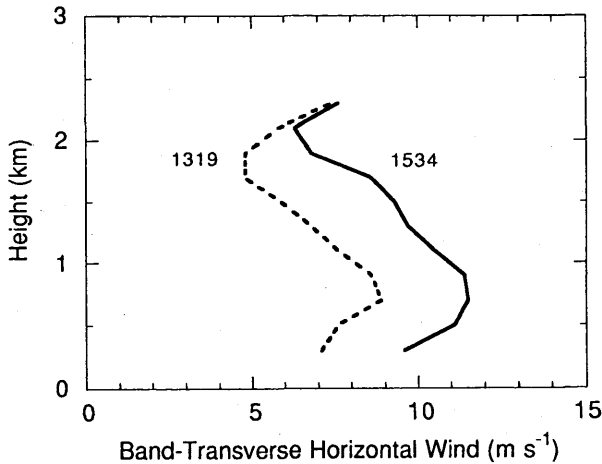
第 8.1.5 b 図は飛島で観測された地上気温の時間変化である. 14 時頃に BAND A, B が飛島上空を通過したことに対応して、1400-1440JST の間に地上気温の低下 ( $0.5 \sim 1^\circ \text{C}$ ) がはっきりと認められる. この時刻付近の 2 つの極小値は、最初のものが BAND B に、後のものが BAND A の通過にそれぞれ対応している (それぞれ矢印で示されている). このことは、バンド内の地表付近には下降流によって形成された冷気塊が存在していることを示している. 2350JST 付近に見られる気温の低下は、飛島が寒気の吹き出しの中に入ったことを示唆している. 事実、秋田での高層観測によれば、12 日 2100JST では風速の hodograph は第 8.1.3 図と同様であったのに対して、13 日 0300JST では地表から 700 hPa 高度までは西から北西の風であった. 翌朝までには、寒気の吹き出しに伴う降雪雲が観測領域内に出現していた. この節で述べたことと第 8.1.3 図の可視画像から、このバンドは大陸から南下してくる寒気の前方に位置していたことがわかる.

### 8.1.2.3 上空の風の鉛直分布

気象研レーダの、1319JST と 1534JST の 2 つの時刻における仰角  $20^\circ$  の VAD 解析によって風速増加域の前後の風速分布を観測した (Browning and Wexler, 1968). 降雪粒子の落下速度は  $1 \text{ m s}^{-1}$  と仮定した. こ



第 8.1.5 図 (a) 飛島のアメダス観測点で観測された 10 分ごとの地上風速 (実線) と風向 (破線) の時間変化。飛島が風速増加域内にあった時間帯を矢印で示す。A と B で示される線は、それぞれ、BAND A, B が飛島上空にあった時間帯である。(b) (a) と同じ観測点での地上気温の時間変化。A, B の矢印はそれぞれ BAND A, B が飛島上空を通過したときの気温の低下を表す。

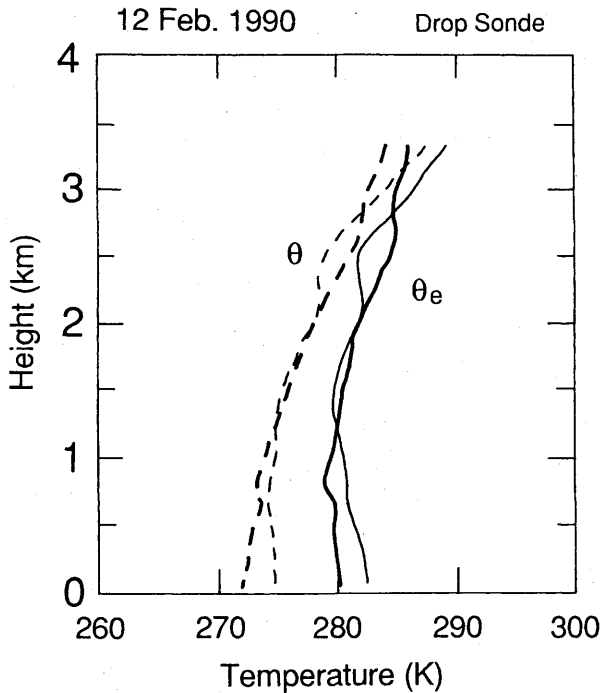


第 8.1.6 図 1319JST (破線) と 1534JST (実線) における、バンドの走向に直交する水平風速成分の高度変化。

の仮定は、VAD 解析において常に用いることにする。1319JST と 1534JST には、それぞれ、飛島は風速増加域の前後に位置していた。VAD 観測時には強いエコーが観測点上空になかったため、これらの風速分布は、風速増加域の外におけるバンドの環境の風の場合とみなすことができる。第 8.1.6 図はバンドの走向に直交する水平風の高度分布である。正の水平風はバンドの進行方向に向く成分を表す。2つの風速分布はよく似た形をしており、風速増加域の後方の風速の方が大きい。いずれの分布においても、雲底高度付近の高度約 0.7 km までは風速は高度と共に増加し、高度約 0.7 から 2 km までは高度と共に減少していた。バンド内では、概ね水平風の鉛直シアが進行方向に対して後向き (つまり、風上に向く) であり、収束は高度約 2 km まで達していた。

8.1.2.4 バンド内外の熱力学的構造

ドロップゾンデで観測された BAND A 内外の温位と相当温位の高度分布を示したものが第 8.1.7 図である。バンド外のプロファイルは、BAND A の後面から約 30 km の距離にある、風速増加域の後方で観測されたもので、風速増加域の後方の一般場の分布と考えることができる。この観測はエコーのない領域で観測されたもので、このことは秋田の気象レーダデータによって確認した。この図はバンドの外側では、高度約 1.3 km までは対流不安定な成層であることを示している。一方、バンド内では高度 0.5 km までの温位の値は、バンド外に比べて 1~2K 低い値であった。これらのことは、バンド内の地表付近には厚さが 0.5 km ほどの冷氣塊が存在していたことを示唆しており、飛島でのバンド通過時の地上気温の変化とよく対応していた。バンド内の地表付近の相当温位の値は、バンド外の高度 1.1 km と 1.6 km の値に等しいので、バンド内の下層の冷氣塊は、高度 1.1~1.6 km の空気が落下して形成されたものであることが推定できる。このときの CAPE の値は非常に小さく、ほとんど 0 であった。CAPE の値がこのように小さくても、風速増加域に関連した収束によって下層の不安定な大気が持ち上げられて、対流を生じさせるのに好都合になっていたと考えられる。



第 8.1.7 図 ドロップゾンデで観測された温位 (破線) と相当温位 (実線) の高度分布. 細い線と太い線は, それぞれ, バンドの外, 中の分布である.

### 8.1.3 デュアルドップラーレーダ観測から得られたバンド内の気流構造

第 8.1.8 図に, 1442JST におけるデュアルドップラーレーダデータから求められた BAND A, B 内の水平相対風と反射強度の場を示す. 以後 BAND A を単にバンドと呼ぶことにする. 高度が 2.3 km 以上ではエコー面積が急激に減少するものの, エコー頂高度は 2.7 km まで達していた. バンド内の気流構造は, 後面で上昇流, 前面で下降流という構造になっている. 高度 1.1 km 以下の下層において, 後面からバンドに流入後に上昇する気流がはっきりと認められる. この流入する気流の大きさは高度とともに減少し, 高度 0.3 km では約  $5 \text{ ms}^{-1}$ , 高度 1.1 km では  $2 \sim 3 \text{ ms}^{-1}$  である. 高度 1.5 km では, 流入する気流はもはや認められない. 一方, ほとんどの高度では前面から流出する気流が存在している. さらに, 下層ではバンドの前面から後面にかけて, 風速が増加していることが明瞭である. 反射強度の場には, 大きさが数  $\sim 10 \text{ km}$  のセル状のエコーが約 10 km 間隔で並んでいる構造が見られ, 反射強度は最大で 27 dBZ に達している. 上昇流の最大値は  $\sim 4 \text{ ms}^{-1}$  で, この値はバンド内の比較的活発なセル内にみられた.

### 8.1.4 質量収支解析

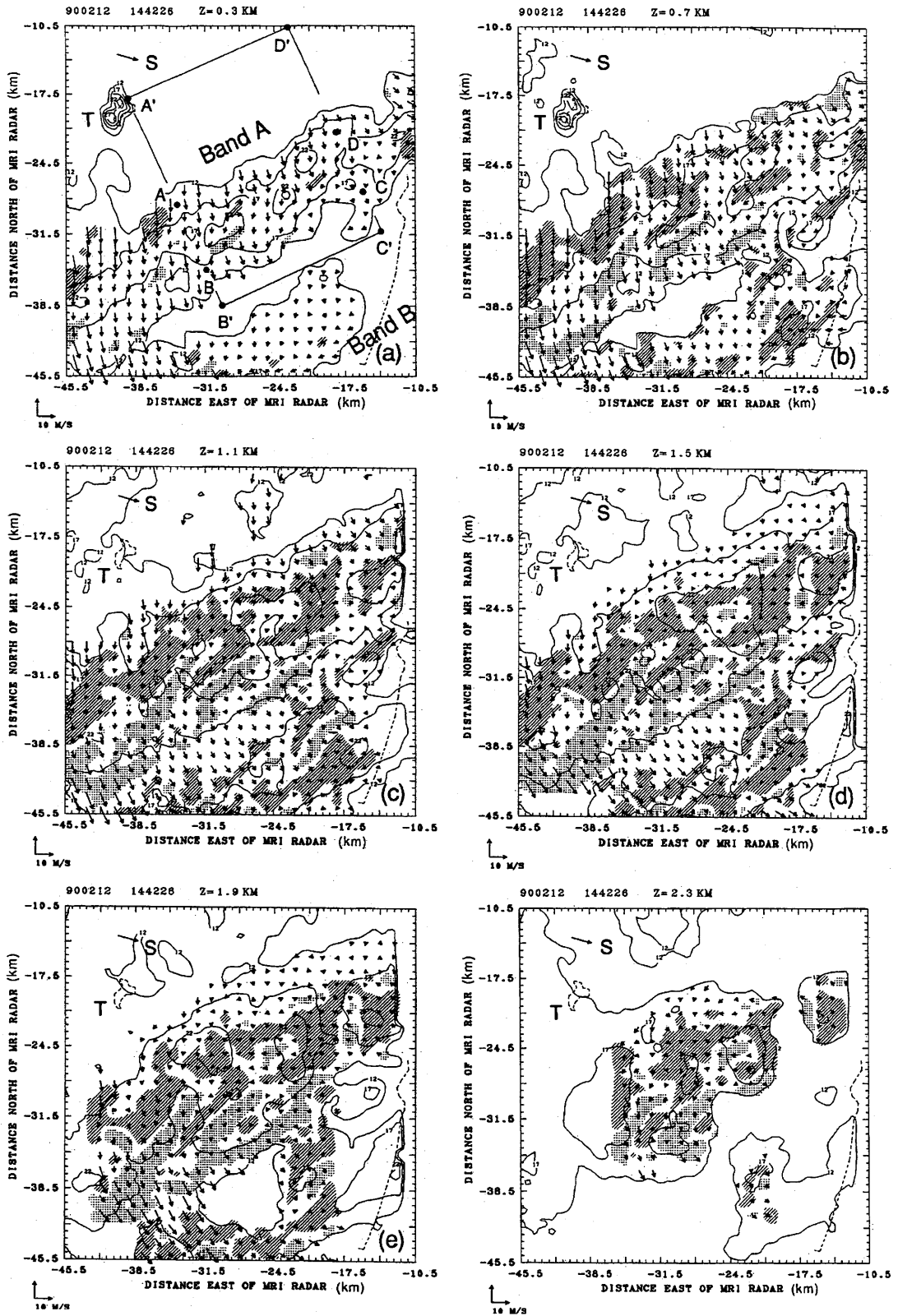
Chong *et al.* (1987) にならって, 気流構造をさらに解析するためにバンド内に直方体の領域を考え (第 8.1.8 図の長方形 ABCD で示された領域), 空気の質量収支解析を行った (解析方法については付録 A を参照). 質量収支解析によって, バンド内のセルの集合体によって形成されている平均的な循環において, バンドの走向に直交する風速成分と平行な風速成分の相対的な重要性を示すことができる. 辺 AD と BC はバンドに平行, 辺 AB と CD はバンドに直交する方向である.

解析結果を第 8.1.9 図に示した. *RSD* の値は非常に小さく, 解析の精度はよい. 高度 0.9 km 以下では,  $Fy'$  と  $Fz$  とが卓越しており,  $Fx'$  と *RSD* は, いずれも, それら 2 つに比べてずっと小さい. 高度 1.3 km では,  $Fy'$  と  $Fz$  とは符号を変えて,  $Fx'$  と同程度の大きさではあるが, 高度 1.7 km では  $Fy'$  と  $Fz$  とが再び卓越するようになる. この図は, 鉛直方向への空気の輸送が, 主としてバンドに直交する方向の空気の下層での収束によるものであることを示唆している. ここで, 最下層の薄い直方体の厚さがほかのものに比べて  $3/4$  であることに注意すると,  $y$  方向の質量フラックス (単位面積あたりの  $Fy'$  の値) の差は, 高度 0.5 km 以下で最大となる. ここで, 質量フラックスの差は, 単位面積あたりの質量輸送量の差として定義される.  $Fz$  の高度分布は,  $Fy'$  と同様であったものの, その符号は  $Fy'$  と逆であった. これらの 2 つの項に比べると,  $x'$  の値は非常に小さい. バンドに直交する方向と平行な方向の質量フラックスの比は, 高度 0.15, 0.5, 0.9, 1.3, 1.7 km において, それぞれ, 0.6, 0.8, 1.1, 0.2, 0.4 という値であった. このことは, バンド内の循環が 2 次元であることを示している.

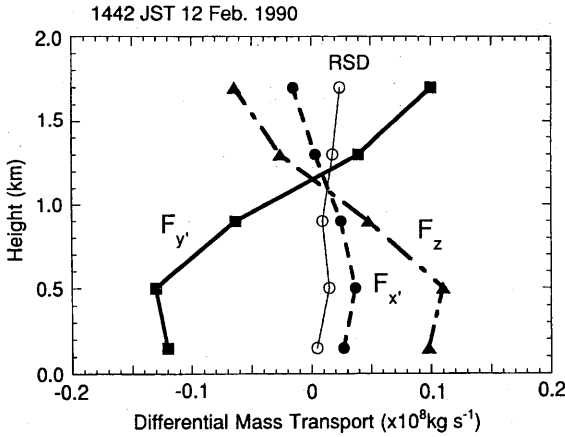
### 8.1.5 バンドに走向に直交する鉛直断面内のバンドに沿った平均的な構造

次に, バンドの走向に沿って平均された, 走向に直交する鉛直面内の気流構造を調べることにする. 前節での結果のとおり, バンド内の平均的な循環については, バンドの走向に直交する成分が卓越していることが示されたからである. 平均化された鉛直面内の構造は, 第 8.1.8 図の領域 A'B'C'D' について計算した.

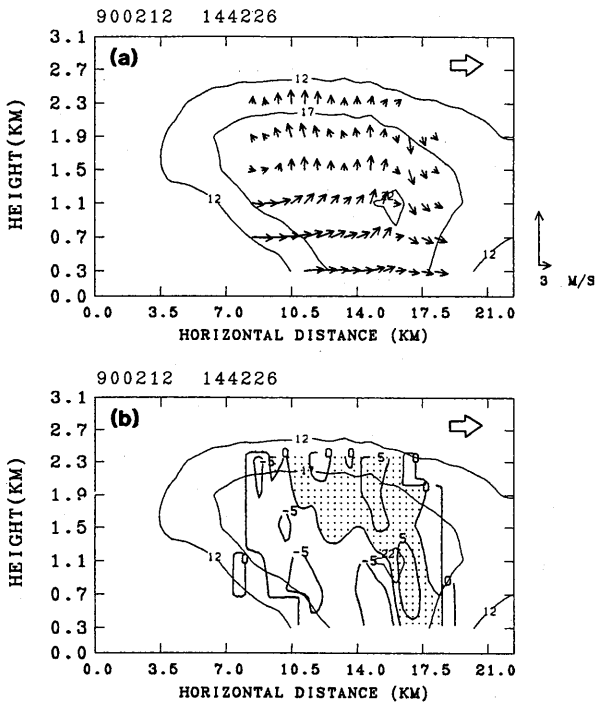




第 8.1.8 図 高度 0.3, 0.7, 1.1, 1.5, 1.9, 2.3 km におけるバンドに相対的な水平風と鉛直流の分布。風速の矢印は 2 格子点ごとに示す。大きさが  $0.5 \text{ ms}^{-1}$  以上の上昇流域と下降流域をそれぞれハッチと細かい点によって示す。細い実線は反射強度で、12 dBZ から 5 dBZ ごと。細い破線は、海岸線である。それぞれの図の上部にある S で表される矢印は、バンドの進行方向を示す。矩形的領域 ABCD, A'B'C'D' は、それぞれ、質量収支解析と走向に沿った平均的な鉛直面内の構造を調べた領域である。飛島の位置は T で示す。



第8.1.9図 質量収支解析の結果.



第8.1.10図 走向に直交する鉛直面内の平均的な気流構造と反射強度の分布(a)と水平発散と反射強度の分布(b). 反射強度の等値線(細い実線)は、12 dBZ から5 dBZ ごと. それぞれの矢印はシステムに相対的な水平風と鉛直流とのベクトル表示であり、それぞれの格子点において流線に平行になるように描いてある. バンドの移動方向は、図の上部の白抜き矢印で示す. 水平発散の等値線間隔は  $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . 陰影部は発散を示す.

バンドの走向に沿って平均的な鉛直面内の構造を求める方法については付録Bに解説した.

以上のようにして求めた鉛直断面内の気流構造と反射強度の場を第8.1.10図に示した. 横軸は、辺AD'からのバンドに直交する方向への水平方向の距離である. 流れの場は、後面から流入後に上昇する気

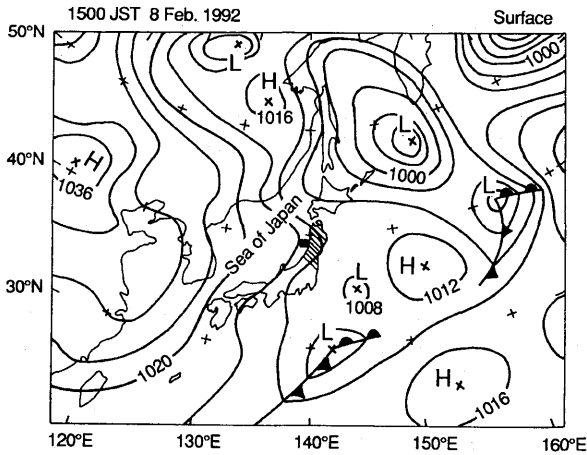
流と、前面で下降して流出する気流とからなっている. このような循環の構造は、これまで日本海降雪雲についての文献にはほとんど報告されていない(たとえば, Sakakibara *et al.*, 1988; Ishihara *et al.*, 1989; Ikawa *et al.*, 1987). 後面から流入する気流の大きさは、高度と共に減少しており、最下層で数  $\text{m s}^{-1}$ 、高度1.5 kmになるとほとんど0である. 主たる上昇流域は、水平距離~15 kmのところ(ちょうど下降流のすぐ後面側)にあり、高度1.1と1.5 kmの間に比較的大きい上昇流( $1 \text{ m s}^{-1}$ )が存在する. この主たる上昇流域と後面の間では、上昇流は比較的弱い. 飛島では、バンドが通過するに伴って、地上での降雪粒子があられから雪片に変わったので、あられは下降流のすぐ後面よりにある比較的強い上昇流域で、雪片はバンドの後面の比較的弱い上昇流の中で形成されたものと考えられる. ただし、このバンドをデュアルドップラーレーダで観測した時刻は、バンドが飛島を通過してから約40分後であり、時間のずれは確かにあるものの、前面付近の活発なセルの中であられが形成されていたものと考えることができる.

### 8.1.6 1992年の大気状態

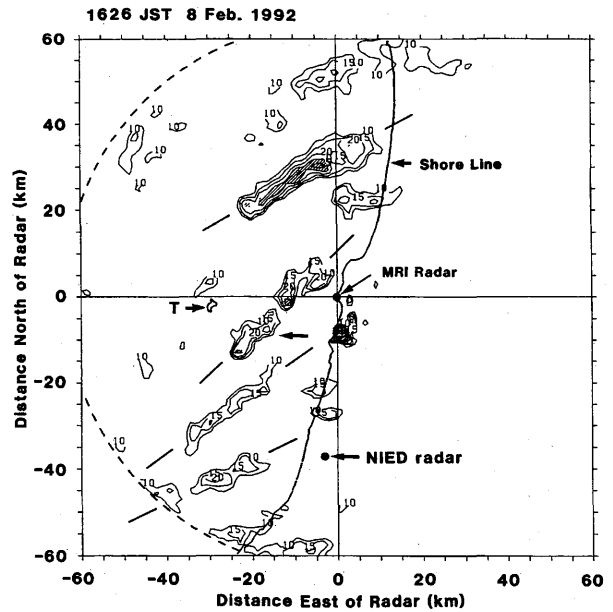
#### 8.1.6.1 総観場および出現したバンドの概要

第8.1.11図に、観測したバンドが出現した頃の2月8日1500の地上天気図を示す. バンドのデュアルドップラーレーダ観測は、この時刻の約1時間後に行われた. 西高東低の気圧配置であり、降雪雲が出現しやすい条件となっている. 第8.1.12図は1642JSTに飛島上空でゾンデによって観測された hodograph である. 下層から777 hPa高度以下では北西の風、それ以上の高度では反時計まわりに風向が変わって、高度3.2 kmでは西南西の風である. 第8.1.3図に示された風速場とは異なって、1992年の場合には777 hPa高度までは風向はほとんど一定であった. このときの温位と相当温位の鉛直分布を第8.1.13図に示した. 下層ではやや安定な成層で、CAPEの値も非常に小さかった.

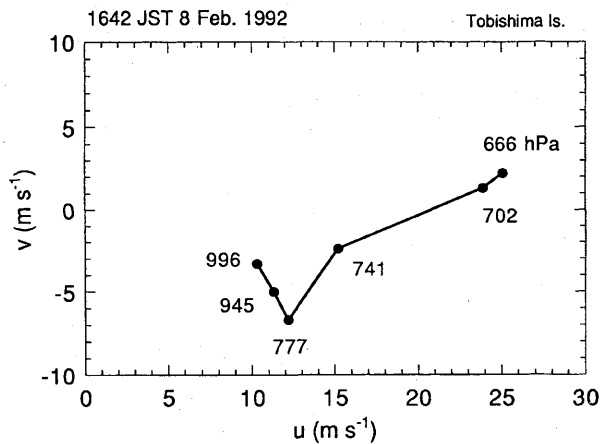
デュアルドップラーレーダ観測が行われる8分前である1626JSTでの仰角 $1.5^\circ$ の気象研レーダPPI画像を8.1.14図に示す. 海上のバンドは、いずれも長さ約40 km、幅7~8 kmの狭いバンドであり、反射強度は最大で~30 dBZであった. バンドの走向は下層の



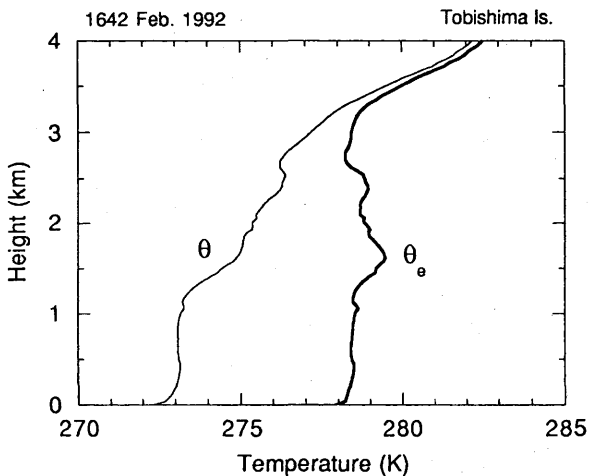
第 8.1.11 図 第 8.1.1 図と同じ。ただし、1992 年、2 月 8 日 1500JST.



第 8.1.14 図 第 8.1.4 図と同じ。ただし、1992 年のバンド。25 dBZ 以上の領域をハッチで示す。



第 8.1.12 図 1642JST に飛島上空でゾンデによって観測された hodograph. 図中の数字は、風を観測した気圧 (hPa) である。

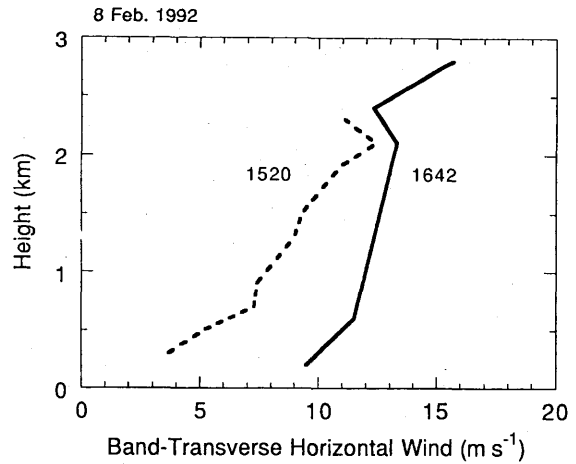
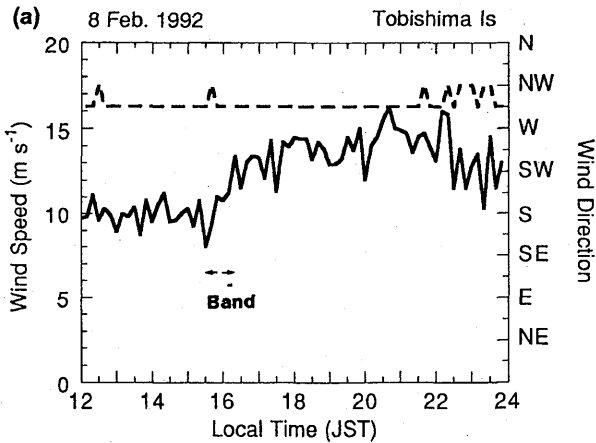


第 8.1.13 図 1642JST での飛島上空における温位 (細い実線) と相当温位 (太い実線) の高度分布.

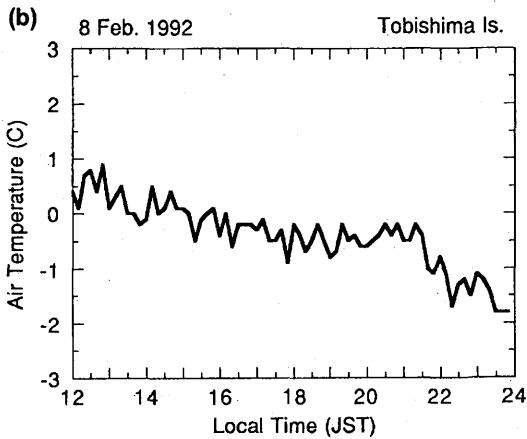
風向とほぼ直交していた。これらのバンドのうち、矢印で示した反射強度 25 dBZ のバンドについてデュアルドップラーレーダ観測を行った。デュアルドップラーレーダ観測を行ったのは、この時刻の 8 分後の 1634JST である。このバンドは、1626JST ではエコーが 2 つに分かれていたが、この後さらに発達して、1634JST までには最大の反射強度が約 25 dBZ の一本のバンドとなった。最大の反射強度の値は、1636JST と 1642JST の間でほとんど変わらなかったため、デュアルドップラーレーダ観測時にはこのバンドは成熟期にあったと考えられる。

### 8.1.6.2 地上の風と気温の変化

第 8.1.15 a 図に飛島の気象庁の地上観測点で観測された地上風の風速と風向の時間変化を示した。1530JST から 1620JST までの間に風向に変化がほとんど認められないのに対して、風速がかなり大きく増加しているため、1990 年と同様にこの時間には飛島は風速増加域の中に存在していたことがわかる。同様の地上風の変化が、たとえば酒田測候所や秋田地方気象台でも観測されている。この風速増加域の、バンドの走向に直交する方向の空間スケールは約 32 km であった。この値は、飛島がこの収束場の中に存在していた時間 (50 分) に、1634 でのこの方向のバンドの移動速度 ( $10.4 \text{ m s}^{-1}$ ) をかけて求めた。

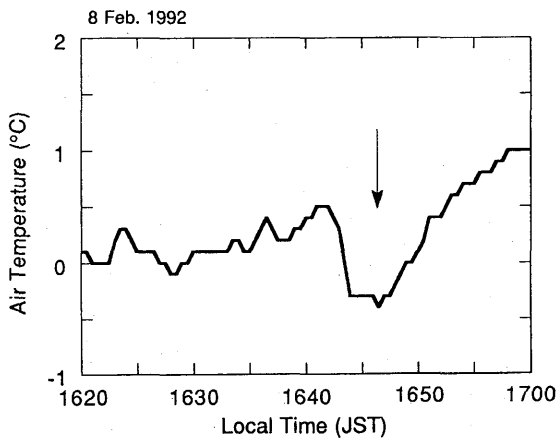


第 8.1.17 図 第 8.1.6 図と同じ。ただし、1992 年の事例について、1520JST のデータは、気象研レーダの VAD 法によるもの。



第 8.1.15 図 第 8.1.5 図と同じ。ただし、1992 年のバンドについて。

考えられる。2120 以降に気温の低下が顕著になったことは、飛島が寒気の吹き出しの中に入ったことを示唆している。事実、飛島でのレーウィンゾンデ観測によれば、2357JST までには 660 hPa 高度以下での風速の南成分が消滅して、風向も北西に変わった。これらのことから、すでに示した 1990 年のバンドと同様にこのバンドも寒気吹き出しの数時間前に出現したことがわかる。



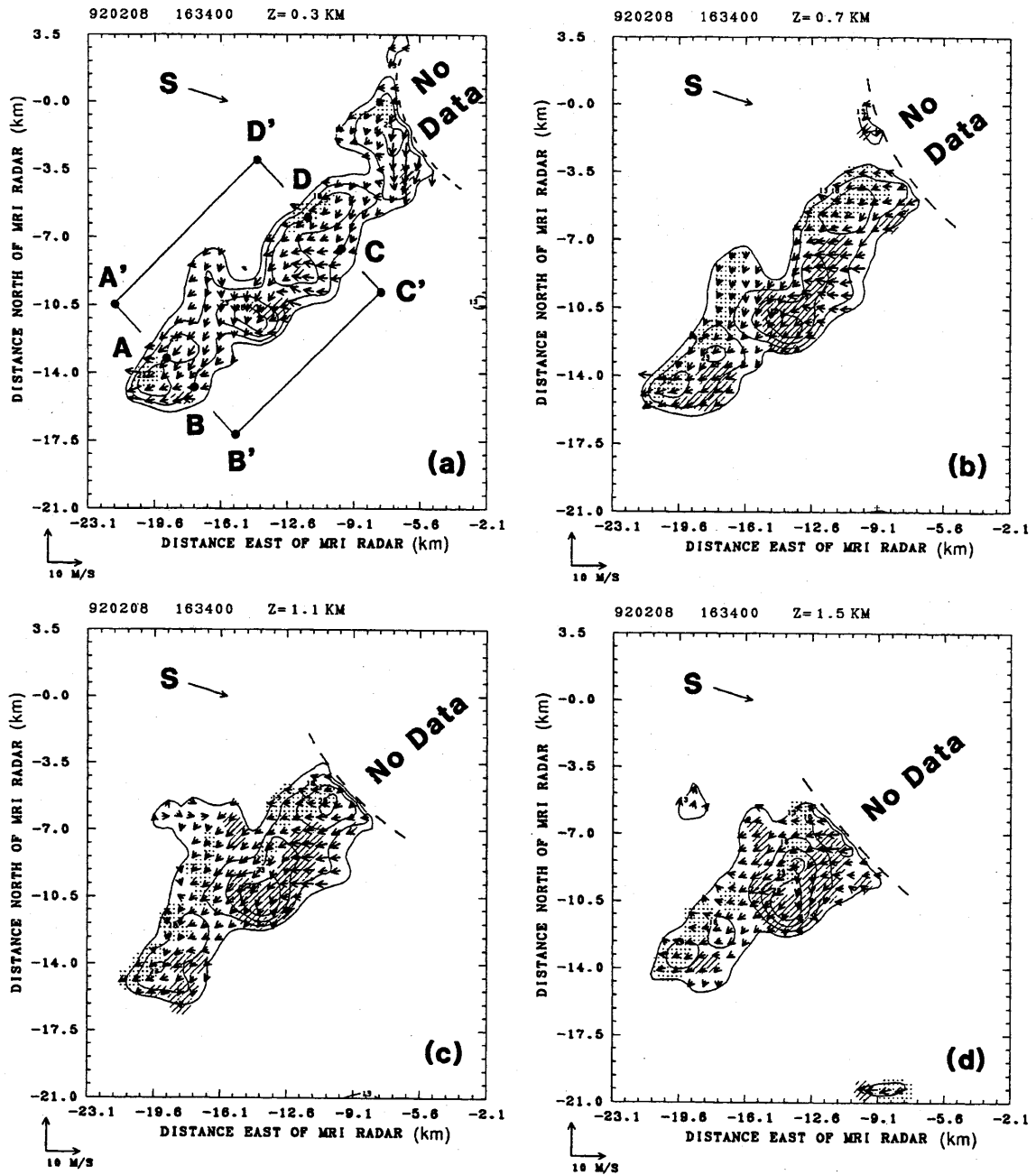
第 8.1.16 図 気象研レーダサイトで観測された地上気温の時間変化。観測したバンドがサイト上空を通過時に、温度が最も低下したときを矢印で示す。

気象研レーダの低仰角 PPI 画像によれば、観測したバンドが飛島に到達したのは 1611JST 頃であり、1615JST 頃には飛島をすでに通過していた。したがって、バンドは風速増加域内に出現したものである。また、気象研レーダサイトがこの風速増加域内にあった期間はおよそ 1633 から 1647JST であった。このバンドが気象研レーダサイト上空を通過前後の地上気温の時間変化を示した（第 8.1.16 図）。1642 から 1650JST の間にバンドの通過に伴って地上気温の低下（1℃）がみられ、その部分を矢印で示した。このことから、バンドの下層には冷気塊が存在していたことがわかる。しかし、バンド通過時の気圧の変化が非常に小さく、この冷気塊の厚さを見積もることができなかった。1992 年の事例ではバンド内外の熱力学場の直接測定は行われなかった。目視観測では、バンドが通過時、気象研レーダ地点における主な降雪粒子はあられであった。

第 8.1.15 b 図は、第 8.1.15 a 図に対応する飛島での地上気温の時間変化である。1990 年のバンドとは異なり、バンドの通過時に地上で気温の低下が見られなかった。これは、飛島通過時にはバンドは発達期の初期にあつて、降水が非常に弱かったためと

### 8.1.6.3 風速増加域に伴う上空の風速場

第 8.1.17 図には、風速増加域の前後における、バ



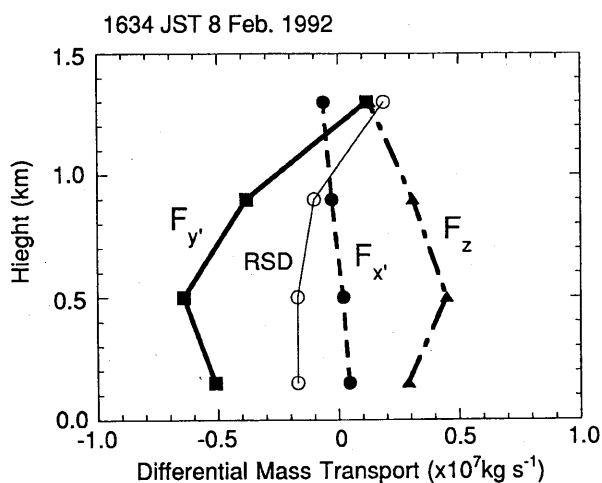
第 8.1.18 図 第 8.1.8 図と同じ。ただし、1992 年のバンドについて、水平風の矢印は 1 格子ごと。反射強度の等値線は、13 dBZ から 5 dBZ ごと。

ンドの走向に直交する方向の風速の高度分布を示した。風速はバンドの進行方向と同じ向きを正にとった。1520JST と 1642JST は、それぞれ、バンドの前方、後方の分布である。1520 の風速は気象研ドップラーレーダの仰角 20° の VAD 法によって求めたものである。この風速分布は、気象研レーダの上空に比較的強いエコーが存在しない時に観測されたので、バンド前方の一般場の風速分布と見なすことができる。1642JST については、風速増加域後方での飛島上空のレーウィンゾンデ観測によって観測されたものである。風速増加

域に伴う収束場が高度約 2 km 付近まで及んでおり、雲内での鉛直シアは風下側を向いて向いていたことがわかる。

#### 8.1.6.4 デュアルドップラーレーダ観測結果

第 8.1.18 図にはデュアルドップラーレーダ観測から求められた、高度 0.3, 0.7, 1.1, 1.5 km での反射強度と相対的な水平風速及び鉛直流の場を示す。高度 1.5 km 以上ではエコー領域がかなり減少するため、ここには示していない。ただし、 $(x, y) = (-13.3,$

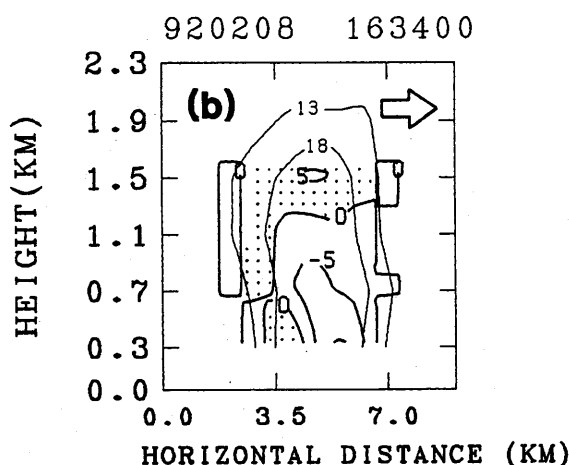
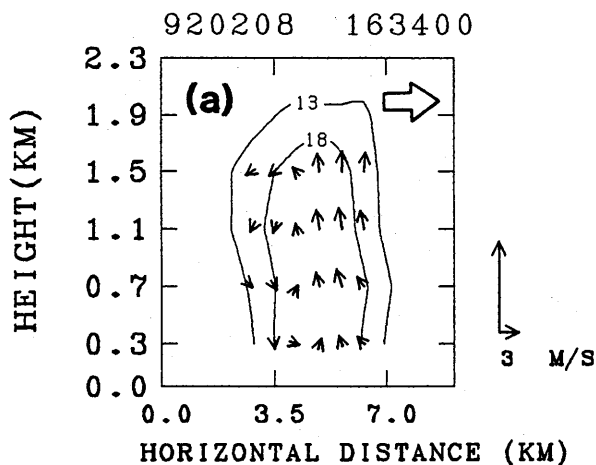


第 8.1.19 図 第 8.1.9 図と同じ。ただし、1992 年のバンドについて。

-11.2) km 付近では活発なセルがあって、エコー頂高度は 2.3 km まで達していた。1990 年の事例と同様に領域 ABCD, A'B'C'D' では、それぞれ、質量収支解析とバンドの走向に沿った平均的な鉛直断面図を求めた。また、図の中で "No Data" とあるのは、バンドが気象研レーダサイトに近すぎて、デュアルドップラーレーダ解析が行われなかった領域を示す。バンド内の循環は、平均的には、前面の下層から流入後上昇する気流と、後面では下降して流出する気流とで特徴づけられている。この循環の様子は 1990 年の事例とは全く異なるものである。上昇流の最大値は、 $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$ であった。

### 8.1.7 質量収支解析

第 8.1.18 図に示した領域 ABCD について、1990 年と同様の方法で質量収支解析を行った。その結果を第 8.1.19 図に示す。RSD の値が小さいので質量収支解析の精度は比較的良い。高度 0.9 km 以下では、 $F_{y'}$  と  $F_z$  の値は、それぞれ負、正であるので、バンドの走向に直交する方向に質量の収束、鉛直方向には質量の発散があることがわかる。最下層の解析領域(小直方体)は、厚さが他の高度の 3/4 であることを考えると、最下層で質量フラックスの差が最大であることになる。一方、 $F_z$  の高度変化は値は  $F_{y'}$  と非常に似てはいるものの、符号は逆であった。これら 2 つの項に比べて  $F_{x'}$  の大きさはすべての高度で非常に小さかった。バンドの走向に直交する方向の質量フラックスの差に対するバンドの走向に平行な値の比は、高度



第 8.1.20 図 第 8.1.10 図と同じ。ただし、1992 年のバンドについて。

0.15, 0.5, 0.9, 1.3 km で、それぞれ、0.4, 0.2, 0.4, 2.5 であった。このことは、バンドの循環にとってバンドの走向に直交する風速成分がより重要であることを示している。

### 8.1.8 走向に直交する鉛直断面内の平均的な構造

1990 年のバンドと同様に、1992 年のバンドについても第 8.1.18 図の A'B'C'D' の領域についてバンドの走向に沿って平均化した鉛直断面内の気流構造を求めた(第 8.1.20 図)。横軸は辺 AD' からの距離を表す。バンド内の気流構造は、前面で上昇流、後面で下降流という構造である。前面から流入する気流は高度とともに減少していた。高度 0.3 km では  $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ 、高度 1.5 km では  $\sim 0 \text{ m s}^{-1}$  である。バンド内では上昇流の占める領域が大きく、上昇流の大きさは  $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$  である。下降流は、後面の狭い領域に見られる。

第 8.1.1 表 風速増加域の特徴と、1990 年と 1992 年のバンドの構造。

	Year	
	1990	1992
Band-normal width of WSIZ (km)	~ 36	~ 32
Band length (km)	~ 150	~ 40
Band width (km)	~ 10	~ 7-8
Echo top height (km)	~ 2.7	~ 2.3
Reflectivity (dBZ)	~ 27	~ 28
Maximum updraft (Local, m s <sup>-1</sup> )	~ 4	~ 2
Maximum updraft (Band average, m s <sup>-1</sup> )	~ 1	~ 1

### 8.1.9 考察

バンドの走向に直交する鉛直面内の平均的な循環(第 8.1.10 図, 第 8.1.20 図)から, 風速増加域内に系されたバンド内には 2 つの型の循環があることがわかる。1990 年に観測されたバンド("バンド 90"と呼ぶことにする)では, 後面に上昇流, 前面に下降流があったのに対して, 1992 年に観測されたバンド("バンド 92"と呼ぶことにする)では, 前面に上昇流, 後面に下降流が観測された。鉛直シアが対流雲の循環の構造に大きく作用することが知られているので(e.g., Takeda, 1971; Thorpe *et al.*, 1982), このような循環の違いが現れた機構について, バンドに直交する鉛直面内の水平風の鉛直シアに基づいて考察を行うことにする。すでに, 質量収支解析からバンドの走向に直交する方向の気流がバンド内の循環にとって重要であることがわかっているので, このような解析を行うことが可能である。

第 8.1.10 図と第 8.1.20 図に示した風速分布の最も大きな違いは, 鉛直シアの向きである。1990 年のバンドは, 鉛直シアは風上側を向いている場に出現し, 1992 年のバンドは鉛直シアが風下側に向いている場に形成されていた。風速分布は, 風速増加域の前後で観測されたものではあるが, 風速増加域内でも同様のシアであったと考えて差し支えないであろう。降水粒子によって形成された下降流は, それが発生している高度の運動量を保持しているので, 1990 年の場合には, 降雪粒子によって形成された下降流と前面から流入する気流によって上昇流が前面に形成されることになろう。なぜならば, 下降流が生じていると考えられる上空の高度での風速は, 下層の風速よりも小さいからである。これに対して, 1992 年の例では, 下降流が生じている高度での水平風速は下層の風速よりも常

に大きいので, バンド前面では常に収束が期待される。したがって, 上昇流が前面付近に形成される。以上の考察から, 鉛直シアが風上側を向くときには 1990 年のような循環が生じ, またシアが風下側を向くときには 1992 年のような循環が生じると考えられる。

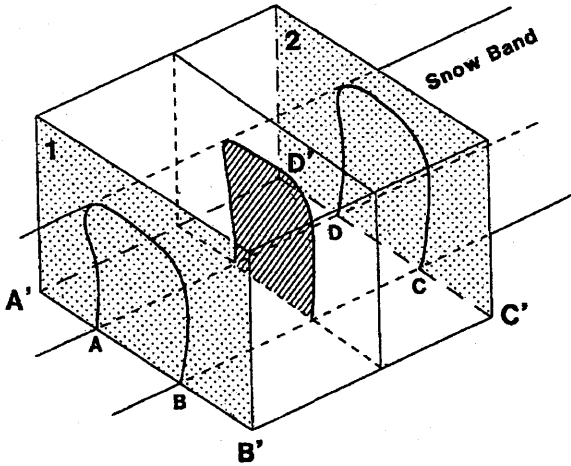
### 8.1.10 まとめと結論

1990 年と 1992 年の冬の日本海上において, バンド状降雪雲内の 2 つの型の気流構造をデュアルドップラーレーダ観測と補助的な観測を用いて解析を行った。これらのバンドは, 低気圧の通過後, 大陸からの寒気の吹き出しの始まる数時間前に, 観測領域に進入してきた風速増加域の中に出現したものである。このときの水平風の高度分布は, 下層では西北西から北西, 700 hPa 付近の高度では西南西であり, バンドの走向は下層の風にほぼ直交していた。いずれの場合でも, バンド内の地表付近には冷気塊が存在し, その厚さは 1990 年の例では約 0.5 km であった。

風速増加域やバンドの構造についての特徴を第 8.1.1 表にまとめて示した。この表からわかるように, 互いに共通点の多い 2 つのバンドではあるが, 平均化された鉛直面内の気流構造は全く異なるものであった。1990 年の事例では, 前面で下降流, 後面で上昇流という非常にまれな気流構造であったのに対して, 1992 年の事例では, 前面で上昇流, 後面で下降流という一般的な構造であった。このようなバンド内の循環の違いは, バンドの走向に直交する鉛直面内の水平風の鉛直シアの向きによるものと考えられる。シアがバンドの進行方向に対して後方を向くときは 1990 年の型の循環が, 前方を向くときには 1992 年のような気流構造が出現することが期待される。寒気の吹き出しの前に出現する風速増加域に関しては, その多くの特性は未だ明らかではない。なぜならば, 日本海上においてのみ風速増加域がはっきりと観測されたものの, 日本海上の観測点は飛島しかないからである。したがって, 風速増加域の面的な広がりや特性に関しては明らかになっていない。さらに, 風速増加域とバンドとの相互作用に関しても分からない点が多い。これらに関しては, さらに研究が必要である。

### 【付録 A】

ここでは, 質量収支解析の方法を簡単に解説する。



第 8.1.21 図 領域 AB'CD' 内における、バンドに直交する平均鉛直断面の計算方法。領域 ABCD は質量収支解析を行った部分。

領域を小直方体に分割して、それぞれの小直方体について解析を行った。地表面上の風の場に関しては、CAPPI 最下層の風の場と同じであると仮定をした。それぞれの直方体の側面を通して領域内に流入する空気の質量は  $\bar{\rho} \cdot \bar{v}_n \cdot A$  とかける。ここで、 $\bar{\rho} \cdot \bar{v}_n \cdot A$  は、それぞれ、空気の密度、面に直交する風速成分、側面の面積である。空気の密度は、小直方体をはさむ 2つの CAPPI 面高度での平均をとった。一方、小直方体の上下の面を通して輸送される質量は、 $\rho \cdot \bar{w} \cdot A$  と計算できる。ここで、 $\rho$ 、 $\bar{w}$ 、 $A$  は、それぞれ空気の密度、平均の鉛直流、水平面の面積である。それぞれの小直方体の面上では、 $\bar{v}_n$  と  $\bar{w}$  は、それぞれの面における全格子数の 60%以上の格子点上にデータが存在するときに計算した。それぞれの小直方体についての質量輸送の式は次のようにかける。

$$Fx' + Fy' + Fz = RSD, \quad (8.1.1)$$

ここで、 $Fx'$ 、 $Fy'$ 、 $Fz$  は、それぞれバンドに平行、バンドに直交、鉛直方向への質量輸送の差である。右辺の  $RSD$  の項は、解析の精度を示す残差項である。解析が完全であればこの値は 0 になる。それぞれの項について、正と負の値はそれぞれ、空気の質量の発散と収束を表す。この定義は、Chong *et al.* (1987) と逆である。

**[付録 B]**

鉛直面の平均的な気流構造は、次のようにして求めた (第 8.1.21 図参照)。最初に、バンドに直交す

る鉛直面 1 と 2 (影をつけたもの) にはさまれた領域で、バンドに相対的な気流と反射強度の場を計算する。その中の 1つの面がハッチで示されている。このような鉛直断面内の構造をバンドの走向に沿って、水平方向の格子間隔 (0.7 km) ごとに求める。1990 年と 1992 年のバンドでは、それぞれ、26、16 の鉛直面が得られた。そして、これらの面内の気流と反射強度の場を平均して、平均的な流れの場と反射強度の場を求めた。そして、平均的な値は、用いた鉛直面の数の 60%以上の面にデータがあるときのみ計算した。平均的な面内での鉛直流は、平均された水平風から算出される水平発散場を、地表面上で鉛直流が 0 と仮定して、非弾性の連続の式を鉛直上向きに積分することによって求めた。対流の厚さが ~2 km と浅いので、変分による鉛直流の補正は行わなかった。

**参考文献**

Browning, K. A. and R. Wexler, 1968: The determination of kinematic properties of a wind field using Doppler radar. *J. Appl. Meteor.*, **7**, 105-113.

Chong, M., P. Amayenc, G. Scialom, and J. Testud, 1987: A tropical squall line observed during the COPT 8.1 experiment in west Africa. Part I: Kinematic structure inferred from dual-Doppler radar data. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 670-694.

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*, **65**, 605-633.

Ishihara, M., H. Sakakibara, and Z. Yanagisawa, 1989: Doppler radar analysis of the structure of mesoscale snow bands developed between the winter monsoon and the land breeze. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 503-520.

Sakakibara, H., M. Ishihara, and Z. Yanagisawa, 1988: Squall line like convective snowbands over the Sea of Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 937-953.

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

Thorpe, A. J., M. J. Miller and M. W. Moncrief, 1982: Two-dimensional convection in non-constant shear: a



model of mid - latitude aquall lines. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 739-762.

## 8.2 暖気移流場に出現したバンド状降雪雲\*

### 8.2.1 はじめに

冬季モンスーン時に、日本海上で特徴的なバンド状降雪雲が出現することはよく知られている。代表的なバンドとして、混合層内の平均風向にほぼ平行な走行を持つ L モードのバンド状（筋状）降雪雲や平均風向にほぼ直交する T モードのバンド状降雪雲、さらに異なる気団変質を受けた気塊が収束する場所に形成させる収束雲がある。L モード、T モードのバンド状降雪雲については、八木 (1985) が衛星写真とゾンデデータから、両バンドとも、Asai (1972) の線型理論で示されるように雲層内のシアベクトルに平行な走向を持つという報告をしている。一方、バンド幅も広く、上陸地点に集中豪雪をもたらす、収束雲は、衛星写真から Okabayashi (1969) によって初めて報告され、その後、Nagata (1987) の数値実験によって、その形成のメカニズムが詳しく調べられた。

上に述べた 3 種の典型的なバンド状降雪雲の他にも、地形の影響を強く受けてバンド状降雪雲が形成されることも知られている。例えば、冷えた陸地（日本列島）から吹き出す陸風前線付近に形成されるもの (Ishihara *et al.*, 1989) や、低気圧後面にできる背の高いバンド状降雪雲 (Murakami *et al.*, 2003) や、寒気吹き出しの前面の収束域に形成されるバンド (Yamada *et al.*, 1996) 等がある。

この節で取り扱うバンド状降雪雲は、総観規模では移動性高気圧の張り出す際に暖気移流場内に形成したもので、このようなバンド状降雪雲に関する報告はこれまでにない。このバンド状降雪雲のメソスケール・マイクロスケールの構造とその降水機構について述べる。

### 8.2.2 観測

この節で記述されるバンド状降雪雲は、1992 年 2 月 29 日に、主にデュアルドップラーレーダ（象潟に設置した気象研レーダと酒田に設置した防災科研レーダ；ともに波長 3 cm）、飛島から飛揚した HYVIS、飛島に設置したマイクロ波放射計で観測された。観測領域と観測機器の配置の詳細は、1.2 を参照のこと。

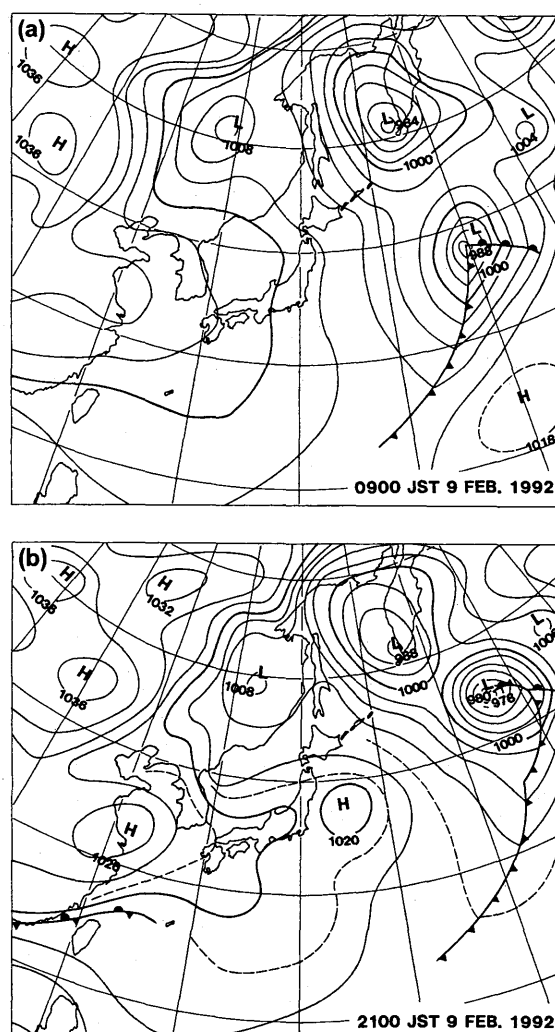
上述の観測機器で得られたデータの他に、降雪雲のシノプテックスケール、メソスケールの構造を把握

するために、気象庁で作成した、天気図、静止気象衛星の雲画像、高層データ、アメダスデータ等を用いた。

### 8.2.3 総観場およびメソスケール場の特徴

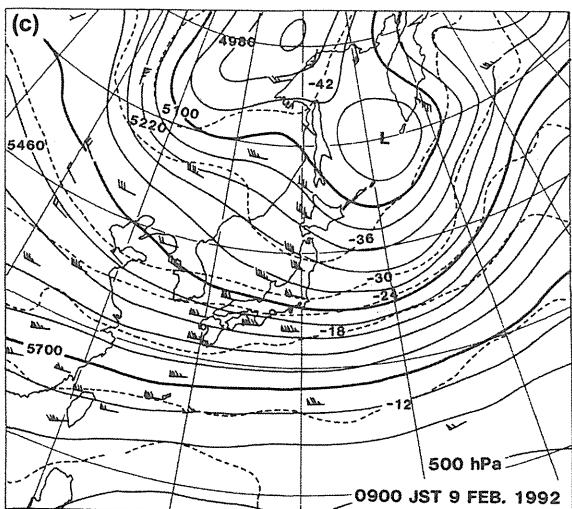
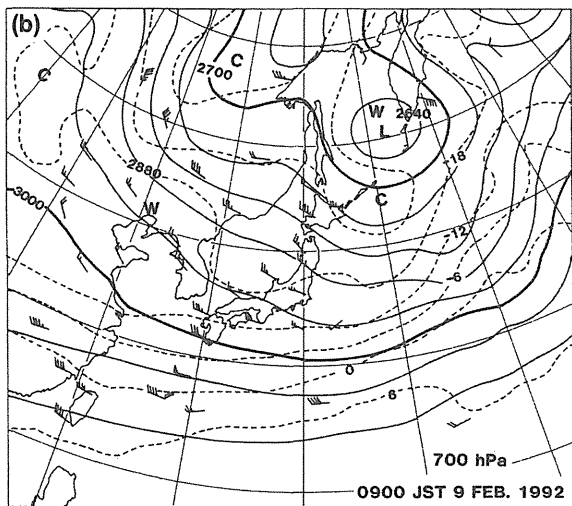
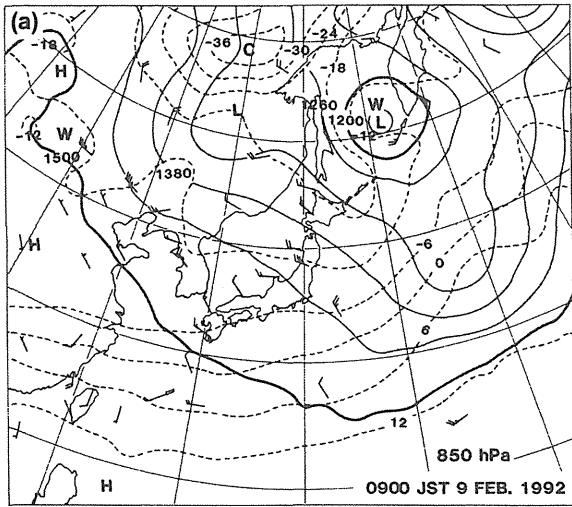
バンド状降雪雲が観測された 1992 年 2 月 9 日 11 時～16 時（以後、時刻は全て日本標準時）は、第 8.2.1 図に示すように移動性高気圧が張り出しつつあり、第 8.2.2 図に示した 2 月 9 日 9 時の 850、700、500 hPa の等温線からも分かるように、850 hPa では暖気移流、700 hPa では、9 日日中弱い寒気移流のあとと暖気移流の場となっていた。

この節で取り扱うバンド状降雪雲群は、図 8.2.1 b に示されるように西南西から東北東に伸びる移動性高気圧の先端部付近に発生した局所的な低圧部で形成さ

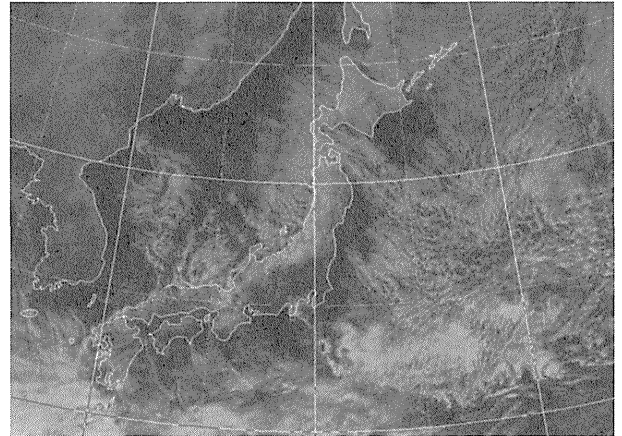


第 8.2.1 図 1992 年 2 月 9 日 09 時(a)と 21 時(b)の地上天気図。

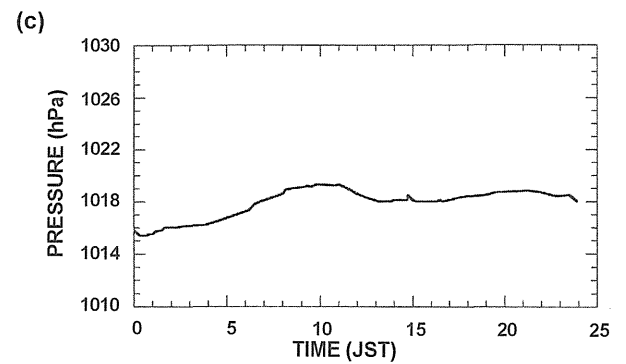
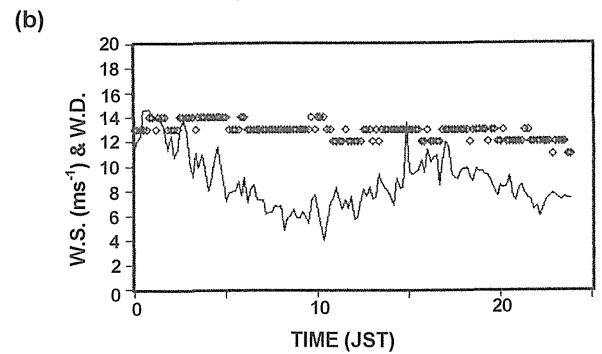
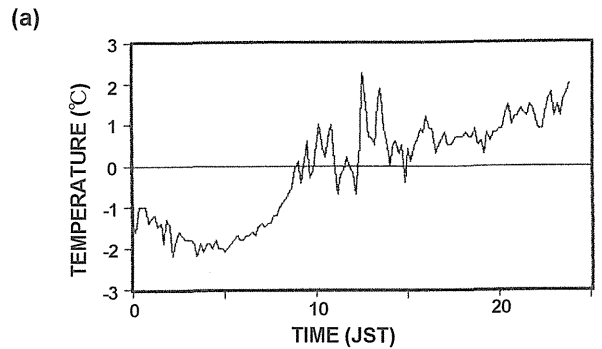
\* 村上正隆：物理気象研究部



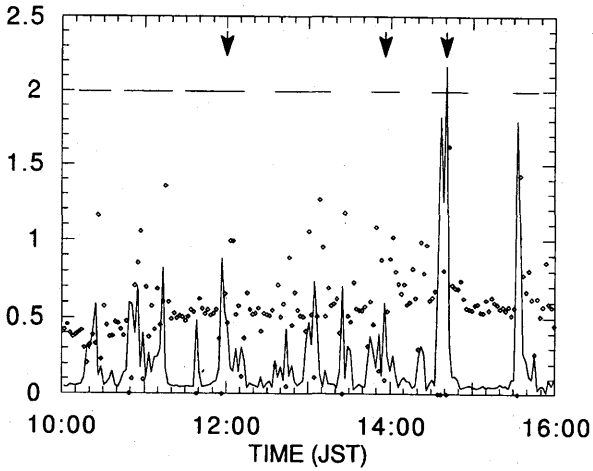
第 8.2.2 図 1992 年 2 月 9 日 09 時の (a) 850 hPa, (b) 700 hPa, (c) 500 hPa の高層天気図。実線と破線はそれぞれ高度と気温を示す。



第 8.2.3 図 1992 年 2 月 9 日 12 時の静止気象衛星の可視画像。



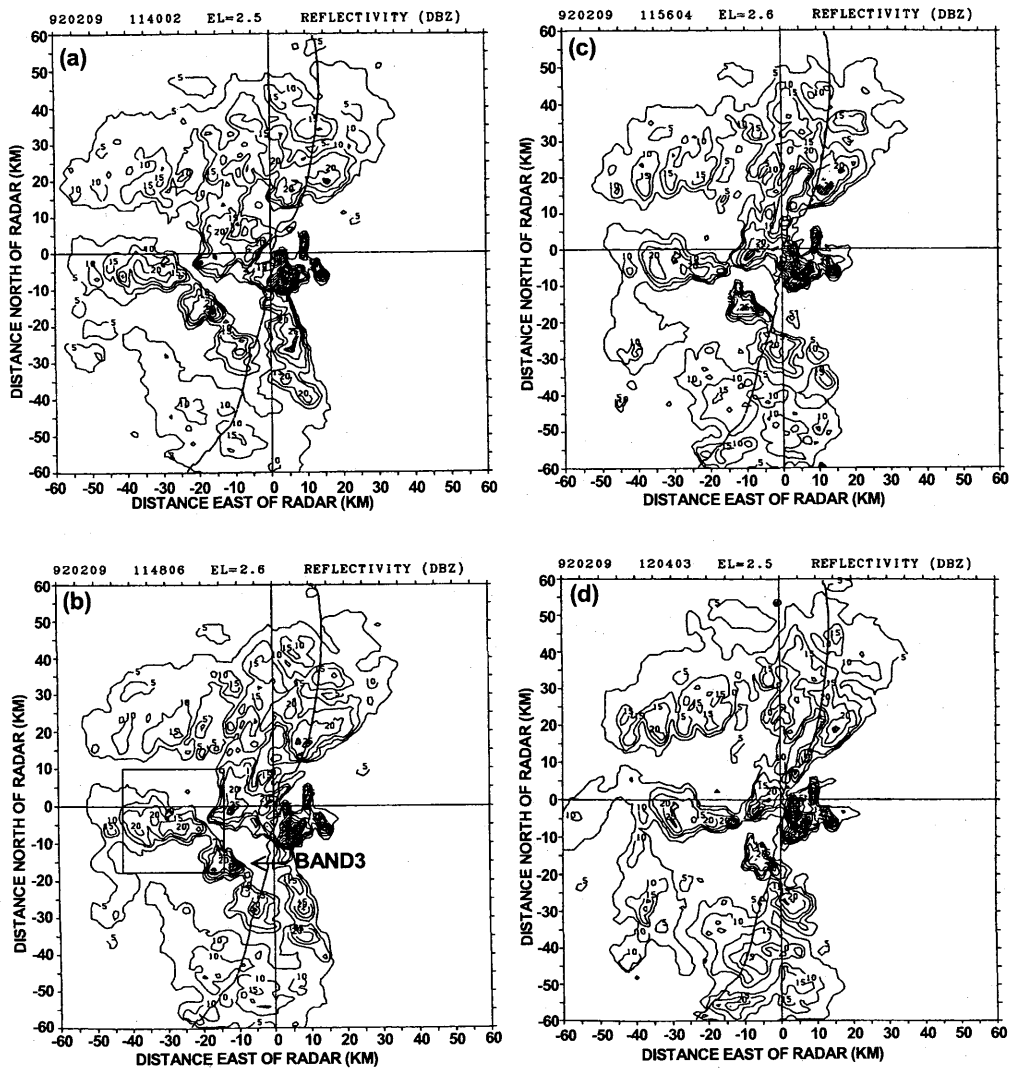
第 8.2.4 図 1992 年 2 月 9 日の飛島における (a) 地上気温, (b) 風向 (◇; 16 方位)・風速 (—;  $\text{ms}^{-1}$ ), (c) 地上気圧 (—; hPa) の時間変化。



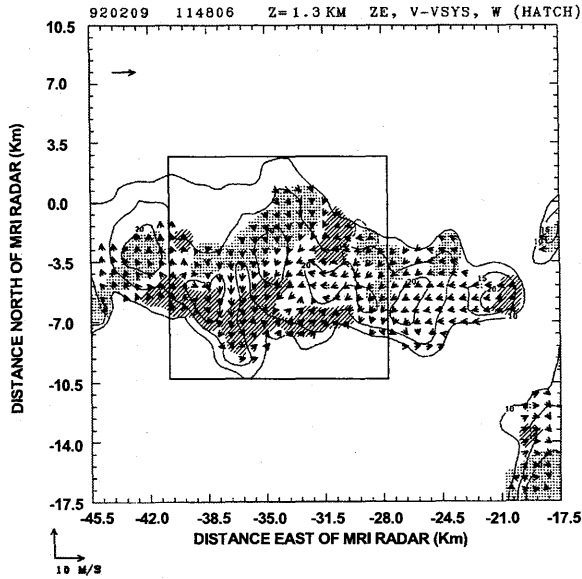
第 8.2.5 図 1992 年 2 月 9 日の飛島における積分雲水量 (細実線; mm) と積分水蒸気量 ( $\diamond$ ; cm) の時間変化. ただし, アンテナは天頂から北西方向に  $45^\circ$  傾けてある. 太い横線は SNOW BAND の通過時間, 矢印は HYVIS の飛揚時刻を示す.

れたものであった. このバンド状降雪雲群は第 8.2.3 図の衛星写真に示されるように, 幅  $10\sim 20$  km, 長さ  $100\sim 200$  km で北西-南東方向に  $30\sim 40$  km 間隔で並んでおり, 衛星の雲画像や気象庁レーダ合成図でも  $2\sim 3$  時間追跡できるほど定常的なものであった. このバンド状降雪雲の北側 (第 8.2.3 図で  $40^\circ\text{N}$  以北) には, 走向は同じであるが寒気吹き出しに伴うバンド幅及び間隔の狭い典型的な L モードの筋状降雪雲が見られる. 両者の中間 (遷移領域) には, 北西-南東の走向とそれにほぼ直交する走向をもった構造が重畳していた.

飛島における地上気象要素の時間変化から, バンド状降雪雲群が形成した環境場をより詳細に調べる. 気温 (第 8.2.4 a 図), 風向・風速 (第 8.2.4 b 図) は, 飛島のアメダス観測点のデータで, 気圧 (第



第 8.2.6 図 8 分毎のレーダ反射因子の PPI. 高度角は  $2.5$  度.  $11:40$  (a),  $11:48$  (b),  $11:56$  (c),  $12:04$  (d). 飛島の位置は  $x=-30$  km,  $y=-2$  km.



第 8.2.7 図 11:48 におけるレーダ反射因子（等値線），移動する降水システムに相対的な水平風（矢印）と上昇流（斜線域）・下降流（点域）の高度 1.3 km の CAPPI. 左上の矢印は降水システムの移動速度，(x=-30 km, y=-2 km) の点線は飛島の輪郭。

8.2.4 c 図) は約 1 km 離れた気象研究所のゾンデ受信点で観測されたものである。気温は 1992 年 2 月 9 日 5 時以後，上昇しており，若干の日変化成分を考慮しても，暖気移流場内にあったことは明白である。10 時から 16 時までみられる短周期で  $\pm 1.5^{\circ}\text{C}$  程度の気温変動は，降水に伴う空気塊の入れ換わり或いは降水の昇華蒸発による冷却によるものである。図に示した 24 時間，風向は北西でほぼ一定であったが，風速は，9 時から 16 時まで平均  $6\text{ m s}^{-1}$  から  $11\text{ m s}^{-1}$  に増加しており， $2.3 \times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$  程度の収束場内にあったことが示唆される。この収束場は，5~6 時間持続しており，このときの混合層内の平均風速を考慮すると，空間スケール  $\sim 200\text{ km}$  程度であったと考えられる。気圧は，第 8.2.1 図で示された移動性高気圧の張り出しに対応して 11 時頃まで増加傾向を示したが，その後 16 時頃まで減少しており，この期間にバンド状降雪雲が観測された。

第 8.2.5 図は，2 月 9 日 10 時から 16 時までのマイクロ波放射計で測定した積分雲水量（細実線：mm 単位）・積分水蒸気量（可降水量）（◇印：cm 単位），レーダエコーから決めたバンド状降雪雲が飛島上空を通過した時間（太い水平線）及び，HYVIS を飛揚した時刻（矢印）を示す。ただし，マイクロ波放射計のアンテナは，風上（北西）方向に天頂から 45 度傾け

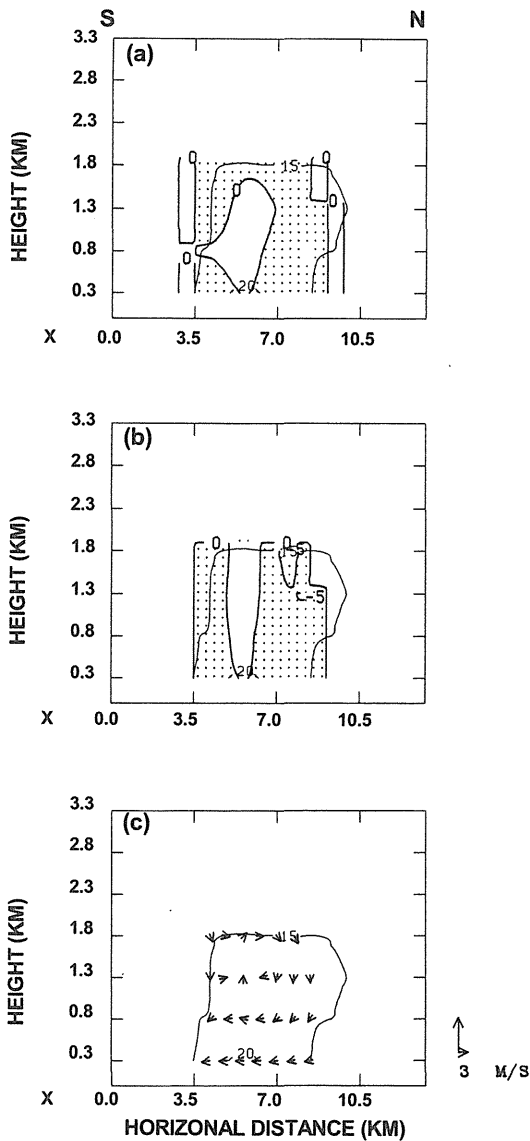
てあり， $\cos 45^{\circ}$  を剰じた値が鉛直積分量に対応する。10 時から 16 時の間に，7 本のバンド状降雪雲が 40~60 分間隔（30~40 km 間隔）で飛島上空を通過したことが分かる。また，この図から，高濃度の雲水域はバンド状降雪雲の前面付近に存在することが多いことも分かる。このうち，SNOW BAND 3, 5 及び 6 について HYVIS 観測を実施したので，その結果をデュアルドップラーレーダの解析結果と合わせて記述する。

## 8.2.4 バンド状降雪雲の構造

### 8.2.4.1 SNOW BAND 3

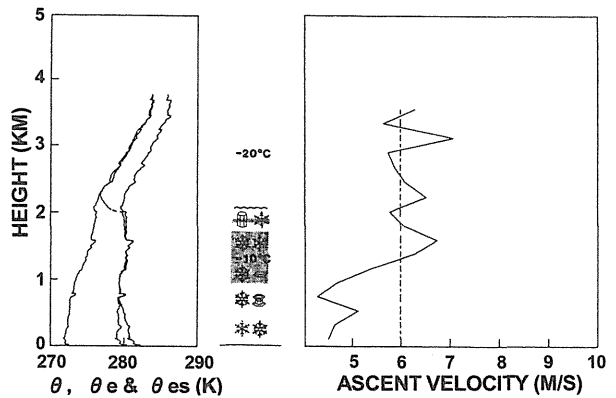
第 8.2.6 図は，11 時 40 分から約 8 分毎に高度角  $2.5^{\circ}$  の PPI を示す。HYVIS の放球時刻は 11 時 59 分だったので，第 8.2.7 c 図から分かるように HYVIS は SNOW BAND 3 を構成する対流セルの一つから風上方向（BAND の進行方向に対して後面）に形成された雪雲内を観測した。第 8.2.5 図のマイクロ波放射計のデータが示すように，SNOW BAND 3 の前面よりも，バンドの後面に広がった雪雲の中に高濃度の過冷却雲粒が存在していた。第 8.2.6 図の中で四角形のワクで囲んだ部分のデュアルドップラーレーダ解析の結果を第 8.2.7 図に示す。第 8.2.7 図は，11 時 48 分の高度 1.3 km におけるレーダ反射因子，システムに相対的な水平風及び上昇流・下降流域を示す。雪雲の南側で上昇，北側で下降流となっていた。なお，飛島の西側にある小さな上昇流域は，飛島が低高度角のドップラー速度測定に与える誤差が反映したものである。四角のワクで囲んだ部分の南北方向の平均鉛直断面図を第 8.2.8 図に示す。弱い収束が雪雲の中層に存在し，雲の南側の中・上層に弱い上昇流が存在した。システムに相対的な流れは，下層で北側から流入し，上層で北側へ吹き出す構造となっていた。

次に，11 時 59 分に飛揚した HYVIS によって得られた雪雲内の微物理及び熱力学的構造を述べる（第 8.2.9 図）。雲頂高度（温度）は 2.1 km ( $-17.4^{\circ}\text{C}$ ) でその上は乾燥して安定な成層となっていた。地上付近の空気塊の持ち上げ凝結高度は  $\sim 0.4\text{ km}$  であり，それに対応して若干の過冷却雲水が  $\sim 0.5\text{ km}$  付近より上で観測されたが，過冷却雲水の本体は，0.8 km 以上に存在した。これは，降雪粒子の昇華凝結・雲粒捕捉成長によって消費されたものと考えられる。雪雲内の熱力学的安定度は全層ほぼ中立であった。ゾンデの上昇

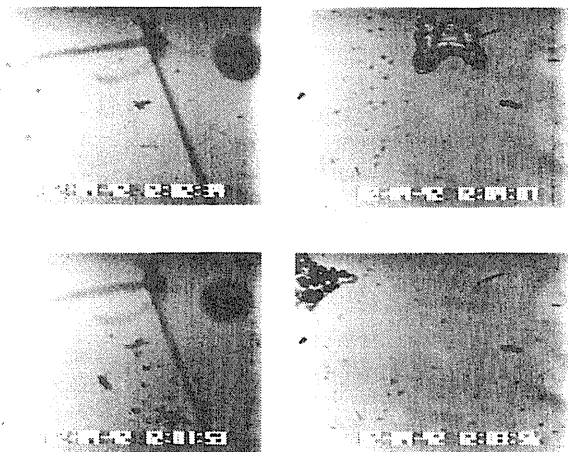


第 8.2.8 図 第 8.2.7 図中の四角の枠で囲んだ部分の南北方向の平均鉛直断面図。(a) レーダ反射因子 (細実線) と発散量 (太実線), (b) レーダ反射因子 (細実線) と鉛直流 (太実線), (c) レーダ反射因子 (細実線) と降水システムに相対的な風の  $vw$  成分 (矢印). 発散量と鉛直流の負値域は点域で示す.

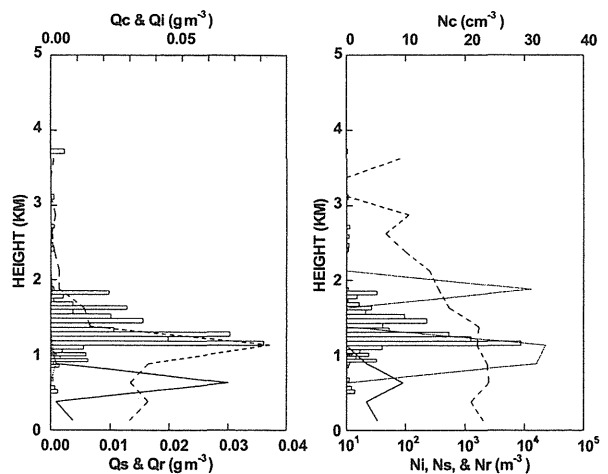
速度の変化から雪雲の下層に弱い下降流, 中・上層に弱い上昇流が存在していたことが示唆される. これは, デュアルドップラーレーダ観測の結果とも一致している. この雪雲内で観測された降雪粒子は, 第 8.2.10 図に示すように, 雲粒付きの雪結晶が卓越しており, 雪雲の中・下層ではそれらが数個付着併合した小さな雪片も観測された. これらを構成する個々の雪の結晶形は, 樹枝状結晶や角板状結晶が主であった. 雲水量の最大値は  $0.09 \text{ g m}^{-3}$  で, 断熱凝結量よりかなり小さく, 数濃度も  $30 \text{ 個 cm}^{-3}$  と最盛期を過ぎた雪雲の代表



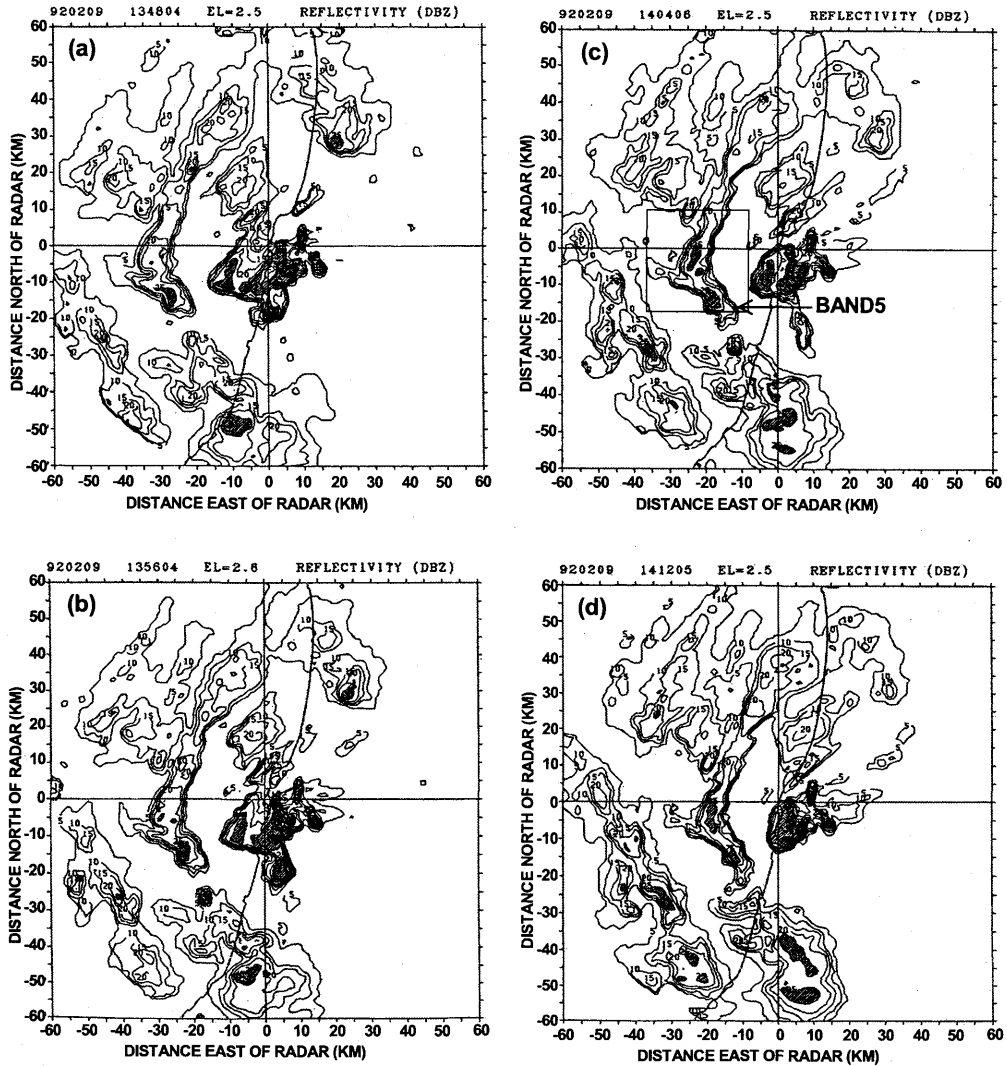
第 8.2.9 図 11:59 の HYVIS 観測から得られた左側; 温位・相当温位・飽和相当温位, 中央; 卓越する結晶形・雲頂 (波線)・過冷却雲粒域 (陰影部) と右側; ゾンデ上層速度の鉛直分布.



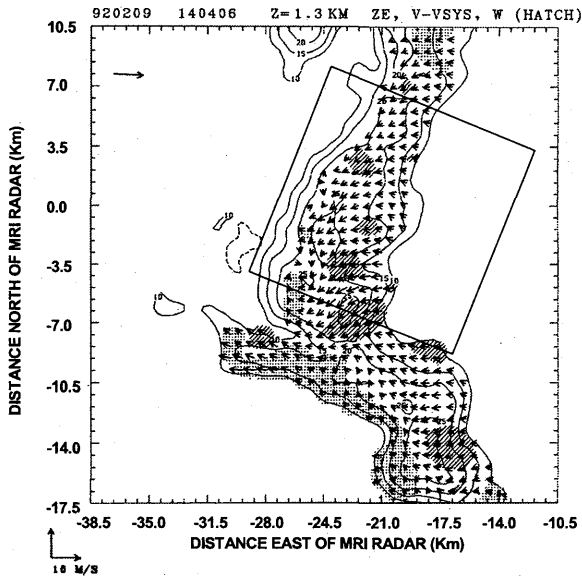
第 8.2.10 図 11:59 の HYVIS 観測から得られた降水粒子の接写画像 (左側) と雲粒子の顕微鏡画像 (右側).



第 8.2.11 図 11:59 の HYVIS 観測から得られた雲粒 (横棒), 氷晶 (点線), 雪粒子 (破線) と雨滴 (実線) の鉛直分布. 左図が質量濃度, 右図が数濃度.



第 8.2.12 図 第 8.2.6 図と同様. ただし, 13:48(a), 13:56(b), 14:04(c), 14:12(d).

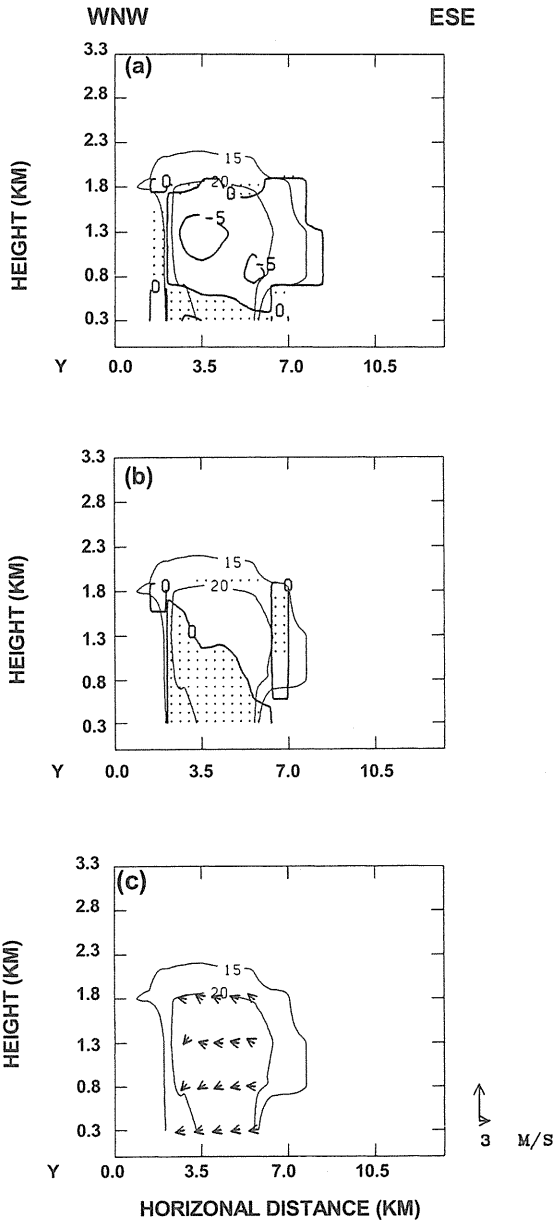


第 8.2.13 図 第 8.2.7 図と同様. ただし, 14:04 におけるレーダ解析図.

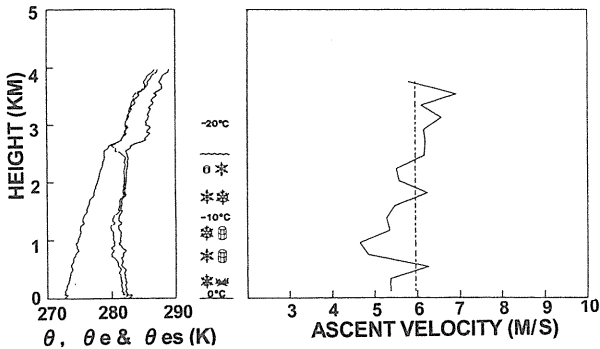
的値を示した. 氷晶濃度は数  $10 \text{ L}^{-1}$ , 降雪粒子は数個  $\text{L}^{-1}$ であった (第 8.2.11 図) .

#### 8.2.4.2 SNOW BAND 5 の構造

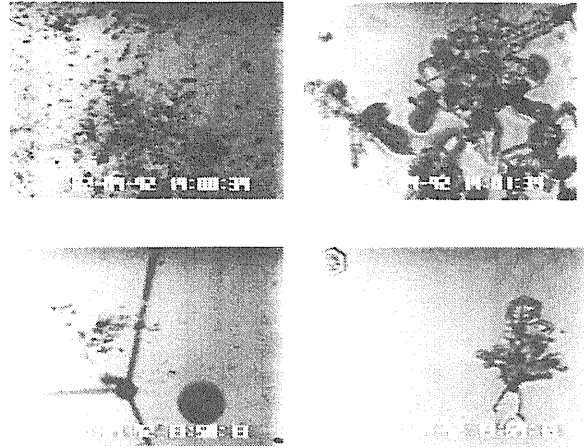
第 8.2.12 図に, 13 時 48 分から 8 分毎に高度角  $2.5^\circ$  の PPI を示す. この時期には, 観測領域南側の北西-南東の走行を持つバンド状降雪雲の他に, 北側にこれとはほぼ直交する走行を持つバンド状降雪雲がはつきりと見えはじめた. 西から移動してくる北西-南東の走行を持つ強いバンド状降雪雲は, これとはほぼ直交する弱いバンド状降雪雲と融合して, くの字形 (アーチ状) の降雪雲となって上陸した. HYVIS を放球したのは 13 時 56 分で, 第 8.2.12 b 図に示されるように, HYVIS はバンド状降雪雲の後面を観測した. 四角形のワクで囲んだ部分のデュアルドップラーレーダ解析の結果を第 8.2.13 図に示す. 高度 1.3 km では,



第 8.2.14 図 第 8.2.8 図と同様. 第 8.2.13 図中の四角の枠で囲んだ部分の平均鉛直断面図.



第 8.2.15 図 第 8.2.9 図と同様. ただし, 13:56 の HYVIS 観測から得られた鉛直分布.



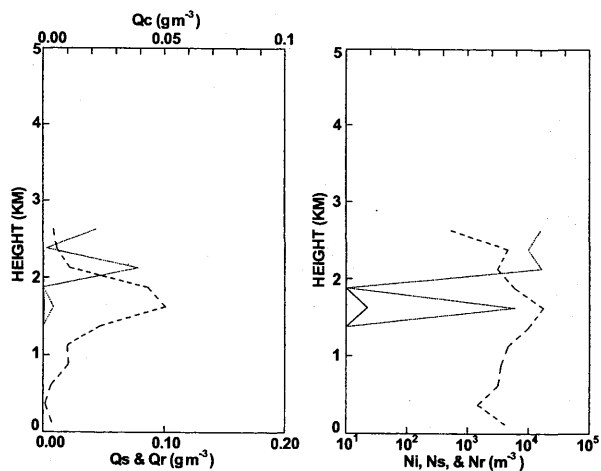
第 8.2.16 図 第 8.2.10 図と同様. ただし, 13:56 の HYVIS 観測から得られた粒子画像.

周囲の空気がバンド状降雪雲の前面から入り, 上昇流域も前面に存在した. 一方, 後面には下降流域が存在し, バンド状降雪雲の前面 (進行方向) に向かう流れが見られる. 反射因子の最大値は 25 dBZ と, SNOW BAND 3 よりも若干発達していたが, 上昇流の最大値は  $1.5 \text{ m s}^{-1}$  と SNOW BAND 3 とほぼ同じであった. バンド状降雪雲の形状, レーダ反射強度, 上昇・下降流域の分布及び上昇流の大きさは, 観測領域内では大きな変化を示さず, ほぼ定常的であった.

第 8.2.13 図の四角形で囲んだ部分の西北西-東南東方向の平均鉛直断面図を第 8.2.14 図に示す. 雲の中層に収束域があり (第 8.2.13 a 図), 下層の上昇流域はバンド状降雪雲の前面に存在するが, 高度とともに上昇流域の占める面積が増加し, 上層では, ほぼ全面弱い上昇流域となっている. 下層は全面発散域となっており, 特に後面に比較的強い発散域が存在した. これに対応して, バンド後面の中・下層は下降流域となっていた. バンド状降雪雲内の平均的な気流構造は, 前面中層から周囲の空気が流入し, 上層ではほぼ全域に広がる弱い上昇流域を形成していた. 後面には下降流域が存在するが, 前方に向かう成分はさほど強くない, 前面から流入する一般流との間に顕著な収束域を形成していなかった.

13 時 56 分に放球した HYVIS で観測したバンド状降雪雲の後面部分における熱力学パラメータとゾンデ上昇速度の鉛直分布を第 8.2.15 図に示す. 雲頂高度 (温度) は 2.6 km ( $-18.2^\circ\text{C}$ ) で, 安定層で抑えられており, それより上方は非常に乾燥していた. 地上付





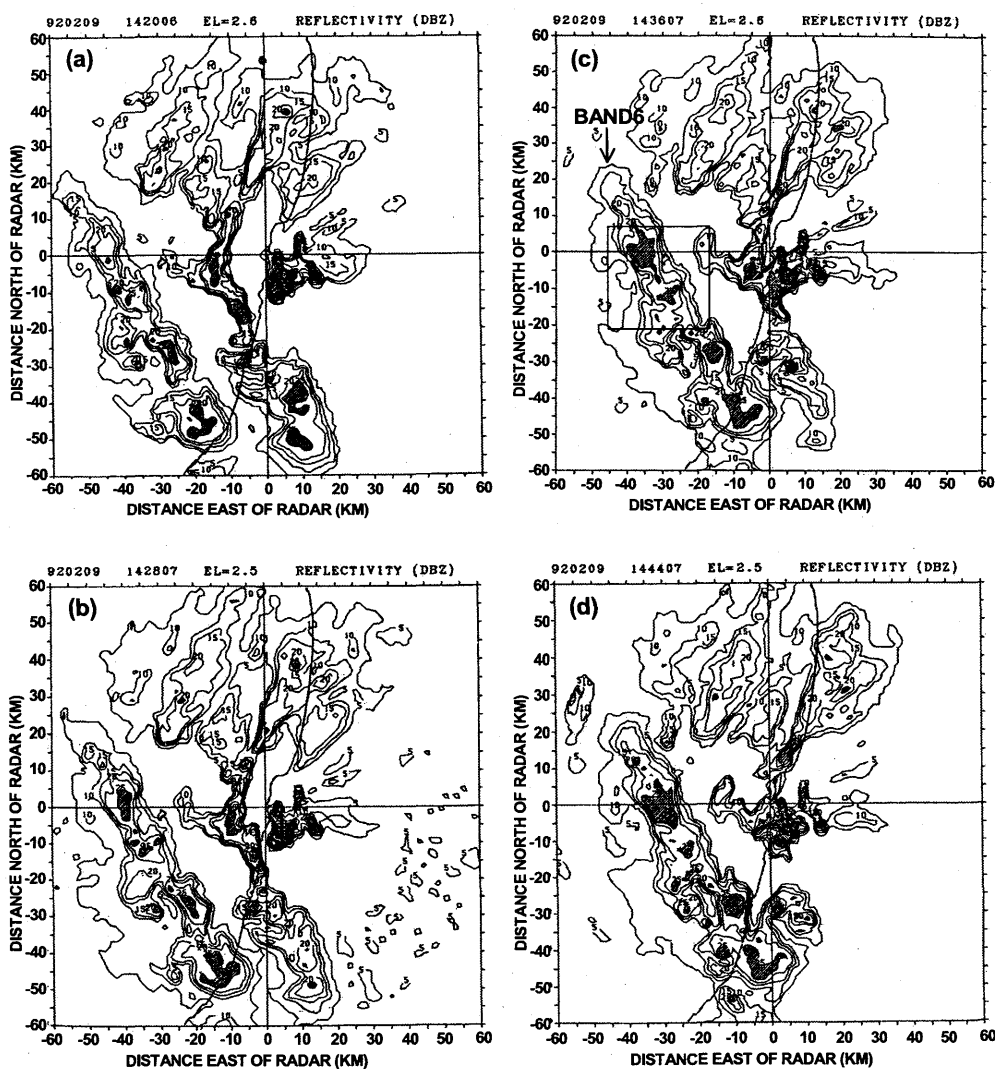
第 8.2.17 図 第 8.2.11 図と同様。ただし、13:56 の HYVIS 観測から得られた粒子濃度の鉛直分布。

近の空気塊の持ち上げ凝結高度から推定した雲底高度 (温度) は 0.2 km (-1.2°C) であった。雲内の相当温位の最大値は~282 K で中・下層で若干対流不安定

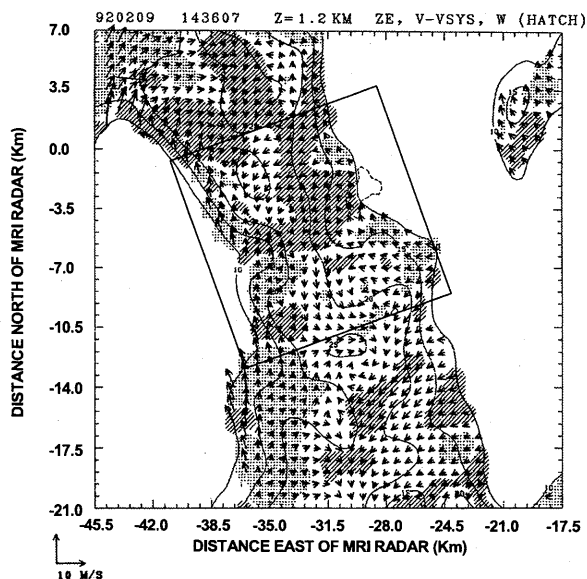
な成層をしていた。ゾンデの上昇速度から、中・下層に弱い下降流、上層に弱い上昇流が存在していたことが示唆される。これは、デュアルドップラーレーダ観測の結果ともよく符合する。HYVIS で観測された降雪粒子のタイプは、下層で小さな雪片、中層で大きな雪片、上層で樹枝状結晶であった (第 8.2.16 図)。雪片を構成する粒子は、雲粒の付いていない或いは少し雲粒付きの樹枝状結晶が主で、若干の角板状結晶も見られた。第 8.2.17 図に示すように降雪粒子の数濃度は最大で 10 個 L<sup>-1</sup> 程度であった。雪水量も最大で 0.1 g m<sup>-3</sup> 程度で、中層に存在した。氷水量の最大はこれより若干上方に存在し、0.04 g m<sup>-3</sup> 程度であった。過冷却雲粒は観測されなかった。

### 8.2.4.3 SNOW BAND 6 の構造

SNOW BAND 6 は 7 本の SNOW BAND の内で最も



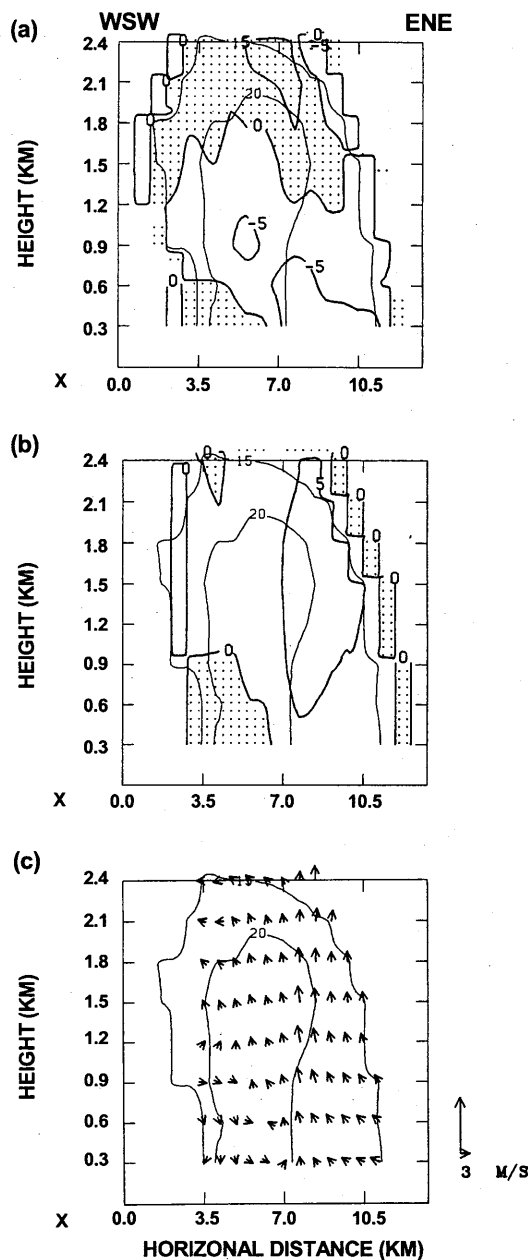
第 8.2.18 図 第 8.2.6 図と同様。ただし、14:20 (a), 14:28 (b), 14:36 (c), 14:44 (d)。



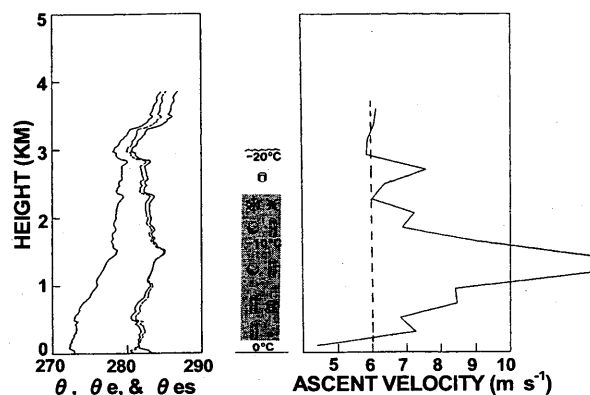
第 8.2.19 図 第 8.2.7 図と同様. ただし, 14:36 におけるレーダ解析図.

発達したもので, ほぼ北西-南東の走行を持ち, 幅~15 km 長さ~100 km で, レーダ反射因子も最大 35 dBZ に達する所もあった. 14 時 41 分に飛揚した HYVIS で観測したのは, この SNOW BAND の前面付近であった (第 8.2.18 c 図). 四角形の枠で囲んだ部分の, デュアルドップラーレーダ解析の結果を第 8.2.19 図に示す. 14 時 36 分 (HYVIS 放球 5 分前) に高度 1.2 km では, 上昇流域が SNOW BAND の前面に, 下降流域が後面に位置していた. 最大上昇流は  $2.5 \text{ m s}^{-1}$  で SNOW BAND 3 及び 5 の  $1.5 \text{ m s}^{-1}$  より大きな値を示した.

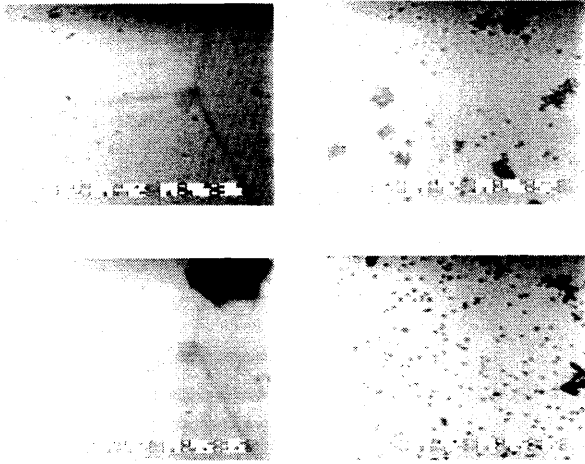
主な上昇流域では, 若干の北成分を持った後方向かう流れが卓越しているのに対して, 下降流域では強い南よりの成分を持った前方に向かう流れとなっていた. 観測領域内では, このような構造はほとんど変化せず, 定常状態にあったと考えられる. 四角形で囲んだ部分における西南西-東北東方向の平均鉛直断面を第 8.2.20 図に示す. 比較的強い収束域は中層 (高度 1 km 付近) と, 下層の前面付近に存在する. 一方, 発散域は上層全域と, 下層の後面付近に見られる. 収束場に対応して, 下層後面を除く SNOW BAND のほぼ全域で上昇流域となっており, 特に前面付近で平均  $0.5 \text{ m s}^{-1}$  と比較的強い上昇流域が存在した. 鉛直断面内の平均流 ( $\overline{v'w'}$  成分) から分かるように, この強い上昇流は, 前方から流入する一般流と後面で降水に伴って形成された前方に向かう下降流が SNOW



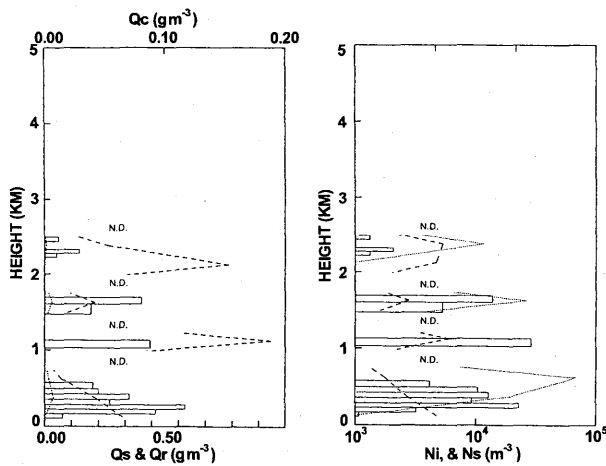
第 8.2.20 図 第 8.2.8 図と同様. 第 8.2.19 図中の四角の枠で囲んだ部分の平均鉛直断面図.



第 8.2.21 図 第 8.2.9 図と同様. ただし, 14:41 の HYVIS 観測から得られた鉛直分布.



第 8.2.22 図 第 8.2.10 図と同様。ただし、14:41 の HYVIS 観測から得られた粒子画像。



第 8.2.23 図 第 8.2.11 図と同様。ただし、14:41 の HYVIS 観測から得られた粒子濃度の鉛直分布。N.D. はフィルム送り不調のため粒子濃度などの定量的データが取得できなかった部分を示す。

BAND の前面付近で収束することによって形成されていた。さらに、後面中層からの流入がこの主な上昇流を強めるとともに、上昇流域を SNOW BAND 後面にまで拡大するのに寄与していた。

14 時 41 分に飛揚した HYVIS によって観測された SNOW BAND 6 の内部構造を次に示す。第 8.2.21 図は温位、相当温位、飽和相当温位（左）、降雪粒子（中央）及びゾンデ上昇速度（右）の鉛直分布を示す。雲頂高度（温度）は 2.9 km ( $-22.0^{\circ}\text{C}$ ) で、地上付近の空気塊の持ち上げ凝結高度から推定した雲底高度（温度）は  $\sim 0.2$  km ( $-0.6^{\circ}\text{C}$ ) であった。相当温位は中層（1.5 km 付近）に最大値 284 K をもち、それより上方で対流不安定な成層となっており、それより下方

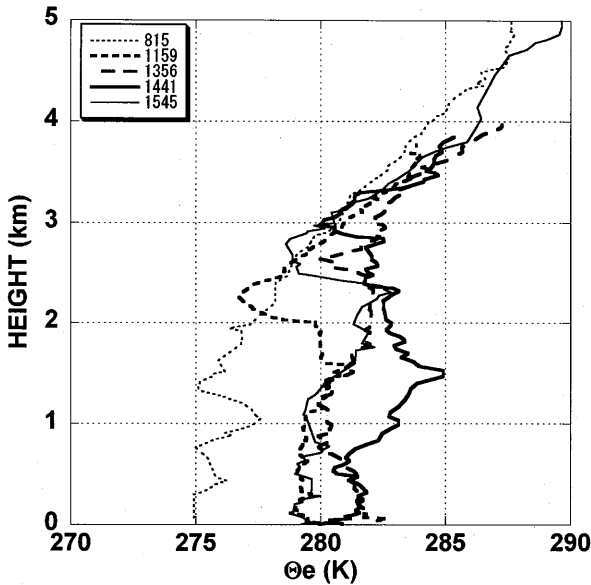
では安定した成層となっている。0.2 km 付近から上で全層過冷却雲粒が存在することから、何らかの強制（外）力が働いて、下層の空気塊を 1.5 km 付近まで持ち上げていたと考えられる。ゾンデ上昇速度から、1~1.5 km 付近では  $6\text{ m s}^{-1}$  を越す上昇流が存在していたことが示唆される。観測された降雪粒子は第 8.2.22 図に示すように 6 mm にも達する六角あられ、4~5 mm 程度の塊状あられが卓越しており、雲頂付近では  $\sim 100\ \mu\text{m}$  程度の氷晶がすでに雲粒捕捉成長を開始していた。過冷却雲粒は降雪雲内の 0.2 km~2.5 km に及ぶ厚い層に分布し、最大雲水量は  $0.13\text{ g m}^{-3}$  で、断熱雲水量と比べるとはるかに小さな値となっていた（第 8.2.23 図）。この理由は、あられ粒子の急速な成長（主に雲粒捕捉）に費やされたためと考えられる。近傍のあられ粒子の急速な成長が開始していない部分（HYVIS が観測した部分より前方と考えられる）では、マイクロ波放射計の測定が示すように（第 8.2.5 図）、約 2.5 km の雲層に平均  $0.6\text{ g m}^{-3}$  程度の過冷却雲水が存在していたと推定される。

雲内の氷晶温度は数  $10\text{ L}^{-1}$ 、降雪粒子濃度は  $\sim 10$  個  $\text{L}^{-1}$  ( $0.1\text{ g m}^{-3}$ ) であった。降雪粒子濃度は数濃度・質量濃度ともに雲頂付近から高度 1 km 付近までは顕著な増加傾向にあり、あられ粒子の急速な成長を反映している。高度 1 km 以上では、HYVIS は風の鉛直シアの影響で上昇流コアの部分を通り、それより上空では、徐々に上昇流コアから降水コアの部分に移動したと考えられる。雲水量の鉛直分布が高度とともに大きく変化しない、或いは下層ほど若干大きい値を示すのは、SNOW BAND 6 のように組織化され長続きするバンド状降雪雲の降水コア付近の代表的分布と考えられる。寿命の短い対流性降雪雲の場合は、雲水量分布は、中・上層付近にピークを持つことが多い (Murakami *et al.*, 1994)。

## 8.2.5 考察

### 8.2.5.1 バンド状降雪雲の形成と強化

気圧傾度もゆるみ（寒気吹き出しもゆるみ）、移動性高気圧にカバーされつつある時に、バンド状降雪雲を形成した原動力は、8.2.3 でも述べたように  $2 \times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$  程度のメソスケールの中・下層の気流収束であった。この収束は、第 8.2.24 図の相当温位の時間変化に示されるように、暖気移流を伴っており、雲層



第 8.2.24 図 相当温位の鉛直分布の時間変化.

の不安定化を促進した。8.2.4 で示した SNOW BAND 3, 5, 6 の例からも分かるように、観測領域を通過した SNOW BAND は時間と共に強化されていた。ただし、SNOW BAND 7 は例外で、地上にはほとんど降水をもたらさない上空エコーであった。これは下層収束がほぼ終了したことに対応していると考えられる。第 8.2.1 表に示すように、SNOW BAND 3, 5, 6 と時間と共に雲頂温度（高度）が低下（上昇）し、雲底温度も上昇している。その結果、雲層も厚くなり、雲内中・下層の温暖化により成層も不安定化して、上昇流も強化された。

特に SNOW BAND 6 が発達した理由として、10 時頃から始まった暖気移流による中・下層収束に加えて次の 2 点が考えられる。一つは 14 時以降に開始した上層の寒気移流による不安定化の促進、もう一つは、ほぼ同時に進行した下層風の増加である。

しかし、上述したメソスケール（～200 km）の収束やそれ以下のスケールの温度移流や収束場の変動がどのようにしてもたらされたかは、ゾンデ及びドップラーレーダ観測だけでは不明である。

### 8.2.5.2 あられ形成の条件

第 8.2.1 表の地上降雪粒子のタイプにも示したように、SNOW BAND 3 では雲粒付雪結晶から雲粒のほとんど付いていない雪結晶、SNOW BAND 5 では雲粒付雪結晶から大雪片、SNOW BAND 6 では最大 6

第 8.2.1 表 SNOW BAND 3, 5, 6 の力学、熱力学、微物理学の特徴.

	SNOW BAND 3 1159	SNOW BAND 5 1356	SNOW BAND 6 1441
Cloud Top	2.1km -17.4°C	2.6km -18.2°C	2.9km -22.0°C
Cloud Base (LCL)	0.4km -3.9°C	0.2km -1.2°C	0.2km -0.6°C
Wmax radar sonde	1.5 m/s 1~2 m/s	1.5 m/s 1~2 m/s	3.0 m/s 6 m/s
dBZ max	25	25	35
CAPE	10	44	113
Qc	0.08 g/m <sup>3</sup>	—	>0.13 g/m <sup>3</sup>
Ni	23 /1	16 /1	64 /1
Ns	3 /1	17 /1	6 /1
Precip Type (surface)	raimed snow unrimed snow	raimed snow aggregates	graupel rimed snow

mm に達するあられから雲粒付結晶へと、雪雲の通過に伴って変化している。これらの SNOW BAND が準定常状態にあったので、SNOW BAND 前面から後面への空間変化とも考えられる。3つの SNOW BAND に共通して云えることは、程度の差こそあっても、前面で雲粒付き結晶やあられ等、主に雲粒捕捉で成長した降水粒子、後面で雲粒のほとんど付いていない昇華凝結によって成長した粒子が卓越していたことである。これに符合して、前面には比較的強い上昇流と豊富な過冷却雲水が存在した。

降水粒子の型が対照的だった SNOW BAND 5 と 6 の降水機構を比較する。SNOW BAND 5 では、バンド後面の上層の弱い上昇流域で生成される余分な水蒸気を消費して成長（昇華凝結成長）した雪結晶が、粒子の落下速度と同程度の上昇流域で Accumulation zone を形成し、効率的に大雪片を生成していたと考えられる。

一方、6～7 m s<sup>-1</sup> の上昇流を含む SNOW BAND 6 の前面では、豊富な過冷却雲水を含み（雲粒子ゾンデ観測ではフィルム送り不調のため雲水量は部分的にしか測定できず、0.13 g m<sup>-3</sup> 程度の値しか示さなかったが、マイクロ波放射計のデータからは、雲層を 2.5 km と仮定すると、前面付近には、平均 0.6 g m<sup>-3</sup> の雲水が存在したと推定される）、活発にあられ形成が起きてい

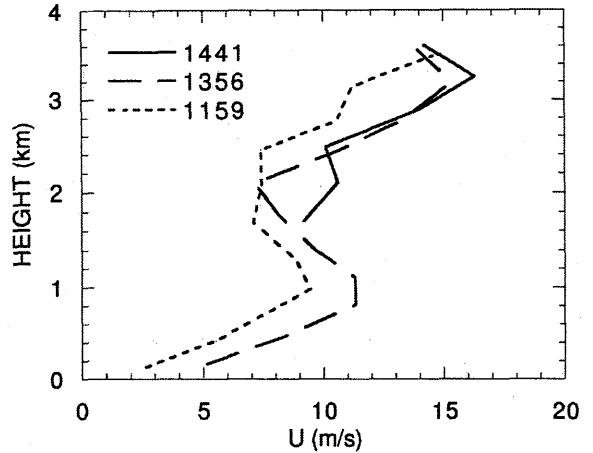
た. Matsuo *et al.* (1994) は、一次元微物理モデルを用いて、あられ生成の条件を調べ、過冷却雲粒に関しては、雲水量  $0.4 \text{ g m}^{-3}$  以上、雲粒の直径  $10 \mu\text{m}$  以上があられ生成の必要条件であることを示した。雲水量に関しては、数値実験と観測の結果が良い一致を示した。雲粒サイズについては、冬季日本海上に出現する降雪雲は、比較的低濃度 ( $300 \text{ 個 cm}^{-3}$  以下) で大粒径 (平均粒径  $15 \mu\text{m}$  以上) の雲粒から成っており、いずれの SNOW BAND についてもこの条件は満たされていた。また、SNOW BAND 6 では中層の  $4 \text{ m s}^{-1}$  以上の強い上昇流域に  $3 \text{ mm}$  をこえる (最大  $6 \text{ mm}$ ) あられが多数観測された。あられの落下速度は通常  $4 \text{ m s}^{-1}$  以下であるので、これらあられ粒子は上昇流によって上方に運ばれていたことになり、一旦、上昇流中で成長したあられ粒子が、比較的上昇流の弱い部分を落下し、再び強い上昇流によって上方に運ばれながら成長を続けていたと考えられる。このような、Recirculation によって  $6 \text{ mm}$  にも達するあられ粒子が成長したと考えられる。これは、雪雲中で、1 回の上昇ではあられ粒子は高々  $2\sim 3 \text{ mm}$  程度までしか成長しないという Matsuo *et al.* (1994) の結果とも矛盾しない。

SNOW BAND 6 は、あられ域に対応すると考えられる比較強い反射強度 ( $35 \text{ dBZ}$ ) を持続したこと、この SNOW BAND から飛鳥、余目、象潟の広範囲に渡って大粒のあられ粒子観測されたことから、この SNOW BAND は準定常的で広範囲に持続してあられを降らせたと推定される。

### 8.2.5.3 SNOW BAND の走向

観測された SNOW BAND は、ほぼ、北西-南東の走向を持っていた。一般に、混合層内に形成されるロール状対流の走向については、Asai (1972) が水を含まない線型理論から、雲層内 (雲底-雲頂間) のシアベクトルの方向に沿うものが卓越モードとなることを示した。Yagi *et al.*, (1985) は衛星写真や高層データ等を用いて、冬季寒気吹き出し時に出現する L モード及び T モードの筋状降雪雲について、上述の関係が成り立つことを報告している。

本節で扱った SNOW BAND は、八木らに取り扱った典型的な T モード、L モードの筋状降雪雲と比較すると、メソスケールの収束場内に発生した点が異なっている。これらの SNOW BAND について、雲層内の



第 8.2.25 図 水平風の SNOW BAND に直交する成分の鉛直分布。

シアベクトルを見ると、西南西-東北東から南西-北東の向きで、SNOW BAND の走向とはほぼ直交している。また、地上風 (飛鳥) や高層風の時間変化から、雲の中・下層の最大収束線の方向にほぼ直交しており、メソスケールの収束の影響が SNOW BAND の走向にも強く反映していると思われる。

SNOW BAND に直交する断面内の水平風成分を見ると (第 8.2.25 図)、左向きに凸のジェットを持つシアの形になっており、Takeda (1971) による持続するタイプの水平風シアになっている。このシアによって上昇流域と降水域の分離がなされていること、降水によって上空から相対的に強い西風成分を持った運動量が輸送されることによって SNOW BAND 前面に局所的な強い収束域を形成していたことが、広範囲に持続してあられを降らせる SNOW BAND 6 の構造に寄与していたと考えられる。

### 8.2.6 まとめ

1992 年 2 月 9 日、山形県酒田市沖を  $30\sim 40 \text{ km}$  間隔 ( $40\sim 60 \text{ 分間隔}$ ) で通過した SNOW BAND 群を HYVIS, デュアルドップラーレーダ, マイクロ波放射計等を用いて、その内部構造を調べた。これらの SNOW BAND は、幅  $10\sim 20 \text{ km}$  長さ  $\sim 100 \text{ km}$  で、ほぼ北西-南東の走向を持ち、静止気象衛星の雲画像や、レーダ合成図で  $2\sim 3$  時間追跡できるほど準定常的なものであった。移動性高気圧の先端部付近に発生したメソスケール ( $\sim 200 \text{ km}$ ) の擾乱に対応するもので、雲層の中・下層への暖気移流による気層の不安定化と

$2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  程度の気流収束によって、SNOW BAND 群が形成された。

通過する SNOW BAND は次第に強化され、SNOW BAND 6 では、6 mm に達するあられが形成されていた。SNOW BAND 6 の通過時付近には、一時的な下層収束の強まりと、上層への寒気流入による不安定化があり、これが SNOW BAND 6 の強化の原因となっていたと考えられる。

バンド前方から流入し、バンド前面で上昇し、後面で下降するという平均的な気流構造がほとんど全てのバンドで見られた。これに対応して、高雲水域もバンド前面に存在し、前面でより雲粒付きの程度の大きい粒子を降らせることが多かった。

SNOW BAND 5 と 6 は、大雪片と大粒のあられと対照的な微物理構造を示した。SNOW BAND 5 では、雪雲上層の弱い上昇流域で主に昇華凝結成長で生成された雪結晶が、降雪粒子とほぼ同程度の大きさの上昇流域で accumulation zone を形成し、付着併合により大きな雪片を形成していた。一方、SNOW BAND 6 は、その前面に  $6 \sim 7 \text{ m s}^{-1}$  にも達する上昇流域が存在し、厚さ 2.5 km、平均  $0.6 \text{ g m}^{-3}$  の過冷却雲水が存在した。そこで活発なあられ形成が行われ、recirculation によって 6 mm を越すあられ粒子が形成されていた。雪雲内の風の鉛直シアは中層にジェットを持った構造となっており、上昇流域と降水域が明瞭に分離されていた。また、降水に伴う大きな運動量を持った下降流が前方から侵入する一般流との間に強い収束域を形成していた。これらが、持続してあられを降らせる雪雲の気流構造に寄与していたと考えられる。

#### 参考文献

- Asai, T., 1972: Thermal instability of a shear flow turning the direction with height. *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 525-532.
- Ishihara, M., H. Sakakibara, and Z. Yanagisawa, 1989: Doppler radar analysis of the structure of mesoscale snow bands developed between the winter monsoon and the land breeze. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 503-520.
- Matsuo, T., H. Mizuno, M. Murakami and Y. Yamada, 1994: Requisites of graupel formation over the Sea of Japan. *Atmos. Res.*, **32**, 55-74.
- Murakami, M., T. Matsuo, H. Mizuno and Y. Yamada, 1994: Mesoscale and microscale structure of snow clouds over the Sea of Japan. Part I: Evolutions of short-lived convective snow clouds. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 671-694.
- Murakami, M., Y. Yamada, T. Matsuo, K. Iwanami, J.D. Marwitz and G. Gordon, 2003: The precipitation process in convective cells embedded in deep snow bands over the Sea of Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **81**, 515-531.
- Nagata, M., 1987: On the structure of a convergent cloud band over the Japan Sea in winter: A prediction experiment. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 871-883.
- Okabayashi, T., 1969: Photograph of heavy snowfall on Japan Sea side on Jan. 2, 1969, taken by ESSA. *Tenki*, **16**, 79-80 (in Japanese).
- Takeda, T., 1971: Numerical simulation of a precipitating convective cloud: The formation of a "long-lasting" cloud. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 350-376.
- Yagi, S., 1985: Large scale snow clouds with roll axes roughly perpendicular to the direction of winter monsoon burst: Observational studies of convective cloud roll axes and some theoretical consideration. *Tenki*, **32**, 175-187 (in Japanese).
- Yamada, Y., M. Murakami, H. Mizuno, T. Matsuo, Y. Fujiyoshi and K. Iwanami, 1996: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part III: Two types of circulations in snow bands associated with a wind-speed-increase zone preceding cold-air outbreaks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 593-615.

### 8.3 低気圧後面の背の高いバンド状降雪雲\*

#### 8.3.1 はじめに

冬季寒気吹き出し時に日本海上空に出現する、メソスケールに組織化された雪雲の代表的なものは、日本海寒帯気団収束帯に伴う幅の広い带状降雪雲と比較的幅の狭いTモード・Lモードの筋雲 (cloud streets) である。

収束雲は、異なる気団変質を受けた2つの気団が合流する所(収束域)に発生し、背が高く(5~7 km)幅の広い(30 km以上) SNOW BAND である。この SNOW BAND が日本列島に上陸する場所に局所的な豪雪をもたらすことは良く知られている。Lモードの SNOW BAND は最も出現頻度が高い雪雲で、寒気吹き出しの最盛期または後期に出現することが多い。北西の季節風に沿った、幅の狭い(30 km未満)筋状の雪雲で、一般的にはさほど背は高くなく、雲頂高度は2 km(日本海北部)から3.5 km(日本海中部,南部)程度である。Tモードの SNOW BAND は北西の季節風にはほぼ直交する方向に伸びた筋雲で、雲頂高度やバンド幅等は、Lモードの SNOW BAND と大差ない。

衛星写真解析によるこれら日本海上の SNOW BAND の形成に関する研究(Okabayasi, 1966; Yagi *et al.*, 1985; Yagi *et al.*, 1986; Miura, 1986)や、数値モデルを用いた研究(Aasai, 1965; Nakamura and Asai, 1985; Nagata *et al.*, 1986; Nagata, 1987; etc)はいくつかなされているが、観測的研究は数少ない。著者らの知る限りでは、このプロジェクトが実施されるまで、日本海降雪雲に関して種々の測器を搭載した研究用航空機と複数のドップラーレーダによる、メソスケールからマイクロスケールをカバーする総合的観測研究はなされていなかった。

この節では、研究用航空機及びデュアルドップラーレーダを用いて、観測した低気圧後面の背の高い SNOW BAND のメソスケール・マイクロスケール構造を記述する。この SNOW BAND は、平均風の風向(西風)に沿ったLモードの SNOW BAND で比較的背も高かった。寒気吹き出し時に見られる背の低い典型的なLモードの SNOW BAND (streets) とは異なるが、低気圧後面に比較的頻繁に出現する雪雲である。

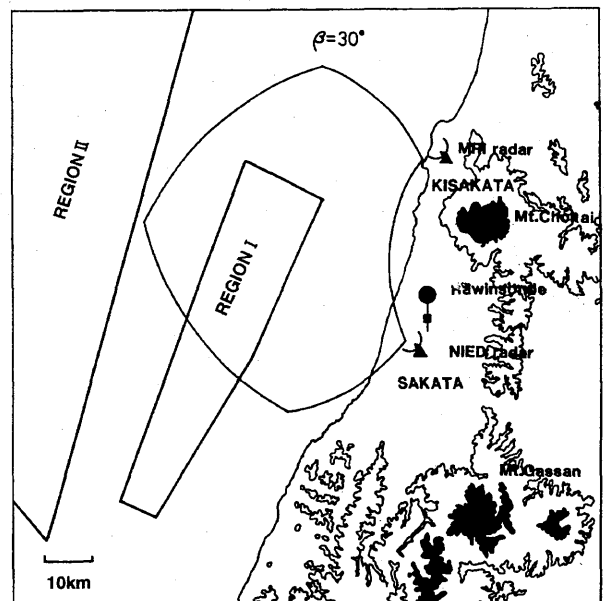
8.3.2 では観測体制と使用したデータソースについて、

8.3.3 では、天気図・衛星写真・高層観測・ルーチンレーダデータ等を用いて、この SNOW BAND が出現した時の総観場・メソスケール場の特徴を記述する。

8.3.4 ではデュアルドップラーレーダ観測による SNOW BAND 内の気流構造、8.3.5 では、航空機観測による微物理量・熱力学量・気流に関するマイクロスケールの構造を記述する。航空機とデュアルドップラーレーダの結果を組み合わせ、SNOW BAND の構造と降水機構を8.3.6で議論し、8.3.7で結論をまとめる。なお、この節の内容は、Murakami *et al.* (2003 b)の抄訳をもとにしている。

#### 8.3.2 観測体制とデータ

1993年の観測で用いた測器の配置と、航空機観測領域を第8.3.1図に示す。種々の観測装置を搭載した研究用航空機(ワイオミング大学の King Air 機)を用いて、雲の微物理・熱力学及び気流構造を測定した。観測飛行が許可された空域は領域Iと領域IIである。領域Iは30 km×50 kmの平行四辺形で、限られたスペースではあるが、デュアルドップラーレーダの観測域とオーバーラップしている。一方、領域IIは100 km



第8.3.1図 観測領域周辺の地形と観測機器の配置。等値線は海岸線と標高400 m、陰影部は1400 m以上の部分を示す。5本の曲線で囲んだ部分がデュアルドップラーレーダ解析領域、REGION I, IIは航空機観測空域を示す。MRIレーダサイト、NIEDレーダサイトとゾンデ観測サイトの位置も示す。

\* 村上正隆：物理気象研究部

×200 km の四辺形で、スペースは広いが、デュアルドップラーレーダ観測域の外側に位置している。通常のレーダの観測レンジは 200 km で、この領域 II をほぼカバーしている。

この節で取り扱う 2 つの SNOW BAND は、いずれも領域 I で観測されたものである。限られた空域のため、 $10\sim 20\text{ m s}^{-1}$  で移動する SNOW BAND の場合、追跡しながら鉛直断面を観測するだけの十分な時間がないうちもあった。2 つの SNOW BAND のうち、最初のケースは領域の制約のため、高度 2 km 以下の鉛直断面観測ができなかった。

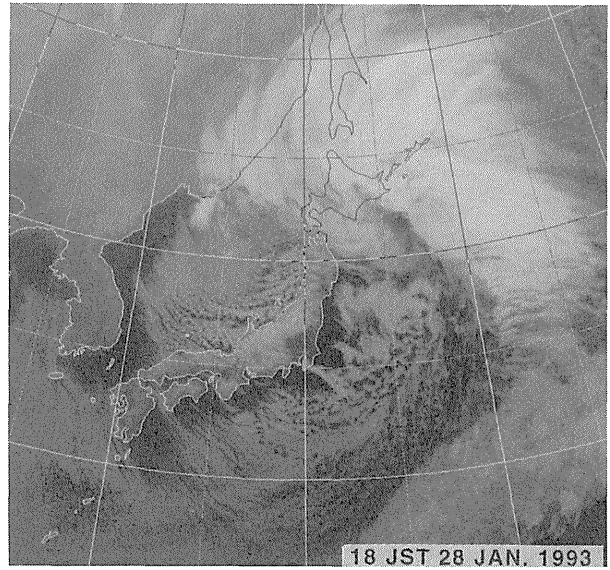
デュアルドップラーレーダ観測は気象研究所の 3 cm ドップラーレーダ (象潟) と防災科学研究所 (酒田) の 3 cm ドップラーレーダで行った。2 台のレーダの探知距離はともに 64 km である。太い破線は、デュアルドップラーレーダ観測域で、2 台のレーダビームのはさむ角が  $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$  の所である。航空機は、気象研究所レーダサイト及び酒田測候所と交信可能な無線を装備していた。酒田測候所では、探知距離 200 km の通常レーダの CAPPI が 7 分間隔で入手可能であった。航空機は気象研究所レーダサイトのオペレータあるいは酒田測候所のプロジェクトディレクターによって観測領域内の SNOW BAND へ誘導された。

1993 年冬の観測では航空機・デュアルドップラーレーダの他に、名古屋大学の HYVIS・レーウィンゾング観測 (余目)・凝結核・氷晶核観測 (酒田海岸)・秋田大学の地上降雪観測・気象研究所のマイクロ波放射計観測 (酒田) を実施した。

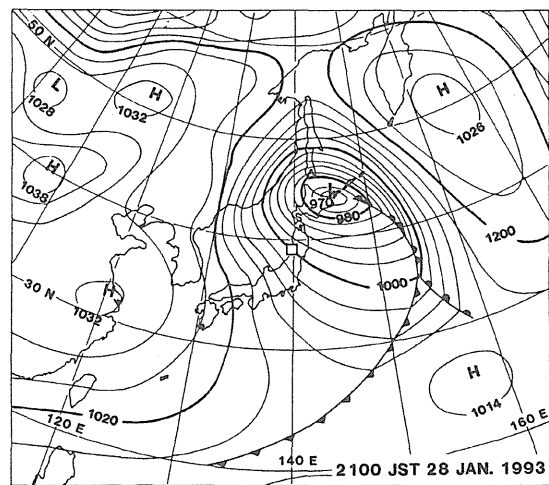
本節では主に航空機のデータとデュアルドップラーレーダのデータを用いるがその他に、総観スケール・メソスケールのデータソースとして、気象庁が提供している天気図・衛星写真・アメダスデータ・レーダ合成図等も用いた。

### 8.3.3 総観スケール・メソスケール場の特徴

ゆっくり東北東進し、1993 年 1 月 27 日夜、日本列島を通過した低気圧は、28 日 21 時には太平洋沿岸を北東進し急速に発達したもう一つの低気圧と北海道東部で合体し、その最低中心気圧 970 hPa を示した。28 日 15 時頃、それまで観測領域にかかっていた低気圧に伴う背の高い (雲頂温度  $-40^\circ\text{C}$  以下) 層状性の雲が東方に移動し、雲層の平均風にはほぼ平行な (東西方向



第 8.3.2 図 1993 年 1 月 28 日 18 時の静止気象衛星の赤外画像。

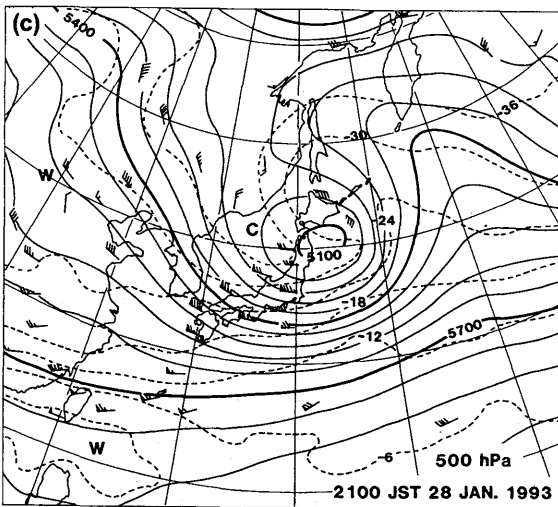
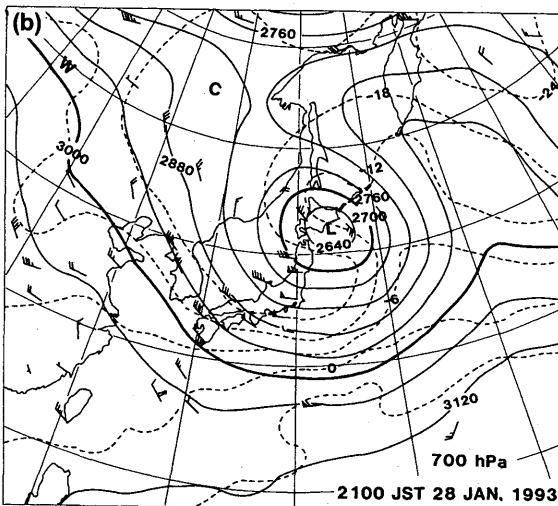
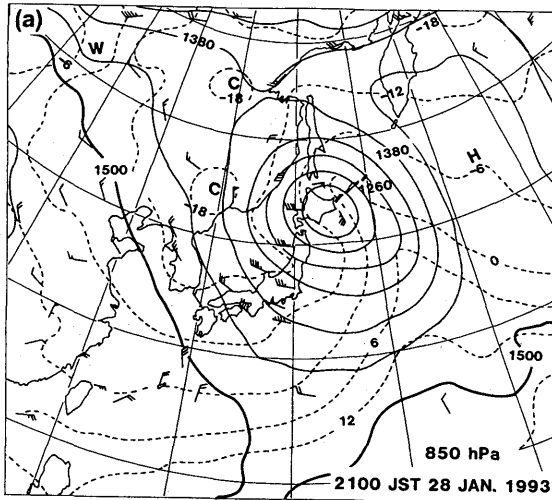


第 8.3.3 図 1993 年 1 月 28 日 21 時 (日本時間) の地上天気図。観測領域を長方形で示す。

の走向をもつ) SNOW BAND が観測領域に現れ始めた (第 8.3.2 図)。その後、28 日夜半には典型的な T モードの SNOW BAND に、29 日明け方には典型的で活発な L モードの SNOW BAND へと変化した。

航空機による低気圧後面の SNOW BAND の観測を行った時間帯 (16~18 時) には、第 8.3.3 図に示すように、猛烈に発達した低気圧は北海道東部に位置し、閉塞していた。低気圧後面に北西から (大陸から) 流入した寒気は東経  $140^\circ$  付近では北に傾いた構造をしており、850 hPa で寒気軸は  $\sim 38^\circ\text{N}$ 、500 hPa では  $\sim 40^\circ\text{N}$  に位置していた。下層 (850 hPa) では、 $\sim 38^\circ\text{N}$  を境にして、北側では低気圧北側を回り込んできた西

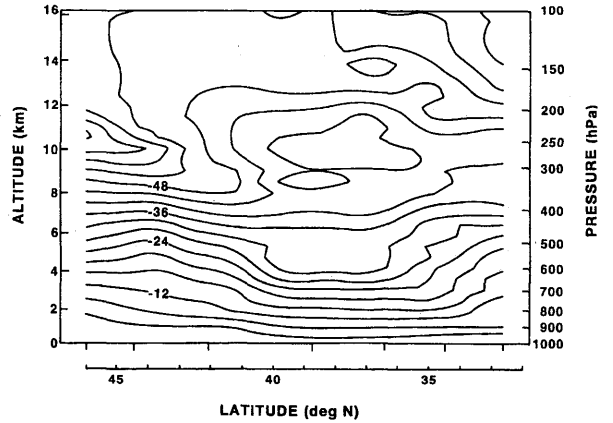




第 8.3.4 図 1993 年 1 月 28 日 21 時の (a) 850 hPa, (b) 700 hPa, (c) 500 hPa の高層天気図。実線と破線はそれぞれ高度と気温を示す。

風による暖気移流, 南側では大陸からの西風による寒気移流場となっていた (第 3.3.3 図)。

第 8.3.5 図の日本海岸に沿った断面図からも, 38°



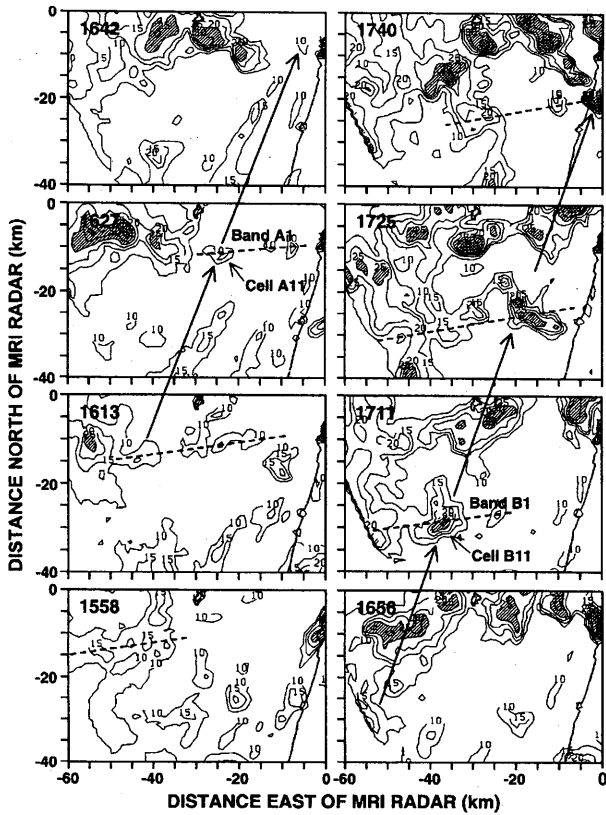
第 8.3.5 図 1993 年 1 月 28 日 21 時の日本海岸に沿った気温の鉛直断面図。

N 以北で, 気温分布が逆転 (北暖・南冷) しており, 上述のことが示されている。観測領域付近の大気鉛直構造は, 低気圧の北側を回り込んできた下層の比較的暖かい西風と, 低気圧後面に大陸から吹き込んできた中・上層の寒冷な南西風によって不安定な成層から形成され, 背の高い (~4.5 km) 対流性降雪雲の発生に適していた。

### 8.3.5 航空機観測の結果

#### 8.3.5.1 SNOW BAND A

SNOW BAND A1 は, 第 8.3.6 図の高度 2 km の CAPPI にも示すように, 幅 ~5 km, 長さ ~30 km で, バンドの走向は 260° から 80° で, 雲の存在する高度での平均風に並行であった。SNOW BAND A1 は, 22 m s<sup>-1</sup> で東進 (~80°) していた。デュアルドップラーレーダで観測可能な期間 (1605, 1613, 1627, 1637) については, 各時刻, 各高度の CAPPI を調べたところ, レーダの反射強度, 気流系に大きな変化はなく, 準定常状態にあった (図は省略)。第 8.3.7 図に, 1627 における高度 0.5, 1.0, 2.0, 3.0 km の CAPPI を示す。エコーの最大強度は 15 dBZ と弱く, エコー域も北東側に傾いていた (上層でエコーが北東側に広がっていた)。移動するバンド状降雪雲に相対的な水平風は, 2.0 km より下方では東からバンド内に侵入し, 2.0 km 以上では北又は北東側へ吹き出していた。1612~1628 に, 研究観測用航空機のポインターシステムを使用して, 移動する SNOW BAND A1 の同一鉛直断面内をいくつかの高度で水平飛行し測定を行った。第 8.3.8 a 図は地面に相対的な飛行経路を

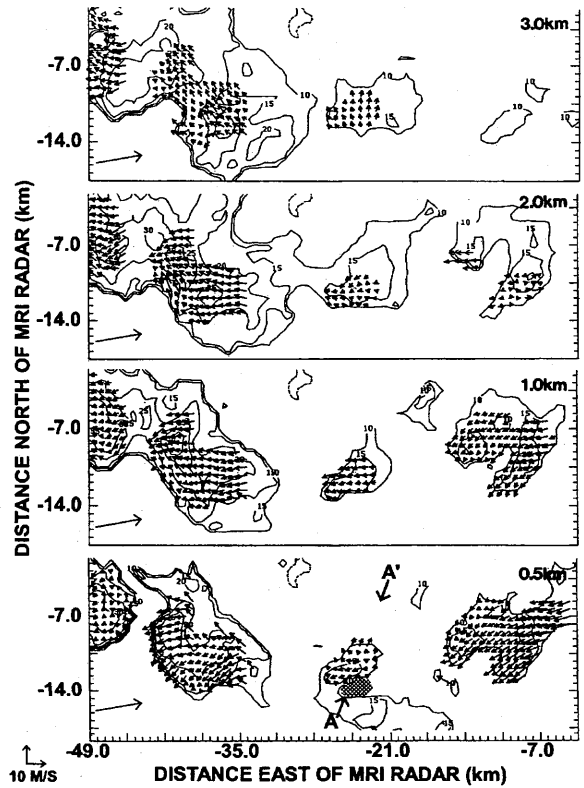


第 8.3.6 図 1558 から 15 分間隔で表示した仰角 1.5° のレーダ反射強度の PPI. 等値線は 10 dBZ から 5 dBZ 間隔で 20 dBZ および 30 dBZ 以上の部分はそれぞれ薄い陰影部と濃い陰影部で示す. 弱く組織化した SNOW BAND A1 と B1 を破線で示す. 細い矢印はそれぞれの SNOW BAND に含まれる対流セル A11 と B11 を示す. 太い矢印は対流セルの移動を示す.

示す. SNOW BAND A1 の走向に直交する方向 (10° - 190°) ではなく 20° - 200° の断面をとったのは, 観測飛行空域の形の制約による. また, 鉛直断面観測中は, 雲頂から高度約 2 km までの 6 高度でのデータを得た直後に SNOW BAND A1 が空域外に出て行ったため, 高度約 2 km 以下のデータは取得できなかった.

第 8.3.9 図に鉛直断面観測の直前 (1545 - 1601) に測定した大気鉛直プロファイルを示す. 雲底・雲頂高度 (温度) は, それぞれ, ~4.3 km (~-33°C) と ~1.4 km (~-11°C) で, 雲頂は逆転層でおさえられている. 水平風は, 下層で ~17 m s<sup>-1</sup> の西風・上層で ~26 m s<sup>-1</sup> の南西風になっていた. 温度成層は, 下層 800 m で絶対不安定, 下層 2500 m までは対流不安定になっていた.

第 8.3.10 図の相当温位分布からも分かるように地上から持ち上げられた空気塊は 4.3 ~ 4.5 km まで到達する浮力を有し, 航空機による観測結果と一致してい



第 8.3.7 図 1627 の高度 0.5, 1.0, 2.0 および 3.0 km におけるレーダ反射強度とシステム移動に相対的な水平風. システムの移動ベクトルをそれぞれのパネルの左下に表示.

る. また, そのときの CAPE は 141 J kg<sup>-1</sup> と, 日本海上で寒気吹き出し時に見られる高々数 10 J kg<sup>-1</sup> と比べるとかなり大きな値になっていた.

第 8.3.11 図に, SNOW BAND A1 の走向にほぼ直交する 170° - 350° 鉛直断面内のシステムに相対的な風の VW 成分・雲水量・雲粒の数濃度・2D-C で測定した氷晶濃度・2D-P で測定した降雪粒子濃度を示す. 主要な上昇流はバンドの南側に位置し, 北側 (DOWNSHEAR) に傾いている. 観測領域の制約から高度 2 km 以下のデータはないが, デュアルドップラーレーダ観測の結果やこの鉛直断面観測の前後に観測した大気鉛直分布 (例えば, 第 8.3.9 図) から, この上昇流は地上付近では相対的に弱い北よりの成分を持ち, 風速も小さく相当温位の高い下層の空気塊が東 (東北東側) から流入することにより形成され, 下層では UPSHEAR に傾いていたと考えられる. 中・上層では強いシア (相対的に南よりの成分) により, DOWNSHEAR (北側) に傾いていた. BAND 内で観測された最大上昇流 (6 秒平均; ~500 m 平均) は ~5

$m s^{-1}$ であった。また、2次的な上昇流は雲の中層・北側にも見られた。これら2つの上昇流の間は弱い下降流域となっていた。

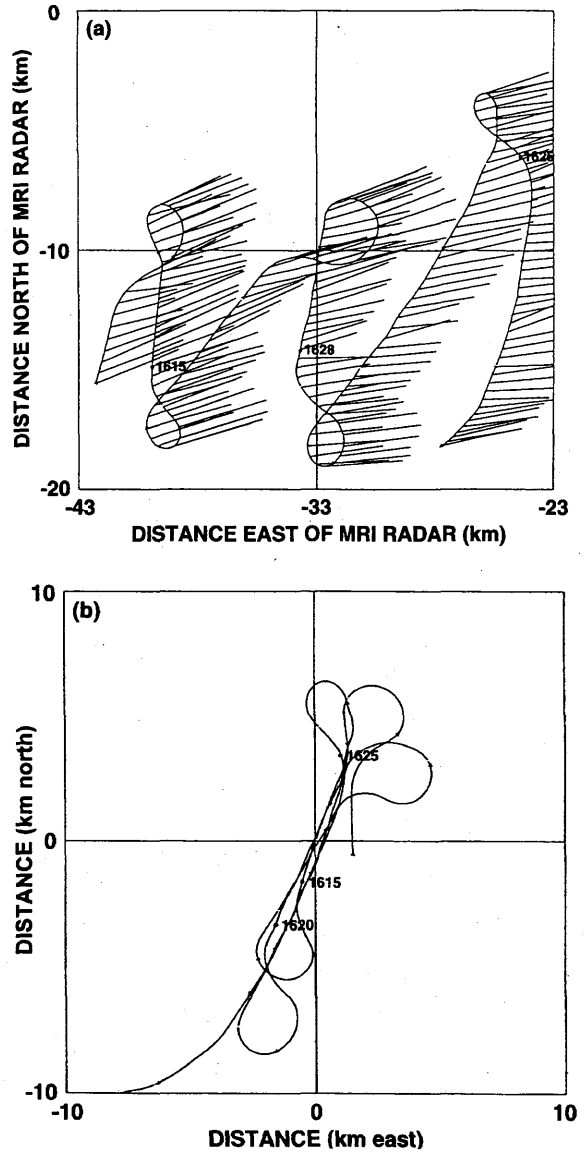
雲水量の分布は、上昇流域とほぼ対応しており、雲頂付近で最大値  $1.5 g m^{-3}$  となっていた。この値は、断熱凝結量とほぼ一致していた。また、雲粒数濃度は、最大で  $300 個 cm^{-3}$  程度で、高さとともにほとんど変化しておらず、平均粒径が  $10 \mu m$  から  $17 \mu m$  へと増大していた。2D-C で測定した氷晶はバンドの中央～北側に分布しており、最大で  $100 個 L^{-1}$  程度であった。2D-P で測定した降雪粒子も、氷晶とほぼ同じように分布していたが、氷晶より少し下方に分布していた。最大値は  $\sim 8 個 L^{-1}$  程度であった。

降水コアは、高度  $4 \sim 3 km$  付近では、雲水量の多い領域とほぼ一致しており、降雪粒子は急速に成長したが、それより下方では、高雲水領域からはずれたため、その成長速度は減速した。降雪粒子の形は、濃密雲粒付き結晶或いはあられで、あられの最大径は  $2 mm$  程度と比較的小粒であった。比較的高濃度の降雪粒子域の雲粒は、 $20 \sim 25 \mu m$  付近にピークを持ち、上昇流の中心部の雲粒の粒径分布と比較すると、平坦な粒径分布を示しており、Murakami *et al.* (1994) の雪雲のHYVIS 観測の結果とも一致している。北側の低濃度の雲水域は、弱い上昇流・下降流を伴っており、降雪粒子の荷重によってつぶされつつある部分と考えられる。

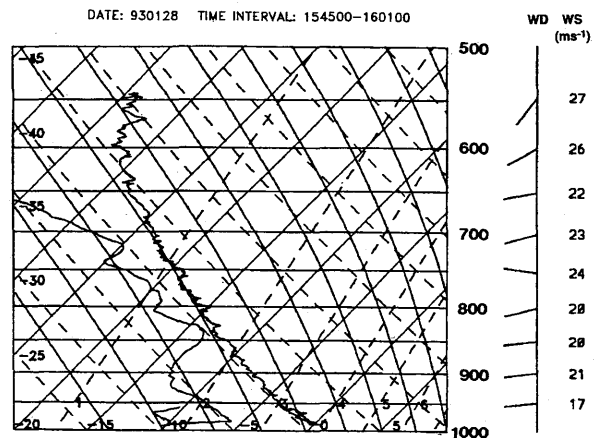
雲内で観測された氷晶・降雪粒子の特徴は、全層を通じて、樹枝状或いは星状結晶がほとんど見られなかったことである。雲頂付近では、上昇流のすぐ右側で、角柱・つつみ状結晶の他、 $200 \mu m$  の微水滴、 $\sim 1 mm$  のあられが見られた。上昇流の中央或いは左側では、あられは見られなかった。降雪粒子は高濃度の雲水域で急速に成長し、 $1 \sim 2 mm$  程度のあられに成長した。その後は雲水量が小さいため、ゆっくりと成長していた。

### 8.3.5.2 SNOW BAND B

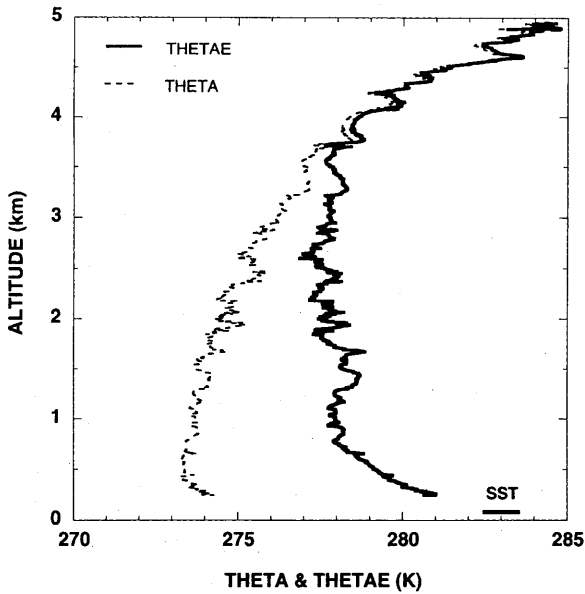
1658-1725 に研究観測用航空機のポインターシステムを用いて鉛直断面を観測した。SNOW BAND B1は、幅 $\sim 10 km$ 、長さ $\sim 40 km$ であった。その走向はほぼ東西であったが、時間とともに（海岸に近づくにつれて）、北西-南東の走向を持つSNOW BANDが卓越



第 8.3.8 図 地面に相対的な観測用航空機の航跡と 6 秒平均の水平風 (a) と移動するシステムに相対的な航跡 (b)。



第 8.3.9 図 1545-1601 に航空機で観測された気温、露点温度、風向風速の鉛直分布。



第 8.3.10 図 1545-1601 に航空機で観測された温位と相当温位の鉛直分布と海面温度。

するようになった。この SNOW BAND の幅は $\sim 10$  km、長さは $\sim 50$  km であった。このように、この時間帯のレーダーエコーは、東西方向と北西-南東方向に伸びる SNOW BAND が重畳しており、複雑なパターンを示した。デュアルドップラーレーダで観測可能な期間については (1705~1725)、今注目している SNOW BAND 中のセルはレーダ反射因子や気流系にも大きな変化はなく準定常状態にあった。また、各高度での CAPPI をよく調べると、中・下層では東西の走向が、中・上層では北西-南東の走向が卓越していることが分かる。観測した雪雲 B11 は最大で 30 dBZ のエコー強度を維持し、 $80^\circ/20\text{ m s}^{-1}$  で移動した。この雪雲は、北側の雪雲より移動速度が大きく、SNOW BAND の走向は西北西-東南東へと、時間とともに傾いてきた (第 8.3.6 図)。

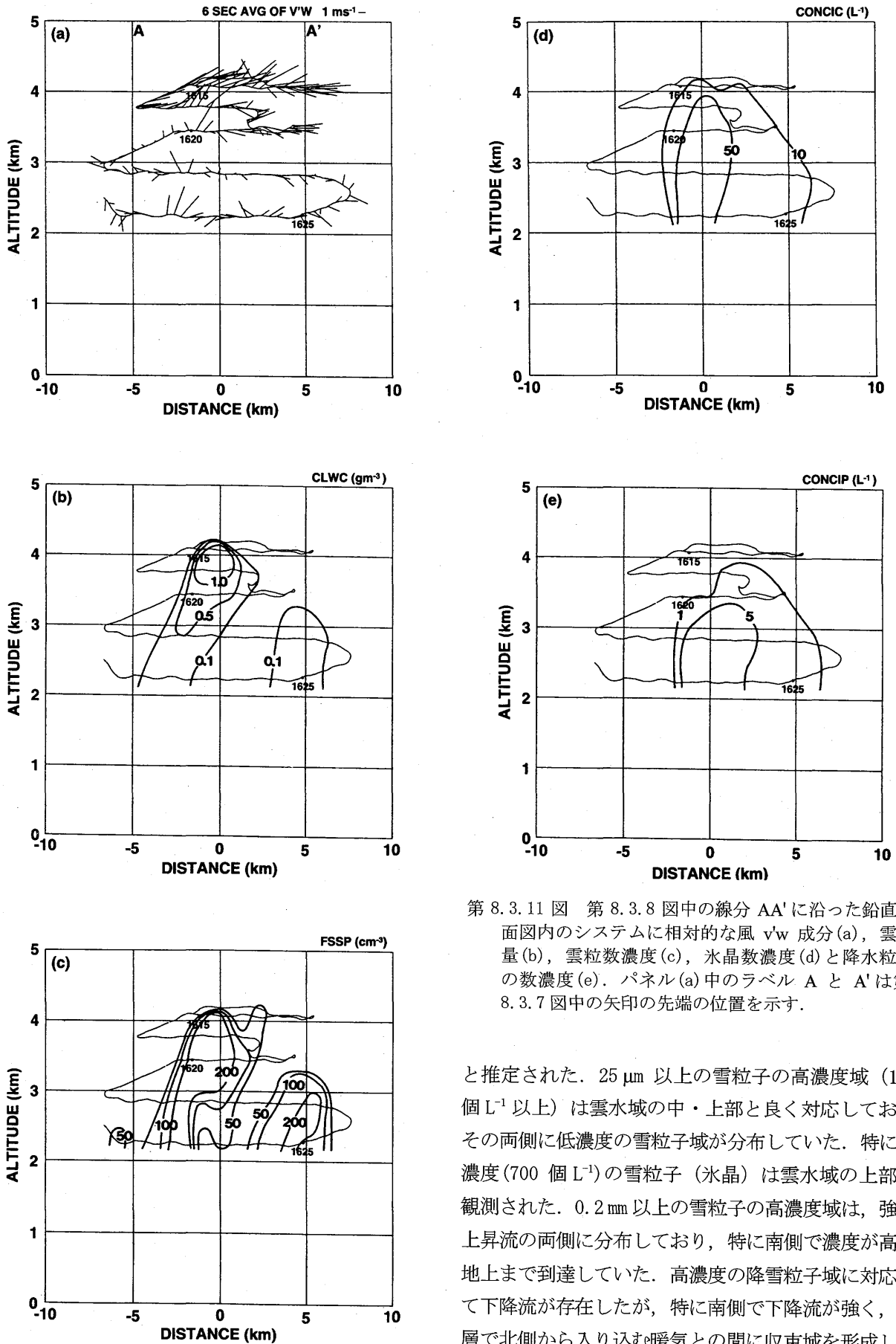
第 8.3.12 図に、高度 0.8 km、2.8 km、4.3 km におけるレーダ反射因子、システムに相対的な風、上昇流・下降流域を示す。最大の反射因子は $\sim 30$  dBZ で、セルはほぼ直立していた。下層では dBZ の大きな領域のすぐ北東側でセルの北側から侵入してくる気流と進行方向 (東) に向う気流系の間収束域、dBZ の大きな領域の南東側に弱い発散域が存在した。収束・発散場に対応して上昇・下降流域も存在した。下層では収束域は北西-南東方向を向っていたが、高度 0.8~1.8 km では、それにほぼ直交する方向に伸びていた。高度 2.3 km より上空では、次第にセルの中心付近は発

散場となり、高度 3.3 km 以上では全域発散場となった。一方、上昇流は 2.3 km 以上ではセル (高 dBZ 域) と一致し、顕著な ( $0.5\text{ m s}^{-1}$  以上) の下降流域は、高度 2.3 km 以上では見られなかった。セルに相対的な水平風に関しては、1.8~2.8 km で、強い上昇流を迂回する流れが顕著で、3.3 km 付近では四方に発散する流れが、3.8 km 以上では、北側に吹き出す流れが卓越していた。

第 8.3.13 図に、第 8.3.12 図、中の直線 BB' に沿った断面を示す。これは航空機による鉛直断面観測の位置にもほぼ対応している。下層ではセルの中心部の北東側から流入した空気塊が上昇流を形成し、この上昇流は高度とともに、セル中心とほぼ一致するようになっていた。最大上昇流は 2.3~2.8 km 付近にあり、 $6\text{ m s}^{-1}$  程度であった。上層では、北東側に吹き出していた。一方、比較的強い下降流 ( $\sim 1.5\text{ m s}^{-1}$ ) はセル中心の南西側の高度 1.8 km 以下にあり、この下降流が地表付近で北東方向に広がる気流を形成していた。この気流と北東側から雲の中に流入する気流との間に収束域を作ることにより、長続きする構造となっていた。

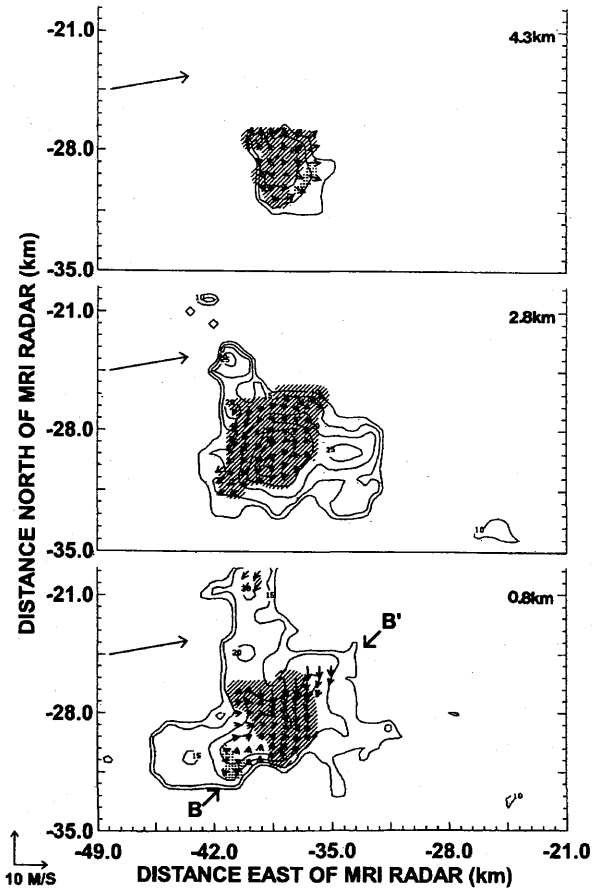
航空機観測から得られた大気鉛直分布から、雲頂高度 (温度) と雲底高度 (温度) はそれぞれ、4.6 km ( $-35^\circ\text{C}$ ) 1.3 km ( $-10^\circ\text{C}$ ) であった。下層では西 ( $265^\circ$ ) の風で風速は $\sim 22\text{ m s}^{-1}$  であった。大気の熱力学的成層は、下層 1 km に  $\Delta\theta_e = 3\text{ K}$  の対流不安定が存在し、地上から自由対流高度まで持ち上げられた空気塊は $\sim 4.5$  km に到達するだけの浮力を有していた。これは実測された雲頂高度とよく一致していた。CAPE の値は SNOW BAND A1 の場合とほぼ同程度で、冬季日本海上における寒気吹き出し時の典型的な値 (数 $\sim$ 数  $10\text{ J kg}^{-1}$ ) より大きかった。

第 8.3.14 図に SNOW BAND B1 の走向に直交する  $350^\circ - 170^\circ$  鉛直断面を示す。システム (SNOW BAND) の移動に相対的な風の VW 成分を示す。図から分かるように、収束流は下層でバンドの北側から入り、強い上昇流を形成してバンド中央を吹き上がっている。この上昇流は、雲頂付近では風のシアによって北側 (DOWNSHEAR) に抜けている。上昇流 (6 秒平均) の最大値は  $7\text{ m s}^{-1}$  であった。雲水域は、この上昇流域とほぼ対応しており、雲水量の最大値 $\sim 0.6\text{ g m}^{-3}$  は雲水域の中心部 (上昇流の強い部分) で見いだされた。雲底高度は航空機からの目視観測で $\sim 1.3$  km



第 8.3.11 図 第 8.3.8 図中の線分 AA' に沿った鉛直断面図内のシステムに相対的な風  $v'w$  成分 (a), 雲水量 (b), 雲粒数濃度 (c), 氷晶数濃度 (d) と降水粒子の数濃度 (e). パネル (a) 中のラベル A と A' は第 8.3.7 図中の矢印の先端の位置を示す.

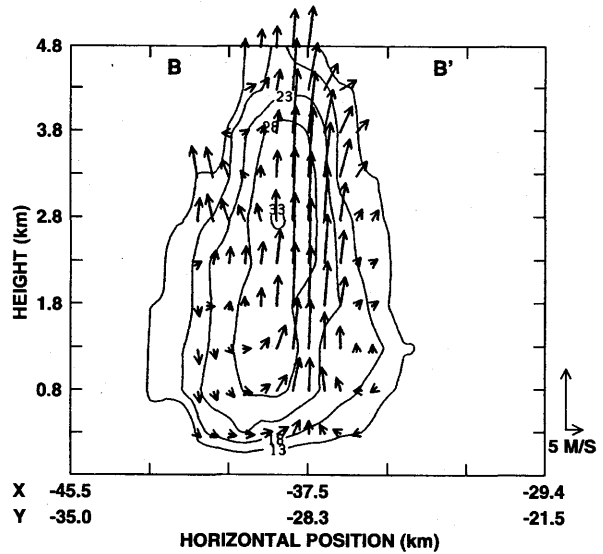
と推定された.  $25 \mu\text{m}$  以上の雪粒子の高濃度域 (100 個  $\text{L}^{-1}$  以上) は雲水域の中・上部と良く対応しており, その両側に低濃度の雪粒子域が分布していた. 特に高濃度 (700 個  $\text{L}^{-1}$ ) の雪粒子 (氷晶) は雲水域の上部で観測された.  $0.2 \text{mm}$  以上の雪粒子の高濃度域は, 強い上昇流の両側に分布しており, 特に南側で濃度が高く, 地上まで到達していた. 高濃度の降雪粒子域に対応して下降流が存在したが, 特に南側で下降流が強く, 下層で北側から入り込む暖気との間に収束域を形成していた.



第 8.3.12 図 1711 の高度 0.8, 2.8, 4.3 km のレーダ反射強度の CAPPI. システムに相対的な水平風と上昇流域 (斜線部) と下降流域 (点描部) も示す. システムの移動ベクトルはそれぞれのパネルの左上部に表示してある.

上昇流域の相当温位  $\theta_e$  は 278 K 以上で, 特に下層では 280 K 以上であった. 一方, 下降流域の  $\theta_e$  は 278 K 以下であった. 相当温位の分布から, 高度 2~3 km の周囲の空気塊が降雪粒子の蒸発によって冷却されながら下降してきたと考えられる. 温位差 ( $\Delta\theta \propto$  浮力) も, 雲の全層で平均 0.5 K, 最大で 1.0 K 程度雲内の方が高く, 下層では水蒸気密度差 ( $\Delta Q_v$ ) も大きくなっていった.

雲粒の数濃度は大部分の領域で  $100 \text{ 個 cm}^{-3}$  以下で, 雲頂付近で極大値を示すものの, 全体的には高さとともに減少していた. 一方, 雲粒の平均粒径は, 雲底付近で  $10 \mu\text{m}$  未満, 雲頂付近で  $20 \mu\text{m}$  程度と高さとともに増大する傾向が見られたが, 中層では  $15\sim 30 \mu\text{m}$  と大きく変動していた. 雲水量は, 極大値をもつ雲頂付近を除くと, 雲の中~上層では, ほぼ一定か, 高さとともにやや減少する傾向がみられた. 雲水量の絶対値は, 断熱凝結量よりかなり小さな値を示した. これら



第 8.3.13 図 第 8.3.12 図中の線分 BB' に沿った鉛直断面内のレーダ反射強度とシステムに相対的な風の v'w 成分. ラベル B と B' は第 8.3.12 図中の矢印の先端の位置を示す.

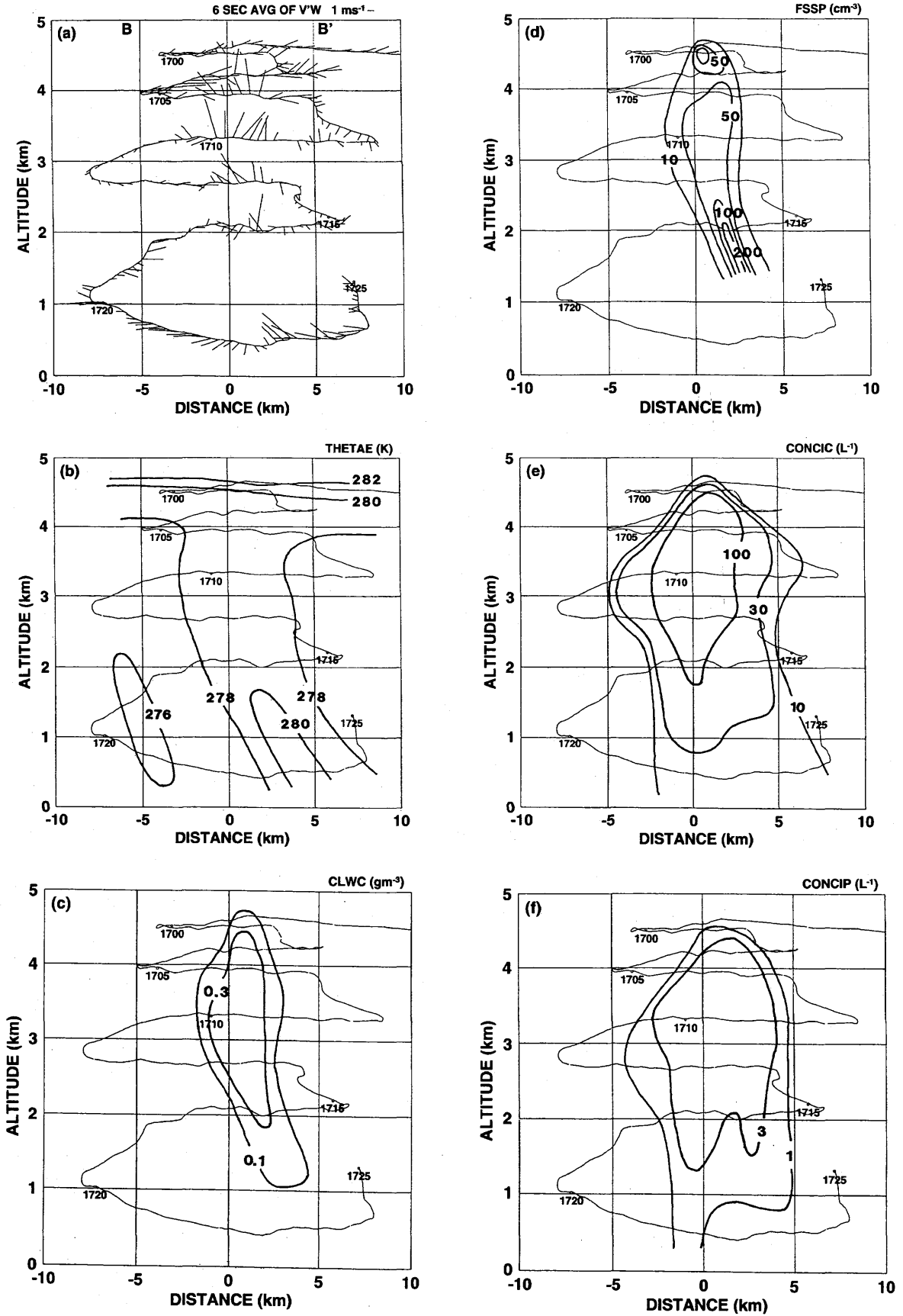
の観測結果は, 雲粒が, 降雪粒子の riming 成長に費やされていることを示唆している.

氷晶・雪粒子の結晶形は, 雲頂付近では角柱状結晶と結晶形が判別できない濃密雲粒付結晶が大半をしめていた. 雲全層であられ粒子と濃密雲粒付結晶が卓越したが, 高度 2 km 以下では, 雲粒付の立体樹枝状結晶も観測された. これは特にバンドの北側で多くみられ, 南側ではあられが卓越していた.

### 8.3.6 考察

#### 8.3.6.1 降水能率

雲頂付近に雲粒の併合成長によって形成された霧雨滴 (drizzle drops) が若干見られたが, SNOW BAND A1, B1 とともに, 本質的には雪粒子の雲粒捕捉成長が主な降水形成機構であった. 両 SNOW BAND はともに, レーダ観測領域内では準定常状態にあり (SNOW BAND A1 は若干, 衰退気味ではあったが), 比較的長続きした. この 2 つのバンド状降雪雲はほぼ同じ領域に出現し, 観測された時刻も, 1 時間程度のずれしかなかったにもかかわらず, SNOW BAND A1 は降水能率が低く, レーダ反射因子も最大で  $\sim 15 \text{ dBZ}$  であったのに対して, SNOW BAND B1 は降水効能率が良く, レーダ反射強度も最大  $\sim 30 \text{ dBZ}$  に到した. 第 8.3.15 図の模式図に示すように SNOW BAND A1 では強い上昇流 ( $\sim 5 \text{ m s}^{-1}$ ) によって生成された雲水域



第 8.3.14 図 第 8.3.12 図中の線分 BB' に沿った鉛直断面図内のシステムに相対的な風 v'w 成分 (a), 相当温位 (b), 雲水量 (c), 雲粒数濃度 (d), 氷晶数濃度 (e) と降水粒子の数濃度 (f). パネル (a) 中のラベル B と B' は第 8.3.12 図中の矢印の先端の位置を示す.

とあられの芽或いはあられ粒子の落下する場所がずれており、あられ粒子が効率よく雲水を消費して成長することが出来なかった。このため、あられ粒子は、最大でも $\sim 2\text{mm}$ までしか成長しなかったと考えられる。

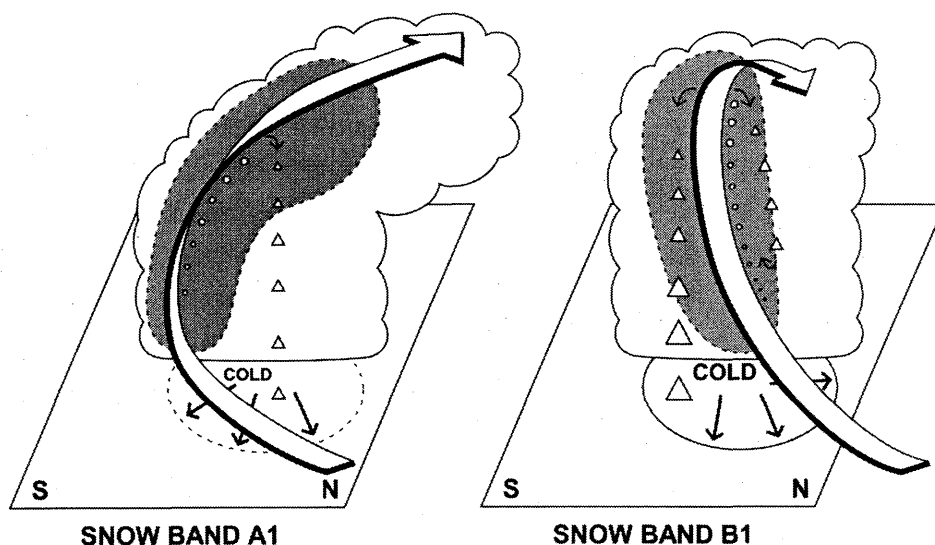
一方、SNOW BAND B1 では、あられ粒子が、強い上昇流 ( $\sim 6\text{ m s}^{-1}$ ) で生成された雲水域を落下し、過冷却雲粒を捕捉して効率良く成長した。SNOW BAND B1 内では  $5\sim 6\text{ mm}$  に成長したあられ粒子が観測された。あられ粒子が  $5\sim 6\text{ mm}$  まで成長したもう一つの理由として、あられ粒子 (あるいはあられの芽) の上昇流域への再進入 (recirculation) が重要であったと考えられる。雲底付近の上昇流域 ( $>5\text{ m s}^{-1}$ ) にミリサイズのあられ粒子が多数観測されており、これらの粒子が再び上昇流域 (高雲水量域) で成長を続けることによって  $5\sim 6\text{ mm}$  のあられ粒子が形成されると考えられる。雲底付近の過冷却雲粒中で発生した氷晶が、平均上昇流  $5\text{ m s}^{-1}$ 、平均雲水量  $2\text{ g m}^{-3}$  の上昇流中で成長したと考える (観測値と比較すると、 $2\text{ g m}^{-3}$  は  $2\sim 3$  倍過大な見積もり)。Takahashi & Fukuta (1988) の鉛直風洞を用いた過冷却雲粒共存下での雪粒子の成長実験の結果によれば、 $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 前後で発生した等方形結晶 (角柱または、厚角板; 彼らの実験結果によると、最もあられになり易い結晶形) は、10 分間で最大でも  $\sim 0.3\text{ mm}$  の濃密雲粒付結晶にしか成長しない。このときの落下速度は  $\sim 35\text{ cm s}^{-1}$  で、氷晶発生から 10 分間の空気に相対的な落下距離は  $\sim 100\text{ m}$  と無視できるほど小さい。従って、雲底から雲頂付近までの 1 回の上

昇 (高度差  $\sim 3000\text{ m}$ ・所要時間 10 分) では、強い上昇流とバランスするほどの大きな落下速度を持つあられ粒子にまで成長することは期待できない。

SNOW BAND B1 の方が、上昇流によって生成された過冷却雲粒を効率よく消費してあられ粒子が成長していることは、上昇流域の雲粒数濃度、雲水量の鉛直分布にも顕著に反映されている。SNOW BAND A1 ではあられ粒子が効率よく雲粒を捕捉していないため、雲粒数濃度は高さとともに顕著な減少を示さず、雲頂付近の雲水量も断熱凝結量に近い値となっている。一方、SNOW BAND B1 では、雲粒数濃度は高さとともに減少し、最大雲水量も断熱凝結量よりかなり小さい値となっている。

このような降水能率 (機構) の違いは、主に風の鉛直シアによってもたらされていたと考えられる。SNOW BAND A1 では、下層に  $17\text{ m s}^{-1}$  の西風、中層 $\sim 3\text{ km}$  で西南西の風  $26\text{ m s}^{-1}$ 、上層で  $26\text{ m s}^{-1}$  の南西風となっており、雲層に強いシアが存在した。この強いシアは、中・上層の上昇流域を北側 (DOWNSHEAR) に大きく傾かせ、上昇流域で形成したあられの芽や小粒のあられ粒子を上昇流域 (雲水域) の北側に吹き飛ばし、さらなる生成を妨げていた。

一方、SNOW BAND B1 では、中層の寒冷な西南西風の層が上下方向に広がり、強い南西風は消え、下層にも  $1\sim 2\text{ }^{\circ}\text{C}$ 低い  $21\text{ m s}^{-1}$  の西風が入っていた。結果的にシアが弱まり、中層に少し大きめの風速をもつジェットのような形をしたシアを形成し、少し UPSHEAR



第 8.3.15 図 SNOW BAND A1 と B1 に含まれる対流セル内における降水メカニズムを示す概念図。○と△はそれぞれあられのエンブリオとあられ粒子を示す。



に傾いた上昇流域を形成した。上昇流中で成長したあられの芽や小粒のあられ粒子は上昇流コアの近傍の高雲水量域を落下しながら成長を続け、その一部が再び上昇流に入り、さらなる成長をすることを可能にしていた。

SNOW BAND B1 の場合、降水粒子の荷重によって、高度 2~3 km から雲の周囲の乾燥した ( $\theta_e$  の低い) 空気塊が引き下ろされ、上昇流の南側に主要な下降流が形成されていた。下降流中で降水粒子が昇華蒸発することにより冷却され、地表付近にコールドドームを形成した。このコールドドームから広がる冷気流と北側から侵入する暖気流との間に収束場を形成し、長続きする循環となっていた。SNOW BAND A1 の場合、高度 2 km 以下は観測されていないが、デュアルドップラーレーダ観測や SNOW BAND A1 の鉛直断面観測前後に行った周囲の SOUNDING 等から、地表付近のコールドドームが SNOW BAND B1 ほど顕著でないこと、従ってコールドドームから流れ出す冷気と北側から侵入する暖気の間で収束が少し弱いこと、コールドドームと下層の上昇流が東西に少しずつずれていることを除くと、下層では SNOW BAND B1 の気流構造に類似していたと推測される。

### 8.3.7 まとめ

低気圧後面に出現した 2 つの比較的背の高い (~ 4.5 km) バンド状降雪雲を、各種観測機器を装備した航空機とデュアルドップラーレーダを用いて日本海上で観測した。2 つのバンド状降雪雲は北海道東部 (観測領域の北東約 600 km) に中心をもつ低気圧 (中心示度 970 hPa) の北側を回り込んできた下層の比較的暖かい西風と、大陸から低気圧後面に吹き込んできた中、上層の寒冷な西南西風によって形成された不安定成層中に発達したもので SNOW BAND A1 は 1993 年 1 月 28 日 16:00 頃、SNOW BAND B1 は 17:00 頃に観測された。

レーダ観測の結果から、両 SNOW BAND とも準定常状態にあり比較的長続きしたが、レーダ反射因子は BAND A1 が 15 dBZ であったのに対して、BAND B1 は 30 dBZ を示し、その発達に大きな差があることが示された。

航空機観測の結果から、両 SNOW BAND とも雪粒子の雲粒捕捉成長が主な降水形成機構であることが示

された。また、風の鉛直シアは降水能率に大きな影響を及ぼしていたことも強く示唆された。BAND A1 では、シアが強すぎたため、雲の中、上部で上昇流域が DOWNSHEAR に傾いており、上昇流中で発生した氷粒子 (降水粒子の芽) は、雲上部で北側 (DOWNSHEAR) へ吹き飛ばされ、高濃度の過冷却雲水域 (上昇流の近傍) を落下しないため、2~3 mm のあられ粒子にしか成長しなかった。一方、BAND B1 では、上昇流が下層で UPSHEAR に傾き、中・上層でもほぼ直立していたため、上昇流中で発生した降水粒子の芽は高濃度の過冷却雲水域を落下しながら、雲粒捕捉により効率的に成長することに加えて、それらのあられ粒子の一部分が Recirculation することにより 5~6 mm のあられ粒子を形成した。

両ケースとも、2D-C プロブで測定した高濃度の氷晶は雲の中でも過冷却雲水域に存在し、雲粒凍結が氷晶発生の有力なメカニズムであることを示唆した。また、極端に高濃度 (500 個  $L^{-1}$  以上) の氷晶は、BAND B1 の比較的高濃度のあられ粒子の存在する領域で見出され、あられ粒子と雲粒付き雪粒子間の衝突による 2 次氷晶発生の可能性が示唆された。

### 参考文献

- Asai, T., 1965: A numerical study of the airmass transformation over the Japan Sea in winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **43**, 1-15.
- Miura, Y., 1986: Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 26-39.
- Murakami, M., T. Matsuo, H. Mizuno and Y. Yamada, 1994: Mesoscale and microscale structure of snow clouds over the Sea of Japan. Part I: Evolutions of short-lived convective snow clouds. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 671-694.
- , Y. Yamada, T. Matsuo, K. Iwanami, J.D. Marwitz and G. Gordon, 2003: The precipitation process in convective cells embedded in deep snow bands over the Sea of Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **81**, 515-531.
- Nagata, M., 1987: On the structure of a convergent cloud band over the Japan Sea in winter: A prediction experiment. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 871-883.
- , M. Ikawa, S. Yoshizumi and T. Yoshida, 1986: On

- the formation of a convergent cloud band over the Japan Sea in winter: Numerical experiments. *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 841-855.
- Nakamura, K. and T. Asai, 1985: A numerical experiment of airmass transformation processes over warmer sea. Part II: Interaction between small-scale convections and large-scale flow. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 805-827.
- Okabayashi, T., 1969: Photograph of heavy snowfall on Japan Sea side on Jan. 2, 1969, taken by ESSA. *Tenki*, **16**, 79-80 (in Japanese).
- Takahashi T. and N. Fukuta, 1988: Supercooled cloud tunnel studies on the growth of snow crystals between -4 and -20 °C. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 841-855.
- Yagi, S., 1985: Large scale snow clouds with roll axes roughly perpendicular to the direction of winter monsoon burst: Observational studies of convective cloud roll axes and some theoretical consideration. *Tenki*, **32**, 175-187 (in Japanese).
- , T. Muramatsu, T. Uchiyama and N. Kurokawa, 1986: "Convergent band cloud" and "Cu-Cb line" over Japan Sea affected by topographic features in the coast of the Asian continent. *Tenki*, **33**, 453-465 (in Japanese).

## 8.4 筋状降雪雲\*

### 8.4.1 はじめに

衛星写真によって、冬季寒気吹き出し時に種々の形態のバンド状降雪雲が出現することが明らかになった。その中でも、代表的なものは、雲層の平均風向にほぼ平行な L モードの筋状降雪雲、平均風向にほぼ直交する T モードの筋状降雪雲、それと2つの性質の異なる気団が合流するところに形成される収束雲である。

L モードと T モードの筋状降雪雲については Asai (1972) が乾燥対流に関する線型理論から雲層シアベクトルに平行なロール状対流が発達し易いことを指摘した。その後、八木等 (1985) が、衛星写真と高層観測データから、冬季日本海上に発生する筋状降雪雲にも Asai (1972) の指摘した関係が成り立っていることを報告している。

L モードの筋状降雪雲のアスペクト比については、Miura (1986) が衛星写真の雲画像を解析して乾燥対流の理論よりはるかに水平方向に扁平な構造であることを報告している。

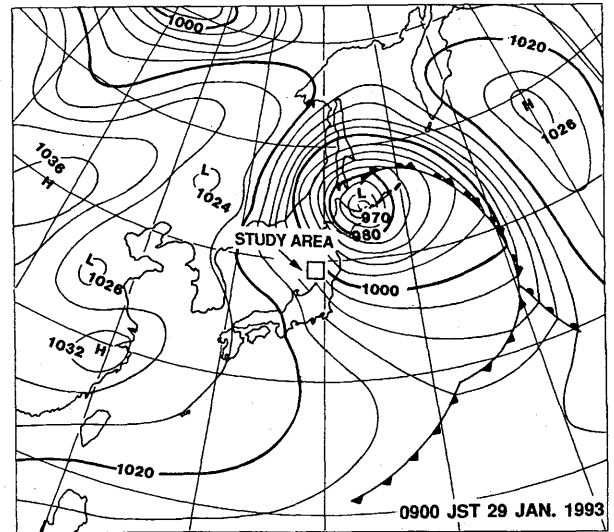
筋状降雪雲内の対流活動は乾燥対流ではなく、水物質の相変化によって放出される潜熱や降水粒子の荷重が対流活動に大きな影響を及ぼしていると考えられる。これらの効果も降雪雲の対流形態を決定するメカニズムを解明する際に考慮されなければならない。

一方、背の低い筋状降雪雲は、その出現頻度が大きいことと、比較的雲頂温度が高く雲内氷晶濃度が低いことから、自然の状態では降水能率が悪いと考えられ、種まきによる人工調節の可能性が高い雲であると考えられる。しかし、これまで背の低い筋状降雪雲内の微物理構造と気流構造を同時に観測した例はなかった。

この節では、1993年1月29日の航空機とデュアルドップラーレーダによる観測結果に基づいて、背の低い筋状降雪雲内部の微物理構造と気流構造について記述する。

### 8.4.2 総観場

背の低い筋雲の航空機観測を実施した時刻より 2～3 時間前の 1993 年 1 月 29 日 09 時の地上天気図を第 8.4.1 図に示す。中心気圧が 970 hPa の非常に発達し



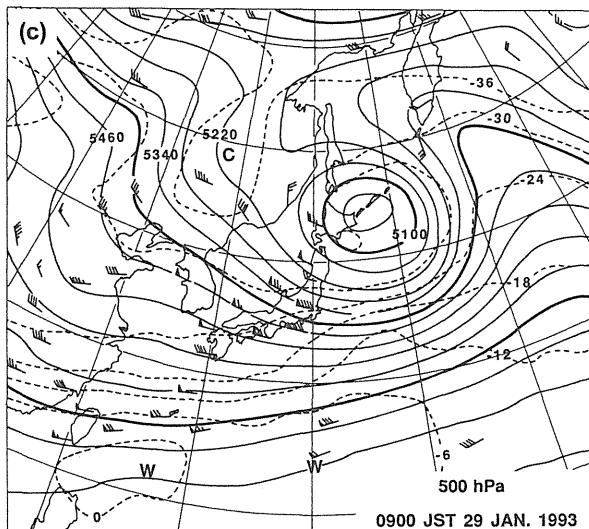
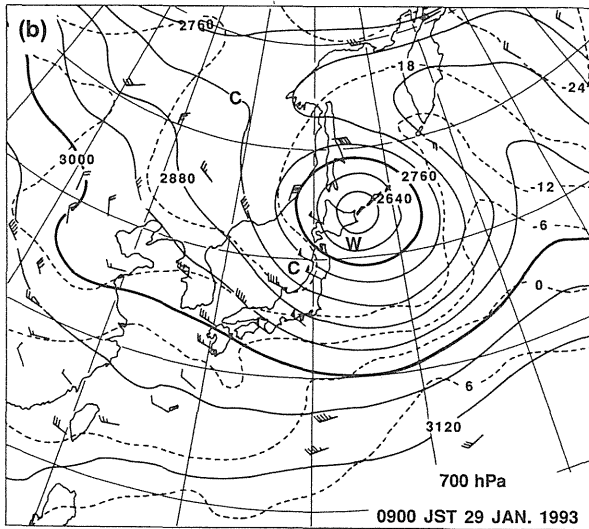
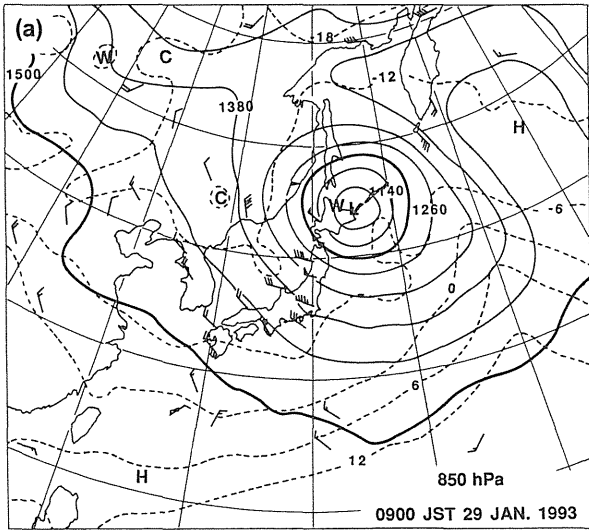
第 8.4.1 図 1993 年 1 月 29 日 09 時 (日本時間) の地上天気図。観測領域を長方形で示す。

た低気圧が北海道東部にあり、観測域付近では等圧線が北西-南東方向に傾き、等圧線の間隔も混んでいた。850, 700, 500 hPa の高層天気図 (第 8.4.2 a, b, c 図) を見ると、風向に沿った気温勾配は比較的小さく、この段階では寒気移流が弱まっていたことを示している。700 hPa 高度で少し寒気移流が見られる程度である。気温分布で特徴的なことは、南冷北暖と通常とは逆の分布になっていることである。これは、北海道東部に位置する発達した低気圧の北側をまわり込む太平洋起源の暖湿な空気塊により形成されたものである。

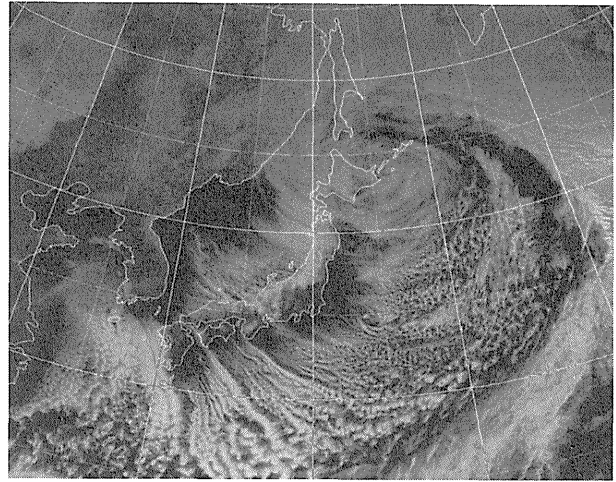
低気圧後面の日本海上に広がった雲を静止気象衛星可視画像 (第 8.4.3 図) で見ると、寒気吹き出しに伴う雲は大陸東岸から約 300 km 離れた所で発生しており、寒気吹き出しが弱かったことを示している。また、雲雲の筋状の構造もさほど顕著ではなく、層積雲に近い外見をしている。

気温、湿度、風の鉛直分布を見ると、770 hPa 付近に強い逆転層があり、対流を抑えている。それより上空では、高気圧性の沈降により大気は非常に乾燥している。これから、平均的な雲頂高度 (温度) は～2.5 km (～-15℃)、雲底高度 (温度) は～1.0 km (～-7℃) と推定される。相当温位の分布から下層に対流不安定が存在したことが分かる。雲層の上部で風速が減少しているが、風は全層で西北西の風である。雲層内の弱いシアベクトルは西北西方向で、通常と逆方向 (180°向きが違う) である (第 8.4.4 図)。これは上

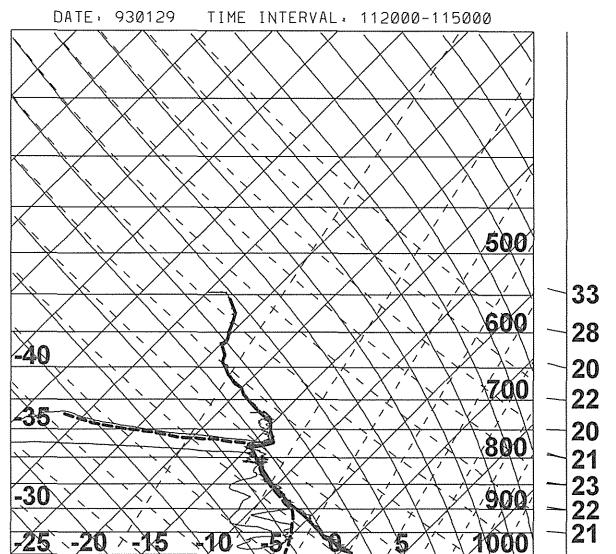
\* 村上正隆：物理気象研究部



第 8.4.2 図 1993 年 1 月 29 日 09 時の (a) 850 hPa, (b) 700 hPa, (c) 500 hPa の高層天気図。実線と破線はそれぞれ高度と気温を示す。実践と破線はそれぞれ高度と気温を示す。観測領域を長方形で示す。



第 8.4.3 図 1993 年 1 月 29 日 12 時の静止気象衛星の可視画像。

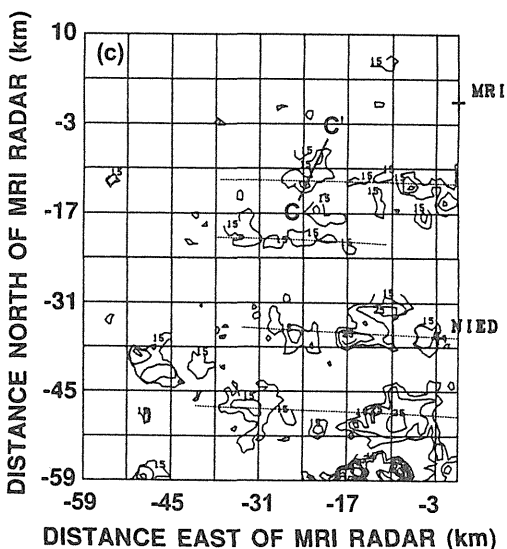
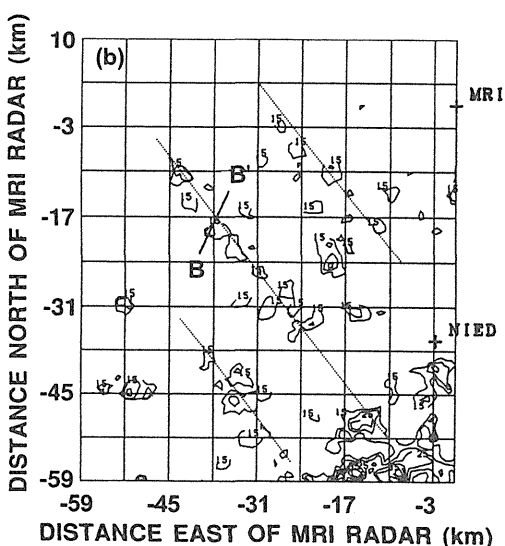
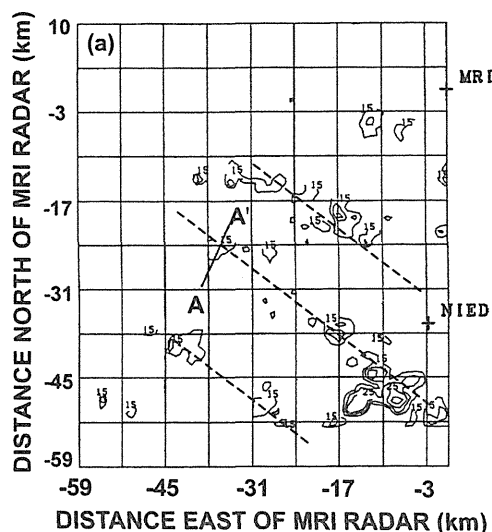


第 8.4.4 図 1122-1140 に航空機で観測された気温，露点温度，風向風速の鉛直分布。

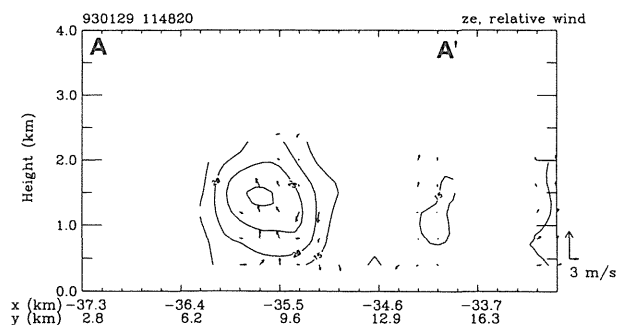
述した南冷北暖の温度分布を反映したものである。

### 8.4.3 観測体制

背の低い筋雲の観測は，ワイオミング大学の雲観測用航空機キングエアと，2 台のドップラーレーダを用いて，観測領域 I 内（第 8.3.1 図）で実施した。1 台は象潟に設置した気象研究所のレーダで，もう 1 台は酒田に設置した防災科学技術研究所のレーダである。その他に，酒田では，気象研究所のマイクロ波放射計による鉛直積分雲水量観測，名古屋大学水圏科学研究所による HYVIS，レーウィンゾンデ観測，秋田大学による地上降雪粒子観測が実施された。



第 8.4.5 図 1148, 1217, 1246 の仰角 1.5° のレーダ反射強度の PPI.



第 8.4.6 図 第 8.4.5 a 図中の線分 AA' に沿った鉛直断面内のレーダ反射強度とシステムに相対的な風の  $v'$   $w$  成分. ラベル A と A' は第 8.4.5 a 図中のラベル A と A' の位置を示す.

本節では上述のデータの他に、気象庁が提供する地上・高層天気図、衛星写真、高層観測、アメダスデータ等を使用した。

#### 8.4.4 観測結果

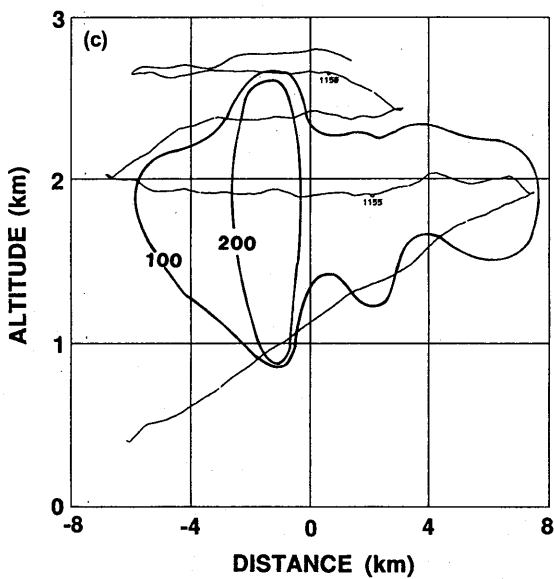
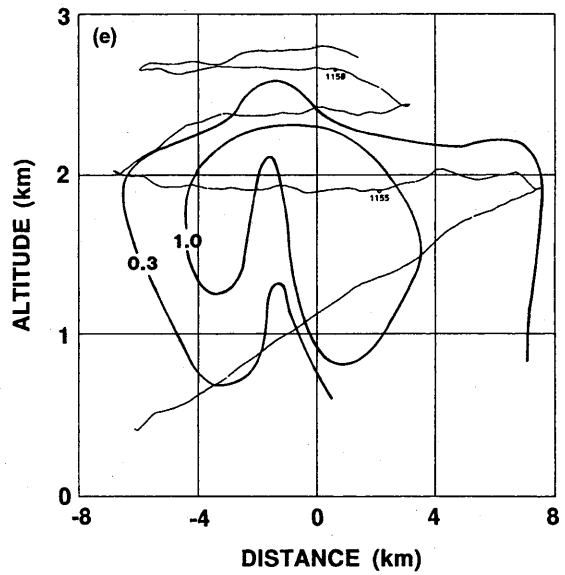
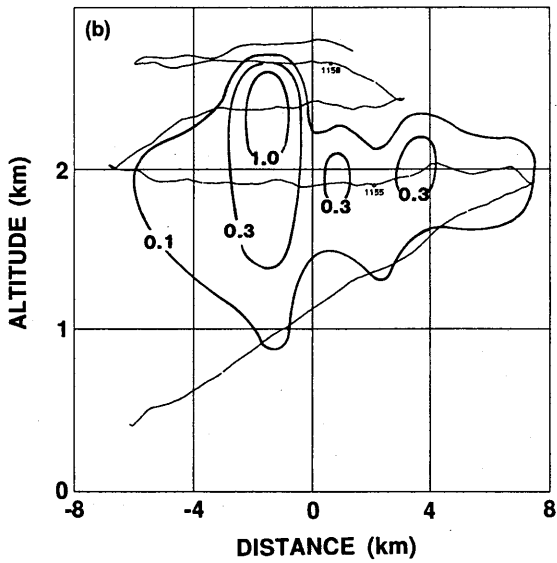
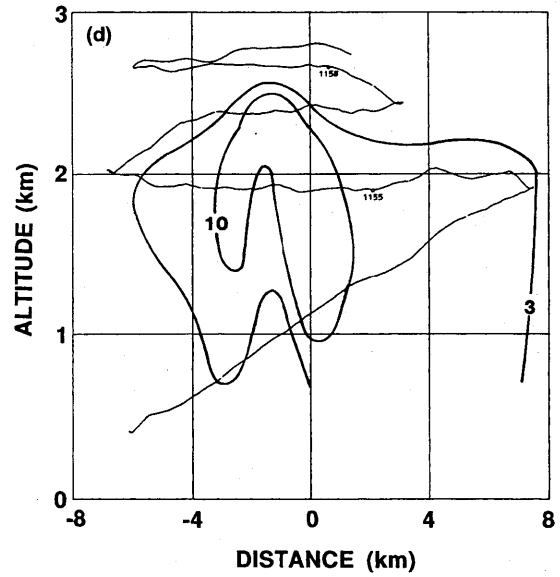
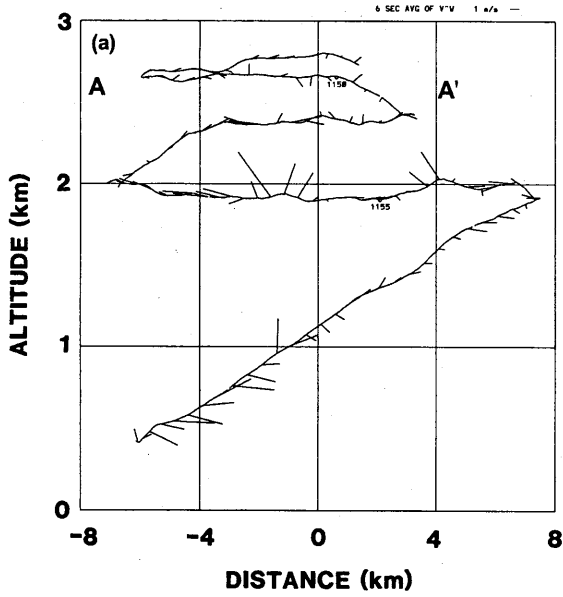
1993 年 1 月 29 日明け方には、発達した L モードのバンド状降雪雲が形成されたが、航空機観測を実施した 11~13 時までには背の低い L モードの筋状降雪雲に変化した。

本節では、航空機とデュアルドップラーレーダの同時観測を行った 3 ケースについて、その内部構造を記述する。いずれのケースも、レーダエコー上では筋雲を構成するセル構造がはっきりとした、“ゆるやかに組織化された” L モードの筋雲であった (第 8.4.5 図)。

ケース 1 (11 時 48 分) とケース 2 (12 時 17 分) の筋雲の走向は、雲層内の平均風向から 30°~40° 右にずれていたが、ケース 3 (12 時 46 分) の筋雲は平均風向にほぼ平行な走向であった。航空機観測の時間帯では、走向が 30°~40° 右にずれた筋雲が卓越モードで、時々ケース 3 のような平均風向に平行な筋雲も見られた。

##### 8.4.4.1 ケース 1

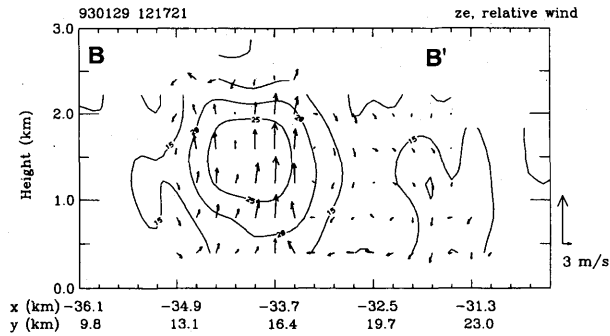
11 時 48 分にデュアルドップラーレーダ観測により得られた筋雲に関して、走向に直交する鉛直断面内における、システムに相対的な気流と反射因子の分布を第 8.4.6 図に示す。エコー頂高度は 2.3 km で、セルの幅は約 5 km であった。若干上昇流コアが降水コア (反射因子コア) より右側に位置しているが、ほぼ両



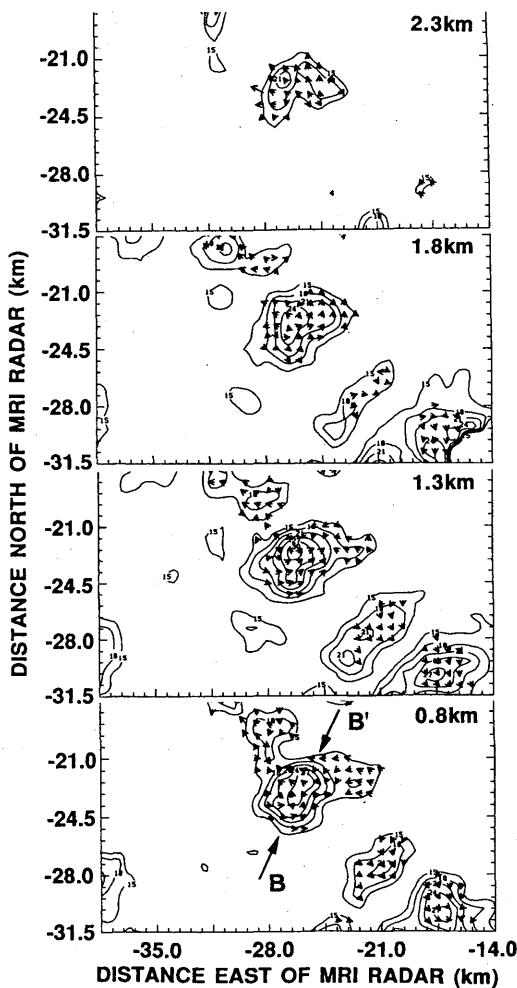
第8.4.7図 第8.4.5 a 図中の線分 AA' に沿った鉛直断面図内のシステムに相対的な風の  $v'w$  成分(a), 雲水量(b), 雲粒数濃度(c), 氷晶数濃度(d)と降水粒子の数濃度(e). パネル(a)中のラベル A と A' は第8.4.5 a 図中のラベル A と A' の位置を示す.

者は一致していた。下層で左側からの流入がある点ののぞくとほぼ左右対称な構造になっている。エコー域が小さいため、平滑化と境界の影響で上昇流が小さめになっていることとセルの両側に大きめの下降流が出ていることを除くと、定性的には雲内の気流系を良く表現しているものと思われる。

航空機によって 11 時 47 分から 11 時 59 分に観測された筋雲の走向にほぼ直交する断面内 ( $40^\circ \sim 220^\circ$  鉛直断面) のシステムに相対的な風, 雲水量, 2D-C



第 8.4.8 図 第 8.4.5 b 図中の線分 BB' に沿った鉛直断面内のレーダ反射強度とシステムに相対的な風の v/w 成分。ラベル B と B' は第 8.4.5 b 図中のラベル B と B' 矢印の先端の位置を示す。



第 8.4.9 図 1224 の高度 0.8, 1.3, 1.8 および 2.3 km におけるレーダ反射強度とシステムの移動に相対的な水平風。システムの移動ベクトルをそれぞれのパネルの左下に表示。

で測定された 25  $\mu\text{m}$  以上の粒子数濃度 (氷晶数濃度), 2D-P で測定された 200  $\mu\text{m}$  以上の粒子数濃度 (降雪粒子数濃度), FSSP で測定された雲粒数濃度を第

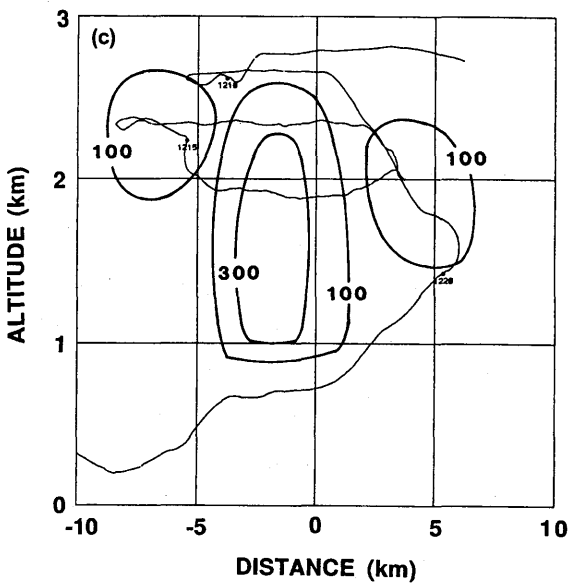
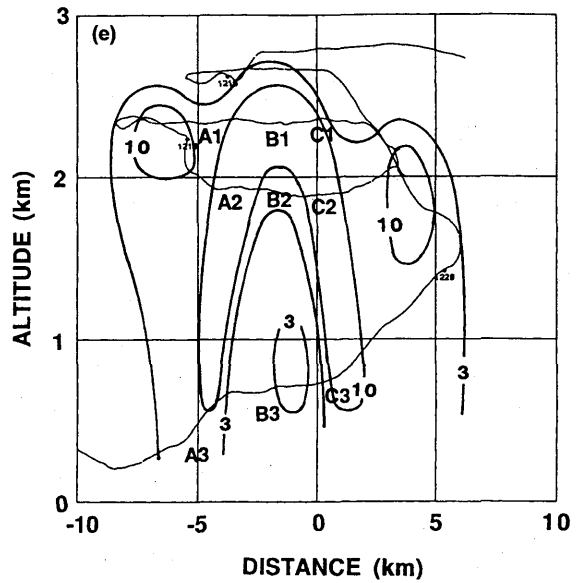
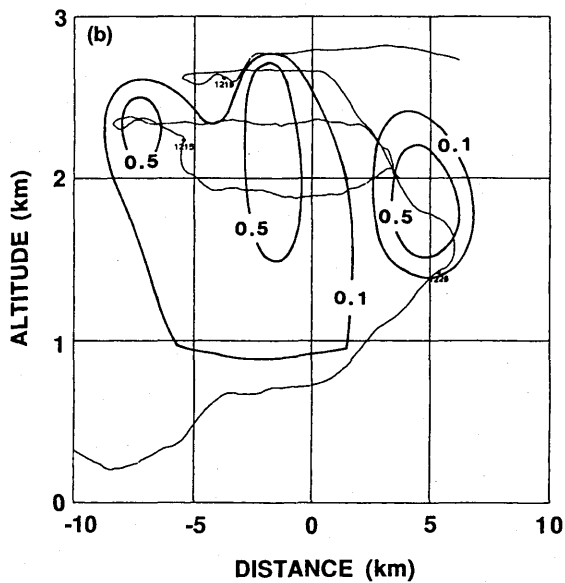
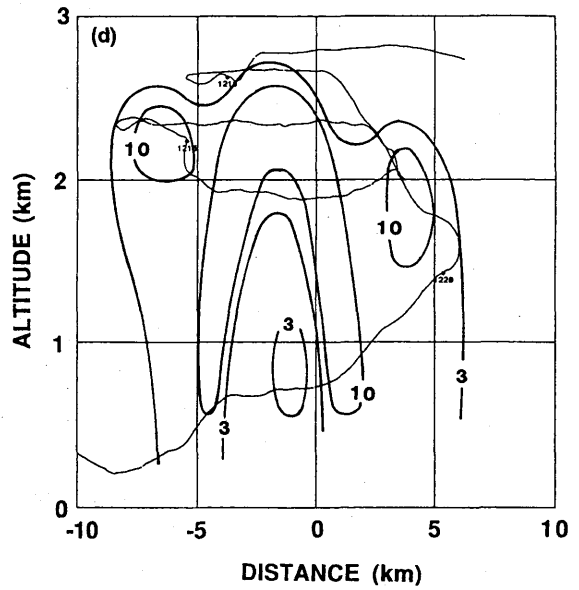
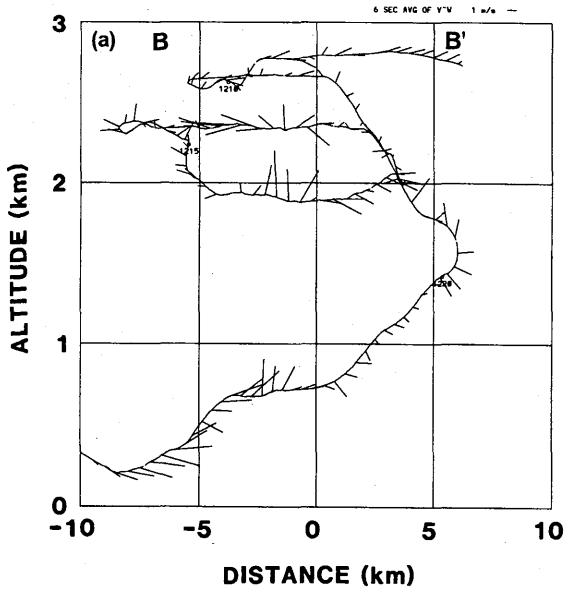
8.4.7 a~e 図に示す。第 8.4.7 a 図から, 上昇流域は直立しており, 高度 2 km 付近に 3~4  $\text{m s}^{-1}$  の最大上昇流 (6 秒平均) が存在していることが分かる。下層では左側から流入する気流が顕著であるが, 2 km 以上では左右対称に発散する気流構造となっている。上昇流コアの両側, 特に下層に 1  $\text{m s}^{-1}$  程度の下降流が見られる。上昇流域に対応して雲水域が存在し, 雲頂・雲底高度はそれぞれ 2.7 km, 0.9 km であった。雲水量の最大値は 1.5  $\text{g m}^{-3}$  で, 雲の上部に存在した。また, 上昇流コア中での雲粒数濃度の変化が小さいことが分かる。氷晶と降雪粒子は, ほぼ同様に分布していた。上昇流域で数濃度が低く, その両側と上部で高くなっており, 左右対称の分布をしていた。氷晶濃度の最大値は 20~30 個  $\text{L}^{-1}$ , 降雪粒子の最大値は 2~3 個  $\text{L}^{-1}$  であった。

#### 8.4.4.2 ケース 2

12 時 17 分のデュアルドップラーレーダ観測から得られた筋雲の走向にほぼ直交する鉛直断面内のレーダエコー反射因子とシステムに相対的な気流の VW 成分を第 8.4.8 図に示す。エコー域は直立しておりエコー強度はセル全域で 20 dBZ 以上 (最大で 27 dBZ) で, エコー頂高度は 2.8 km 程度であった。上昇流域はエコー域の中央に位置し, 上昇流の最大値は 3  $\text{m s}^{-1}$  程度であった。鉛直断面内の気流系は, 下層の左側からの流入を除くとほぼ左右対称で, 1.3 km 以下で水平収束, 1.3 km 以上で発散が見られる。

第 8.4.9 図に 0.8, 1.3, 1.8, 2.3 km 高度におけるレーダ反射因子とシステムに相対的な水平風を示す。下層では気流がエコーセルの中心に向かって収束, 1.8 km 以上ではエコーセルの中心から周囲に向かって発散しており, エコーセルの中心に対してほぼ対称的な構造をしていた。

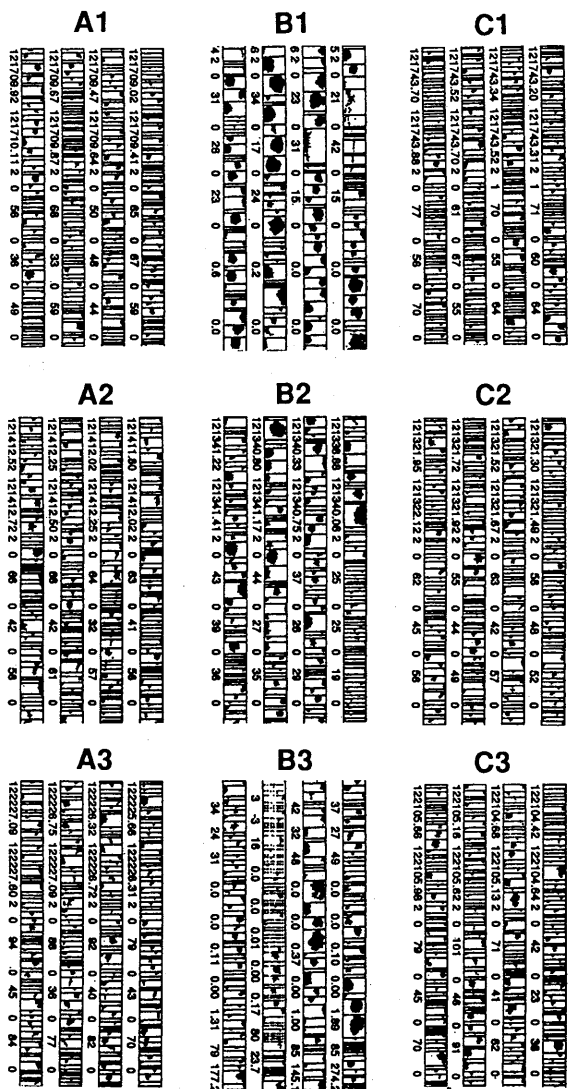
12 時 08 分から 12 時 24 分に実施した航空機観測から得られた筋雲の走向にほぼ直交する 40°~220°鉛直断面内のシステムに相対的な風の VW 成分, 雲水量, 雲粒数濃度, 氷晶数濃度, 降雪粒子数濃度を第 8.4.10 a~e 図に示す。下層で左側 (南西側) からの流入を除くと, ほぼ左右対称な気流構造をしており, 高度 2 km 付近で上昇流は最大 (3~4  $\text{m s}^{-1}$ ) となっている。雲上部での左右対称な発散流が顕著である。主要な上昇流域の両側に弱い下降流域が存在する。それ



第 8.4.10 図 第 8.4.5 b 図中の線分 BB' に沿った鉛直断面図内のシステムに相対的な風の  $v_w$  成分(a), 雲水量(b), 雲粒数濃度(c), 氷晶数濃度(d)と降水粒子の数濃度(e). パネル(a)中のラベル B と B' は第 8.4.5 b 図中のラベル B と B' の位置を示す.

より外側の左右両端にも弱い上昇流域が存在している。これら上昇流域に対応して、雲水域が分布しており、中央の雲水域では最大  $0.7 \sim 0.8 \text{ g m}^{-3}$  の雲水量を含んでいる。雲粒数濃度の最大値は  $300 \text{ 個 cm}^{-3}$  程度で、高度とともに雲粒数濃度の最大値は  $300 \text{ 個 cm}^{-3}$  程度で高度とともに減少する傾向があった。氷晶の高濃度域は、中央の主要な上昇流域の上部と両側に分布し、上昇流域の中・下部は一般的には低濃度域となっている。しかし、部分的には雲底下に高濃度 ( $3 \text{ 個 L}^{-1}$  以上) の





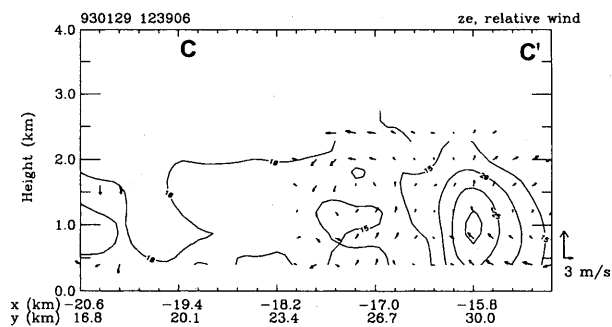
第 8.4.11 図 第 8.4.10 e 図中の A1~C3 地点で観測された 2D-P イメージ。

領域も見られる。降雪粒子の分布は氷晶の分布とほぼ同様である。左右両端の弱い上昇流域では、上昇流域、雲水域、氷晶域、降雪粒子域がほぼ重なっている。

中央の上昇流コアの中心付近とその両側の 3 高度 (第 8.4.10 e 図に A1~C3 の記号で示した地点) における 2D-P イメージを第 8.4.11 図に示す。これからも分かるように上昇流コア中では粒子の数濃度は低い、大粒 (5~6 mm) のあられ粒子が存在し、反射因子コアと上昇流コアが一致するというレーダ観測の結果と矛盾しない。

### 8.4.4.3 ケース 3

12 時 39 分にデュアルドップラーレーダで観測された、筋雲の走向にほぼ直交する鉛直断面内のレーダエ



第 8.4.12 図 第 8.4.5 c 図中の線分 CC' に沿った鉛直断面内のレーダ反射強度とシステムに相対的な風の v'w 成分。ラベル C と C' は第 8.4.5 c 図中のラベル C と C' の位置を示す。

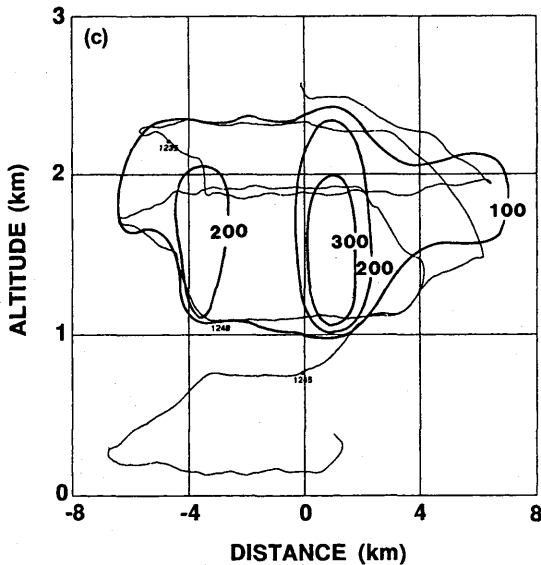
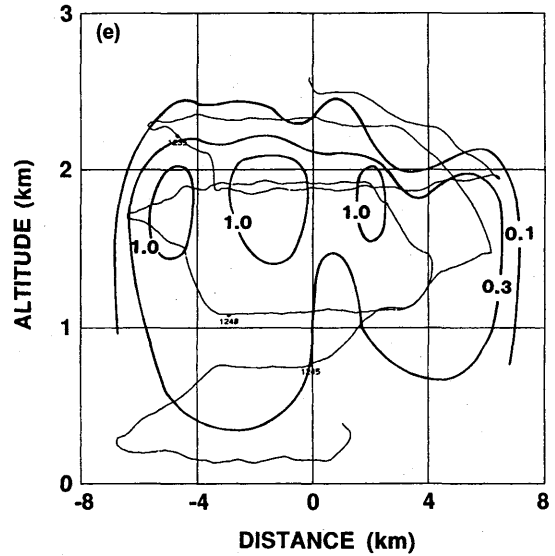
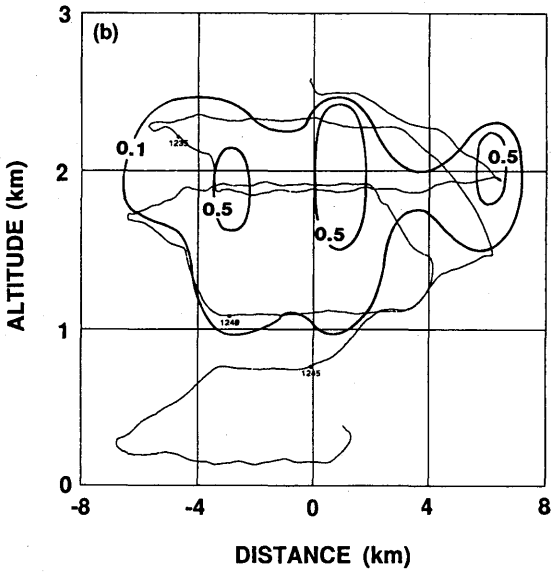
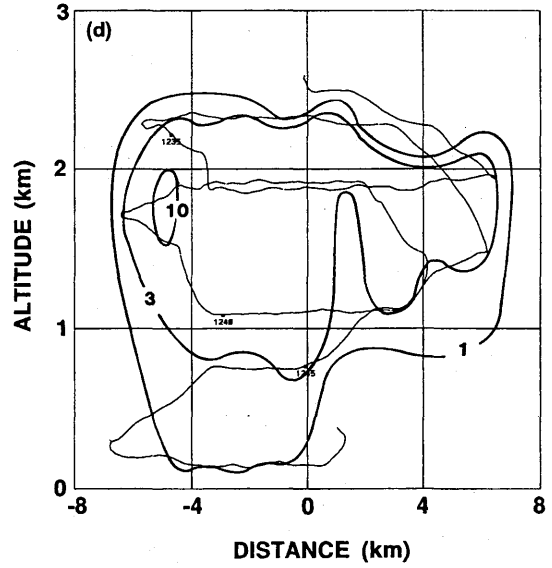
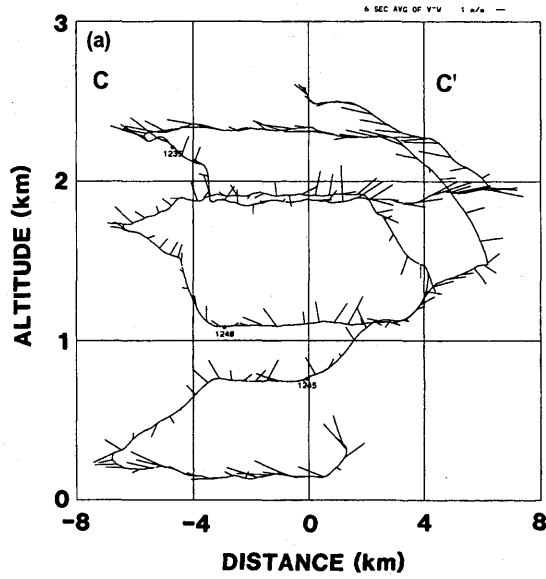
コーと、システムに相対的な気流の VW 成分を第 8.4.12 図に示す。エコーの中央部を見ると、上昇流コアと反射因子コアがほぼ一致しており、気流系も左右対称となっている。両側のエコーから発生した下降流が、注目している中央のエコーセルの下層に収束域を形成していることが示される。

12 時 30 分から 12 時 49 分の航空機観測によって得られた、筋雲の走向に直交する鉛直断面内のシステムに相対的な風の VW 成分、雲水量、雲粒数濃度、氷晶数濃度、降雪粒子数濃度を第 8.4.13 図に示す。上昇流域は直立し、ほぼ左右対称な気流構造であった。上昇流の最大値は  $2\sim 3\text{ m s}^{-1}$  で、高度 2 km 付近に存在した。両隣に 4~5 km 間隔で弱い上昇流域が存在し、上昇流域の間では弱い下降流が存在した。雲水域は上昇流域と対応しており、雲水量の最大値は  $0.6\sim 0.7\text{ g m}^{-3}$  で雲の上部に存在した。氷晶数濃度は中央の上昇流域の上部と両側で高くなっており、上昇流の中・下部では低くなっていた。このような分布は、降雪粒子についても同様であった。氷晶数濃度は上昇流コアの両側で数個  $\text{L}^{-1}$ 、降雪粒子は 1 個  $\text{L}^{-1}$  程度であった。雲粒数濃度の最大値は  $300\text{ 個 cm}^{-3}$  程度で、高度の増加とともに若干減少する傾向があった。

## 8.4.5 考察

### 8.4.5.1 筋状降雪雲の走向

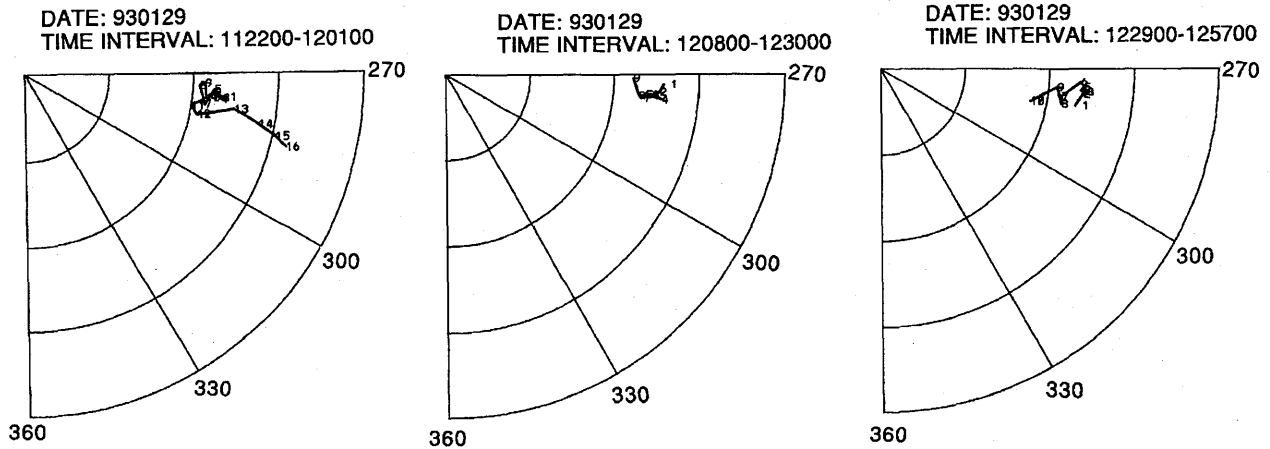
ケース 1, 2 では筋状降雪雲の走向は、雲層の平均風向から右に  $30^\circ\sim 40^\circ$  ずれていたが、ケース 3 では平均風向とほぼ一致していた。航空機観測を実施した時間帯には、700 hPa より下層では北海道東部で非常に発達した低気圧の循環の影響を強く受けて観測域付



第 8.4.13 図 第 8.4.5 c 図中の線分 CC' に沿った鉛直断面図内のシステムに相対的な風の  $v/w$  成分 (a), 雲水量 (b), 雲粒数濃度 (c), 氷晶数濃度 (d) と降水粒子の数濃度 (e). パネル (a) 中のラベル C と C' は第 8.4.5 c 図中のラベル C と C' の位置を示す.

近は南冷北暖の気温分布になっていた. この特殊な下層の熱力学的構造が時間とともに解消されつつあった.

ケース 1, 2 では雲層でのシアベクトルは温度風の関係から, 筋状降雪雲の走向にほぼ平行で逆向き ( $310^\circ$ ), ベクトルの絶対値は  $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$  と小さかった (第 8.4.14 図). Asai (1972) の線型理論や, 八木等 (1985) の解析から, 典型的な L モード・T モードの筋雲の走向とシアベクトルの関係が論じられ, 両者が良く一致することが示されているが, 著者の知る限り逆方向 ( $180^\circ$  ずれる) の例についての報告はない.



第 8. 4. 14 図 1122-1201, 1208-1230, 1229-1257 に航空機観測から得られた SNOW BAND 周辺のホドグラフ。

一方、ケース 3 の場合のシアベクトルは、ケース 1, 2 と較べると、その絶対値もさらに小さくなり、方向も西 (280°) に変化していた。この例は、雲層の平均風向に平行な走向を持つ典型的な L モードの筋状降雪雲といえる。

ケース 1, 2 のように平均風向から 30°~40° ずれる例は、五大湖の影響で形成された雪雲について報告されている (Kelly, 1982) が、筋雲の走向とシアベクトルの方向が一致しない場合もあり、そのメカニズムは現在のところ良く分かっていない。

#### 8. 4. 5. 2 対流セルの軸比

レーダエコーを見る限り、3 ケースとも筋雲の間隔は 10~20 km で、対流の深さが 2.5~3.0 km であるから、軸比は 4 : 1~8 : 1 となり、Miura (1986) の結果とほぼ一致する。しかし、航空機観測から求めた上昇流または雲水量の鉛直断面図では、4~6 km 間隔で対流セルが埋め込まれており、このような対流に着目すると軸比は 1 : 1.5~1 : 2 となる。

一本一本の筋状降雪雲は、2 次元的なロール状でもなく、セルが一行に規則正しく並んだような単純な構造でもなかった。一本の筋状降雪雲は、不規則に配置された多数の対流セルで構成されていた。

#### 8. 4. 5. 3 あられ形成とリサーキュレーション

雲層 1~1.5 km, 6 秒平均の最大上昇流が 3~4 m s<sup>-1</sup> の雪雲から 4~5 mm のあられ粒子が生成されていることが示された。上昇流中で氷化・成長した小粒のあられ粒子 (あられの芽) や雲粒付結晶の大部分は、雲の

上部で発散流により上昇流コアの周囲に輸送され、そこで数濃度が最大となっていた。これらの粒子の一部分は、雲底付近で再度上昇流コアに取り込まれ、更に成長を続け、4~5 mm のあられ粒子にまで成長している。このように、雲層が浅いにもかかわらず、大粒のあられ粒子が生成されるのには、あられ粒子や雲粒付結晶のリサーキュレーションが重要な働きをしていると考えられる。このような浅い雪雲の上昇流中で、1 回の上昇・下降中に成長するあられ粒子は高々 1~2 mm までしか達しないことが、Matsuo *et al.* (1994) によって詳細な雲の微物理過程を組み込んだ 1 次元モデルの結果から示されている。

#### 8. 4. 6 まとめ

1993 年 1 月 29 日に、発達した低気圧後面の気圧傾度の強い場に出現した背の低い筋雲を、航空機・デュアルドップラーレーダ等を用いて観測した。

航空機観測の時間帯 (10 時~13 時) には、走向が平均風向から右に 30°~40° ずれた筋状降雪雲 (卓越モード) と、平均風向にほぼ平行な筋状降雪雲が出現した。航空機とデュアルドップラーレーダを用いて、平均風向から右に 30°~40° ずれた走向を持つ筋状降雪雲を 2 例 (ケース 1, 2) と平均風向に平行な筋状降雪雲 1 例 (ケース 3) の内部構造を測定した。

ケース 1, 2 では、移動する雲に相対的な気流系を見ると、上昇流域は直立しており、下層の左側 (南西側) から流入する気流を除くと、ほぼ左右対称となっていた。一方、ケース 3 では、上昇流は直立しており、下層も含めて左右対称な気流系となっていた。3 ケー

スとも、6秒平均の最大上昇流は $3\sim 4\text{ m s}^{-1}$ で、高度2 km付近に存在し、それより上方では上昇流は弱まり、水平発散が見られた。

筋雲の走向はケース1, 2, 3ともに、雲層内のシアベクトル(いずれの場合もその絶対値は小さいが)にほぼ平行であることが示された。また、レーダエコーに基づいて求めた対流セルの軸比は $1:4\sim 1:8$ となり従来の研究結果と一致したが、航空機観測に基づく対流セルの軸比は $1:1.5\sim 1:2$ と小さな値となっていることが分かった。

上昇流域(コア)では氷晶、降雪粒子の数濃度は低い、 $5\sim 6\text{ mm}$ の大粒のあられが存在し、上昇流域と高dBZ域が対応するというデュアルドップラーレーダ観測の結果と一致した。また、上昇流コアの雲底付近に落下速度の大きさが上昇流の大きさより小さな降雪粒子が多数存在した。これらの観測事実は、降雪粒子のリサーキュレーションが浅い雪雲の中で大粒のあられ形成に重要な役割を果たしていることを強く示唆した。

## 参考文献

- Asai, T., 1972: Thermal instability of a shear flow turning the direction with height. *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 525-532.
- Kelly, R., D., 1982: A single Doppler radar study of horizontal-roll convection in a lake-effect snow storm. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1521-1531.
- Miura, Y., 1986: Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 26-39.
- Matsuo, T., H. Mizuno, M. Murakami and Y. Yamada, 1994: Requisites of graupel formation over the Sea of Japan. *Atmos. Res.*, **32**, 55-74.
- Yagi, S., 1985: Large scale snow clouds with roll axes roughly perpendicular to the direction of winter monsoon burst: Observational studies of convective cloud roll axes and some theoretical consideration. *Tenki*, **32**, 175-187 (in Japanese).

## 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

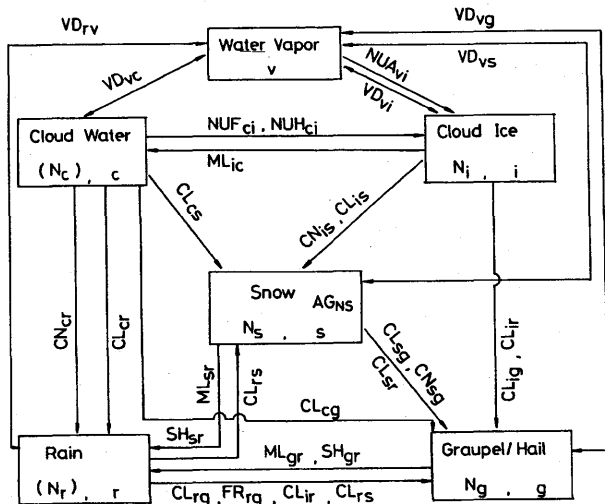
本節で用いたモデルは, Clark (1977), Clark and Farley (1984), Clark and Hall (1991) で記述されている力学モデルに, 改良した微物理パラメタリゼーションと接地境界層のパラメタリゼーション (Murakami, 1990) を加えたもので, その2次元バージョンである. モデルでは, 地形に沿った座標系上で, 非静力学, 非弾性流体力学方程式に差分近似を用いている. このモデルの大きな特徴は, 外側の粗い格子からなる広領域モデルの中により細かい格子からなる狭領域モデルを埋め込めることである. 狭領域モデルは広領域モデルから境界条件をもらい, 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	$U_{DR} = a D_R^b \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.5}$	$U_{DS} = c D_S^d \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.5}$	$U_{DG} = e D_G^f \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.5}$	$U_{DC} = a_c D_c^b \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)$	$U_{DI} = a_i D_i^b \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.35}$
	$a=842$ $b=0.8$	$c=17$ $d=0.5$	$e=124$ $f=0.64$	$a_c=2.98 \times 10^7$ $b_c=2.0$	$a_i=700$ $b_i=1.0$
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 $-40^\circ\text{C}$ 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 $0^\circ\text{C}$ 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。 $u_*$ 、 $\theta_*$ 、 $Q_{v*}$  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  $0^\circ\text{C}$  とし、(日本列島の日本海岸近くの)  $y=625$  km 地点で  $10^\circ\text{C}$  とし、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  $10^\circ\text{C}$  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。

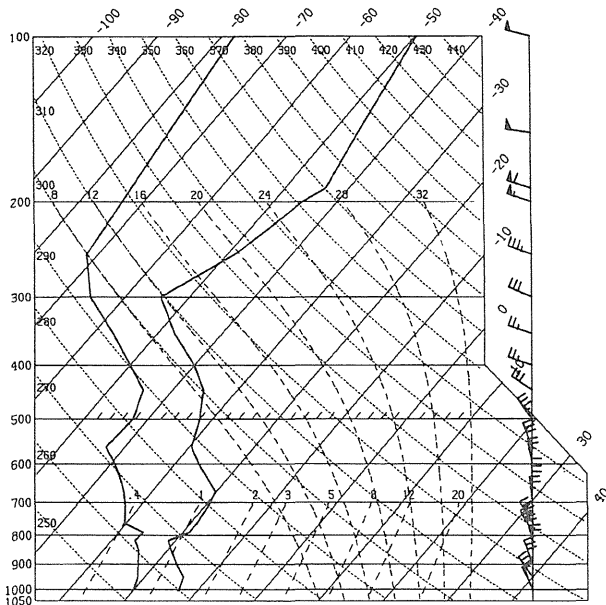
#### 9.1.3 1989 年 2 月 2 日のケース

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  $-13^\circ\text{C}$  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  $-33^\circ\text{C}$  で、圏界面の高度と気温は、それぞれ、300 hPa と  $-54^\circ\text{C}$  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  $12\text{ m s}^{-1}$  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





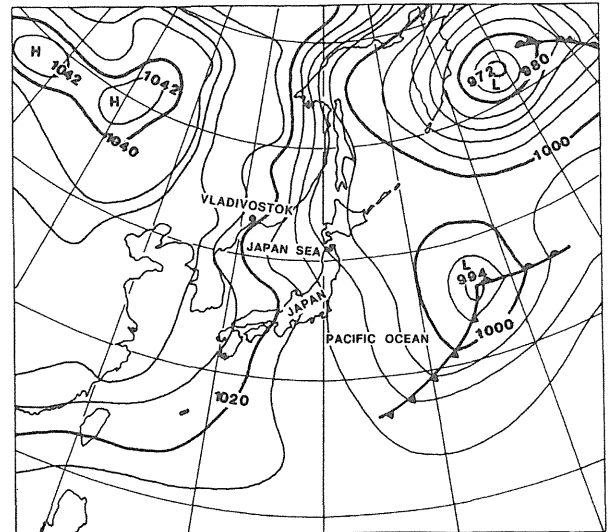
第 9.1.2 図 1989 年 2 月 2 日 00Z, ウラジオストックにおけるゾンデ観測の結果.

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.

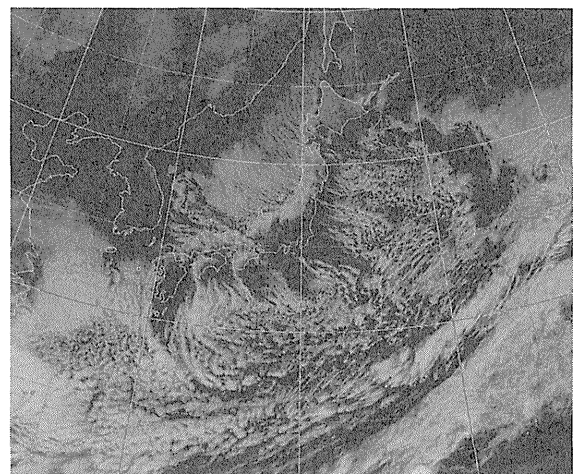
### 9.1.3.1 湿潤混合層の発達

第 9.1.5 図に 24 時間後の流線関数  $\Psi$ ,  $\theta$ ,  $Q_c$ ,  $N_s$ ,  $Q_s$ ,  $Q_g$  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



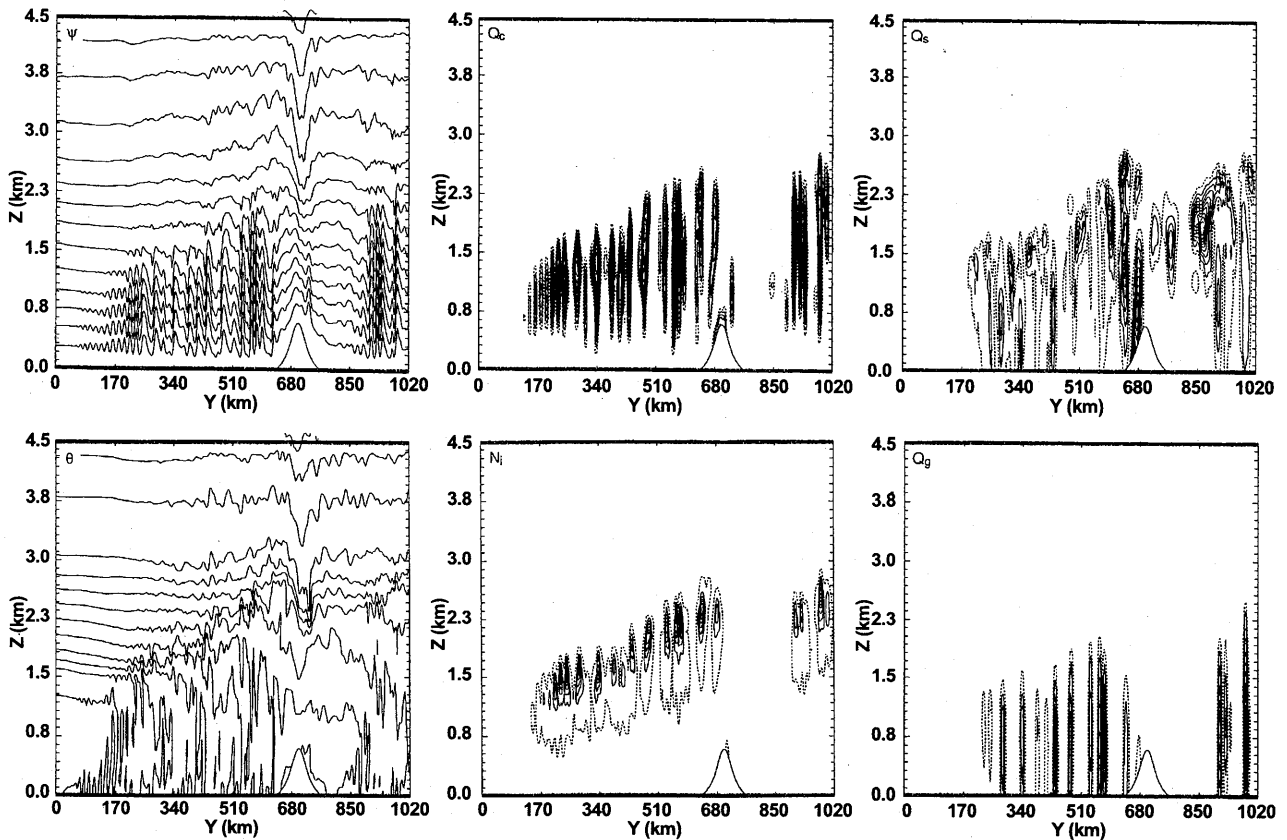
第 9.1.3 図 1989 年 2 月 3 日 00Z の地上天気図.



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.

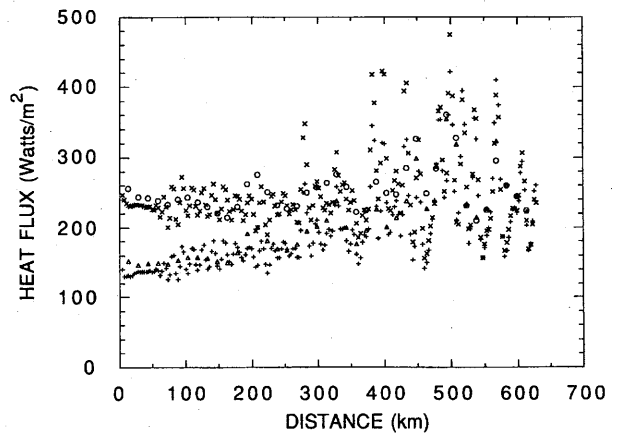
海面からの顕熱と潜熱のフラックスは, 混合層を発達させ雲を形成する. 第 9.1.6 図に示すように, 熱フラックスは日本海上の吹走距離によって変化している. 潜熱フラックスは局所的な変動を示すが, 距離によって徐々に増加する傾向を持っている. これに対して顕熱フラックスは, ほぼ一定の値で変動する. この違いは, 水飽和の水蒸気混合比が気温に非線型的に依存しているためである. 空気塊が日本海を横切って進むにつれて, 海面温度が上昇し, それに伴って, モデルの最下層の気温が上昇する. その結果, 空気と海面の温度差はほぼ一定であり, 顕熱フラックスは顕著な増加傾向を示さない. 一方, 空気と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 ( $\Psi$ ;  $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ), 温位 ( $\theta$ ; K), 雲水混合比 ( $Q_c$ ;  $\text{g kg}^{-1}$ ), 雲氷の数濃度 ( $N_i$ ;  $\text{L}^{-1}$ ), 雪の混合比 ( $Q_s$ ;  $\text{g kg}^{-1}$ ), あられの混合比 ( $Q_g$ ;  $\text{g kg}^{-1}$ ) 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  $440 \text{ W m}^{-2}$  であり, 潜熱と顕熱のフラックスは, それぞれ,  $196 \text{ W m}^{-2}$ ,  $243 \text{ W m}^{-2}$  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  $\theta$  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  $\theta$  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



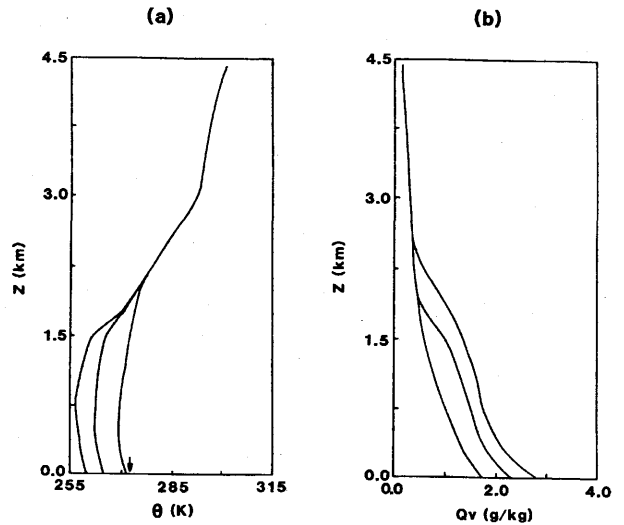
第 9.1.6 図 大陸沿岸からの距離の関数としての, 顕熱フラックス (○一番外側のモデル, ×2 番目のモデル) と潜熱フラックス (△一番外側のモデル, +第 2 のモデル).

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、 $2\text{ms}^{-1}$ から $6\text{ms}^{-1}$ の範囲で、平均 $4\text{ms}^{-1}$ 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 $0.4\text{g kg}^{-1}$ である。

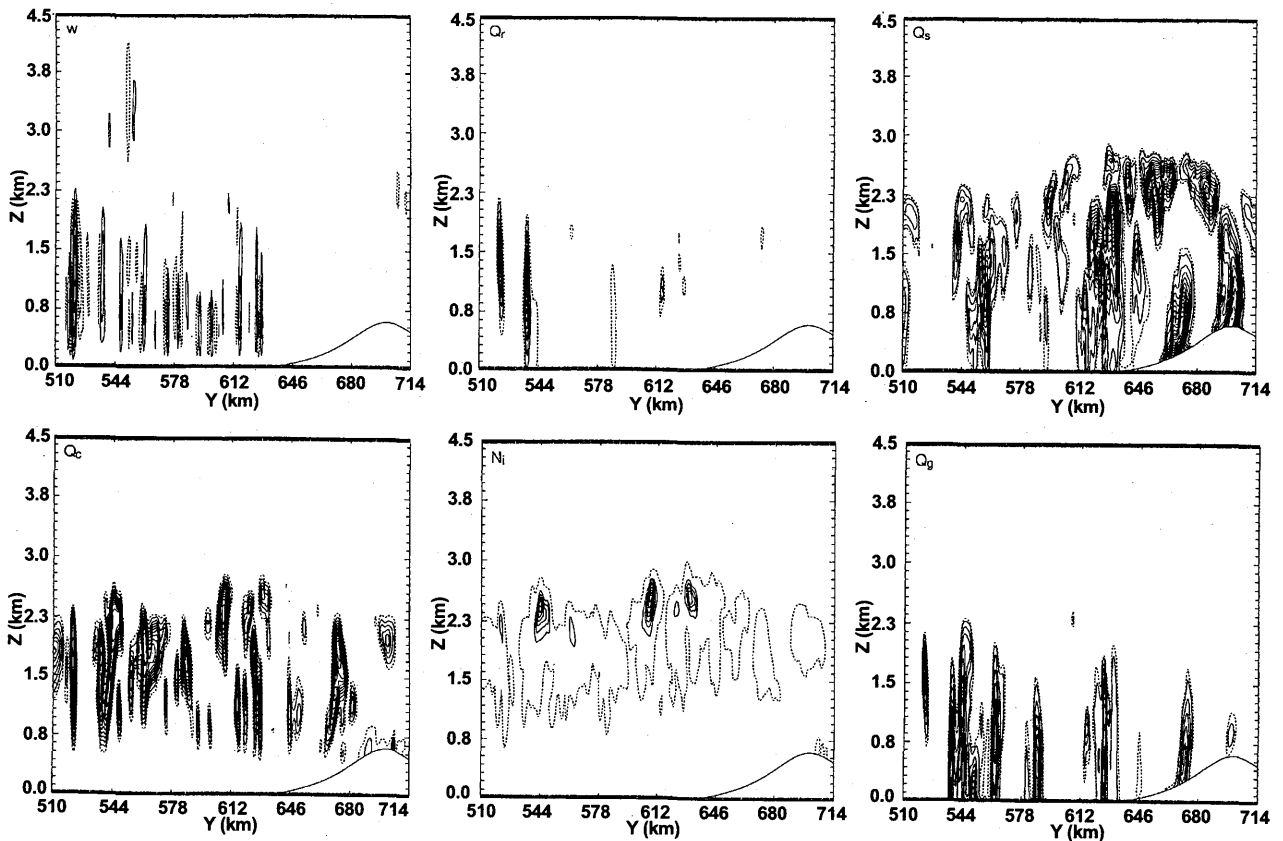
少量の $Q_r$ が、シミュレートした雪雲中で生成した。実際には、「霧雨」と呼ばれるべきもので、雲粒間の衝突併合過程で生成したもので、その分布は時間的空間的に非常に限定されていた。 $N_i$ の最大値は、20個 $\text{L}^{-1}$ に達することがあり、高濃度の雲氷が雲水と共存



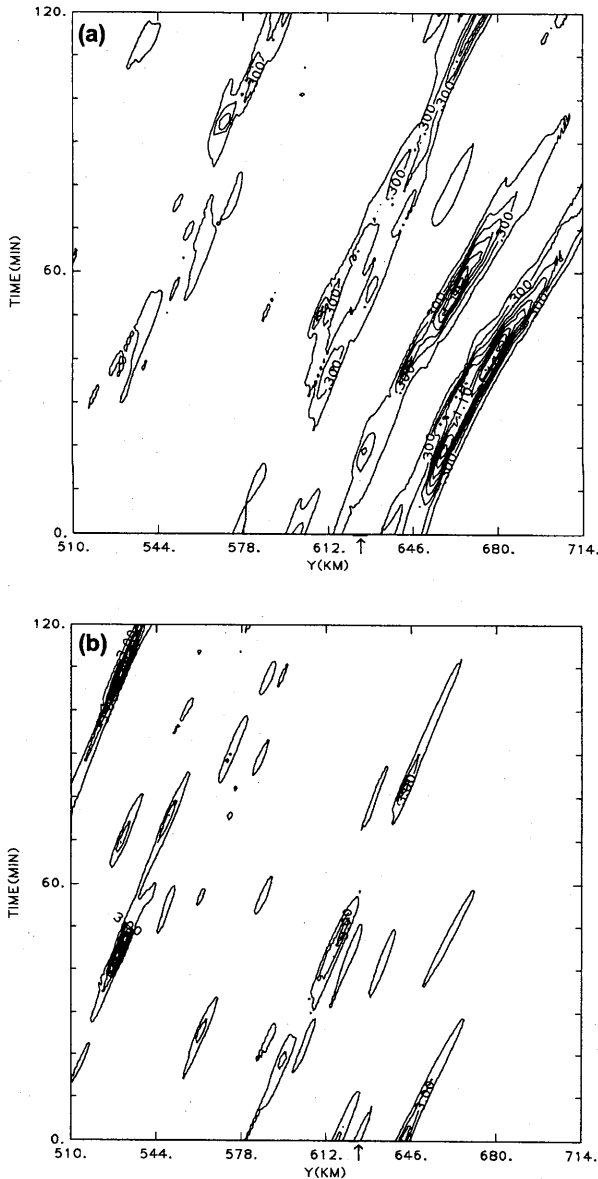
第9.1.7図 温位(a)と水蒸気の混合比(b)の鉛直分布の変化。

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、 $0.3\text{g kg}^{-1}$ から $0.4\text{g kg}^{-1}$ の範囲にあり、雪の数濃度は50個 $\text{L}^{-1}$ 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 ( $w$ ;  $\text{m s}^{-1}$ )、雲水混合比 ( $Q_c$ ;  $\text{g kg}^{-1}$ )、雨水混合比 ( $Q_r$ ;  $\text{g kg}^{-1}$ )、雲氷の数濃度 ( $N_i$ ;  $\text{L}^{-1}$ )、雪の混合比 ( $Q_s$ ;  $\text{g kg}^{-1}$ )、あられの混合比 ( $Q_g$ ;  $\text{g kg}^{-1}$ )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<sup>-1</sup> から始まり 0.2 mm hr<sup>-1</sup> 毎, 1 mm hr<sup>-1</sup> から始まり 2 mm hr<sup>-1</sup> 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<sup>-1</sup> から 1.2 g kg<sup>-1</sup> 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。

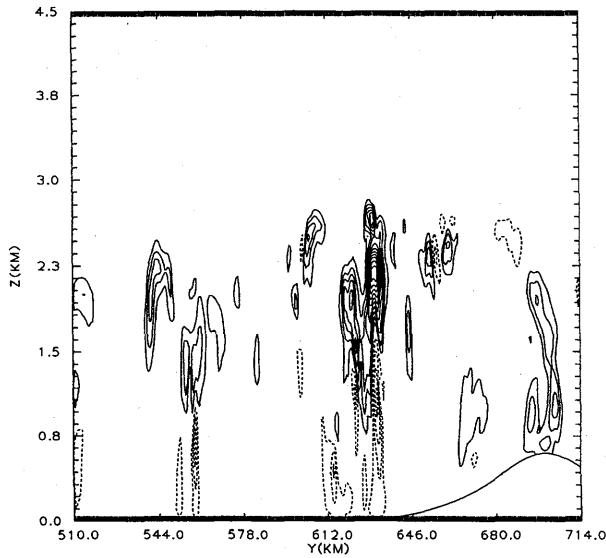
あられと雪には、それぞれ生成に適した領域がある。あられは主に海上と沿岸地域で生成され、雪は主に沿岸地域と山岳上で生成される。上記の傾向は地表における降水で最も顕著である。つまり、第 9.1.9 図の地表面の降水強度が示すように、海上では、降水粒子、特に落下速度の小さい雪粒子が下層で激しく昇華している。陸上では、下層の空気がゆるやかな滑昇運動によって湿り、ここでは雪の昇華は無視できるようになる。第 9.1.10 図に見られるように、海上での雪の昇華蒸発は非常に激しく、雪が昇華によって失った水の量は、雲中での昇華凝結成長によって得た量に匹敵することもある。雲水域の水平スケールは、5 km から 20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

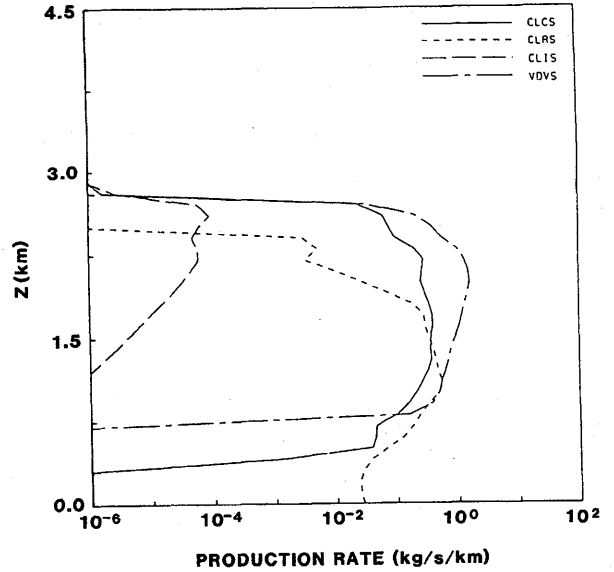
雪からなる雲の頂は海岸線近くで最も高いが、雲が内陸部に進入し山に向かうにつれて低くなり、雲の層厚は地表面からの熱と水蒸気の供給が無いために衰退する。一方、高度 1.7 km 以下では地形による弱い上昇流によって浅い雲が形成される(第 9.1.8 図)。上層の雲(SEEDER 雲)から降ってきた雪結晶が、下層の雲(FEEDER 雲)中で水蒸気の昇華凝結と雲粒捕捉を通して、急速に成長する。下層雲中では、気温が高いため、顕著な氷晶核形成は起こらない。むしろ大量の雪結晶が、SEEDER 雲から下層の雲に入るために、降水粒子の支配的な型は雪である。あられが雲中で形成されたとしても、大量の粒子(雪とあられ)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

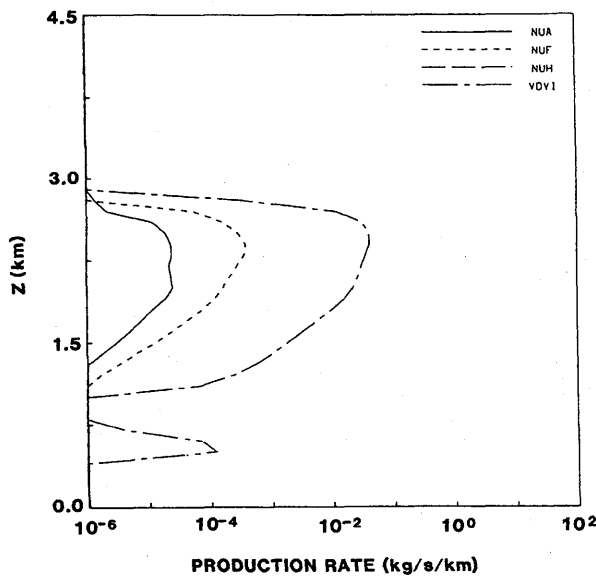
第 9.1.8 図に指示したように、高濃度の雲氷は、およそ 1.8 km (-15℃) より上の過冷却雲粒の領域に見られる。水平方向に平均した氷晶核形成と氷晶の成長速度を第 9.1.11 図に示す。この図から、モデルでは、氷晶核形成メカニズムとして優勢なのは凝結-凍



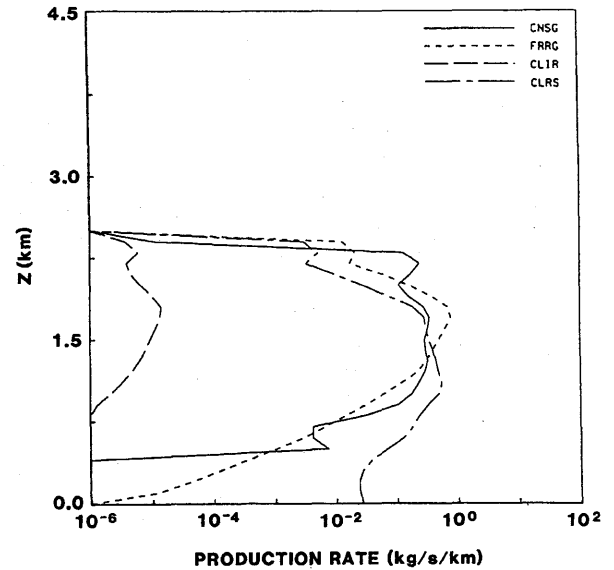
第 9.1.10 図 シミュレーション開始約 30 時間後の昇華凝結（または昇華蒸発）による雪の生成（または消失）速度。等値線の間隔は  $3.05 \times 10^{-5} \text{ g kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$  である。点線は負の値を示す。



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、あられの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れの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、あられ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。あられの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、雪よりもあられの方が大きい。これは、あられの雲粒捕捉成長が急速なことによる。あられの表面に捕捉された雲粒は凍結するとき潜熱を解放し、あられの表面温度が上昇する。表面が暖かくなることで、あられの昇華凝結成長が抑制される。あられの場

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。

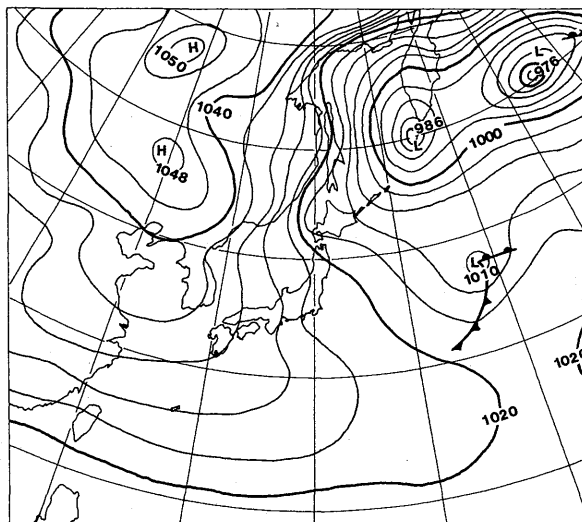
#### 9.1.4 1990年1月24日の例

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 $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ であり、1989年のケースより $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 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。

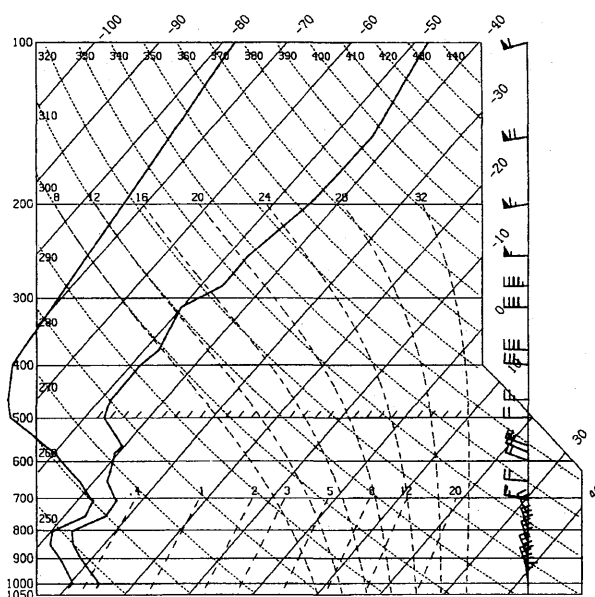
##### 9.1.4.1 湿潤混合層の発達

第9.1.16図に、シミュレーション開始24時間後の $\Psi$ 、 $\theta$ 、 $Q_c$ 、 $N_i$ 、 $Q_s$ 、 $Q_g$ 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、 $895\text{ W m}^{-2}$ (顕熱が $582\text{ W m}^{-2}$ ; 潜熱が $313\text{ W m}^{-2}$ )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 $18\text{ }^{\circ}\text{C}$ 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。

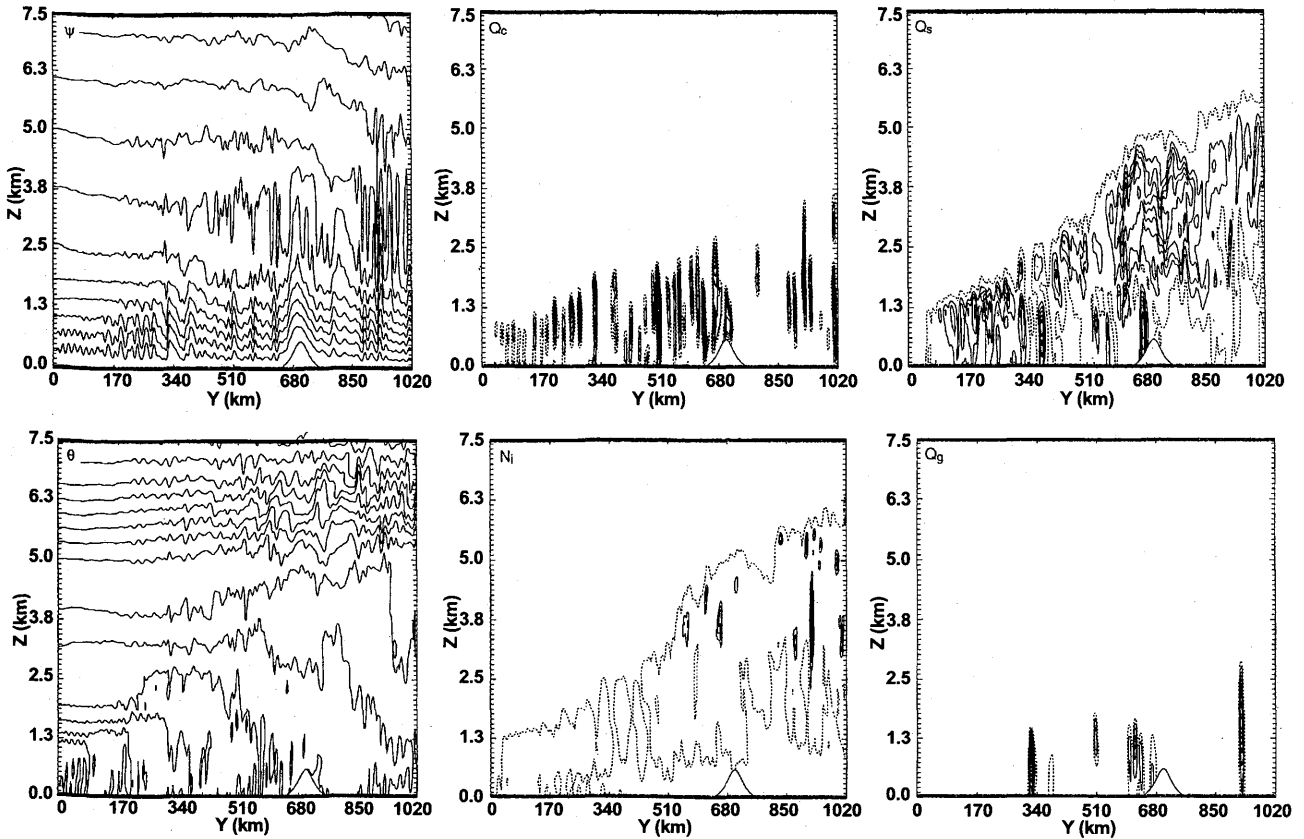


第9.1.15図 1990年1月24日12Z、ウラジオストックにおけるゾンデ観測の結果。

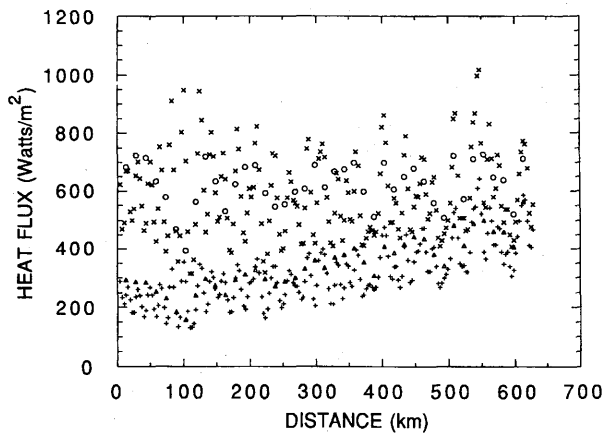
近の気温は、図中の矢印で示された1990年1月25日1200Zの秋田における観測結果と良く一致した(第9.1.18図参照)。

##### 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繁に降っている(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。

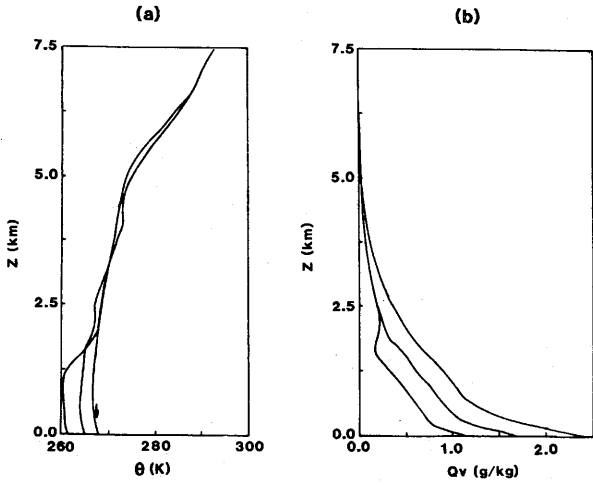
$Q_c$  の最大値は 1989 年のケースと同程度であるが、時空間的に狭い範囲に存在している。一方、雲氷の数と質量は劇的に増加した (第 9.1.20 図)。また雪雲中の  $Q_s$  と  $Q_g$  の代表的な量も、それぞれ、 $2.0 \text{ g kg}^{-1}$ ,  $1.4 \text{ g kg}^{-1}$  へと増加した。雪雲中の気温が低いために、氷晶核形成が活発になり、雲氷と雪の数濃度が高くなるためである (それぞれの最高値は、

9000 個  $\text{L}^{-1}$ , 600 個  $\text{L}^{-1}$ )。

個々の雲が示す上昇流の最大値は、 $6 \text{ m s}^{-1}$  から  $12 \text{ m s}^{-1}$  の範囲で変動し、平均値は  $10 \text{ m s}^{-1}$  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.

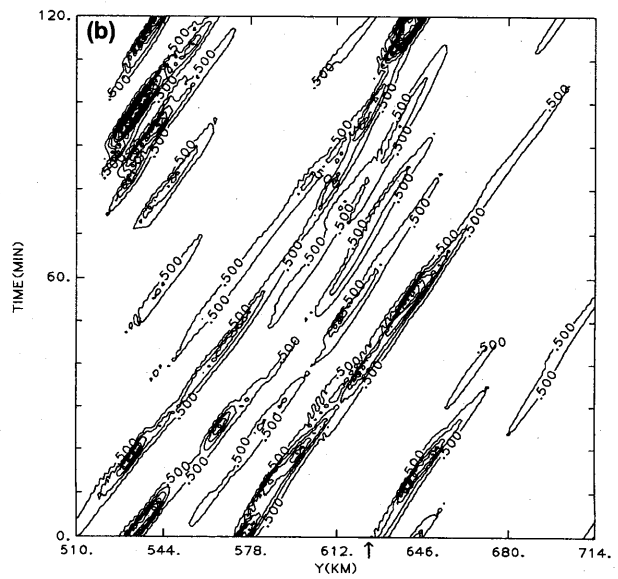
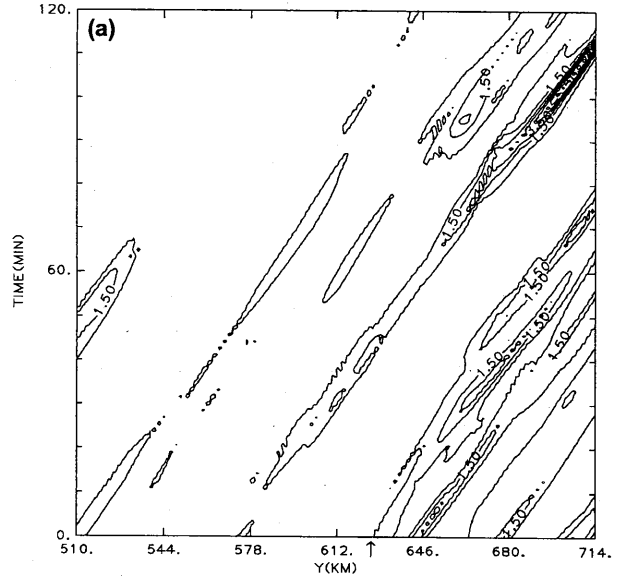
(ii) 降水粒子の成長

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 ( $1000 \text{ 個 } L^{-1}$ ) 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



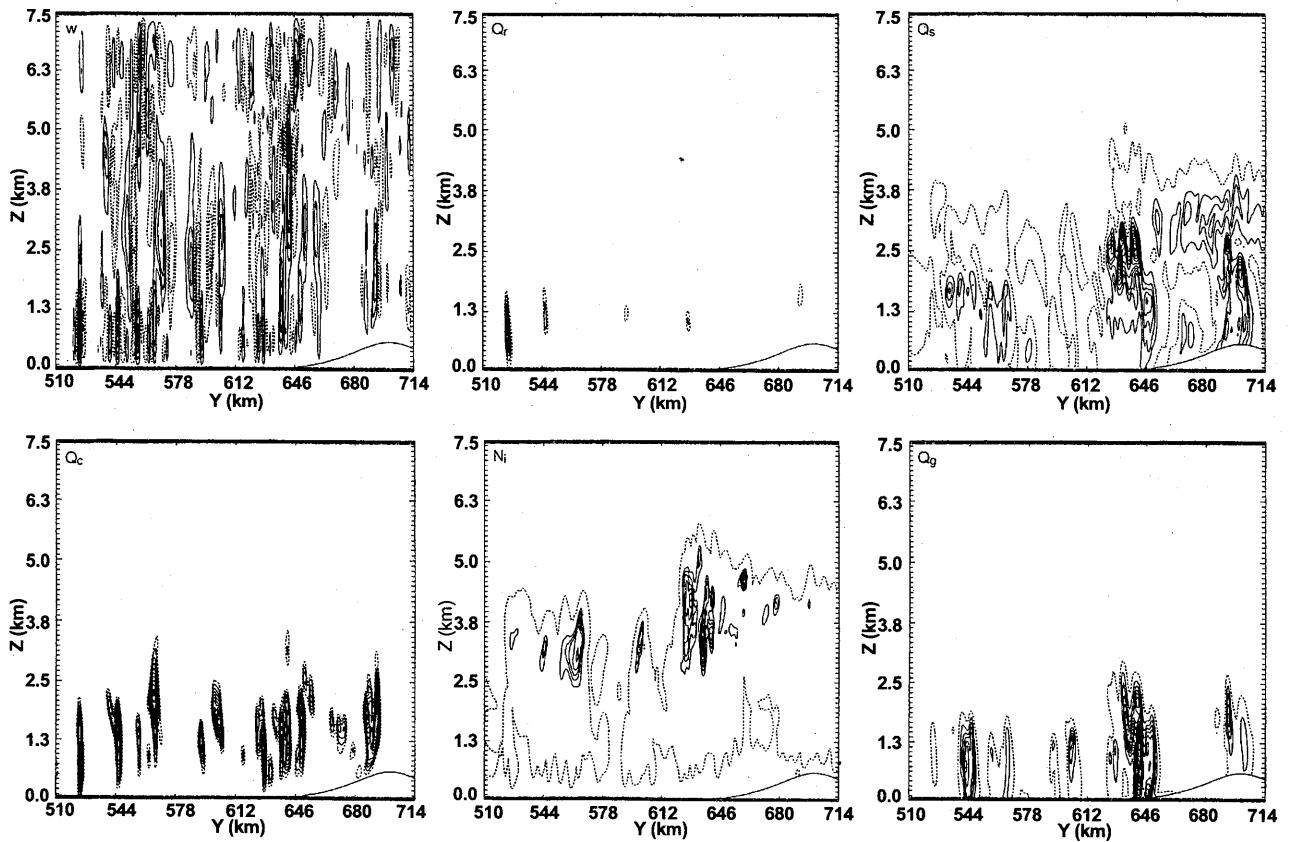
第 9.1.19 図 第 9.1.9 図と同じ. 1990 年のケースについて. ただし, (a) と (b) の両方の図の等値線は,  $0.5 \text{ mm hr}^{-1}$  から始まり  $1 \text{ mm hr}^{-1}$  毎である.

ことから, 強い上昇流がかなりの量の  $Q_c$  ( $0.3 \sim 0.4 \text{ g kg}^{-1}$ ) 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.

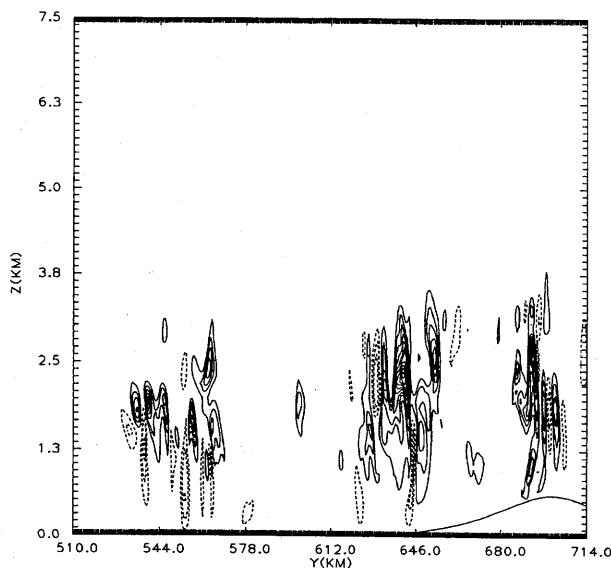
9.1.5 観測との比較

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  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$  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. $N_i + N_s$ ( $L^{-1}$ )	$5 \times 10^1$	$3 \times 10^2$

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、あられは小さく軽くなり、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  $-20^\circ\text{C}$  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、 $0.1 \text{ g m}^{-3}$  と多量の雲水量が存在していた。

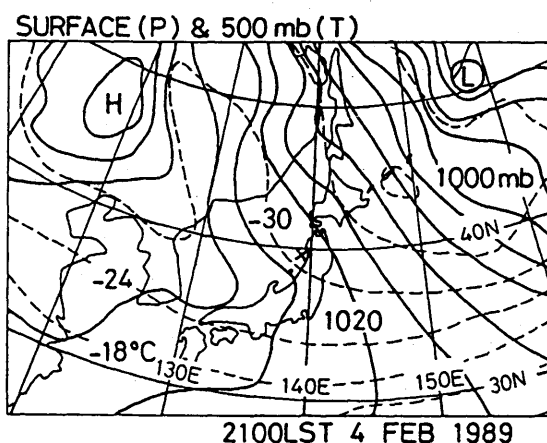
### 9.2.3 数値モデルと雲物理過程

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。

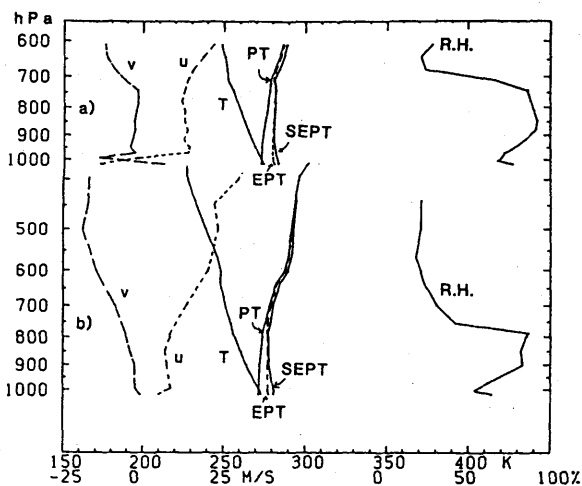
モデルで水物質は水蒸気と雲水・雨・雲氷・雪・あられの6種類に分類されている。雨・雪・あられについては逆指数型の粒径分布を仮定し、各々の粒径分布に応じたバルクの落下速度を計算する。雲水と雲氷

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  $6^\circ\text{C}$  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 15 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。

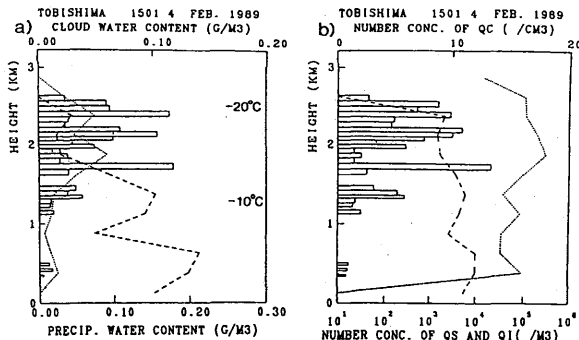
- 雲氷・雪・あられの数濃度を予報変数に持つ。
- Bigg の雨滴の凍結に対する予報式を外挿し、雲粒凍結による氷晶生成項を導入した。
- 水蒸気の昇華凝結や併合による雲氷の成長に伴う雪への転化項を改良した。
- 雪が雲水を捕捉凍結することによるあられへの転化項を改良した。
- 雪同志の凝集併合による雪の数密度の減少を導入した。
- 落下速度の異なる降水粒子間の併合過程を改良した。

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。

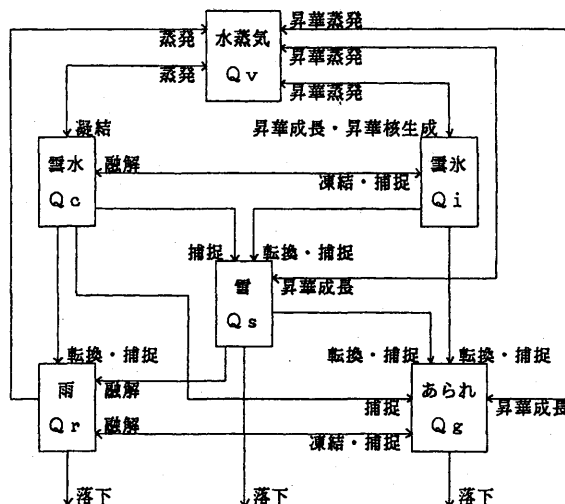
9.2.4 数値実験の諸元

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 ( $m^{-3}$ )。



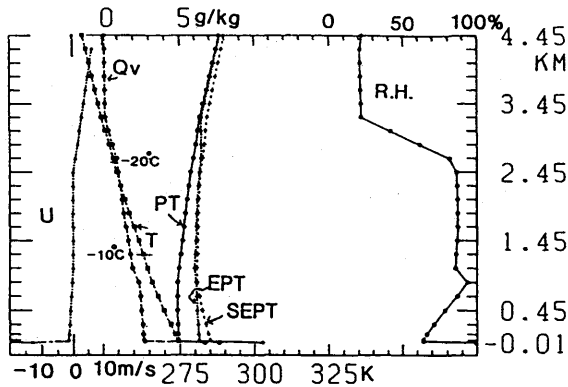
第9.2.4図 モデルの雲物理過程.

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。

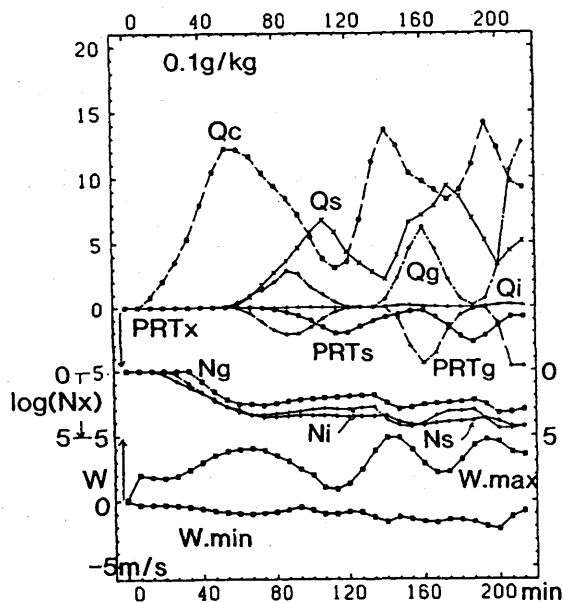
9.2.5 シミュレーション結果

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  $Q_c$  ( $0.1 \text{ g kg}^{-1}$ ),  $Q_s$  ( $0.1 \text{ g kg}^{-1}$ ),  $Q_g$  ( $0.1 \text{ g kg}^{-1}$ ),  $Q_i$  ( $0.01 \text{ g kg}^{-1}$ ), 降水強度は  $\text{mm h}^{-1}$ , 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  $1 \text{ km}$  につき  $3 \text{ ms}^{-1}$  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).

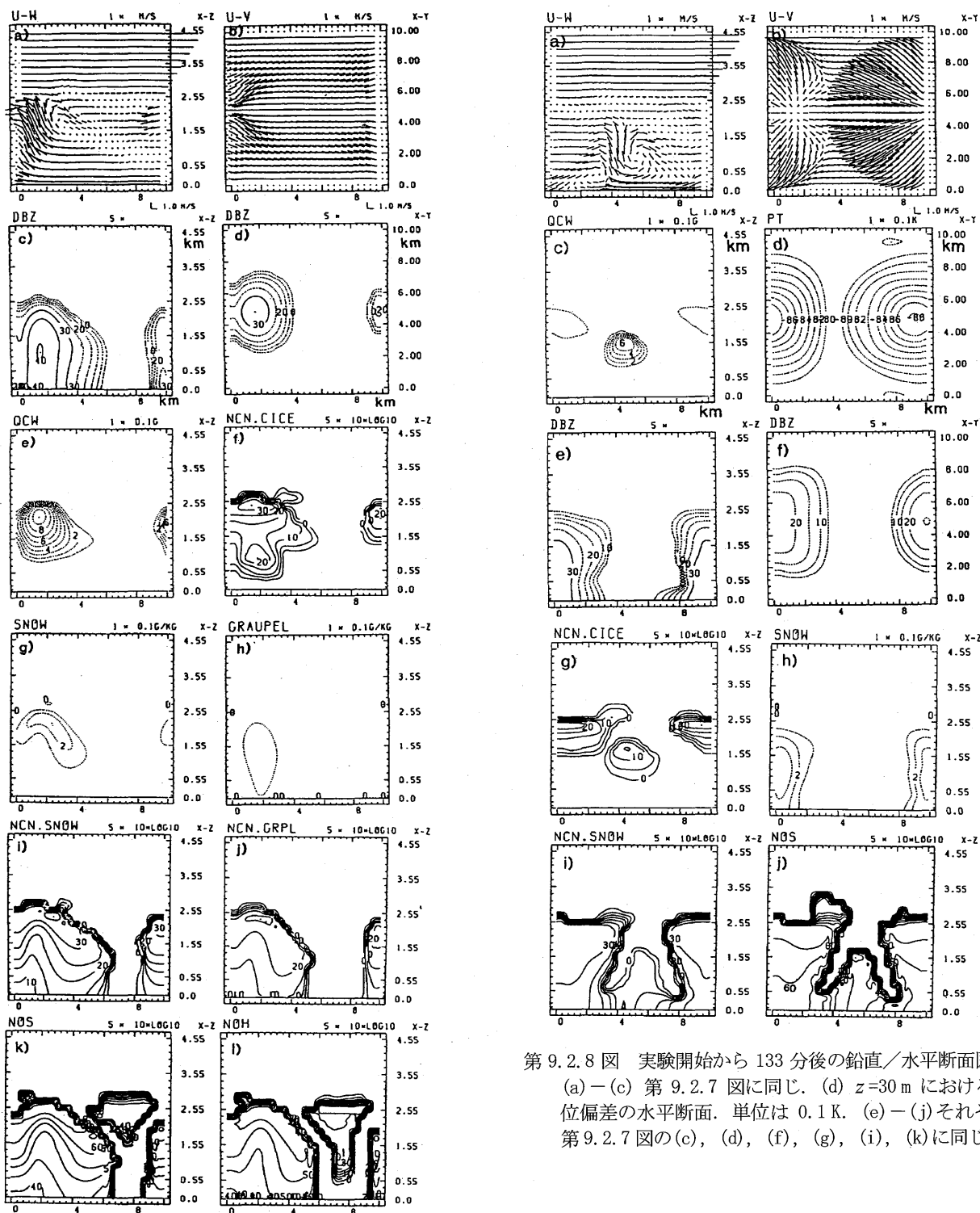
stage	W	Qc	Qg	PRCP.g	Qs	PRCP.s	time (min)	
							1	2
1	↑	↑				↓	20	113
2	max	max	↑	max	↑	↑	60	140
3	↓	↓	max	max	↑	↑	87	160
4	-↓	-↓	↓	↓	max	↑	107	174
5	↑	↑	-		↓	max	113	

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  $1 \text{ mm hr}^{-1}$  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  $40 \text{ dBZ}$  と観測の最大値 ( $30 \text{ dBZ}$ ) 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.

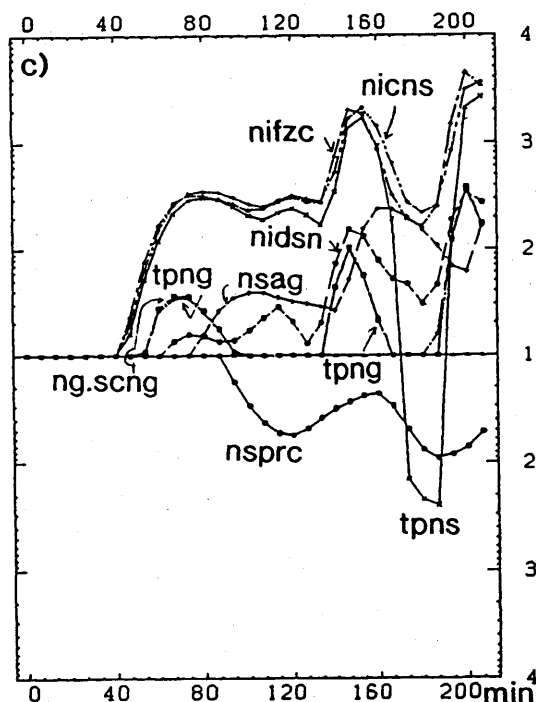
第 9.2.9 図は各氷物質の数濃度の生成項の時間変



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  $0.1\text{K}$ 。(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  $1\text{m s}^{-1}$  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  $\text{dBZ}$ 。(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  $0.1\text{g}$   
 $\text{kg}^{-1}$ 。(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) に同じく雪の混合比の鉛直断面。(h) 同じくあられ。(i) (f) に同じく  
 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。

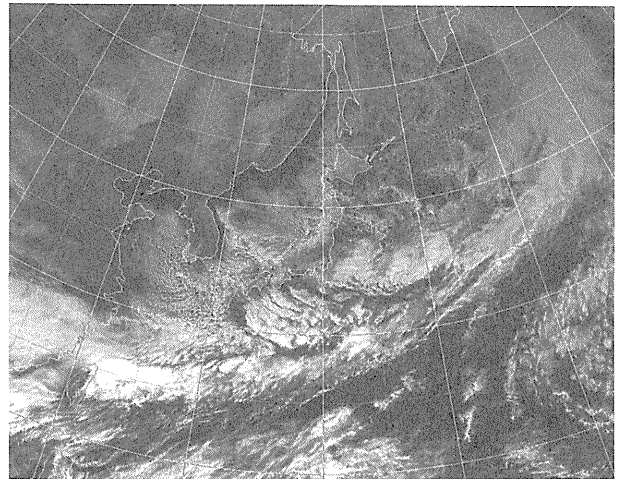
#### 9.3.2 数値実験の対象

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

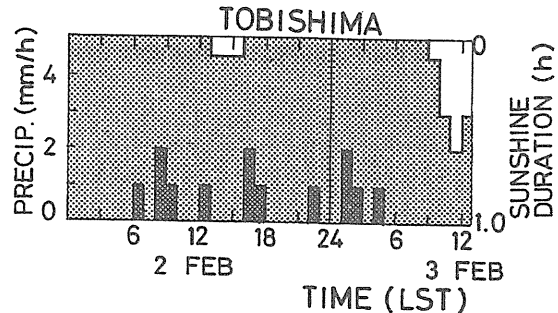
平野部では3km程度に増大している。

#### 9.3.3 モデルと数値実験の諸元

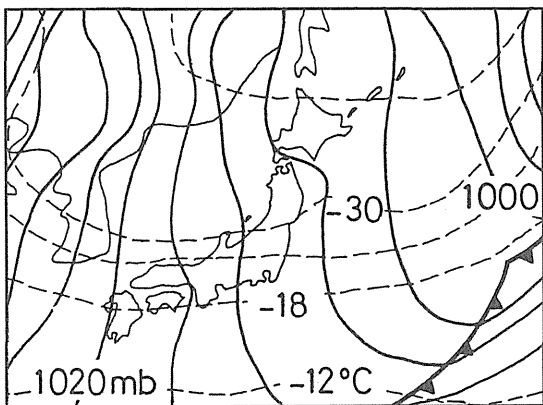
数値モデルは気象研究所予報研究部で開発された



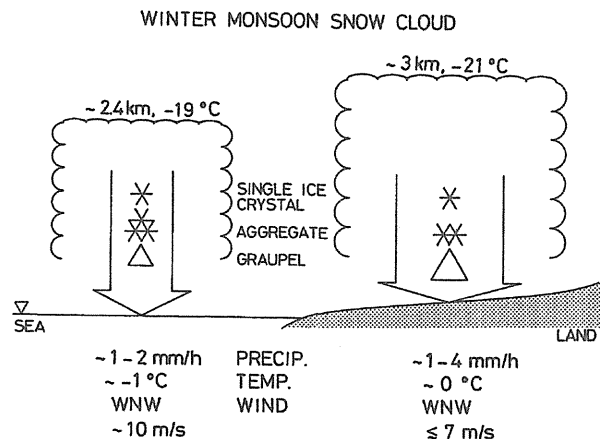
第9.3.2図 1989年2月2日12時のGMSによる可視画像。



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。

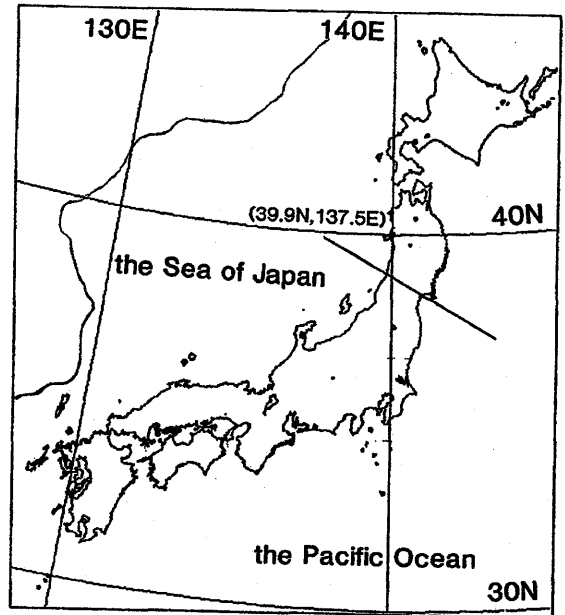
\* 齊藤和雄：予報研究部

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。

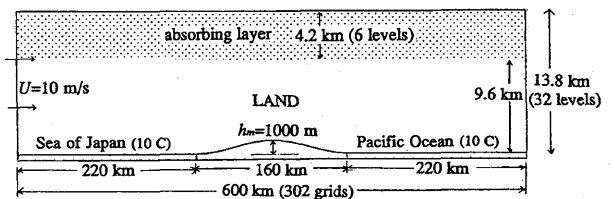
数値実験は2次元で行い、第9.3.5図に北日本を横切る実線で示した水平方向に600 kmの領域を想定した。第9.3.6図に示すようにモデル領域の中央に幅160 kmの陸面を置き、標準実験では高さ1000 mの山を余弦関数で与えた。格子の数は  $(N_x, N_z) = (302, 32)$  で、分解能は水平2 km、鉛直方向には40 mから1200 mの可変で、モデルの最下層は海面（または地表面）から20 mの高さに置かれている。モデルの上部境界は高さ13.8 kmに断熱固定壁として与え、上端近くの6層(4.2 km)にレーリー摩擦による吸収層を置いている。下部境界は、海面は水温10°Cを仮定し、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  $10 \text{ m s}^{-1}$  で一定とした。

### 9.3.4 標準実験の結果

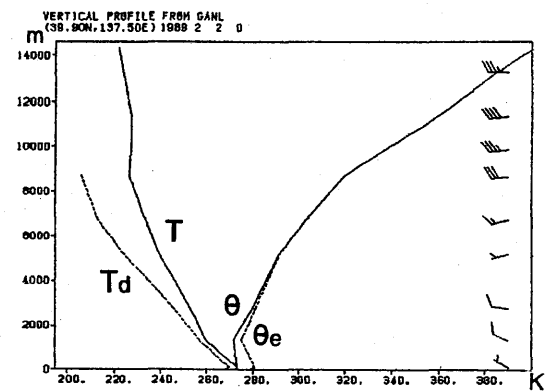
初期場に与えたモデル大気は海面から熱・水蒸気の補給を受けて変質しながら吹走して、実験開始から6時間後には場はほぼ定常になる。数値実験はそれからさらに6時間行った。第9.3.8図は立ち上げから12時間後における雲水・雪・あられの混合比、氷晶（雲氷）の数濃度の分布で、海上で発生した過冷却水滴からなる雲は、山脈風上側で発達して降水をもたらしている。雲頂高度は海上では2 km以下(1.9 km 前



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）。

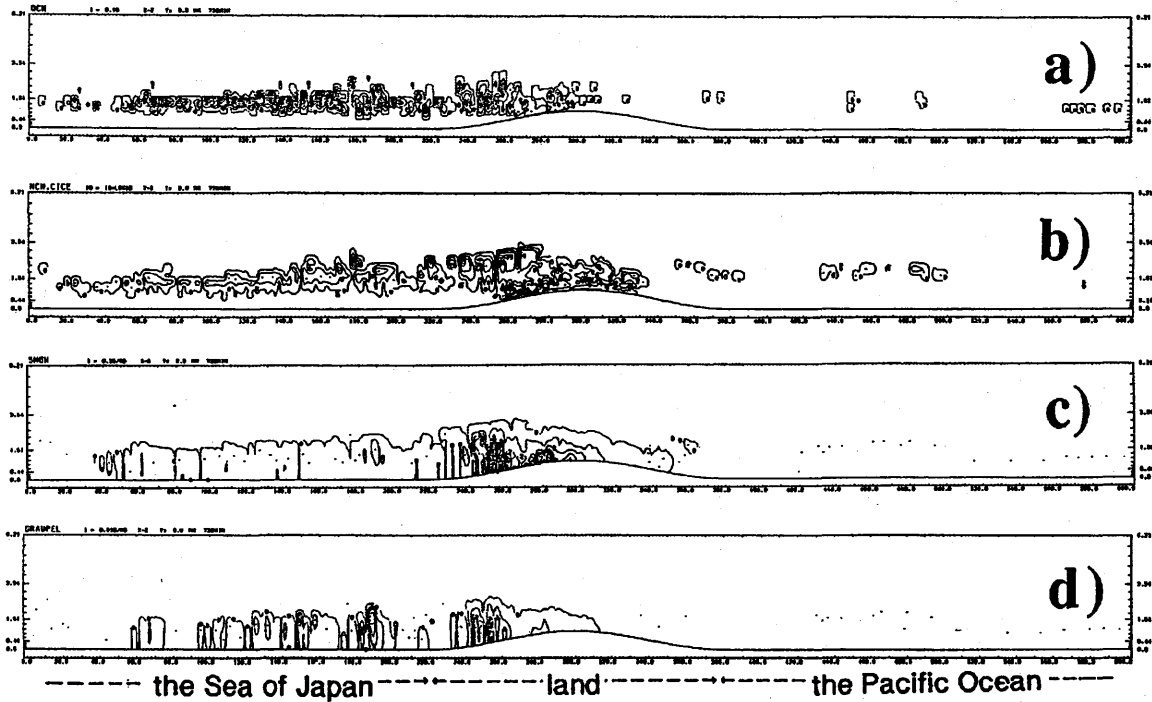


第9.3.6図 2次元数値実験のモデル領域。

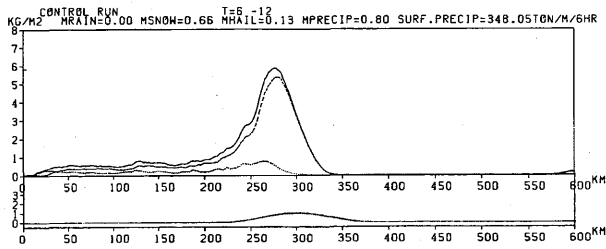


第9.3.7図 気象庁全球解析データ(1.875度おき)に基づく、日本海中部(39.9N, 137.5E)の1989年2月2日9時の大気の鉛直プロファイル。気温(T)、露点温度(Td)、温位(P<sub>T</sub>)、相当温位(P<sub>TE</sub>)。

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  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$  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  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$  おき. (d) あられの混合比. 等値線は  $0.01 \text{ g kg}^{-1}$  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  $10^2 \text{ m}^3$  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 ( $6^\circ\text{C}$  で約 50 倍) にほぼ見合っている.

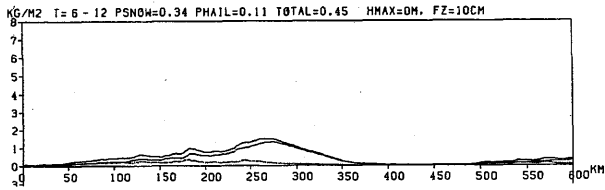
第9.3.9図は6時間後～12時間後の6時間における雪とあられおよびその和の降水量の分布を示す. 雪・あられとも山岳風上側斜面で増大しているが, 極大値を示す位置は雪ではあられよりも 20 km ほど風下側になっている. これは雪はその小さな落下速度 (バルクの落下速度で  $1 \text{ m s}^{-1}$  弱) のため, あられ ( $3 \text{ m s}^{-1}$ ) よりも風下側に流されるためである. 6時間の降水強度はピーク値で雪が 6 mm, あられが 1 mm 程度で, 総

降水量に占めるあられの割合は 15%程度だった.

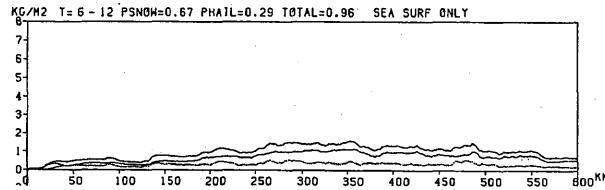
### 9.3.5 感度実験の結果

#### 9.3.5.1 海陸分布の影響

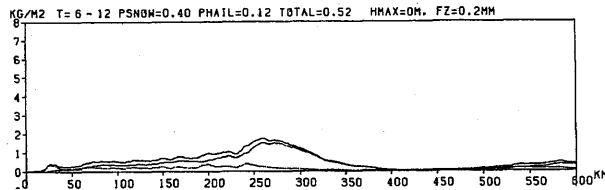
第9.3.10図は山の高さを0にして海陸分布のみを与えた場合の6時間の降水量の分布である. 標準実験 (第9.3.9図) に見られた山の風上側斜面での顕著な降雪の集中に比べ, 値は小さくなるものの, 海岸線 ( $x=220 \text{ km}$ ) から 50 km ほど内陸に入った所に依然として降雪分布のピークが見られる. この成因は, 一つには海面からの熱・水蒸気の補給が断たれることによる陸域での降水の減少によるみかけのものであるが, 第9.3.10図の降雪量のピーク値は, モデルの下部全面を海にした実験 (第9.3.11図) での,  $x=270 \text{ km}$  付近の降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  $0.2 \text{ mm}$  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  $10^\circ\text{C}$  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



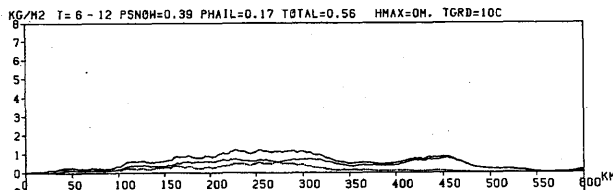
第 9.3.10 図 第 9.3.9 図に同じ。ただし山の高さを 0 にして海陸分布のみを与えた場合。



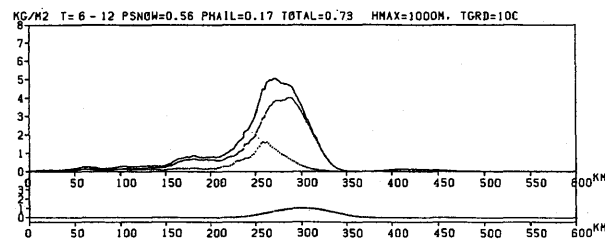
第 9.3.11 図 第 9.3.10 図に同じ。ただしモデルの下部全面を海にした場合。



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。

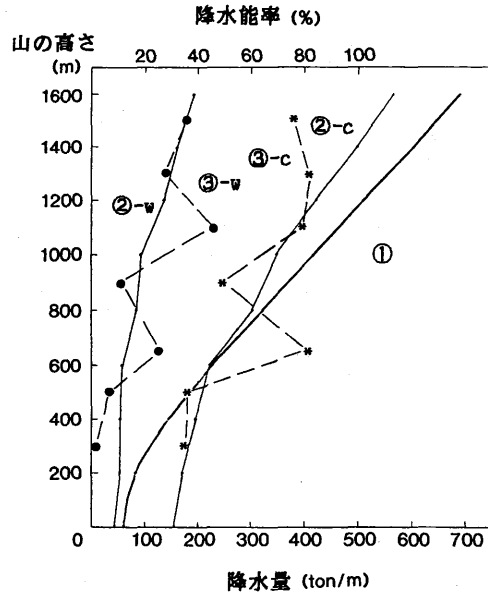


第 9.3.13 図 9.3.10 図に同じ。ただし陸面の温度を 10℃ 高めた場合。



第 9.3.14 図 第 9.3.9 図に同じ。ただし陸面の温度を 10℃ 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



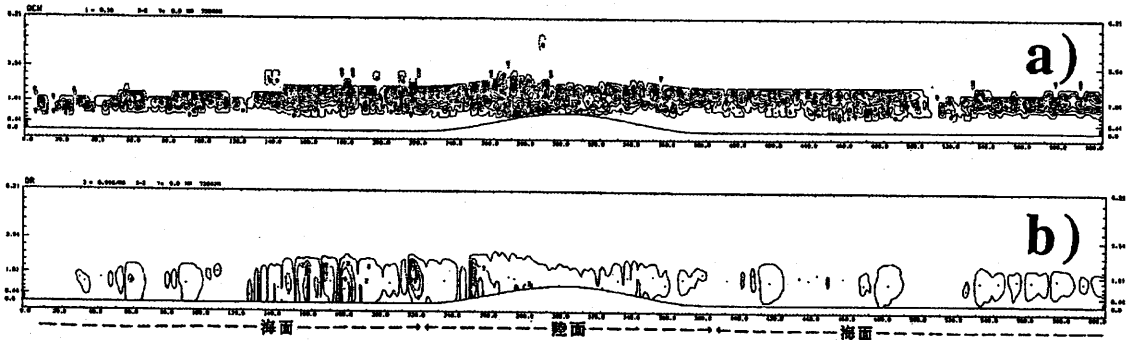
第 9.3.15 図 山の高さと降水量の関係。太実線(1)；強制上昇によって見込まれる降水量，細実線(2)；陸域での 6 時間の総降水量，破線(3)；降水能率。これらの定義は本文参照。添え字 c と w はそれぞれ氷相を含む実験と含まない実験の結果。

よく知られている。

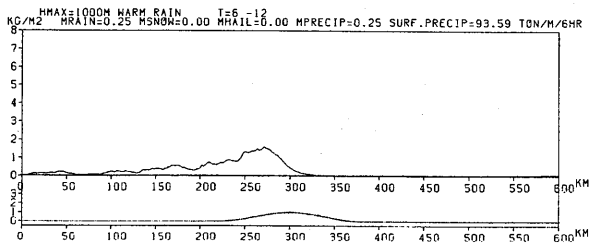
山を加えて陸面の粗度・温度を変えた実験でも粗度の違いによる降水量分布の変化は僅かだった(図略)。一方、陸面の温度を高くした場合、降雪のピークは第 9.3.14 図に示すように減少するが、山の風上斜面ではあらわれの増加がみられた。これは陸面の温度が増大したための浮力効果により風上側斜面での上昇流が強化されたことに起因すると考えられる。

### 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  $1 \text{ g kg}^{-1}$ ) 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  $-16^\circ\text{C}$  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の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  $10^2 \text{ m}^{-3}$  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 ( $6^\circ\text{C}$  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

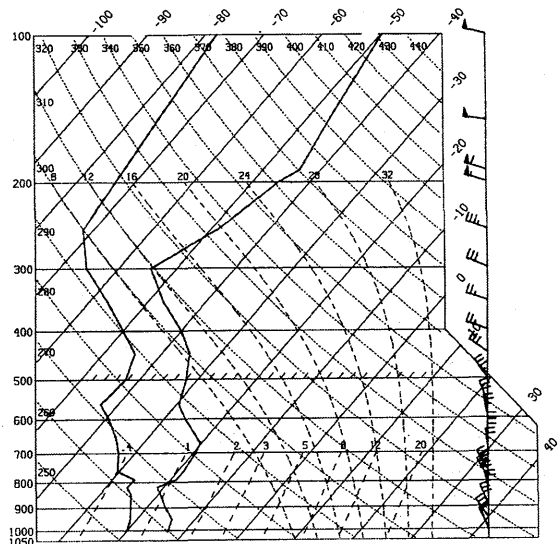
雪雲の3次元的構造と、日本列島による地形効果を見るために、日本海北部・中部、日本列島北部・中部及び太平洋の一部を含む1020 km×720 kmの領域で3次元3重ネステッドモデルを用いて数値実験を行った。

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。

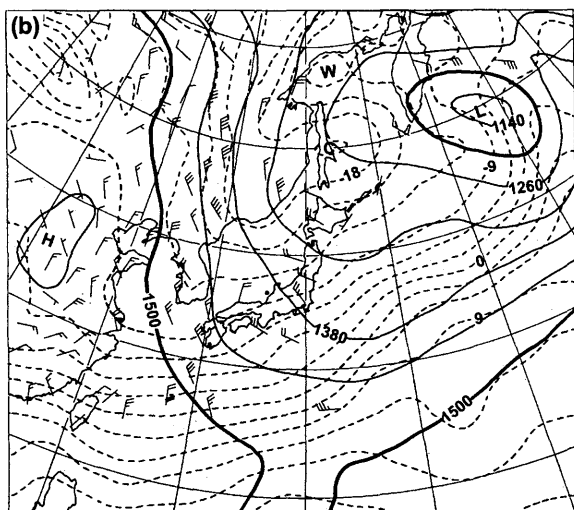
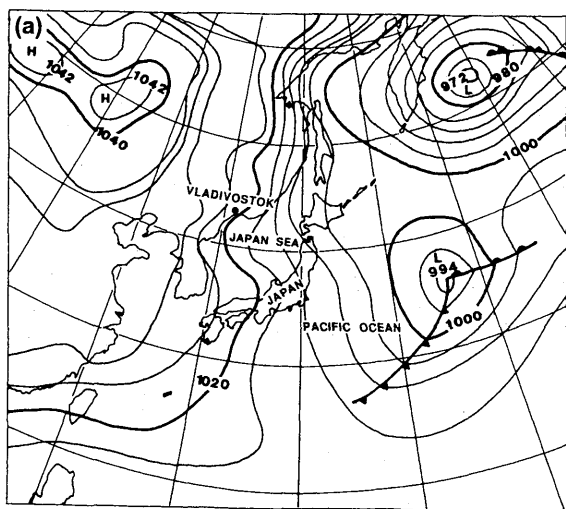
より大きな範囲をカバーする予報モデルの計算結



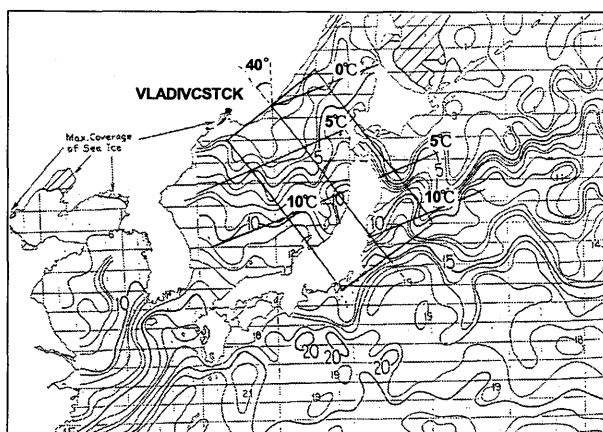
第9.4.1図 初期値として用いた1989年2月2日00Zのウラジオストックにおける高層データ。

\* 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。

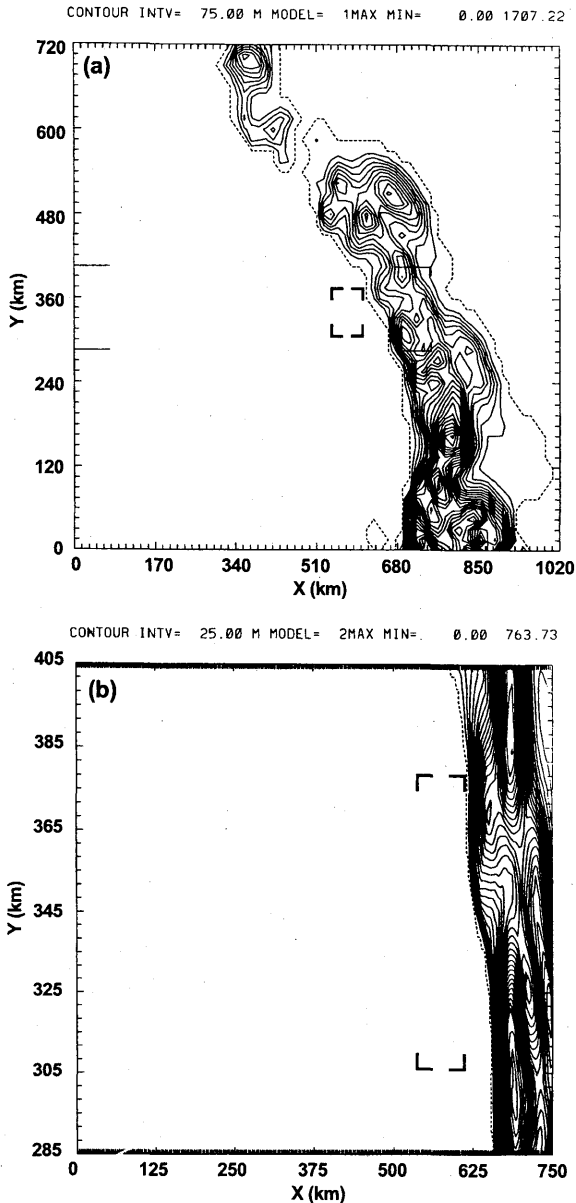
モデル下部境界における熱・水蒸気・運動量交換は Monin-Obukhov の相似則に基づくパラメタリゼーションを用いて計算した。海上では roughness height を 0.001 m として、海面水温と、最下層の格子点における温位・水蒸気混合比・風向風速を用いて熱・水蒸気・運動量フラックスを計算した。この際、海面の相対温度は水飽和とした。一方、陸上では、地表面温度に関する正確な情報がなかったことと、海上と比べると顕熱・潜熱フラックスは無視できる程度に小さいと考えられるので、熱・水蒸気フラックスはゼロとした。運動量フラックスは境界層内の温度成層が中立であると仮定して計算した。この際、陸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



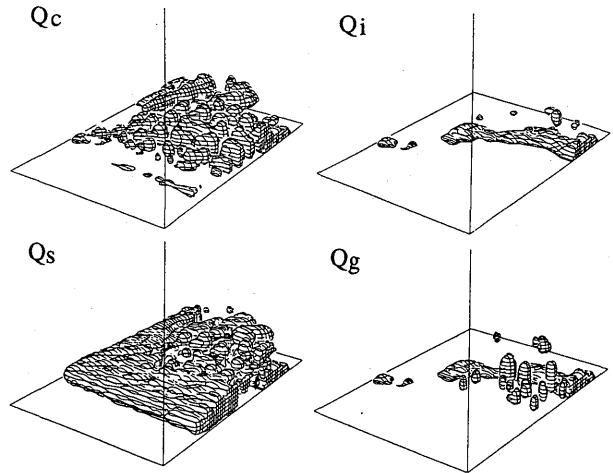
第 9.4.4 図 3 重にネスティングした(a)モデル I と II と (b)モデル II と III の範囲。

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

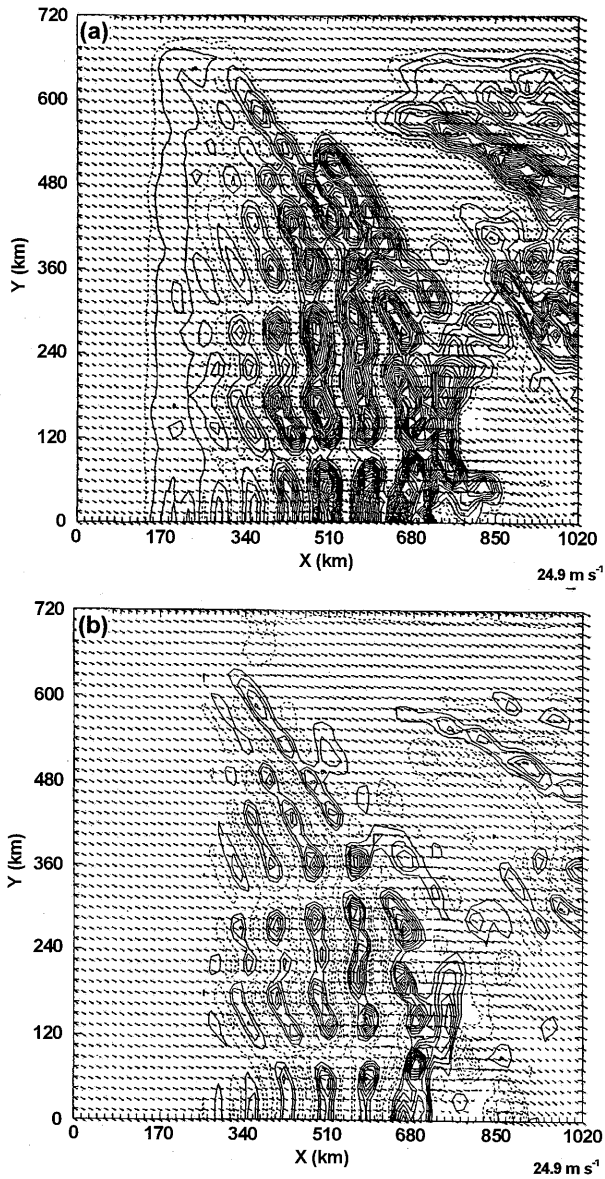


第 9.4.5 図 モデル I でシミュレートした計算開始から 24 時間後の雲水 ( $Q_c$ )、雲氷 ( $Q_i$ )、雪 ( $Q_s$ )、あられ ( $Q_g$ ) の混合比の等値面の 3 次元鳥瞰図。雲水、雲氷、雪、あられの等値面はそれぞれ 0.1, 0.00024, 0.0625, 0.0156  $g\ kg^{-1}$  以上の部分を示す。

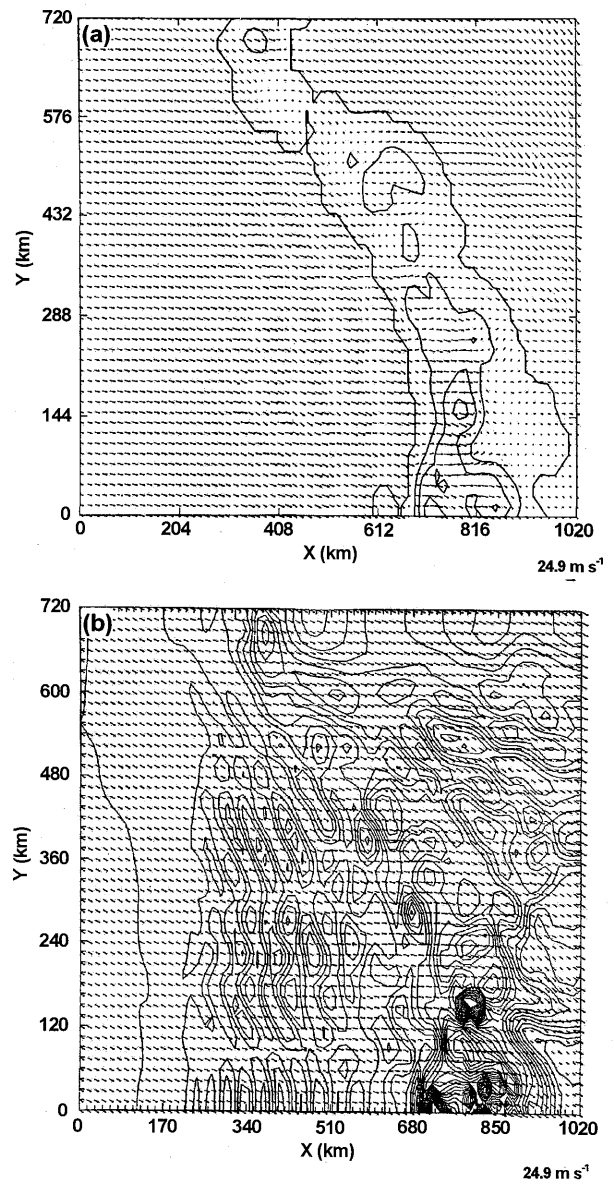
の雲水 ( $Q_c$ )、雲氷 ( $Q_i$ )、雪 ( $Q_s$ )、あられ ( $Q_g$ ) の混合比の等値面を第 9.4.5 図に示す。大陸からの寒気団が日本海を吹走するにつれて混合層が発達し、大陸東岸から約 150 km の地点で雲が発生し、その中で次々と雲氷・雪・あられの形成が開始した。

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) から明らかの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  $1 \text{ m s}^{-1}$ 。

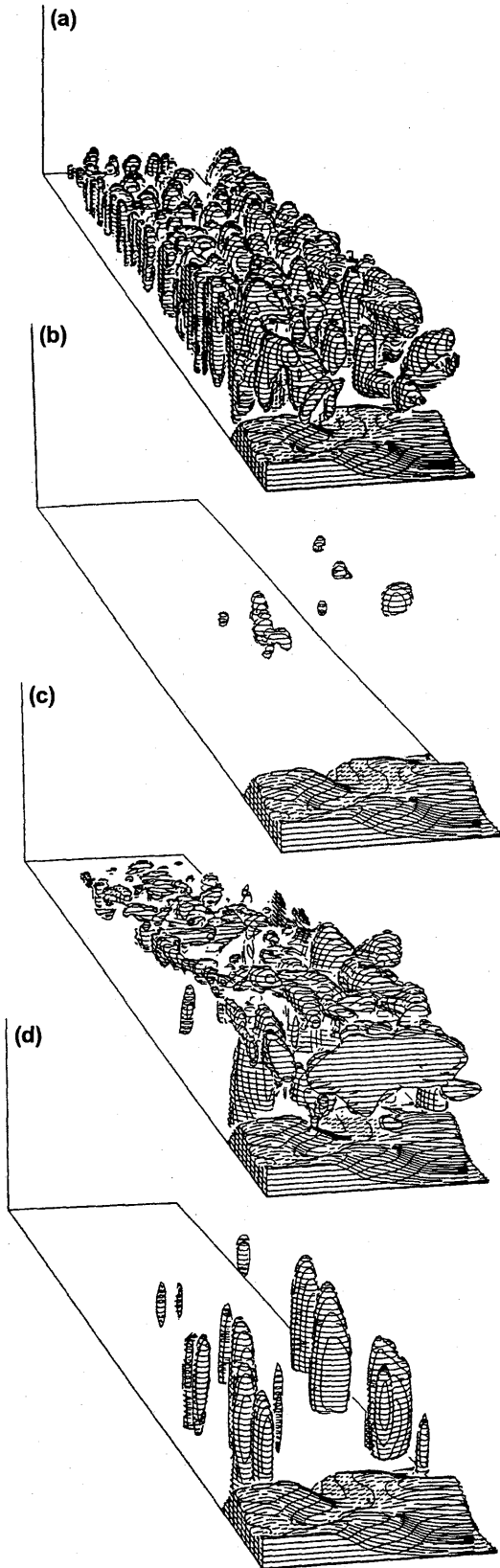
強化されている。上述の雪雲の分布パターンは 1989 年 2 月 3 日 09Z の衛星写真と良い対応を示している。これから対象領域に局地的な擾乱を含まず、水平方向（北東-南西方向）に一様性を仮定できる場合には、モデルは雪雲のパターンを良く再現する事が分かる。雪は雲の発生直後から雲全面に見られるが、あられ形成は日本近海で、しかも秋田以南で顕著である。

#### 9.4.4.2 モデル II の結果

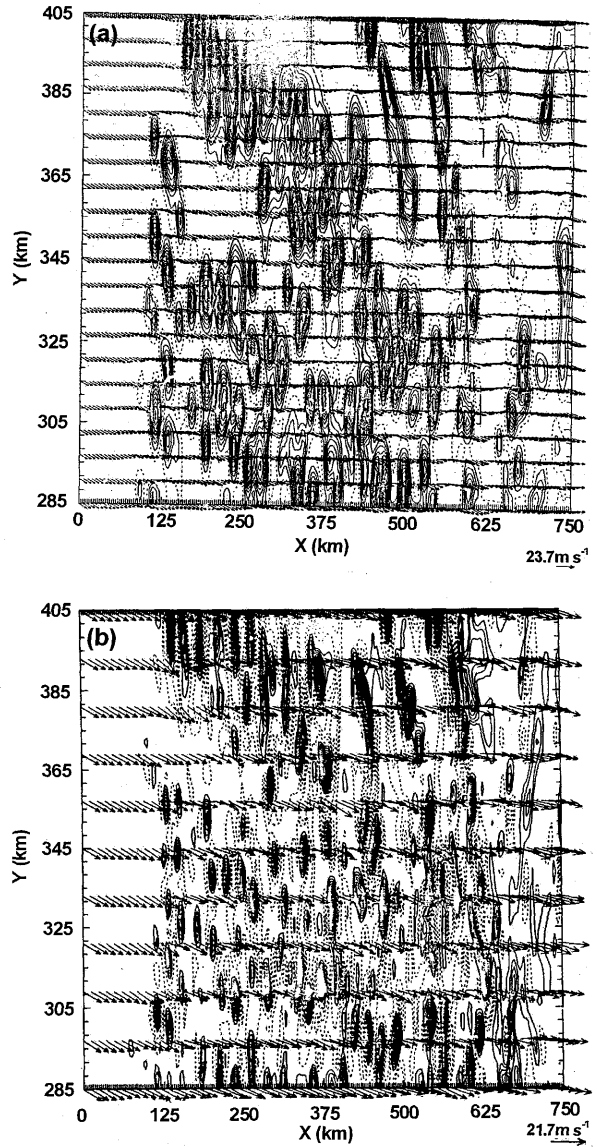
モデル II で計算した 28 時間後の雲水、雲氷、雪、あられの混合比の等値面を示す（第 9.4.8 図）。雪雲

( $Q_c$ ) 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  $\text{g kg}^{-1}$ 以上の部分を示す。

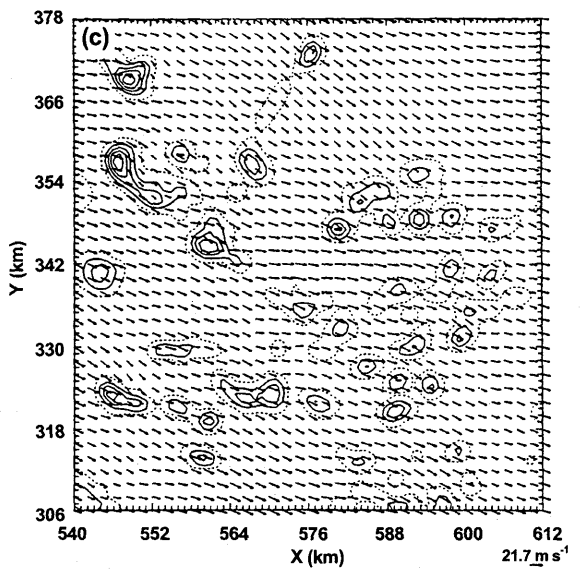
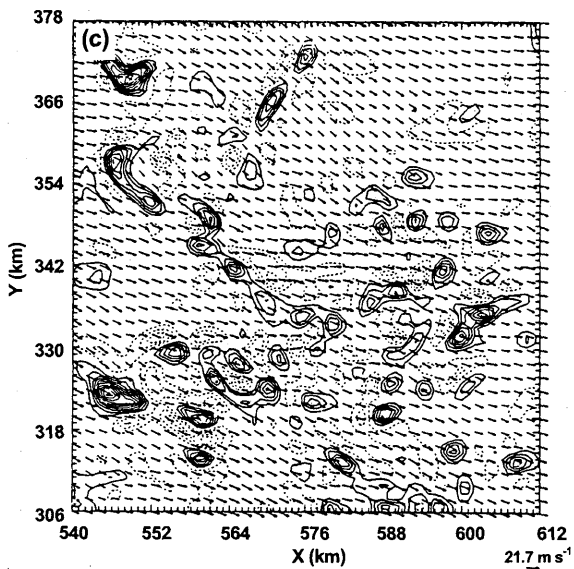
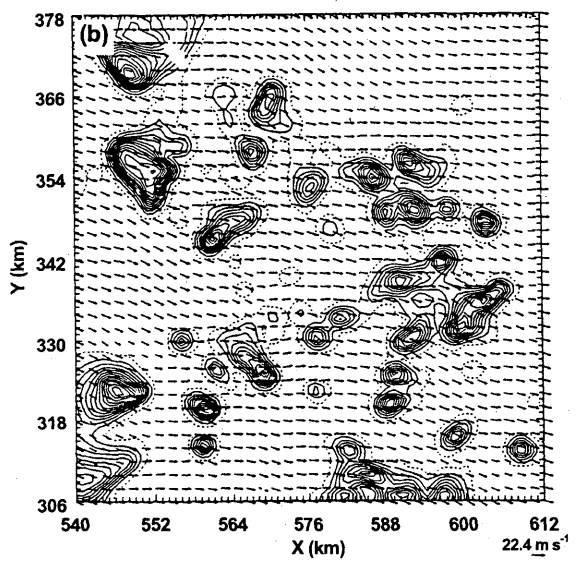
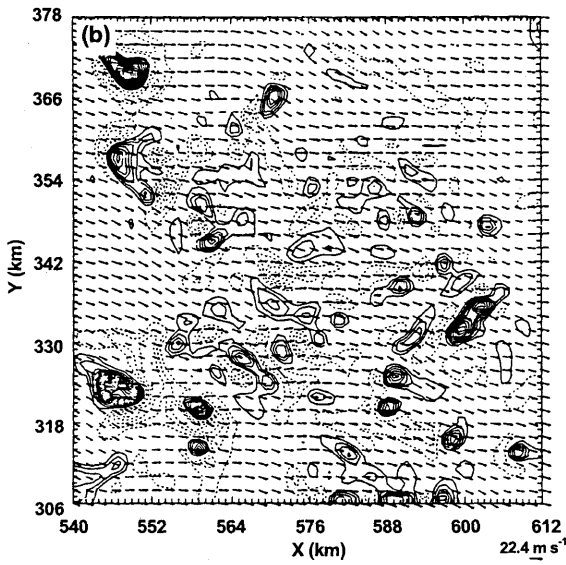
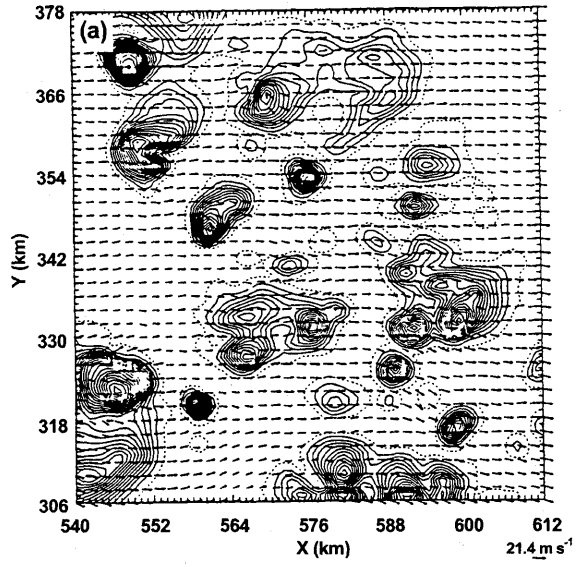
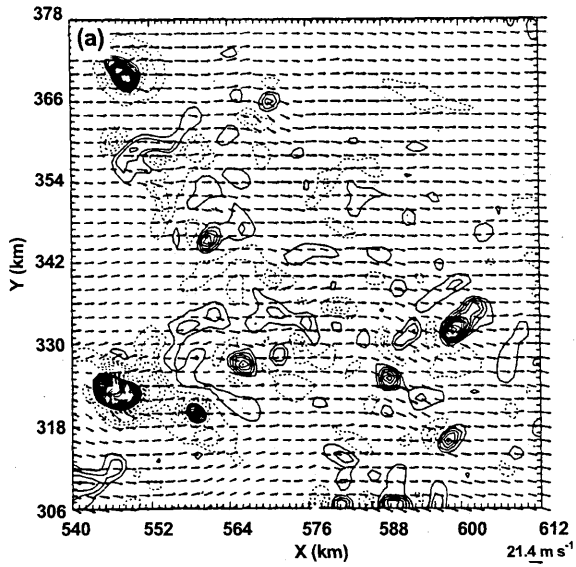


第9.4.9図 高度1.4 kmにおける雲水混合比(a)と鉛直流速(b)の水平分布。その高度における風ベクトルを重ねている。等値線間隔は、それぞれ  $6.3 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$ ,  $1.3 \times 10^{-1} \text{ m s}^{-1}$ 。

に組織化している。バンドの走向は厳密にはx軸から $5^\circ$ 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。

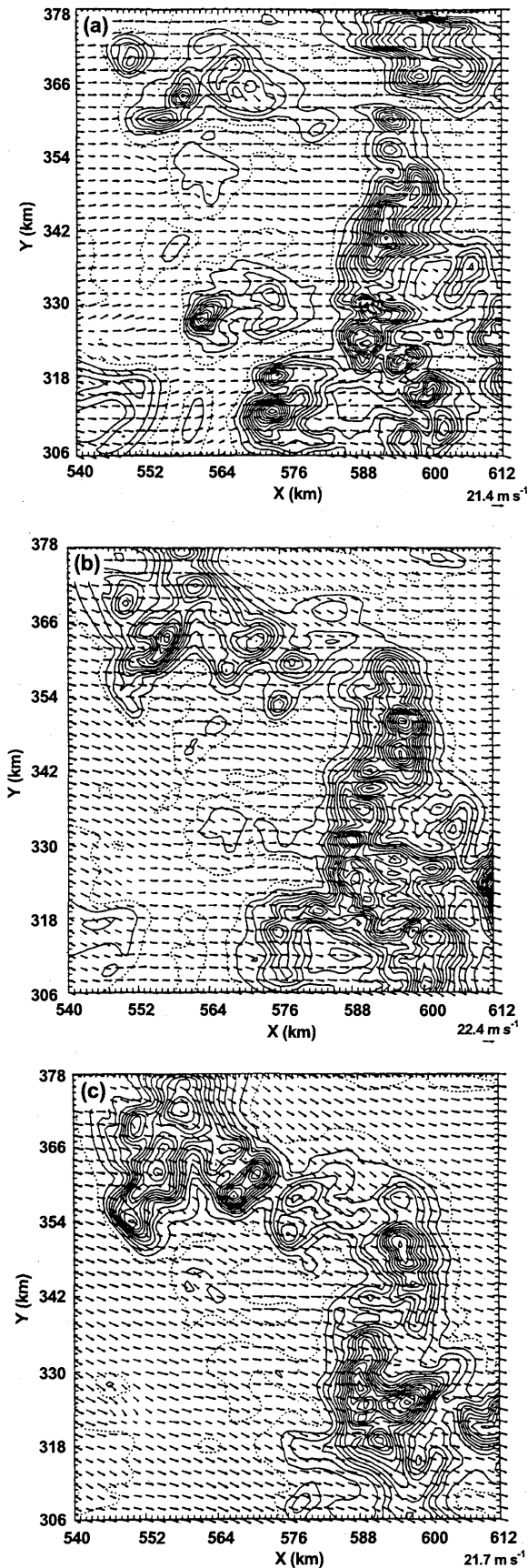
#### 9.4.4.3 モデルIIIの結果

モデルIIIの領域は日本列島西岸から $30 \sim 100 \text{ km}$ 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.

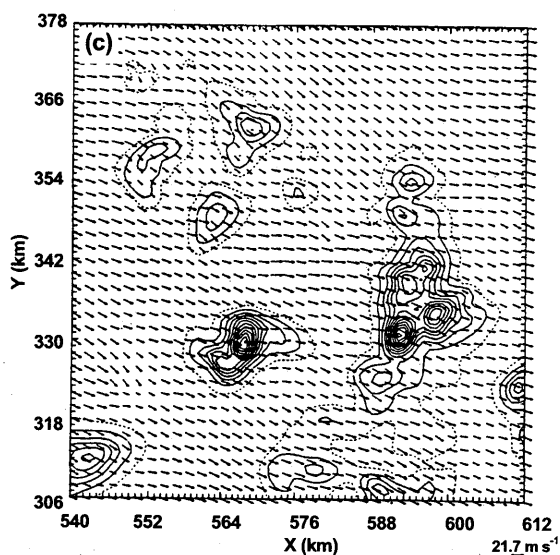
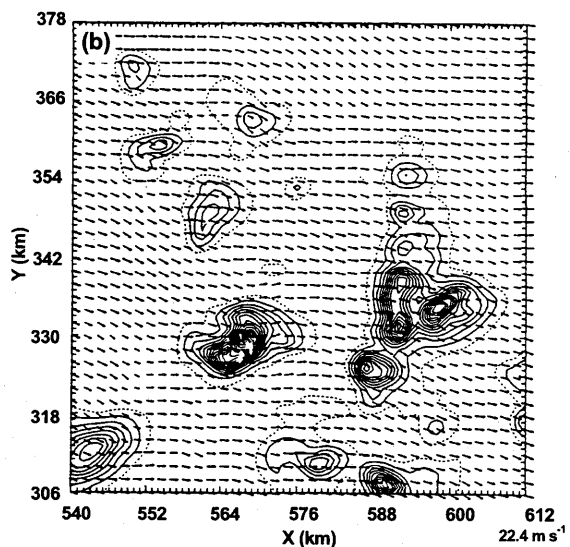
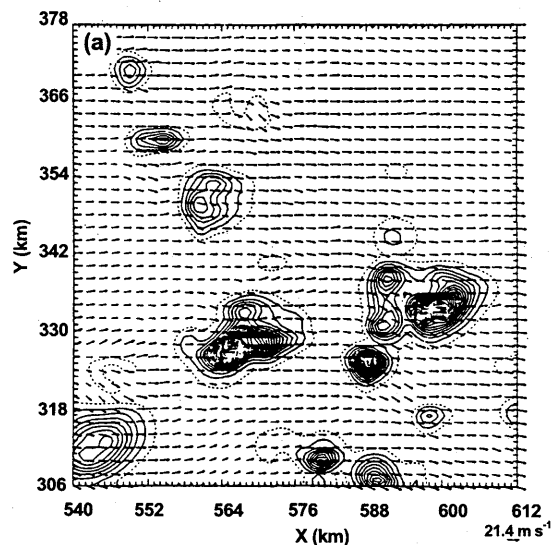
雪水域の水平スケールは上昇流域や雲水域よりはるかに大きく, 第 9.4.12 図の点線で示すとおり, 領域の大部分を占めている. 一方, あられは雲水域とほぼ対応しており, その水平スケールも中・上層の雲水域と同等である. これは, 雪の生成域は必ずしも高濃度の雲水域とは一致しないことと, 落下速度が小さいため, 長時間空間に滞留し, その間に水平方向にも拡散するためと考えられる.

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.

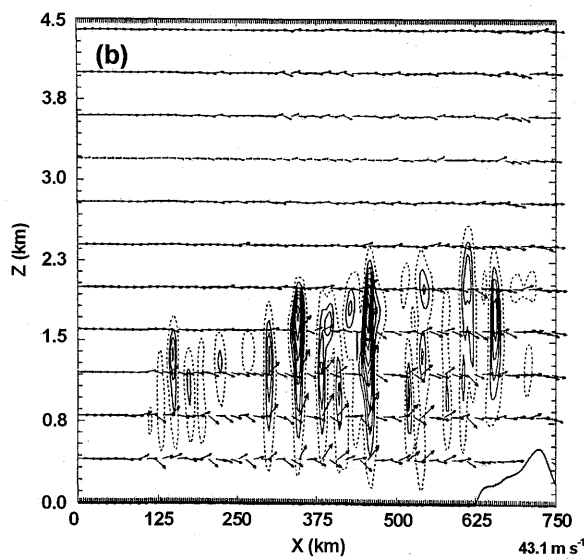
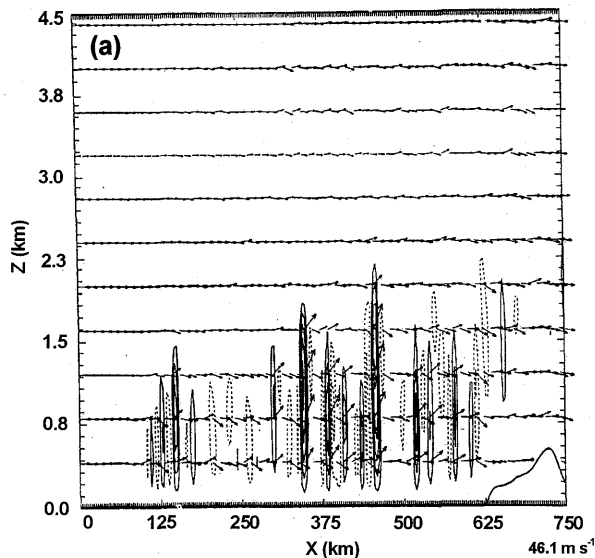
中・上層の雪雲の下で対流セルが多数の発達しており, これら海上の降雪雲における natural seeding の重要性を示唆している.

#### 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  $3 \text{ m s}^{-1}$  程度で, 最大雲水量は  $1.2 \text{ g kg}^{-1}$  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



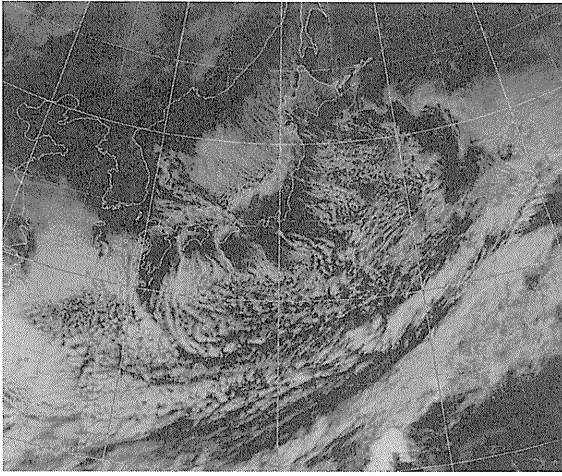
第9.4.13図 モデルIIIでシミュレートされた29時間後のあられ混合比の高度1.8km(a), 1.2km(b), 0.6km(c)における水平分布. 等値線間隔は  $3.1 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$ .



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  $1 \text{ g kg}^{-1}$  を超える値がみられるが, 全体的には  $0.5 \text{ g kg}^{-1}$  程度で2次元モデルと大差ない. 局所的に  $1 \text{ g kg}^{-1}$  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  $0.5 \text{ g kg}^{-1}$ ,  $0.4 \text{ g kg}^{-1}$  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、海峽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  $2.3 \text{ km}$ ,  $2.5 \text{ km}$ ,  $2.6 \text{ km}$  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  $10 \text{ km}$  以下で日本近海で  $30 \text{ km}$  程度であるのに対して、モデルで再現された雲は、出来始めで  $30 \text{ km}$ 、日本近海では  $70 \text{ km}$

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  $15 \text{ km}$  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  $15 \text{ km}$  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  $10 \text{ km}$  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  $3 \text{ km}$  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  $120 \text{ km}$  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  $2.5 \text{ km}$ ,  $0.3 \text{ km}$  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

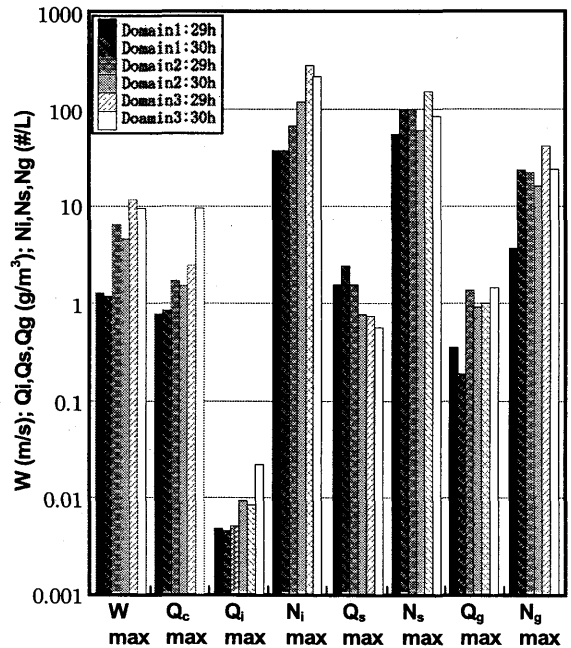
今回用いた 3 重ネステッドモデルの水平格子間隔は外側のモデル I が 15 km, モデル II が 3 km, モデル III が 1 km である。第 9.4.16 図に示すように領域内の最大上昇流は、モデル I, II, III ではそれぞれ  $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\sim 4 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\sim 10 \text{ m s}^{-1}$  と格子間隔が小さくなるにつれて増大している。これに伴って、雲の微物理パラメータも変化し、 $Q_c$  の領域内最大濃度も  $\sim 0.8 \text{ g m}^{-3}$  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.

## 第10章 野外シーディング実験\*

### 10.1 はじめに

降雪の人工調節技術を確認するためには、自然の雲を対象とした野外観測による降雪機構の解明に加えて、人工的なシーディングに対する雪雲の内部構造の応答を十分に把握する必要がある。そのためには、シーディングに対する自然の雲の内部構造と降雪機構の応答に関する正確な情報を組み込み、信頼性の高い人工調節の数値モデルを構築しなければならない。それを用いて、種々の条件下で自然の雪雲とシーディングをした雪雲の比較を行い、最適シーディング法やシーディング効果の評価法を確立する必要がある。

オーバーシーディング時には自然には見られない高濃度の微小氷晶が局所的に生成されるので、その後の内部構造の変化はまだ十分に解明されていない。また、シーディング物質の初期の空間的広がり、通常使用される数値モデルの解像度より小さく、シーディングにより生成した氷晶プリュームの初期拡散に関する情報は、シーディングの数値実験を行う際に必要不可欠である。

AgI やドライアイスを用いたシーディング実験は1940年代後半より世界中で数多く行われてきたが、シーディングに対する雲の内部構造の物理的変化を測定した基礎的研究は、大陸性の積雲 (Cooper *et al.*, 1984) や、山岳性降雪量 (Marwitz *et al.*, 1981) に関する研究があるがその数は少ない。日本海降雪雲を含め、海洋性の対流性降雪雲を対象としたシーディング実験に関する基礎的研究はこれまでほとんど行われていない。

本研究では、直接人間の生活空間に影響を与えることなく、かつ日本海降雪雲と類似した性質を有する雲として、寒気吹き出し時に太平洋上に再形成される雪雲を対象として、ドライアイスペレットを用いたシーディング実験を行い、航空機による直接観測により、シーディングによる雲の内部構造の応答を調べた。

### 10.2 シーディング装置の開発

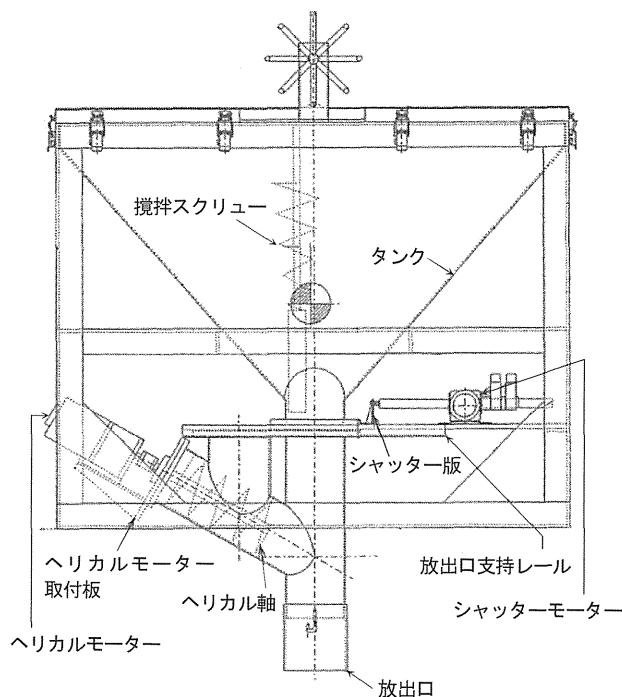
航空機から一定量のドライアイスペレットを連続して投下するために、ドライアイスポッパーを製作した。その外観写真と側面図を第10.2.1図と第10.2.2

図に示す。大きさは、横 105 cm, 奥行き 55 cm, 高さ 81 cm で、軽量化のため大部分はアルミ製である。コンテナは角すい状 (開口部 100 cm×50 cm, 高さ 60 cm) で、航空機底部から機外に出す投下口以外は密閉式となっており、CO<sub>2</sub> ガス抜きパイプをコンテナから機外に接続し、CO<sub>2</sub> ガスによる酸欠等の事故防止をはかっている。

ドライアイスポッパーは、コンテナ部、送出部、投下部から構成される。コンテナ部にはドライアイス



第10.2.1図 ドライアイスホッパーの外観写真。



第10.2.2図 ドライアイスホッパーの側面図。

\* 村上正隆：物理気象研究部，松尾敬世：物理気象研究部（現 気象大学校）

ペレット (1 cm 角) を 50 kg 収納でき, ドライアイスペレットが自重で目詰まりを起こさないように螺旋状攪拌スクリーを中心部に取り付けてある. コンテナ内のドライアイスペレットを一旦送出器に導入して, 一定速度 (低速) で散布したり, 投下口をスライドさせコンテナに直結して高速で散布することも可能である. 前者の場合は送出用螺旋状スクリーの回転数で散布速度を連続的に調節可能である. 後者の場合は, コンテナ底部の開閉板の開口面積を 1/3, 1/2, 全開にすることによって散布速度を切り替えることができる. この二つの方法を用いることにより, 0~50 kg min<sup>-1</sup>の散布速度が得られる.

### 10.3 ドライアイスペレットの諸特性

使用したドライアイスペレットの粒径分布, 質量分布を第 10.3.1 図に示す. 粒径, 質量は 1.3 cm, 2.6 g 付近に中心をもち, 標準偏差は 0.2 cm, 0.6 g 程度である. 比重は約 1.4~1.5 g cm<sup>-3</sup>である.

ドライアイスペレットの終端落下速度は抵抗係数  $C_D$  が不明のため, 次式から直接計算することが出来ない.

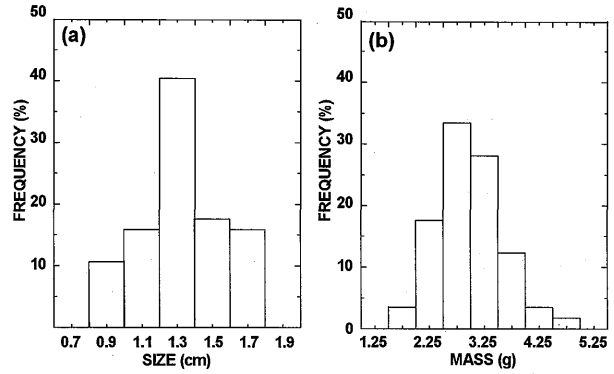
$$v^2 = \frac{2mg}{C_D S \rho_a} \quad (10.3.1)$$

そこで気象研究所本館屋上から落下実験を行い, 高度差 20 m を落下するのに要する時間を測定し,

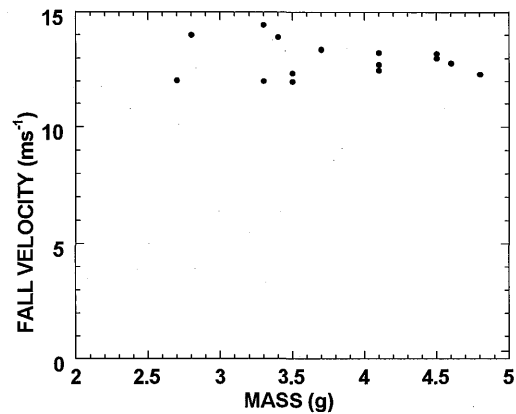
$$\frac{d^2x}{dt^2} = g - \frac{1}{2mC_D S \left(\frac{dx}{dt}\right)^2} \rho_a \quad (10.3.2)$$

$t=0, x=20, t=t_f, x=0$  の境界条件の下に解き  $C_D S$  を決定し, (1)式から終末速度を求めた. その結果を第 10.3.2 図に示す. 全てのドライアイスペレットの落下速度は  $13 \pm 1 \text{ m s}^{-1}$  の範囲におさまる.

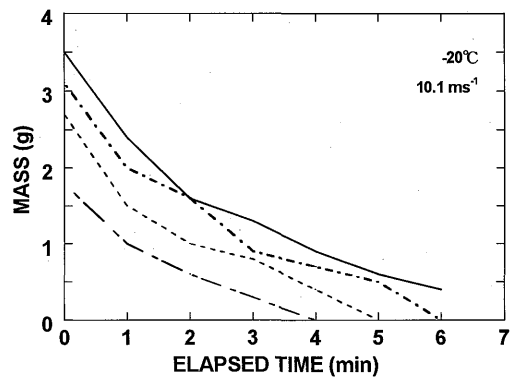
ドライアイスの昇華蒸発速度を低温実験室の垂直風洞内で測定した. 実験方法はドライアイスペレットをプラスチックメッシュ上に置き, 風速 4, 7, 10 m s<sup>-1</sup>, 室温+8, -10, -20 °C の条件下で 1 分毎に質量を測定した. -20 °C, 10 m s<sup>-1</sup> の条件下の実験結果を第 10.3.3 図に示す. 初期には 1 g min<sup>-1</sup> 程度の速度で昇華することが示された. この実験から, 昇華速度は強い風速依存性を示すが, 温度依存性は顕著でないこと



第 10.3.1 図 (a)ドライアイスペレット径の頻度分布と (b)ドライアイスペレット質量の頻度分布.



第 10.3.2 図 ドライアイスペレットの落下速度と質量の関係.



第 10.3.3 図 ドライアイスペレットの昇華蒸発による質量変化.

が確認された. 実験結果は理論計算と良い一致を示した. また, 落下中 (昇華中) のドライアイスペレットの表面温度は Fukuta *et al.* (1971) が計算したように約 -100 °C 程度に達すると考えられる.

理論式を用いて, ドライアイスペレットの落下シミュレーションを行い, 昇華蒸発してなくなるまでの

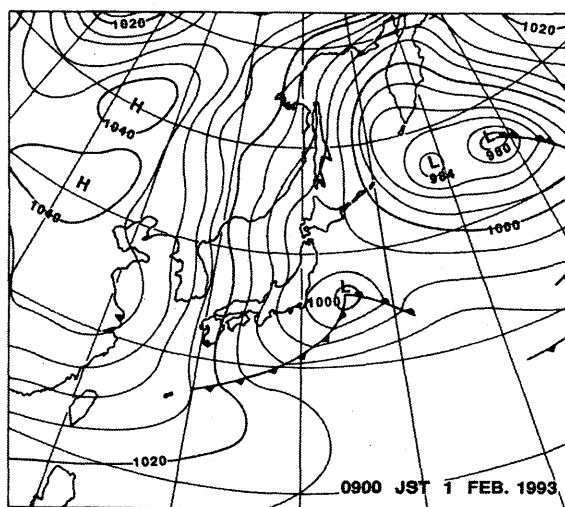
落下距離、ペレットの粒径変化、昇華蒸発速度の変化等を求めた。1gのドライアイスが昇華蒸発する間に $1 \times 10^{13}$ 個の氷晶を発生させるという Fukuta *et al.* (1971)の実験結果を用いると、初期の粒径が9mmのドライアイスペレットが1cm落下する間に発生する氷晶数は初期(0秒)には $2 \times 10^6$ 個 $\text{cm}^{-1}$ 、300秒後には $7 \times 10^6$ 個 $\text{cm}^{-1}$ である。ドライアイスペレットは最初の300秒間で約4km落下し、1.5mm程度になり、その間平均 $1 \times 10^6$ 個 $\text{cm}^{-1}$ の氷晶を発生する。

## 10.4 シーディング実験

### 10.4.1 実験時の気象条件

1993年2月1日、仙台沖でシーディング実験を実施した。当日は第10.4.1図に示すように、関東沖の低気圧が発達しながら東北東進するにつれて西高東低の典型的な冬型気圧配置になり、仙台沖は強い北西季節風が吹いていた。奥羽山脈風下側で一旦消散した雪雲が再び仙台沖~100kmで発生していた。雪雲の雲頂高度は約3km、温度は $-20^{\circ}\text{C}$ であった。680hPa付近に逆転層が存在し、相当温位 $\theta_e$ は3.5kmより下層ではほぼ一定であったが、最下層に弱い対流不安定が見られた(第10.4.2図)。風は下層で北西の風 $12\text{ms}^{-1}$ で、上層で西北西の風 $22\text{ms}^{-1}$ であった。3.5km以下では乱流成分(渦消散係数)が大きく、特に雲層で大きな値を示した(第10.4.3図)。

実験領域の上空(推定5000m)には氷晶雲が存在し、この雲から弱い自然のシーディングがあったが、その

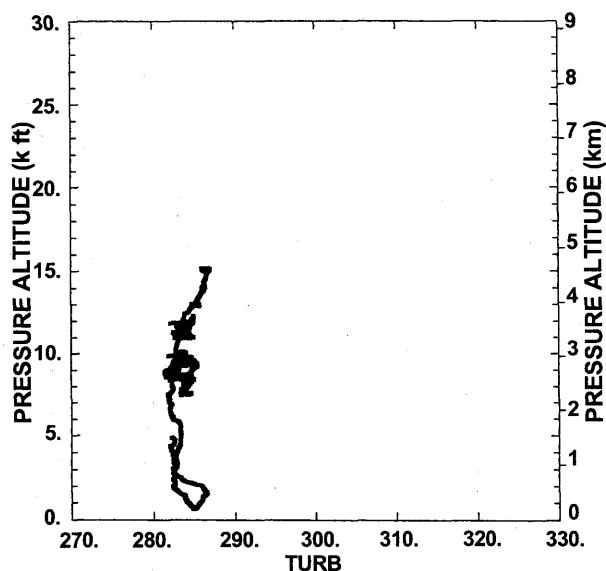


第10.4.1図 1993年2月1日の09時(日本時間)の地上天気図。

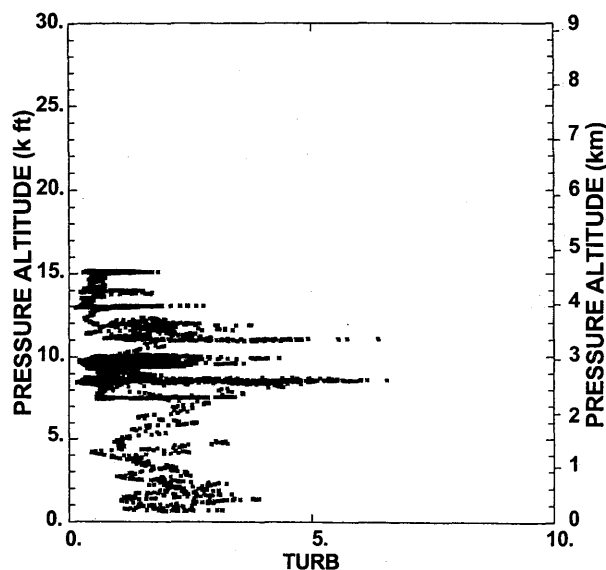
影響は顕著ではなかった。シーディング以前に所々弱い降雪があり、シーディング効果を現業用レーダで検出するのは難しい状況にあった。

### 10.4.2 実験方法

雲観測用航空機 Super King Air (B200T) とシーディング用航空機セスナ 402 は実験領域南西側で合流し、King Air が先に雲内を飛行し、発生初期で氷晶濃度の低い雲を探し、それに対してシーディング実験を実施した。King Air は雲頂下 1000 ft を飛行し、セスナ

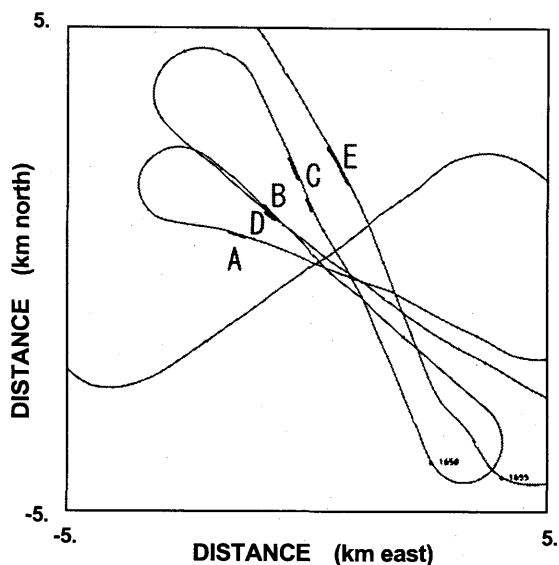


第10.4.2図 航空機による SOUNDRING から得られた相当温位の鉛直分布。



第10.4.3図 航空機による SOUNDRING から得られた渦消散係数の鉛直分布。

402 は雲頂上 1000 ft を King Air より後方風上側 4000 ft を飛行しながらドライアイスペレットを風向にほぼ直交する方向に直線的に散布した。散布速度は  $1 \text{ kg min}^{-1}$  で数分間シーディングを実施した。ドライアイスペレットが風に流されることを考慮して風上側 4000 ft でシーディングを計画したが、飛行中に目測で 4000 ft を確保するのは困難で、実際にはさらに風上側を飛行しながらシーディングしたことが第 10.4.4 図から分かる。シーディング後、King Air はポインターシステムを利用してシーディングプリュームを追跡観測した。移動する雲に相対的な King Air の航跡図と 2D-C プロブで測定した氷晶濃度が  $50 \text{ 個 L}^{-1}$  以上の部分を太線で示す。高濃度氷晶域が直線的に並び、容易にシーディングプリュームを同定できる。



第 10.4.4 図 雲システムに相対的な航空機の飛行経路。太線部分は氷晶数濃度が  $50 \text{ 個 L}^{-1}$  以上の部分を示す。

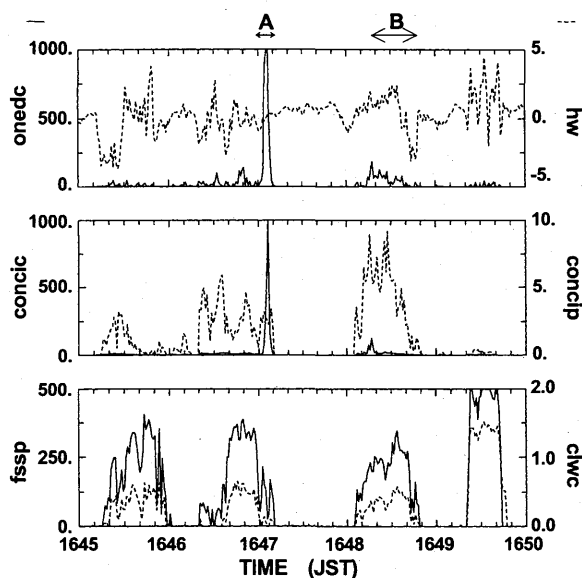
### 10.4.3 シーディング前

シーディング前（自然）の雪雲は、その発生初期には  $0.5 \sim 1.5 \text{ g m}^{-3}$  の雲水量を含み、平均粒径  $15 \mu\text{m}$ 、数濃度  $400 \sim 500 \text{ 個 cm}^{-3}$  の雲粒から成っていた。氷晶濃度は  $1 \text{ 個 L}^{-1}$  以下で、最大  $5 \text{ m s}^{-1}$  程度の上昇流を含んでいた。降雪を伴う最盛期の雪雲内では、一般に雲水量は  $0.5 \text{ g m}^{-3}$  以下に低下し、逆に氷晶濃度は増加した。しかし、雲頂温度が  $-20 \text{ }^\circ\text{C}$  程度の雲では、その値は高々  $20 \sim 30 \text{ 個 L}^{-1}$  で  $50 \text{ 個 L}^{-1}$  を超えることはまれであった。

第 10.4.4 図は、移動する雪雲に相対的な King Air の航跡図で、太線部分は氷晶濃度が  $50 \text{ 個 L}^{-1}$  以上の部分を示す。King Air の西南西—東北東の flight track に平行に風上側  $\sim 1.5 \text{ km}$  のところに高濃度氷晶域が直線的に並んでおり、シーディングの跡を示している。  $\sim 1.5 \text{ km}$  のずれは、飛行中の 2 機の航空機間の目視による位置決め困難さを反映している。

### 10.4.4 シーディング後

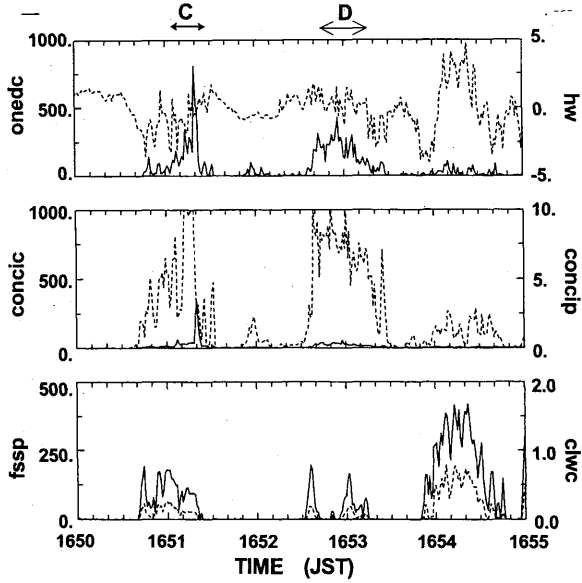
シーディング後の各微物理要素の時間変化を第 10.4.5 図～第 10.4.7 図に示す。図中の A～E は第 10.4.4 図の A～E に対応する。第 10.4.5 図の 164705 付近に、氷晶の高濃度域がスパイク状に見られる。これは約 3.5 分前のシーディングによって生成された氷晶プリュームでその幅は約  $300 \text{ m}$  で、その中の氷晶の最大数濃度は  $1000 \text{ 個 L}^{-1}$  を超えている。氷晶プリュームの周辺部では雲水量が  $0.5 \text{ g m}^{-3}$  程度であるが、プリ



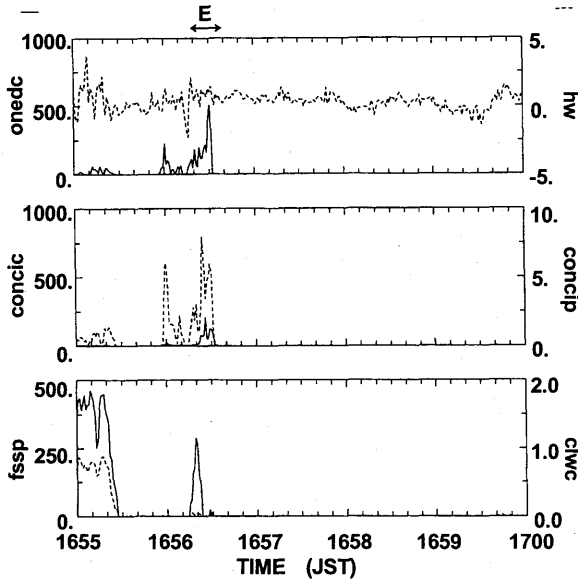
第 10.4.5 図 シーディング後の 1D プロブによる粒子数濃度 (onedc)、鉛直流 (hw)、2D-C プロブによる粒子数濃度 (conccic)、2D-P プロブによる粒子数濃度 (concip)、FSSP による雪粒数濃度 (fssp)、熱線式雲水量計による雲水量 (clwc) の時間変化。

ューム内では  $0.1 \text{ g m}^{-3}$  程度に減少している。また、2D-P プロブで測定した  $200 \mu\text{m}$  以上の降雪粒子の濃度は  $5 \text{ 個 L}^{-1}$  程度であった。

第 10.4.5 図の 164815 付近はシーディング 5 分後の氷晶プリュームに対応しており、その中の氷晶最大濃度は  $\sim 100 \text{ 個 L}^{-1}$ 、雲水量も  $0.3 \text{ g m}^{-3}$  と比較的大きな値を示した。雲水量が比較的大きかった理由として、シーディングむらによりシーディングにより発生した

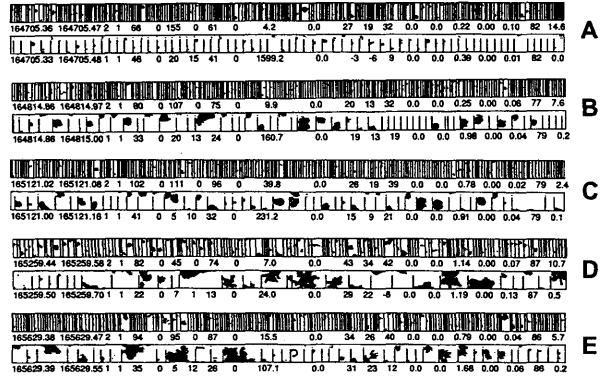


第 10.4.6 図 第 10.4.5 図と同様。ただし 16:50~16:55 のデータ。



第 10.4.7 図 第 10.4.5 図と同様。ただし 16:55~17:00 のデータ。

氷晶数が少なかったことと、 $2\sim 3\text{ m s}^{-1}$  の上昇流域にあり雲水生成が持続していたことが考えられる。第 10.4.6 図の 165120 付近はシーディング後 8 分の氷晶プリュームであり、その中の最大氷晶濃度は  $300\text{ 個 L}^{-1}$ 、雲水量  $0.1\sim 0.2\text{ g m}^{-3}$  である。プリュームの右端で 1D-C、2D-C 濃度がスパイク状に高く、雲水量がゼロ、2D-P 濃度も低い。それに対して、左側では 1D-C、2D-C 濃度が比較的 low、2D-P 濃度が  $10\text{ 個 L}^{-1}$ 、雲水量も  $0.1\sim 0.2\text{ g m}^{-3}$  と高くなっていた。これは右端が



第 10.4.8 図 シーディングプリューム A~E 内で観測された粒子の 2D イメージ。2D-P (上段) と 2D-C (下段) イメージの縦方向の幅はそれぞれ  $6.4\text{ mm}$  と  $0.8\text{ mm}$ 。

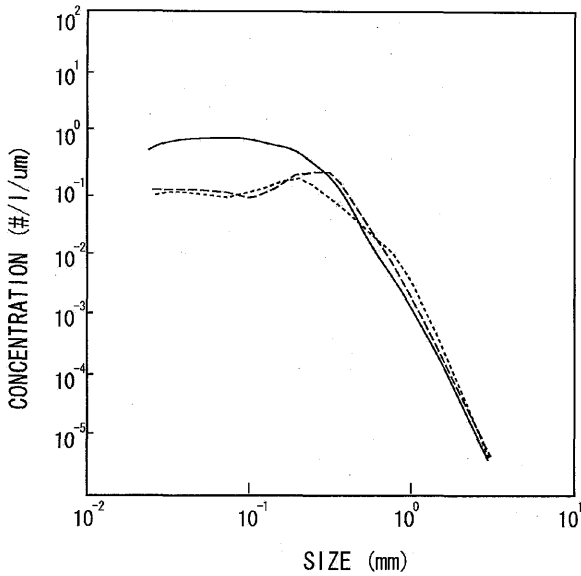
雲の周辺部に位置し、元々雲水量も低く、シーディングにより生成された高濃度の氷晶が十分成長できなかったものと考えられる。165300 付近はシーディング後 9.5 分の氷晶プリュームであり、2D-C 濃度は拡散希釈で  $50\text{ 個 L}^{-1}$  程度に低下しているが、1D-C 濃度が  $200\text{ 個 L}^{-1}$  以上の領域は幅  $2\text{ km}$  以上に拡大していることがわかる。プリュームの中央部では氷晶の成長に消費され雲水量はゼロとなっているのに対し、その両側では  $0.2\text{ g m}^{-3}$  の値となっている。第 10.4.7 図の 165630 付近は、シーディング後 13 分の氷晶プリュームで、2D-C 濃度は最大で  $200\text{ 個 L}^{-1}$  で、プリューム内に雲水は存在しなかった。

第 10.4.8 図に示すようにシーディング後 3.5 分 (164705) のプリューム内には  $200\text{ }\mu\text{m}$  以下の等方的な結晶が多数存在し、粒径がほぼ一樣なことからほぼ同時刻に発生したものと思われる。また、シーディング後 10 分以後 (165300, 165630) に、雪片形成が顕著になっていた。

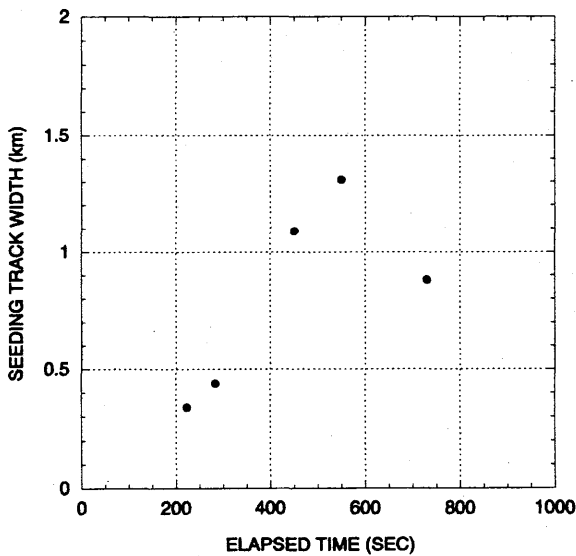
### 10.5 考察

第 10.4.4 図からも分かるように、シーディングトラックは目標とした過冷却雲 (混合雲) の中心より北西側にズレ、必ずしも高濃度の過冷却雲水域とは対応しない所もあった。それに加えて、ドライアイスのシーディングむらの影響もあるので、シーディングからの経過時間の異なる測定値をコンポジットして、シーディング後の雲の微物理構造の時間変化を議論する場合には注意を要する。

シーディングトラック内の氷晶濃度 (2D-C 濃度)



第 10.5.1 図 シーディングプリューム内の粒子の粒径分布. シーディングから 3.5 分後 (実線), 5 分後 (破線), 8 分後 (点線).



第 10.5.2 図 シーディングプリューム幅の時間変化.

の最大値は $\sim 1000$ 個 $L^{-1}$ で, ドライアイスペレットの昇華速度, 航空機の対気速度, 初期のシーディングトラックの幅, 1g のドライアイスから生成される氷晶数から計算した理論値 2600 個 $L^{-1}$ にほぼ一致する.

次に, 雲内の雲・降水粒子の粒径分布変化を第 10.5.1 図に示す. 3.5, 5, 8 分後の 2D-C による粒径分布から, そのピークはそれぞれ 75  $\mu m$ , 180  $\mu m$ , 150  $\mu m$  に位置している. 氷晶の平均成長速度は, 0.36  $\mu m s^{-1}$ , 0.6  $\mu m s^{-1}$ , 0.31  $\mu m s^{-1}$  となり,  $-15^{\circ}C$  付近での水飽和条件下の成長速度 $\sim 1 \mu m s^{-1}$ に近い値となってい

る. 平均成長速度は, シーディングプリューム中の雲水量が大きいほど速くなっていた. 雲水量は 1 秒平均値 (80 m 平均値) を用いており, より小さなスケールで見ると雲水の存在する空間としない空間が混在していたと考えられる. 雲水の存在しないところでは, 水未飽和となり氷晶成長速度が低下し, 氷晶の平均成長速度を減じたと考えるのが妥当であろう.

昇華凝結成長だけでは, 氷晶は 10 分間に 1 mm 以上には成長できない. 10 分程度で, ミリサイズの降水粒子にまで成長するには, 雲粒捕捉成長あるいは氷晶同士の衝突併合成長が必須となる. 今回のシーディング実験の条件下では, 第 10.4.8 図の 2D-C イメージに示されるように, 樹枝状結晶からなる雪片形成がミリサイズの降水粒子生成に寄与していた.

シーディングプリュームのトラックに直交する方向 (平均風向に平行) への拡散速度は, 第 10.5.2 図に示すように, 概ね 1 km/10 分であった. シーディング直後には最大値 1000 個 $L^{-1}$ を超える鋭いピーク状の分布を示すが (第 10.4.5 図), 時間とともに最大数濃度も減少し, 分布幅も広がっている. しかし空間分布は必ずしも連続的ではなく, 雲内の複雑な気流構造を反映していくつかのピークを示すこともある (第 10.4.6 図, 第 10.4.7 図).

## 10.6 まとめ

1993 年 2 月 1 日, 寒気吹き出しに伴って仙台沖の太平洋上に再発生した雲頂温度 $-20^{\circ}C$  (高度 3 km) の降雪雲に対して, ドライアイスシーディングを実施し, その後の雲の微物理構造の変化を研究観測用航空機を用いて観測した. シーディング実験から次のことが明らかとなった.

- (1) シーディング直後には, 雲内に 1000 個 $L^{-1}$ を超える高濃度の氷晶が発生した. この値は理論的に予想される値とほぼ一致した.
- (2) 氷晶の粒径分布のピーク径から求めたシーディングプリューム内における氷晶成長速度は, 十分な量の雲水が共存する場合は 0.6  $\mu m s^{-1}$  程度で, 水飽和条件下における氷晶成長実験から得られる値に近い値を示した.
- (3) シーディング 10 分後から雪片形成が顕著となった.
- (4) シーディングプリュームの幅は, 3 分後に $\sim$



300 m, 10 分後に~1 km まで広がった. このよう  
な, シーディング直後の雲の微物理構造の変化  
や, シーディングプリュームの拡散に関する知  
見は, 今後, 数値モデルによるシーディング実  
験の信頼性を向上させるため, 更に降水増加や  
降水域の移動を目的とした最適なシーディング  
方法を考察する際に必要不可欠なものである.  
今後, 種々の気象条件下でのデータ取得が望ま  
れる.

#### 参考文献

- Cooper, W. A., and R. P. Lawson, 1984: Physical interpretation of results from the HIPLEX-1 experiment. *J. Appl. Meteor.*, **23**, 523-540.
- Fukuta, N., W. A. Schmeling, and L.F. Evans, 1971: Experimental determination of ice nucleation by falling dry ice pellets. *J. Appl. Meteor.*, **10**, 1174-1179.
- Marwitz, J. D., and R. E. Stewart, 1981: Some seeding signatures in Sierra storms. *J. Appl. Meteor.*, **20**, 1129-1144.

第11章 シーディング数値実験

11.1 1次元モデルによるシーディング数値実験\*

11.1.1 はじめに

日本海に面した海岸部では、冬期季節風時に降雪が多いことはよく知られている。そこでは時々、豪雪にみまわれ社会に深刻な被害をあたえている。

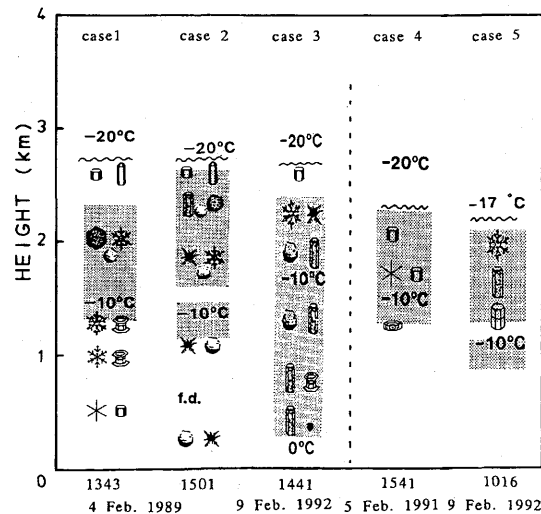
日本海上の降雪雲からは雪だけでなくしばしばあられが降る。Mizuno (1992) の統計的分析によれば、あられによる降水は冬期の全降水量の約 30% 以上にもなる。このことは、降雪雲内には十分な過冷却雲水が存在しシーディングによる人工調節の可能性があることを示している。しかし本プロジェクトを実施するまで、日本海降雪雲の内部構造についてはほとんど知られていなかった。アメリカでは、人工的に降雪を減少させたり再配置する可能性をさぐるため、五大湖上の降雪雲を対象として観測やシーディング実験が行われた例がある (Holroyd and Jiusto (1971), Weickmann (1974))。過剰にシーディングを行うことにより、あられをもたらす雲粒捕捉過程を抑えることでは成功したが、その後十分な実験が行われることなく終わった。あられ形成過程の理解は、シーディングによる降雪雲の人工調節の鍵であるにもかかわらず、日本海降雪雲については定量的にはほとんど知られていなかった。定性的な形成過程の議論が、地上観測データに基づいてされたことはあるが (Harimaya (1976, 1977, 1983))、今だに未解決の問題が多い。例えば、氷晶の発生やそれに続いて起こる雲内での雲粒捕捉過程について未解決の問題がある。これは主に、雪雲内部の観測が不足していることからきている。本プロジェクトで実施した HYVIS (降水粒子ゾンデ, Murakami and Matsuo (1990)) と HYDROS (降水ドロップゾンデ, 村上ら (1989)) 及び航空機による直接観測によって、我々は日本海降雪雲の微細構造について、より包括的に理解することが可能となった。

本節で、観測とモデルの結果を用いて日本海降雪雲におけるあられ形成のメカニズムを調べ、次にシーディングによる雪雲の人工調節の可能性について検討する。数値実験は、氷晶の発生過程とそれに続いて起こるあられの形成に焦点を当てて行った。なお、この節の内容は Matuo et al. (1994) の抄訳をもとにしてい

る。

11.1.2 あられを伴う雲と降水を伴わない雲の特徴

第 11.1.1 表と第 11.1.1 図は、1989, 1991, 1992 年に、日本海に面した海岸から 30 km 離れた飛島周辺で実施された、HYVIS と HYDROS による雪雲観測の結果 (5 例) を示す。これら 5 つの雪雲は、あられ形成の前後における微細構造について代表的な性質を持っているという理由で、Murakami et al. (1994) の結果から選択されている。Murakami et al. (1994) は、雪雲の微細構造の変化の一般的特徴を断片的な雪雲の観測結果を合成させることによって表現した。レーダと航空機による観測はこれらの雪雲が寿命約 1 時間のセル状の対流性であることを示した。これらの雲では、総観スケールの逆転層がふたのような役目をしていた。雲の直径は 5~10 km, 高さは 2~3 km でベナールセル的な特徴を示しており、このことは、1963~1968 年までのプロジェクト「日本海上の激しい擾乱」の中でも指摘された (例えば, Matsumoto and Ninomiya (1966), Matsumoto (1967))。第 11.1.1 表には、HYVIS と HYDROS の観測から得られた雲頂温度、液体雲水量 (LWC)、大きさ 300 μm 以下の初期氷晶の数濃度 (Nice) が示されている。LWC と Nice はそれ



第 11.1.1 図 雪雲の内部に含まれる氷晶・雪粒子のタイプに関する模式図。f.d.は凍結水滴、陰影部は過冷却雲粒層。

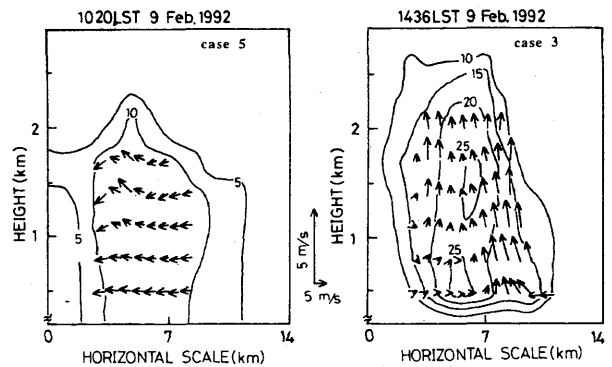
\* 松尾敬世：物理気象研究部 (現 気象大学校)，折笠成宏，村上正隆：物理気象研究部

第 11.1.1 表 HYVIS と HYDROS で観測された雪雲の特徴. Cond.はあられ (G) を含むか, 降水を伴わない (NP) かの条件, T<sub>top</sub> は雲頂温度, LWC は最大液体雲水量, N<sub>ice</sub> は 300 μm 以下の氷晶の最大数濃度を示す.

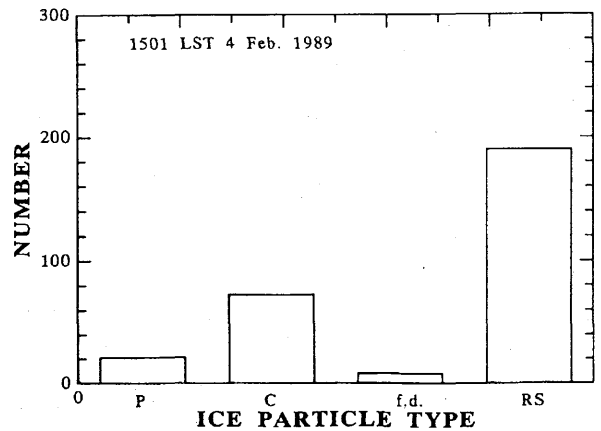
No.	Case	Cond.	T <sub>top</sub> (°C)	LWC (max) (g/m <sup>3</sup> )	N <sub>ice</sub> (max) (/l)
1	1343LST 4 Feb. 1989	G	-17	0.1	40
2	1501LST 4 Feb. 1989	G	-19	0.1	200
3	1441LST 9 Feb. 1992	G	-18	0.1	60
4	1541LST 5 Feb. 1991	NP	-18	0.6	5
5	1016LST 9 Feb. 1992	NP	-17	0.9	5

それぞれの雲の中で測定された最大値をとっている。これらの雲の特徴は、雲頂温度が約-18℃であり、LWC については、降水形成以前のステージ (NP) で約 0.8 g m<sup>-3</sup>, あられ形成のステージ (G) で約 0.1 g m<sup>-3</sup>, Nice についてはステージ (NP) で数個 L<sup>-1</sup>, ステージ (G) で約 100 個 L<sup>-1</sup> であった。ステージ (NP) と (G) の雲の比較から、雲の発達期のあられ形成に伴い、氷晶数濃度は増加し、LWC は減少すると考えられる。このことは、将来同一の雲の追跡観測において実証されることであろう。第 11.1.1 図はこれらの雲を、雲厚、気温領域、氷晶のタイプを図で示したものである。陰影をつけた箇所は過冷却の雲水が存在した層を示している。CASE 1, 2, 3 の3つの雪雲はあられを含み、あられ形成のステージであることを示している。CASE 4, 5 は降水がなく、小さい氷晶 (300 μm 以下) しか含んでおらず、降水形成の前のステージと考えられる。あられが生成されるときはいつも、程度の差こそあれライミングした粒子が観測されたが、濃密にライミングした粒子は形の不規則さのため描き難いため第 11.1.1 図では省略した。デュアルのドップラーレーダによる観測は、CASE 3, 4, 5 の雪雲中に最大で 2, 3 m s<sup>-1</sup> の上昇流があったことを示している (第 11.1.2 図の2つの例を参照)。上昇流は雲底と雲頂の付近で弱く、内部で強い。1989 年の CASE 1, 2 については、上昇流の観測が行われなかった。

雪雲内のあられの芽についての情報を得るために、小さい氷晶のタイプと出現頻度について解析を行った。第 11.1.3 図は、1989 年 2 月 4 日 15 時 01 分の雲全体を通して観測された 156 μm 以下の氷晶の出現頻度を表した例である。存在したのは、板状 (樹枝状も含む) タイプ (P), 柱状タイプ (C), 凍結水滴 (f.d), 濃密雲粒付き粒子 (RS) である。(RS) の



第 11.1.2 図 1992 年 2 月 9 日に観測された降水を伴わない雲 (CASE 5, 左) とあられを伴う雲 (CASE 3, 右) の鉛直断面内の気流構造 (矢印) と反射因子 (等値線, dBZ)。



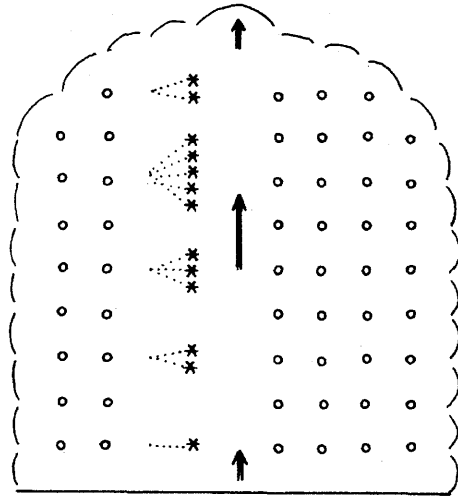
第 11.1.3 図 1989 年 2 月 4 日に観測された雪雲内における 156 μm 未満の氷晶の出現頻度. P;板状結晶, C;角柱結晶, f.d.;凍結水滴, RS;濃密雲粒付き結晶.

結晶形は完全には特定できないが、そのかなりの数 (約 50%) は板状タイプのように思われた。板状タイプの結晶の個数は、濃密雲粒付き粒子 (RS) に含まれていることを考慮すれば最大であると考えられる。板状タイプは-10~-20℃の雲の層内で支配的に成長

しうることからも矛盾はしない。凍結水滴はごくわずか（1%程度）である。HYVIS の映像からは、ほとんど全て（92%）の粒子がライミングしており、ライミングを開始する大きさは、約 100  $\mu\text{m}$  かあるいはそれより少し小さい氷晶であることがわかった。同じ解析をあられを伴う他の2つの雲について行くと、雲粒付きの粒子が多数を占め、凍結水滴は少ないという類似した傾向を示した。日本海上の降雪雲におけるあられの芽の大部分は、氷晶であり凍結水滴ではないことが示唆された。しかしながら、HYVIS の観測の時空間的な制約を考慮すると、凍結水滴があられの芽として働く可能性を完全に否定するものではない。

### 11.1.3 数値モデルの説明

雲のモデルは、ラグランジュとオイラーの両方のスキームを組み合わせたもので、時間依存性のある1次元モデルである。ただし、微物理学過程と熱力学過程が力学へ影響することのない力学固定フレームを用いた。氷晶の発生とそれに続いて起こる成長は、ラグランジュスキームによって、雲の状態はオイラースキームによって取り扱った。氷晶核の活性化と水滴の凍結によって生成される氷晶の成長と輸送は、氷晶を一個一個ラグランジュ的に計算した。そのため、氷晶の成長の微物理過程はパラメタライズする必要がない。成長する氷晶の特性に関連する種々の量は、時間的に連続に求められる。雲の状態は、気温、水蒸気密度、LWC の要素を含む。簡単化のため、雲粒の粒径分布は単分散であると仮定し、標準ケースでは直径 20  $\mu\text{m}$  とした。雲は、深さ 2 km、雲頂が $-20^{\circ}\text{C}$ の単一セルとし、格子間隔 10 m の鉛直1次元モデルで表現した。また、上昇流は予め決められた時間変化をするものとした。上昇流は高さ ( $z$ ) の2次関数の形をとり、雲の中間で最大値、雲頂と雲底で0の値をとると仮定した。さらに、1時間という雲の寿命の中間で最大値、最初と最後で0の値をとり、時間については線型に変化するものとした。第 11.1.4 図は、初期のステージの雲のモデルを概念的に示したものである。上昇流の開始直後、雲（雲水や氷晶）が形成される。各高度で発生した氷晶は、上昇流と落下速度のバランスで鉛直方向を上下に運動しながら成長し続ける。発生初期の氷晶（あられの芽）は大きさが 10  $\mu\text{m}$  であるとし、一個一個に番号を付けてある。モデルの中で番号付きの



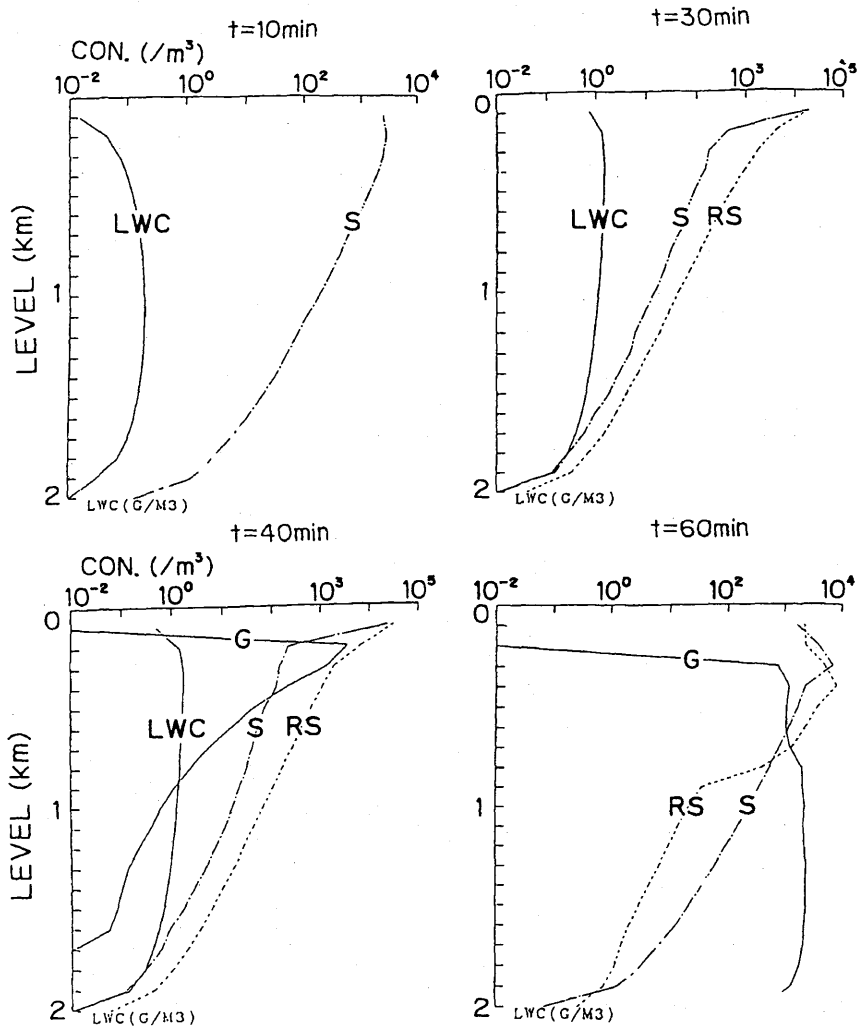
第 11.1.4 図 モデルの概念図。矢印は上昇流、星印は昇華凝結または雲粒凍結によって生成した初期氷晶、白抜き○印は過冷却雲粒を示す。

氷晶は時間とともに常に追跡され、位置と物理的性質が特定される。雪雲中の霧雨（drizzle）の存在を実証する観測例が少ないため、「暖かい雨」のプロセスは考慮していない。

雲の微物理学を詳細に扱うこのモデルは、降水形成をより現実近くシミュレートすることができるのが利点であり、初期の雪やあられの形成を研究するのに有効である。しかし、1次元モデルであるために、質量保存則が厳密には成り立っていないことに注意が必要である。モデル計算は、初期のあられ形成に注目して行われた。その詳細と使った方程式系は、Matsuo *et al.* (1994) を参考のこと。

#### 11.1.3.1 初期条件と数値計算の手順

粒子の成長と雲の状態のシミュレーションは、4秒の時間間隔で約1時間行った。初期条件は、観測された雪雲の一般的特徴に基づいて採用した。初期値として、気温の鉛直プロファイルは雲頂が $-20^{\circ}\text{C}$ 、雲底が $-8^{\circ}\text{C}$ で、気温減率  $6^{\circ}\text{C km}^{-1}$  とし、相対湿度は高度に依らず一定の 90% であると仮定した。雲の状態を表す方程式は、上昇流のある 2 km の層について、 $z$  方向に解かれた。粒子の成長を表す方程式も同時に、一個一個の粒子について、その位置と物理量を与えるために解かれた。 $z$  方向に分布した氷粒子は、決められた密度のどの範囲に入るかに従って、雲底から雲頂まで 50 m 間隔で分類される。氷粒子は密度によって次



第 11.1.5 図 氷晶・雪粒子数濃度の鉛直分布の雲生成開始からの時間変化. 縦軸は雲頂高度からの距離. S; 雪粒の全く付着していない, または軽い雪粒付きの雪結晶, RS; 雪粒付き雪結晶, G; あられ, LWC; 液体雲水量.

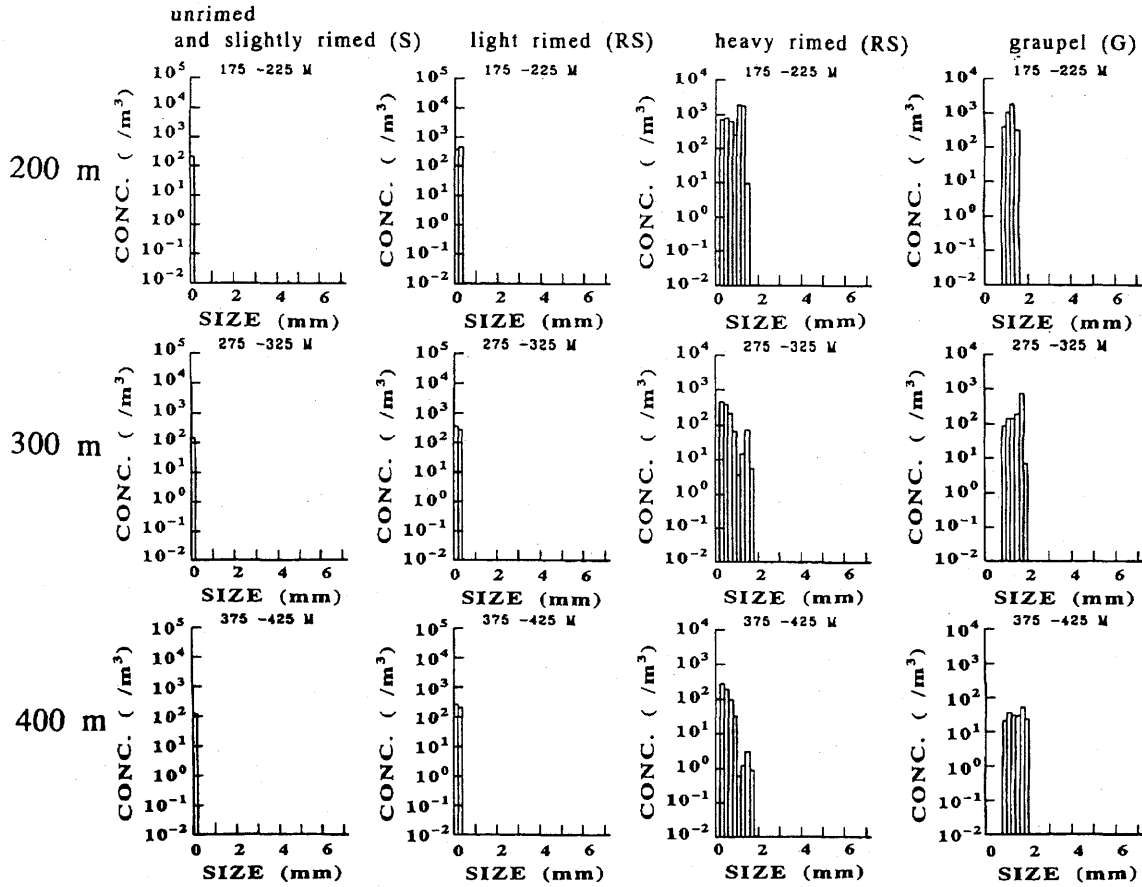
の 4 タイプに分割される. すなわち,  $0.1 \sim 0.12 \text{ g cm}^{-3}$  のライミングを全くしていないかわずかにした雪 (S),  $0.12 \sim 0.15 \text{ g cm}^{-3}$  の軽くライミングした雪 (RS),  $0.15 \sim 0.28 \text{ g cm}^{-3}$  の濃密にライミングした雪 (RS),  $0.28 \sim 0.3 \text{ g cm}^{-3}$  のあられ (G) の 4 つである. これは, ライミングするにつれて密度も増加し, 雪粒子が雪からあられへと変化するという考えに基づいている.

#### 11.1.4 シミュレーションの結果と考察

第 11.1.5 図は, 上昇流の最大値を  $200 \text{ cm s}^{-1}$  とした場合の, 雲の一生の様々な段階における, 3 タイプの粒子 ((S), (RS), (G)) の数濃度の鉛直プロファイルを示している. 縦軸は雲頂からの距離を示している. 全くライミングしていないかわずかにした粒子 (S)

は, 雲の形成直後に出現し, その数濃度は 10 分後に雲の上部で, 1 リットル当たり 2, 3 個である. 30 分後, ライミングした粒子 (RS) が形成され, 雲の上部で豊富となる. 粒子 (S) の数は, ライミングしていない粒子がライミングすることによって時間と共に減少する. 雲の上部にある粒子 (S) と粒子 (RS) を合わせた数濃度は, シミュレーションの期間を通しておよそ 1 リットル当たり数個である. この数濃度は, 雪雲の降水形成以前のステージ (初期) で観測される値と同程度だが, あられ形成のステージで観測される値より  $10^1 \sim 10^2$  倍小さい. LWC は雲全体を通して最初から時間と共に漸増して, 30 分間で約  $1 \text{ g m}^{-3}$  に達し, これは雪雲初期で観測された最大値  $0.9 \text{ g m}^{-3}$  に近い値である.

雲形成後 40 分であられ形成が始まり, この時, 雲



第 11.1.6 図 雲生成開始から 40 分後のあられ生成層における 4 タイプの雪粒子の粒径分布。

の上部には  $2000 \sim 3000$  個  $m^{-3}$  の粒子が存在する。その後、あられはライミング成長しながら落下し始め、60 分後には雲底まで落下する。このときには、あられによる盛んなライミングのために、LWC は雲全体で 0 にまで減少する。

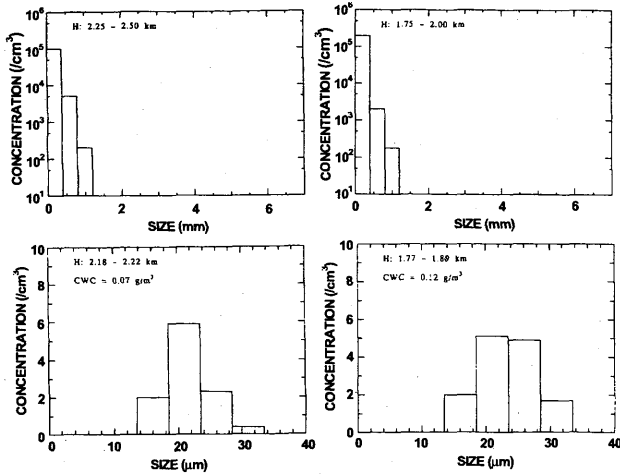
第 11.1.6 図はあられ形成が始まった 40 分後に、雲上部に存在する粒子の粒径分布を示す。粒径分布の間隔は  $200 \mu m$  毎で、高さは雲頂からの距離を示している。各層は、ライミングの程度の違いによって 4 タイプの粒子に分類して表示している。粒子 (S) は  $200 \mu m$  より小さい範囲にしか存在せず、このことは  $200 \mu m$  以下の粒子では相対的に昇華成長が重要であることを示している。 $200 \mu m$  以上になると、程度の差はあれ雲粒付結晶やあられを形成するためにライミングがより重要となる。濃密雲粒付粒子やあられのように、ライミングが進むと粒径分布はより幅広となり、最大の大きさは約  $2 mm$  まで達する。このあられ形成層での数濃度の特徴は、 $400 \mu m$  以上の粒子 (heavy RS+G) の数濃度の和が  $10^2 \sim 10^3 m^{-3}$  のオーダーであるのに対し、 $400 \mu m$  以下の粒子 (S + light RS) のそれは

$10^3 m^{-3}$  のオーダーであることである。

第 11.1.7 図は、1989 年 2 月 4 日 15 時 01 分に観測されたあられ形成層内の氷粒子の粒径分布を、雲粒の粒径分布と併せて示したものである。氷粒子の数濃度は、 $400 m$  以下と  $400 \mu m$  以上でそれぞれ、約  $10^5 m^{-3}$  と  $10^3 m^{-3}$  である。 $400 \mu m$  以上の粒子の数濃度は観測値と計算値は大体一致しているが、 $400 \mu m$  以下の粒子については、観測値はシミュレーションの結果より約  $10^1 \sim 10^2$  倍大きい値を示している。このことはあられ形成と関連して何か他の氷晶形成過程があることを示唆している。あられ形成層は気温約  $-18^\circ C$  の高度に存在していたので、Hallett-Mossop (1974) 過程以外のメカニズムが考慮されるべきである。そのメカニズムを解明するためには、今後さらに多くの観測と室内実験が必要である。

#### 11.1.4.1 あられ形成における種々の変数の効果

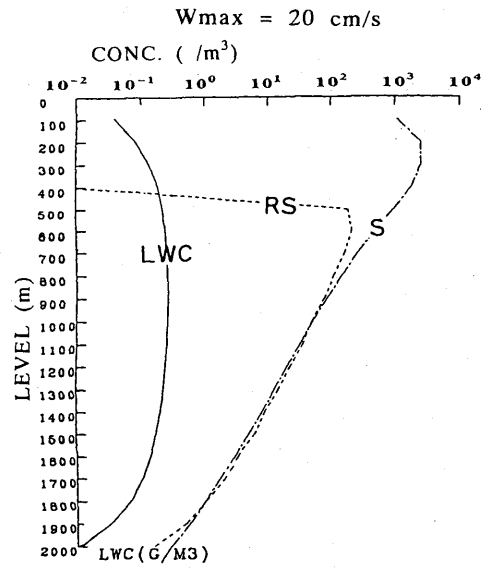
あられの形成は、上昇流、氷晶発生率、気温、雲の厚さなどの変数によって影響されていると考えられる。シミュレーションではこれらの変数の影響を調べ



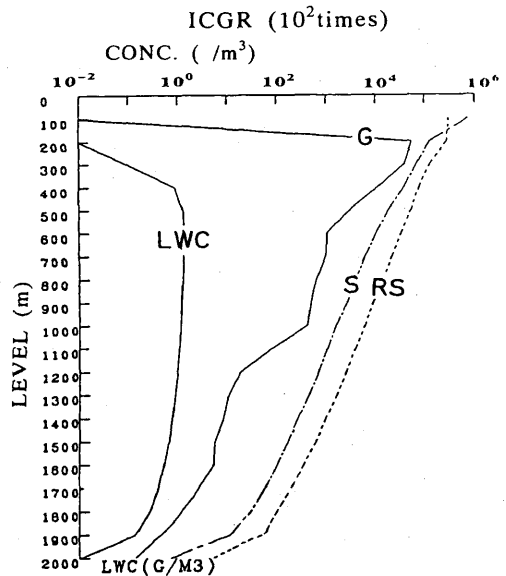
第 11.1.7 図 1989 年 2 月 4 日観測された雪雲のあられ生成層における雪粒子 (上段) と過冷却雲粒 (下段) の粒径分布. 各パネルの上部に海拔高度を示す. CWC は液体雲水量を示す.

るために感度実験を行った. 上昇速度  $200 \text{ cm s}^{-1}$  とこれまで広く用いられてきた氷晶発生率 (Matsuo *et al.* (1994) 参照) を標準ケースとして, 40 分経過時の粒径分布を示す. 上昇速度や氷晶発生率を変化させた場合の, 結果を第 11.1.8 図と第 11.1.9 図に示す. 標準ケースでは雲の上部にあられが形成した (第 11.1.5 図の 40 分経過時) のに対し, 上昇速度  $20 \text{ cm s}^{-1}$  の場合 (第 11.1.8 図) にはあられは形成しなかった.  $20 \text{ cm s}^{-1}$  の場合の LWC は,  $0.3 \text{ g m}^{-3}$  以下で標準ケースの約  $1 \text{ g m}^{-3}$  より小さく, このことは, 上昇流によって影響される LWC があられ形成において重要であることを示している. もう一つの例は, 氷晶発生率を変化させたときの結果 (第 11.1.9 図) である. 氷晶発生率を標準ケースの 100 倍とした場合, 生成される粒子の数濃度も基準の約 100 倍となる. LWC は雲の上部において, あられが余分に生成されることによって減少する. この場合では, より大きい氷晶発生率によってあられの数濃度が増加したことになる.

あられ形成における種々の変数の効果を調べ, 第 11.1.2 表にまとめる. 選択された 3 タイプの雲をそれぞれ縦の欄に示す. 各々の雲について, 最初の 5 行には雲の特徴を記述する 3 つの条件とその条件下で形成される降水のタイプを示す. 3 つのうちの 1 つの条件を変えた時に形成される降水のタイプを, それより下方に示す. 雪かあられのどちらが形成されるのかは, これらの条件に依存している. 雲の厚さが薄い時で上昇流が弱く気温が低い場合に雪が形成される傾向があ



第 11.1.8 図 上昇速度が  $20 \text{ cm s}^{-1}$  の場合, 雲生成開始から 40 分後の雪粒子数濃度の鉛直分布. S; 雲粒の全く付着していない, または軽い雲粒付きの雪結晶, RS; 雲粒付き雪結晶, G; あられ, LWC; 液体雲水量.



第 11.1.9 図 第 11.1.8 図と同様. ただし, 氷晶発生速度を標準実験の 100 倍に設定した場合.

り, あられは気温が高く上昇流が強く雲が厚いときにでき易い. 標準ケースより氷晶発生率が 1~2 オーダー大きい時でもあられは形成される. これらの感度実験の結果から, あられ形成は熱力学及び力学的条件によって左右される液体雲水量に依存していると思われる. この考えを確かめるために, 標準ケースの雲で様々な LWC の条件下でシミュレーションを行った. 生成される LWC は, エントレインメントの過程を用いて時間に関して一定の速度で雲から水を取り除くこと

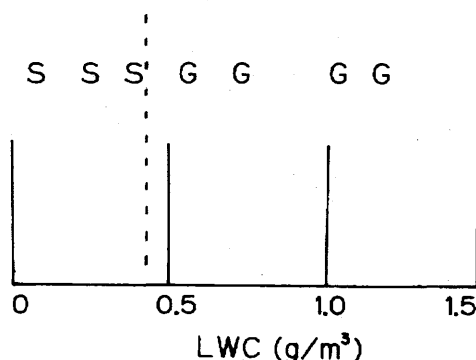
第 11. 1. 2 表 雪生成とあられ生成の色々な雲の条件依存性. Av.は一般的に用いられている昇華凝結による氷晶生成速度 (Fletcher, 1962) と雲粒凍結速度 (Bigg, 1953) を意味する. 上段 5 行は Cloud 1, 2, 3 に関する条件下で生成される降水粒子のタイプを示す. それより下方は, そのうちの 1 つの条件だけを変更した場合に生成される降水タイプ.

Parameter/Case	Cloud 1	Cloud 2	Cloud 3
Thickness	1 km	2 km	3 km
Top temp.	-10°C	-20°C	-30°C
Updraft	200 cm/s	200 cm/s	200 cm/s
ICGR	Av.	Av.	Av.
Type	Graupel	Graupel	Graupel
Thickness	1 km	1 km	1 km
Type	Graupel	Graupel	Snow
Updraft	20 cm/s	20 cm/s	20 cm/s
Type	Graupel	Snow	Snow
ICGR (times)	10-100	10-100	10-100
Type	Graupel	Graupel	Graupel

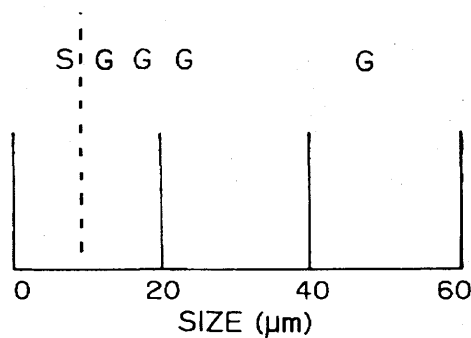
によって調整した. あられ形成の LWC 依存性を第 11. 1. 10 図に示す. ここに示した LWC は雲の一生を通しての最大値で, 一般に雲の発生初期や発達期に現れる. 雪は LWC が  $0.4 \text{ g m}^{-3}$  以下で生成され, あられはこのしきい値を越えた時に生成される. 標準ケースの雲は, 通常の冬期季節風時に観測される日本海降雪雲の特徴を有しているため, 日本海降雪雲におけるあられ形成は, LWC がしきい値  $0.4 \text{ g m}^{-3}$  を越えた時に起こるものと考えられる.

#### 11. 1. 4. 2 あられ形成における雲粒の大きさの効果

雲粒の直径を  $5 \sim 50 \mu\text{m}$  まで変化させることで, 同様のシミュレーションを行った. 簡単化するために, 過冷却雲粒は単分散と仮定した. 実際の粒径分布は多様であり, このような簡単化により結果に誤差が入るが, あられ形成における雲粒の粒径効果を定性的に見積もることができる. 第 11. 1. 11 図はあられ形成の雲粒粒径に対する依存性を示している. 雪とあられとを区別する雲粒の粒径に関するしきい値は, 直径  $10 \mu\text{m}$  付近に存在する. このしきい値より雲粒が小さいとき, ライミング過程は不活発で雪が形成する. しきい値より大きい場合には活発なライミングが起こりあられを形成する. この結果は, 直径  $20 \mu\text{m}$  程度の雲粒があられ形成層で支配的であるという観測事実 (第 11. 1. 7 図の粒径分布) と符合している.



第 11. 1. 10 図 雪生成とあられ生成の LWC 依存性. S; 雪だけが生成する場合, G; あられも生成する場合. 縦の点線は雪が生成される場合とあられが生成される場合の LWC の閾値を示す.

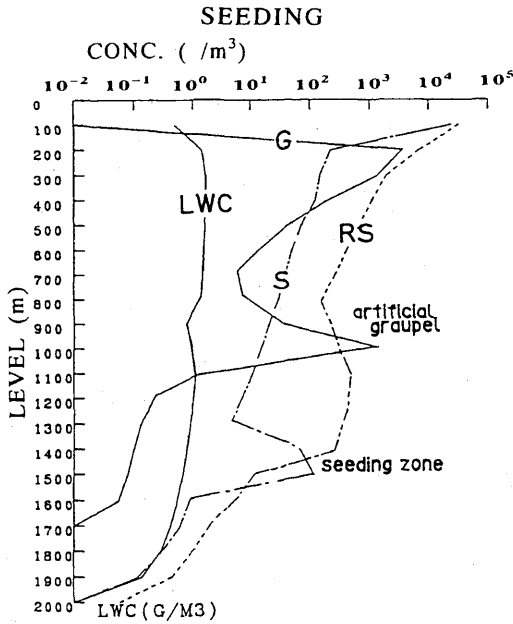


第 11. 1. 11 図 第 11. 1. 10 図と同様. ただし, 雲粒の粒径依存性.

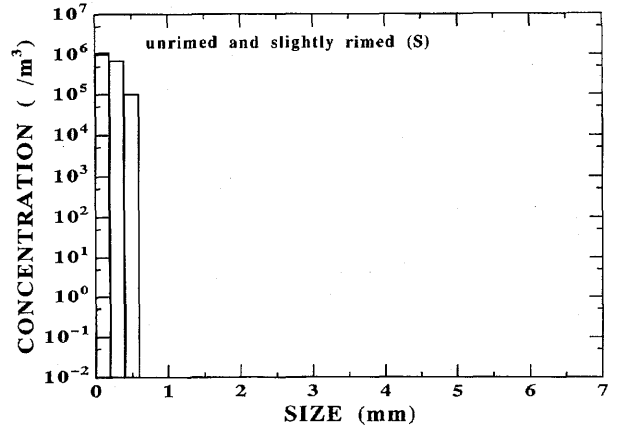
#### 11. 1. 4. 3 シーディングによる降雪粒子の変化

氷晶発生率を大きくすると何が起きるか? この問題は, 雪やあられの形成メカニズムを解明するためだけではなく, シーディングによる雪雲の人工調節のポテンシャルを評価するためにも重要である. 降水のタ

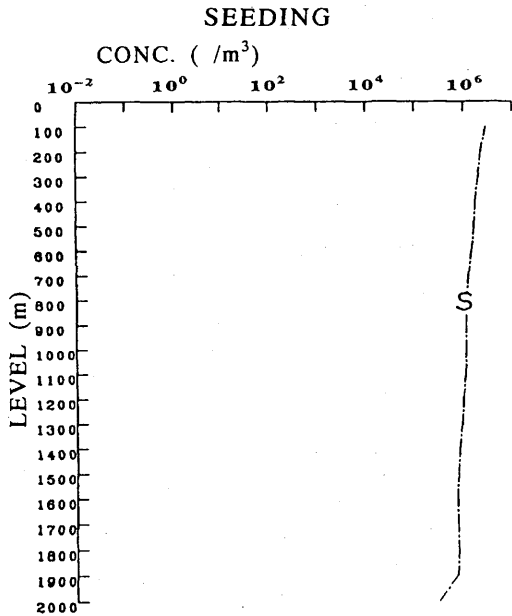




第 11.1.12 図 少量のシーディングを行った場合の雪粒子の鉛直分布. シーディング高度は雲頂下 1500 m. 雲頂下 1000 m に人工的にあられが生成された.



第 11.1.14 図 雲頂下 300 m における雲粒の全く付着していない, または軽い雲粒付きの雪結晶の粒径分布.



第 11.1.13 図 第 11.1.12 図と同様. ただし, 雲層全体に大量のシーディングを行った場合. シーディング速度は標準の 10<sup>5</sup> 倍に設定した場合. 雲粒の全く付着していない, または軽い雲粒付きの雪結晶 (S) だけが生成される.

イブは上述したように, LWC と粒径分布に強く依存しており, 雪雲内の LWC をシーディングによって制御することができれば, 人工的に降水のタイプを変えることが可能となる. シーディングした場合の結果を第 11.1.12 図と第 11.1.13 図に示す. 第

11.1.12 図は, 雲のある特定の層に少量のシーディングを行った場合の結果である. このときの氷晶発生率は, 雲の形成の初めから連続して, Fletcher の式における  $-20^{\circ}\text{C}$  での氷晶核活性化能力と同程度のものである. シーディングを行った層の 500 m 上空に人工的に発生したあられが形成される. この人工的なあられ形成層周辺の LWC は, ライミング過程によりわずかに減少している. このことは, このタイプのシーディングによってあられの増加が予想され得ることを示唆している. これに対し第 11.1.13 図は, 最初から雲全体にわたって, 天然の氷晶発生能力の  $10^5$  倍もの多量シーディングを行った場合の結果を示している. このシーディングによりあられと液体雲水滴は消滅し, ライミングしていない雪 (S) のみが約  $10^6 \text{ m}^{-3}$  の高濃度で生成される. 雲頂より下方 300 m 付近のライミングしていない雪 (S) の粒径分布を第 11.1.14 図に示すが, その場所はシーディングしていない場合 (第 11.1.5 図の 40 分経過時) のあられ形成層の位置である. ライミングした雪やあられができる代わりに, 多量のシーディングにより  $500 \mu\text{m}$  以下のライミングしていない氷晶が, 約  $10^6 \text{ m}^{-3}$  の高濃度で生成した. この実験から多量のシーディングによりあられ形成を抑制する可能性が示唆された. あられ形成抑制について類似した結果が, Ikawa *et al.* (1991) によっても示されている. 過剰シーディングでは, 落下速度の遅い, 小さい氷晶が多量に雲内に生成され, これらは地面に到達する前に拡散や昇華蒸発の影響を受けるために, ある種の降雪抑制効果が期待できる. さらに, この場合強い季節風によって風下側へ降雪域が移動することも予想

される。これは、ライミングした雪（あられを含む）は落下速度が大きく、落下速度の違いにより降雪域が移動するためである。

### 11.1.5 結論

日本海降雪雲のなかであられが生成するための必要条件を、観測と理論の両方から調査した。さらに、雪雲のシーディングによる変質の可能性について数値実験により調べた。その結果は以下のとおりまとめられる。

- (1) 雪雲内のあられの芽のほぼ大部分が、氷晶であると思われる。
- (2) あられの形成が起こり易いのは、比較的強い上昇流、高い雲頂温度、厚い雲、低い氷晶発生率のときである。この時、雲内の液体雲水量と雲粒の粒径分布の特徴が、あられの形成か雪の形成かを定める主要な物理要素となる。通常の冬期の季節風時に観測される日本海降雪雲に関しては、あられ形成に必要な LWC は  $0.4 \text{ g m}^{-3}$  以上、雲粒の粒径が  $10 \mu\text{m}$  以上あることが示された。
- (3) シーディングによる雪雲の人工調節は可能である。少量のシーディングでは降雪量を増やし、多量のシーディングでは降雪を抑制し得る。シーディングにより雪の特徴や落下速度を変化させることができ、このことは強い季節風によって降雪域を移動させる可能性を示唆している。

人工調節の可能性についての以上のような仮説は、将来、雲への実際のシーディング実験において実証されることが期待される。

### 参考文献

Bigg, E. K., 1953. The supercooling of water. *Proc. Phys. Soc. London*, **B66**, 688-694.

Fletcher, N.H., 1962. *The Physics of Rainclouds*. Cambridge Univ. Press, 390pp.

Harimaya, T., 1976. The embryo and formation of graupel. *J. Meteorol. Soc. Japan*, **54**, 42-51.

-----, T., 1977. The internal structure and embryo of graupel. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. VII*, **5**, 29-38.

-----, T., 1983. A further study on the internal structure of graupel. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. VII*, **7**, 227-

238.

Hallett, J. and Mossop, S.C., 1974. Production of secondary ice particles during the riming process. *Nature*, **249**, 26-28.

Holroyd, E.W., III and Jiusto, J.E., 1971. Snowfall from heavily seeded cloud. *J. Appl. Meteor.*, **10**, 266-269.

Ikawa, M., Mizuno, H., Matsuo, T., Murakami, M., Yamada, Y. and Saito, K., 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.

Magono, C. and Lee, C.W., 1973. The vertical structure of snow clouds, revealed by "snow crystal sondes". Part II. *J. Meteor. Soc. Japan*, **51**, 176-190.

Maruyama, H., 1968. On the conical graupel and its density. *Pap. Meteor. Geophys.*, **19**, 101-108.

Matsumoto, S. and Ninomiya, K., 1966. Some aspects of an inversion layer over the Japan Sea under a winter monsoon situation as revealed by dropsonde and aerial photographic observation. *Pap. Meteor. Geophys.*, **17**, 51-64.

Matsuo, T., H. Mizuno, M. Murakami and Y. Yamada, 1994: Requisites of graupel formation over the Sea of Japan. *Atmos. Res.*, **32**, 55-74.

Mizuno, H., 1992. Statistical characteristics of graupel precipitation over the Japan Islands. *J. Meteor. Soc. Japan*, **70**: 115-121.

村上正隆, 松尾敬世, 水野 量, 山田芳則. 雲粒子ドロップゾンデの開発, 1989: 日本気象学会春季大会講演予稿集 **55**, p161.

Murakami, M., 1990. Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107-128.

-----, M. and Matsuo, T., 1990. Development of hydrometeor videosonde. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **7**, 613-620.

-----, -----, H. Mizuno and Y. Yamada, 1994: 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.

Pruppacher, H. R. and Klett, J.D., 1978. *Microphysics of*

- Clouds and Precipitation*. Reidel, Dordrecht, 714pp.
- Ranz, W. E. and Wong, J.B., 1952. Impaction of dust and smoke particles on surface and body collectors. *Ind. Eng. Chem.*, **44**, 1371-1381.
- Weickmann, H. K., 1974. The mitigation of Great Lakes Storms. *Weather and Climate modification*. (edited by W.N. Hess ), Wiley, New York, 318-354.
- Zikmunda, J. and Vali, G., 1972. Fall patterns and fall velocities of rimed ice crystals. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1334-1347.

## 11.2 2次元・3次元モデルによるシーディング数値実験\*

### 11.2.1 はじめに

この節では、9.2と9.3で行った数値実験の延長としての、氷晶生成項についての感度実験の結果を示す。このような感度実験は、日本海の降雪雲のメカニズムや北日本の地形性降雪における雲物理過程の果たす役割を調べる上で有効であり、また降雪雲に対するシーディングによる人為的な制御の可能性について、数値モデルによる見通しを与えるものである。

### 11.2.2 3次元数値実験（孤立型降雪雲）

9.2で行った日本海の孤立型降雪雲の数値実験の延長として、氷晶生成項についての感度実験を行った。数値モデルと実験の諸元は9.2.3と9.2.4に示した通りである。モデルで氷晶生成は、1) Fletcher (1962)の経験式に基づく昇華/凝結凍結核の生成 (Murakami,1990; (29)式), 2) 雨滴の凍結の温度依存性についての Bigg (1953)の式を雲粒凍結に延長したもの (Murakami,1990; (30)式), 3) Hallet and Mossop (1974)の雪とあられの衝突に伴う氷晶の2次生成、の3種にパラメタライズされている。ここでは感度実験として、a) Fletcher型の昇華/凝結凍結核の生成 (Pidsn)を1000倍にした場合 (EXDS 1), b)  $10^6$ 倍にした場合 (EXDS 2), c) 雪とあられの衝突に伴う氷晶の2次生成 (Ikawa *et al.*,1991; (6)式)をあらたにモデルに入れた場合 (EXBK 2), および d) シーディング実験として、下層0.95~1.75kmで最初の60分間、昇華/凝結凍結核の生成 (Pidsn)を100倍にした実験結果 (EXS 1)について示す。これらの感度実験の結果は第11.2.1表にまとめられている (EXS 2はシーディングを中層  $1.75 \text{ km} < z < 3.15 \text{ km}$  に行った場合を示す)。

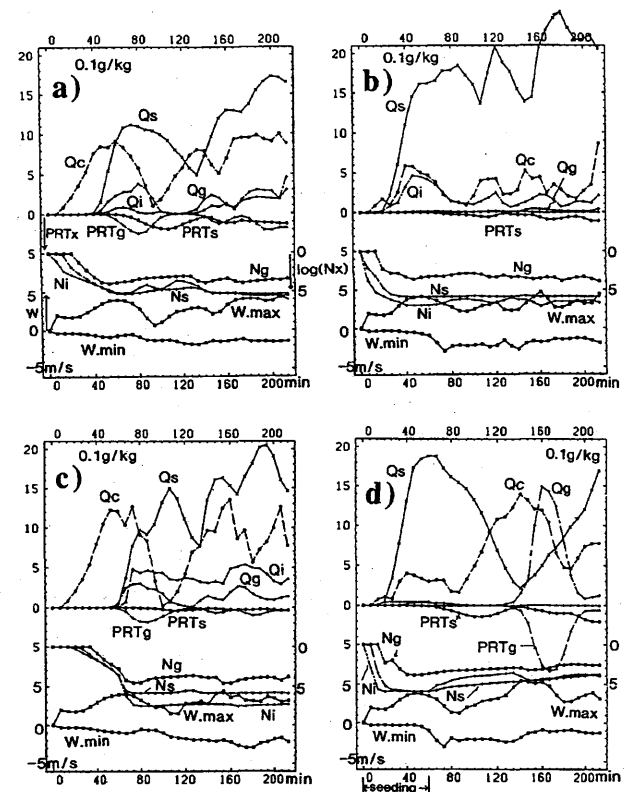
#### 11.2.2.1 EXDS1

第11.2.1 a 図は、EXDS 1によるモデル内の水物質や上昇流の時間変化を示す。標準実験 (EXN 1; 第9.2.6 図)との違いは、以下のとおりである。1) 雲氷と雪の数濃度 ( $N_i, N_s$ )の最大値は  $3 \times 10^5$ で EXN 1よりも1オーダー大きい。2) Pidsnが雲水生成の主要な項となり、雲粒凍結 ( $P_{ifzc}$ )は Pidsnの1/100程度

である。3) 雲水量 ( $TQ_c$ )は EXN 1よりも少なく、一方雪 ( $TQ_s$ )は EXN 1の2~3倍に増加する。4) レーダ反射率の最大値は37 dBZで3 dBZほど EXN 1よりも小さい。これは氷物質の数濃度の増加により平均粒径が小さくなったことによる。

#### 11.2.2.2 EXDS2

第11.2.1 b 図は、EXDS 2によるモデル内の水物質や上昇流の時間変化を示す。この実験結果の特徴は、以下のとおりである。1) 雲氷と雪の数濃度はそれぞれ  $10^7 \text{ m}^{-3}$ と  $10^6 \text{ m}^{-3}$ で、非常に大きくなる。3) 雲は初期から氷化しており、雲氷や雪の昇華成長がライミングに代わって主要なプロセスになる。4) 微小雪片の小さな落下速度のため、地上降水は殆ど生じない。



第11.2.1 図 感度実験による第9.2.6 図に対応するモデル領域内における水物質・上昇流の時間変化。(a); EXDS 1の結果。(b); EXDS 2の結果、 $Q_i$ の単位は  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$ 。(c); EXBK 2の結果。(d); EXS 1の結果、 $Q_i$ の単位は  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$ 。

\* 斉藤和雄：予報研究部

### 11.2.2.3 EXBK2

第 11.2.1 c 図は、EXBK 2 によるモデル内の水物質や上昇流の時間変化を示す。この実験結果の特徴は、以下のとおりである。1) 雲水量は EXN 1 とあまり変わらない。2) 雲氷や雪の数濃度の最大値はそれぞれ EXN 1 の  $10^3$  および  $10^2$  倍に増大する。これは  $N_s$  と  $N_g$  に比例する雪とあられの衝突数の増加による。3) 降水量は 1/3 に減少する。

### 11.2.2.4 EXS1

第 11.2.1 d 図は、EXS 1 によるモデル内の水物質や上昇流の時間変化を示す。この実験による氷晶増加は  $4 \times 10^{17}$  個でこれは人工的に 40~400 kg のドライアイス散布したことに相当する。この実験結果の特徴は、以下のとおりである。1) 初期 ( $0 < t < 60$  分) の人工的なシーディング中は、雲氷・雪が多く現れ、雲水とあられが少なく、EXDS 2 第 11.2.1 b 図に似た結果となる。過剰シーディングによる降水の抑制効果は 100 分後までは顕著だが、シーディングをやめると長くは持続せず、120 分後以降は雲水・あられが増え、EXN 1 と同様な結果になる。シーディングをより高い層 ( $1.75 \text{ km} < z < 3.15 \text{ km}$ ) に行った場合 (EXS 2) も大きな違いは見られなかったが、シーディング効果は下層に行った場合の方がより顕著だった。

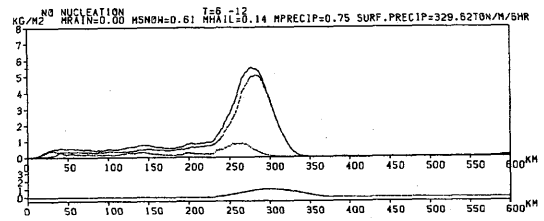
### 11.2.3 孤立型降雪雲への氷晶生成項感度実験のまとめ

氷晶生の数密度の増加が降雪形成におよぼす効果を調べるために氷晶生成項を大きくした感度実験を行った。氷晶の数を  $10^5 \text{ m}^{-3} \sim 10^6 \text{ m}^{-3}$  程度に増加させると、雲中の雪の混合比と数密度が増え、レーダ反射強度が減る。さらに氷晶の数を増加させると ( $10^7 \text{ m}^{-3}$ )、降

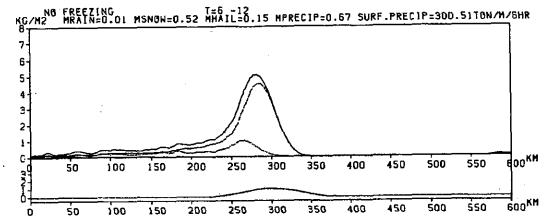
水が抑制され、雲水とあられはなくなり、たくさんの微小雪片が空中に蓄積される。これらの実験により、過剰シーディングによる降水抑制の可能性があることが示された。シーディング効果は海上の対流雲に対してはあまり長続きしない。シーディングを行う場所は雲層の上層よりも下層にする方が効果的である。

### 11.2.4 2次元数値実験 (北日本地形性降雪)

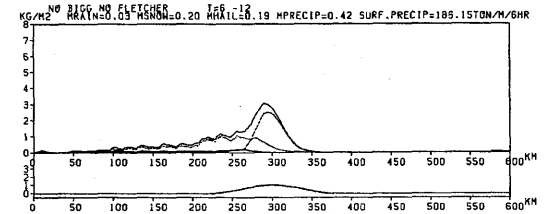
9.3 で行った日本海の孤立型降雪雲の数値実験の延



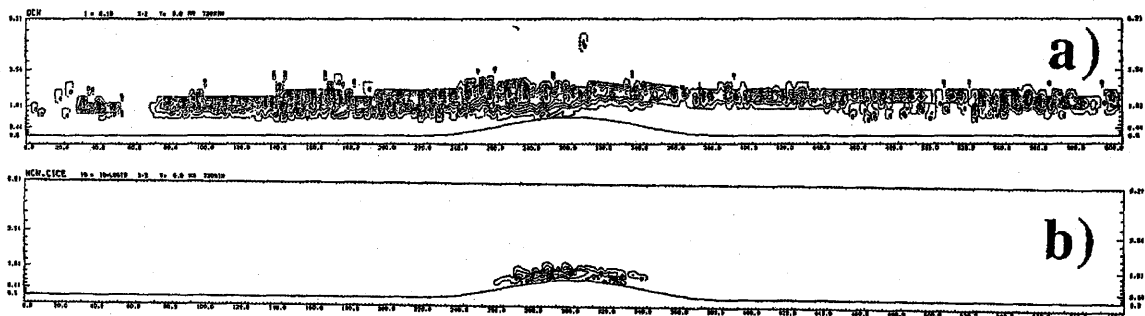
第 11.2.2 図 第 9.3.9 図と同様。昇華/凝結凍結核の生成をなくした場合。



第 11.2.3 図 第 9.3.9 図と同様。雲粒凍結をなくした場合。



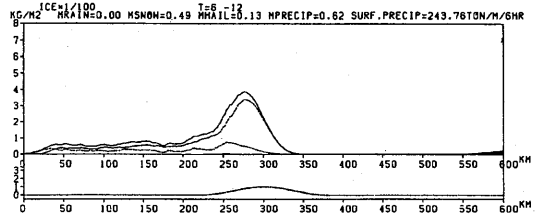
第 11.2.4 図 第 9.3.9 図と同様。昇華/凝結凍結核の生成と雲粒凍結をなくした場合。



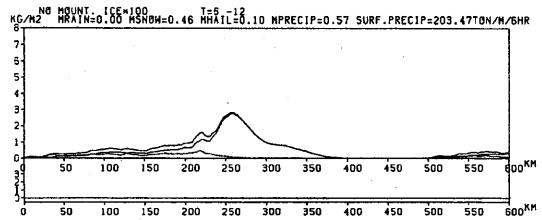
第 11.2.5 図 第 9.3.8 a, b 図と同様。昇華/凝結凍結核の生成と雲粒凍結をなくした場合。

長として、氷晶生成項についての感度実験を行った。数値モデルと実験の諸元は9.3.3に述べた通りである。9.3では北日本の地形性降雪における氷相の重要性が示され、降雪に対する地形効果として気層持ち上げに伴う雲頂・雲内温度の低下による氷晶増加 (natural seeding) の寄与が示唆された。ここでは氷晶生成と地形効果の関係を見るため、比較実験として、Fletcher型の昇華/凝結凍結核の生成 (Pidsn) をなくした場合、Biggの雲粒凍結 (Pifzc) をなくした場合、およびその双方をなくした場合について実験を行った。また山を入れたまま陸域で両者の氷晶生成を1/100に抑制した場合と、山なしで陸面で両者の氷晶生成を100倍に促進した場合についても実験を行った。更に海上の特定の場所でシーディングを行った場合についても実験した。

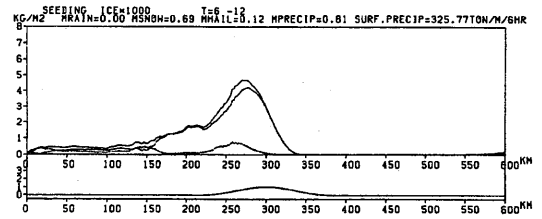
第11.2.2図は昇華/凝結凍結核の生成をなくした場合の6時間降水量の分布を示す。図の結果は、9.3で行った標準実験の結果(第9.3.9図)に大変よく似ており、陸面での降水量の減少も5%程度に留まっている。第11.2.3図は雲粒凍結をなくした場合の結果で、降水量は15%減少している。今回の数値実験で用いた雲物理過程では、主要な氷晶生成は雲粒凍結によっているため水量の減少は第11.2.2図より大きい。昇華/凝結凍結核生成による氷晶生成が残っているため、まだそれほど顕著ではない。第11.2.4図は昇華/凝結凍結核の生成と雲粒凍結の両方をなくした場合の結果で、降水量は著しく減少している。この場合の氷晶生成は雪やあられと雲水の衝突時の2次生成



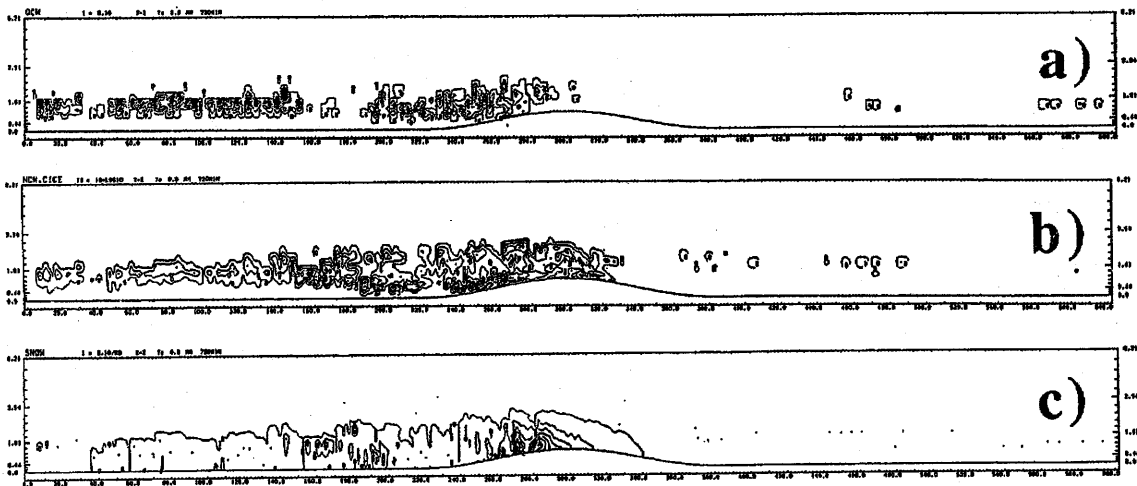
第11.2.6図 第9.3.9図と同様。陸域で昇華/凝結凍結核の生成と雲粒凍結の両方を標準実験の1/100に抑制した場合。



第11.2.7図 第9.3.10図と同様。陸域で昇華/凝結凍結核の生成と雲粒凍結の両方を標準実験の100倍にした場合。



第11.2.8図 第9.3.9図と同様。150 km < x < 180 km でシーディングを行った場合。



第11.2.9図 第9.3.8 a, b, c図と同様。150 km < x < 180 km でシーディングを行った場合。

第 11.2.1 表 氷晶生成項への感度実験の結果. 添え字 'max' は  $0 < t < 213 \text{ min}$  における領域内の最大値を表す. 頭に T のついた量は鉛直積分値の水平平均値. TQc.max の欄の時間は最大値の起時. EXS1 と EXS2 の矢印の左右の数字は 120 分までと 120 分以降を示す.

	EXN1	EXDS1 ds $\times 10^3$	EXDS2 ds $\times 10^6$	EXBK2 A=100	EXS1 0.95-1.75	EXS2 1.75-3.15
Ni.max (m $^{-3}$ )	$3 \times 10^4$	$3 \times 10^5$	$10^7$	$3 \times 10^7$	$10^6 \rightarrow 3 \times 10^4$	$4 \times 10^5 \rightarrow 2 \times 10^4$
TNi.max (m $^{-2}$ )	$8 \times 10^5$	$10^7$	$6 \times 10^8$	$6 \times 10^9$	$5 \times 10^7 \rightarrow 10^6$	$10^7 \rightarrow 3 \times 10^5$
TQi.max (0.1 kg/m $^2$ )	$6 \times 10^{-5}$	$6 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-2}$	$8 \times 10^{-2}$	$10^{-3} \rightarrow 5 \times 10^{-5}$	$4 \times 10^{-4} \rightarrow 7 \times 10^{-5}$
Ns.max (m $^{-3}$ )	$2 \times 10^4$	$2 \times 10^5$	$10^6$	$10^6$	$10^6 \rightarrow 3 \times 10^4$	$6 \times 10^5 \rightarrow 10^4$
TNs.max (m $^{-2}$ )	$3 \times 10^6$	$3 \times 10^7$	$3 \times 10^8$	$2 \times 10^8$	$10^8 \rightarrow 2 \times 10^6$	$4 \times 10^7 \rightarrow 3 \times 10^6$
Ng.max (m $^{-3}$ )	$3 \times 10^3$	$10^4$	$10^4$	$5 \times 10^4$	$10^4 \rightarrow 3 \times 10^3$	$2 \times 10^4 \rightarrow 10^3$
TNg.max (m $^{-2}$ )	$2 \times 10^5$	$7 \times 10^7$	$10^6$	$2 \times 10^6$	$6 \times 10^5 \rightarrow 10^5$	$6 \times 10^6 \rightarrow 10^5$
TQc.max	1.2	0.4	0.1	1.1	<0.1	0.3
(0.1 kg/m $^2$ )	(67 min)	(53 min)	(80 min)	(67 min)	(47 min)	(53 min)
	1.5	1.3		1.4	2.7	1.5
	(147 min)	(133 min)		(140 min)	(113 min)	(127 min)

(Hallet and Mossop, 1974) 過程により  $-3 \text{ }^\circ\text{C} \sim -8 \text{ }^\circ\text{C}$  の温度帯で起こるのみとなり, 雲氷は山頂付近にしか見られない (第 11.2.5 b 図). 海上での降水は, 大部分が warm rain 過程と同様な auto conversion で作られた雨が凍結したあられとして生じている. 氷晶数が少ないため, 雲水は十分には降水に転換されず, warm rain 同様山の風下側の下降域に出てしまう (第 11.2.5 a 図).

降雪に対する地形効果としての natural seeding の重要性をみるため, 陸域で昇華/凝結凍結核の生成と雲粒凍結の両方を標準実験の 1/100 に抑制した結果を第 11.2.6 図に示す. 山岳風上斜面での降水量のピーク値は標準実験 (第 9.3.9 図) に比べて 60% に大きく減少している. 一方, 山なしの実験でも陸域で昇華/凝結凍結核の生成と雲粒凍結の両方を標準実験の 100 倍にすると降水量は第 11.2.7 図に示すように海岸線から 40 km 内陸よりで明瞭なピークを持つ. この場合, 雲水の大部分は雪に変換されており, あられは陸域でむしろ減少している.

シーディングを用いた将来の人工的な降雪雲制御の可能性を見るため, 海上の特定な部分で昇華/凝結凍結核の生成と雲粒凍結の両方を標準実験の 1000 倍にするシーディング実験を行った. 第 11.2.8 図, 第 11.2.9 図は海岸線から沖合 40 km から 70 km に相当する  $150 \text{ km} < x < 180 \text{ km}$  でシーディングを行った場合の結果を示す. 両図に見られるようにシーディングを行った場所では, 過冷却雲水の殆どは氷化して風下降雪を増大させている. 標準実験 (第 9.3.9 図) と比較するとシーディングを行った場所の風下の海上 ( $x=200 \text{ km}$  付近) では降水量は最大約 2 倍に増加している. この付近の降水は雪とあられの比率は標準実験では 2

第 11.2.2 表 感度実験による 6 時間後から 12 時間後までの降水量. 単位は mm. ( ) 内の数字はピーク値を示す

山あり実験	平均降水量	陸域での降水量
コントロール	0.8	2.2 (5.8)
① (Nucleation)off	0.8	2.1 (5.6)
② (雲粒凍結) off	0.7	1.9 (5.0)
①と②両方off	0.4	1.2 (3.2)
warm rain	0.3	0.6 (1.6)
山岳域で氷晶抑制	0.6	1.5 (3.9)
海上で種まき	0.8	2.0 (4.7)

山なし実験	平均降水量	陸域での降水量
コントロール	0.5	1.0 (1.6)
warm rain	0.2	0.3 (0.5)
陸面で氷晶促進	0.6	1.3 (2.8)

対 1 程度であったが, 種蒔き実験では殆どが雪によってもたらされている. 一方, 陸域の降水量は 6% ほど減少している. これはシーディングによる海上での降雪の増分にほぼ一致している.

### 11.2.5 北日本地形性降雪への氷晶生成項感度実験のまとめ

9.3 の実験を含めた 2 次元数値実験による降水量第 11.2.2 表にまとめる. 山岳域での降水量は, 温度依存性の高い雲粒凍結と昇華/凝結凍結核生成を抑制すると 3/4 に減少した. また山なしの実験でも陸域で氷晶生成を促進することにより降雪量は 30% の増加を示す. これらの結果は山岳域での温度低下による氷晶濃度増加が陸域での降雪の増加に寄与しているという 9.3 の推測を支持している. 人工的なシーディングを想定して海上の特定の場所で氷晶生成を促進した実験では, シーディングにより過冷却雲水の殆どが氷化した. 風下 20~40 km では降雪が標準実験の 2 倍に増加

する一方、あられは殆どなくなった。領域全体の降水量は殆ど変わらず陸域の降雪は10%減少した。この結果は、降雪の質や降積雪の分布を、シーディングにより人工的に制御できる可能性を具体的に示すものと言える。

#### 参考文献

Bigg, E. K., 1953: The supercooling of water. *Proc. Phys. Soc. London*, **B66**, 688-694.  
Fletcher, N. H., 1962: *The Physics of Rainclouds*. Cambridge University Press, 386pp.  
Hallet, J. and S. C. Mossop, 1974: Production of secondary

ice particles during the riming process. *Nature*, **249**, 26-28.

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 - 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.



## 謝 辞

本技術報告は科学技術振興調整費「降積雪対策技術度化に関する研究」の副課題として実施した「降雪機構の解明と降雪雲調節の可能性に関する基礎的研究」の成果をとりまとめたものであるが、研究全体の推進委員長であった若濱五郎 北海道大学教授（当時）、本副課題主査の二宮洸三 札幌管区気象台長（当時）から貴重な助言と励ましをいただいたことに深く感謝致します。分担研究者として研究遂行に多大な協力をいただいた、防災科学技術研究所の真木雅之氏、岩波越氏、中井専人氏、土木研究所の吉野文雄氏、北海道大学低温科学研究所の遠藤辰雄氏、藤吉康志氏、名古屋大学水圏科学研究所の石坂隆氏、秋田大学の梶川正弘氏に感謝の意を表します。気象研究所のレーダ観測を実施するに当たっては、台風研究部第3研究室（当時）のメンバーに協力していただきました。航空機観測実施に当たっては、昭和航空（株）、ダイヤモンドエアサービス（株）、中日本航空（株）のご協力を得ました。仙台管区気象台および酒田測候所からは観測支援資料を提供していただきました。

最後に、本技術報告をとりまとめるに当たっては、物理気象研究部第1研究室非常勤職員の田中（旧姓井坂）暁子さん、石山美由起さん、杉山正子さんにご協力いただきました。

## 気象研究所技術報告一覧表

- 第1号 バックグラウンド大気汚染の測定法の開発 (地球規模大気汚染特別研究班, 1978)  
Development of Monitoring Techniques for Global Background Air Pollution. (MRI Special Research Group on Global Atmospheric Pollution, 1978)
- 第2号 主要活火山の地殻変動並びに地熱状態の調査研究 (地震火山研究部, 1979)  
Investigation of Ground Movement and Geothermal State of Main Active Volcanoes in Japan. (Seismology and Volcanology Research Division, 1979)
- 第3号 筑波研究学園都市に新設された気象観測用鉄塔施設 (花房龍男・藤谷徳之助・伴野 登・魚津 博, 1979)  
On the Meteorological Tower and Its Observational System at Tsukuba Science City. (T. Hanafusa, T. Fujitani, N. Banno, and H. Uozu, 1979)
- 第4号 海底地震常時観測システムの開発 (地震火山研究部, 1980)  
Permanent Ocean-Bottom Seismograph Observation System. (Seismology and Volcanology Research Division, 1980)
- 第5号 本州南方海域水温図-400m (又は 500m) 深と 1,000m 深- (1934-1943 年及び 1954-1980 年) (海洋研究部, 1981)  
Horizontal Distribution of Temperature in 400m (or 500m) and 1,000m Depth in Sea South of Honshu, Japan and Western-North Pacific Ocean from 1934 to 1943 and from 1954 to 1980. (Oceanographical Research Division, 1981)
- 第6号 成層圏オゾンの破壊につながる大気成分及び紫外日射の観測 (高層物理研究部, 1982)  
Observations of the Atmospheric Constituents Related to the Stratospheric ozone Depletion and the Ultraviolet Radiation. (Upper Atmosphere Physics Research Division, 1982)
- 第7号 83 型強震計の開発 (地震火山研究部, 1983)  
Strong-Motion Seismograph Model 83 for the Japan Meteorological Agency Network. (Seismology and Volcanology Research Division, 1983)
- 第8号 大気中における雪片の融解現象に関する研究 (物理気象研究部, 1984)  
The Study of Melting of Snowflakes in the Atmosphere. (Physical Meteorology Research Division, 1984)
- 第9号 御前崎南方沖における海底水圧観測 (地震火山研究部・海洋研究部, 1984)  
Bottom Pressure Observation South off Omaezaki, Central Honsyu. (Seismology and Volcanology Research Division and Oceanographical Research Division, 1984)
- 第10号 日本付近の低気圧の統計 (予報研究部, 1984)  
Statistics on Cyclones around Japan. (Forecast Research Division, 1984)
- 第11号 局地風と大気汚染質の輸送に関する研究 (応用気象研究部, 1984)  
Observations and Numerical Experiments on Local Circulation and Medium-Range Transport of Air Pollutions. (Applied Meteorology Research Division, 1984)
- 第12号 火山活動監視手法に関する研究 (地震火山研究部, 1984)  
Investigation on the Techniques for Volcanic Activity Surveillance. (Seismology and Volcanology Research Division, 1984)
- 第13号 気象研究所大気大循環モデル-□ (MRI・GCM-□) (予報研究部, 1984)  
A Description of the MRI Atmospheric General Circulation Model (The MRI・GCM-□). (Forecast Research Division, 1984)
- 第14号 台風の構造の変化と移動に関する研究-台風 7916 の一生- (台風研究部, 1985)  
A Study on the Changes of the Three-Dimensional Structure and the Movement Speed of the Typhoon through its Life Time. (Typhoon Research Division, 1985)
- 第15号 波浪推算モデル MRI と MRI-□ の相互比較研究-計算結果図集- (海洋気象研究部, 1985)  
An Intercomparison Study between the Wave Models MRI and MRI-□ - A Compilation of Results - (Oceanographical Research Division, 1985)
- 第16号 地震予知に関する実験的及び理論的研究 (地震火山研究部, 1985)  
Study on Earthquake Prediction by Geophysical Method. (Seismology and Volcanology Research Division, 1985)
- 第17号 北半球地上月平均気温偏差図 (予報研究部, 1986)  
Maps of Monthly Mean Surface Temperature Anomalies over the Northern Hemisphere for 1891-1981. (Forecast Research Division, 1986)
- 第18号 中層大気の研究 (高層物理研究部・気象衛星研究部・予報研究部・地磁気観測所, 1986)  
Studies of the Middle Atmosphere. (Upper Atmosphere Physics Research Division, Meteorological Satellite Research Division, Forecast Research Division, MRI and the Magnetic Observatory, 1986)
- 第19号 ドップラーレーダによる気象・海象の研究 (気象衛星研究部・台風研究部・予報研究部・応用気象研究部・海洋研究部, 1986)  
Studies on Meteorological and Sea Surface Phenomena by Doppler Radar. (Meteorological Satellite Research Division, Typhoon Research Division, Forecast Research Division, Applied Meteorology Research Division, and Oceanographical Research Division, 1986)
- 第20号 気象研究所対流圏大気大循環モデル (MRI・GCM-□) による 12 年間分の積分 (予報研究部, 1986)  
Mean Statistics of the Tropospheric MRI・GCM-□ based on 12-year Integration. (Forecast Research Division, 1986)
- 第21号 宇宙線中間子強度 1983-1986 (高層物理研究部, 1987)

- Multi-Directional Cosmic Ray Meson Intensity 1983-1986. (Upper Atmosphere Physics Research Division, 1987)
- 第 22 号 静止気象衛星「ひまわり」画像の噴火噴煙データに基づく噴火活動の解析に関する研究 (地震火山研究部, 1987)  
Study on Analysis of Volcanic Eruptions based on Eruption Cloud Image Data obtained by the Geostationary Meteorological satellite (GMS). (Seismology and Volcanology Research Division, 1987)
- 第 23 号 オホーツク海海洋気候図 (篠原吉雄・四竈信行, 1988)  
Marine Climatological Atlas of the sea of Okhotsk. (Y. Shinohara and N. Shikama, 1988)
- 第 24 号 海洋大循環モデルを用いた風の応力異常に対する太平洋の応答実験 (海洋研究部, 1989)  
Response Experiment of Pacific Ocean to Anomalous Wind Stress with Ocean General Circulation Model. (Oceanographical Research Division, 1989)
- 第 25 号 太平洋における海洋諸要素の季節平均分布 (海洋研究部, 1989)  
Seasonal Mean Distribution of Sea Properties in the Pacific. (Oceanographical Research Division, 1989)
- 第 26 号 地震前兆現象のデータベース (地震火山研究部, 1990)  
Database of Earthquake Precursors. (Seismology and Volcanology Research Division, 1990)
- 第 27 号 沖縄地方における梅雨期の降水システムの特徴 (台風研究部, 1991)  
Characteristics of Precipitation Systems During the Baiu Season in the Okinawa Area. (Typhoon Research Division, 1991)
- 第 28 号 気象研究所・予報研究部で開発された非静水圧モデル (猪川元興・斉藤和雄, 1991)  
Description of a Nonhydrostatic Model Developed at the Forecast Research Department of the MRI. (M. Ikawa and K. Saito, 1991)
- 第 29 号 雲の放射過程に関する総合的研究 (気候研究部・物理気象研究部・応用気象研究部・気象衛星・観測システム研究部・台風研究部, 1992)  
A Synthetic Study on Cloud-Radiation Processes. (Climate Research Department, Physical Meteorology Research Department, Applied Meteorology Research Department, Meteorological Satellite and Observation System Research Department, and Typhoon Research Department, 1992)
- 第 30 号 大気と海洋・地表とのエネルギー交換過程に関する研究 (三上正男・遠藤昌宏・新野 宏・山崎孝治, 1992)  
Studies of Energy Exchange Processes between the Ocean-Ground Surface and Atmosphere. (M. Mikami, M. Endoh, H. Niino, and K. Yamazaki, 1992)
- 第 31 号 降水日の出現頻度からみた日本の季節推移-30年間の日降水量資料に基づく統計- (秋山孝子, 1993)  
Seasonal Transition in Japan, as Revealed by Appearance Frequency of Precipitating-Days. -Statistics of Daily Precipitation Data During 30 Years- (T. Akiyama, 1993)
- 第 32 号 直下型地震予知に関する観測的研究 (地震火山研究部, 1994)  
Observational Study on the Prediction of Disastrous Intraplate Earthquakes. (Seismology and Volcanology Research Department, 1994)
- 第 33 号 各種気象観測機器による比較観測 (気象衛星・観測システム研究部, 1994)  
Intercomparisons of Meteorological Observation Instruments. (Meteorological Satellite and Observation System Research Department, 1994)
- 第 34 号 硫酸化物の長距離輸送モデルと東アジア地域への適用 (応用気象研究部, 1995)  
The Long-Range Transport Model of Sulfur Oxides and Its Application to the East Asian Region. (Applied Meteorology Research Department, 1995)
- 第 35 号 ウインドプロファイラーによる気象の観測法の研究 (気象衛星・観測システム研究部, 1995)  
Studies on Wind Profiler Techniques for the Measurements of Winds. (Meteorological Satellite and Observation System Research Department, 1995)
- 第 36 号 降水・落下塵中の人工放射性核種の分析法及びその地球化学的研究 (地球化学研究部, 1996)  
Geochemical Studies and Analytical Methods of Anthropogenic Radionuclides in Fallout Samples. (Geochemical Research Department, 1996)
- 第 37 号 大気と海洋の地球化学的研究 (1995年及び1996年) (地球化学研究部, 1998)  
Geochemical Study of the Atmosphere and Ocean in 1995 and 1996. (Geochemical Research Department, 1998)
- 第 38 号 鉛直 2次元非線形問題 (金久博忠, 1999)  
Vertically 2-dimensional Nonlinear Problem, (H. Kanehisa, 1999)
- 第 39 号 客観的予報技術の研究 (予報研究部, 2000)  
Study on the Objective Forecasting Techniques (Forecast Research Department, 2000)
- 第 40 号 南関東地域における応力場と地震活動予測に関する研究 (地震火山研究部, 2000)  
Study on Stress Field and Forecast of Seismic Activity in the Kanto Region (Seismology and Volcanology Research Department, 2000)
- 第 41 号 電量滴定法による海水中の全炭酸濃度の高精度分析および大気中の二酸化炭素と海水中の全炭酸の放射性炭素同位体比の測定 (石井雅男・吉川久幸・松枝秀和, 2000)  
Coulometric Precise Analysis of Total Inorganic Carbon in Seawater and Measurements of Radiocarbon for the Carbon Dioxide in the Atmosphere and for the Total Inorganic Carbon in Seawater (I.Masao, H.Y.Inoue and H.Matsueda, 2000)
- 第 42 号 気象研究所/数値予報課統一非静力学モデル (斉藤和雄・加藤輝之・永戸久喜・室井ちあし, 2001)  
Documentation of the Meteorological Research Institute / Numerical Prediction Division Unified Nonhydrostatic Model (Kazuo Saito, Teruyuki Kato, Hisaki Eito and Chiashi Muroi, 2001)
- 第 43 号 大気および海水中のクロロフルオロカーボン類の精密測定と気象研究所クロロフルオロカーボン類標準ガスの確立 (時枝隆之・井上(吉川)久幸, 2004)

Precise measurements of atmospheric and oceanic chlorofluorocarbons and MRI chlorofluorocarbons calibration scale(Takayuki Tokieda and Hisayuki Y. Inoue, 2004)

第 44 号 PostScript コードを生成する描画ツール"PLOTPS"マニュアル (加藤輝之, 2004)

Documentation of "PLOTPS": Outputting Tools for PostScript Code(Teruyuki Kato, 2004)

第 45 号 気象庁及び気象研究所における二酸化炭素の長期観測に使用された標準ガスのスケールとその安定性の再評価に関する調査・研究 (松枝秀和・須田一人・西岡佐喜子・平野礼朗・澤 庸介・坪井一寛・堤 之智・神谷ひとみ・根本和宏・長井秀樹・吉田雅司・岩野園城・山本 治・森下秀昭・鎌田匡俊・和田 晃, 2004)

Re-evaluation for scale and stability of CO2 standard gases used as long-term observations at the Japan Meteorological Agency and the Meteorological Research Institute (Hidekazu Matsueda, Kazuto Suda, Sakiko Nishioka, Toshiro Hirano, Yousuke, Sawa, Kazuhiro Tuboi, Tsutumi, Hitomi Kamiya, Kazuhiro Nemoto, Hideki Nagai, Masashi Yoshida, Sonoki Iwano, Osamu Yamamoto, Hideaki Morishita, Kamata, Akira Wada, 2004)

第 46 号 地震発生過程の詳細なモデリングによる東海地震発生の推定精度向上に関する研究 (地震火山研究部, 2005)

A Study to Improve Accuracy of Forecasting the Tokai Earthquake by Modeling the Generation Processes (Seismology and Volcanology Research Department, 2005)

第 47 号 気象研究所共用海洋モデル (MR I. C. OM) 解説 (海洋研究部, 2005)

Meteorological Research Institute Community Ocean Model (MRI.COM) Manual (Oceanographical Research Department, 2005)

# 気象研究所

1946年(昭和21)年 設立

所 長 : 理 博 藤 谷 徳之助

予 報 研 究 部	部 長 : 理 博 杉 正 人
気 候 研 究 部	部 長 : 理 博 野 田 彰
台 風 研 究 部	部 長 : 榊 原 均
物 理 気 象 研 究 部	部 長 : 林 則 雄
環 境 ・ 応 用 気 象 研 究 部	部 長 : 澤 井 哲 滋
気 象 衛 星 ・ 観 測	
シ ス テ ム 研 究 部	部 長 : 高 山 陽 三
地 震 火 山 研 究 部	部 長 : 伊 藤 秀 美
海 洋 研 究 部	部 長 : 農 博 大 山 準 一
地 球 化 学 研 究 部	部 長 : 理 博 廣 瀬 勝 己

## 気象研究所技術報告

編集委員長 : 澤 井 哲 滋

編 集 委 員 : 大 関 誠 黒 田 友 二 楠 研 一  
萩 野 谷 成 徳 清 野 直 子 笹 岡 雅 宏  
山 本 剛 靖 碓 氷 典 久 石 井 雅 男  
事 務 局 : 中 本 能 久 鈴 木 誠 一

気象研究所技術報告は、1978年(昭和53)年の初刊以来、気象研究所が必要の都度発行する刊行物であり、原則として気象研究所職員及びその共同研究者による気象学、海洋学、地震学その他関連の地球科学に関する技術報告、資料報告および総合報告(以下報告という)を掲載する。

気象研究所技術報告の編集は、編集委員会が行う。

本紙に掲載された報告の著作権は気象研究所に帰属する。本紙に掲載された報告を引用する場合は、出所を明示すれば気象研究所の許諾を必要としない。本紙に掲載された報告の全部又は一部を複製、転載、翻訳、あるいはその他に利用する場合は気象研究所の許諾を得なければならない。個人が研究、学習、教育に使用する場合は、出所を明示すれば気象研究所の許諾を必要としない。

気象研究所技術報告 ISSN 0386-4049

第48号

平成17年7月 発行

編集兼  
発行者

気 象 研 究 所

〒305-0052 茨城県つくば市長峰1-1

TEL (029) 853-8535

印刷所

前田印刷株式会社

〒305-00336 茨城県つくば市東新井14-3