

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 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 mm から 18 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 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 kg の重量である。

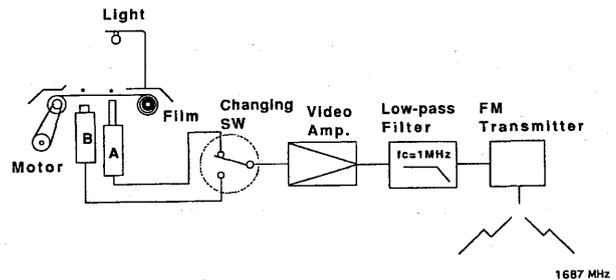
② システムの構成

第4.1.3図に示すように、HYVIS はレーウィン

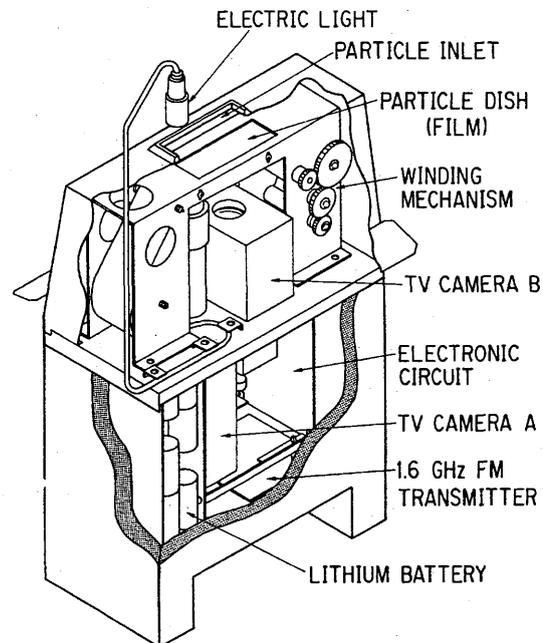
ゾンデと一緒に同一の気球は搭載され、飛揚される。

HYVIS からの映像信号は 1687 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 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 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

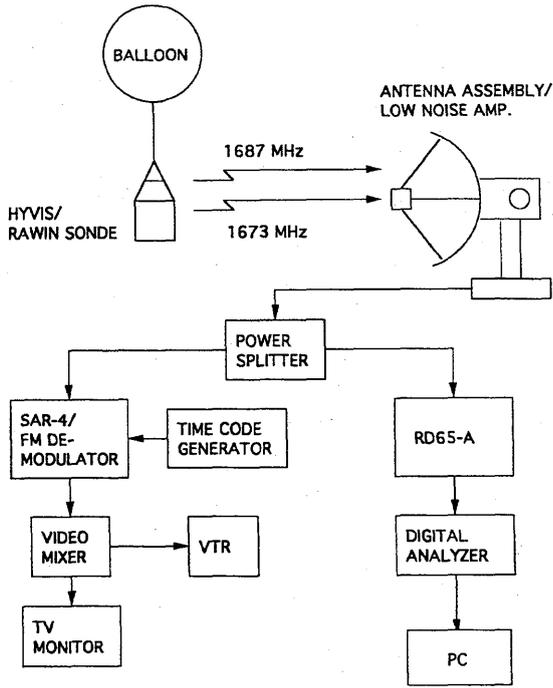


第4.1.1図 雲粒子ゾンデの動作原理。

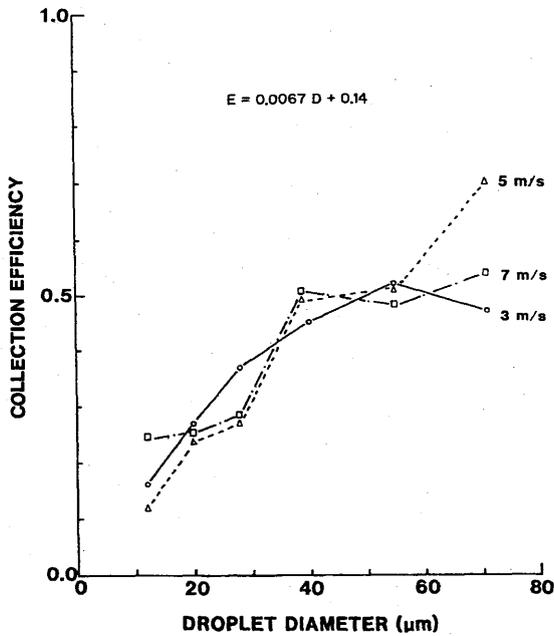


第4.1.2図 雲粒子ゾンデの外観。

* 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⁻¹ 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⁻¹ 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 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

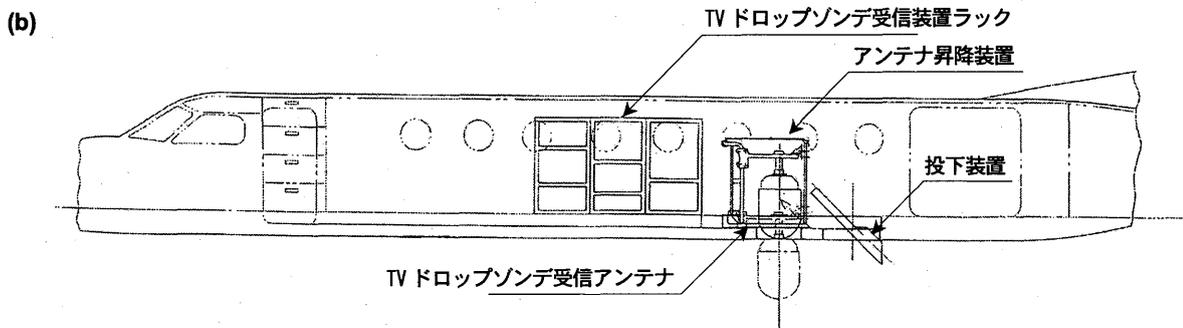
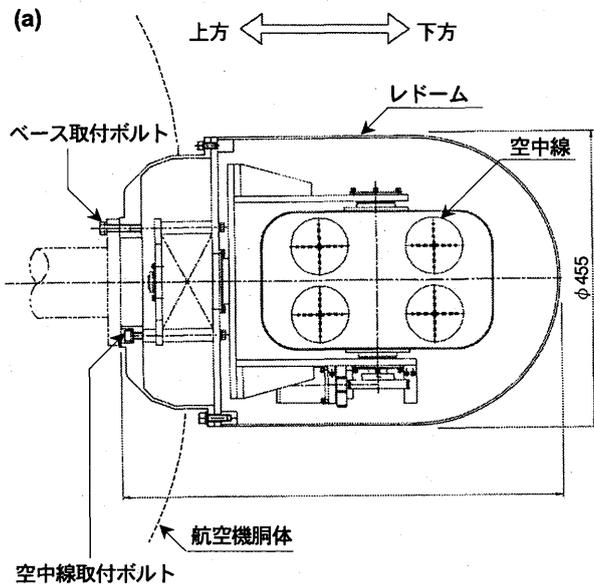
に軽減することができた。そのため、一段式パラシュート（直径 1.2 m の円形傘）を使用して地上付近では約 6 m s^{-1} で降下するように設計した。ここでは後者について説明する。

① 動作原理と構成

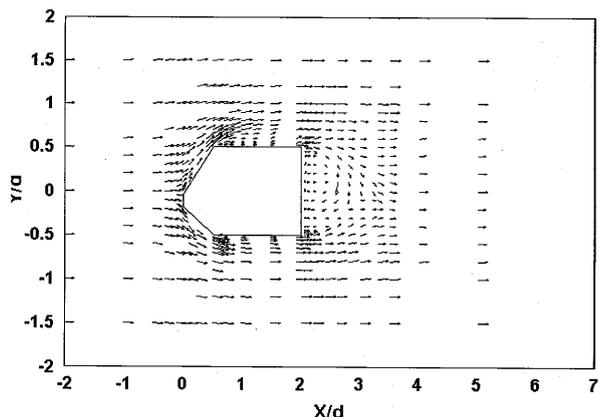
雲粒子ドロップゾンデの動作原理は飛揚型雲粒子ゾンデと類似している。主要な相違点は、粒子の捕捉方法である。落下中の雲粒子ドロップゾンデの周囲の気流構造を風洞実験で調べたところ、第 4.1.6 図に示すように前面（下向きの捕集面）の近傍ではゾンデに相対的な気流がゾンデの降下速度の 40~60 % にまで減速し、 $1\sim 4 \text{ m s}^{-1}$ で落下する雪片やあられ粒子を捕捉するのは困難であることが予備実験で明らかとなった。そこで、粒径の小さな雲粒子はゾンデ下方の 16 mm フィルム上に慣性衝突で捕捉し、大きな降水粒子はゾンデ上方（後面）にできる wake 内を自由落下させ 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

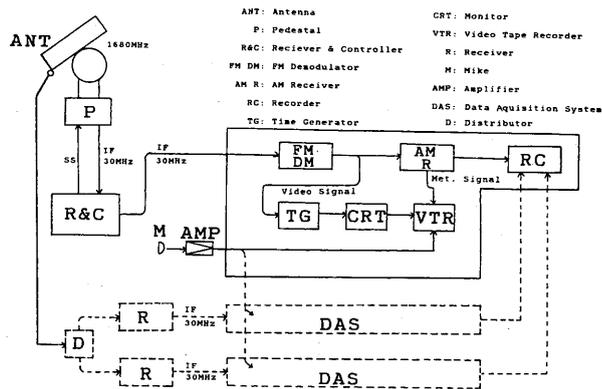
システム構成も第 4.1.8 図に示すように、飛揚型雲粒子ゾンデと類似している。主要な相違点は、映像信号と気象信号を一つの周波数（1687 MHz）のマイクロ波を用いて伝送している点である。第 4.1.9 図に示すように、1 MHz の映像信号帯域の外縁部（997



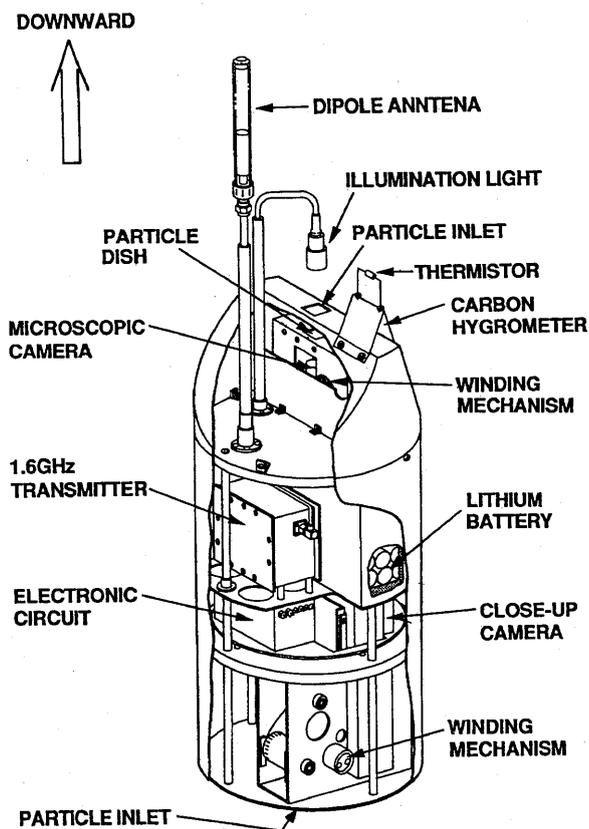
第 4.1.5 図 雲粒子ドロップゾンデの追尾式受信アンテナ(a)と航空機に搭載した雲粒子ドロップゾンデシステム(b)。



第4.1.6図 雲粒子ドロップゾンデの周辺の気流構造.



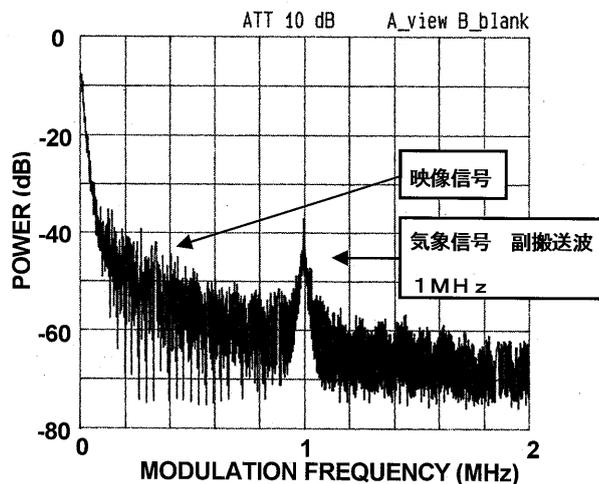
第4.1.8図 雲粒子ドロップゾンデシステム.



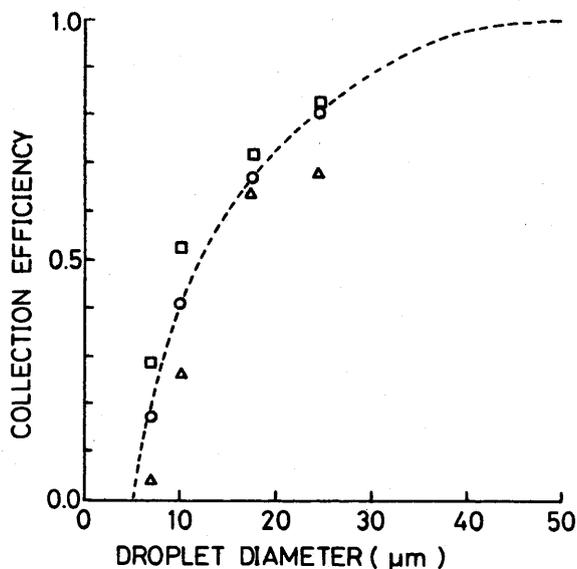
第4.1.7図 雲粒子ドロップゾンデの外観.

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、 $\pm 1 \text{ m s}^{-1}$ 程度の不確実性があることに注意を要する(浅井, 1968)。

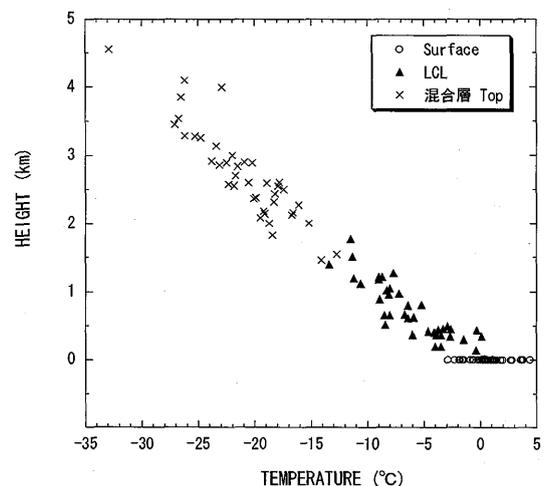
雲粒子(ドロップ)ゾンデで測定した雲微物理量は250m間隔で平均したものを使用した。

4.2.3 結果

4.2.3.1 熱力学構造

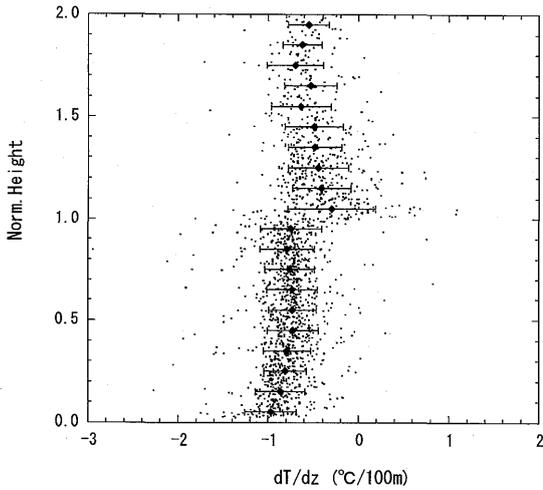
第4.2.1図に混合層上端(雲頂)、持上凝結高度(雲底)、地上の気温と高度の関係を示す。地上気温は、 $+5 \text{ }^{\circ}\text{C} \sim -3 \text{ }^{\circ}\text{C}$ の間に分布し、LCLは $0 \text{ }^{\circ}\text{C} \sim -14 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 、200m~1800m、混合層上端は $-13 \text{ }^{\circ}\text{C} \sim -33 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 、1500m~4500mの間に分布することが分かる。

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 $-1 \text{ }^{\circ}\text{C}/100 \text{ m}$ 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 $-0.7 \text{ }^{\circ}\text{C} \sim -0.8 \text{ }^{\circ}\text{C}/100 \text{ m}$ 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 $0 \text{ }^{\circ}\text{C} \sim +3 \text{ }^{\circ}\text{C}$ の安定層(等温層または逆転層)が見られ、高度100m平均でも $-0.3 \text{ }^{\circ}\text{C}/100 \text{ m}$ 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 $-0.5 \text{ }^{\circ}\text{C} \sim -0.6 \text{ }^{\circ}\text{C}/100 \text{ m}$ で、弱安定な

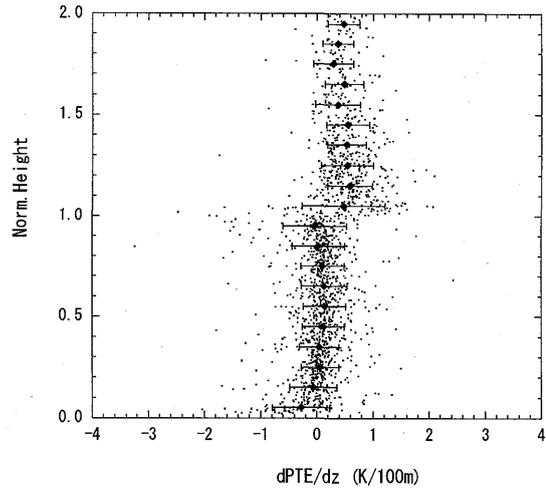


第4.2.1図 混合層上端(雲頂; ×), 持ち上げ凝結高度(雲底; ▲)の気温と高度の関係と地上気温; ○。

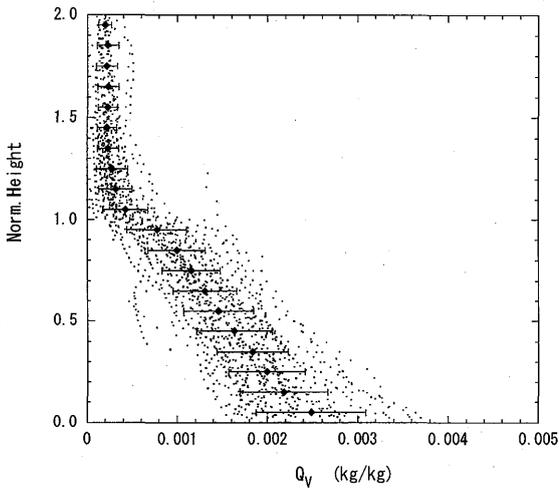
* 折笠成宏, 村上正隆: 物理気象研究部



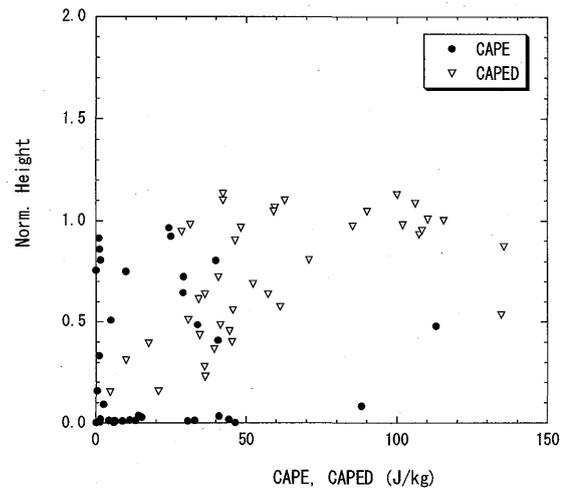
第 4.2.2 図 混合層上端高度で規格化した高度と気温減率の関係。◆印と | は規格化高度 0.1 毎の平均値と標準偏差。



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⁻¹の値が、雲頂まで連続的に減少し、雲頂付近で 1~2 g kg⁻¹から 0.5 g kg⁻¹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 J kg^{-1} 程度で、最大でも 150 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 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。

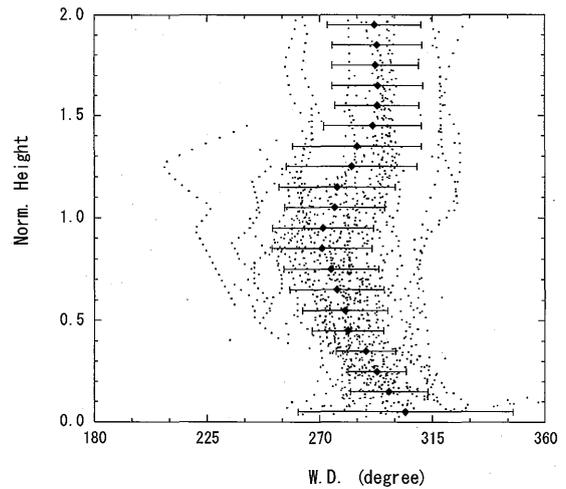
4.2.3.2 力学的構造

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 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。

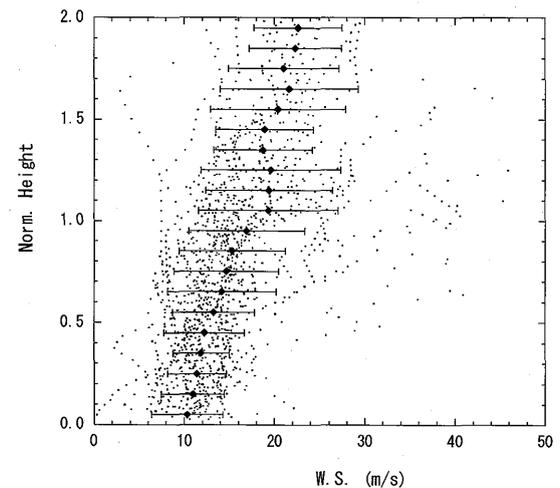
ゾンデの上昇速度偏差から求めた鉛直流の最大値の出現高度を混合層高度で規格化した高度で表示したのが第 4.2.8 図である。上昇流の最大値（高度 250 m 平均）は約 5 m s^{-1} で、下降流の最大値は 3 m s^{-1} 程度であった。上昇流のピークは混合層の中部、換言すると雲中に見られることが多く、下降流のピークは混合層の中、下部、雲層下部あるいは雲底下に見られることが多いことが分かる。

4.2.3.3 雲の微物理構造

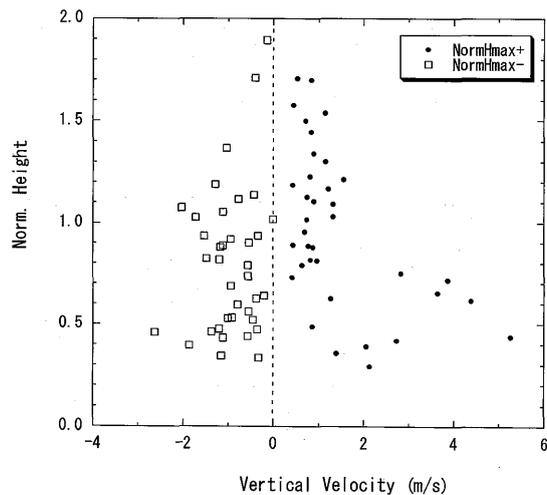
対流性降雪雲の微物理構造（雲水量、雲粒数濃度、氷晶数濃度、降雪粒子数濃度、あられ粒子数濃度、雨



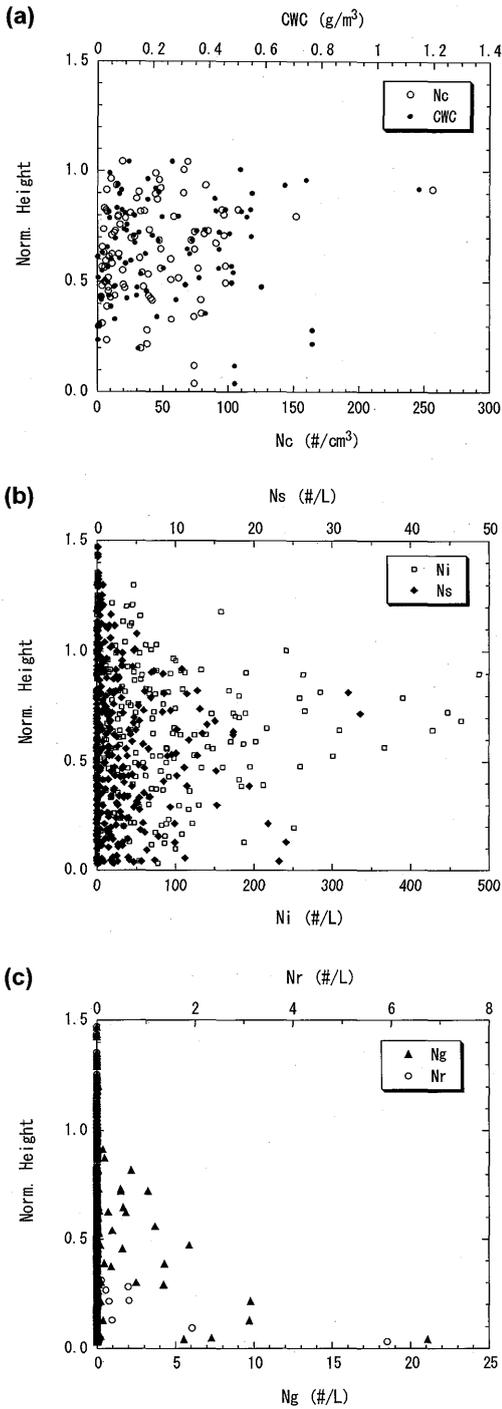
第 4.2.6 図 第 4.4.2 図と同様。ただし、風向の関係について。



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。

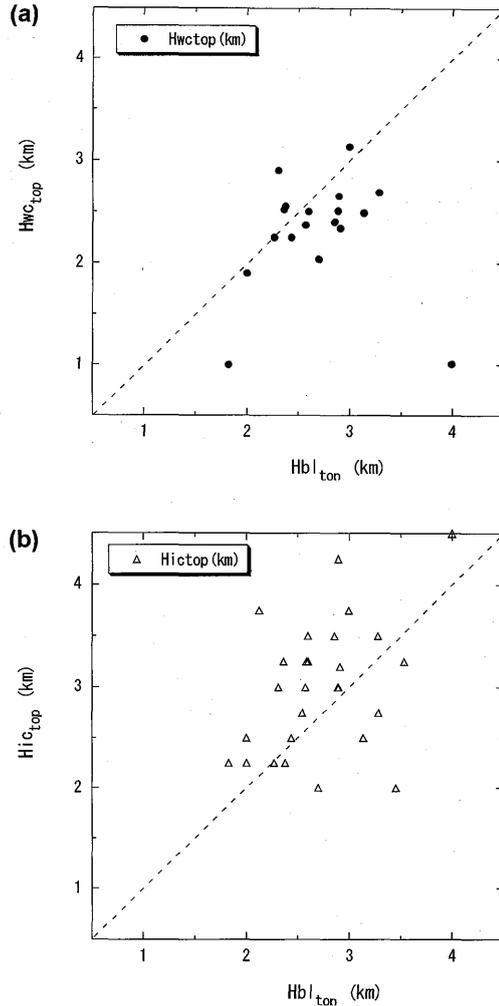


第 4.2.8 図 上昇流；●と下降流；□の最大値と混合層上端高度で規格化した高度の関係。



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 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 個 cm^{-3} 程度である。氷晶数濃度は数 100 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 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 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 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 m s^{-1} 以下であった。上昇流の最大値は 5 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 個 L^{-1} であった。一方、降雪粒子の数濃度は数 10 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 m s^{-1} とすると、落下速度が 1 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、地上降雪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 $-6\sim -32^\circ\text{C}$ と1.3~4.25 kmの範囲にあった。雲底温度と高度は $+1\sim -14^\circ\text{C}$ 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 μm 以下の氷晶と200 μm 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 J kg^{-1} 未満で、通常は10ないし数 10 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	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	0.013	24.2	0.013	3.3	0.033	
17:43:00	2	FEB	1989	HYVIS	isolated(T)	Mature	-25.2	3.5	0.3	1.3	0.02	0	0	0	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	0	51.8	0.015	3.9	0.095	
15:26:00	3	FEB	1989	HYVIS	isolated	Decaying	-19.1	2.5	0.75	0	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	0.014	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	0.059	31.3	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	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	0.0044	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	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	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	0	11.7	0.0047	1.7	0.03	
10:36:00	13	FEB	1990	HYVIS	isolated	Decaying	-19.2	3.25	1.8	0	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	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	0	12.9	0.0024	0.78	0.0086	
5:24:00	5	FEB	1991	HYVIS	Band(T)	Maintained	-25.3	3.25	0.45			0.038	0.0022				15.1	0.34	
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	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	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		
18:12:00	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	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	0	182	0.023	8.4	0.2	
9:36:00	9	FEB	1992	HYDROS	isolated	Developing			0.5										
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	0.02	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	0	63.6	0.0074	6	0.085	

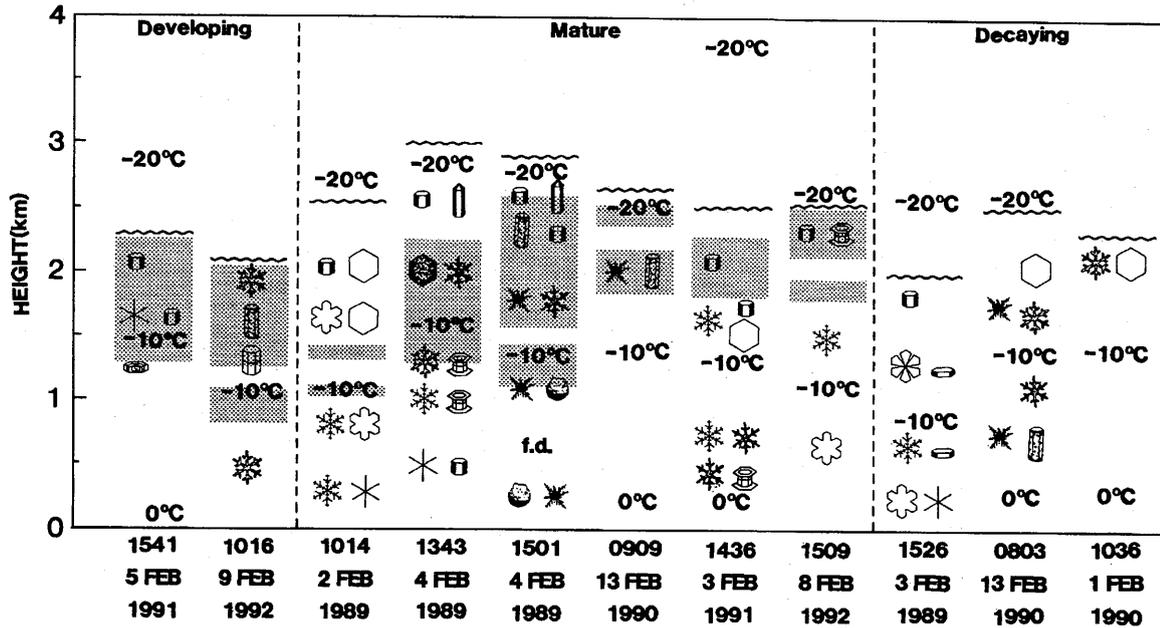
*1 No data on precipitation particles
 *2 Natural seeding from upper clouds
 *3 Double layer structures
 *4 No data on cloud particles
 *5 HYVIS grazed the cloud
 *6 Quality of HYVIS images is poor

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

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。

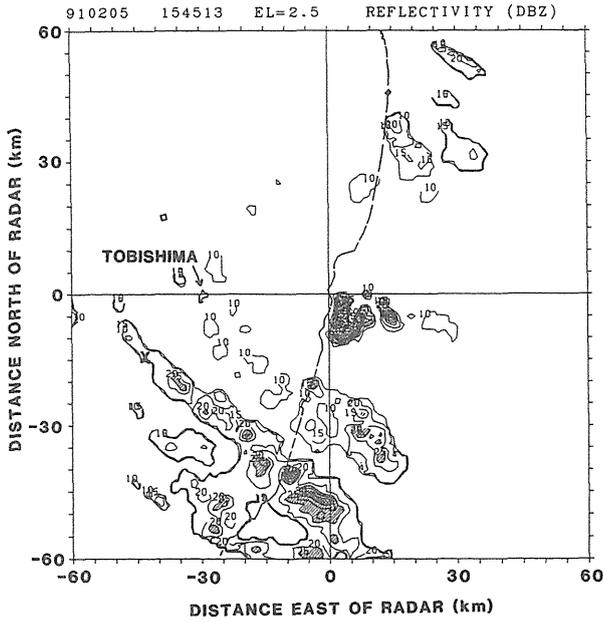
一に分類された。レーダ反射因子が増加中で、最大反射因子が 15 dBZ を超えていないものを発達期の雪雲と分類した。このようなレーダエコーの変化は、降水形成が開始したばかりで、降雪粒子の大きさも比較的小さく空間濃度も低く、降雪粒子はまだ地上に到達していないことを示唆する。レーダ反射因子はまだ増加中であるか、顕著な増加あるいは減少傾向を示さず、最大反射因子が 15 dBZ を超えたものを成熟期の雪雲と分類する。レーダ反射因子が顕著な減少を示すものを衰退期の雪雲と分類した。このステージでは、活発な降水形成は終わり、降雪粒子の大部分は雲から落下し、地上に到達している。ここに示した分類法は必ずしも一般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

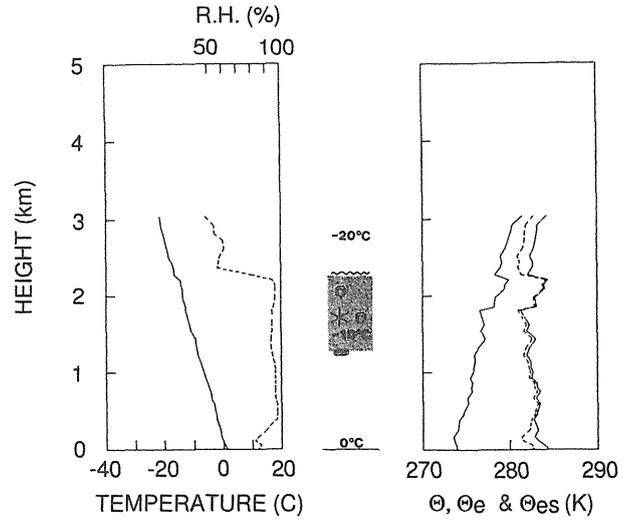
4.3.2.1 発達期の雪雲

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。

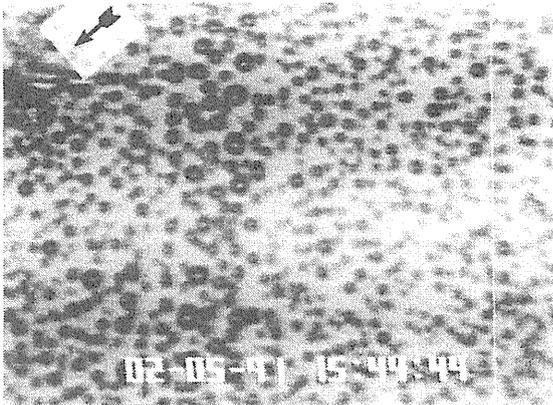
雪雲内の気温・相対湿度・風・観測された氷晶の結晶形・温位・相当温位・飽和相当温位を第 4.3.3 図に示す。雲頂高度は 2.3 km、雲頂温度は -17°C で、雲底高度は 1.3 km、雲底温度は -10°C であった。気温と相対湿度の急激な変化は過冷却雲粒層の雲頂と良い対応を示している。高度 1.8 km から 2.3 km までに見られる気温センサーへの着氷による凍結の潜熱による見掛け上の気温上昇分を差し引くと、雲の上部を除くと全層対流不安定な成層を示す。凍結の潜熱による見掛け上の気温上昇分を差し引いた後でも雲頂部から雲頂直上で急激な相当温位の減少が見られる。この急激



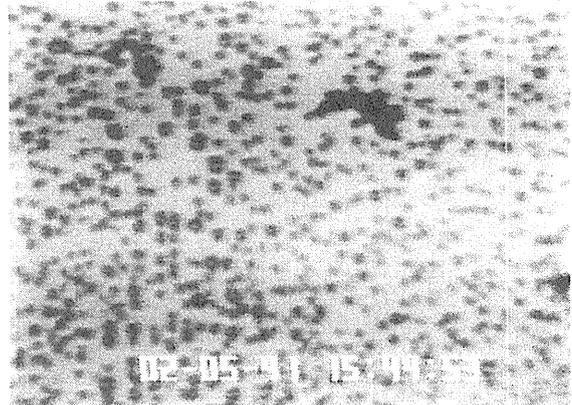
第 4.3.2 図 1991 年 2 月 5 日 15 時 45 分のレーダ反射強度の PPI. ×印は HYDROS 投下地点を示す.



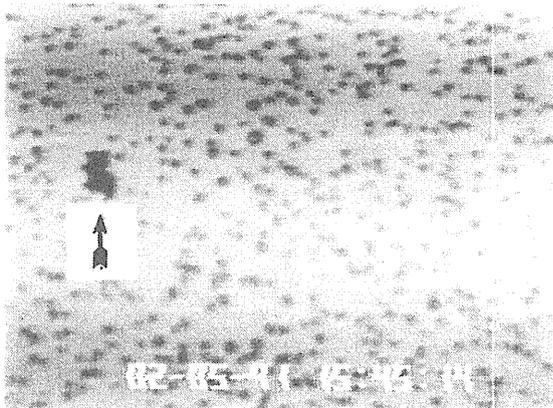
第 4.3.3 図 1991 年 2 月 5 日 15 時 41 分の雲粒子ドロップゾンデで観測された発達期の雪雲中の気温・相対湿度 (左側の実線, 破線) 観測された氷晶の結晶形 (中央) 温位・相当温位・飽和相当温位 (右側の実線, 破線, 一点錯線) の鉛直分布.



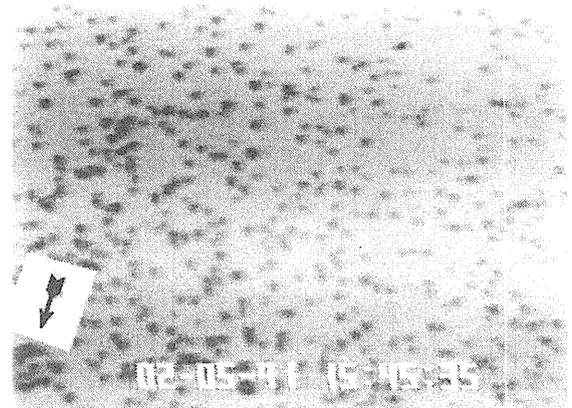
(a) -14°C



(b) -14°C

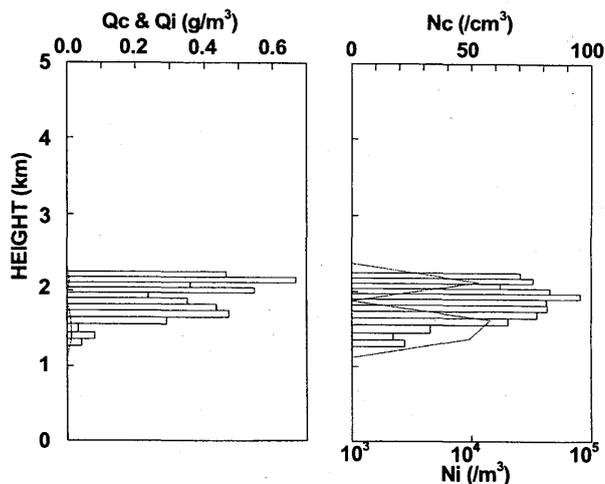


(c) -13°C



(d) -10°C

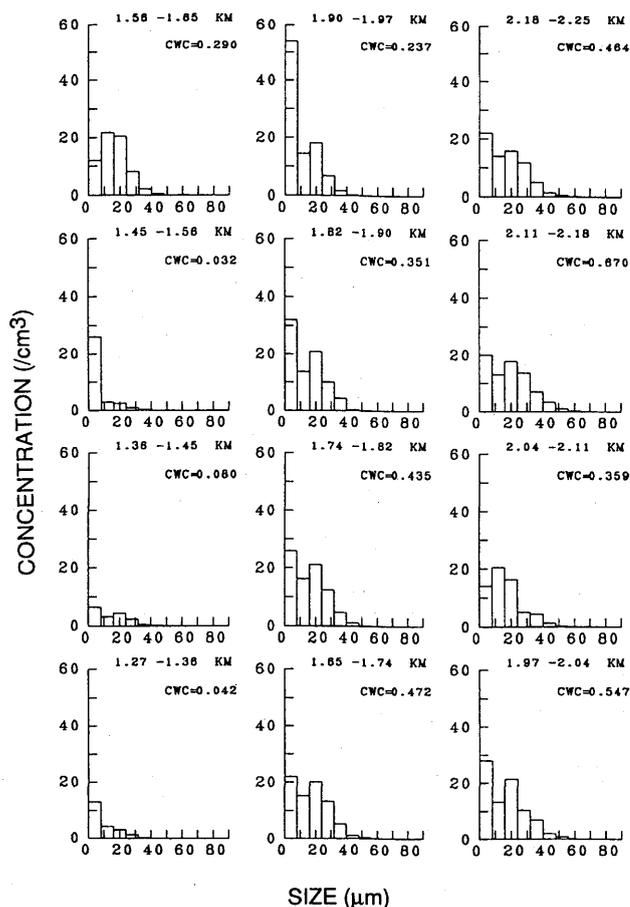
第 4.3.4 図 HYDROS で観測された-10°C, -13°C, 及び-14°C高度における雲粒子画像の例. 写真の横幅は約 1.5 mm.



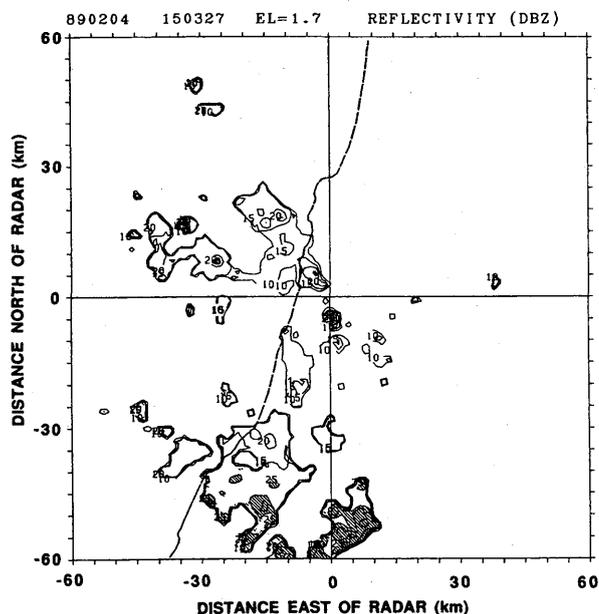
第 4.3.5 図 発達期の雪雲における雲・降水粒子濃度の鉛直分布. 左図は雲水量 (棒グラフ) と氷水量 (点線), 右図は雲粒の数濃度 (棒グラフ) と氷晶の数濃度 (点線).

な θ_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°C , -13°C , -10°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 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 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 g m^{-3} に達したのに対し, 氷晶の氷水量は 0.01 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 g m^{-3}) と良い一致を示した. 過冷却雲粒の数濃度は, 100 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.

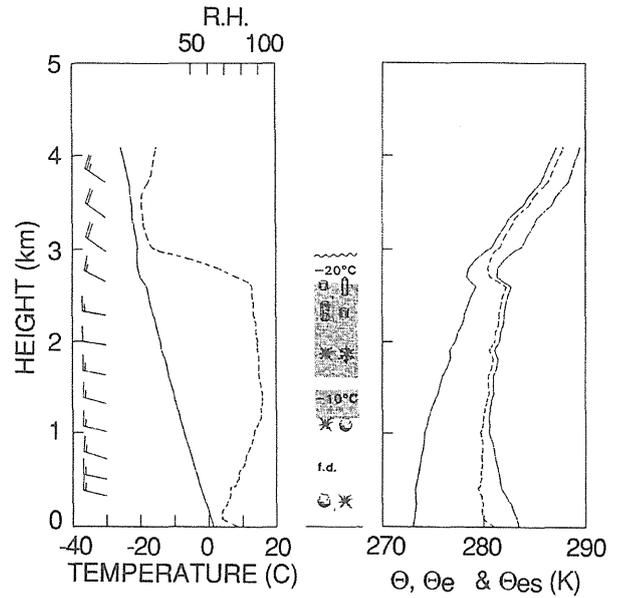
ち、直径 50 μm にも及ぶ幅広い分布をしていた。氷晶の数濃度は数個 L^{-1} で、Fletcher (1962) の式から予想される値より 1 桁大きい値であった。(この測器の氷晶数濃度の検出限界は 2~3 個 L^{-1} なのでそれより低濃度の部分は意味がないことに注意)。また、0.2 mm 以上の降雪粒子は観測されなかった。

2 例の発達期の降雪雲の共通する特徴をまとめると、

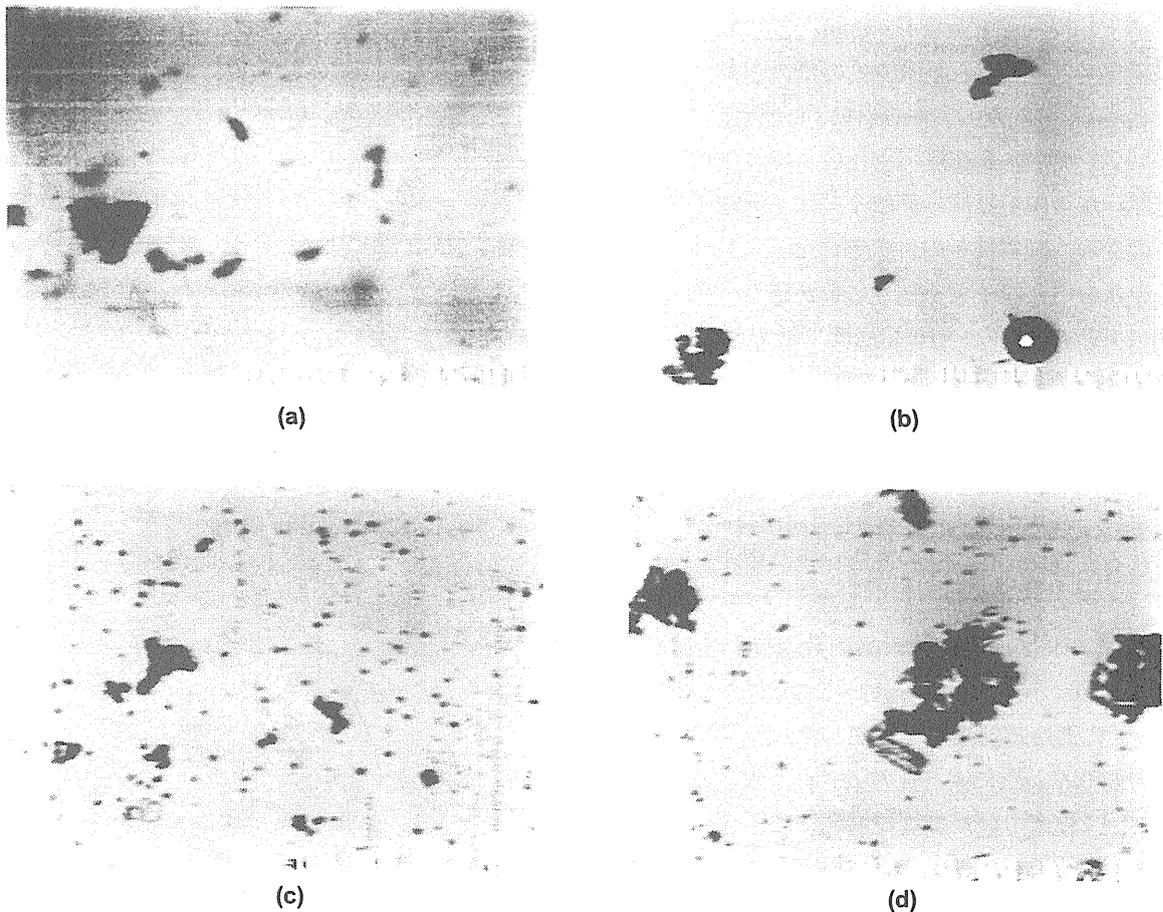
- ① 雲の一生を通じ、最も高濃度の過冷却雲水 (約 1 g m^{-3} で断熱凝結量に近い値) を含む。
- ② 氷晶の発生は開始しているが降雪粒子の大きさまで成長しているものは少ない。
- ③ 対流不安定層が雲のかなりの部分を占めている。
- ④ $4 \sim 5 \text{ m s}^{-1}$ の上昇流が存在する。

4.3.2.2 最盛期の雪雲

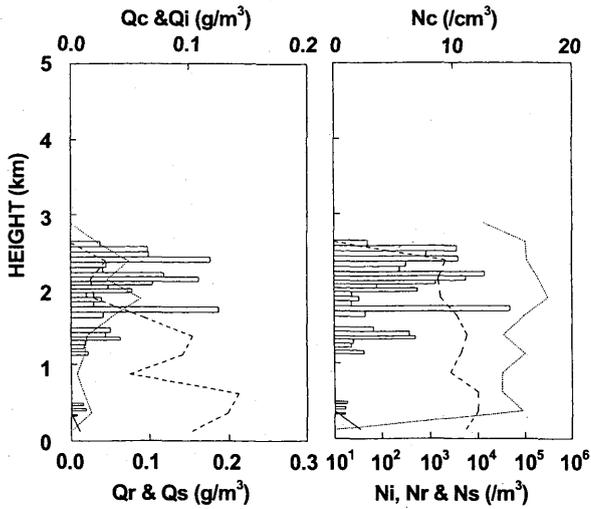
最盛期の雪雲の例として、1989 年 2 月 4 日 15 時 01 分の飛揚型雲粒子ゾンデ観測によって得られた雪雲の内部構造を示す。第 4.3.7 図に雲粒子ゾンデ放球



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 2 cm, それ以外は 1.5 mm.

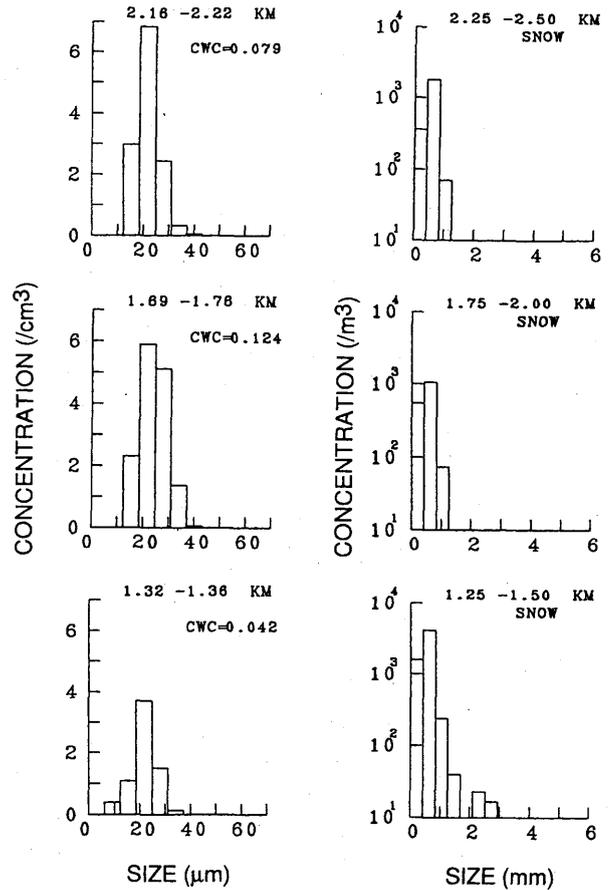


第 4.3.10 図 第 4.3.5 図と同様。ただし、1989 年 2 月 4 日 15 時 01 分の雲粒子ゾンデで観測された最盛期の雪雲について、降雪粒子（破線）と霧雨滴（実線）の濃度も含む。

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℃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 1~2℃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 1~2 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 μm 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 g m⁻³程度であった。この値は断熱凝結量の 1.2 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 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 g m⁻³に達した。

高度 200~400 m の層では直径 100~200 μm 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 個 cm⁻³

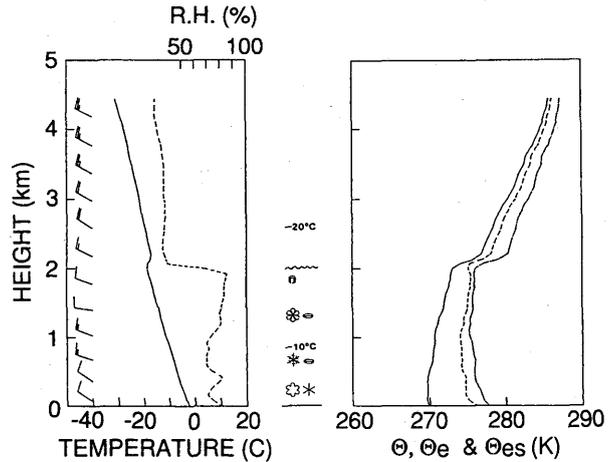
程度で、氷晶の数濃度は過冷却雲粒層で高く、最大で 300 個 L^{-1} であった。この氷晶濃度は Fletcher (1962) の式から予想される値よりも約 2 桁大きい値である。降雪粒子の数濃度は 10 個 L^{-1} 、drizzle は数 10 個 m^{-3} 程度であった。雪雲の上・中・下層における雲粒と降雪粒子の粒径分布を第 4.3.11 図に示す。雲粒は直径 $20 \mu\text{m}$ 付近にピークをもつ幅広い分布をしていた。降雪粒子は過冷却雲粒を消費しながら雲粒捕捉及び昇華凝結成長を続け、下層にいくほど粒径分布は大粒径の方へ広がっていた。大粒の粒子は主にあられや濃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

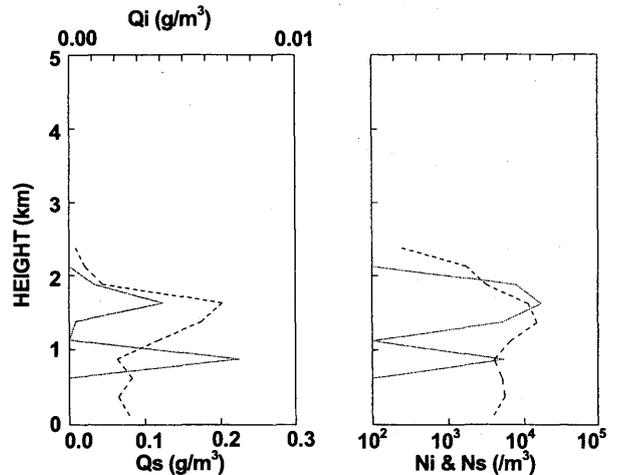
- ① 過冷却雲水量は急速に減少し、 $0.1 \sim 0.3 \text{ g m}^{-3}$ 程度で、すでに過冷却雲粒のかなりの部分が氷晶や降雪粒子の成長に費やされている。
- ② 氷晶数濃度は雲上部の過冷却雲粒層で高く、氷晶発生がまだ継続している。
- ③ 落下速度の大きい降雪粒子（あられなど）が最初に地上に到達し、drizzle が混在することもある。
- ④ ほぼ全層で対流不安定は解消されている。
- ⑤ 上昇流は弱まり、 $1 \sim 2 \text{ ms}^{-1}$ である。

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 km 、 -20°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 g m^{-3} 、数濃度は 10 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 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 m では成層の不安定化が再開する。

4.3.3 降水機構

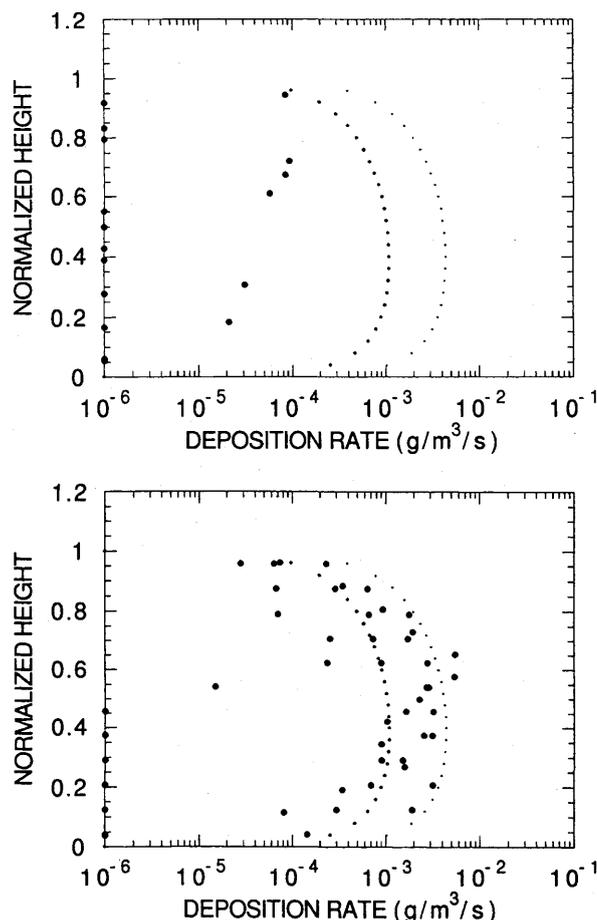
一般的には、あられ形成が雪雲中の雲水を降水に変換する最も効率的な過程である。観測した孤立型対流性降雪雲に関しても、最盛期においては雪粒子の雲粒捕捉成長が主要な降水機構であった。雪雲の中で、暖かい雨の過程（雲粒の衝突併合による霧雨滴の生成）も働いていたが、その全降水量に対する寄与は小さい（10%未満）と考えられる。

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、 ρ 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

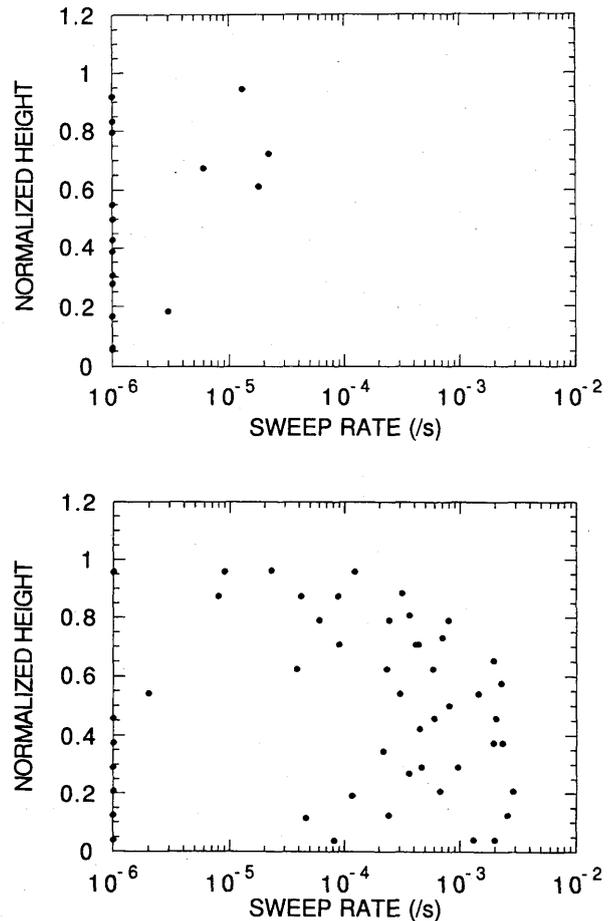
ときは、空気塊の中で新たに雲水の生成（凝結）が起こり、反対に負のときは雲水（雲粒）の蒸発が起こる。

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 m s^{-1} と 4 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°C (2.5 km)、雲底高度が 0.8 km、地表面温度 0.3°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 ρ_a と Δh はそれぞれ 1 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。 Δt 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 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 (ms^{-1})	$\frac{dQ_{vs}}{dt}$ ($\text{gkg}^{-1}\text{s}^{-1}$)	VD ($\text{gm}^{-3}\text{s}^{-1}$)	$CVOL$	tc (sec) (Δt (sec))	$Q_{c_t \rightarrow \infty}$ (gkg^{-1}) $Q_{c_t} - Q_{c_t+tc}$ (gkg^{-1})
Developing	4	4×10^{-3}	1×10^{-4}	2×10^{-5}	250	0.98 (1-0.97)
Transition	4	4×10^{-3}	1×10^{-3}	3×10^{-4}	230	0.7 (0.97-0.78)
Early mature	2	2×10^{-3}	2×10^{-3}	1×10^{-3}	330	0.0 (0.78-0.2)
Late mature	1	1×10^{-3}	4×10^{-3}	3×10^{-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 Δt

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 gkg^{-1} に漸近するが、230 秒間では 0.8 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 gkg^{-1} に漸近する。実際に 330 秒間には 0.8 から 0.2 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。

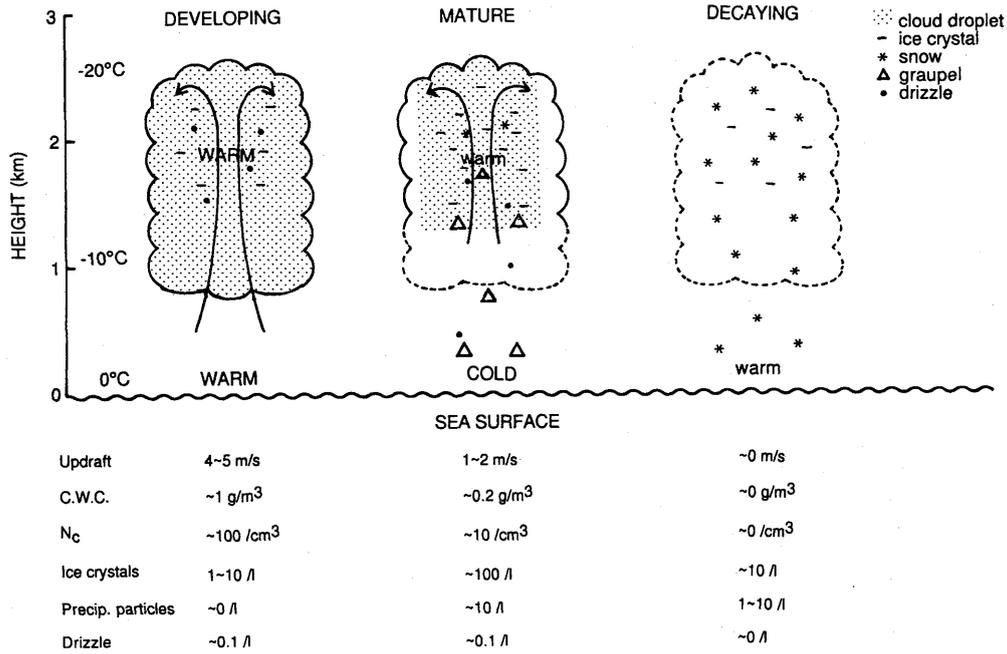
上述の粗い見積りからも分かるように、雲頂温度 -20°C の雪雲の中では、断熱凝結量に近い雲水が、氷晶・降雪粒子の昇華凝結成長及び雲粒捕捉成長により完全に消費されるのに要する時間は 1×10^3 秒程度である。最盛期後半には、弱い ($W_{max}=1 \text{ ms}^{-1}$ 程度) 上昇流が存在しても、雲水が完全に消費され、雲水域が減少し始めることは注目に値する。

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 gm^{-3} で、断熱凝結量に近い値であった。雲粒数濃度は約 100 個 cm^{-3} であった。200 μm 以下の氷晶数濃度は数個 L^{-1} であったが、200 μm 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⁻¹ 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⁻¹ 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/m³、数濃度も 10 個 cm⁻³ 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⁻¹ 程度の上昇流も、最盛期までには 2 m/s⁻¹ 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⁻¹ 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 1×10³ 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）。

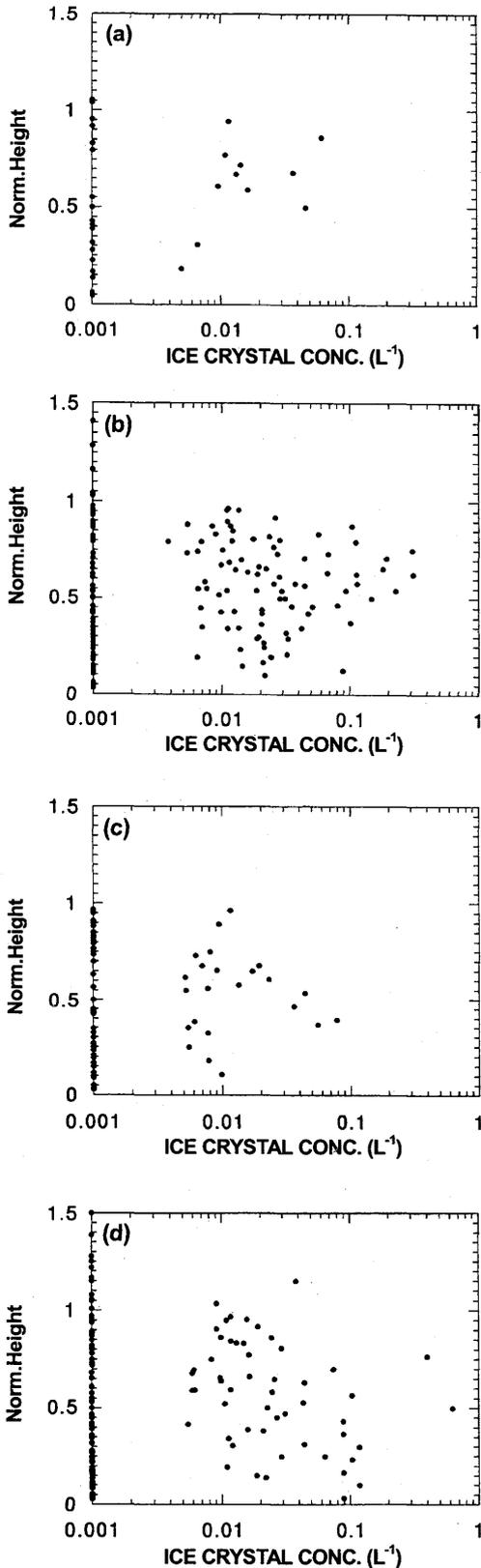
こわれやすい雪粒子は、HYVIS・HYDROSのフィルム上に捕捉されるとき、小さな雪の破片やRimed Particlesを生成することがある。ここでは、このような粒子は除いて、200μm以下で結晶形が識別できるもののみを氷晶として数えた。

また、HYVIS・HYDROSの顕微鏡視野は、1.5×1.0mm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°±3°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

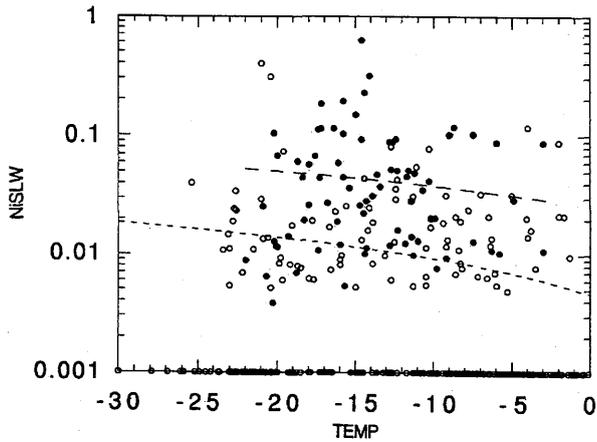
$$N_i = 0.3583e^{-0.2295T} \quad (4.4.1)$$

を用いて、 -20°C での値に規格化した氷晶濃度と雲水量の関係を示す。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。

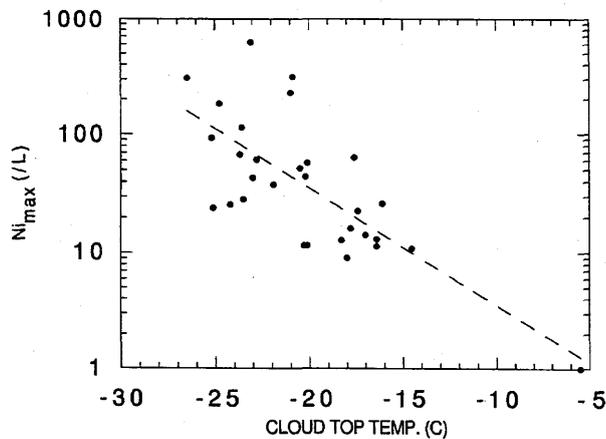
4.4.4 考察

4.4.4.1 氷晶核測定値との比較

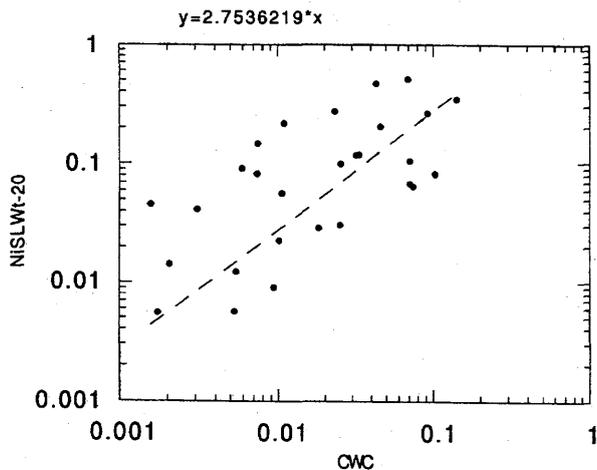
1970 年代の終わり以後、Schaller and Fukuta (1979), Tomlinson and Fukuta (1985) や Rogers (1993) 等によって、非接触型の雲箱(熱拡散箱)を用いた測器が考案されたが、航空機上で *in-situ* 測定を行うためには、測器の応答速度の問題があった。このように、我々の



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°C で数個 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°C 、3%の水過飽和の条件下（condensation - freezing nuclei と考えられる）で数個 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°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°C で数個 L^{-1} 、 10°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 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 個 cm^{-3} , $20 \mu\text{m}$, 2 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-sprinkling 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。

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

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

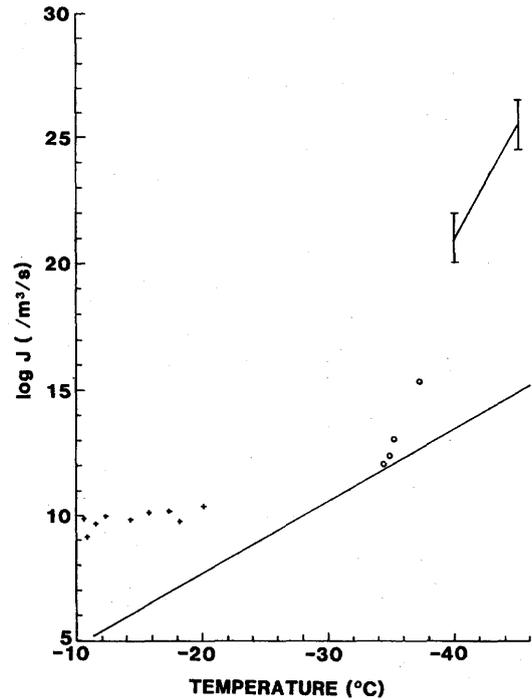
ここで、 N_c は雲粒数濃度、 N_i は 200 μm 以下の氷晶数濃度、 Q_c は雲水量、 Δt は氷晶が平均的なサイズ (100 μm) まで成長するのに要する時間である。 Δt は温度、湿度 (結晶形) の関数であるので、水飽和を仮定して、Fukuta (1993), Takahashi and Fukuta (1988) の実験式を用いて計算した。

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 μm 以下で、平均 100 μm 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°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 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 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

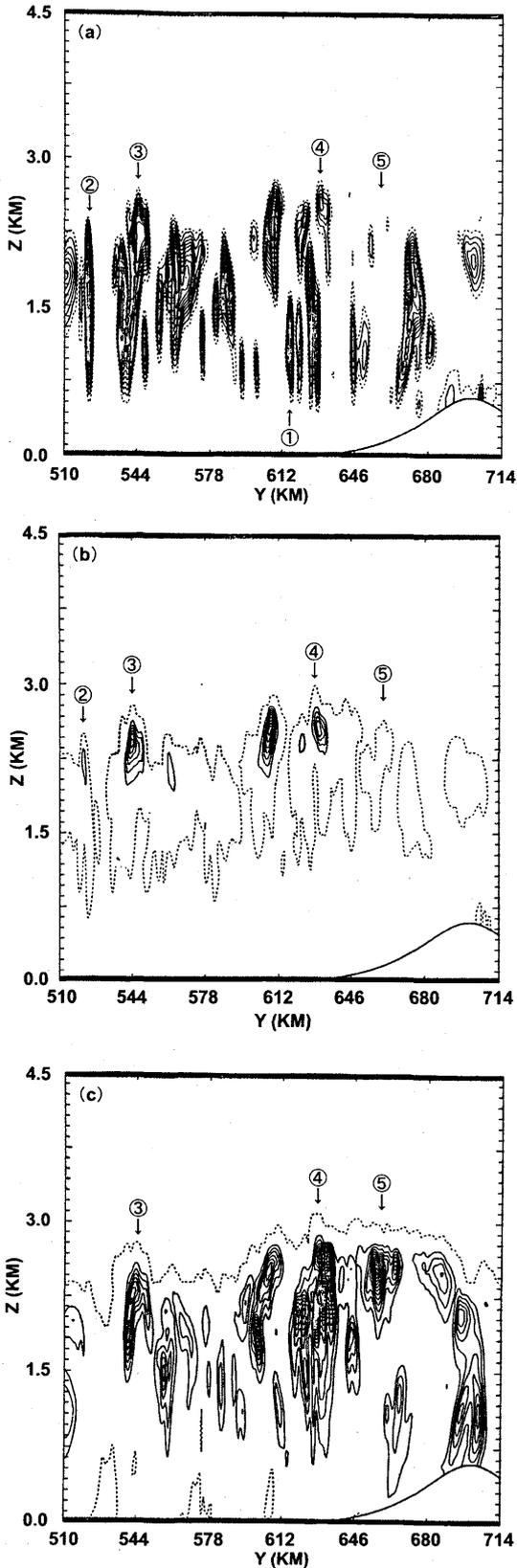


第 4.4.5 図 凍結核の活性化速度と温度の関係。— ; Bigg (1953), I ; Hagen *et al.* 1994, O ; Sassen and Dodd (1988), + ; present study.

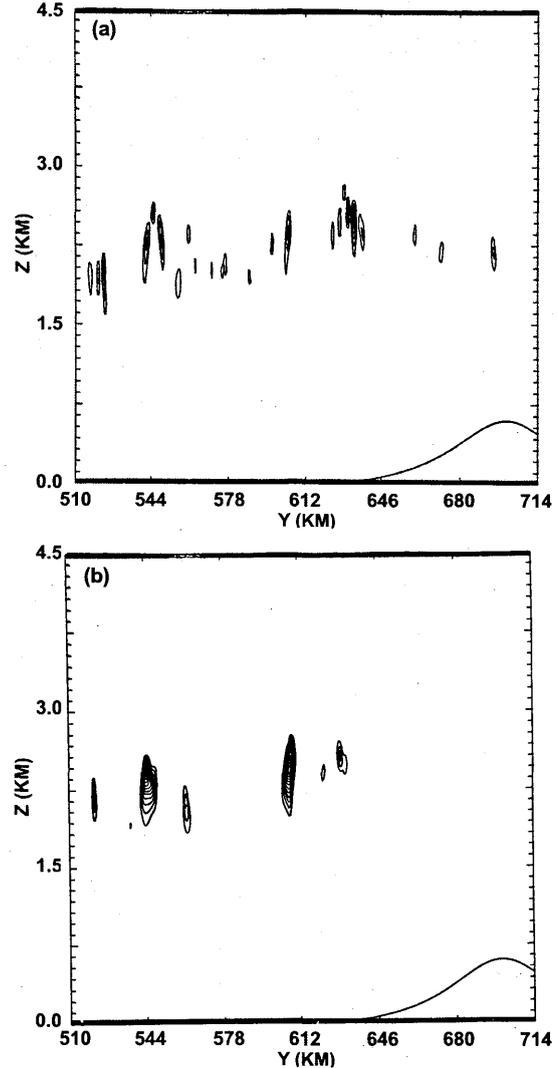
大となり、その後、氷晶、雪の数濃度が増加し、最盛期を過ぎる頃から雲水量、氷晶濃度の順に減少することが分かる。また、高濃度雲水域と高濃度氷晶域がほぼ一致しており、観測結果を良く再現している。氷晶発生機構を氷晶生成速度の空間分布で見ると (第 4.4.7 図)、昇華核、凍結核ともに雲水量の高濃度域で大きな値を示しているが、凍結核 (雲粒凍結) の方が卓越している。この結果は、(4.4.4.2) の議論を支持している。

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 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°C で 1 個 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 L^{-1} の値を説明できる。

観測された極端に大きな値 (~300 個 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 g kg^{-1} , (b) 1 個 L^{-1} , (c) 2 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.