TECHNICAL REPORTS OF THE METEOROLOGICAL RESEARCH INSTITUTE No.29

A SYNTHETIC STUDY ON CLOUD-RADIATION PROCESSES

BY

CLIMATE RESEARCH DEPARTMENT PHYSICAL METEOROLOGY RESEARCH DEPARTMENT APPLIED METEOROLOGY RESEARCH DEPARTMENT METEOROLOGICAL SATELLITE AND OBSERVATION SYSTEM RESEARCH DEPARTMENT TYPHOON RESEARCH DEPARTMENT

気象研究所技術報告

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

気象研究所

METEOROLOGICAL RESEARCH INSTITUTE, JAPAN MARCH 1992

Meteorological Research Institute

Established in 1946

Director-General: Mr. Toshiyoshi Tada

Forecast Research Department	Director: Mr. Ryuji Hasegawa
Climate Research Department	Director: Mr. Harushige Koga
Typhoon Research Department	Director: Mr. Shin Ohtsuka
Physical Meteorology Research Department	Director: Mr. Takenori Noumi
Applied Meteorology Research Department	Director: Mr. Toshiyoshi Tada
Meteorological Satellite and Observation System Research Department	Director: Mr. Toyoaki Tanaka
Seismology and Volcanology Research Department	Director: Dr. Masaaki Seino
Oceanographical Research Department	Director: Mr. Masatake Kikuchi
Geochemical Research Department	Director: Dr. Koji Shigehara

1-1 Nagamine, Tsukuba, Ibaraki, 305 Japan

Technical Reports of the Meteorological Research Institute

Editor-in-chief: Masatake Kikuchi

Editors:	Yukio Misumi	Isamu Yagai	Masahiro Hara
	Shigeru Chubachi	Takahisa Kobayashi	Hiroshi Nirasawa
	Hidemi Ito	Hiroshi Ishizaki	Yoshimi Suzuki
			

Managing Editors: Yoshitsugu Nagasawa, Yukihisa Nakajima

The <u>Technical Reports of the Meteorological Research Institute</u> has been issued at irregular intervals by the Meteorological Research Institute since 1978 as a medium for the publication of survey articles, technical reports, data reports and review articles on meteorology, oceanography, seismology and related geosciences, contributed by the members of the Meteorological Research Institute.

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

©1992 by the Meteorological Research Institute.

The copyright of articles in this journal belongs to the Meteorological Research Institute (MRI). Permission is granted to use figures, tables and short quotes from articles in this journal, provided that the source is acknowledged. Republication, reproduction, translation, and other uses of any extent of articles in this journal, that are not for personal use in research, study, or teaching, require permission from the MRI. 気候の予測可能範囲と人間の気候に及ぼす影響を明確にするために気候のメカニズムの理解を 深めることを目的とし,具体的な目標として,①1~2ヵ月を対象とした長期予報の物理的基礎 の確立,②数ヵ月~数年にわたる全球的気候変動のうちの予測可能面の理解,③数十年にわたる

人為的あるいは自然の影響に対する気候の応答の評価,を掲げた世界気候研究計画(WCRP)が 世界気象機関(WMO)と国際学術連合会議(ICSU)とによって立案された。この計画は,その 実施について世界各国に参加が要請された国際協力事業である。

これを受けてわが国では,1986年測地学審議会が気候変動国際共同研究計画(WCRP)の実施 についての建議を行った。この計画には,

1.気候変動予測とそのモデル

2. 雲の分布とその気候への影響

3. 大気大循環に及ぼす熱帯海洋の影響

4. 海洋混合層の実験観測

5. 南極域の大気と海氷の年々変動

6.気候に対する自然的要因及び人為的要因の影響

の6課題が含まれている。

気候変動の物理機構を理解するには、気候の変化に伴って雲がどのように変化し、その結果放 射過程を通して雲がどのように気候に影響を及ぼすかを知らなければならない。しかし、現在の 気候の下で雲が地球上にどの様に分布し、その放射特性がどのようなものかの基本的知識さえも 不十分である。そこで雲の形成・維持過程を解明するとともに、雲粒・雪結晶の大きさや雲水量 等の放射特性に対する影響を明らかにし、雲の分布状態とその放射特性との間の関係を見い出 し、衛星雲データから有効な情報を取得する必要がある。この目的を達成するために、上述の課 題2『雲の分布とその気候への影響』が策定された。研究項目には

1. 雲の分布と放射の基本特性

2. 雲の放射過程の実験観測及びモデル化

3.気候災害と層状雲の変動に関する研究

があげられ,それぞれ大学,気象庁,科学技術庁が担当することとされた。

この計画を受けて,気象研究所では特別研究『雲の放射過程に関する実験観測及びモデル化の研究』を昭和62年度から4年計画で進めてきた。この研究の内容は,

1. 雲の微物理特性及び放射特性の総合観測

2. 雲の放射過程のモデル化

3. 雲の放射過程のパラメタリゼーション及び検証

である。

また,気象研究所は,この研究に先立ち,昭和59年度から3年計画で,気象庁の特別研究として『雲及び放射の総合観測手法の研究』を実施した。この研究の内容は,

1. 雲粒子ゾンデシステム及び観測手法の開発

2. 航空機搭載雲粒子測定システム及び観測手法の開発

3. 航空機搭載雲内エーロゾル測定システム及び観測手法の開発

4. 航空機搭載雲観測用分光日射測定システム及び観測手法の開発

である。これらの研究には気候研究部をはじめ物理気象研究部,応用気象研究部,気象衛星・観 測システム研究部の延べ約30名の研究者が参加,協力した。

本報告書はこれら7年間に亘る研究成果をまとめたものである。個々の研究成果については既 に気象学会等で発表されているものもあるが、今後の研究活動の一助となることを願い、これま での研究成果をまとめ印刷発行することとした。内容は測器の開発に始まり観測方法、観測デー タ、その解析結果及びモデル化に関する研究と多方面にわたっている。その内容の詳細は本文に 譲るが、雲の気候に及ぼす影響解明に関する研究は緒についたばかりであり、今後気候研究の重 要課題として益々重みを増すことになろう。この分野の今後の研究促進に貢献出来るものと信ず るものである。

なお,気象研究所では平成3年度から10年計画で『雲が地球温暖化に及ぼす影響解明に関する 観測研究』(科学技術庁;海洋開発及び地球科学技術調査研究促進費)を推進することとしてい る。気候システム解明のためにこの分野の研究の一層の進展を望みたい。

平成3年11月

気候研究部長 古 賀 晴 成

次

ß		
概要 …		1
Summar	у	11
		•
第Ⅰ部	雲及び放射の総合観測手法の研究(1984-86年度)	21
	謝辞	22
第1章	雲と放射の観測手法の開発	23
1.1	雲粒子ゾンデシステムの開発	23
1.2	航空機用雲粒子測定装置(AVIOM-C) ·······	40
1.3	航空機搭載雲内エーロゾル観測システムの開発	50
1.4	航空機搭載雲観測用分光日射測定システムの開発	74
1.5	まとめ	92
第Ⅱ部	雲の放射過程に関する実験観測及びモデル化の研究(1987-90年度)	95
	謝辞	96
第2章	層状雲の航空機観測	97
2.1	目的と方法	97
2.2	「雲-放射」航空機観測システム	101
2.3	観測データ	110
2.4	水雲の層積雲と氷化した層積雲の雲物理構造	125
2.5	雲内エーロゾルの航空機観測	140
2.6	多波長反射率測定による雲物理パラメータの推定	152
2.7	雲の放射収支解析	168
2.8	航空機観測と同期した衛星データの解析	176
2.9	航空機観測のまとめと今後の課題	182

第3章 氷晶雲の地上観測 3.1 目的と方法,および観測日時 3.2 雲粒子ゾンデ観測 3.3 ライダー観測 3.4 放射観測 3.5 氷雲の地上観測 第4章 放射過程のモデル化 4.1 有限雲群の短波長反射特性 4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲			
 3.1 目的と方法,および観測日時 3.2 雲粒子ゾンデ観測 3.3 ライダー観測 3.4 放射観測 3.5 氷雲の地上観測 第4章 放射過程のモデル化 4.1 有限雲群の短波長反射特性 4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲 	第3章	氷晶雲の地上観測	185
3.2 雲粒子ゾンデ観測 3.3 ライダー観測 3.4 放射観測 3.5 氷雲の地上観測 第4章 4.1 有限雲群の短波長反射特性 4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法… 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲	3.1	目的と方法,および観測日時	185
 3.3 ライダー観測 3.4 放射観測 3.5 氷雲の地上観測 第4章 放射過程のモデル化 4.1 有限雲群の短波長反射特性 4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲 	3.2	雲粒子ゾンデ観測	190
3.4 放射観測 3.5 氷雲の地上観測 第4章 放射過程のモデル化 4.1 有限雲群の短波長反射特性 4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲	3.3	ライダー観測	201
 3.5 氷雲の地上観測 第4章 放射過程のモデル化 4.1 有限雲群の短波長反射特性 4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲 	3.4	放射観測	210
第4章 放射過程のモデル化 4.1 有限雲群の短波長反射特性 4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲	3.5	氷雲の地上観測	220
第4章 放射過程のモデル化 4.1 有限雲群の短波長反射特性 4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲			
 4.1 有限雲群の短波長反射特性	第4章	放射過程のモデル化	251
 4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲 	4.1	有限雲群の短波長反射特性	251
 4.3 分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲 	4.2	不均質層状雲の太陽放射伝達	262
 4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲 	4.3	分解したVoigt線形を使ったLine-by-Line法による大気の吸収スペクトルの計算 …	270
 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲 	4.4	大気大循環モデルのための赤外放射スキーム	282
 第5章 衛星データの利用 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲 			
 5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法 5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲	第5章	衛星データの利用	295
5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲	5.1	NOAA衛星データ処理プログラムと利用法	295
	5.2	衛星の赤外域の波長でみた雲	309

補章	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	323
A.1	観測機器	325
A.2	観測データ・ディレクトリー	330
A.3	研究成果	336

CONTENTS

Summ	nary	11
Part	I Development of Instruments and Methods of Cloud and Radiation Observation (FY1984-86)	23
Chart		
Chapt	er 1 Development of instruments and methods of cloud and radiation	00
	observation	23
1.1	Development of Cloud Particle Video Sonde	23
1.2	Development of an Airborne Video Optical Microscope for Measuring Cloud	
	Particles (AVIOM-C)	40
1.3	Development of a Measuring System of Cloud-Interstitial Aerosols	50
1.4	Development of airborne Multi-channel Cloud Pyranometers	74
1.5	Summary of Chap. 1	92
Part	I Field Experiments and Theoretical Modeling of Cloud-Radiation	
	Processes (FY1987-90)	95
Chapt	er 2 Aircraft observations of stratiform clouds	97
2.1	Purpose and method	97
2.2	Aircraft observation system of cloud and radiation	101
2.3	Observational data	110
2.4	Microstructures of non-glaciated and partially glaciated stratocumulus clouds	125
2.5	Aircraft observation of cloud-interstitial particles	140
2.6	Estimation of cloud parameters from spectral reflectances measured by airborne	
	Multi-channel Cloud Pyranometers	152
2.7	Radiation budget analysis of a water cloud layer	168
2.8	Satellite data analysis of the same cloud as observed by aircraft	176
2.9	Summary and discussions	182

Chapter 3. Cirrus observation from a ground-based system	185
3.1 Purpose and method	185
3.2 Microstructure of cirrus clouds observed with HYVIS	190
3.3 Cloud observation by lider	201
3.4 Radiation measurement	210
3.5 Data analysis	220
Chapter 4. Theoretical modeling of cloud-radiation processes	251
4.1 Radiative properties for broken cloud fields	251
4.2 Short wave radiative characteristics of horizontally inhomogeneous stratiform	
cloud	262
4.3 Line-by-Line computation of the atmospheric absorption spectrum using the	
decomposed Voigt line shape	270
4.4 An infrared radiative scheme for general circulation models	282
Chapter 5. Satellite data processing and utilization	295
5.1 TIROS-N, NOAA series satellite data processing	295
5.2 Infrared view of clouds using the instruments on NOAA series satellite	309

Supplements	323
A.1 Instrumentation	325
A.2 Observational Data Directory	330
A.3 List of Publications	336

· · · · · ·

概

Summary

要

概

要

雲とその放射の過程は、地球-大気系のエネルギー収支を支配しており、気候変化の予測にお ける不確定性の主要因として、緊急に解明すべき課題の一つとされている。気候形成に及ぼす雲 の役割を解明し、気候変化の予測精度を高めるためには、雲とその放射効果を適正に表現できる 気候モデルを開発するとともに、各種衛星を利用した雲の分布・性状のグローバルな観測法を開 発する必要がある。それには、雲と放射の総合的な観測による実態把握と、物理法則に基づいた 各過程のモデル化が基本となる。このような観点から、雲を捕らえようとする大々的な雲と放射 の実験観測が、WCRPの一環として欧米および日本において80年代後半に開始された。

気象研究所においても,特別研究費による研究課題としてこの問題に取り組んだ。ただし,わ が国においては経験の乏しい雲の直接観測,特に航空機観測を開始するにあたって,まず必要な 測器の開発から始めねばならなかった。即ち,わが国のWCRP実施に先行し,1984-86年度に特 別研究「雲及び放射の総合観測手法の研究」が行われ,引き続く特別研究「雲の放射過程に関す る実験観測及びモデル化の研究」(1987-90年度)の実施に備えた。後者は,わが国のWCRPの 課題2「雲の分布とその気候への影響」に関する気象庁の研究活動として位置づけられる。

本研究報告書は,計7年間にわたる2つの特別研究の成果をまとめたものである。本書の構成 は、2部から成る。第I部において「雲及び放射の総合観測手法の研究」における4種の独創的 な観測システムの開発が述べられる。第II部は,「雲の放射過程に関する実験観測及びモデル化 の研究」における多様な研究活動の成果が章別に記述される。また補章として,航空機観測に用 いられた測器類の特性,観測データ・ディレクトリー,および研究成果の一覧表を付した。

第1部 雲及び放射の総合観測手法の研究

第1章は、この特別研究においてなされた4種の観測システムの開発が述べられている。一つ は、小型テレビをつんだ雲探査用の新型ゾンデ(1.1節)であり、他の三種は航空機観測用の測定 システムで、雲粒子ゾンデと同じ原理を応用した雲粒子測定装置(1.2節)、雲内のエーロゾルを 分離測定するための装置(1.3節)、および分光反射特性を測るための多波長日射計(1.4節)であ る。前三者の開発により、雲を構成する粒子の3次元分布の測定が可能となる。また、多波長日 射計の開発により、雲の微物理特性と太陽光の反射特性の対応の調査が可能となる。各測定シス テムの構成・性能の要点は、以下の通りである。

1) 雲粒子ゾンデシステム(1.1節)

雲内の雲粒子(雲粒・氷晶)の数,粒径分布・相の鉛直分布をゾンデによって観測するシステム。雲内に向けて雲粒子ゾンデを飛揚し,雲粒,氷晶を透明なフィルム面に連続的に捕捉して,

- 3 -

気象研究所技術報告 第 29 号 1992

TVカメラで撮影した映像を地上に電送するシステムである。地上に電送された画像は, 雲粒子 画像解析装置により処理され, 雲粒子の粒径分布など統計量が求められる。雲内の雲粒子の7 μ m~1000 μ mの大きさのものが測定可能である。地上から高度約15kmまでの雲の内部が観測で きる。室内及び野外実験によって改良を重ね, ゾンデの雲粒子捕捉率を大きくした。直径が7 μ mの小さな雲粒の捕捉率が大幅に改善され0.1程度までになった。

2) 航空機搭載雲粒子システム(1.2節)

航空機に搭載して, 雲内の雲粒子の数, 粒径, 相を測定するシステム。システムはセンサー部 と雲粒子画像収録装置から成る。機外に突出したパイプを通して, 航空機の飛行速度(約80 m/s)で多量に飛び込む雲粒子を高速制御シャッター機構によって適切な量に減らし, 回転ドラ ム上のスライドに捕捉する。これを顕微鏡 CCD カメラで撮影する。以上がセンサー部である。機 内には収録装置があり, ビデオテープに収録された映像データは地上で画像分析装置にかけられ 雲粒子の数, 粒径, 相が求められる。層状雲の飛行試験を繰り返し, 改良を加えた結果, 直径 5 μ m ~500 μ m の雲粒と氷晶の数と粒径が高い精度で測定できるシステムとして完成した。

3) 航空機搭載用雲内エーロゾル観測システム(1.3節)

雲内のエーロゾルを航空機によって測定するシステム。雲内の気流を高速で取り込み,空気か ら雲粒子を除去し,エーロゾル粒子のみを取り出して計測する。雲粒子とエーロゾルとを分離す るのにバーチャルインパクター方式のセパレータを設計した。これにより,直径2µm以上の雲 粒子は効率よく除去されており,雲内エーロゾルの観測における雲粒子とエーロゾルの分離とい う目的を達した。また,空気取入れ口の着氷防止にヒーターを使用し,過冷却雲内での観測に対 応できるものとした。

4) 航空機搭載観測用分光日射測定システム(1.4節)

雲の分光反射特性を航空機によって時間的空間的に高分解能で測定する分光日射測定システム。 システムは上向き,下向きフラックス測定用の一対の多波長全天日射計から成る。日射計セン サー部には発泡石英の拡散板があり,これで得た日射フラックスは干渉フィルターによって分光 される。測定波長は,可視から近赤外域(420~1650nm)にかけての9波長で酸素吸収帯の760 nm および水蒸気吸収帯の720 nm (後に938 nm に変更)を含む。分光された光は,ビームスプ リッタにより分割され,Si光ダイオードおよびGe光ダイオードの受光素子により検出され,記 録される。日射計出力は,航空機の機体姿勢データ,対空速度データなどと共に,データ・ロ ガーと通して CMT に収録される。

これ等の測定システムは,実際の航空機試験観測等を通して改良を重ね,その性能については 満足すべき結果を得た。そして,引続き行われた雲と放射の実験観測の目玉測器として使用さ れ,大変興味深い観測結果をもたらし,国内外の注目を集めている。

- 4 -

第Ⅱ部 雲の放射過程に関する実験観測及びモデル化の研究

本研究では、太陽放射エネルギーや赤外線熱放射エネルギーの収支に関与する雲の放射特性 (太陽放射の反射率・透過率・吸収率や赤外放射の射出率など)と、雲の性状(微物理特性,分 布状態など)との関係に関する理解を深め、大気大循環モデル(GCM)における雲の放射過程の パラメタリゼーションを改良することを目的としている。研究内容は、層状雲の微物理特性と放 射特性の実験観測(第2章,第3章),雲の放射伝達過程のモデリングとGCM用の放射スキーム の改良(第4章),及び衛星データの利用(第5章)など、多彩な活動を含む。雲と放射の実験観 測は、①前線や寒気吹き出しに伴う雲など、主として下層・中層の層状性水雲を対象とした航空 機観測(第2章)と、②巻雲など上層の氷晶雲に対する地上観測(第3章)に分けられる。実験 観測の概念を Fig. A に示す。

第2章は,航空機観測について記述される。航空機観測では,雲と放射の測定の同時性を確保 するするために二機の小型飛行機を使った同期飛行観測を工夫した(1987年度は,一機のみ使 用)。この方法を採ることにより,雲層の放射収支および雲物理特性と放射特性との関係を調べ る上で必要な良質の測定データが得られるようになった(2.1節)。航空機観測に用いた測器と測 定法の説明が2.2節においてなされる。

航空機観測は、1987.9.19-21(1987年度)、1989.3.28-30(1988年度)、1989.12.20-23 (1989年度)および1990.12.13-16(1990年度)に、八丈島(33°06′N、139°47′E)の近海上に て実施された。取得されたデータは、内外の研究者が利用できるように整理されている(補章 A.2 観測データ・ディレクトリー参照)。各年度毎の典型的な層状雲の観測事例における雲物理 および放射データが、2.3節に示されている。これらの測定データは、雲の構造や放射収支の解析 など、様々な観点から解析されており、これまでに得られた結果については2.3~2.8節に報告さ れている。そこではいくつかの重要な知見が得られた。まず、北西太平洋域の特徴的な雲の一つ である冬季の層積雲の構造について、その特徴が明らかにされた。即ち、暖かい海洋上(海面温 度~20℃)の層積雲は、一般にその下に積雲が散在する二層構造を成しており、その雲頂部に は、しばしば強い温度逆転を伴っている。また、雲底下では、しばしば降雨があった。層積雲の 微物理特性は、一般に水平・鉛直方向にきわめて不均質である。水平方向の変動に関しては、比 較的大きなスケールでは数 km の周期の変動が放射データおよび雲物理データの分布に認められ る(2.3節)。

ほぼ同じ雲頂温度(約−4℃)をもつ水雲および氷化した層積雲の微物理構造(粒径分布, 雲 水量など)が調べられた(2.4節)。水雲の場合, 鉛直方向には雲水量は雲底部で小さく, 雲頂部 に上がるほど増大している。一方, 雲粒子数は, 雲層を通じてほぼ一定であり, 雲水量の変化 は, 雲粒子の大きさの変化によってもたらされている。また, 雲頂温度が−4℃程度の比較的暖 かい層積雲においても氷晶が発生することがあり, そのような氷化した層積雲では, 雲水量は逆

- 5 --

気象研究所技術報告 第29号 1992

に雲底部で大きくなっていた。そして,雲層上部で氷晶が発生し,雲内で昇華や雲粒付着により 成長するとともに融解している様子が,FSSPや2D-Cデータの解析で観察された。

航空機観測では, 雲内・外でのエーロゾルの測定も行われた(2.5節)。これには, 粒子の運動 慣性の違いを利用してエーロゾルと雲粒子を分離するための雲内エーロゾル分離装置が使われた。 これにより, 雲形成におけるエーロゾルの変化を示す興味ある結果が得られた。即ち, 雲内にお いてサブミクロン領域(半径0.15-1 µm)のエーロゾル濃度の顕著な減少が観測された。これ らの粒子は, 凝結核として働き雲粒子に移行したものと考えられる。また, 海塩粒子や硫酸アン モニウム粒子など凝結核となりうる吸湿性のエーロゾルが残留していることも検出され, 雲層内 においても過飽和度の低い, あるいは未飽和の空間領域が混在していたことが示唆された。

雲上を飛行する航空機に搭載した多波長日射計(1.4節参照)による雲の分光反射率の測定か ら、リモートセンシング的に雲物理パラメータを推定する方法を開発した(2.6節)。これは、可 視域の波長500 nm と近赤外域の1650 nm のチャンネルの反射特性を組み合わせて、雲層の光学的 厚さと雲粒の有効半径を同時に推定する。また、大気中での混合比が一定な酸素分子の吸収帯 (760 nm)の反射率から雲水量を、更に938 nm の水蒸気吸収帯の反射率から雲内の平均水蒸気量 を推定する画期的な方法である。推定された雲物理パラメータは、雲の微物理量の直接観測値と 比べて、もっともらしく求まっている。

二機の航空機の同期編隊飛行による放射収支観測の事例解析(1989.3.30の層状雲に対する) が行われた(2.7節)。その結果,分光反射率の測定から推定された雲物理パラメタを用いたシ ミュレーション計算は,全波長域及び近赤外域の太陽放射フラックスの測定値をよく再現してい た。また,放射観測との整合からすると,熱線型雲水量計で測られた雲水量は,1/3ほどに過小評 価している恐れがあることが示唆された。さらに,同じ事例に対して,NOAA衛星のAVHRRの 近赤外チャンネル(3.7µm)を用いた有効半径の推定が試みられ,この方法は雲物理特性の広域 分布の調査に有効であることが示された(2.8節)。

航空機観測のまとめが2.9節においてなされる。ここでは, 雲物理量の測定には測器による測 定値の大きな差が認められ, 雲の微物理特性の航空機観測になお大きな不確定さがあること, 有 効半径や雲水量などの直接測定値と分光反射率測定からの推定値との間に有意な差があり, 新た な「異常吸収」の問題となっていることなど, 今後解決すべき課題が指摘される。

第3章では,氷晶雲の地上観測について述べられる。航空機による直接観測の困難な巻雲などの上層の氷晶雲に対する地上観測は,氷晶雲の光学特性と微物理構造に関するデータの収集を目的として,雲粒子ビデオゾンデ,ライダー,各種放射計・分光計を組み合わせて行う(3.1節)。 同時に NOAA 衛星等の衛星データを収集・解析する。観測は気象研究所構内(36°03′N,140°08′ E)にて1987.12.11,1989.6.22,1989.6.30,1990.10.29,1990.11.01,1990.11.19の計6回行われた。本章では主に1989.6.22と1989.6.30の結果について報告される。両日とも全天を覆う巻層

-6-

気象研究所技術報告 第 29 号 1992

雲を観測したものであり,これらは,それぞれ梅雨前線(1989.6.22)および低気圧に先行する温 暖前線(1989.6.30)の接近に伴って出現した。

雲粒子ビデオゾンデ(HYVIS)では,通常のゾンデで測定される気温・湿度の鉛直分布の他 に,氷晶の数密度,粒径分布などの雲の微物理構造を測る。このゾンデ観測から,1989.6.22の巻 層雲の雲物理特性が解析された。その結果,この日の巻層雲は日本の南海上に停滞する梅雨前線 の北上に伴い,総観スケールで暖気が寒気との間の前線面を滑昇することによる約10cm/秒の 上昇流によって形成されていること,雲粒は全くなく,氷晶だけの雲であること,氷晶は主に 6 角柱であり雲内で22°ハローが見られたことと整合すること,氷晶形成には昇華成長過程が卓越 しており,雲の上部から下方へ向かって氷晶が大きくなっていること,氷晶の数密度は 10⁵/m³ のオーダーであることなどの特徴が明らかにされた(3.2節)。

ライダー観測からは,条件が良い場合には,雲底・雲頂高度,雲の幾何学的厚さ・光学的厚さ の測定,偏光解消度からの水滴と氷晶の区別などが可能である。HYVISが時間的に点の情報であ るのに対して,ライダーは雲の多層構造や雲底高度の変化などの連続的な情報を提供する。ただ し,ライダーからの氷晶雲の光学的厚さの推定は,値が3以下の薄い場合に対してのみ可能で あった(3.3節)。

3.4節においては,各種放射測器による放射観測の説明がなされる。またここでは,サンフォト メータによる分光直達日射の観測から雲層の光学的厚さを推定する場合の誤差の補正についても 論じられる。太陽方向の放射には,雲の厚さに依存してかなりの割合の多重散乱成分が含まれる。 サンフォトメータの観測に対して,モンテカルロ法によるシミュレーション計算を行い,その成 分の補正方法を開発した。

3.5節において雲粒子ビデオゾンデ,ライダー,各種放射計の測定を組み合わせた総合的な解 析の結果が示される。更に,NOAA 衛星データの解析結果も示される。まず,1989.6.22, 1989.6.30両日のHYVIS 画像を解析して,巻層雲の全層にわたって平均した氷晶のサイズ分布が 得られた。このサイズ分布は,ベキ乗則で近似することができ,ベキ値は平均でα=3.24であっ た。

分光直達日射計(サンフォトメータ)を用いて,太陽方向の放射を測定することにより可視域 の光学的厚さの値を10程度の厚さの場合まで推定することができた。同時に測定した下向き日射 フラックスと対応させて,日射フラックス透過率と可視の光学的厚さとの関係を得ることができ た。その関係を理論計算による関係と比較した結果,光学的厚さ3~10の範囲では3%以内で一 致していた。

赤外線放射温度計による10µm 域の赤外放射の観測,ライダーによる雲底高度の観測,ラジオ ゾンデによる高層観測,地上気象観測のデータを組み合わせることにより,巻層雲の下向き有効 射出率を推定した。これと可視の光学的厚さを結びつけて両者の関係を得ることができた。この

- 7 -

気象研究所技術報告 第 29 号 1992

関係図には,雲の微物理特性の違いを反映すると思われる分布の違いが見られる。また,FTIR分 光計により10 μ m赤外窓領域(800~1200 cm⁻¹)の下向き大気放射のスペクトルを測定した。この スペクトルをシミュレーション計算によるスペクトルと比べることにより10 μ m 域での巻層雲の 光学的厚さと粒径分布の情報を得ることができた。それには HYVIS 観測から得られたベキ乗則 で近似される粒径分布の下限サイズおよび光学的厚さを変えた計算値と測定値を比べる。その結 果,粒径の下限を変えないとスペクトル分布が説明できないことにより,スペクトル測定から粒 径分布の情報が得られることがわかった。解析例は少ないが,同時刻の赤外と可視の光学的厚さ の推定値よりその比率を求めることができた。比率は,(赤外:10.5 μ m)/(可視:0.5 μ m)~ 約2であった。

6月22日13:00(JST)過ぎに日本上空を通過した NOAA-11衛星の AVHRR の ch.4 と ch. 5, および HIRS の ch.8 と ch. 10 について散布図を作り,モデル計算値と比べた。その結果,ベ キ乗則分布の下限粒径 4 ~ 16 μ m に対応した計算値の間に衛星データが散布していた。 HIRS の 赤外チャンネル・データも粒径の推定に使えることが分かった。これまで赤外波長と同じ程度の 小さな氷晶までの実測と放射の同時観測は行われていなかった。この観測によって初めて,理論 的に予想されていた波長程度の小さな氷晶の存在と衛星データの赤外チャンネル間に見られる大 きな輝度温度差との対応が確認された。

第4章には,有限雲群(4.1節)と不均質層状雲(4.2節)における太陽放射伝達のモデル計 算,大気吸収スペクトルの新しいLine-by-Line計算法(4.3節)およびGCMのための赤外放射 スキーム(4.4節)の開発について記述される。4.1節において,小規模な積雲が散在する場の太 陽放射に対する反射特性を調べるため,モンテカルロ法によるモデル計算を行った。その結果, 有限サイズの雲の群れでは,雲の側面を太陽が照射する効果及び雲と雲の間の相互作用が,層状 雲との差を生み出すもとになっていること,特に側面照射の効果が大きいことが分かった。更 に,積雲群の反射率に対する地表面反射の効果を調べた。これらをもとに,上記の2つの効果を パラメータにして,積雲群による太陽放射の反射率を簡単に計算するためのパラメタリゼーショ ンを開発しその精度を調べた。

水平方向に不均質な層状水雲における太陽放射伝達の近似解法及び数値計算法を開発した (4.2節)。それを航空機観測によって得られた実際の雲水量の水平分布をもつ雲モデルに適用 し、太陽放射の反射・吸収に及ぼす不均質性の効果を調べた。その結果、吸収のない波長域で は、平均的な雲水量をもつ一様な層状雲に比べて、不均質雲の反射率は最大で8%ほど小さくな り、他方透過率はその分大きくなることが分かった。また、厚い雲の場合、近赤外波長域での反 射には殆ど差がないが、吸収は逆に数%大きくなる。

4.3節において, Voigt 線形を使った Line-by-Line 法による大気吸収スペクトルの新しい計 算法が提案される。この方法においては, Voigt 線形を直接数個の補助関数へ分解する。補助関

- 8 -

数の基本形として2次の偶関数を使う。この関数形を採ると,その半値幅を容易に推定でき,そ れ故波数領域のサンプリング間隔を経験的に決める必要はなくなる。各補助関数は,それぞれ独 立に吸収線の寄与を計算する。最終的な吸収スペクトルは,それぞれの吸収スペクトルを重ね合 わせることによって得られる。この新しいLine-by-Line法を,k-分布吸収係数の計算や,放射 加熱・冷却率の計算などに適用し,その有効性を確認した。

GCM 用の放射スキームの改良に関して、中間圏中層から対流圏まで有効に使える高精度・高速の赤外放射計算スキームを開発した(4.4節)。このスキームでは、赤外波長領域を20-550 cm⁻¹、550-800 cm⁻¹、800-1200 cm⁻¹、および1200-2200 cm⁻¹の4つに分け、水蒸気の連続吸収、回転帯と6.3µm帯、二酸化炭素の10µm帯と15µm帯、およびオゾンの9.6µm帯と14µm帯を考慮した。均質大気の透過率をマルチパラメータ・ランダムモデルで表現し、不均質大気へはGodson法を修正して適用し、スピード化をはかった。このスキームを用いて計算した晴天モデル大気の放射フラックスおよび放射冷却率の値は、Line-by-Line法による精密な計算値と比較すると、放射フラックスは1W/m²、冷却率は0.3K/day以下の差で一致した。

第5章は、雲と放射の研究における NOAA シリーズ衛星の利用について述べられる。5.1節で は、本研究において整備された NOAA 衛星搭載の各種放射計(AVHRR,HIRS,MSU,SSU)デー タの抽出・処理を行うプログラムの利用法の解説がなされる。このプログラムの整備により、 NOAA衛星データの広範な定量的利用が可能となった。5.2節では氷晶雲の地上観測と関連して、 上層の氷晶雲が NOAA 衛星のリモート・サウンディング用のHIRS 放射計では、どの様に見える かの調査がなされ、多チャンネル・データを利用した雲パラメータ推定の可能性が検討された。 その結果、HIRS の ch. 4 ~ ch. 10 (ch.9 は除く)が、上層雲の検出・雲物理パラメータの抽出 に利用可能であること、ch. 19 (3.7 μ m)のような近赤外域における太陽光の反射特性が水の相 の識別に利用できることが分かった。

- 9 -



Fig. A Schematic diagram for the aircraft observation of stratiform water clouds and the ground-based observation of ice clouds.

Summary

This report contains the results of researches done in the two WCRP-related research programs on cloud and radiation which were carried out at the MRI (Meteorological Research Institute) of the Japan Meteorological Agency, during the 7 years from FY1984 through FY1990. This report consists of two parts. Part I describes development of four original instruments for cloud and radiation measurements in the research program "Development of Instruments and Methods of Cloud and Radiation Observation" (FY1984-86). Part II contains the results of various research activities in the research program "Field experiments and Theoretical Modeling of Cloud-Radiation Processes" (FY1987-90).

Part I Development of Instruments and Methods of Cloud and Radiation Observation (FY1984-86)

Four unique instruments for cloud and radiation observation have been developed in this research program. A major purpose of our cloud and radiation observations is to make clear the relationship between the radiative properties of clouds and their microphysical and macrophysical structures. In order to start cloud observations at the MRI, especially *in-situ* aircraft observations, for which our experiences and instruments had been very poor, development of new devices was required. These should give more detailed information on cloud microphysical and radiative properties than obtained by the conventional instruments. The newly developed four instruments are a special video sonde for measuring cloud particles, an airborne video-microscope for cloud particle measurement, an airborne measuring system of cloud interstitial aerosols, and an airborne multi-channel cloud pyranometer system. With a combined use of the first three instruments, three dimensional distributions of cloud forming particles can be measured. Further, the development of multi-channel cloud pyranometers may improve our understanding of the relation between solar spectral reflectances and cloud microphysical properties. The characteristics of the instruments developed are described in each separate section in Chapter 1.

1) Cloud Particle Video Sonde (Sec. 1.1)

A special sonde for measuring cloud particles, which is named a Cloud Particle Video Sonde (CPVS), has been developed. When a CPVS quipped with a small TV camera is

-11 -

Technical Reports of the MRI, No.29, 1992

launched into clouds, it transmits to the ground station images of hydrometeors in the size range from 7 μ m to 2 cm as well as meteorological element data in clouds, at a frequency of 1.6 GHz. The particle image signals are received and recorded on a VTR, and simultaneously displayed on a CRT. At the same time, data on meteorological elements are printed out from a digital analyzer. Afterward the particle image information on the VTR is read out for analyses of hydrometeors in clouds. Using the collection efficiency of the CPVS for water droplets determined from a laboratory experiment, the number concentration of cloud particles and the variation of their size distributions with altitude can be calculated. The CPVS, thus designed, was tested in field observations for several cloud layers, and showed good performance.

2) Airborne Video Optical Miroscope for Measuring Cloud Particles (AVIOM-C) (Sec. 1.2)

A new system has been developed for measuring cloud particles on board aircraft. The system consists of three parts: cloud-particle detection unit, image display and recording units, and control unit. The detection unit mounted in the nose part of an airplane has three components : two shutters for adjusting the timing of sampling, stepping hydrophobic-glass stages and an optical microscope with a CCD video-camera. From images of cloud particles on a cathode-ray tube, the phase of cloud particles (water or ice), size, shape, and number are immediately identified visually. The images of cloud particles are simultaneously recorded on a video-tape recorder (VTR). After flight, the image information is easily read from the VTR and processed by a particle-image analyzer to get further information. Collection efficiency for particles larger than 5 μ m in diameter is estimated to be 100% in the case of flight speeds greater than 50m/sec. Airborne test observations showed that the system can provide high-quality images of cloud particles in the size range of 5 to 150 μ m in diameter with a time resolution of 1.4 seconds. The liquid water content calculated from the image of particles were compared with those by a Johnson-Williams hot-wire probe.

3) Airborne Instrument for Measuring In-cloud Aerosol Particles (Sec. 1.3)

A new airborne instrument for measuring in-cloud aerosol particles has been developed. Efficient separation of cloud-interstitial aerosols from cloudy air containing cloud droplets and/or ice crystals was accomplished using a virtual separator which was designed to discriminate interstitial aerosols from cloud particles with sizes above 2 μ m. The cloudinterstitial aerosols, thus separated, were confirmed to be smaller than 2 μ m in diameter. Aerosols smaller than 2 μ m are then piped through to an optical particle counter and/or an

-12 -

aerosol sampling device. To prevent the instrument from icing, a deicing heater was installed, especially around the air inlet nose of the instrument. Airborne tests proved its good performance in measuring the size distribution of cloud-interstitial aerosols.

4) Airborne Multi-channel Cloud Pyranometer System (Sec. 1.4)

A spectro-radiometer system for airborne measurements of cloud radiative properties has been developed. The instrument consists of a pair of multi-channel pyranometers, each of which is installed on the top and the bottom of aircraft fuselage to measure the downward and upward solar fluxes, respectively. The multi-channel cloud pyranometers (MCPs) provide nearly monochromatic solar fluxes at nine wavelengths, between 0.42 μ m and 1.65 μ m including 0.76 μ m and 0.94 μ m in the O₂ and H₂O absorption bands, respectively, using interference filters with very narrow band widths. The interference filters are built in a rapidly rotating wheel. Solar radiation passing through a filter is instantly detected by a silicon photodiode for wavelength $\lambda < 1 \ \mu$ m and by a germanium photodiode for $\lambda > 1 \ \mu$ m. From measurements of the downward and upward solar fluxes by MCPs over a cloud layer, we can obtain the spectral distribution of reflectances of the cloud layer. The performance of MCPs was confirmed through laboratory calibrations and airborne tests.

Section 1.5 summarizes the characteristics of the developed instruments. The instruments for airborne use were subjected to test flights in order to examine their performance as a combined whole system for cloud and radiation observations. They proved good performance through the test observations. However, it was revealed that the aircraft observational method should be improved in a future study to minimize errors due to high variability of clouds in terms of microphysical and radiative properties.

Part II Field Experiments and Theoretical Modeling of Cloud-Radiation Processes (FY1987-90)

As part of the WENPEX (Western North-Pacific Cloud-Radiation Experiment) in the Japanese WCRP, the Meteorological Research Institute (MRI) have operated the above titled research program during FY1987 through FY1990. The major scientific objectives of the program are threefold : one is to improve our understanding, through field experiments and theoretical modeling, of the relationship between bulk radiative properties and microphysical and macrophysical structures of stratiform clouds. Here the bulk radiative properties are such radiative characteristics, averaged over a cloud layer, as flux reflectance, absorptance and transmittance for the shortwave radiation, and emittance for the longwave radiation. The second objective is to improve the parameterization of the cloud-radiation processes used in the atmospheric general circulation models (AGCMs). For these purposes, several kinds of radiative transfer computational models for cloudy atmospheres were developed. These radiation models were used to analyze the field observation data and to simulate the radiative processes in various cloud fields. The third is to develop advanced uses of satellite data to detect and retrieve cloud parameters.

Two types of field experiments have been carried out for observations of radiative and microphysical properties of stratiform clouds. One is the *in-situ* aircraft observations for lowand middle-level clouds over the ocean around Hachijojima $(33.1^{\circ}N, 139.8^{\circ}E)$ (Chap. 2), and the other is the ground-based observation at the MRI, Tsukuba $(36.0^{\circ}N, 140.1^{\circ}E)$, for highlevel ice clouds, for which direct aircraft measurements are not available (Chap. 3). A schematic picture of the field experiments is shown in Fig. A. In these field experiments, the above mentioned unique instruments developed at the MRI have provided interesting and valuable data.

Chapter 2 gives descriptions of the aircraft observation for low- and middle-level clouds. Two aircraft (Cessna-404 and Aerocommander-685) were used to make simultaneous measurements of radiation and cloud microphysical properties including aerosols. Synchronized formation flights by the two aircraft were adopted to obtain simultaneous data on radiation and clouds (Sec. 2.1). The instrumentation for the aircraft observation is explained in Section 2.2. The aircraft observation was carried out during September 19-21, 1987 (FY1987), March 28-30, 1989 (FY1988), December 20-23, 1989 (FY1989), and December 13-16, 1990 (FY1990), mostly for stratiform water clouds and partly for scattered cumulus cloud fields.

The data obtained are summarized in the data directory in Supplement A.2, and they are available to every researcher who wants to use them. Examples of the data are shown in Section 2.3 for several typical cases of stratiform clouds observed in each fiscal year. In the section, the GMS satellite images at the observation dates, observational flight paths, vertical and horizontal distributions of the measured radiative fluxes and cloud microphysical properties are shown in figure form. These data are being analysed from various points of view, and some results are presented in the following Sections 2.4–2.8.

From these analyses, a general feature of winter stratocumulus clouds, which are one of the typical clouds over the western North-Pacific region, could be specified as follows. Winter stratocumulus clouds over the warm ocean ($Ts \approx 20^{\circ}$ C) around Hachijojima usually coexist with scattered cumulus clouds below the stratocumulus layer. At the cloud top, there

-14 -

Technical Reports of the MRI, No.29, 1992

is frequently a strong temperature inversion, and above that the atmosphere is usually very dry. The microphysical structure of the stratocumulus clouds is fairly inhomogeneous both vertically and horizontally.

Section 2.4 analyzes the microstructures of non-glaciated and partly glaciated (mixed phase) stratocumulus clouds, observed on December 13 and 14, 1990, respectively, of which cloud top temperatures were nearly same with -4° C. In the water cloud without glaciation, the liquid water content generally increased and the cloud droplet size distribution became wider from the cloud base to the top, although the concentration of cloud droplets was almost constant throughout the layer. On the other hand, in the partly glaciated stratocumulus cloud, ice crystals were found in the upper part of the cloud layer and, horizontally, in some sporadic regions. Ice crystals have grown by the deposition and / or riming processes during dropping down through the cloud layer, and then melted in the lower part of the layer where the liquid water content was largest.

In Section 2.5, aerosols within and without clouds have been measured by using the airborne instrument for measuring in-cloud aerosols developed in Section 1.3. The aerosol measurements have brought interesting features on aerosol behaviors associated with cloud formation. A significant decrease as much as 65% in volume was noticed in cloud-interstitial aerosols, compared with aerosols outside clouds, in the sub-micron size range with radii between 0.15 μ m and 1 μ m. This means that the sub-micron aerosols are thought to have efficiently worked as condensation nuclei of cloud droplets. However, an electron-microscopic analysis of aerosol samples has also shown that cloud-interstitial aerosols were also hygroscopic such as sea salt particles and ammonium sulfate particles. This suggests that there were areas of low supersaturation and/or under-saturation even in the clouds.

Section 2.6 describes an estimation of cloud parameters from spectral reflectances measured by the airborne multi-channel cloud pyranometer system (MCP) developed in Sec. 1.4. In this remote sensing procedure, cloud layers are assumed to be locally plane-parallel, and vertically homogeneous. Optical thicknesses at wavelength $\lambda = 500$ nm and effective particle radii of water clouds are simultaneously estimated from reflectances at a visible channel of $\lambda = 500$ nm and a near-IR channel of $\lambda = 1650$ nm. Next, cloud liquid water content can be estimated from reflectances at $\lambda = 760$ nm in the O₂ absorption band, under the assumption that the cloud altitude is known, and then the amount of oxygen molecules per unit path length is known. Then the integrated liquid water path and geometrical thickness of the cloud layer, and cloud droplet concentration can be evaluated as by-products from

Technical Reports of the MRI, No.29, 1992

combining the above-inferred cloud-physical parameters. Finally, mean water vapor amounts within clouds can be retrieved from reflectances at $\lambda = 938$ nm in the water vapor absorption band. The estimated cloud-physical parameters reasonably agreed with the *in-situ* measured parameters. However, the estimated effective particle radii and liquid water contents were generally larger than those measured directly with an FSSP probe and a KING hot-wire probe, respectively.

A case study of radiation budget analysis is described in Section 2.7 for the stratiform water cloud observed with the synchronized flights of two aircraft on March 30, 1989. Simulation calculations which adopted the optical thickness and effective particle radius estimated from the spectral reflectances measured by the MCP yield the reflected and transmitted solar radiation fluxes coincident with the measured fluxes. The observed solar absorptance of the cloud layer is almost equal with the simulated one; the so-called abnormal absorptance was not recognized in this case. In order to adjust the optical thickness (or integrated liquid water path), however, we had to increase the liquid water content measured with the KING hot-wire probe by as much as three times, which suggested that the measured liquid water content might be underestimated. For the same case, a spatial distribution of effective particle radii in a wide area was estimated from a satellite data analysis for ch. 3 (3.7 μ m) data of NOAA/AVHRR (Sec. 2.8).

Section 2.9 summarizes the aircraft observations for stratiform clouds. Here it is pointed out that there remains much uncertainty in aircraft observations of cloud microphysical properties, and that there is a discrepancy between *in-situ* measured effective particle radii and liquid water content and those retrieved from the spectral solar reflectance measurements.

Chapter 3 describes the ground-based observation of high-level ice clouds, for which no research aircraft is available in Japan. One main purpose of the ground-based measurements of ice clouds is to accumulate simultaneous observation data on optical properties and microphysical structures of cirrostratus clouds associated with midlatitude fronts. For that, we have organized a ground-based observation system combining various instruments (Sec. 3.1). The measured data involve cloud height, thickness and backscattering profiles measured by an MRI lidar system, vertical profiles of ice crystals as well as temperature and humidity measured by an improved cloud particle video sonde, the solar and infrared irradiances measured by various radiometers, cloud optical thicknesses by a sunphotometer, and the spectral zenith radiance in the 10 μ m window region by an FTIR

-16-

radiometer. The concurrent NOAA satellite data were also archived and analyzed. The ground-based observations were carried out at the MRI, Tsukuba (36°03'N, 140°08'E) during six days of December 11, 1987, June 22 and 30, 1989, October 29, 1990, and November 1 and 19, 1990. In this report, we mainly present the results for cirrostratus clouds observed on June 22 and 30, 1989. On both days, cirrostratus clouds were observed and appeared very similar to each other. They were associated with a Bai-u front (June 22, 1989) and a warm front of a coming low pressure system (June 30, 1989), respectively.

The cloud particle video sonde described in Sec. 1.1 has been improved to a Hydrometeor Video Sonde (HYVIS) which has two small TV cameras with different magnifications to take images of hydrometeors from 7 μ m to 10 mm in size. The HYVIS has been applied to the ground-based ice cloud observations (Sec. 3.2). The microphysical structure of the cirrostratus on June 22, 1989, which was analyzed from the HYVIS data, can be specified as follows: the cirrostratus was caused by an upgrading warm air mass associated with the northward moving Bai-u front which had stayed south along the Japan Islands, with an estimated updraft speed of ~10cm/sec. The dominant shape of ice crystals was a hexagonal column, whose size increased from the cloud top to bottom. This reveals that deposition process was the major ice forming mechanism in this cloud. The concentration of ice crystals was of the order of 10⁵ per m³.

Section 3.3 explains the lidar system used in the ice cloud observations. Under proper conditions, the lidar can provide information on the heights of cloud base and top, cloud geometrical and optical thicknesses, phase of cloud particles by depolarization measurements. With our lidar system, however, successful estimation of the optical thickness was limited to thin clouds with optical thicknesses less than about 3. Moreover, the lidar observation has an advantage in getting information on time variations of the structure of ice clouds.

Various radiation measurements taken in the ground-based observation system are explained in Section 3.4. A correction procedure for the optical thickness measurement by the sunphotometer is discussed through simulation calculations by a Monte Carlo method for multiple scattering effects into the sunphotometer's field of view. With this correction, the visible optical thicknesses as large as about 10 were successfully estimated from the sunphotometer measurement.

Section 3.5 presents results of a synthetic analysis of various data from the groundbased observations for the cirrostratus clouds on June 22 and 30, 1989. From the HYVIS image analysis, the size distributions of ice crystals averaged over the cloud layer were

-17 -

Technical Reports of the MRI, No.29, 1992

obtained. The size distribution is approximated with power law distribution functions. The mean exponent is estimated to be 3.24. Combining the sunphotometer measurement with the solar flux measurement, the solar flux transmittances were related to the visible optical thicknesses and compared with the simulated transmittances computed for some model ice clouds. The transmittances were coincident with each other within an error of 3% for optical thicknesses of $3\sim10$.

The effective downward emissivity in the 10 μ m window region was estimated from the IR radiation thermometer measurement. In the procedure, effects of the atmospheric radiation below cloud layers were corrected by considering time variations of cloud-base heights and temperature and humidity profiles measured by the lidar and radio sonde observations, respectively. This effective emissivity was correlated with the visible optical thickness. Spectral distributions of the down-coming atmospheric radiation were measured by an FTIR spectrometer in the IR window region (800-1200cm⁻¹). The observed spectra were compared with simulated ones which were computed assuming spherical ice particles with the measured power law size distributions. From the comparison, we could estimate IR optical thicknesses at $\lambda = 10 \ \mu$ m and lower-limit sizes of the power law distribution. The estimated IR optical thicknesses were about twice the visible optical thicknesses.

Concurrent NOAA satellite data over the Japan area were analyzed. The brightness temperature differences between ch. 4 and ch. 5 of AVHRR data of NOAA-11 satellite were compared with those computed for model ice clouds with the observed exponent but for different lower-limit sizes in the power law size distribution. The results show that the satellite brightness temperatures mostly scatter between calculated values with the lower-limit sizes of 4 μ m and 16 μ m. Through this ground-based observations of ice clouds, it was for the first time confirmed that there is a close correlation between the existence of small ice crystals of the order of 10 μ m and large differences in the brightness temperatures observed by the different IR channels.

Chapter 4 gives descriptions on the theoretical modeling of the transfer of solar radiation in broken cloud fields (Sec. 4.1) and horizontally inhomogeneous water cloud layers (Sec. 4.2), a newly developed Line-by-Line calculation of the atmospheric absorption spectrum (Sec. 4.3), and a newly developed infrared radiation scheme for AGCMs (Sec. 4.4).

In Section 4.1, Monte Carlo calculations have been performed for various cumulus field models in order to parameterize the reflection of solar radiation from broken cloud fields. The results with the effects of cloud-cloud interaction and enhanced illuminated area are compared with those by the plane-parallel approximation. It is shown that the enhanced illuminated area effect is the most effective for the broken cloud fields. The effective cloud fraction is then parameterized by considering the above two effects both for non-reflecting and reflecting underlying surfaces. The effective cloud fraction is a non-linear function of the cloud cover viewed normally and the area enhanced ratio, indicating that the plane-parallel approximation is, in general, not satisfactory for finite cloud fields. The parameterization scheme yields a reasonable approximation to Monte Carlo results for finite cloud fields.

An approximate numerical computation method has been developed for the transfer of solar radiation in horizontally inhomogeneous cloud layers (Sec. 4.2). The method is a P-3 approximation extended to a two-dimensional space. The method was applied to inhomogeneous cloud models based on the aircraft observations, and the effects of horizontal inhomogeneity on the solar reflection were studied. The results show that, at visible wavelengths, inhomogeneous clouds reflect, at most, 8% more than homogeneous counterparts with the same mean liquid water contents do.

Section 4.3 proposes a new Line-by-Line method developed to calculate the spectral absorption coefficients of absorption lines with a Voigt line shape in the terrestrial atmosphere. In the method, the Voigt line shape is decomposed into several sub-functions, with even quadratic functions used as sub-functions. This functional form allows for easy estimation of the half-width of the sub-function. The final spectral absorption is obtained by the superposition of independent spectral absorption coefficients. The finer details of the absorption spectrum are then examined to determine whether they are zero or not at every grid point. This procedure eliminates unnecessary calculations in interpolations of absorption coefficients from coarser to finer resolution and also saves storage capacity. This method has also been applied to several problems in the field of atmospheric radiation.

In Section 4.4, an accurate but computationally fast scheme of the infrared radiative transfer is developed based upon the multi-parameter random model to be used in climate and numerical prediction models. The entire infrared spectrum is divided into four spectral regions, 20-550, 550-800, 800-1200 and 1200-2200 cm⁻¹, including the H₂O rotation and 6.3 μ m bands, the CO₂ 10 and 15 μ m bands, and the O₃ 9.6 and 14 μ m bands. The continuum absorption of H₂O is incorporated in all the spectral regions. The mean diffuse transmittances for homogeneous paths are calculated by the multi-parameter random model. The transmittance calculations through inhomogeneous atmospheres are carried out by the

Technical Reports of the MRI, No.29, 1992

modified Godson method, which independently uses the Godson method to the line and wing parts of the transmission function. When the transmission functions vary rapidly in the vertical integral in a GCM scheme, transmittances are calculated only between the half-levels of the vertical coordinate, while the Planck fluxes are evaluated at both the half- and full-levels. The vertical integral in one layer can be represented with two terms: one for a temperature profile with no inversion and the other for a profile with inversion. The errors in heating rates calculated by this scheme for the model atmospheres are less than 0.3 K/day in the troposphere and stratosphere and less than 0.8 K/day above the stratopause. The errors in radiative fluxes are less than 1 W/m^2 both at the surface and the top of the atmosphere.

Chapter 5 describes the use of NOAA satellite data in the cloud and radiation study. In Section 5.1, the processing procedures of various radiometer data (AVHRR, HIRS, MSU, SSU) on board the NOAA-series satellites. The processing computer programs are now ready for use at the MRI, and they have improved quantitative uses of the satellite data in a more advanced way.

In relation to the ground-based observations of ice clouds, sensitivity of the multichannel HIRS data on high-level ice clouds has been studied. The results show that the HIRS data of ch. 4 through ch. 10 (except ch. 9) can be used to detect ice clouds and to estimate their cloud physical parameters. It is also shown that the solar reflection characteristics at ch. 19 $(3.7 \mu \text{ m})$ is promising in the discrimination of phases of cloud particles (water or ice).

In Supplement A.1, the instruments used in the field experiments are summarized in tabular form. Appendix A.2 gives the directory of data obtained in the field observations. Publications and reports of research results are listed in A.3.

(S. Asano)

- 20 --

第 | 部

雲及び放射の総合観測手法の研究

Development of Instruments and Methods of Cloud and Radiation Observation (1984-86年度)

主任研究者: 植村 八郎1) 岡林 俊雄2)

物理気象研究部: 中山 嵩¹⁾ 伊藤 朋之 松尾 敬世 村上 正隆¹⁾

高層物理研究部: 金沢五寿雄 池上三和子 浅野 正二 忠鉢 繁 塩原 匡貴3)

応用気象研究部: 田中 豊顕 三上 正夫¹⁾ 岡田 菊夫³⁾

台風研究部: 市村市太郎1) 正村 敬三1)

1) 1985-86年度, 2) 1984年度, 3) 1986年度

謝 辞

本研究の遂行に当り,各方面から方々からなみなみならぬ御協力をいただいた。各研究はもち ろんのこと,管理部門,とりわけ当時の企画室重原好次氏,高橋 昭氏,横山 博氏には大変お 世話になった。また,雲粒子ゾンデの開発に当り,高層気象台,筑波山測候所には施設の提供を いただいた。飛行機観測においては八丈島測候所の職員の皆様に協力をいただいた。以上,記し て御礼申し上げる。

第1章 雲と放射の観測手法の開発

(Development of instruments and methods of cloud and radiation observation)

1.1 雲粒子ゾンデシステムの開発*

(Development of Cloud Particle Video Sonde)

1.1.1 はじめに

雲の放射特性を調べる上で雲粒の数濃度,粒径分布,氷晶の数濃度・粒径分布・結晶形,雲水 量,雲氷量等の空間分布は雲の微物理特性を記述するパラメータとして重要である。ミリ波レー ダ・ライダー・マイクロウェーブラジオメータ等のリモートセンシングの方法は,今日までに広 く用いられるようになってきたが,これら間接的方法だけでは上述のパラメータを的確に把握す る為には不十分で,何らかの直接的な測定手法が必要である。現在,諸外国においては,雲の直 接観測は主に,J-W 雲水量計・Forward Scattering Spectrometer Probe (FSSP)・2-D Optical Array Probe 等を搭載した航空機によって行われている。しかし,航空機観測は航空機の飛行性 能や安全性の見地から対象とする雲が制限されることや,搭載している測定機器が雲粒と氷晶の 識別能力が不十分であるなどの問題点をかかえていることも事実である。このような航空機観測 の欠点を補うため,これとは別に,上述パラメータを直接測定する手法として,気球搭載用の特 殊ゾンデ (TV 雲粒子ゾンデ)を開発した。

気球を用いて雲内の雲粒子・降水粒子を直接測定しようとする試みは,すでに Magono and Tazawa (1966) や Hill and Woffinden (1980) によってなされている。しかし, Magano and Tazawa の Snow Crystal Sondeは,雲粒のレプリカの信頼性と観測後ゾンデを回収しなければな らないという点で問題があった。一方, Hill and Woffindenの開発したゾンデは回収の必要はな いが,過冷却の雲水量に関する情報しか得ることができない。TV 雲粒子ゾンデは TV カメラに よって撮影された雲粒子・降水粒子の映像をリアルタイムで地上に電送することによって,その ような問題点を克服した。

本章では,システムの概要, TV 雲粒子ゾンデの構造,地上における性能試験, 飛揚試験の順に 述べる。

^{*} 村上正隆 (M. Murakami), 松尾敬世 (T. Matsuo), 中山 嵩 (T. Nakayama), 植村八郎 (H. Uemura), 岡林俊雄 (T. Okabayashi)

1.1.2 システムの概要

Fig. 1.1.1 に示すように、気球(3 kg)に搭載した雲粒子TVゾンデによって撮られた雲粒子の 映像は、1.6GHz帯マイクロ波を使用し、周波数変調(FM)にて地上に電送される。地上の受信 装置は、直径1mのパラボラアンテナを持つ自動追尾型レシーバー(RD65A;明星電気K.K.)で ある。これは通常のレーウィンゾンデ観測に用いられるもので、この装置に低ノイズ増幅器とF M復調器を付加することにより、TV 雲粒子ゾンデからのビデオ信号を受信することが可能とな る。この装置で受信したビデオ信号をTVモニターに与えるとともに、VTRに収録する。同時 に Time Code Generatorからの時刻信号をTVモニターに表示し、VTRに収録する。同時 に Time Code Generatorからの時刻信号をTVモニターに表示し、VTRに収録することもでき る。又、TVモニターを見ながら Hard Copyをとることもできる。観測後、録画したビデオテー プをイメージアナライザーを用いて自動的に解析し、粒径分布等を得ることも可能である。 Photo 1.1.1、Photo 1.1.2にレーウィンゾンデと連結した雲粒子TVゾンデとデータ収録装置の写 真を示す。



Fig. 1.1.1 Block diagram of the CPVS system.

-24-

気象研究所技術報告 第 29 号 1992



Photo 1.1.1 Photograph of the CPVS coupled with a rawinsonde.

1.1.3 雲粒子 TV ゾンデ

(1) 雲粒子 TV ゾンデの原理

雲粒子TVゾンデによる雲粒子・降水粒子の測定原理をFig. 1.1.2に模式的に示す。ゾンデは上昇しながら、ゾンデのフード上面の取込口を通して雲粒子・降水粒子を一端フィルム表面に受けて、フィルム下側にある小型TVカメラでフィルム上の粒子を撮影し、TVカメラからの映像信号をFM変調し、リアルタイムで地上へ電送する。

(2) 装置の構造

TV 雲粒子ゾンデは大きく分けて, ①粒子捕捉部, ②検出部, ③送信部, ④電源部から成っている。

気象研究所技術報告 第 29 号 1992



Photo 1.1.2 Photograph of data acquisition system of the CPVS ; TV monitor, time code generator, VTR and hard copy processor.



Fig. 1.1.2 Schematic diagram of the CPVS.

-26 -

気象研究所技術報告 第 29 号 1992

粒子捕捉部は, Fig. 1.1.3に示すように, 粒子捕捉用フィルムと, その巻き上げ機構からなる。 フィルムはTV雲粒子ゾンデ・フード上面の粒子取込口(10mm×10mm)とTVカメラの光学系 の間を間欠的に送られ,常に新しいフィルム面で粒子を捕捉するようになっている。使用してい るフィルムは,透明な現像用16mmリーダーフィルムで,表面にはシリコン樹脂(KC-88:信越 科学K.K.)を塗付,撥水処理を施してある。これにより,微水滴はフィルム面上でほぼ半球とな り,鮮明な粒子映像を得ることができると同時に正確な粒径測定が可能である。現在フィルム送 りは,10秒間フィルムを静止し捕捉される粒子群を連続撮影し,次の1秒間でフィルムを10mm 巻き上げ新しいフィルム面を引き出す動作を繰り返し行うように設定してある。フィルムの巻き 上げは,低温条件に強い小型DCギャードモーター(MA1616M11)を使用しChainを介してフィ ルム巻取軸を廻す簡単な機構である。フィルム長は300cmで,50分間,高度15kmまでの観測に十 分である。



Fig. 1.1.3 Cutout view of the CPVS.

-27 -

気象研究所技術報告 第 29 号 1992

検出部は10倍の顕微鏡用対物レンズを付けた白黒の小型TVカメラ(TVC-3110:Koyo)である。12インチTVモニター上での総合倍率は300倍である。この倍率は対物レンズを交換することにより120倍から600倍の間で変更可能である。TVカメラの最低被写体照度が10ルクスとやや感度が低いので、粒子取込口の上方に2.5Vニップル球を取り付け粒子捕捉面を照明した。

TV カメラからのビデオ信号は cut-off frequency=1MHz の Band-Pass Filter を通して帯域を 制限し, Video Amplifier で増幅した後, FM 送信器に入力する。FM 送信器の搬送周波数は 1660~1700MHz の間の1点に設定されており,その送信電力は0.6Wである。

電源には±20VDC, 0.45Aを取り出せる注水電池を使用し,電池から放出されるガスがゾンデ に悪影響を及ぼさないように,ゾンデ本体の外側に取り付けた。

粒子捕捉部は常に外気温になるように,フード側面にフィンを付け通風効果を良くした。一 方,検出部のうち,TVカメラ本体およびエレクトロニクス部は発砲スチロール箱の内に密閉し, 低温の外気から保護してある。

雲粒子 TV ゾンデの仕様に関する詳細は Table 1.1.1 に示す通りである。

1. 粒	子検出部	
1.	粒子観測倍率 300倍(on 12 inch TV MONITOR)
	(10倍文	物レンズ使用時)
2.	粒子観測インターバル	10秒
3.	総合観測時間	40分以上
4.	観測粒子の分解能	5ミクロン
5.	ビデオ画像	Black and White
6.	TV CAMERA	350 line (太平)
		60 Hz (垂直)
2.電	杀戾〕	
· 1	. データ伝送用送信電力	0.6W
2	搬送周波数带	1660~1700 MHzの内の1波
3	. ビデオ帯域幅	DC~1 MHz (-3dB)
4	. 変調型式	FM
5	占有带城幅	4 MHz以下
6	送信アンテナ利得	0 dB
3. 電	፤池 注水電池9W(±20▼	7)
4. 夕	量重于	
С	PVS外寸16×16×58 cm	重量約 2 kg

Table 1.1.1 Specifications of the CPVS.

(3) 温度試験

高度10~15kmまで測定を行う場合,雲粒子TVゾンデは広範囲な環境温度下で正常に作動する ことが要求される。そこで+60~-40℃の範囲で,TVカメラの動作試験,フィルム巻き上げ機 構の動作試験,低温下でのフィルムの硬化試験,送信器の出力,周波数試験を行った。その結 果,-40℃までTVカメラからは良好な映像が得られ,またフィルム巻き上げ機構も正常に動作 することが確かめられた。送信器の送信電力変化,周波数変化もFig. 1.1.4 及びFig. 1.1.5 に示す ように,それぞれ±0.1W,±2 MHz 以内におさまり,実用上問題のない値であることが確かめ られた。



Fig. 1.1.5 Temperature dependency of carrier wave frequency.

-29-
(4) 捕捉効率の検定

雲粒子 TV ゾンデによって単位時間に測定した雲粒子の数から大気中の数濃度を求める式は,

$$nr = \frac{Nr}{S \cdot (V + v_{s}) \cdot E(r, V)}$$
(1.1.1)

nr : 半径 *r* の粒子の空間数濃度

Nr : 単位時間当たりに測定される半径rの粒子数

S : 撮影視野面積

V : ゾンデ上昇速度

v,: 半径 *r* の粒子の落下速度

E(r, V): ゾンデ上昇速度Vのときの半径rの粒子の捕捉効率

で表わされる。雲粒子の場合,落下速度 υ, はゾンデ上昇速度 V と比べて無視できるので,捕捉効 率 E (r, V) がわかれば空間数濃度を求めることができる。

雲粒子 TV ゾンデの粒子捕捉効率の検定は,気象研究所小型風洞を用いて行った。粒子の捕捉 効率が理論的(Ranz and Wong, 1952)にも実験的にも良くわかっている幅 3 mm のリボン状捕 捉面と雲粒子 TV ゾンデを一定時間,微水滴を含む気流に露出し,その数を比較することによっ て雲粒子 TV ゾンデの粒子捕捉効率を求めた。捕捉面に衝突する微水滴の測定には酸化マグネシ ウム法(Maruyama and Hama, 1954)を用いた。Fig. 1.1.6 にゾンデによる捕捉雲粒の粒径と捕



Fig. 1.1.6 Droplet collection efficiency of the CPVS at airspeeds of 3 m/sec(\triangle), 5m/sec(\bigcirc) and 7m/sec(\bigcirc).

- 30 -

提率との関係を示す。風速はゾンデの上昇速度を考慮して、3、5、7 m/sec の場合を用いた。 各風速は丸、三角、四角で表わされている。風速によって捕捉効率が大きく変化する傾向はみら れない。通常のゾンデの上昇速度は5 m/sec であるので、今回は風速5 m/sec の時の捕捉効率で 代表した。30 μ m 以上の粒子については、捕捉された粒子数が少なくバラツキが大きいので、 10~30 μ m の粒子の捕捉効率の変化傾向を外挿して50 μ m で捕捉効率が1になると仮定した。

1.1.4 飛揚実験の結果

雲粒子 TV ゾンデとレーウィンゾンデを同一気球に連結して,雲の微物理学的構造の観測を 行った。観測は1986年5月30日早朝に筑波地区(高層気象台構内)で行われた。その時の地上天 気図をFig. 1.1.7に示す。前線を伴う発達した低気圧が日本列島の南岸沿に東北東進しており,今 回観測したのは,四国南岸に中心を持つ低気圧から東に延びた温暖前線に伴う層状性の降水雲で あった。



0300 30 MAY 1986

Fig. 1.1.7 Surface weather map for 0300 JST 30 May 1986.

観測気球は04時16分に放球され, Fig. 1.1.8の気球の上昇曲線が示すように約5 m/secの上昇速 度で約40分を要して雲頂高度12km に到達した。測定された気温・湿度・風向・風速の鉛直プロ フィルと, 雲粒・雨滴・氷晶の観測された高度をFig. 1.1.9に示す。雲粒から成る水雲は, 主に0℃ 高度より低い所で数回観測されたが, 厚さ数10m程度で雲粒数濃度の低いものであった。観測さ れた粒子の大きさ(氷晶の場合は長径)を観測時刻・高度・気温の関数として Fig. 1.1.10 に示 す。

1.1.3(4)で決めたゾンデの粒子捕捉効率と、気球の上昇速度を用いて、Fig. 1.1.10から雲粒・氷 晶の数濃度・粒径分布を求めた。ただし、ゾンデによる氷晶の捕捉効率は微水滴の捕捉効率と同 じと仮定した。Fig. 1.1.11 は、雲粒について、0.5~2 km、2~4 kmの区間の平均粒径分布を示 す。雲粒の数濃度が10⁻¹個/cm³ (10²個/1) と極めて低い値になっているが、これは雲のない所 も含めて平均した為で、雲内では10個/cm³程度であった。雲粒の粒径分布は高度によって大差な かった。Fig. 1.1.12 は、氷晶について、4~6 km、6~8 km、8~10 kmの区間での平均粒径分 布を示す。氷晶の数濃度は数10個/1と比較的高濃度であった。特に高度6.3~6.8 km、気温-12 ~-14℃付近では10³個/1と非常に濃度の高い氷晶雲が観測された。Fig. 1.1.12 から明らかなよ うに、高度が低くなるにつれて粒径分布は幅広くなり、相対的に大きな氷晶(雪結晶)が増加し ている。





-32 -



Fig. 1.1.9 Vertical profiles of temperature, humidity, wind velocity and direction. (c.d.): cloud droplet region, (r.d.): raindrop region, (i.c.): ice crystal region.



Fig. 1.1.10 Maximum dimension of cloud droplets(\cdot) and ice crystals(*) as a function of height (temperature). Observation time is shown as a reference.

Fig. 1.1.13に, 雲粒 ($d < 50 \mu$ m) と氷晶 (d < 1mm)の空間数濃度と空間質量濃度 (雲水量・雲 氷量)の鉛直分布を示す。ただし,高度 4 ~ 8 km では,氷晶を hexagonal plate とし, 8 ~ 10 kmでは column として,次式を用いて氷晶の大きさ*d* (cm)から氷晶の質量*m* (g)を求めた。

$$m = 8.25 \times 10^{-3} d^{2.474} \tag{1.1.2}$$

$$m = 2.37 \times 10^{-2} d^{2.77} \tag{1.1.3}$$



(1.1.2)式および(1.1.3)式は氷晶の c 軸と a 軸の長さの比を考慮した,氷晶の大きさと bulk density に関する実験式 (Pruppacher and Klett, 1978) から導出したものである。

Photo. 1:1.3-1.1.6 に色々な高度で雲粒子 TV ゾンデによって観測された雲粒・氷晶の例を示 す。氷晶はほとんどが板状結晶または柱状結晶で,その結晶形から比較的低過飽和領域で成長し たものと思われる。



Fig. 1.1.13 Vertical change in number concentrations and mass concentrations of cloud droplets (solid lines) and ice crystals (broken lines).

1.1.5 まとめ

本章では,雲の微物理特性を直接測定するために開発した TV 雲粒子ゾンデシステムについて 詳述し,飛揚試験の結果を記載した。飛揚試験の結果,TV 雲粒子ゾンデは高度12km 以上の高高 度から良好な雲粒子の映像を送信してくることが確かめられた。また,それらの映像を解析する ことによって,7 µm 以上の雲粒および10µm 以上の氷晶の数濃度・粒径分布の鉛直分布,雲水 量・雲氷量の鉛直分布,結晶形の鉛直分布を導出することが可能となった。

今後の問題点としては,雲粒子の映像データの大量処理がある。複雑な形状の氷晶が混在する 映像データの中から必要な情報だけを高速で処理する能力に難がある。高度な映像処理技術をシ ステムに取り入れることが今後必要となるであろう。

謝辞

TV 雲粒子ゾンデの製作には,明星電気株式会社の方々のご協力をいただき感謝致します。また,TV 雲粒子ゾンデ飛揚に際しては,高層気象台の方々にご協力をいただき感謝致します。



Photo 1.1.3 Examples of cloud droplet (upper) and ice crystal (lower) images.



Photo 1.1.4 Examples of ice cryatal images.

- 37 -





Photo 1.1.5 The same as Photo 1.1.4 except for different temperature regions.



Photo 1.1.6 The same as Photo 1.1.4 expect for different temperature regions.

参考文献

Hill, G. F. and D. S. Woffinden, 1980 : A balloonborne instrument for the measurement of vertical profiles of supercooled liquid water concentration. J. Appl. Meteor., 19, 1285-1292.

Magono, C. and S. Tazawa, 1966 : Design of "snow crystal sonde". J. Atmos. Sci., 23, 618-625.

Maruyama, H. and K. Hama, 1954 : On measurement of cloud particle size by means of MgO smoke. J. Meteor. Soc. Japan, 32, 167-174.

Pruppacher, H. R. and J. D. Klett, 1978 : Microphysics of clouds and precipitation. *Reidel*, 714pp.
Ranz, W. E. and J. B. Wong 1952 : Impaction of dust and smoke particles on surface and body collectors. *Ind. Eng. Chem.*, 44, 1371-1381.

1.2 航空機用雲粒子測定装置(AVIOM-C)*

(Development of an Airborne Video Optical Microscope for Measuring Cloud Particles (AVIOM-C)

1.2.1 はじめに

雲と放射の観測において、航空機による雲粒子の観測は特に重要な意味をもっている。それは 航空機の機動性によって、雲内の情報をすばやく得られることである。航空機から雲粒子を測定 する方法はKnollenberg (1981)によるFSSPと2D-Cプローブの開発によって飛躍的に進歩した。 何れもアメリカのPMS社から市販され、多くの国々で使用されている。FSSPは雲粒子による光 散乱を利用したパーティクルカウンターであり、主として水雲の観測に用いられている。一方 2D-Cは雲粒子を画像として検出するもので、個々の粒子をそれぞれ独立した"影絵"として MT に収録する装置である。これらの装置は雲粒子の観測に威力を発揮しているが、最大の欠点 は雲粒子が水であるか氷であるか、つまり雲粒子の相についての情報が得られないことである。 特に FSSP では雲粒と氷晶の区別はできない。2D-C は影絵として粒子の形状を記録しており、 雲粒と氷晶の区別ができることも多い。しかし雲粒子のように小さな粒子については、影絵から 元の粒子の形状を割りだし、相を判別することは確実性に欠ける。最大の欠点は、この方法では 100μm以上の比較的大きな粒子しか判別できないことである。自然の雲には100μm以下の氷晶 が多数存在することもあり、また雲粒と氷晶が共存することもある。こうしたことが雲の放射特 性に大きな影響を与えることから、この点の改善が望まれているところである。

雲水量の測定については熱線を用いた Johnson-Williams (略称 J-W) 雲水量計が広く用いられ てきた。この装置では、 30μ m以上の雲粒を含んだ雲の測定には、誤差がでることが知られてい る。Gayet (1986) によれば、雲粒が 30μ m以上になると、熱線に捕捉された水滴が蒸発する前 に、強い気流によって吹き飛ばされ、その結果、雲水量が実際の値より少なくなるということで ある。こうした欠点を改善するために新しく開発したのが、航空機用雲粒子測定装置 (Airborne Video Optical Microscope for Measuring Cloud Particles,略称 AVIOM-C:アビオム・シー)で ある (Tanaka *et al.*, 1989)。この装置は雲粒子を"影絵"ではなく直接、光学顕微鏡で測定する ために、 5μ m までの粒子が識別可能である。

1.2.2 システムの概要

装置は3つの部分に分かれ、①雲粒子検出部、②画像表示・記録部、③制御部から構成される。

* 田中豊顕(T. Tanaka), 松尾敬世(T. Matsuo), 岡田菊夫(K. Okada), 市村市太郎(I. Ichimura)

-40 -



Fig. 1.2.1 Schematic diagram of the Airborne Video Optical Microscope for Measuring Cloud Particles (AVIOM-C). The dimensions of the device are 250(W)×450(D)×250(H) in mm. h: hood shutter, s: sampling shutter with a rectanglar window (7mm×14mm), g: glass stages, m: optical microscope, l: light source, w: wipers, d: blower of dry heated air.

Fig. 1.2.1 に①雲粒子検出部の原理を示す。外気取り込み口から入ってくる雲粒子は2つのシャッ ター(hとs)により調整され,回転ドラムのガラス面(g)に衝突・付着する。第一のフード シャッター(h)は第二のサンプリングシャッター(s)を雲粒子の衝突・付着から保護をする役 目をもっている。第二のシャッター(s)は矩形の窓を持ち,フードシャッターと連動して,雲粒 の採集時間を精確に制御し,外気を1/100秒間,通過させる。このシャッターが無いと,航空機 が高速で飛行するため,一度に多量の雲粒が試料面に付着し,個々の雲粒として識別することが できない。このサンプリングシャッターの窓を通過した雲粒子は、シャッター面から25mm後方 に位置する直径15mmのガラス製の試料面(g)に衝突する。雲粒子を通過させたサンプリング シャッターの裏面は、シャッターの斜め後方に配置したランプ(l)からの照射光を受けて,試料 を照明する光源としても作用する。試料面は直径180mmの回転ドラムの側面に10枚配置してあ り、③制御部からの信号にしたがって間欠的に回転し、1.4秒毎に新しい試料面を露出する。試料 面は、ワイパー(w)と温風ドライヤー(d)できれいにし、再度の使用に備える。

試料面にはシリコン樹脂の塗布による撥木処理が施してあり、衝突した雲粒は一定の接触角を 保って半球状に付着する。試料面に捕捉された雲粒子はガラス板を通して裏側から観察できるよ う、回転光学ドラムの内側に、倍率×5の対物レンズ(Nikon M Plan 5)と二つの直角プリズム を介して、光学顕微鏡(m)が配置してある。接眼レンズの位置に CCD ビデオカメラを取り付 け、画像信号を同軸ケーブルで機内に導き、タイムジェネレーターを介して、画像表示の CRT と 記録用の VTR に配信する。CRT 画面上では雲粒子の相、大きさ、形、数をその場で観察し、従 来ノートに記録していた情報は音声で VTR に記録する。さらに詳細な情報は研究室で VTR の記 録を再生し、粒子解析装置(PIAS LA-500)にかけて解析することが出来る。

- 41 --

1.2.3 システム性能試験

装置による雲粒子の捕捉率は航空機の飛行速度に依存する。しかしこの装置は航空機の飛行速 度が毎秒50m以上において,直径5µm以上の粒子をほぼ100%捕捉できるように設計してある (Ranz and Wong, 1952)。この性能を確保するためには,特に装置内部の試料面直前の流速が重 要である。高速風洞を用いた地上試験と航空機による飛行試験によって性能を調べた。

(1)地上試験

高速風洞内に装置をおき,主に取り入れ口及び試料面上の風速をマノメーターを用いて測定 した。用いた高速風洞は最大100m/sまでの風速が得られるよう設計され,航空機の飛行速度の範 囲を十分にカバーできるように開発したものである。捕捉率を支配するシャッター直前の流速 は、この実験から、風洞風速U_a(TASに相当)とシャッターに直面する流速U_aとの間に

$$U_{p} = 1.09 U_{a} \tag{1.2.1}$$

なる関係が求められた。係数1.09は試料面上の流速がほぼ外気風速に等しいことを示している。

次に雲粒の捕捉状況を調べるために噴霧器を用いて人工の雲粒を連続的に発生させ,高速風洞 に吸引させた。その結果航空機の運航速度で雲粒が試料面に衝突することを確認した。試料面上 の微水滴の大きさと元の雲粒の大きさとの関係は,試料面の性質によって異なる。この装置の試 料面はガラス面にシリコン樹脂を塗布することによって調製したものであり,次の二つの実験に よって両者の大きさの関係を調べた。一つは試料面に対する微水滴の接触角の測定,他の一つは 体積の分かった微水滴と試料面上での広がりの実測である。実験の結果,雲粒の直径 d と試料面 上での雲粒の見かけ上の直径 D との間には,

$$d = FD \tag{1.2.2}$$

ここでFは換算係数で,得られた値は0.673である。

これらの実験から通常の飛行速度で運航する限り、この装置では直径 5 μ m 以上の粒子について捕捉率が 1 であること、測定範囲は 5 μ m \sim 150 μ m であることが分かった。粒径 i の雲粒の空間濃度(単位体積当りの粒径 i の雲粒数) N_i は次式で得られる。

$$N_i = n_i \swarrow (E_i U_p S t) \tag{1.2.3}$$

ここで n_i は試料面上で検出された粒径iの粒子数, E_i は粒径iの粒子の捕捉率,Sは試料面上での測定対象とする面積 1.16×10^{-2} cm², t は採取時間1/100 s である。雲水量LWC はしたがって次式で求められる。

$$LWC = (1 / 6) \pi \rho \Sigma N_i d^3$$
 (1.2.4)

ここでρは水の密度である。

(2)飛行試験

AVIOM-C の雲粒子検出部は航空機セスナ404の最先端に位置するノーズカーゴに,除震台を 介して取り付けた (Photo 1.2.1)。試料空気は,鼻の先端から突出した直径40mmのパイプを通し て,この検出部に直接衝突することが出来る。Fig. 1.2.2 に観測で得られた映像の一例を示す。 Fig. 1.2.2 (a)は雲粒 (水滴)の場合,同図 (b)は氷晶の場合である。雲粒は円形に,氷晶は板 及び柱状に見える。本格的な飛行試験は1986年12月24日,AVIOM-Cを実装したセスナ404型機に よって,八丈島上空の層状雲について行なわれた。航空機は先ず層状雲の上空を水平飛行し放射 観測を実施した後,雲の切れ目を下降し,雲底下で再び放射観測を実施した。次に11時40分,雲 底下から雲の中に入り,雲底直上で水平飛行を行い,続いて雲の中程まで上昇し数分間の水平飛 行の後,雲頂直下まで上昇して水平飛行に移った。

装置は晴空間での放射観測中も連続運転を行った。雲頂上空での晴空間に於いては粒子は観測 されなかった。ところが雲底下では、場所によって降水が観測されるところもあった。雲の中に 入ると比較的粒径の揃った雲粒が連続して観測された。Fig. 1.2.3 は機内のモニター用 CRT に表 示された雲粒子画像の一連の変化を示す。間隔は1.4秒である。また同図右側には画像に対応する



Photo 1.2.1 An inside view of AVIOM-C installed in the nose compartment of Cessna-404.



Fig. 1.2.2 (a) Cloud droplets observed on 24 December 1986 over Hachijojima.(b) Ice and snow crystals observed on 25 January 1987 over the Sea of Japan.

粒度分布の解析結果を示す。Fig. 1.2.4は解析によって得られた粒径分布と粒径別雲水量の一例で ある。

図に示した雲粒の写真及び粒度分布は、いずれも観測終了後、粒子解析装置からの制御信号で ビデオテープを再生して求めたものである。写真はビデオプリンターで得たハードコピーである。 粒度分布はフロッピーディスクに蓄えられた画像情報をもとに、航空機の飛行データをはじめ気 象要素等他のデータと共に、パソコンで解析・作図したものである。

つぎに本装置と J-W 雲水量計との同時観測の結果を示す。Fig. 1.2.5(a), (b)は AVIOM-C と J-W 雲水量計で得られた雲水量の時間変化をそれぞれ示す。両者の結果を比較すると,時間的 な変化傾向はよく一致している。しかし雲水量の値には大きな違いが認められる。両者の測定値 の10秒移動平均値から両者の量的な関係をもとめたのがFig. 1.2.6である。図から明らかなように 両者は直線関係にあるがAVIOM-Cで求めた雲水量はJ-Wで求めた値より5倍多くなる傾向が認 められる。この原因を調べるため,AVIOM-Cで求めた雲水量が個々の雲粒の粒径の測定値から 算出した値であることに着目し,次のデータ処理を行った。同じ測定値を用いて30 μ m以下の粒 子,40 μ m以下の粒子,および全粒子についてそれぞれ粒径別の雲水量を求めた。Fig. 1.2.7 は粒 径別雲水量の時間変化を示す。一方 J-W 雲水量計は,Gayet (1986)の指摘するように測定用の熱 線から雲粒が蒸発前に気流によって剝され,30 μ mより大きな粒子が存在する場合には,雲水量 を少なく見積る傾向がある。今回の測定値の違いが果してこの指摘を裏付けるものであるか否か を次に調べる。J-W雲水量計による測定値の時間変化に10秒の移動平均を施したのがFig. 1.2.8の



Fig. 1.2.3 An example of a time series of images and size distribution of cloud particles captured on successive stages.



Fig. 1.2.4 Size distribution of cloud droplets and contribution ratio to LWC.



Fig. 1.2.5 (a)Time series of LWC obtained by AVIOM-C. (b) Time series of the J-W hot wire device.



Fig. 1.2.6 Relation between LWC by AVIOM-C and LWC by J-W device.



Fig. 1.2.7 Time series of total LWC and partial LWC (<30, <40 μ m) measured by AVIOM-C.

- 47 -



Fig. 1.2.8 Comparison of LWC by J-W device with partial LWC ($<40 \,\mu$ m) by AVIOM-C.

実線である。同図には AVIOM-C で求めた40μm以下の変化が重ねて示してある。図から明らか なように両者の変化が極めてよく一致することが分る。この一致は, J-W 雲水量計は40μm以上 の雲粒子がある場合には,熱線への衝突飛散により,雲水量を著しく過小評価する可能性を示し ていると見ることが出来る。

この結果はJ-W 雲水量計の使用限界を示していることになる。つまり日本のように海洋性気団 中で大雲粒の存在が予想される雲に対しては、使用に際して、特に注意を払う必要があるという ことである。

1.2.4 まとめ

航空機用雲粒子測定装置 AVIOM-Cを開発した。この装置によって, 雲内の 5 µm~150µm の 範囲にあるすべての雲粒子(雲粒・氷晶)を映像として得ることができるようになった。サンプ リングの時間間隔は1.4秒であり, 通常の飛行で100mの水平分解能を示す。この装置の最大の利 点は粒子を映像としてとらえるため, 雲粒と氷晶をはっきり判別することができること, またこ れまで測定できなかった100µm以下の氷晶の空間濃度が得られることである。この点が, 雲の放 射特性を考える上で大きな意味を持っており, 今後, 小さな氷晶を多数含む巻雲, 高積雲, 層積 雲などの雲の放射特性観測に威力を発揮するものと考えられる。

- 48 --

さらに本装置の性能試験で,雲水量の観測値が従来から広く使用されているJ-W雲水量計の値 より5倍も多い結果が得られている。これがもし一般的な傾向として今後の観測においても認め られることであれば,従来から考えられている降水機構を再考するきっかけとなりたいへん興味 深い成果である。

謝 辞

航空機用雲粒子測定装置 AVIOM-Cは気象研究所の特定研究「雲及び放射の総合観測手法の研究」で開発されたものである。この研究計画の重要性と可能性を評価し、支援していただいた当時の企画室長高橋 昭氏をはじめとする関係官に感謝したい。また航空機のテストフライトに便 宜を与えていただいた昭和航空(株)とNHK-TV名古屋の古賀ディレクターにそれぞれ感謝する。

参考文献

Gayet, J. F., 1986 : Calibration of Johnson-Williams and PMS ASSP probes in a wind tunnel. J. Atmos. Ocean. Technol., 3, 381-390.

- Knollenberg, R. G., 1981 : Techniques for probing cloud microstructure. In : P. V. Hobbs and A. Deepak (Editors), CLOUDS Their formation, optical properties, and effects. Academic Press, London, pp. 497.
- Ranz, W. E. and J. B. Wong, 1952 : Impaction of dust and smoke particles. *Ind. Eng. Chem.*, 44, 1371-1381.
- Tanaka, T., T. Matsuo, K. Okada, I. Ichimura, S. Ichikawa and A. Tokuda, 1989 : An airborne video-microscope for measuring cloud particles. *Atmos. Research*, 24, 71-80.

1.3 航空機搭載雲内エーロゾル観測システムの開発*

(Development of a Measuring System of Cloud-Interstitial Aerosols)

1.3.1 はじめに

地球に入射する太陽からの放射エネルギーが僅か2%減少することによって,地球は大きく寒 冷化する恐れがある(Budyko, 1969)。太陽光に対する地球の惑星アルベードが2%増加した場合 も同様の寒冷化が危惧される。エーロゾルによる地球規模大気汚染の問題は,地球の惑星アル ベードへの影響と関連して関心を集めてきた。

これまでに行なわれてきた多くの研究は、雲のない大気中で、エーロゾル粒子の光吸収、光散 乱が地球の放射収支に及ぼす影響に関する問題に集中してきた。一方で、雲のある大気中で汚染 が"汚れた雲"を作り、雲の反射率を低下させる可能性が指摘されている(SCEP, 1971)。雲核 の増加は雲の微物理構造を変える。この変化は、一方では雲の反射特性を変え、他方では雲の消 長サイクルに影響を与える。雲の消長サイクルの変化は、全地球的な長期間の平均としての雲量 の変化につながる。しかし、仮にこの雲量が増加した場合の地球全体の放射収支を考えると、雲 量の増加により惑星アルベードは増大するが、一方で地球から宇宙への長波放射を妨げるため、 正味の放射収支への影響はそれほど大きいものとは予想されない。重要な点は、汚染による雲核 の増大が雲の微物理構造を変え、雲の光反射率を増大させる効果である。実際、Charlock and Sellers (1980)は、Twomey (1977)で示された雲核数と雲の光反射率の関係を彼らの一次元放射対 流モデルに適用し、エーロゾルが倍増すると雲の反射率増加の影響で気温が0.9°K 減少すること を示した。勿論、これに対する反論として、エーロゾルの吸収効果を過小評価しているという批 判(Kellog, 1981)もあって、まだ断定的なことを述べるべき段階にはない。

現時点で最も望まれることは,対流圏エーロゾルの光学的特性, 雲物理的特性の実測例を積み 重ねることである。特に雲内外のエーロゾルの諸特性の把握といった基礎的なデータ収集が急務 である。その場合, 雲の外でのエーロゾル観測は従来から行なわれている方法で充分対応できる が, 雲の中のエーロゾルについては, 観測例がきわめて少なく, 測定法は全く確立していない。

本研究の目的は,航空機による雲内エーロゾル (cloud interstitial aerosol) 観測で問題になる, 雲内エーロゾルの機内への導入方法を確立することである。そのために,雲内エーロゾルを雲粒 子と分離する手法を検討し,各種のエーロゾル計測器に導くための分離装置を開発し,実際の航 空機による試験観測を行い,その性能の確認を行った。

* 池上三和子(M. Ikegami), 伊藤朋之(T. Ito), 金沢五寿雄(I. Kanazawa)

1.3.2 装置の原理(雲内エーロゾル採取管の設定思想)

航空機を用いた雲内エーロゾルの測定はごく最近になってようやく2,3その例を見るように なってきた。Fig. 1.3.1 は,Radke (1983)の用いた方法の概略を示す。雲粒とエーロゾルを含んだ 空気を機内のステンレス容器 (90ℓ) に取り込み,重力落下を利用して雲粒を除去した後,空気 を乾燥させてエーロゾルを計測している。Radke 自身も述べているように,この方法では10μm 以上の雲流は除去されるが,10μmより小さい雲流は雲内エーロゾルとして計測されるという欠 点がある。また外気導入管内に捕捉される雲粒に対する処置がとられておらず,雲水量の多い雲 の場合管内にたまった雲水が再飛散する恐れがある。



Fig. 1.3.1 Schematic diagram of the system for measuring the size distribution of cloud interstitial aerosols on board of the aircraft (Radke, 1983).

Hadson (1984)は、次の2種類の方法を試みた。すなわち、(1)航空機の進行方向に開いたロか ら空気を取り入れ、直角に曲げた管を通すことにより、雲粒子の管壁への慣性衝突を利用して雲 粒子を除去する。(2)航空機の進行方向の逆向きに開いたロから空気を取り入れ、雲粒子の慣性 を利用して試料空気から雲粒を分離するといった方法をとっている。しかし、(1)の方法では管 壁に付着した雲水をどう処理したのかが不明であり、(2)の方法では吸引ロの周辺で複雑な気流 の乱れが予想され、雲粒の分離が効率よく起こっているかどうか判断できない。

-51 -

航空機による雲内エーロゾル観測のための空気採取にあたっては、(1)エーロゾルの粒径分布 を歪ませないような等速吸引(取入口内外の気流速度を同じにする)を行なうこと、(2)流路内の 管壁へのエーロゾル付着による損失を極力少なくすること(流路長を短くし,かつ流路の屈曲を 少なくする)、(3)雲水を流路内に溜めないこと、(4)雲粒とエーロゾルを効率よく分離すること などを充分に考慮した方法を確立する必要がある。

航空機観測における雲粒と雲内エーロゾルとの区別は粒径を基準にする以外に有効な方法はない。Fig. 1.3.2は、富士山太郎坊にかかった層状雲内で観測した雲粒とエーロゾル粒子の混合した 試料についての粒径分布である。雲粒の採取損失を避けるために、吸引チューブを用いないで、 光散乱型粒子計数器を戸外の雲の中において測定した例である。



Fig. 1.3.2 Number-size distributions of cloud droplets and cloud interstitial aerosols.

この粒径分布は直径約1µmの谷を境に、それより大粒径側と小粒径側に向かってそれぞれ粒 子数が増大していることがわかる。小粒径側へ向かっての粒子数の増大は、通常の大気エーロゾ ルの粒径分布にみられるものと同じである。大気エーロゾルの場合、直径1µmより大粒径側に 向かっては、図に点線で示したように、粒径と共に粒子数が指数関数的に減少する。この観測例 のように、直径1µmより大粒径側に向かって指数関数的に粒子数が増大するのは、通常の雲粒 の粒径分布に見られるものである(例えば, Mason, 1971)。

放射収支の立場から着目すべき大気エーロゾル粒子の直径は,約1μm以下である。雲核の場 合も直径1μm以下の粒子が圧倒的に多い。一方,雲粒の圧倒的多数は直径5μmより大きい(例

-52-

えば, Mason, 1971)。従って雲粒とエーロゾルの分離のためのカットオフ粒径は1~5μmの範 囲で設定すればよい。

通常,エーロゾルの粒径分離は,フィルターまたはインパクターを用いて行なう。しかし,今 問題にしている雲粒と雲内エーロゾルの分離には,この2つの方法はいずれも不適当である。 フィルターの場合分離された雲粒はフィルター面上に水膜をつくる。インパクターの場合は衝突 面上に水膜をつくる。これらに通気する事により,水が噴霧されて再飛散する恐れがある。

最も有望な方法は、バーチャルインパクター(virtual impactor, virtual separator とも言う)で ある。粒径分離の原理は、通常のインパクターと同じく、流れの急激な方向変化を作り、粒子の 慣性を利用して粒径分離を行なうものである。通常のインパクターの衝突面に相当する部分に固 体面を置くのではなく、静止した空気(または極めて流れの遅い空気)を衝突面として利用する。 衝突面としての実態がないインパクターという意味で、virtual という語を用いている。Fig. 1.3.3 は、バーチャルインパクターの粒径分離の原理を示す模図である。適切な流速を選べば、 Q2側に雲粒の濃縮が起こり、Q1側には雲粒は入ってこない。Q2の流れの空気を乾燥させて雲粒の 中に含まれていた不純物(核および凝縮中に混入した不純物)に関する情報を得ることができる。



Fig. 1.3.3 Schematic description of the separation of particles by a virtual impactor.

-53-

Ogren *et al.*(1985)は類似の方法により, 雲粒の化学組成を調べることを試みている。今回の場合は, Q₁の流れの空気が測定対象となる。

バーチャルインパクターの利点は、いうまでもなく分離した雲粒を系外に速やかに出すことが できる点にある。しかし、その設計は容易ではない。通常のインパクターの場合、分離効率の理 論的検証が充分行なわれており、最適設計条件が明確に決定されている(例えば、Marple and Willeke, 1976)。バーチャルインパクターの場合、分離効率を決定するために必要な粒子の軌跡を 決める方程式の境界条件がはっきり定まらないため、理論的な検討は殆ど行なわれていない (Loo *et al.*, 1976)。従って、ここでは通常のインパクターの設定基準を流用してバーチャルイン パクターの暫定設計を行ない、実測により特性を調べることにした。

1.3.3 装置の構成(製作した採取管)

Photo 1.3.1 は,今回製作した航空機観測用雲内エーロゾル採取管を,また写真の左上部に採取 管先端部を拡大して示す。両脇の2本のパイプは何も細工しない管で,外気を直接採取する場合 に用いる。中央のパイプがバーチャルインパクターを内蔵した採取管である。3本のパイプを固 定している真鍮板は,パイプを航空機の窓に取り付けるためのもので,セスナ404,エアロコマン ダー680の副操縦土席横の窓の一部に取り付けられるようにしてある。空気取入口は,航空機側 面から9cm離れている。Fig. 1.3.4 は,雲内エーロゾル採取管の頭部を示す。航空機の対気速度 は,100m/sを想定した。測定器,サンプラーの必要とする空気量を考慮して試料空気を15~20ℓ /minの流量で得ることとし,このため空気取入口の直径を2mmとした。対気速度100m/sの場 合,18.8ℓ/minの流量となる。



Photo 1.3.1 Inlet for obtaining aerosol particles in clouds. A virtual impactor is attached to the tip of the inlet tube. The impactor was surrounded by a heater.



Fig. 1.3.4 Cross-section of the virtual impactor for aircraft measurements.

等速吸引を行なうためには、下流側の管路の空気抵抗を極力少なくする必要がある。同時に、 雲粒の流路壁への付着も避けなければならない。このため、入口からすぐテーパ管で流路の拡大 を行なうが、急激な拡大は渦を発生させ、かえって空気抵抗を増し、また雲粒の管壁への付着が 起こる。空気抵抗を最小にするには、拡大角6度が適当であるが(原田、1961)、分離部までの流 路を短くすることも考慮して、ここでは13度とした。長さ26.5mmのテーパ管で、管径を2mmか ら8mmに拡大している。テーパ管出口での流速は6.25m/sとなる。

空気を機内に導くための管の屈曲により空気抵抗が生じ、やはり等速吸引の障害となるがこの 抵抗は屈曲の曲率半径を管径の2.5~5倍の範囲にとることで最小にすることができる(原田, 1961)。ここでは、曲率半径を管径の4倍にとった。

テーパ管の出口に対面する管(図中B)を流れる空気流量が,0.8 ℓ/minとなるように管Bの 下流側で調節する(機内に導入した後,流量計とバルブで調節する)。これにより,テーパ管を出 た空気の大部分(18ℓ/min)は,テーパ管とそれに対面する管(B)の間に作ったすき間(間隔 2.0mm,流れに沿って流速が大きく変化しないように設定した)を通って,エーロゾル測定器に いたる流路(図中A)に入る。この時,雲粒は流れの方向の急変に追随できずに,対面する管 (B)に突入し,0.8ℓ/minの流れに乗ってさらに下流に運ばれる。

テーパ管を出て、はじめ軸方向であった流れの方向がラジアル方向に急変する部分がバーチャ ルインパクターである。通常のインパクター理論を適用すると、粒径分離の50%カットオフ粒径 は以下のように算定される。 インパクターの粒径分離効率はストークス数

$$St = \frac{\rho_P d_P^2 U C}{9 \eta W}$$
(1.3.1)

の関数として決定される。ここで、 ρ_P は粒子の密度 (g/cm³)、 d_P は粒子直径 (cm)、Uは衝突 流速 (cm/s)、Cはカニンガムの補正、 η は空気の粘性係数 (C.G.S)、Wは衝突流の直径 (cm) である。Marple and Willeke (1976)の数値計算によれば、粒径分離効率はSt の他にレイノルズ 数 $Re = \rho UW/\eta$ 、衝突距離 (S) と衝突流直径 (W)の比S/Wにも依存する。ここで ρ は空気密 度である。例えば、Re = 3000、S/W = 1の場合、50%カットオフのストークス数を St_{50} として、 $\sqrt{St_{50}} = 0.45$ であるがS/Wが小さくなると $\sqrt{St_{50}}$ も小さくなり、S/W = 0.25で $\sqrt{St_{50}} = 0.39$ であ る。また Reが大きくなると $\sqrt{St_{50}}$ は小さくなるがその影響はS/Wの場合ほど顕著ではない。

(1.3.1)式から50%カットオフ粒径は,

$$dp_{50} = 3 \times \sqrt{\eta WSt_{50}} / \rho_P UC \qquad (1.3.2)$$

である。これに、今回作ったバーチャルインパクターの諸元を代入して、50%カットオフ粒径を 算出する。今回のバーチャルインパクターでは、レイノルズ数は、約3600であるため、*Re*=3000 のときの *St*₅₀ を使っても大きな違いはない。衝突距離*S*は、テーパ管からでた空気を横に逃がす ためのすき間の幅 2 mmをとる。衝突流直径W はテーパ管出口の径 8 mmを用いる。*S/W*=0.25 であるから、 $\sqrt{St_{50}}=0.39$ を用いる。衝突流速*U*は、テーパ管出口の速度625cm/sと雲粒を排出す る管 (Fig. 1.3.4のB)を流れる流速26cm/sとの差599cm/sを用いる。 $\rho_p=1$ 、*C*=1、 $\eta=1.8\times$ 10⁻¹⁴として、50%カットオフ粒径*dp*₅₀は5.7µmとなる。航空機の対気速度が90~110m/sの幅で変 動するとき *dp*₅₀は5.4~6.0µm の幅で変動する。

1.3.4 試験結果

(1) 性能試験

流速100m/sのエーロゾル流を実験室内で作ることは極めて難しい。種々の工夫を試みたが,特 性を充分把握できる成果は得られなかった。ここでは,実際に航空機に採取管を取り付けて行 なった試験結果を報告する。

試作した採取管の性能を試験するための航空機観測を1985年2月1日に行なった。Photo 1.3.2 は,セスナ404に取り付けた採取管である。この採取管より取り入れた試料空気は,内径 8 mmのパイプで機内に導入し,マニホルドで減速した後に各エーロゾル測定器へ供給した。今回 の観測では,採取管の性能を見るために,上記の試料空気と,バーチャルインパクターを通さな い外気直通のパイプから取り入れた試料空気を用いて,エーロゾル濃度の測定を行なった。



Photo 1.3.2 Inlet installed in an aircraft.

Fig. 1.3.5は, (a)に当日の飛行高度, (b)に同時刻同高度における外気温 (実線),露点温度 (● 印)を,そして(c)にポラックカウンターで測定したエイトケン粒子 (半径0.1 μ m以下の粒子)の 濃度 (個/cm³)をそれぞれ飛行コースに沿った時間変化の形で示している。また飛行高度図の上端には,目視観測による雲内,雲外飛行の別を示した (太い実線は雲内,太い破線は雲に入ったり,出たりの状態での飛行を表わす)。Fig. 1.3.5(d)には,同観測で得られた半径0.15 μ m以上の ミー粒子 (半径0.1 μ m以上の粒子はミー散乱を効果的に起こす粒径領域にあるので,本稿ではミー粒子と略称する)の濃度変化 (個/cm³)を,半径0.25 μ m以下と0.25 μ m以上の粒子に分けて,図の上段と下段に示した。Fig. 1.3.5の図中,バーチャルインパクターを通した空気のデータ は●印,外気直通の採取口から取り入れた空気のデータは+印で区別して示した。

Fig. 1.3.5(c)をみると、半径が0.1µm以下のエイトケン粒子の領域では、●と+で表わされた 測定値の間にはっきりした濃度の差が現れていない。これに対して、Fig. 1.3.5(d)をみると、ミー 粒子領域では半径0.25µm以下、0.25µm以上と粒径が大きくなるほど、バーチャルインパクター を通した空気中の粒子濃度(●)は、外気直通の空気中の濃度(+)に比べてより低くなる傾向 がみられる。つまり、粒径が大きくなるほど、バーチャルインパクターの効果が大きくなってい ることが分かる。このようなバーチャルインパクターの性能の粒径依存性をさらにはっきり見る ために、Fig. 1.3.6にこの両者(●印と+印)の粒径別の濃度の比を粒径の関数として示した(雲 の無い時の測定例である)。この図は今回製作した採取管の特性として、粒径別の透過率を表わ している。横棒は粒径範囲、縦棒は平均値の90%信頼幅をそれぞれ示す。粒径が大きくなると信 頼幅が大きくなっているのは、粒径が大きくなるに従って、粒子計算値が少なくなるために生じ る統計上の原因による。

ポラックカウンターで測定したエイトケン粒子は、今回製作した採取管による損失は2~3% 程度に止まっており、実用上はほとんど損失はないとみなせるが粒径が大きくなるに従って損失 が大きくなっており、直径2µm近くで50%の損失となっている。つまり50%カットオフ粒径は 2µmあたりにあり、前節の計算値とかなり違う。この原因は、バーチャルインパクターの分離 効率を通常のインパクターのそれに準じて算定したことにもよるが、エーロゾルの密度が計算に 用いた数値1g/cm³より大きいこと(通常2g/cm³程度),導管の内壁への付着による損失なども





Fig. 1.3.5 Results obtained in the observations on 1 February 1985. Height of aircraft (a), temperature and dew point temperature (b) and number concentrations of particles ; Aitken particles (c) and Mie particles $(D < 0.5 \mu \text{ m}, D > 0.5 \mu \text{ m})$ (d), D is particle diameter. In-cloud region is marked by dots in (a). Crosses and closed marks in (c)-(d) are concentrations of all aerosol particles and cloud interstitial particles, respectively.



Fig. 1.3.5 (Continued.)

考えられる。特に重要と思われるのは、テーパ管内での流路の拡大により、テーパ管出口で既に 粒径分離が起きており、流れの軸の中心付近に大粒子が濃縮していて、これが大きい粒子の除去 効率を高めていることが考えられる。これらの点についての詳しい数値的検討は、今回の研究で は行なわれなかったが、今後検討すべき課題の一つである。

いずれにしても,今回製作した採取管により直径1µm以上の粒子は効率よく除去されており, 雲内エーロゾルの観測における雲粒とエーロゾルの分離という目的には充分使用に耐え得るもの と考える。



Fig. 1.3.6 Penetration efficiency of a virtual impactor as a function of particle radius.

(2) 着氷防止

1985年2月1日に行なった第1回のフライトでは,着氷対策をしない採取管を用いた。このフ ライトでは,高度3kmのとき雲内気温は約-7℃で過冷却雲に入った時もあるが,大半の雲は 3km以下で雲内気温は約2℃の暖かい雲であった。このため第1回のフライトでは着氷による 障害は起こらなかった。

1986年2月に行なった3回のフライトでも同じ採取管を使用した。この時雲内気温は0℃~-10℃であった。このフライトでは、いずれも雲に入って数分後に採取管内流量が零になってし まった。その時採取管先端部に直径約3mmの球状に着水しているのが認められた(Photo 1.3.3 参照)。このように、雲水量の多い過冷却雲の場合は、着水防止の対策をとる必要があることが判 明した。Fig. 1.3.7に1981年2月18日および20日の、Fig. 1.3.8に2月21日のフライトで得られた結 果を示す。Fig. 1.3.7 及び Fig. 1.3.8 において、各フライトの飛行高度、外気温、露点温度、エイ トケン粒子濃度、および最上端の雲の有無の表示は、Fig. 1.3.5 と同様である。Fig. 1.3.7(d)及 び Fig. 1.3.8(d)に示したミー粒子濃度の測定値は、バーチャルインパクターを通した試料空気に ついては〇、●印で、また外気直通の空気については、×、+印を用いて示してある。またこれ らのフライトでは、雲内観測を行なった際にバーチャルインパクターの先端部が着氷した場合に は、すぐに空気回路を切り換えて、着氷後のエーロゾルの測定はバーチャルインパクターを通さ ない外気直通の空気について行なった。なお、バーチャルインパクターの先端部に着氷がおこっ

-60 -



Photo 1.3.3 Occurrence of icing at the tip of the virtual impactor.

た時点を,図中に矢印で示した。

着氷防止対策として,ヒーター付採取管の試作を行なった。採取管先端のテーパ部外面に,0.5 mm ϕ のコンスタンタン被膜線を密に巻き付け,エポキシ樹脂で固着し,ヒーターとして使用し た。ヒーターの電気抵抗は26 Ω で,AC0~20Vで0~0.8Aの電流を流す。外気温20℃で通風しな い状態での地上テストでは,AC20Vでヒーターに通電後,約3分で先端部の温度は約150℃に, 8分後には,170℃,15分後は約180℃の定温に保たれることが分かった。実際に雲の中で用いる 場合は,着氷の起こらない下限の電流で加熱するようにし,雲粒分離前に雲粒が蒸発することを 避ける必要がある。

1986年12月の2回のフライトで,このヒーター付採取管を使用したところ,結果は良好であっ た。12月22日の観測では,ヒーターを切って雲内(気温約-70℃)に入ると,Photo 1.3.4(a)のよ うに,採取管先端のテーパ部全体に着氷が見られたが,通電して14分後にPhoto 1.3.4(b)のよう に最先端部分にのみ氷が残り,18分後に完全に消滅した(Photo 1.3.4(c)参照)。この時の雲内気 温は約2℃であった。この例のように,一度着氷してからヒーターに通電した場合,氷を完全に 取り除くまでに15~20分必要であることが判明した。この点を考慮にいれて,12月24日の観測で は,比較的下層を除いて雲内フライトの場合には,雲に入ると同時にヒーターを働かせて,目視 で監視しながら着氷の起こらない最低の加熱で測定を行なった。1986年12月に行なった2回のフ ライトの結果を,Fig. 1.3.9 およびFig. 1.3.10に示す。今回の観測は前回までと異なり,バーチャ ルインパクターを通した空気のみの測定を,雲内外で変化の明瞭なミー粒子を対象に行なった。 Fig. 1.3.9(c)の上端部の太い実線は,バーチャルインパクター先端部の凍結している期間を表わ し,Fig. 1.3.9 およびFig. 1.3.10の同位置の破線は,ヒーター使用の期間を示した。



Fig. 1.3.7 Same as Fig. 1.3.5 but on 18 and 20 February in 1986.



Fig. 1.3.7 (Continued.)



Fig. 1.3.8 Same as Fig. 1.3.5 but on 21 February in 1986.



Fig. 1.3.8 (Continued.)






Photo 1.3.4 Icing on the impactor just (a), 14min (b) and 18min (c) after the operation of the heater.

(3) 雲内外のエーロゾルの粒径分布

エーロゾルが放射収支に与える直接的効果や,エーロゾルが雲の性質やその地球上の分布を変 えることによる間接的な効果を考える場合,必要とされるエーロゾルの物理的諸量として,濃度 や組成の分布とその時間的変動,粒径分布と湿度その他の気象要素との関連,複素屈折率の決定 等が重要である。しかし,特に対流圏のエーロゾルは,時間的にも空間的にも変動が大きく,組 成もさまざまであることから,晴天大気中であっても,それらの代表値を決定することは非常に 困難であることから,現在まで,気候モデルへの組み込みも殆ど行なわれていないのが実情であ る。

Fig. 1.3.11(a)-(d)に,本研究の観測で得られたエーロゾル粒子の粒径分布を示す。今回エイト ケン粒子の測定はポラックカウンターによる粒子総数のみのデータなので, $dN/d\log R$ の値はそ の粒径に対し直線で示し,直径0.3 μ m~1.0 μ mの $dN/d\log R$ の値は、ダストカウンター(光散乱



Fig. 1.3.9 Results obtained in the observations on 22 December 1986. Height of aircraft (a), temperature and dew point temperature (b) and number concentrations of Mie particles (D<0.5μm, D>0.5μm) (c). D is particle diameter. In-cloud region is marked by dots in (a). Periods of icing and the operation of heater at the tip of the virtual impactor are indicated by solid and broken lines (c), respectively. Open and closed marks in (c) are concentration of cloud interstitial particles.



Fig. 1.3.9 (Continued.)

式粒子計数装置)で測定したデータから得られたものである。各図とも,図中の4本の粒径分布 は,それぞれ異なる環境で測定したものをグループ別に平均したもので,測定環境が雲内の場合 を×−−−×,雲底を×−−×,雲頂を●−−●,周囲に雲無,または雲頂より1km以上上空を ● ● で示した。なお,ここには示さなかったが、1981年2月18日のフライトで得られたデー タは,雲内上昇中の測定であり,高度変化が大きいこと,測定された粒径分布が1例だけであっ たことから図示しなかったが,その粒子濃度,粒径分布は,ともにFig.1.3.11(c)の雲内測定のも のと非常に近いものであった。Fig. 1.3.11(d)では、1981年12月に行なった2回(22日と24日)の フライトが,雲頂,雲底,雲内,雲無ともにほぼ同じ高度の測定値であったことと、気象状況が 類似していたので、2回のフライトのデータの平均値を用いて示した。

Table 1.3.1 には, 雲内外でのエーロゾル粒径分布の特徴を見るために, Fig. 1.3.11(a)-(d)の各 測定データに対する飛行高度, およびエイトケン粒子と, ミー粒子は半径0.17µm, 0.50µmにお ける*dN/d*logRの値を示した。エイトケン粒子領域では, 粒径分布が得られなかったが, 数濃度に 関しては, 雲頂, 雲底, 雲内, 雲無の順に低濃度となる傾向がみられた。雲無で濃度が低いの は, 下層の高濃度のエーロゾルが, 上昇流に乗って上空へ達することがないためと解釈できるの で, そのまま静穏日の上空におけるエーロゾルの濃度を示していると思われる。雲頂観測におけ るエイトケン粒子の高濃度は, 雲頂は雲の蒸発しているところであり, 高い濃度は雲によるエー ロゾルの濃縮効果を示すものかもしれない。また, 雲底より雲内で濃度が低いのは, エイトケン 粒子の一部が雲粒に成長しているためと解釈できる。



Fig. 1.3.10 Same as Fig. 1.3.9 but on 24 December 1986.

気象研究所技術報告 第 29 号 1992



Fig. 1.3.10 (Continued.)

一方、ミー粒子領域では、雲無、雲頂、雲内、雲底の粒径分布ともに、半径が0.4~0.5 μ mを境 に大粒径側でその傾きが多少緩やかになる傾向がみられる(Fig. 1.3.11(b),(c)の雲内、雲底の粒 径分布は例外である)。また、雲内と雲底の粒径分布に比べて、雲無と雲頂の場合は、その勾配の 減少がより小さい粒径領域(約0.3 μ m)から現れている例も見られる(Fig. 1.3.11(a),(d))。この ように、ミー粒子領域で、雲無と雲頂、および雲内と雲底の粒径分布が似ていること、そして前 者と後者の粒径分布の違いは、半径約0.3 μ mより大きい粒径に現れていることは、雲の存在によ り、エーロゾル粒子が雲粒子に取り込まれる効果として、ある程度説明が可能である。

-70-



Fig. 1.3.11

Number-size distribution of aerosols inside and around clouds ; × → × : in-clouds, × - - × : bottom of clouds, • - • : top of clouds, • - • : above clouds. Measurements were carried out on 1 February 1985 (a), 20 February 1986 (b), 21 February 1986 (c) and December 1986 (d).

-71 -

粒		雲	無	雲	頂	雲	内	雲	底	
径	侧正口	高度 dN/dlog r		高度 $dN/d\log r$		高度 di	V/dlog r	高度 dN/dlog r		
Ŧ		(km)	(cm ⁻³)	(km)	(cm ⁻³)	(km)	(cm ⁻³)	(km)	(cm ⁻³)	
1	1985. 2. 1	~ 2	194	3	2216	~2	1021	1	913	
ト ケ	1986. 2.20	\sim 3	223	2	·	~1.5	2064	1	3377	
2	1986. 2.21	- 5	321	3	1130	~ 2	493	2	915	
粒子	1986.12	~ 5	-	\sim 3		~2		~ 1		
J				ļ						
Ê	1985. 2. 1	~ 2	10.46	3	6.06	~ 2	36.06	. 1	39.12	
1/1	1986. 2.20	\sim 3	88.98	2	87.45	~1.5	88.32	1	147.4	
粒。	1986. 2.21	5	5.06	3	130.4	~ 2	191.6	2	302	
十 、)	1986.12	\sim 5	6.74	~3	37.09	~ 2	133.7	~ 1	203	
(m n² - 2 =0.5 mm)	1985. 2. 1	~ 2	0.344	3	0.156	~ 2	0.578	1	1.148	
	1986. 2.20	~ 3	1.172	2	1.289	~1.5	1.534	1	2.37	
	1986. 2.21	5	0.153	3	0.579	~2	1.981	2	2.93	
⁺ 5	1986.12	~ 5	0.237	~3	0.457	~2	1.891	~ 1	2.81	
	1									

Table 1.3.1 Features of aerosol number-size distributions inside and around clouds.

*表中の-は測定値の無い場合である。

今回図に示したそれぞれ4つの異なる環境での粒径分布の違いは,各エーロゾルの高度による 違いの効果を含んだものであり,また同一日であっても(今回の飛行観測は,すべて茨城県, 竜ヶ崎飛行場から八丈島沖の上空で行ない,使用したデータはすべて海上のフライト中に得られ たものを用いた),異なった時刻,異なった場所,大気条件下で測定されたものである。定性的に は,充分説明可能な結果が得られているので,今後さらに観測例を蓄積し,高度,場所,時刻に よる違いを観測結果から取り除き,上記の説明の妥当性を検証していく必要がある。いずれにし ても,性能テストに付随して得られた数少ないデータだけからでも,雲とエーロゾルとの関わり の重要性を示唆する結果が得られており,今回の開発研究は所期の目的を達成したものと考える。

1.3.5 まとめ

航空機による雲内エーロゾルの測定に用いる空気採取方法の問題点を検討し、実用に耐える採 取管を考案した。

製作した採取管は,バーチャルインパクターを内蔵しており,採取空気から雲粒を除去しエー ロゾルのみを計測できる仕組みになっている。着氷防止にヒーターを使用し,過冷却雲内での観 測にも対応できる。

今後,対流圏エーロゾルの光学的特性,雲物理的特性を明らかにしていくためには,今回新し く開発した採取管等を使用して,特に雲内外のエーロゾルの実測データを集積する事が急務であ る。

- 72 -

参考文献

原田幸夫,1961:流体の力学.実用機械技術全書, 槙書店, pp.324.

- Budyko, M. I., 1969 : The effect solar radiation variations on climate of the Earth. *Tellus*, 21, 611-619.
- Charlock, T. P. and W. D. Sellers, 1980 : Arosol, cloud reflectivity and climate. J. Atmos. Sci., 37, 1136-1137.
- Hudson, J. G., 1984 : Cloud condensation nuclei measurement within cloud. J. Climate Appl. Moteor., 23, 42-51.
- Kellogg, W. W., 1981 : Comments on "Aerosol, cloud reflectitity and climate". J. Atmos. Sci., 38, 664-665.
- Loo, B. W., J. M. Jaklevic and F. S. Goulding, 1976 : Dichotomous virtual impactors for large scale monitoring of airborne particulate matter. Fine Particles, edited by Liu, B. Y. H., Academic Press, 312-350.
- Marple, V. A. and K. Willeke, 1976 : intertial impactors: Theory, design and use. Fine Particles, edited by Liu, B. Y. H., Academic Press,411-446.
- Mason, B. J., 1971 : The physics of clouds. 2nd ed., Oxford University Press, London.
- Ogren, J. A., J. Heintzenberg and R. J. Charlson, 1985 : In-situ sampling of clouds with a droplet to aerosol counter. *Geophys. Res. Lett.*, 12, 121-124.
- Radke, L. F., 1983 : Preliminary measurements of the size distribution of cloud interstitial aerosol. Precipitation scavenging, dry deposition and resuspension, edited by Pruppacher, H. R., Semonin, R. G. and W. G. N. Slinn, Elsevier Sci. Publish Co. Inc., 71-78.
- SCEP, 1971 : Study of critical environmetal problems. MIT Press, Cambridge, Mass.
- Twomey, S., 1977 : The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds. J. Atmos. Sci., 34, 1149-1152.

1.4 航空機搭載雲観測用分光日射測定システムの開発* (Development of airborne Multi-channel Cloud Pyranometers)

1.4.1 はじめに

雲は、太陽放射に対するアルベード効果と赤外放射に対する温室効果という相反する二つの放 射効果を通して、地球ー大気系の放射エネルギー収支とその分布に支配的役割を果たしている。 それぞれの放射効果の大きさは、雲の微物理特性(雲粒の相・形、雲粒子サイズ分布、雲水量、 エーロゾル)、高度、厚さ、形状、分布状態、地理的位置、気温・湿度分布、地表面放射特性、太 陽高度など多くの要素と複雑に関係している。これら種々の要素と雲の放射特性との間の関係を 理解するためには、雲と放射に関する総合観測による実態把握が不可欠である。ここでは、放射 エネルギー収支に関与する雲の放射特性(即ち、太陽放射フラックスに対する反射率・透過率・ 吸収率、及び赤外放射フラックスに対する射出率)を航空機により測定する放射観測システムの 開発について述べる。特に、太陽放射に対する雲の放射特性は雲の微物理特性に依存した波長分 布を持つので、それを測定するための新しい装置の開発が必要である。

ここで開発された航空機搭載の雲観測用分光日射測定システムは、そのセンサー部を航空機胴 体の上端及び下端に取り付けて、それぞれ下向き及び上向き太陽放射フラックスを、可視域から 近赤外域にかけての9波長で測定するための1対の多チャンネル全天日射計からなる。以下、こ れを航空機用の多波長雲日射計(Multi-channel Cloud Pyranometers,略記 MCP)と称する。開 発は、1984-85年度の2ヵ年にわたって行なわれた。1984年度は下向きフラックス測定用の MCPを開発し、地上での作動試験を経て1985年度に上向きフラックス測定用の MCPを開発し た。研究計画最終の1986年度には、雲粒子測定装置などと共に航空機に搭載し、総合的試験観測 を行い性能を確認した。

1.4.2 MCP の目的と理論的背景

ここでは,この観測システムが開発された理由を述べ,また充分な性能を持たせるためには, どのような理論的考慮が必要かを説明する。

(1) 開発の目的

多波長雲日射計 (MCP) の開発の目的は, 次の3点に要約される。

①雲の放射特性の波長分布

②雲の放射過程のモデル計算(単色光に対する)の検証データ

* 浅野正二 (S. Asano), 塩原匡貴 (M. Shiobara)

-74 -

③多波長での反射率測定による雲物理量のリモートセンシング

まず,①においては,太陽放射のできるだけ広い波長域にわたる雲の放射特性の波長分布を調べ ることにより,太陽反射光のスペクトル分布などに対する雲の効果を明らかにする。②の中で は,観測した雲物理量を用いたモデル計算によって得られる波長別の放射特性と実際に観測した 放射特性とを比較し,放射モデルの検証とともに,放射特性と雲物理量との関係をはっきりさせ る。③では,反射率の波長分布の観測から,水と氷の識別,雲の光学的厚さ,雲粒子の相及び有 効半径,雲水量などを推定する方法(リモートセンシング)を検討する。このような目的に沿う ためには,チャンネルの波長を適正に選定する必要がある。このためには,モデル雲を用いた理 論計算によって,各種の雲物理量が放射特性の波長分布に与える影響を事前にに把握しておくこ とが重要である。次節で波長選定のためのモデル計算の結果を述べる。

(2) チャンネル波長の選定

水や氷は、可視光に対しては透明であるが、近赤外域においては吸収帯構造を呈しながら波長 の増大につれ徐々に吸収性が強くなっている。吸収の強さ及び中心波長が、水と氷とでは若干異 なる。特に、1.5 μ m及び2 μ m付近の吸収帯における差が顕著である。一方、水蒸気も可視から 近赤外域にかけて強弱さまざまな吸収帯をもっている。そのうち太陽放射の吸収に寄与している 主な吸収帯は、0.72、0.82、0.93、1.14、1.38、1.87、2.7及び3.2 μ mの吸収帯である。水蒸気の 隣り合う吸収帯の間は、窓領域(window regions)と呼ばれ、比較的透明な領域であるが、酸素 や二酸化炭素など他の気体成分の吸収帯が重なっている領域もある。例えば、水蒸気の0.72 μ m 帯と0.82 μ m帯との間には、0.76 μ mを中心とした狭い波長域に酸素分子による強い吸収帯(O₂ A-band)が存在する。また、1.6 μ mには二酸化炭素(CO₂)の弱い吸収帯が存在するが、その放 射収支効果は小さい。

MCPでは,連続的なスペクトル分布を測定するのではなく,9個の指定されたとびとびの波長 で可視から近赤外域のできるだけ広い範囲を測定するように設計され,分光素子として後述のよ うに干渉フィルターを使用している。

前記の3つの目的にかなうようなMCPの測定波長を選定するため、代表的な雲モデルに対す る放射伝達の計算を行なった。計算は三種類の水雲モデル、及び一種類の氷雲モデルに対して行 なわれた(Table 1.4.1)。水雲モデルの雲粒子のサイズ分布としては、Diem(1948)の観測による 雲粒分布を、Hansen(1971)がガンマ分布関数で近似したものを採用した。ガンマ分布関数:

 $n(r) = C \times r^{(1-3v_{eff})/v_{eff}} \cdot \exp\left[-r / (r_{eff} \cdot v_{eff})\right]$

のパラメータ r_{eff} 及び v_{eff} の,それぞれの雲モデルに対する値をTable 1.4.1に示した。放射伝達の計算は、均質な層状の雲を仮定し Doubling 法(Liou, 1980 参照)により行い、太陽放射フラック

- 75 -

	Altitude	Pressure height	Temp.	Water vapor	Concentration	Size distribution*						
	H(km)	P(mb)	т(к)	w(g.m ⁻³)	N(cm ⁻³)	Reff (µm) Vel						
Water clouds												
Stratus (St)	1.2	880	280	3.90	200	11.19	0.193					
Fair-weather cumulus(FWC)	2.0	795	275	2.90	300	5.56	0.111					
Altostratus(As)	4.0	615	262	1.10	300	7.01	0.113					
Ice-cloud	6.0	470	250	0.38	1.0	32.0	0.115					
			* after Hansen(1971)									

Table 1.4.1 Cloud Model

スに対する反射率 (reflectance), 透過率 (transmittance) 及び吸収率 (absorptance) を評価し た。計算は,0.37,0.42,0.5,0.675,0.72,0.76,0.862,0.938,1.08,1.225,1.650及び 2.2 μ mの12波長に対して行なわれた。この内,0.72 μ m及び0.938 μ mは,それぞれ水蒸気吸収帯 の中心波長,0.76 μ mはO₂ A-bandの中心波長である。それ以外の波長は,気体吸収に関しては窓 領域にあたる。但し,0.5 μ m及び0.675 μ mでは,オゾンのチャピウス帯が重なっているが,その 影響は今回扱っている雲の問題では無視できる。水蒸気及び酸素の吸収帯の効果は,それぞれの 透過関数を指数関数の和として近似する法 (method of exponential-sum fitting of transmissions) により多重散乱計算に組み込んだ (Asano and Uchiyama,1987)。各波長での水 及び氷の複素屈折率は,それぞれ Hale and Querry (1973)及びWarren (1984)の値を採用し,雲モ デルの粒径分布に対して Mie 散乱理論により各波長での一次散乱量を求めた。この際,氷雲の雲 粒子 (氷晶) も球形を仮定した。

Fig. 1.4.1 は,高層雲 (As),好晴積雲 (FWC)及び層雲 (St)の三種類の水雲モデルのフラックス反射率を,それぞれの雲に対する波長 $\lambda = 0.5 \mu$ mでの光学的厚さ (optical thickness) τ (0.5)の関数として示す。反射率は,太陽天頂角 $\theta_0 = 46.6$ °の場合で,波長 0.5μ m及び1.65 μ m に対する値である。可視光 ($\lambda = 0.5 \mu$ m) に対する反射率は,雲粒分布の違い (Table 1.4.1 参照) にもかかわらず,同じ光学的厚さに対して,ほぼ等しい値をとる。このことから,可視域での反射率の測定から,水雲の可視光に対する光学的厚さを推定することの可能性が示唆される。一方,近赤外窓領域($\lambda = 1.65 \mu$ m)での反射率は,大きな雲粒子を含む雲モデルほど,小さな値となっており,雲の微物理特性の違いを反映している。これらの性質を利用すれば,窓領域における反射率の波長分布の測定から,雲の光学的厚さに加えて雲粒分布に関する情報を抽出する可能性も示唆される。この点に関しては,2.3節で詳しく論じる。

Fig. 1.4.2 は、水雲の As モデルに対する反射率の波長分布を、波長 $\lambda = 0.5 \mu$ mでの光学的厚さ をパラメータとして表わす。但し、反射率は、 $\lambda = 0.5 \mu$ mでの反射率で規格化された相対値であ る。可視域から波長 $\lambda = 1.08 \mu$ m付近までの窓領域での反射率は、ほぼ等しい値をとるが、波長 が更に長くなるにつれ、雲が厚くなるとともに反射率は小さくなっている。水蒸気吸収帯の0.72 μ m $\geq 0.938 \mu$ m の波長における反射率は、近隣の窓領域のそれより当然小さくなっているが、

-76-









Fig. 1.4.2 Normalized reflectances of Altostratus cloud model at selected wavelengths between 0.37 and 2.2 μ m for different optical thicknesses at $\lambda = 0.5 \mu$ m. The normalized reflectances are rational values of reflectances at wavelength λ to that at $\lambda = 0.5 \mu$ m, for the solar zenith angle of 46.6°.

-77 -

0.72 μ m吸収帯は弱いため、その効果はそれほど顕著に現われていない。 波長0.76 μ m における O₂吸収帯の効果は、一般には酸素量の多い下層雲ほど顕著になると考えられるが、反射光の場合 には雲内での光路長にも関係している。光路長は雲粒子のサイズ分布、数密度などに依存して変 わるので、この波長での反射率と雲高度との関係は、それほど単純ではない。従って、O₂ Aband内の一波長のみでの測定から雲高度を推定することは難しいと思われるが、窓領域や水蒸気 吸収帯など他の波長での測定と組み合わせて利用すれば、雲高度や雲内光路長に関する情報抽出 に有益と思われる。

次に,氷雲モデルに対する反射率の波長分布をFig.1.4.3に示す。巻雲など上層雲の氷晶の数密 度は,一般に水雲に比べて2~3桁小さく,可視光に対する光学的厚さも1桁小さいと言われて いる。ここでは $\tau(0.5\mu m) = 1~16$ の場合に対して示した。水雲の場合(Fig. 1.4.2)と比べて, 反射率の波長分布が大きく異なることが明らかである。特に,1.65 μm 及び2.2 μm での値の小さ いことが目立つ。従って,この波長分布の違いから,雲粒子の相(水か氷か)を識別することは 可能であろう。

以上のモデル計算をもとに, MCPのチャンネル波長として, モデル計算に用いた12波長のうち から0.37, 0.72, 及び2.2µmを除いた9波長を最終的に採用した。波長0.37µmは, 入射太陽放 射量が小さい上に,特別の情報を付加するものではないので除いた。当初,水蒸気による吸収効 果を検出するため波長として, 0.72µmを選定したが, この波長の吸収帯は実際に測定してみる



Fig. 1.4.3 Same as Fig. 1.4.2, but for an ice cloud model.

と高い雲に対しては吸収効果は弱く,不充分であることが判明したので,最終的には,0.93µm 帯に変更した。また,2.2µmは雲の相の識別に有益な波長であるが,後述のように受光素子とし て採用したゲルマニウム・フォトダイオードの感度が落ちるため除いた。

1.4.3 MCP の製作

MCP に要求される特性

多波長雲日射計(MCP)の開発に当たっては,以下の点に留意した。

i) 可視~近赤外の広い波長域の分光特性が得られること——シリコン (Si) フォトダイオ ード及びゲルマニウム (Ge) フォトダイオードが感度を持つ波長域は,それぞれ0.2~1.1 μ mと 0.6~1.9 μ mであり,それらは,各々0.9 μ mと1.55 μ mとに最大感度を持つ。そこで,両者を組合 せた2センサー方式によって,可視波長0.42 μ mから近赤外波長1.65 μ mまでの分光測定を可能 にした。

ii) 波長分解能が高いこと――離散波長についての分光特性を調べるには分散型分光計である必要はないが、従来の色ガラス・フィルターによる分光では波長分解能は十分ではない。そのため、分光素子として狭帯透過型の干渉フィルター(透過半値幅≦5nm)を採用した。

iii) 応答が速いこと――航空機においては,雲の不均質性や機体の動揺による出力変化があるので,それらを精度良く測定するには十分な応答速度が確保される必要がある。受光素子として本装置で採用されたフォトダイオードは,この要求を十分に満たしている。

iv) 多波長データ間の同時性が良いこと――高速移動する航空機において,ある状態の雲の 分光特性を調べるには波長間の十分な同時性が要求される。そのため,分光フィルターを高速回 転させて得られる連続出力を電気的に時分割にして各波長の出力信号に変換するサンプル・ホー ルド方式を採用した。

v) 入射角特性が良いこと――放射フラックスを測定する日射計に共通して要求される特性であるが、現実にはこれを満足させることが最も困難である。ここでは、受光面として発泡石英でできた拡散板を用い、高品質の拡散板の選択と取付け時の調整によって入射角特性を向上させた。

(2) 構成と動作原理

本測器は受感器(センサー)部分と変換器部分とで構成される。(Photo 1.4.1)。下向きフラッ クス測定用の受感器は機体上部に,上向きフラックス測定用は機体下部に逆さにして取り付けら れる。それぞれの変換器は機内に設置され受感器とケーブルで接続される。変換器は受光素子か らの出力の変換機能と同時に受感部の作動及び温度制御のための電源を有する。

受感部は、拡散板として発泡石英、分光素子として干渉フィルター、受光素子としてフォトダ

-79-



Photo 1.4.1 Multi-channel Cloud Pyranometer. Left: Sensor, Right: Controller.

イオード (Si 及び Ge) を用いた分光日射計である (Fig. 1.4.4)。受感器の溶融石英ドーム(a)を 通過し,拡散板(b)に入射した光は,拡散板内の小さな気泡によって一様に散乱され,拡散板の 底面では入射フラックス量に比例した散乱光が得られる (言い換えるなら,そのような特性が満 たされるような拡散板を選択する)。その散乱光は,拡散板と受光素子の中間に置かれた干渉 フィルター(c)によって分光される。装着されている干渉フィルターの透過中心波長とその波長 での透過率及び透過半値幅を Table 1.4.2* に示す。干渉フィルターの透過中心波長とその波長 での透過率及び透過半値幅を Table 1.4.2* に示す。干渉フィルターは、多層蒸着膜間の多重反射 による干渉を利用して単色透過光を得るものであり,その透過波長は蒸着膜間の距離と中間材質 の屈折率に依存するので,光の入射がフィルター面に垂直でない時には透過波長が短波長側へシ フトする。そのため、ここでは干渉フィルターへの光の入射がなるべく垂直になるように、拡散 板と受光素子の間の距離を十分に取ってある。干渉フィルターで分光された光は、光路上に45° 傾斜させて固定した単結晶シリコン板のビームスプリッタ(d)によって分割される。単結晶シリ コンの光学特性により波長が約1µmより短い光はビームスプリッタで反射されるので,その反 射光路上に Si フォトダイオード(e)を置き、0.42から0.94µmの分光検出を行う。また、波長が 約1µmより長い光はビームスプリッタを透過するので、その透過光路上にGeフォトダイオード (f)を置き、1.08から1.65µmの分光検出を行うようにした。ここで用いた Si 及び Ge のフォト

^{*} 干渉フィルターは,数年使用すると急に劣化することがあり,そのため,数年毎に更新する必要が ある。Table 1.4.2 は,1990年11月に更新された干渉フイルターの特性である。



Fig. 1.4.4 Cross-sectional view of Multi-channel Cloud Pyranometer senser. a: fused quartz dome,
b: diffuser, c: interference filter, d: beam splitter, e: Si photodiode, f: Ge photodiode, g:
filter wheel, h: an optical sensor for filter position detection, i: film heater.

Channel wavelengh		ES84-150 (Downw	vard Flux)	ES85-212 (Upward flux)					
	Center wavelength	Transmission at band center	Half-transmission band-width	Center wavelength	Transmission at band center	Half-transmission band-width			
(nm)	(nm)	(%)	(nm)	(nm)	(%)	(nm)			
420	421.3	26.8	3.0	421.0	28.0	3.0			
500	500.2	48.4	3.0	. 500.0	47.0	3.0			
675	676.8	37.0	2.3	676.0	38.0	3.0			
760	760.0	41.0	2.0	760.5	46.0	2.0			
862	863.0	43.0	3.9	863.0	52.0	3.0			
938	936.0	38.0	4.0	937.0	40.5	3.0			
1080	1078.0	45.6	4.0	1080.5	49.0	3.5			
1225	1224.0	52.9	4.2	1226.0	53.0	4.0			
1650	1652.0	46.9	5.3	1651.0	46.5	4.0			

Table 1.4.2 Characerstites of Interence Filters¹⁾

1) Koshin Optics., Replaced in November, 1990

- 81 -

ダイオード (S1336-8BQ 及び B1919-01,浜松ホトニクス)の分光感度特性を Fig. 1.4.5 に示す。 これらのフォトダイオードの感度特性や干渉フィルターの透過特性は温度に依存して変化する。 そのため,フィルムヒーター(i)を用いて,受感部内部が常時35℃±1℃となるよう温度コント ロールされる。

2つの受光素子からの電流出力は、受感器内で増幅されて、0-20mAの標準電流信号の形で 変換器へ転送される。変換器へ入力された信号は、電流から電圧に変換される。その電圧信号 は、フィルターホィール(g)の回転に応じた各フィルターの透過光の連続した出力となっている ので、波長毎の出力に分離する必要がある。そこで、フィルターホィールに取り付けられた光学 式位置検出器(h)によってフィルターの位置を読み取り、サンプルホールダーによって、各波長 の出力信号に分離する。それらの信号は独立に増幅され、最終的に0-10m VDCのアナログ電圧 出力として全チャンネル並列に外部に取り出される。このサンプル・ホールド方式の利点は2つ ある。1つは、9枚の干渉フィルターが装着されたフィルターホィールは300rpmで連続回転して いるので、各波長についてほぼ同時のデータが得られること。もう1つは、フィルターホィール の1回転毎にめくらフィルター(入射光が無い状態)通過時の出力が得られるので、その出力と 各フィルター通過時の出力との差を取ることによって、受光素子の暗電流による零点ドリフトを 除去できることである。



Fig. 1.4.5 Relative spectral responses of Silicon photodiode (Hamamatsu-Photonics, S1336-8BQ) and Germanium photodiode (Hamamatsu-Photonics, B1919-01), normalized at wavelengths 0.9μ m and 1.55μ m, respectively.

- 82 -

(3) 感度特性

感度特性の絶対値検定とは入射光の分光フラックス強度(単位:W/m²/nm)に対する変換器 からの電圧出力(mVDC)の変換係数(感度定数)を求めることである。この絶対値検定には日 本電気計器検定所によって分光放射照度試験がなされている標準電球を用いた。また,実験の際 の電球と日射計センサー部の光学的位置関係及び供給電力は同所で定めた検定仕様に基づいた。 設置誤差による検定誤差は1%以内と見積られるが,標準電球の放射照度の分光特性が波長0.35 μ m~2.5 μ mについて±3%の確度でしか保証されていないので,最終的に同程度の誤差を避け られない。

本研究においては,一対の雲分光日射計によって反射率とその波長依存性を得ることが第一の 目標であるから,各波長(チャンネル)において下向きフラックス測定用のMCPと上向きフラッ クス測定用のMCPとの出力比を精度良く決定することが重要であり,その決定精度が反射率の 観測精度を左右する。この出力比を得るには,感度の絶対値検定を必要とせず,同一光源に対し て出力を比較するだけで良い。そして,その場合には,標準電球を用いるより太陽を光源として 屋外で比較測定を行う方が正確である。なぜなら,標準光源による場合,2台のMCPの検定の間 に設置誤差や照度誤差が含まれる可能性があるからである。そこで,この出力比検定には屋外自 然光による比較測定値を用いることとした。屋外での比較測定の結果の一例をFig.1.4.6に示す。 各チャンネル毎の下向きフラックス及び上向きフラックス測定用のMCPの出力は,通常の日射 量の範囲内においては比例関係にあることが示されている。反射率の測定には,この比較測定で 決定された上向き及び下向きフラックス用のMCPの出力比Rを用いた。他方,フラックスの絶 対値測定のためには,標準電球を用いた感度定数を使う。絶対値検定による出力比と野外での比 較測定による出力比が一致するように,各々の絶対値検定で得られた感度定数Vを次式によって 修正し,最終的な感度定数Sを決定した。

 $S_i \downarrow = (V_i \downarrow \cdot V_i \uparrow / R_i)^{-1/2}$

$$S_i \uparrow = (V_i \downarrow \cdot V_i \uparrow \cdot R_i)^{-1/2}$$

ここで↓及び↑はそれぞれ下向き及び上向きフラックス測定用であることを表わし,*i*は*i*番目の チャンネルであることを示す。

(4) 応答特性

受光素子(SiフォトダイオードおよびGeフォトダイオード)単体の応答速度は μ sec のオー ダーであり,先に述べたフィルターホィールの連続回転(300rpm)に対しても十分な追従を示す が,受光素子の温度雑音やサンプルホールド時の雑音を低減させるために電気的な平滑化を行

気象研究所技術報告 第 29 号 1992



Fig. 1.4.6 Linearity relation between signal outputs of Multi-channel Cloud Pyeanometers measuring the downward and upward fluxes. Data were obtained through a whole day long comparative measurement under cloudy condition covered by a thin cirrostratus. Top: ch. 2 at $\lambda = 0.5 \mu$ m, bottom: ch. 9 at 1.65 μ m.

い,測器の最終的な応答速度(e-folding time)は0.3秒に設計されている。実際の航空機観測に おいて水平面日射量の測定に影響を及ぼすものとして,ピッチングやローリングなどの機体の動 揺がある。通常この機体動揺の周期は数秒のオーダーであるので,それに比べて MCP の応答速 度は十分に速い。これより,機体の姿勢変化に対して MCP 出力は十分速く応答するものとして 出力の機体動揺補正(浅野他,1986参照)を施した。

(5) 入射角特性

日射計の受光面(拡散板上面)の法線方向と光線の入射角とのなす角が θ の時,受光面での放 射強度は, $F = F_0 \cos \theta$ でなければならない(COS 則)。しかし,実際には石英ドームでの入射光 の屈折や反射の影響,拡散板の散乱特性や不均質性のために,COS 則が満足されない。そこで, 入射角特性を向上させるには,材質の良い拡散板を加工することは勿論であるが,更に,拡散板 の取り付けにおいて微調整を行うことが必要となる。最終的に取り付け調整された MCP につい て入射角特性を調べたので,その試験結果を Fig. 1.4.7 (上:下向き flux 用 MCP (ES84-150), 下:上向き flux 用 MCP (ES85-212))に示す。光源にはタングステン・ハロゲンランプを用い, 日射計に対する光源の入射角を変化させて日射計出力の変化を測定したものである。ここで,図 中,横軸の光源の入射角を θ ,その時の出力を $F(\theta)$ とすると、縦軸に示した COS 特性誤差 $Er(\theta)$ は次式で定義される。

$$Er (\theta) = 1 - F (\theta) / (F_0 \cos \theta).$$

ただし, $F_0 = F(\theta = 0)$ である。放射場の強度分布が一様な場合,入射角70°までの放射に よって入射フラックス全量の約9割がまかなわれるから,入射角70°までの特性が特に重要であ る。上の結果は,必ずしも完璧な COS 則を満たしていないが,入射角70°までは, $Er(\theta)$ は 3%以内でほぼ良好な結果が得られている。

フラックス反射率の測定においては、雲頂上における下向きフラックスの大部分は直達光、他 方、上向きフラックスを成す雲からの反射光の角度分布は等方的であると仮定して、COS特性誤 差の補正を施した。

1.4.4 航空機試験観測

(1) 観測概要

MCP を含めた放射観測システムの航空機試験観測を,本研究期間中に1986年2月20日,12月 22日,12月24日の3日間に行った。そのうち,最終的に全測器の正常な動作が確認された12月24 日の観測結果について報告する。この観測では,放射観測のほか,雲粒子測定装置による雲の微 物理観測と雲内エアロゾル観測も同時に行われた。使用した航空機は双発セスナ404(昭和航空





Fig. 1.4.7 Incident angle (Cosine law) characteristics of Multi-channel Cloud Pyranometers. Top: MCP for downward flux measurement, Bottom: MCP for upward flux measurement.

K.K.) である。観測は八丈島の南東約120kmの海上で行われた。冬型の気圧配置の下で吹き出し による層積雲が高度1600~2700mに比較的一様な層状雲を形成した(Photo 1.4.2)。ただし,その 層状雲の下にはさらに高度900~1300mに一部積雲が散在し,また,それは異なった場所では発達 して上の層積雲につながっていた(Photo 1.4.3)。そのような積雲下では降水があった。それらの



Photo 1.4.2 Cloud-top view of a maritime stratocumulus near Hachijojima on December 24, 1986. Cloud top height was about 2700m.



Photo 1.4.3 Same as Photo 1.4.2 but taken at altitude of about 1500m. Cumulus clouds were scattered under the stratocumulus layer.

雲に対して,気温,水蒸気,放射の高度プロフィルを得るためにまず高度5000mまで上昇し,そ こから旋回しながら下降した。引続いて,層積雲直上(高度2800m)にて放射観測のための水平 三角飛行を行った。その3辺の飛行を便宜上それぞれ△1,△2,△3と名付けて以後参照する。 次に,層積雲内を下降しながら雲水量,雲粒分布,雲内エアロゾルの観測を行い,積雲直下に達 したところ(高度800m)で放射観測のための水平往復飛行を行った。さらに,海面までの気温, 水蒸気,放射の高度プロフィルを得るために高度100mまでの下降・上昇飛行を行った。最後に, 再び層積雲内において雲の微物理観測を行い,本観測を修了した。この一連の観測の正味の所要 時間は2時間弱である。太陽放射に対する雲の放射特性は太陽高度に依存するので,太陽高度角 の変化の少ない南中時を挟んだ時間帯に観測を実施した。

(2) 測定結果

雲層の直上での下向き及び上向き日射量をそれぞれ $F_{\tau} \downarrow, F_{\tau} \uparrow$, 雲層の下面での下向き及び上 向きフラックスをそれぞれ $F_{B} \downarrow, F_{B} \uparrow$ とする時, 雲層の反射率R, 透過率T及び吸収率Aは次 式で定義される。

 $R = F_T \uparrow \diagup F_T \downarrow$,

 $T = F_B \downarrow / F_T \downarrow$,

$$A = (F_T^N - F_B^N) \nearrow F_T \downarrow .$$

ここで, $F_T^{\ N} = F_T \downarrow -F_T \uparrow$, $F_B^{\ N} = F_B \downarrow -F_B \uparrow$ である。

定義からわかるとおり、これらはみかけの反射率と透過率になっており、雲層自身の効果の他 に雲層の上・下の大気層及び海面の反射の影響が含まれる。しかし、観測から得られる量はみか けの量でしかないので、これらを理論計算と比較する場合には、雲層だけでなくその上・下の大 気層及び海面も含めた計算を行う。計算には雲粒子のサイズ分布の情報が必要で、本研究ではそ の情報を雲粒子測定装置の観測結果から得る。

層積雲直上の水平三角飛行によって得られた各パス平均の雲の反射率をTable 1.4.3に示す。ここで,波長欄の0.42,0.50,...,1.65は,MCPのチャンネルの中心波長(μ m)での分光反射率,またSR,VIS,NIRはそれぞれ,全天日射計(MS-42)及び近赤外域日射計(MS-800)を用いて観測された太陽放射の全波長域,可視域,近赤外域の平均反射率であることを表す。尚,この観測時点では水蒸気吸収波長として0.72 μ m が選択されている。1つの層状雲を対象としながら,パス Δ 1, Δ 2, Δ 3で反射率が大きく異なっている。しかし,その変化はMCPによる分光反射率と他の日射計(MS-42,MS-800)による反射率とで矛盾がなく,また,それらの絶対値を

- 88 --

Wavelength (μm)	0.42	0.50	0.675	0.72	0.76	0.862	1.08	1.225	1.65	SR	VIS	NIR
$\bigtriangleup 1$	75.2	75.3	76.0	70.8	67.9	73.8	73.2	67.8	55.6	71.0	74.7	67.0
$\triangle 2$	67.0	67.4	68.2	63.9	61.6	66.5	67.4	62.8	51.1	66.7	69.9	63.2
△ 3	83.5	83.4	83.4	78.2	75.8	80.9	81.2	72.2	52.3	77.2	86.1	68.2
mean	75.2	75.4	75.9	71.0	68.4	73.7	73.9	67.6	53.0	71.6	76.9	66.1

Table 1.4.3 Measured Reflectances(%).

比較した場合も,△1,△2,△3のパスでそれぞれ良く対応している。すなわち,可視域の反 射率を波長0.5µmでの分光反射率で代表させるならば,それらの差はたかだか数%以内である。 従って,このことから,それぞれの放射測器によって得られた測定データが十分信頼できるもの であることがわかる。

Fig. 1.4.8に, $\triangle 1$, $\triangle 2$, $\triangle 3$ の飛行パスに対応する波長0.5µmの平均フラックス反射率をそれぞれ (), \triangle , \blacksquare でプロットした。図中の太い曲線は同波長の雲の光学的厚さに対する反射率の理論計算結果である。計算において太陽高度角は観測時の $\theta = 57.4^\circ$, 海面反射率はAs = 0.04とした。雲はすべて水雲で構成されるものとし, 雲粒のサイズ分布を(1)式で与えた。その際, パラメータ r_{eff} 及び v_{eff} は, 雲粒子測定装置によって得られた実測分布から次式によって求めた有効半径と有効分散である。

$$r_{eff} = \int_0^\infty r^3 n(r) dr / \int_0^\infty r^2 n(r) dr,$$

$$v_{eff} = \int_0^\infty (r-r_{eff})^2 r^2 n(r) dr \bigg/ \int_0^\infty r_{eff}^2 r^2 n(r) dr.$$

観測値を基に上式から得た r_{eff} と v_{eff} は雲層内の場所によって違った値をとったが,ここではその 平均的な値として r_{eff} = 15 μ m, v_{eff} = 0.11を用い, 雲の全層にわたって同一の分布を持っていたと 仮定した。また,実測データより雲粒子は半径0.5~40 μ m の範囲内に分布し,その数密度は100 個/cm³ あるとした。この図からパス \triangle 1, \triangle 2, \triangle 3における平均的な光学的厚さは,それぞれ 25,16,45であったことが推定される。しかし,観測された反射率の標準偏差(縦線で表示) は かなり大きく,それに対応して,光学的厚さも \triangle 1, \triangle 2, \triangle 3についてそれぞれ13~62,12~ 22,31~75の広がりをもつことになる。このことは,対象となった層積雲が実際には水平方向に かなり不均質であったことを物語っている。これについては, \triangle 2の飛行は比較的薄い雲,また \triangle 3の飛行は比較的厚い雲の上であったが,いずれもそのパスでは比較的一様な層状雲であった こと,他方, \triangle 1の飛行は薄い雲の上と厚い雲の上を交互に飛行するようなものであったことが

-89 -





Fig. 1.4.8 Flux reflectances of stratocumulus as a function of cloud optical thickness at $\lambda = 0.5 \mu$ m for the observation of 1989.12.24. Thick solid curve expresses theoretical reflectances computed with the in-situ measured cloud particle size distribution. Signals \bigcirc , \blacktriangle and \blacksquare mean average values of reflectances measured through different flight paths. Vertical solid lines indicate the standard deviations of variation in measured reflectances on the paths, and horizontal broken lines indicate the limits of estimated optical thickness, for different flight paths.

ビデオカメラによる雲のモニターと赤外放射温度計による雲頂の放射輝度温度のモニターから確 かめられ,パスによる光学的厚さの違いとその分散の違いが雲の不均質さに起因するものである ことを裏付けた。

1.4.5 まとめ

航空機に搭載し、太陽放射に対する雲のフラックス反射率などの波長特性を測定するための一 組の多波長雲日射計(Multi-channel Cloud Pyranometers)を開発した。このMCPは、干渉フィ ルターによる分光、シリコン・フォトダイオード及びゲルマニウム・フォトダイオードの2つの 受光素子を組み合わせることにより、本装置に要請される次のような特性を満たすことができた。 すなわち、i)可視から近赤外の広い波長域の分光特性が得られること、ii)波長分解能が高い こと、iii)応答が速いこと、iv)多波長データ間の同時性が良いこと、そして、v)入射角特性

が良いことである。この内,入射角特性については,さらに改良の必要があると考えている。な ぜなら,観測から雲の反射率とその波長特性を得るには,下向き/上向き両日射計の出力比が正 確に決定されている必要があるが,その決定誤差は,太陽高度が低い場合には,入射角特性に大 きく依存するからである。

MCPの他,全天日射計,近赤外域日射計,赤外放射計等を組合せた航空機による総合的な放射 観測システムを整備し,その試験観測を行った。その結果,本システムによって雲の放射特性を 調べるための高精度の放射データが得られることが確かめられた。また,MCPによる雲の分光反 射率の観測値と理論計算値とを比較することによって,雲の光学的厚さを推定することができた。 しかし,層状雲であっても極めて不均質な内部構造を持つことも観測されており,現実の雲をよ り正確に表現するには,同一の雲の放射特性と微物理特性の同時観測の方法を考案する必要があ ることや,放射計算スキームの中に雲の不均質性を適切な形で取り込む工夫が必要であることも 示された。

謝辞

航空機搭載用の多波長雲日射計(MCP)は,気象研究所特別研究「雲及び放射の総合観測手法の研究」(1984-86年度)において開発された。研究計画の推進に御支援・御協力下された関係官に感謝します。航空機観測に際し,八丈島測候所および昭和航空(株)に御協力いただいた。

参考文献

浅野・忠鉢・塩原・藤木・村井・小林・神子・関根,1986:航空機による放射観測.気象研究所技術 報告第18号「中層大気の研究」第8章,145-164.

Asano, S. and A. Uchiyama, 1987 : Application of an extended ESFT method to calculation of solar heating rates by water vapor absorption. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 38, 147-158.

Diem, M., 1948 : Messungen der Grosse von Walkenelementen II. Meteor. Rund, 1, 261-273.

- Hale, G. M. and M. R. Qurrey, 1973 : Optical constants of water in the 200nm to 200 μ m wavelength region. *Appl. Opt.*, 12, 555-563.
- Hansen, J. E., 1971 : Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. Part II. Sunlight reflected by terrestrial water clouds. J. Atm. Sci., 28, 1400-1426.
- Warren, S. G., 1984 : Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. Appl. Opt., 23, 1206-1224.

1.5 まとめ

(Summary of Chap. 1)

雲と放射の相互作用を明らかにするための観測用測定システムを開発した。雲と放射の相互作 用を物理的に明らかにする研究は,現在の気候研究の中で重要な位置を占めている。このような 研究は,理論の裏付けを背景にした観測的研究によって進展させることが大切である。

今回の研究は「雲と放射」の観測のために必要な測定システムを開発するためのものであり, 将来の観測的研究に引き継ぐべきものである。開発されたシステムは,雲粒子ゾンデおよび3種 の航空機搭載用測定システムである。すべてのシステムは,順調に開発が終了し,満足すべき性 能を得た。各システムについての概要を以下に記述する。

(1) 雲粒子ゾンデシステムの開発

雲内の雲粒子(雲粒・氷晶)の数,粒径分布・相の鉛直分布をゾンデによって観測するシステムを開発した。雲粒子ゾンデシステムは、二つの部分から成る。一つは雲粒子ゾンデの本体であり、第二は受信システムである。雲内に向けて雲粒子ゾンデを飛揚し、ゾンデにより雲粒、氷晶を捕捉して、TV カメラで撮影した映像を地上に電送するシステムである。雲内の雲粒子の7 μ m~1000 μ mの大きさのものまで測定可能である。室内及び野外実験によって改良を重ね、ゾンデの雲粒子捕捉率を大きくした。直径が7 μ mの小さな雲粒の捕捉率が大幅に改善され0.1程度までなった。層状雲に対して飛揚実験を行った結果、雲粒子が良好な画像として地上に電送された。地上に電送された画像は、雲粒子画像分析装置により処理され、雲粒子の空間個数の鉛直分布が得られた。雲粒子ゾンデシステムの開発により、雲内の雲粒子の数、粒径、相の鉛直分布を得るという目的が達成された。

(2)航空機搭載雲粒子測定システムの開発

航空機に搭載して, 雲内の雲粒子の数, 粒径, 相を水平に測定するシステムを完成させた。シ ステムはセンサー部と雲粒子画像収録装置から成る。航空機の飛行速度(約80m/s)で多量に飛 び込む雲粒子をシャッター機構によって適切な量に減らし, 回転ドラム上のスライド面に捕捉す る。これを顕微鏡 CCD カメラで撮影する。以上がセンサー部で, これは機外に取り付けられる。 機内には収録装置があり, 収録された映像データは地上で画像分析装置にかけられ雲粒子の数・ 粒径・相が求められる。層状雲の飛行試験を繰り返し, 改良を加えた結果, 直径 5 μm~500 μm 雲粒と氷晶の数と粒径が高い精度で測定できるシステムとして完成した。

* 植村八郎 (H. Uemura), 岡林俊雄 (T. Okabayashi), 松尾敬世 (T. Matsuo)

(3)航空機搭載雲内エーロゾル観測システムの開発

航空機に搭載し,雲内のエーロゾルを測定するシステムである。重要な点はエーロゾル導入法 であるが,この方法としてまず雲粒子とエーロゾルを分離するバーチャイルインパクター方式を 用いた。原理は,適切な流速を選べば,雲粒を含む空気の流れから側管を通してエーロゾルだけ を分離採集できる慣性分離の方法である。次に雲内エーロゾル採取部の構成であるが,試料空気 を適切な流量速度で得ること,等速吸引を行うこと,雲粒の流路壁への付着を避けることが重要 な点である。このため,管径や管の曲率などを決める必要があり,これは室内及び飛行試験に よって評価し,適切な値を設計値とした。飛行機試験によって得られた採取部の分離特性を調べ た結果直径2µm以上の粒子は効率よく除去されており,雲内のエーロゾルの測定目的には充分 であった。これにより雲内エーロゾルを雲粒からほぼ満足すべき効率で分離し,その数,粒径を 測定できるシステムが完成し,開発が完了した。

(4)航空機搭載雲観測用分光日射測定システムの開発

雲の分光放射特性を航空機によって時間的空間的に高分解能で測定する多波長日射測定システ ムを開発した。システムはセンサー部及び収録部から成る。センサー部には発泡石英の拡散版が あり,これで得た日射フラックスは干渉フィルターによって分光される。測定波長は,420, 500,675,862,1080,1225,1650nmの他に酸素吸収帯の760nmおよび水蒸気吸収帯の720nm(後 に938nmに変更)の9個ある。分光された光は,ビームスプリッタにより分割され,Si光ダイ オードおよびGe光ダイオードの受光素子により検出され,記録される。日射計出力は,航空機の 機体姿勢データ,対空速度データなどと共に,データロガーを通してCMTに収録される。層状雲 の航空機試験観測により測定した雲の反射率の波長依存性について測定値と対応するモデル計算 の結果とを比較した。両者の対応は良く,測定システムは充分な性能を持っていることを確認し た。

雲粒子ゾンデシステムの開発によって,現用の測器では得られなかったような,雲粒子の微細 な鉛直分布情報が地上で得られるようになった。航空機搭載雲粒子測定システムでは,雲内の雲 粒子の水平分布情報が,また雲内エーロゾルの測定システムによって雲内のエーロゾルの空間分 布情報が良い精度で測定可能となった。以上の3つの測定システムによって,雲の構成粒子のほ ぼ完全な空間情報が得られるようになった。雲の放射特性を測定する雲観測用分光日射測定シス テムの開発によって,雲の反射,透過,吸収率が波長別に高速で測定できるようになった。以 上,開発された4つの測定システムを併用して観測することにより,雲の微物理構造と放射特性 との関係が一層明らかになり,雲と放射の研究,ひいては気候変動の研究に大きな貢献をするも のと期待される。

今後に残された問題点としては,次のようなものが考えられる。雲の性質は変化しやすく,各 測定システムによる観測時間・空間のずれが,データの同時性をこわすし,特に放射特性と物理 特性を比較するとき誤差を与える場合があった。これについては将来,飛行方法など工夫して, 誤差を少なくすることが必要である。また雲に関する微細構造の画像データは多量かつ複雑であ るが,今回の画像解析システムは,必要な情報を高速で処理する能力を備えていない。今後,画 像データの処理の高度化を図る必要がある。

第 II 部

雲の放射過程に関する実験観測及びモデル化の研究

Field Experiments and Theoretical Modeling of Cloud-Radiation Processes (1987-90年度)

主任研究者:	古賀	晴成1)	桐山	一陽2)						
気候研究部:	浅野	正二	内山	明博	真野	裕三	塩原	匡貴	柴田	清孝
	野田	彰					•			
								•		
物理気象研究部:	松尾	敬世	村上	正隆	水野	量	山田	芳則	池上三	三和子
	財前	祐二	青木	忠生	深堀	正志				
応用気象研究部:	小林	隆久	岡田	菊夫	田中	豊顕3)	成瀬	弘4)		
気象衛星・観測										
システム研究部:	内野	修	田端	功 ²⁾	甲斐	憲次5)	水野	芳成6)	藤本	敏文 ¹²
		·.								
1) 1990年度, 2	2) 1987	7-89年度,	3)	1988-904	手度の間	間,気象:	大学校,			
4) 1987年度, 5	5) 1987	7-88年度,	6)	1989-904	手度					

謝 辞

本研究計画の立案・実行に際しての企画室ならびに総務部のご支援・ご助力に感謝いたします。 航空機観測に当たっては、八丈島測候所および同空港出張所、大阪航空測候所、八尾空港出張 所、ならびに昭和航空株式会社のご協力をいただきました。地上観測においては、高層気象台の ご助力をいただきました。日射計などの検定には、気象庁日射計検定室のご協力をいただきまし た。気象衛星センターには、NOAA衛星データ処理プログラム、および各種の衛星データを提供 していただきました。また、NOAA衛星データの利用に関して、東北大学大気海洋変動観測セン ター・川村助教授にお世話になりました。この研究は、わが国のWCRP活動の一環として位置づ けられ、「雲ー放射」部門の主査である名古屋大学水圏科学研究所・武田教授には、多くのご教示 をいただきました。皆様のご厚情とご支援に深く感謝いたします。

第2章 層状雲の航空機観測* (Aircraft observations of stratiform clouds)

2.1 目的と方法**

(Purpose and method)

雲は、アルベード効果と温室効果の相反する2つの性質を有し、その強い放射効果のために地 球の放射収支に対して支配的な役割を演じている。その放射効果は、例えば雲の厚さ、幾何学的 形状や出現高度など雲の種類によって異なるが、雲の微物理特性、すなわち雲を構成する粒子の 相や粒径分布、雲水量及び雲内エーロゾルなどにも大きく依存する。ここでは、雲の微物理特性 やマクロな特性(形状、分布状態)と放射特性の関係解明のために、航空機を用いた総合観測に より高精度の観測データを収集する。その総合観測データをもとに、次の3つの問題を中心に解 析・調査を進める。

・観測と理論計算との不一致が問題となっている「太陽放射の異常吸収」

・太陽放射の分光反射率測定による雲の物理パラメータの推定

・雲の性状(微物理特性,不均質構造,形状と分布状態など)及び太陽高度の効果

本研究における航空機観測では,特に,前線に伴って出現する層状雲,冬季の寒気吹き出しに よって生じる層積雲,晴天下において広域に分布する積雲群等の水平に広がる下層雲,中層雲を 対象とした。観測場所は,雲の出現度,利便性,安全性などを考慮して,八丈島(33°06'N,139° 47'E)近海上が選ばれた。

さて、上記の目的のためには、雲と放射のデータの時間的・空間的同一性が重要である。初年 度(1987年度)には雲物理観測のための測器および放射特性観測のための測器を一機の航空機 (セスナ404)に搭載して予備観測を行なった。しかし、一機のみによる観測では、雲の上・下で の放射観測、および雲内での雲物理特性の観測が同時でないため、雲の時間変化や観測場所の違 いにより、必ずしも同一の雲を対象とした観測が保証されない。この点を改善すべく、第2年度

(1988年度)以降は,二機の航空機を用いた雲物理特性と放射特性の同時観測を計画した。写真 は,雲物理観測の各種測器を取り付けたセスナ404型機(Photo 2.1.1),および放射観測を主体と した測器類を搭載したエアロコマンダー685型機(Photo 2.1.2)を示す。両機には,それぞれの専

* 放射・大気観測:塩原匡貴,浅野正二,内山明博,真野裕三
 雲物理観測:松尾敬世,水野量,田中豊顕
 エーロゾル観測:池上三和子,財前祐二,岡田菊夫
 ** 塩原匡貴(M. Shiobara),浅野正二(S. Asano)

用測器以外に気温および露点測定用の温度計,全波長域および近赤外域用全天日射計と赤外放射 計(上向き及び下向きフラックス用各一組)等が,共通測器として搭載されている。(Table 2.2.1 参照)。



Photo 2.1.1 Cessna-404 equipped with various cloud-physics probes.



Photo 2.1.2 Aerocommander-685 equipped with various radiometers.

二機の航空機による観測には、①同期編隊飛行観測,および②大気プロフィル観測がある。同 期飛行観測(Fig. 2.1.1)においては、雲層をはさんだ上・下での同期水平飛行による放射収支観 測(モード S-1),及び雲頂上での放射観測と同期した雲内での雲物理観測(モード S-2)の2 つのモードの観測がそれぞれ往復パスについて行われる。各パスの同期飛行の開始前に,両機は それぞれロラン航法装置を用いて雲外の有視界ポイントに集合し,そこから飛行方向と速度を一 致させて約10分間の水平飛行を行う。

大気プロフィル観測(Fig. 2.1.2)は、同期飛行観測後ただちに両機がそれぞれ独立に、図に例示されたような飛行方法により、分担した空域における高度分布測定を行う。これら全ての測定メニューを完了するのに、2~2.5時間の観測時間を要する。

航空機観測は,1987.9.19-21(1987年度),1989.3.28-30(1988年度),1989.12.20-23(1989年 度)および1990.12.13-16(1990年度)に実施された。各年度毎の測定項目及び使用機器について は次節の Table 2.2.1 にまとめられている。また,主要機器の詳細および具体的な観測方法につい ても次節を参照されたい。

SYNCHRONIZED-OBSERVATION FLIGHT



Fig. 2.1.1 Flight patterns for the synchronized cloud and radiation observation by Cessna-404 and Aerocommander-685.





Fig. 2.1.2 Supposed flight patterns of Cessna-404 and Aerocommander-685 for the profile observation.

2.2 「雲-放射」航空機観測システム*

(Aircraft observation system of cloud and radiation)

雲の微物理特性と放射特性を航空機を用いて総合的に観測するために,第1章で述べられた測 器の開発の他に,各種放射量や気象要素を測定するための測器類を整備し,それらの測定データ および飛行状態や雲の分布状態に関するデータを総合的に収録するための観測システムを開発し た。しかし,観測開始前に全ての機器が整備されていたわけではなく,また,1988年度から二機 の航空機(昭和航空;Cessna-404型機およびAerocommander-685型機,以下それぞれ C404 お よび A685 と略記)を同時使用するようになったこともあって,観測年度によってシステムが若 干異なる。各観測年度における測定要素と搭載機器を Table 2.2.1 に示す。個々の機器の仕様・性 能等については巻末資料「観測機器」にまとめたので,ここでは各測定量の測定方法を中心に, 本研究における航空機観測システムの概要について述べる。

2.2.1 機器の取付

全天日射計,近赤外日射計,赤外放射計および多波長雲日射計(MCP)の4台を放射フラック スの測定の1セットとして,それぞれ機体上面,下面に1セットずつ取り付けた(Photo 2.2.1)。 取り付ける際には,動揺測定装置が設置されている機体シャーシを基準面(巡航時の水平面とな る)としてそれに平行になるようにしたが,それでも正確には平行にならないので,その取り付 け角度を水準器を用いて予め測定しておき,解析の際に動揺装置の水平面に対する傾斜分を補正 するようにした。日射計・放射計ドームへの雲粒の付着を避けるためと,各測器の急激な温度変 化を避けるために,4台の放射測器全体を覆うような整流用カバーを取り付けた。狭視野分光日 射計および赤外線放射温度計は,機体床面から鉛直下方を望むように機内の床面に取り付けた。

白金抵抗温度計,露点温度計は機体下部に外付けにした(Photo 2.2.2)。雲物理量の観測航空機 に搭載される雲水量計及び前章で述べられたエーロゾルサンプル取入口は操縦席横の窓板に外付 けした(Photo 2.1.1 参照)。これらは,エンジンの排気を受けない位置に取り付けられている。 同機の機首部分には前節で述べられた雲粒子ビデオ測定装置(AVIOM-C)が格納され(Photo 1.2.1 参照),その両側に雲粒子プローブ(PMS社FSSPおよびOPA-2D)が取り付けられてい る(Photo 2.1.1 参照)。それらの取付位置は観測の際に気流が乱されないよう配慮されている。

他方,放射観測機には,雲の3次元的な分布状態や形状をモニターするため2台の広角ビデオ カメラを搭載し,1台を前方進行方向の状態を記録するため操縦席に取り付け,もう1台を直下 の状態を記録するため床面に取り付けた。それぞれの機内には,各機器のコントローラ類の他

* 塩原匡貴 (M. Shiobara), 浅野正二 (S. Asano)
Table 2.2.1 Aircaft instrumentation.

Elements	Instruments	87	88		89		90	
[Radiation]	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·							
[Short-wave radiation]							-	
1. Upward/downward spectral flux	Multichannel cloud pyranometer	С	A		Α		Α	
2. Upward/downward total flux	Pyranometer EKO MS-42	С		С		с		
	EKO MS-801		A		Α		Α	с
3. Upward/downward near-IR flux	Pyranometer EKO MS-801	С	A	с	Α	с	Α	с
4. Nadir spectral radiance	Sunphotometer EKO-NIPR	С	A		Α		Α	
[Long-wave radiation]								
5. Upward/downward infrared flux	Pyrgeometer Eppley PIR	С	A		Α	С	Α	с
	EKO MS-200			С	·		· .	
6. Nadir infrared radiance	Radiation thermometer RST-10	С	A		Α		Α	
	I T-4			с		с		с
[Cloud and aerosol]						 		
1. Cloud particle size spectrum	AVIOM-C							
	PMS FSSP-100							
	PMS OAP = 2D2 = C							
2. Cloud liquid water content	Johnson-Williams LWH							
	PMS KLWC-5	Ĭ				C		
3. Aerosol size spectrum	Optical counter DIC PM-730	С	[C			[C
	DIC PM-200-15	Ĩ		ľ		C		C
4. Aerosol composition	Sampling impactor	C C		C	2	c		C
5. Aitken particles	Pollack counter			c		c		
[Thermodynamics]								
1. Total air temperature	Pt thermometer Rosemount 102							
	Pt thermometer MAKINO TS051P						Å	
2. Static air temperature	Radiation thermometer RST-10			C			A	
3. Dew point temperature	EG&G 137-C3		Δ					
4. Atmospheric pressure	Validvne P199	ľ		C				
• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	Rosemount 1332A3		Δ			C		
5. Pressure height	TKK ATP20-1	C		C	Δ		Δ	
6. True air speed	B&D 2504	C		c	Δ			
	Rosemount 1332B1	ľ	A		.	с		с
[Others]								
1. Cloud morphology	Video comerce WTD (from 1)		Ι.					
r. orong morphorogy	video camera-vik (iorward)	C	A	С	A	С	A	С
2. Pitch/roll/vaw angles	(downward)	C	A		A		Α	
3. Positon latitude/longitude	IORAN Navigator D/AN 11	C	A	~	A		A	
	LUNAN NAVIGATOF F/AN-11	C	A	С	Α	С	A	С

 \ast A and C correspond to the aircraft Aerocommander-685 and Cessna-404, respectively.

に,高度計測装置,動揺測定装置,対気速度計測装置,ロラン航法装置およびデータ収録装置が 設置された。また,交流電源用にインバータが用意された。



Photo 2.2.1 A pair of radiometers installed on the top (Panel A) and bottom (Panel B) of an aircraft fuselage, to measure the downward and upward radiative fluxes, respectively.



Photo 2.2.2 Thermometers for the air temperature (Rosemount 102; Right) and dewpoint temperature (EG & G 137-C3; Left), installed on the bottom of Cessna-404.

2.2.2 気圧の測定と高度算出

気圧(ある高度での大気圧)は航空機に取り付けられたピトー静圧管からの圧力(静圧)を圧 カセンサー付変換器に伝達することにより直接測定される。しかし,航空機からの出力が気圧高 度のみである場合には,次のようにして静圧を求めた。航空機に装備された気圧高度計は次式の ような気圧 *P*(hPa)と高度 *H*(m)の関係を示すよう目盛り付けされている(加藤, 1986)。

 $P = P_0 (1 - 2.256 \times 10^{-5} \cdot H)^{-5.256}$

ここで, P₀は, パイロットが離陸前にQNH規正(高度計を滑走路高度に合わせること)を行なっ ている場合は海面較正気圧となる。上式を用いて,高度計の出力からその高度での気圧を求める ことができる。実際に,こうして求めた気圧と圧力計で直接測定した気圧を比較したところ,高 度6000m までの飛行範囲でその差は1~2hPa であった。

上式は標準大気に基づいているから、この*H*は真の高度を示すものではない。そこで、観測で 得られた気圧から観測域に近い高層データを用いて高度を内挿することにした。この高度も真の 高度とは言えないが、本研究ではこれに統一した。

2.2.3 気温の測定と温度計の動圧熱補正

気温の測定には白金抵抗温度計を用いた。特に雲内で観測を行なら航空機には、センサーへの

雲粒の衝突を避ける構造を持つ Rosemount 社の Model-102 (Photo 2.2.2 参照)を装備した。こ れらの温度計には,以下に述べる動圧熱効果を補正する必要がある。

ー般に,航空機に取り付けられた温度計が測定するものは,航空機に向かってくる気流がせき 止められた状態の温度であり,空気分子の運動エネルギーが熱に変換されて温度上昇をもたらし ている。これを全温度(total air temperature)といい,これに対して静圧大気の温度(気温)を 静温度(static air temperature)という。熱力学的な導出は省略するが,全温度 $T_t(K)$ と静温度 $T_t(K)$ の関係はマッハ数 M を用いて次式で与えられる(加藤, 1988)。

 $T_t = (1 + 0.2M^2) T_s$

$$M = V_t / C_s = V_t (\gamma R T_s)^{-1/2}$$

ここで、 V_t は航空機の飛行速度(m/sec)、 C_s は音速(m/sec)、 γ (=1.4)は空気の定圧/定積 比熱比、R(=287.053J/K/kg)は気体定数である。一方、航空機に取り付けられたピトー静圧管で 測定される全圧(ピトー圧) P_t と静圧 P_s の関係は次式で与えられる(加藤、1988)。

$$P_t = P_s (1 + 0.2M^2)^{-3.5}$$

よって, 次式により, 全温度と全圧, 静圧の測定から静温度を得ることができる。

$$T_s = T_t (P_t/P_s)^{-1/3.5}$$

観測によっては全圧,静圧の形で測定されていない場合もあり,対気速度のみがデータとして 得られている場合は,浅野他(1986)に示された方法を用いた。飛行速度を変化させた水平飛行 により,これらの補正が有効であることを確認した。本研究における航空機観測では,この動圧 熱効果は,2~4℃の値になっている。

2.2.4 対気飛行速度の測定

航空機の対気飛行速度はピトー静圧管による圧力測定から次のようにして得ることができる。 全圧 P. と静圧 P. の関係は上式で与えられるから,次式のように書き換えられる。

$$(P_t/P_s)^{1/3.5} = 1 + 0.2V_t^2/(\gamma RT_s)$$

よって,次式により,全圧,静圧,静温度の値から対気飛行速度を得ることができる。

$$V_r = (5 ((P_r/P_s)^{1/35} - 1) \gamma RT_s)^{1/2}$$

- 105 -

2.2.5 湿度の測定

水蒸気量あるいは相対湿度は EG & G 社の Model-137-C3 (Photo 2.2.2 参照) で測定された露 点温度から求めた。この露点温度計は 0 ℃以下では霜点 (frost point) 温度を示すようになってい るので、気温が 0 ℃以下の場合は過冷却状態であっても氷飽和とみなした。

鏡面冷却による露点検出方式であるため応答速度が遅く,湿度の変化が大きい雲頂部などでは必ずしも十分な精度で測定されなかった。

2.2.6 雲水量の測定

雲水量の直接測定には Johnson-Williams 方式雲水量計(JW;LWH)または KING 方式雲水量 計(PMS; KLWC-5)を用いた。これらは、いずれも熱線式であるが、形状だけでなく動作原理 が異なる。

J-W 雲水量計は気流に垂直に置いた熱線に一定電流を流し,雲粒子が衝突したときに熱が奪わ れ温度が下がり抵抗が変化することによる電圧変化を測定する。気流による熱損失分は気流に平 行に置いた熱線で補償するようになっており,雲のないところでゼロ出力となるように調整して おくと,雲内では雲水量に比例した出力が得られる。飛行中の測定を前提として電流を流してお り,飛行中でない時に電源を入れると熱線が焼き切れるので,使用上注意を要する。

KING 雲水量計は熱線の温度を一定に保つように電流を流し,雲粒子の衝突による蒸発潜熱に 相当する供給電力の変化を測定する。その電力変化 Pwer (W) は次式で与えられ,雲水量 LWC (g/m³) に比例する (例えば King *et al.*, 1980)。

 $P_{WET} = l \cdot d \cdot \{L + c(T_s - T_A)\} \cdot v \cdot LWC$

ここで, $l \geq d$ はコイルの長さ(m) と直径(m), $L \geq c$ は水の蒸発潜熱(J/g) と比熱(J/g/K), $T_s \geq T_A$ はセンサー部の温度(K) と気温(K),vは対気飛行速度(m/sec)である。熱線は1本で,実際に測定されるのは気流による熱損失も含めた全供給電力に比例した出力なので,雲のないところでの測定値を用いて気流による熱損失分を差し引く。

いずれの測器も熱線上での雲粒子の破砕や飽和が問題となり得るため,雲水量が多いときやサ イズの大きい雲粒子の観測において雲水量を過小評価することが示されている(Tanaka *et al.*, 1988;塩原他, 1990)。

2.2.7 雲粒子サイズ分布の測定

雲粒子サイズ分布の測定には、前章で述べられた AVIOM-C の他, 1988年度より一般に Knollenberg probe と呼ばれる PMS 社の FSSP-100 と OAP-2D2-C を用いた。FSSP はレーザー 光路上の雲粒子による前方散乱強度を測定し、その強度が粒子の大きさにより異なることからサ

イズ分布を求めるもので直径3µm~47µmの測定が可能である。一方,OAP-2Dはレーザー光線 を光源とし1次元アレイセンサー上にできる雲粒子のかげの大きさから個々の粒子の形状とサイ ズを決定するもので直径25µm~800µmの大きな粒子の測定が可能である。これらの測器で測ら れた粒径分布について積分することにより,雲水量を求めることもできる。

2.2.8 日射フラックスの測定値の補正

日射計出力の温度依存性の補正については,浅野他(1986)の補正方法に従った。補正に必要 な日射計の内部温度は銅ーコンスタンタン熱電対を用いてモニターした。また,太陽高度の変化 に対する日射フラックスの補正および機体の動揺による見かけの出力変化の補正も行なった。本 研究では,機体動揺の補正は太陽直達光の影響のみを考慮し,雲上における下向きフラックスの 測定についてのみ行なった。補正に必要な機体の姿勢は鉛直ジャイロと方位ジャイロを組み合わ せた動揺測定装置(TKK; VG-40/DG-51)によりモニターした。

機体の姿勢はピッチ角(進行方向に対して機首がどれだけ上を向いているか), ロール角(翼が どれだけ傾いているか), ヨー角(進行方位)で表現され, 鉛直ジャイロによりピッチ角とロール 角を計測し, 方位ジャイロによりヨー角を計測する。ロータを支えるジンバルは二重になってお り, 鉛直ジャイロではロータの回転軸は常に鉛直に保たれる。外側のジンバルはその回転軸が機 体の主軸に一致するように固定されているので, この軸のまわりの回転角がロール角, 内側のジ ンバルの回転角がピッチ角として検出される。機体がピッチ角 θ_p , ロール角 θ ,をもつ姿勢をと るとき,機体の法線はロータの回転軸(鉛直軸)からずれる。その傾き θ_n と機首方向を基準にし た時の方位 ε は球面三角法により次式で与えられる。

$$\cos\theta_n = \cos\theta_r \,\cos\theta_p$$

$$\tan \varepsilon = \frac{\tan \theta_{r}}{\tan \theta_{p}}$$

一方,機体の進行方向すなわちヨー角は方位ジャイロで測定されるが,ヨー軸(ヨー角を検出す る回転軸)は機体に固定されているので,機体が水平から外れる時,ジンバル誤差と呼ばれる方 位誤差を生じる。しかし,ピッチ角,ロール角が小さい時,この誤差は無視できるので,ここで 測定されたヨー角θ,は,垂直軸のまわりの回転角を表わすものとする。

この時,機体の法線の方位 φ_nは,機体の方位の初期値(方位ジャイロをリセットした時の方 位)を φ₀ とすると,次式で与えられる。

$$\phi_n = \phi_0 + \theta_y + \pi - \varepsilon$$

この式の最後の項 $(\pi - \epsilon)$ については ϵ のとり方に依存するので, Asano and Shiobara

-107 -

(1989) にあるように, $\varepsilon \varepsilon \tan \varepsilon = \tan \theta_{\rho} / \tan \theta$, にとる場合は, 上式の $(\pi - \varepsilon) \varepsilon (\varepsilon - \pi / 2)$ で置き換えるのが正しい。

この機体姿勢 (θ_n , ϕ_n) を用いた日射計出力の補正方法については, 浅野他 (1989) および Asano and Shiobara (1989) に詳しい。

2.2.9 データ収録

放射量、気象要素、飛行状態等の測定データは、それぞれの測器から基本的に直流電圧の形で 出力される。それらの測器出力は総計で約50チャンネルあるため、18チャンネルのアナログ入力 を備えたデータロガー(ETO; Thermodac32)を3台用意した。このデータロガーは最高1秒毎 のデータ・サンプリングが可能である。観測中の航空機は約300km/hで飛行するので,1秒毎の サンプリングは約80mの空間分解能に相当する。データロガーでA/D変換された測定データは. 時刻データとともにカセット・データレコーダ (ETO:EC-3M) によってカセットテープに収 録される。カセットテープ1本片面の容量は約200Kバイトで,18チャンネルのデータを1秒間隔 で記録すると約55分で飽和する。そのため観測中にテープの交換が必要となり、短時間ではある がデータの欠測が生じるのが難点である。1988年度以降は二機の航空機を使用するようになった ため、データ収録をパソコンで制御する装置を新たに整備した。この方式では、データロガーで A/D 変換されたデータはパソコン(NEC: PC9801UX21)内に装着した S-RAM に格納される。 S-RAM は 2M バイトの容量をもち,バイナリ圧縮コードで記録すると,データロガー3台分の データを1秒サンプリングで約4時間収録することができる。そのため観測中の欠測がなくなっ た。これらの測定データは、観測終了後、データテープ変換装置(HP;HP9816, TEAC; MT-1000GP) によって1600BPI磁気テープに書き換えられた後,大型計算機(HITAC;M-280)で解 析処理される。

操縦席および床面に取り付けた2台のビデオカメラ(SONY;TR-55, Victor;TK-860)に よって得られた飛行中の前方および下方の映像は,機内でモニターされると同時に,時刻データ とともに NTSC 方式 VTR(SONY;SL-B5, Victor;BR-9000)に収録される。それらのビデオ データは,観測終了後,雲画像解析装置(PHOTORON;FDM98-RGB, NEC;PC-9801VM21) を用いて解析される。また,ビデオテープには,後の解析の助けとなるよう観測中の特記事項が 音声で録音されている。各種の測定データやビデオデータは,それぞれに記録された時刻データ を参照して,相互に比較することができる。

2.2.10 機器の検定および相互比較

MCPの検定方法は1.4節で述べたとおりである。全天日射計(MS-42, MS-801)については気象庁観測部日射計検定室の日射計準器と比較することにより値付けを行なった。赤外放射計

(PIR) および赤外線放射温度計(RST-10, IT-4)の検定には気候研究部の赤外放射計検定用黒体槽(塩原他, 1990)を用いた。検定の温度範囲は-20~25℃であるが,その間の直線性は十分保たれていた。いずれの検定も観測期間をはさんだ前後に行うことを原則とし,最低年1回の検定を行なった。

白金抵抗温度計(TS051P)について銅ーコンスタンタン熱電対との温度比較を行なったところ,0~30℃の温度範囲でその差は0.2℃以内であることを確認した。

気圧計(1332A3, P199) および気圧高度計(ATP20-1)で測定した気圧を相互比較したところ, 1332A3 と ATP20-1 との差は高度6000m までで 2hPa 以下, P199 と ATP20-1 との差は高度 5000m までで 2hPa 以下, 高度7000m では 4hPa の差であった。

2台の露点温度計(137-C3)を相互比較したところ,露点温度が10℃~-40℃の範囲でその差 は概ね0.8℃以下だったが,露点温度が-30℃以下で最大1.5℃,また湿度の変化の大きいところ で1℃前後の差を示した。これは両者の応答速度や安定性の違いに起因するものと考えられる。

参考文献

浅野正二他,1986:航空機による放射観測.気象研究所技術報告(中層大気の研究), №18,145-164. 加藤昭英,1986:航空計器(3).航空技術,№371,33-39.

加藤昭英,1988:航空計器(20). 航空技術, No.403, 46-50.

- 塩原匡貴・浅野正二・五十嵐 守・深井智亜樹, 1990:シリコン・ドーム型赤外放射計の検定黒体槽 の開発とドーム効果の定量化、日本気象学会講演予稿集, 57, p109.
- 塩原匡貴・浅野正二・松尾敬世・田中豊顕, 1990:層積雲の放射・雲物理特性の航空機観測.日本気 象学会講演予稿集, 58, p12.
- Asano, S. and M. Shiobara, 1989: Aircraft measurements of the radiative effects of tropospheric aerosols. (1) Observational results of the radiation budget. J. Meteor. Soc. Japan, 67, 847-861.
- King, W. D., C. T. Maher and G. A. Hepburn, 1980: Further performance tests on the CSIRO liquid water probe. J. Appl. Meteor., 20, 195-202.
- 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.

2.3 観測データ*

(Observational data)

本節では,層状雲に対する各年度の代表的な観測事例について,一次処理した(物理量に直した)観測データを例示する。提示されるデータは,観測日時のGMS可視画像,観測飛行航路図, 大気プロフィルおよび雲の微物理特性データ,そして放射データの順である。本研究計画におけ る航空機観測により,ここに例示されるデータを含め,膨大なデータが取得された。測定データ は雲の構造や放射収支の解析など,様々な観点から解析されている。現時点において全てのデー タの解析は完了してはいないが,それらは内外の研究者が利用できる形に整備されている。取得 データの詳細については,補章の観測データ・ディレクトリーを参照されたい。

2.3.1 1987年度の観測事例

観測日時:1987年9月20日 13:20-14:40

場 所:八丈島南方約60kmの海上,(32°35′N,139°35′E)を中心とした約20km×40kmの空 域

(雲概況) 雲頂高度2700m,雲底高度2000mの層状雲,800~1100mに積雲。雲頂温度は6℃, 雲頂部には2℃程度の弱い温度逆転が見られた。

- (雲物理) J-W 雲水量計による雲水量は平均で0.08g/m³,最大で0.2g/m³程度であった。 AVIOM-Cによる雲粒の数濃度と有効半径は,平均で各々190個/cm³,18µmであり,この節 での他の例と比較すれば数がやや少なく,雲粒が大きい。
- (放射) フラックスの鉛直分布は下降中の観測データを11秒移動平均で平滑化したもの。高度1300m以下で増加しているのは、下降中に雲の薄い場所へ移動してしまったことを意味している。雲頂上での下向き全天日射量のデータに異常がみられる。下向き日射量は近赤外日射量データにも見られるとおり、6パスで安定した値を示すことが期待されるが、全天日射量のみパスにより大きく変動している。この放射観測は雲内の雲物理観測の後に行われたため全天日射計の内部が(不均一に)曇ったためと考えられる。

* 塩原匡貴 (M. Shiobara), 木野 量 (H. Mizuno), 真野裕三 (Y. Mano), 浅野正二 (S. Asano)



Fig. 2.3.1 Visible channel satellite image from GMS-3 at 05Z on September 20, 1987 around the area of aircraft observation.



Fig. 2.3.2 Flight path of the aircraft C404 on September 20, 1987.



Fig. 2.3.3 Thermodynamical and cloud-physical data from the aircraft observation of stratocumulus cloud layer on September 20, 1987.

- (a) Vertical profiles of the air temperature (T) and the dewpoint temperature (T_d) .
- (b) Vertical profile of the liquid water content measured by a J-W hot-wire probe.
- (c) Time series variation of the liquid water content measured by a J-W hot-wire probe along a horizontal path in the cloud layer.
- (d) Time series variation of the number density of cloud particles measured by an AVIOM-C instrument along a horizontal path in the cloud layer.
- (e) Same as (d), but for the effective particle radius.
- (f) Size distribution of cloud particles measured by an AVIOM-C instrument along a horizontal path in the cloud layer.





- (a) Vertical profiles of the upward, downward and net solar fluxes in the total wavelength.
- (b) Same as (a), but for the near infrared region.
- (c) Time series variation of the infrared fluxes (Top), near infrared solar fluxes (Middle), and total solar fluxes (Bottom) measured just above the cloud top. The upward and downward arrows indicate the upward and downward fluxes, respectively.
- (d) Same as (c), but for the fluxes measured just beneath the cloud base.

2.3.2 1989年3月30日の観測事例

観測日時:1989年3月30日 11:30-14:00

場 所:遠州灘南方約200kmの海上,(33°15′N,137°45′E)を中心とした約50km×50kmの空 域

- (雲概況) 雲頂高度3500m,雲底高度2000mの層状雲(高層雲)とその下に雲底高度1600mの 層積雲が存在。層積雲はあるところでは上の層状雲に達し,あるところでは離散積雲となっ ていた。雲頂は比較的平らであったが,雲底は複雑な構造を示した。雲頂温度は-11℃,雲 頂部には2℃前後の弱い温度逆転が見られた。この雲群は50~60km四方程度の水平方向の 広がりを持ち,全体として北東へ移動していた。大気は hazy であった。
- (雲物理) KING 雲木量計の値は10分間の平均で0.09g/m³であるが,水平方向の変化が著しく、大きい所では0.4g/m³に達している。AVIOM-Cは雲内に入ってまもなく過冷却水滴の凍結のため作動しなくなり、最初の数分間のデータしか取得できなかった。このため、AVIOM-Cのデータは雲塊の周辺部の状況を表わしているものであり、雲粒子数濃度はこの節の他の例に比較して非常に少なくなっている。雲粒子の有効半径は平均で約15µmであった。
- (放射) 雲底下での赤外放射フラックスは暖かい海面からの上向き放射のため,下向きフラックスより上向きフラックスの方が大きくなることが予想されるが,一部で逆転が見られる。これは測器(MS-200)の検定がうまくなされなかったためと考えている。他の測定データは良好である。



Fig. 2.3.5 Same as Fig. 2.3.1, but for 03Z on March 30, 1989.



Fig. 2.3.6 Observation flight paths of the aircraft C404 and A685 on March 30, 1989.



Fig. 2.3.7 Same as Fig. 2.3.3, but for the observation on March 30, 1989, where the liquid water content was measured by a KING hot-wire probe.



Fig. 2.3.8 Same as Fig. 2.3.4, but for the observation on March 30, 1989.

2.3.3 1989年12月22日の観測事例

観測日時:1989年12月22日 10:20-12:40

場 所:八丈島東方約200kmの海上,(33°25′N,142°50′E)を中心とした約40km×100kmの 空域



Fig. 2.3.9 Same as Fig. 2.3.1, but for GMS-4 at 02Z on December 22, 1989.



Fig. 2.3.10 Same as Fig. 2.3.6, but for the obaservation on December 22, 1989.



Fig. 2.3.11 Same as Fig. 2.3.7, but for the obaservation on December 22, 1989.



Fig. 2.3.12 Same as Fig. 2.3.4, but for the observation on December 22, 1989.

- (雲概況) 雲頂高度3000 m,雲底高度約2200 mの層状雲(層積雲)その下に積雲(雲底高度 1400m)の二層構造。冬型の気圧配置による寒気の吹き出しに伴い暖かい海上に出現。雲頂 温度は−9℃,雲頂部には6℃前後の強い温度逆転が見られた。雲底下では、ところどころ で降雨あり。海面隠やか。低気圧の接近により、上空7000 mには南よりの湿度の高い空気が 流入し、南方には巻雲が存在した。
- (雲物理) KING 雲水量計の水平分布データには幅約5kmおよび約8kmの二つの領域が見られ、それぞれの中心付近での値は0.18~0.2g/m³程度である。AVIOM-Cによる雲粒子数濃度は約300個/cm³で、この節の観測例のうちではやや多い方に属する。有効半径は平均で15μmである。
- (放射) 各測器とも正常に動作し、概ね良好な測定が行なわれた。ただし、対象となった雲は必ずしも均質な層状雲ではなく、バンド状のクラック(雲の裂け目)が存在したため、雲底下の下向き日射データはところどころ大きな値を示し、赤外データは小さい値を示している。

2.3.4 1990年12月14日の観測事例

観測日時:1990年12月14日 10:30-12:50

場 所:八丈島南東方約 60km の海上, (32°20'N, 140°40'E)を中心とした約80km×50kmの 空域



Fig. 2.3.13 Same as Fig. 2.3.9, but for 02Z on December 14, 1990.



Fig. 2.3.14 Same as Fig. 2.3.6, but for the observation on December 14, 1990.

- (雲概況) 雲頂高度2500 m, 雲底約2100 mの薄い層状雲(層積雲)とその下に離散積雲(雲底高度1500 m)の二層構造。雲と放射の同期観測は,上部の層積雲に対して行われた。この層状雲は時間とともに衰退。雲頂温度は-4℃,雲頂部には5℃前後の強い温度逆転が見られた。積雲の雲底下,ところどころで降雨があった。海面に白波が目立った。巻雲,巻層雲はなかったが,層積雲の上空にところどころ高層雲が出現した。
- (雲物理) KING 雲水量の水平分布データには幅約40kmの領域が見られ、この領域内で平均 0.1g/m³である。AVIOM-Cによる雲粒子数濃度は、平均して220個/cm³であり、全観測例中 では平均的な値である。雲粒の有効半径は平均で8.5µmであり、他の観測例に比べてかなり 小さな値となっている。この雲系の雲物理学的構造は、次の2.4節において詳細に論じられ ている。FSSP 測器による対応するデータが Fig. 2.6.7 にも示されている。
- (放 射) 同期飛行中の11:01~11:04の雲頂上空での下向きフラックス測定は上空の高層雲に 遮られたために有効ではない。C404 機の上向き赤外放射計の測定は不良であった。



Fig. 2.3.15 Same as Fig. 2.3.7, but for the observation on December 14, 1990.



Fig. 2.3.16 Same as Fig. 2.3.4, but for the observation on December 14, 1990.

2.4 水雲の層積雲と氷化した層積雲の雲物理構造*

(Microstructures of non-glaciated and partially glaciated stratocumulus clouds)

2.4.1 はじめに

層積雲は、地球の放射エネルギー収支に深く関係している.層積雲は、その高い反射率によっ て太陽からの放射が地表面に達することを制限すると同時に、その低い高度により地表面と同程 度の赤外放射を放射する.層積雲の存在によって、太陽放射の吸収が減少することになる(例え ば、Randall *et al.*, 1984)。また、層積雲は、空間的に広い領域を占め時間的にも持続性があるた め、多くの地域の気候に重要な影響を与えていると考えられている(Nicholls, 1984)。地球の放射 エネルギー収支に大きく関与している層積雲の放射特性および雲物理構造を明らかにすること は、非常に重要なことである。

以上のような重要性にもかかわらず,層積雲の雲物理構造の観測的研究は,意外に少ない。カ リフォルニア沖の層積雲についてはBrost *et al.* (1982 a, b) や Noonkester (1984), Albrecht *et al.* (1985) が報告しており,イギリス周辺の層積雲についてはRoach *et al.* (1982) や Caughey *et al.* (1982), Slingo *et al.* (1982 a, b), Nicholls (1984) が調べている。しかし,日本列島周辺の 層積雲については,WCRP (World Climate Research Program,世界気候研究計画) によってよ うやく航空機観測が始まったばかりであり,わずかにIshizaka and Nagano (1990)の報告がある にとどまっている。一方,層積雲の構造の観測と平行して雲粒子のもととなる凝結核の観測が行 われており,海洋上と大陸上とでその数濃度が異なることが知られている (例えば,Twomey and Wojciechowski, 1969; Wallace and Hobbs, 1977)。層積雲を形成する雲粒スペクトル,上昇 流,気温領域等に地域性があることから,日本周辺の層積雲の特徴は他国のものとは異なってい るかも知れない。

本稿では,1990年12月13日と14日に八丈島南方海上で航空機観測された2例の層積雲の雲物理 構造を報告する。一つは水雲の層積雲であり,もう一例は雲内に氷晶と水滴の両方が含まれてい る混合型の層積雲である。

2.4.2 観測方法

観測方法と測器は, 2.1節に示されている通りである。以下の解析は, データが密に得られている KING 雲水量計, FSSP プローブ, 2D-C プローブの各測定器によるものを示す。

* 水野 量 (H. Mizuno), 松尾敬世 (T. Matsuo)

-125-

2.4.3 解析結果

- 水雲の層積雲
- (a) 総観的気象条件

Fig. 2.4.1 は, 1990年12月14日 9 時の地上気圧と850 mb気温分布を示した天気図である。図中の ●印が観測場所を示し,日本列島の東方海上に中心がある高気圧の南西縁辺部に位置している。 また,観測場所の約1000 km 西方に低気圧があって近づきつつある。このとき850 mb 面では南南 西の風で暖気移流場となっており,気象衛星画像によると観測場所付近に数10 km 四方の広がり をもった層積雲が存在していた。



Fig. 2.4.1 Synoptic weather chart of surface pressure (solid line) and temperature at 850 mb at 9JST 14 December 1990 with contour intervals of 4 mb and 6°C, respectively. Observation area is indicated by closed circle.

Photo 2.4.1 は, 航空機から撮影した層積雲の雲頂部と雲底下の様子である。層積雲の雲頂はほ ぼ平坦にひろがっており, この上空の所々に高積雲が存在している。しかし, この高積雲から降 水粒子が落下して層積雲の雲頂部まで達している様子は全く見られず, 層積雲内の粒子は高積雲

-126 -

の存在とは関係なく形成されていたと考えられる。また,層積雲の雲底付近では霧雨程度の降水 粒子が観測されたけれども,海面まで達する降水ではなかった。



Photo 2.4.1 Pictures of cloud top layer (top) and subcloud layer (bottom) from a left window of Cessna-404 during 14 December 1990 stratocumulus mission.

(b) 気温の鉛直分布

Fig. 2.4.2は,航空機によって観測された気温の鉛直分布である。高度約2.6kmに強い気温逆転 層の下面があり,これが層積雲の雲頂高度とほぼ一致している。層積雲の雲頂は2.6km,約-4 ℃,雲底は1.5km,約4℃で,雲層約1100mであった。観測場所の北北西約100kmにある八丈 島でも,同様な気温・湿度分布であった。八丈島のデータによると,海面から雲底付近までの層



では弱い対流不安定で、雲層内では中立からやや安定化した成層状態であった。

Fig. 2.4.2 Vertical profile of air temperature measured from Cessna-404 on a sounding, 14 December 1990.

(c) 雲粒子の鉛直分布

雲水量

Fig. 2.4.3 は, FSSP プローブで測定された全雲水量(図中の TOTAL)と粒径別雲水量との鉛 直分布である。なお, KING雲水量計による雲水量のデータは, FSSPによる全雲水量と同程度の 結果を示している。

全雲水量の鉛直分布に注目すると,雲底付近から上方に向かって雲水量が増大し,雲頂から 約300 m 下の高度で最大値約0.7g/m³を示していることが特徴的である。このように雲底から上 方へ向かって雲水量が増大するという傾向は,雲底付近の空気が断熱的に上昇した場合に凝結し て出てくる雲水量の傾向と全く同じものである。しかし,観測された雲水量の大きさは,断熱上 昇の場合の雲水量の約1/4~1/3である。この雲水量が断熱上昇の場合の雲水量より少ないことの 一つの理由として,次のことが考えられる。すなわち,上昇流によって凝結が起こり雲水量が単 調に増大するのではなく,周囲の空気との混合過程や雲内での降水粒子形成過程の中で雲水量は 減少している。この両者の差し引きによって,雲内の雲水量が決まっていると考えられる。雲水 量の増加分と減少分が定量的にそれぞれどの程度かという問題は,今後の課題である。

次に, 粒径別雲水量の鉛直分布に注目する。雲層の下部では小さな粒径 (5-17µm) の雲粒が全

雲水量に寄与しており,雲層上部では大きな粒径(17-29μm)が全雲水量の大きな比率を占めて いる。すなわち,雲底から雲頂へ向かって全雲水量に寄与する雲粒の粒径が大きくなるという一 貫した特徴がある。しかし,雲層上部においても小さな粒径の雲粒は存在しており,雲層下部か ら雲層上部に向かって雲粒の粒径スペクトルが広がっているという点にも留意する必要がある。



Fig. 2.4.3 Vertical profiles of liquid water content and fractional ones for specific droplets diameter ranges obtained from the FSSP probe on Cessna-404, 14 December 1990.

雲粒数濃度

Fig. 2.4.4 は,全雲粒数濃度(図中の TOTAL)と粒径別雲粒数濃度との鉛直分布を示している。なお,ここでの雲粒数濃度は,FSSP で測定される粒径5-95µm の雲粒に対してのものである。

まず,全雲粒数濃度の鉛直分布に注目する。特徴的なことは,雲層内で全雲粒数濃度の最大値 がほぼ一定(約200~250個/cm³)になっていることである。したがって,雲粒が凝結核を中心に 形成されることを考慮すると,雲層内での凝結核数濃度も高度によらずほぼ一定であることを示 している。このことは,層積雲の雲物理構造を理解する上で重要な観測事実であると思われる。

次に,粒径別雲粒数濃度の鉛直分布に注目する。雲層下部では雲粒のほとんどは粒径5-11μm の小さな雲粒であり,その数濃度は約200個/cm³である。一方,雲層上部では粒径5-11μmの小さ な雲粒に加えて粒径11-17μm,17-23μmのより大きな雲粒が存在している。粒径11μm以上のよ

- 129 -

り大きな雲粒の数濃度は約150/cm³であり,粒径5-11µmの小さな雲粒が雲層下部から上部にか けて減少した分に相当している。すなわち,雲底から雲頂へ向かって粒径の小さな雲粒の数濃度 が減少すると同時に,より大きな雲粒の数濃度が増大するという一貫した特徴が見られる。つま り,雲層内の全雲粒数濃度を保ちつつ,粒径スペクトルが雲底から雲頂へ向かって広がっている。



Fig. 2.4.4 Vertical profiles of number concentration for all cloud droplets and fractional ones for specific diameter ranges from the FSSP probe on Cessna-404, 14 December 1990.

最後に, Fig. 2.4.3 と Fig. 2.4.4 とから期待される雲物理過程を考察する。Fig. 2.4.3 で見られた 雲層上部の大きな雲水量に寄与している粒径のより大きな雲粒は, Fig. 2.4.4 の結果を考慮する と, 粒径5-11µm の小さな雲粒が雲層下部から上部に向かって凝結成長したものであると考えら れる。すなわち, 雲底から雲頂へかけて, 雲粒数濃度がほぼ一定のもとで, 雲粒が凝結成長して いるという雲物理過程を描くことができる。

2 D-C粒子画像

Fig. 2.4.5 は, 2D-C プローブによって得られた層積雲内と雲底下における粒子の画像である。 2D-C プローブは,画像の分解能が25µm であるため,FSSP プローブが対象とする雲粒よりも大 きな雲粒や霧雨程度の粒径の画像を観測する。Fig. 2.4.5 から特徴的なことは,

①2D-C 粒子画像は、すべて水滴のものと判断されること、

②雲頂から雲底へ下方へ向かって、粒子の粒径が大きくなっていること、

-130 -

③雲底下では,雲底直上よりも粒子の粒径が小さくなっていること, である.

以上の特徴から, 雲内および雲底下で期待される大雲粒~降水粒子に関係した雲物理過程を考察する。まず, 2D-C粒子画像のすべての粒子が水滴と判断されること(特徴①)から水滴間の衝突併合過程が考えられ, 雲層内で下方へ向かって粒径が増大するという特徴②とよく整合する。 また, 雲底からさらに下方へ向かって粒径が小さくなること(特徴③)は, 水滴が雲底下の未飽 和空気中を落下する中での蒸発過程で説明できる。すなわち, 雲層内における水滴間の衝突併合 過程と雲底下の蒸発過程を 2D-C 粒子画像から描くことができる.



Fig. 2.4.5 Vertical distribution of images obtained from the 2D-C probe on Cessna-404, 14 December 1990.

(2) 一部氷化した層積雲

(a) 総観的気象条件

Fig. 2.4.6 は, 1990年12月13日 9 時の地上気圧と850 mb気温分布を示した天気図である。図中の ●印が観測場所を示し,弱い寒気吹き出しの状況下にある。日本列島東海上には発達した低気圧

- 131 -



Fig. 2.4.6 Synoptic weather chart of surface pressure (solid line) and temperature at 850 mb at 9JST 13 December 1990 with contour intervals of 4 mb and 6°C, respectively. Observation area is indicated by closed circle.

があり,西日本から高気圧が東へ移動しつつあり,寒気の吹き出しが終わりかけている。このとき850mb面では北西の風で寒気移流場となっており,気象衛星画像によると四国〜紀伊半島の南海上には筋状雲があり,観測場所付近に数10km四方の広がりをもった層積雲が存在していた。なお,この層積雲は,観測期間中に徐々に消散する過程にあった。

Photo 2.4.2 は,航空機から撮影した層積雲の雲頂部と雲底下の写真である。層積雲の雲頂はほ ぼ平坦に広がっており、この上空には上層雲・中層雲は全く存在していない。したがって,層積 雲内の水粒子・氷粒子はすべて雲内で形成されたものと言える。また,雲底付近では霧雨程度の 降水が認められたけれども,海面まで達する降水ではなかった。

(b) 気温の鉛直分布

Fig. 2.4.7は,航空機によって観測された気温の鉛直分布を示している。高度約2.2kmに強い気 温逆転層があり,これが層積雲の雲頂高度とほぼ一致している。層積雲の雲頂は2.1km,約-4





Photo 2.4.2 Pictures of cloud top layer (top) and subcloud layer (bottom) from a left window of Cessna-404 during 13 December 1990 stratocumulus mission.

C, 雲底は1.4 km,約1℃で, 雲層約700 m であった。観測場所の北北西約100 km にある八丈島 では,逆転層の高さは約2.6 km とやや高く,これより下の層では対流不安定の成層状態であっ た。以上のことから,観測された層積雲は,寒気吹き出しに伴う対流不安定によって形成されて いたと考えられる。

(c) 雲粒子の水平分布

雲水量

KING 雲水量計による雲水量の-2℃高度での水平分布が、Fig. 2.4.8 に示されている。なおこ



Fig. 2.4.7 Vertical profile of air temperature measured from Cessna-404 sounding on 13 December 1990.



Fig. 2.4.8 Time series of liquid water content from the King liquid water content probe and number concentration of particles larger than 100 μ m by the 2D-C probe on Cessna-404, 13 December 1990.

こでは,2D-C粒子画像から雲内に氷粒子が含まれていることが分かったため,FSSPプローブに よる雲水量ではなくKING 雲水量計によるものを示している。Fig. 2.4.8より, 雲水量が水平方向 に空間的に大きく変動していること,また雲水量の最大値は約0.4g/m³であることが分かる。

2 D-C粒子画像

Fig. 2.4.9 には, 雲水量の少ない場所 (Fig. 2.4.8 のA付近)と雲水量の多い場所 (Fig. 2.4.8 の B付近) における 2D-C 粒子画像が示されている。Fig. 2.4.9 から,

①雲水量の多い場所(B)では, ほとんどが粒径100µm以下の水滴の画像であること,

②雲水量の少ない場所(A)では,針状・角柱状の氷晶の画像と水滴の画像とが混在し,氷晶の 粒径は200-400 µm に達していること,

が分かる。



Fig. 2.4.9 Images from the 2D-C probe for A and B shown in Fig. 2.4.8

次に, Fig. 2.4.8 の粒径100 μ m 以上の 2D-C 粒子の数濃度を調べる。雲水量の多い場所 (B) で は、①のように粒子のほとんどが粒径100 μ m 以下であるため、粒子数濃度は小さい。一方, 雲水 量の少ない場所 (A) では、②のように大きな氷粒子が多いことを反映して、粒子数濃度は100個/ L以上となっている。このように雲水量が少ない所に氷粒子があり、粒径100 μ m 以上の 2D-C 粒 子の数濃度が大きくなっている傾向が見られる。

以上のように, -4 ℃という高い雲頂温度の層積雲内で氷粒子があり, その数濃度が100個/L 以上ということは, 日本周辺における層積雲の雲物理構造の理解と氷晶発生機構の解明という観 点から非常に興味深い観測事実である。

(d) 雲粒子の鉛直分布

雲水量

KING 雲水量計による雲水量の鉛直分布が, Fig. 2.4.10 に示されている。なおここでは, 2D-C 粒子画像から雲内に氷粒子が含まれていることが分かったため, FSSP プローブによる雲水量 ではなく KING 雲水量計によるものを示している。Fig. 2.4.10より, 雲水量が雲底より約100m上 の高度で最大値0.4g/m³となり, それより上方に向かって雲水量が減少し雲層上部で約0.1g/m³ となっていることが分かる。このような雲水量の鉛直分布は, (1)の層状水雲の層積雲についての 鉛直分布と全く異なるものである。



Fig. 2.4.10 Vertical profiles of liquid water content from the King probe on Cessna-404, 13 December 1990.

2 D-C粒子画像

2D-C プローブによる粒子画像の鉛直分布が, Fig. 2.4.11 に示されている。特徴的なことは, ① 雲内(高さ1400 m~2100 m)の 2D-C 粒子画像は,大部分の氷粒子と一部の水滴のものと判

- 136 -





断されること,

②雲層上部では, 粒子は粒径が小さく, 針状・角柱状の氷晶と判断されること,

③雲層下部では,雲層上部より粒径の大きい氷粒子が観察されること,

④雲底下では,氷粒子と水滴が混在し,より下方になるにつれて全部が水滴となっていること,

である。

以上の特徴から,雲内および雲底下における雲物理過程を考察する。まず,この層積雲の上空 には雲はないことから,層積雲内で氷晶が何らかのメカニズムによって発生していることは明か である。次に,雲層上部に結晶形の分かる小さな粒径の粒子が見られることから,氷晶の発生場 所が雲層上部である可能性が高いと考えられる。また,雲層下部にかけて粒径が大きくなってい ることから,雲内での氷晶の昇華あるいは雲粒付着による成長があると考えられる。さらに雲底 下では,氷粒子の融解による水滴形成で特徴④を説明できる。以上のように,2D-Cプローブによ る粒子画像の鉛直分布から,雲層上部での氷晶発生過程,雲層内での昇華成長・雲粒付着成長過 程,雲底下での氷粒子の融解過程が卓越していたとまとめられる。これらの特徴を定量的に説明 することは,今後の課題とする。
2.4.4 まとめ

水雲の層積雲と一部氷化した層積雲の雲物理構造が,1990年12月13日と14日八丈島南方海上で 航空機観測によって調べられた。主な解析結果は,次の通りである。

①水雲の層積雲では,雲粒は雲粒数濃度がほぼ一定(約200-250個/cm³)の下で雲底から雲頂 へかけて凝結成長し,粒径スペクトルが広がっている。また,雲層内で水滴間の衝突併合過 程によって降水粒子が形成され,雲底から蒸発しながら落下している。

②雲頂温度-4℃で氷化している層積雲では,雲層上部で何らかのメカニズムによって氷晶が 発生し、雲内で昇華成長あるいは雲粒付着成長した100個/L以上の高濃度の氷粒子が形成さ

れている。さらに、氷粒子は雲底から融解しながら落下している。

以上の結果は,日本周辺における層積雲の雲物理構造の理解と氷晶発生機構の解明という観点か ら非常に興味深いものである。今後さらに航空機観測を基本とした観測データの取得に努め,定 量的な解析を進める必要がある。

謝辞

高度な安全飛行を要求される層積雲の航空機観測を無事遂行された昭和航空㈱,複雑な FSSP, 2D-C データ処理プログラムの開発に御協力頂いたシステムクラフト及びその他航空機観 測関係者の方々に厚く感謝する。

参考文献

Albrecht, B. A., R. S. Penc and W. H. Schubert, 1985: An observational study of cloud-topped mixed layers. J. Atmos. Sci., 42, 800-822.

- Brost, R. A., D. H. Lenschow and J. C. Wyngaard, 1982a : Marine stratocumulus layers. part I : Mean conditions. J. Atmos. Sci., 39, 800-817.
- Brost, R. A., J. C. Wyngaard and D. H. Lenschow, 1982b : Marine stratocumulus layers. part II : Turbulence budgets. J. Atmos. Sci., 39, 818-836.

Caughey, S. J., B. A. Crease and W. T. Roach, 1982: A field study of nocturnal stratocumulus. II : Turbulence structure and entrainment. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 108, 124-144.

Ishizaka, Y. and I. Nagao, 1990 : Effect of cloud-droplet size-distribution on radiative properties of clouds. Progress report of WCRP in Japan, Japanese WCRP Association, 73-78.

- Nicholls, S., 1984: The dynamics of stratocumulus: Aircraft observations and comparisons with a mixed layer model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 110, 783-820.
- Noonkester, V. R., 1984 : Droplet spectra observed in marine stratus cloud layers. J. Atmos. Sci., 41, 829-845.
- Randall, D. A., J. A. Coakley, Jr., C. W. Fairall, R. A. Kropfli and D. H. Lenschow, 1984 : Outlook for research on subtropical marine stratiform clouds. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 65, 1290-

1301.

- Roach, W. T., R. Brown, S. J. Caughey, B. A. Grease and A. Slingo, 1982: A field study of nocturnal stratocumulus. I. Mean structure and budgets. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 108, 103-132.
- Slingo, A., R. Brown and C. L. Wrench, 1982 : A field study of nocturnal stratocumulus. II. High resolution radiative and microphysical observations. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 108, 145-165.
- Slingo, A., S. Nicholls and J. Schmetz, 1982 : Aircraft observations of marine stratocumulus during JASIN. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 108, 833-856.
- Twomey, S. and T. A. Wojciechowski, 1969: Observations of the geographical variation of cloud nuclei. J. Atmos. Sci., 26, 684-688.

Wallace, J. M. and P. V. Hobbs, 1977: Atmospheric sciences. Academic Press, 158-166.

2.5 雲内エーロゾルの航空機観測*

(Aircraft observation of cloud-interstitial particles)

2.5.1 はじめに

大気エーロゾル粒子は,直接的にだけでなく,雲の形成を介して間接的に大気の放射過程に影響を及ぼしている。従って,大気エーロゾルの粒子のなかで,どれほどのものが雲核として働き,雲形成に関与しているのか,また,雲内で活性化できずにエーロゾル粒子として存在するものの割合や,その組成を知ることは気象学的に重要である。大気エーロゾル粒子のうち,どれほどが凝結過程により雲粒を形成する (nucleation scavenging) かについての研究は,大気エーロゾル粒子を対象とした実験的測定 (Ono and Ohtani, 1980; Harrison, 1985; Okada *et al.*, 1990) と共に現実の雲を対象として,航空機及び山岳上での観測 (Hegg *et al.*, 1984; Sievering *et al.*, 1984; Chaum *et al.*, 1987; ten Brink *et al.*, 1987; Heintzenberg *et al.*, 1989) が今まで行なわれている。

これらの結果によれば、大気中に浮遊する半径1µm 未満のエーロゾル粒子(サブミクロン粒子)の重量の約60-90%が雲粒に移行していることが示されている。しかし、雲内の水蒸気過飽和 度には、entrainment等の影響による空間的不均一性があり、雲粒を形成していない雲内エーロ ゾル粒子が、もともと不活性(cloud-inactive)なものなのか、それとも過飽和度が低いため活性 化していないが、さらに高い過飽和度では雲粒を形成できるものなのかが評価されていない。

本研究では,自然の雲を対象にし,大気エーロゾルの中で雲粒に移行しているものの割合を航 空機観測から求めると共に,雲内エーロゾル粒子を採取し,その粒径分布と物質について調べる ことを目的とする。

2.5.2 測定方法

(1) 雲内エーロゾル採集用バーチャルインパクターと機内配管

航空機による雲内エーロゾル観測のための試料空気の取入れには,前研究(1984-86年度)で開 発した航空機搭載用バーチャルインパクター(本誌第 I 部1.3節参照)を使用し,雲粒を除いた試 料空気は,内径 8 mm ø のパール・チューブを用いてマニホルドに導き,そこで減速した後に, 各測定器へ導入した。取入口から測定器までの距離は約2mである。なお,最終年度には,この インパクターの雲内での雲粒除去効率の再評価を行なうため,バーチャルインパクターを通さな い空気中のエーロゾルも同時測定した。

* 池上三和子 (M. Ikegami), 財前祐二 (Y. Zaizen), 岡田菊夫 (K. Okada)

- 140 -

(2) エーロゾル個数濃度測定

エーロゾル個数濃度測定には,オプティカルパーティクルカウンターを用い,その Model PM-730-S15P [ダン産業]を1987年9月,1989年3月,1990年12月の観測に,また,Model PM-730-SN15P を1989年12月と1990年12月の観測に使用した。本測定器は60° 側方散乱方式で, 半径0.15~5 µm の測定範囲に15チャンネルの分級機能を持つ。使用した2台の測定器は,ほぼ 同型である。

また,各観測の前には,チャンネル毎のしきい値電圧の確認と標準粒子(ポリスチレンラテックス)を用いた校正を行ない,飛行中のサンプリング空気の流量は,測定器の排気側にマスフローコントローラを取りつけて,質量流量を300cc/min(1気圧)に保った。

測定は飛行中連続して行なった。Model PM-730-S15PとModel PM-730-SN15Pのカウント積 算時間は,それぞれ60秒と20秒である。

(3) エーロゾル粒子の採集

エーロゾル粒子の電子顕微鏡分析用試料の採集は,1987年に機上テストを行ない,流量の安定 化をはかる等の採取手法の改良を行なった後,1989年3月の観測からデータを得ることができた。

エーロゾル粒子は、マニホルドから取り出した空気をjet径1mmのインパクターに導入し、電 子顕微鏡用グリッドメッシュに張ったコロジオンの薄膜上に捕集した。なお、流量はインパク ターの下流で測定し、全体をポンプで吸引している。サンプリングは、主に雲内と雲外に分けて 行なった。高々度ではエーロゾル濃度が低いため、捕集時間は4分間以上とし、1990年12月の観 測では10分間のサンプリングも行なった。

サンプリングの流量(8 ℓ /min), エーロゾル粒子の密度(2g/cm³)等から評価された700mb (約 3 km)におけるインパクターの捕捉率は,50%カットオフ半径が0.15 μ mである。採集後の サンプルは電子顕微鏡(Hitachi, H-600)を使用して観察した。

2.5.3 結果

雲内エーロゾルの測定結果を示す前に,使用したバーチャルインパクターの透過率 (penetration efficiency)を,乾燥した(相対湿度<10%)大気中のエーロゾルを用いて測定した結果を示 す。Fig. 2.5.1は2台のパーティクルカウンターを用いて,バーチャルインパクターを通したもの と,通さないもののエーロゾル粒子濃度を測定し,その比から計算されたバーチャルインパク ターの透過率をプロットしたものである。この図から,半径0.8μm以上のエーロゾルでは,この 透過率が0.1以下と極めて低いことが分かる。なお,半径2μm以上では,この率が0.01以下で あった。このことから,雲内エーロゾルについての測定値は,実際の大気中の濃度に比べて低く なることが考えられる。従って,ここではこの透過率曲線を用いた補正を行なった。

-141 -

気象研究所技術報告 第 29 号 1992



Fig. 2.5.1 Penetration efficiency of a virtual impactor at dry air.

1990年12月14日,八丈島近海上空で得られた結果を以下に示す。対象とした雲は,層積雲で, 雲頂高度8300 ft,雲底高度6000 ft であった。なお,この層積雲の下に,積雲(雲底高度4800 ft) が多少存在した。雲内エーロゾルの平均的な粒径分布(図中:filter)の特徴を,雲粒残渣と雲内 エーロゾルの両方を含むものの粒径分布(図中:direct)と比較した。Fig. 2.5.2 は,高度500~ 5450 ft における 2 つの粒径分布を示したもので,特に両者に大きな差は認められない。これに対 して,雲内中・下部(高度5450~7720 ft)で測定された粒径分布は,filterの方が,direct に比べ てサブミクロン領域で個数濃度が1/3程度の低い値を示した(Fig. 2.5.3 を参照)。このことは,サ ブミクロン粒子のかなりのものが,雲粒へ移行していたことを示唆するものと考えられる。ま た,ここで特に注目したいことは,雲内エーロゾルの粒径分布においても,雲のない大気中と同 様に,半径の小さいものほど個数濃度が高いことである。この特徴は他の時期に行なわれた航空 機観測においても同様に観測された(付録参照)。Fig. 2.5.4 は,雲頂上の高度9600~11900ftの自 由大気中でのエーロゾルの粒径分布である。この図でもfilterとdirectの粒径分布で,サブミクロ





Below cloud (500-5450ft) 1990.12.14



Fig. 2.5.3 Number-size distribution of aerosols measured in the lower andmiddle parts of cloud. The meaning of 'direct' and 'filter' are the same as in Fig. 2.5.2.

ン領域に大きな濃度差は認められない。また,粒径分布の勾配が雲底下や雲内のものと比べて著 しく大きいことがわかる。この急な勾配は,微小なエーロゾルの濃度が高いことに起因している。

以上のように雲外においては,2つの粒径分布に差が認められないことから,雲内で認められた個数濃度の差は,エーロゾル粒子が水蒸気過飽和状態において活性化し,雲粒形成にかかわったことを示すものといえる。

次に,この個数濃度の差を利用して,どの程度のエーロゾル粒子が雲核として働き,雲粒へ移 行したかを評価する。Fig. 2.5.5 は, Fig. 2.5.3の個数粒径分布を体積粒径分布に変換したものであ る。一般に,雲のない大気中でのエーロゾルの体積粒径分布においては,半径0.2μm程度のとこ ろに極大が認められる。しかし,この雲内の結果ではサブミクロン領域での極大が認められない。 半径1μm未満の領域における両者の体積差が,directの粒径分布の体積に占める割合は65%で ある。このことは半径0.15-1μmのエーロゾルの体積の65%が,雲粒へ移行していることを示す



Fig. 2.5.4 Number-size distribution of aerosols measured above cloud top. The meaning of 'direct' and 'filter' are the same as in Fig. 2.5.2.

1

r (µm)

Fig. 2.5.5 Volume-size distribution of aerosols measured in the lower and middle parts of cloud. The meaning of 'direct' and 'filter' are the same as in Fig. 2.5.2.

ものである。この値は、今までの他の自然の雲を対象とした研究と矛盾しない。なお、個数で評 価すると半径0.15-1μmのエーロゾル粒子の60%が雲核として働いたことになる。

なお, 雲核として機能するエーロゾルの大きさは, 水蒸気過飽和度によって異なるが, 大気中 で起こり得る過飽和度(<1%)で活性化する粒子半径は,硫酸アンモニウム粒子の場合は0.02 µm 程度 (Pruppacher and Klett, 1978) と小さい。このため, サブミクロン粒子の雲粒への移行 割合を正しく見積もるためには,エイトケン粒子を含めた測定が必要であるが,本航空機観測で は、半径0.15 μ m 以下の粒子の測定が出来なかった。また、雲粒残渣も含めた測定では、雲粒が 慣性沈着する事により,その測定値は,実際の値よりも低いことが推定される。このため,65% という雲粒への移行割合は、過小に評価している可能性がある。

Fig. 2.5.6(a)は、雲粒残渣と雲内エーロゾル粒子を含めて採集した試料の電子顕微鏡写真であ る。粒子形態から考えて、採集された粒子の多くが水溶性物質を有するものである。図中Aで示 した粒子は、海塩粒子と考えられ、海面で発生した後、雲内まで輸送されたものである。また、 図中Bで示したものは,硫酸アンモニウムと考えられる。



filter

10²

10⁰

10⁻²

0.1

dN/dlogr(cm⁻³)



Fig. 2.5.6 (a) Electron micrographs of both cloud droplet residue and cloud interstitial particles ('direct') collected during the period from 11:23 to 11:33 LST at an altitude of 7,200ft. Particles indicated by A: sea salt. Particle B: ammonium salfate. (Scale: 5 μm)
(b) Electron micrograph of cloud interstitial particles ('filter') collected during the period from 11:23 to 11:33 LST at an altitude of 7,200ft.

Fig. 2.5.6(b)は、雲内エーロゾルの電子顕微鏡写真である。採取された粒子数は、Fig. 2.5.6(a) のものと比べ、かなり少ないが、粒子組成は形態から評価すると大きな違いがなく、雲核として 働きにくい非水溶性粒子は、ほとんど認められない。このことは、雲内エーロゾルとして存在す る粒子は、活性化する能力を持ちながら、雲内の低い過飽和度領域において、エーロゾル粒子と して浮遊していたことを示すものである。

2.5.4 結 論

1990年12月14日の航空機観測において,雲粒除去後のエーロゾル(雲内エーロゾル)の個数粒 径分布と共に雲粒残渣と雲内エーロゾルの両者を含むものの個数粒径分布を測定した。さらに, エーロゾル粒子を採集し,その形態を電子顕微鏡で観察した結果,以下のことが分かった。

- 1. 雲内のエーロゾルの粒径分布は,雲のない大気中のものと同様に,粒径の小さいものほど 高濃度の分布を持っていた。
- 2. 雲内中・下部において, サブミクロン粒子(半径0.15-1 μm)の雲粒への平均的な移行割 合を見積った結果, その割合は体積で65%, 個数で60%であった。
- 3. 電子顕微鏡による形態観察から,海塩,硫酸アンモニウム等からなる吸湿性粒子が, 雲内 エーロゾルの主要な粒子として存在していたことが示唆された。

雲内エーロゾルが,おもに吸湿性の粒子であるにもかかわらず,雲中に存在していることの理由としては,雲中の過飽和度が不均一で,過飽和度が低い領域が存在し,活性化できなかったものと考えられる。このことをはっきりさせるためには、今後,時間分解能を良くし、より綿密に観測をする必要がある。

付録 雲内・外のエーロゾル粒径分布と粒子の電子顕微鏡写真

以下に本研究で得られた雲内・外の粒径分布(平均値)と電子顕微鏡写真をFig. 2.5.A.1~Fig. 2.5.A.5 に示す。粒径分布は、図の下部に、領域、測定時刻、及び高度を示した。横軸は、粒子半径(µm)、縦軸はエーロゾル個数濃度(cm⁻³)である。測定領域を以下のように区分してまとめてある; above(雲頂より高々度), upper part(雲内の上部), middle part(雲内の中部), lower part(雲内の下部), below(雲底より低高度)を意味する。図示した粒径分布は、測定値



above	1342-1354(9900ft)
lower part	1409-1412(6150ft)
below	1419-1431(2050ft)









ς.

Fig. 2.5.A.2





- 148 -

Fig. 2.5.A.3





Fig. 2.5.A.4





Fig. 2.5.A.5

- 150 —

を penetration efficiency (Fig. 2.5.1) で補正したものである。なお,半径0.75 μ m 以上の粒子の penetration efficiency は,非常に小さく,補正値の信頼性がないため図から除いてある。1990年 12月14日の観測では,雲内エーロゾルの粒径分布だけでなく,雲粒の残渣と雲内エーロゾルの両 者を合わせた粒径分布 (direct) も示した。

雲内・外のエーロゾル粒子の電子顕微鏡写真のスケールは,5 μm である。それぞれのサンプ ルの採集領域も表中に示した。サンプル名は,A (雲頂より高々度),B (雲内),C (雲底より 低高度)である。なお,1987年9月の観測では,エーロゾルの採集は行っていない。また1990年 12月のサンプルの電子顕微鏡写真は,本文中に掲載したため,ここでは粒径分布図のみを示す。

参考文献

- Daum, P. H., T. J. Kelly, J. W. Strapp, W. R. Leaith, P. Joe, R. S. Schemenauer, G. A. Isaac, K. G. Anlauf and H. A. Wiebe, 1987 : Chemistry and physics of a winter stratus cloud layer : A case study. J. Geophys. Res., 92, 8246-8436.
- Harrison, L., 1985: The segregation of aerosols by cloud-nucleating activity. Part II: Observation of an urban aerosol. J. Climate Appl. Meteor., 24, 312-321.
- Hegg, D. A., P. V. Hobbs and L. F. Radke, 1984 : Measurements of the scavenging of sulfate and nitrate in clouds. Atmos. Environ., 18, 1939-1946.
- Heintzenberg, J., L. Gardneus, K. J. Noone and J. A. Ogren, 1989: The size distribution of submicrometer particles within and about stratocumulus cloud droplets on Mt. Areskutan, Sweden. Atmos. Res., 24, 89-101.
- Pruppacher, H. R. and J. D. Klett, 1978: Microphysics of clouds and precipitation. D. Reidel Publishing Company, 714pp.
- Okada, K., T. Tanaka, H. Naruse and T. Yoshikawa, 1990: Nucleation scavenging of submicrometer aerosol particles. *Tellus*, 42B, 463-480.
- Ono, A. and T. Ohtani, 1980: On the capability of atmospheric sulfate particles as cloud condensation nuclei. J. Rech. Atmos., 14, 235-240.
- Sievering, H., C. C. V. Valin, E. W. Barrett and R. F. Pueschel, 1984: Cloud scavenging of aerosol sulfur: Two case studies. Atmos. Environ., 18, 2685-2690.
- ten Brink, H. M., S. E. Schwartz and P. H. Daum, 1987 : Efficient scavenging of aerosol sulfate by liquid-water clouds. Atmos. Environ., 21, 2035-2052.

2.6 多波長反射率測定による雲物理パラメータの推定* (Estimation of cloud parameters from spectral reflectances measured by airborne Multi-channel Cloud Pyranometers)

2.6.1 はじめに

雲層の太陽放射に対するフラックス反射率などの波長分布を測定するために、可視域から近赤 外域にかけて9つの測定チャンネルを持つ航空機搭載用の多波長雲分光日射計(Multi-channel Cloud Pyranometer, 以下 MCP と略記)を開発した(第1部1.4節参照)。MCP 開発の目的の一 つに反射率の波長分布の違いを利用して、リモートセンシング技法により雲層の光学的厚さや雲 粒子の代表的粒径などの雲物理パラメータを推定することにある。太陽放射の近赤外域での反射 スペクトルの測定から、雲の相や光学的厚さなどを推定することの可能性は、以前から指摘され ている (例えば Hansen and Pollack, 1970; Twomey, 1971)。既に Cocks et al. (1983), Curran et al. (1981), Stephens and Scott (1985)等は, 航空機搭載用の分光(または, 多波長) 放射計を開発し,雲からの反射光強度の波長分布の測定から雲物理パラメータの推定を試みてい る。最近, Twomey and Cocks (1989)および Nakajima and King (1990)は, これらを発展させ近 赤外域の複数の波長における反射光強度の測定から雲層の光学的厚さと代表的粒径(有効半径) を同時に決定する方法を開発した。更に, Nakajima et al. (1991)は, FIRE における層積雲の観 測に応用し,その方法に含まれる種々の問題を詳細に検討した。これらの研究に用いられた放射 計は,いずれも特定の方向に反射される放射強度を狭い視野角で測定するものである。ここで は,航空機に搭載された MCP によって測定される太陽放射のフラックス反射率のスペクトル特 性から層状の水雲の微物理パラメータの推定を試みる。フラックス反射率を利用することの利点 は、測器の絶対値検定の必要がないこと、また、解析のための放射計算が比較的容易であること があげられる。他方,放射フラックスは,放射強度に比べてより広い空間領域からの寄与を含む ため,放射フラックス測定の場合には,対象とする雲の水平方向のより広い範囲での一様性が要 求され、空間分解能も低くなる。なお、ここで推定される量は、雲を局所的に均質な層状雲と仮 定した場合に,観測されたフラックス反射率と等価な波長分布を与える雲物理パラメータである。

2.6.2 方法とシミュレーション

(1) 光学的厚さと有効半径の推定

可視域及び近赤外域における雲からの反射太陽光の測定から,雲層の光学的厚さや雲粒の代表 的粒径を同時に推定することができる理論的根拠は,第1部Fig. 1.4.1において既に触れた様に,

* 浅野正二 (S. Asano), 塩原匡貴 (M. Shiobara)

吸収の無い可視光に対する水雲の反射特性は,主に光学的厚さにより決まっており,他方,近赤 外域における水の吸収帯における反射特性は,雲粒子の大きさに依存するという事実に基づく

(Twomey and Cocks, 1989; Nakajima and King, 1990)。MCPを用いたフラックス反射率の測 定から,層状水雲の光学的厚さと有効半径を推定する原理も,同じ根拠に基づく。MCPの波長 λ のチャンネルにおける雲層の光学的厚さ $\tau(\lambda)$ は,次のように書き表せる。

$$\tau(\lambda) = [N \cdot k_{ext}(\lambda) + u_s \cdot K_s(\lambda)] \cdot H.$$
(2.6.1)

ここに, k_{ext} は,単位体積当り雲粒子数1ケと規格化した体積消散係数であり,Nは雲粒子の数密 度である。 u_s は,単位体積当りの吸収気体の量, K_s は気体の吸収係数である。 K_s は MCP の各 チャンネル (ch.)のフィルター特性に依存するが,酸素 (O₂)吸収帯の ch. 4 (760 nm)及び水蒸 気 (H₂O)吸収帯の ch. 6 (938 nm)を除いて, $K_s = 0$ である。H は,鉛直方向に均質と仮定した 雲層の幾何学的厚さである。

一般に, 雲粒子は多分散系を成している。その代表的粒径及び粒径分布の広がり具合いを, そ れぞれ次式で定義される有効半径 r, および有効分散 v, で表す。

$$r_{e} = \int r^{2} r n(r) dr,$$
 (2.6.2)

$$v_{e} = \int (r_{e} - r)^{2} r^{2} n(r) dr / \int r_{e}^{2} r^{2} n(r) dr. \qquad (2.6.3)$$

ここにn(r)は、半径が $r \ge r + dr$ の間に含まれる粒子の数密度を表す粒径分布関数である。実際の 多くのmonomodalな粒径分布は、対数正規分布関数で良く近似できるので、ここでも対数正規分 布関数、

$$n(r) = \frac{C}{(2\pi)^{1/2} \sigma r} \exp[-(\ln r - \ln r_0)^2 / (2\sigma^2)], \qquad (2.6.4)$$

を採用する. この場合, r_eおよび v_eは, 分布関数のパラメータ r_θおよび σを用いて次のように表 せる。

$$r_{e} = r_{0} \exp[5 \sigma^{2}/2], \qquad (2.6.5)$$

 $v_e = \exp(\sigma^2) - 1.$

 Palmer and Williams (1974)の値を用いた。

フラックス反射率の有効半径 r_e に対する依存性 (v_e を固定した場合の) は,波長が長い ch. ほ ど大きくなっている。Fig. 2.6.1 に, ch. 2 (500 nm) および ch. 9 (1650 nm) におけるフラックス 反射率 R (500) (左パネル) および R (1650) (右パネル) を,波長500 nm における雲層の光学的 厚さ τ_{500} の関数として示した。図中,有効半径は、2 μ mから20 μ mまで 2 μ m毎に変化させてあ る。Ch. 2 のフラックス反射率は、 $r_e \ge 4 \mu$ mであれば r_e につよく依存するが、光学的厚さ τ_{500} の値 でほぼ決まっている。他方、ch. 9 の反射率は r_e につよく依存するが、光学的厚さに対しては $\tau_{500} \ge 40$ で飽和してしまっている。可視光および近赤外光のこのような反射特性が、光学的厚さ と有効半径の同時推定法の根拠となっている。



Fig. 2.6.1 Computed flux reflectances R(500) at wavelength $\lambda = 500$ nm (Left panel) and R (1650) at $\lambda = 1650$ nm (Right panel), as a function of the cloud optical thickness τ_{500} at $\lambda = 500$ nm, for various effective particle radii R_{eff} between 2μ m and 20μ m, with an increment of 2μ m, of a log-normal size distribution function with an effective variance of $v_{eff} = 0.15$. The solar zenith angle is set to be 45° .

次に,粒径分布の広がりに対する感度であるが, r_e を一定値に固定し, v_e を0.1から0.4の間で 変化させ各 ch. でのフラックス反射率を計算した結果, (2.6.4) 式で表される mono-modal 分布 である限り, v_e の違いによる効果は極めて小さいことが確かめられた。そこで,以下では (2.6. 4) 式において v_e =0.13 (σ =0.35) に固定する。但し, 雲粒分布が drizzle などの大きな粒子も含 むような bi-modal 分布の場合には,長い波長の ch. において, v_e の違いによる多少の差が生じう る。

以上の原理に基づき, ch. 2 (500 nm) と ch. 9 (1650 nm)のフラックス反射率の測定値から,光 学的厚さ τ_{500} と有効半径 r_e を同時に推定する。それには, ch. 2 と ch. 9 の波長におけるフラック ス反射率の測定値と, τ_{500} と r_e の2つのパラメータの値のさまざまな組合せに対して,あらかじ

— 154 —

め計算しておいた反射率とを比較し、 τ_{500} と r_{a} の最適の組合せを選ぶ。R (500)とR (1650)の測定 に誤差が含まれる場合は、最適値として推定される τ_{500} と r_{a} の値も真値と異なったものとなる。 Fig. 2.6.2 は、 τ_{500} と r_{a} の推定に及ぼすフラックス反射率の測定誤差の影響をシミュレート計算し た結果を示す。図中 a, b, c 及び d は、©印で示される真値に対して, R (500)および R (1650)に それぞれ±3%の誤差が含まれる場合の組合せに対する推定値を示す。航空機観測の場合の最大 の誤差要因の一つは,航空機の動揺による水平面フラックス測定の誤差(浅野ほか,1986)である。 この場合, 1.4章で述べた MCP の特性から ch. 2 と ch. 9 の同時性がほぼ保証されるので、測定誤 差としては R (500)および R (1650)共に過小評価となるか過大評価となる組合せ(即ちaまたは



Fig. 2.6.2 Effects of errors in flux reflectances R(500) and R(1650) on the estimation of the cloud optical thickness τ_{500} and effective particle radius r_{eff} , simulated for the four "exact" values of τ_{500} and r_{eff} shown by the symbol \bigcirc . For each case, the points denoted by a, b, c and d represent, respectively, the estimated τ_{500} and r_{eff} from combination of R(500) and R(1650) which involve relative errors of $\pm 3 \%$. For example, the point a indicates the result for errors of -3 % both in R(500) and R(1650), and b is for errors of -3 % in R(500) and +3 % in R(1650), and so on.

d) が最も可能性が高い。フラックス反射率の測定に±3%の程度の誤差が含まれる場合でも, τ_{500} は相対値で≤±20%, r_e は≤±1 μ m の精度で推定できることが示されている。ただし, Fig. 2.6.1 からも明らかなように,この推定法の信頼できる適用範囲は, τ_{500} ≤100, r_e ≤25 μ m に 限られる。

水雲の可視光に対する光学的厚さ τ_v および有効半径 r_s と,雲層の鉛直積分総雲水量IWPとの間には, $IWP = 2 \tau_v r_s / 3$ なる近似関係が成り立つ。従って,MCPのch. 2及びch. 9のフラックス反射率から推定された τ_{500} と r_s とから,IWPが求まる。

(2) 雲水量の推定

MCP は、気体吸収の無い波長での 7 ケのチャンネルに加えて、760 nm の酸素分子の吸収帯、 及び938 nm の水蒸気吸収帯にも、測定チャンネルをもっている。本項では、ch. 4 (760 nm)のフ ラックス反射率 R (760)を使った雲水量の推定について概説する。さて、前項のステップで r. が 推定されると、仮定した v. (=0.13)と合わせて (2.6.4)式の粒径分布が確定することになり、 各 ch. における体積消散係数 $k_{ext}(\lambda)$ および単位体積に含まれる粒子の平均体積 V が決まる。 (2.6.1)式をもとに、ch. 4 における光学的厚さについてみると、粒子数 N は未知数である雲水 量 LWC に比例し、

$$N = LWC/V, \tag{2.6.6}$$

で与えられる。一方,幾何学的厚さ Η は,既に推定された τ 500 を用いて

 $H = \tau_{500} / (N k_{ext} (500 \text{nm})), \qquad (2.6.7)$

と書き表せる。ところで,航空機観測のように雲の気圧高度が分かっている場合には,空気中の 酸素混合比が一定であることにより,単位光路長あたりの酸素の量も定まる。結局,(2.6.1)式 においても未知数はN(またはLWC)のみとなる。一次散乱アルベードなど他の一次散乱量にお いても同様である。そこで,推定された r 500 と r.を用い,LWC(即ち,N)を変えて計算した ch.4のフラックス反射率が,測定値と等しくなる値を雲水量の最適推定値とする。酸素などの気 体吸収過程を含む放射伝達の計算には,その ch.の干渉フィルターの透過スペクトルをスリット 関数として波長平均した吸収帯の透過関数を,ESFT法(Asano and Uchiyama, 1987)により近 似して多重散乱計算に組み込んだ。気体吸収帯の透過関数は,HITRAN吸収線データベース (Rothman *et al.*,1986)を用いてLine-by-Line法により計算した。

Fig. 2.6.3 に, ch. 4のフラックス反射率 R (760) を雲水量 *LWC* の関数として表したシミュレーション計算の例を示す。太実線は, $\tau_{500} \ge r_e$ が"真値"である場合の反射率の変化を表し, a, b, c および d の記号を付した曲線は, R (500) および R (1650) に誤差が含まれる場合の Fig. 2.6.2 に

- 156 -



Fig. 2.6.3 Flux reflectances R(760) of MCP-ch. 4, as a function of the liquid water content, for two "exact" cases (thick solid lines) of the cloud optical thicknesses of τ_{500} =16 and 64, and with an effctive particle radius r_{*} = 14 μ m. Curves a, b, c and d represent, respectively, reflectances computed for the estimated values of τ_{500} and r_{*} given by the corresponding points in Fig. 2.6.2. The point α (or δ) gives an estimated liquid water content, instead of an assumed "exact" value of 0.2gm⁻³, when the reflectances R(760) togather with R(500) and R(1650) are underestimated (or overestimated) by a relative error of 3 %. While, the points a' and d' indicate estimated values from an exact R(760) combined with R(500) and R(1650) which involve relative errors of -3% and +3%, respectively.

示された τ_{500} と r_e の対応する推定値を用いて計算された反射率を示す。仮に, LWCの"真値"が 0.2g/m³であり, ch. 4のフラックス反射率も ch. 2及び ch. 9の反射率と同時に-3%の過小評価 (または+3%の過大評価)の誤差を含むとした場合, LWCの最適値として推定される値は, α

(または δ)の記号で表される点となり,結果的に真値に近い値が推定されている。但し, LWC>0.5g/m³では,R(760)のLWCに依る変化は小さく感度は悪くなる。雲水量LWCが決ま ると,(2.6.6)式により雲粒子の数密度Nも確定する。更に,均質とした雲層の幾何学的厚さ Hは,LWCをもちいて,

$$H = IWP / LWC, \qquad (2.6.8)$$

としても表すことができる。

(3) 雲内水蒸気量の推定

前記の2段階のステップにより,鉛直方向に均質と仮定した層状水雲の光学的厚さ τ_{500} ,有効 半径 r_e および雲水量LWCが決まった段階では,水蒸気吸収帯の ch. 6 (938 nm) においては, (2.6.1) 式に含まれる未知数は水蒸気量のみとなる。そこで,雲水量推定の場合と同様に,既に 推定された τ_{500} , r_e およびLWCの値に対して,水蒸気量を変化させて計算した ch. 6におけるフ ラックス反射率 R (938)の値が,測定値と一致する場合の水蒸気量を最適値とする。

Fig. 2.6.4に, ch. 6の反射率 R (938) のシミュレーション計算の例を示す。 τ_{500} , r. および LWC の値が"真値"とであるとした場合(太実線)と,それらに対して Fig. 2.6.3 の各記号で示 された推定値を用いた場合のフラックス反射率の変化を,水蒸気量の関数として表した。この場 合も ch. 6の反射率の測定が他の全ての ch.の反射率と共に同じ割合の相対誤差を含む場合には, 真値に近い値(α 'および δ ')の水蒸気量が推定されていることが示されている。もちろん,第 3段階である水蒸気量の推定は,一般的には前段階の τ_{500} , r.およびLWC などの他のパラメータ の推定が精度良く行われていることが前提となる。

2.6.3 解析結果の例

(1) 薄い層積雲(1990年12月14日観測)の事例

上記の方法を,八丈島近海上で行われた層積雲の航空機観測における MCP によるフラックス 反射率の測定データに応用し,層積雲の雲物理パラメータを推定した。その際,MCP によるフ ラックス反射率は,雲頂上約1 kmの飛行高度における下向きフラックス測定用MCPの出力に対 する上向きフラックス測定用MCPの出力の比として定義した(第 I 部1.4節参照)。一方,解析の ための放射伝達の計算は,航空機観測及び八丈島測侯所におけるラジオゾンデ観測による大気プ ロフィルをもとに,層積雲を同じ雲頂高度をもつ平行平板状の鉛直方向に均質な雲層とみなして 行った。計算ではエーロゾルの効果は無視した。観測値に対応するフラックス反射率の計算値 は,飛行高度における下向きフラックスにに対する上向きフラックスの比として定義した。

Fig. 2.6.5 は, 1990年12月14日観測の比較的薄い層積雲の雲頂上の水平航路における MCP の

— 158 —



WATER VAPOR AMOUNT (g m⁻³)

Fig. 2.6.4 Flux reflectances R(938) of MCP-ch. 6, as a function of water vapor amount, for two "exact" cases (thick solid lines) of $\tau_{500} = 16$ and 64 for water clouds with an effetive particle radius $r_{e}=14\,\mu$ m and liquid water content $LWC=0.2 \text{gm}^{-3}$. The curves α , δ , a' and d' represent, respectively, reflectances computed for the estimated cloud parameters of τ_{500} , r_{eff} and LWC given by the corresponding points in Fig. 2.6.3. The point α ' (or δ ') gives an estimated water vapor amount, instead of an assumed "exact" value of 3.0 gm⁻³, when the reflectances R(938), together with R(500), R(1650), and R(760), are underestimated (or overestimated) by a relative error of 3 %. The points a" and d" indicate estimated values, when R(938) and R(760) are exact, while R(500) and R(1650) involve relative errors of -3% and +3%, respectively.

ch. 2, ch. 9, ch. 4 および ch. 6 のフラックス反射率 $R(\lambda)$,及びそれらを使って推定した対応す る雲物理パラメータ(光学的厚さ,有効半径,雲水量および水蒸気量)の時系列分布の一例であ る。各パネルにおいて,横軸の時間1分は,水平距離約5 kmに相当する。実際にはこの事例の層 積雲は消滅段階にあり,比較的薄く(厚さ≦300 m),雲頂からは所々海面が透けて見えていた。

- 159 -



Fig. 2.6.5 Time series distributions of the MCP-flux reflectances and estimated cloud parameters for a horizontal flight path over the stratocumulus cloud layer measured through the 1990.12.14 aircraft observation. The solar zenith angle was 56°. $R(\lambda)$: flux reflectance at wavelength λ (the scale is on the right margin). TAU: cloud optical thickness at $\lambda =$ 500nm. REFF: effctive paricle radius in μ m. LWC: liquid water content in gm⁻³. WATER VAPOR: water wapor amount in gm⁻³.

推定された雲物理パラメータの時系列分布にも,層積雲の水平方向の不均質な構造が表れている。 但し,有効半径には,層積雲の水平方向の不均質構造に対応した変動と共に,より大きなスケー ルの変動も見られる。水蒸気量は,雲が薄いところでは,より高温で多くの水蒸気を含む下層部 を代表するので,7g/m³以上の大きな値が推定されているが,厚い領域ではほぼ雲の温度での飽 和水蒸気量に近い値が推定されている。Fig. 2.6.6 は,雲水量*LWC*の推定値を用い(2.6.6)式お よび(2.6.8)式から求めた雲粒子の数密度 N と幾何学的厚さ H の対応する時系列である。鉛直 方向の一様性を仮定して推定された雲の厚さは,実測値(\leq 300 m)と良く一致している。



Fig. 2.6.6 Time series distribution of the estimated particle number density (Left panel) and cloud geometrical thickness (Right panel) for the same case as Fig. 2.6.5.

他方,同時刻にC404機による雲層内の同期飛行により,雲の微物理特性の実測値が得られている。Fig. 2.6.7 は,雲底部付近を水平飛行した際に,FSSP-100型雲粒子測器により得られた雲水量,数密度,及び有効直径の時系列分布である。同期飛行した二機の飛行機の水平航路が多少ずれているために直接の比較は難しいが,Fig. 2.6.5 及びFig 2.6.6 に示されたMCP反射率からの推定値とこれらの実測値を比べると、もっともらしい値が推定されていることが分かる。但し,雲水量及び有効半径は,実測値の方が小さい。これは,一つには,MCP反射率からの推定では,鉛直方向の一様性を仮定しているのに対し,実際の層積雲は鉛直方向にも不均質であり,一般に雲頂に近いほど,LWC及びr,が大きくなっていることによる。例えば、同じ雲層を下から上へ斜めに上昇飛行した際のFSSP測器による雲水量の測定値は高度と共に増大しており,雲頂部で最大0.7g/m³に達していた。この間の雲粒子の数密度は,ほぼ一定(約200 cm⁻³)であったが,有効半径は雲底部での6µmから10µmへと増大していた(2.4節参照)。但し,この点を考慮しても依然として,MCP反射率より推定されたr,は,FSSPによる実測値に比べて大きい。この傾向は,他のグループによる同様の解析においても見られ,新たな"異常吸収"の問題として関心を集め



Fig. 2.6.7 Time series of liquid water content (Top), particle number density (Middle) and effective particle diameter (Bottom), in-situ measured by an airborne FSSP-100 probe in the stratocumulus bottom layer of the 1990.12.14 observation.

ている (Twomey and Cocks, 1989; Nakajima et al., 1991)。

他方,FSSP 測器などによる雲の微物理量の測定も確定的なものとは言いがたい。雲物理観測 用の C404 型機にはFSSP 測器以外にも,気象研究所で開発された航空機用雲粒子測定装置(A-VIOM-C),及びKING型の熱線雲水量計を搭載している。前の2つの測器は,粒径分布測定用で あるが,粒径分布を積分することにより雲水量を出すことができる。それぞれの測器による雲水 量の相対的な変化は,一般によく対応するが,絶対値には大きな違いが見られ,AVIOM-Cによ る値は,他の2つに比べて常に数倍大きくなった。このことは,一方ではAVIOM-Cの絶対値更 正に問題があるものと考えられるが,他方,FSSP及び熱線雲水量計にも,しばしば指摘されて いるように大きな雲粒子に対して感度が低くなる欠点があるように思える。ちなみに,MCP反射 率からのLWCの推定値は,FSSPとAVIOM-Cによる測定値の間に入る。 (2) 厚い層積雲(1989年12月22日観測)の事例

第2.3節の Fig. 2.3.11(a) および同(b) に, 1989年12月22日に観測した層積雲を伴う大気の気温, 露点温度,及び雲水量の高度分布が示されている。雲水量の値は,KING 熱線雲水量計による測 定値である。この日の層積雲は,広域に広がっており,垂直方向には数100mの厚さの層状雲とそ の下に散在する積雲を伴う二層構造を成し,全体では約1.5 km の厚さに達していた。雲底下で は、ところどころで降雨が見られた。

Fig. 2.6.8 は、この層積雲に対する MCP の分光反射率 R(λ)とそれにより推定された雲物理パ ラメータの時系列分布の一例である。Fig. 2.6.5 の1990年12月14日観測のケースと異なり、光学的 厚さと有効半径に明らかな逆相関が見られ、光学的に厚い(薄い)ところで有効半径が小さく (大きく)なっている。同様の傾向が、米国の FIRE 観測におけるカリフォルニア沖の層積雲の drizzle を伴ったケースにも報告されている(Nakajima *et al.*,1991)。一方、雲水量と光学的厚さ との間には、弱い正の相関が見られる。従って、この事例の雲では、光学的に薄い部分では、雲 粒子は大きいが数は少なく、逆に光学的に厚い部分では沢山の小さな雲粒子が存在していた。こ のような雲物理パラメータ間の相関の違いは、層積雲の発達段階や微物理構造の違いを反映して おり、大変興味深い。この雲水量の推定値を使って、(2.6.8)式から求めた幾何学的厚さは、 700m~1400m の間で変動しており、おおむね実測値と合っている。他方、ch. 6 の反射率 R (938)から推定された水蒸気量は、2.0g/m³~3.5 m/g³の範囲内にあり、変動は小さい。この値は、 Fig. 2.3.11(a) の気温分布から予想される雲内での飽和水蒸気量に比べて若干小さいが、ほぼ妥当 な推定値と言える。

(3) 氷晶を含む層積雲(1989年12月21日観測)の事例

このようにして推定された雲物理パラメータは,MCPにより測定されたフラックス反射率の 可視から近赤外域にかけての波長分布全体を良く再現する。しかし,木雲と仮定して推定した層 積雲の有効半径の値が現実的でない場合もある。Fig. 2.6.9 は,1989年12月21日観測の層積雲に対 する R (500) 及び R (1650) から推定された光学的厚さ及び有効半径の時系列分布の一例である。 ところどころで間欠的に30 μ mを越える大きな有効半径が推定されている。そのような場所では 概して光学的厚さは比較的小さい。Fig. 2.6.10 は,推定された光学的厚さの値はほぼ等しいが,有 効半径の推定値が30 μ mを越えている箇所 (11:07:10頃) と,約7.5 μ mの所 (11:12:40頃) にお ける MCP によるフラックス反射率 R(λ) (左パネル),およびそれを波長 500 nmの反射率で規 格化した反射率比 R(λ)/R (500) (右パネル)の波長分布を表す。 $r_{\star} \ge 30 \mu$ mの場合の反射率は, 近赤外域のチャンネルにおいて波長と共に急激に減少しており,氷雲の特徴を示している。実際 に,この日の A685 型機による雲頂上での放射観測において,subsun 光学現象が観察されてお り、少なくとも雲頂部に氷晶が存在していたことは間違いない。従って,推定された有効半径

-163 -

が,30µmを越えるような大きな所では,氷晶が主であったか,少なくとも雲粒と混在していた と考えられる。



Fig. 2.6.8 Same as Fig. 2.6.5, but for a stratocomulus layer observed on December 22, 1989.

- 164 --



Fig. 2.6.9 Time series of cloud optical thickness (Left panel) and effctive particle radius (Right panel) estimated from the MCP reflectances R(500) and R(1650) for a stratocumulus layer measured on December 21, 1989.



Fig. 2.6.10 Wavelength distribution of the MCP reflectances $R(\lambda)$ (Left panel) and normalized reflectances $R(\lambda)/R(500)$ (Right panel), measured about 11:07:10 and 11:12:40 LST, indicated by arrows in Fig. 2.6.9, on December 21, 1989.

2.6.4 まとめ

可視から近赤外にかけての9ヶの測定チャンネルをもつ多波長雲分光日射計(MCP)によるフ ラックス反射率の測定から雲物理パラメータを推定する方法と,八丈島近海における層積雲の航 空機観測データに対する実際の解析結果について述べた。可視域の ch. 2 (500 nm)と近赤外域 の ch. 9 (1650 nm)の反射特性を利用して,雲の光学的厚さと有効半径と同時に推定する。この点 では従来のアイデアを踏襲したものといえるが,ここで開発された方法は,それに加えて,大気 中での混合比が一定な酸素分子の吸収帯の ch. 4 (760 nm)の反射率から雲水量を,更に水蒸気吸 収帯の ch. 6 (938 nm)を利用して雲内の平均水蒸気量を推定する画期的なリモートセンシング技 法である。これらのパラメータが推定されると,派生的に鉛直積算雲水量,雲粒子の数密度,お よび幾何学的厚さが求まる。これら雲物理パラメータ推定のスキームを,Fig. 2.6.11にまとめた。 フラックス反射率を測定する方法は,航空機観測においては利点が多いが,狭い視野内の放射



ESTIMATION OF CLOUDPHYSICAL PARAMETERS FROM SOLAR REFLECTANCES MEASURED BY THE MULTI-CHANNEL CLOUD PYRANOMETERS

Fig. 2.6.11 Schematic diagram of the estimation procedure of cloud-physical parameters from MCP spectral reflectance measurements. The shaded boxes indicate input data, and the thick solid-line boxes give the estimated cloud parameters. By-product parameters from the estimated cloud parmeters are shown in the broken-line boxes.

を測る衛星観測には直ちに適用できない。しかし、ここで開発された可視、近赤外、酸素吸収帯 および水蒸気吸収帯を組み合わせた雲物理パラメータの総合的な推定法の原理は、衛星による雲 物理パラメータの新しいリモートセンシング技術として発展の可能性を持つものと考える。ただ し、その場合には、少なくとも雲頂高度を他の何らかの手段で決める必要があろう。

参考文献

- 浅野・忠鉢・塩原・藤木・村井・小林・神子・関根,1986:航空機による放射観測.気象研究所技術 報告第18号「中層大気の研究」第8章,145-164.
- Asano, S. and A. Uchiyama, 1987: Application of an extended ESFT method to calculation of solar heating rates by water vapor absorption, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 38, 147-158.
- Cocks, T. D., S. Dujmovic, W. D. King and S. Twomey, 1983 : Aircraft experiments in remote sensing of cloud properties. 5th Symposium on Meteor. Obs. Instrumention, Am. Meteor. Soc.
- Curran, R. J., H. L. Kyle, L. R. Blaine, J. Smith and T. D. Clem, 1981 : Multichannel scanning radiometer for remote sensing cloud physical parameters. *Rev. Sci. Instrum.*, 52, 1546-1555.
- Hale, G. M. and M. R. Qurrey, 1973: Optical constants of water in the 200nm to 200μ m wavelength region. *Appl. Opt.*, 12, 555-563.
- Hansen, J. E. and J. B. Pollack, 1970: Near-infrared light scattering by terrestrial clouds. J. Atmos. Sci., 27, 265-281.
- Nakajima, T. and M. D. King, 1990: Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part I: Theory. J. Atmos. Sci., 47, 1878-1893.
- Nakajima, T., M. D. King, J. D. Spinhirne and L. F. Radke, 1991: Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part II: Marine Stratocumulus Observations. J. Atmos. Sci., 48, 728-750.
- Palmer, K. F. and D. Williams, 1974 : Optical properties of water in the near infrared. J. Opt. Soc. Am., 64, 1107-1110.
- Rothman L. S., R. R. Gamache, A. Goldman, L. R. Brown, R. A. Toth, H. M. Pickett, R. L. Poynter, J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C. P. Rinsland and M. A. H. Smith, 1987 : The HITRAN database : 1986 edition. *Appl. Optics*, 26, 4058-4097.
- Stephens, G. L. and J. C. Scott, 1985 : A high-speed spectrally scanning radiometer (SPERAD) for airborne measurements of cloud optical properties. J. Atmos. Oceanic Tech., 2, 148-156.
- Twomey, S., 1971 : Radiative transfer : terrstrial clouds. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 11, 779-783.
- Twomey, S. and T. Cocks, 1989: Remote sensing of cloud parameters from spectral reflectance in the near-infrared. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **62**, 172-179.

2.7 雲の放射収支解析*

(Radiation budget analysis of a water cloud layer)

2.7.1 はじめに

雲による日射の「異常吸収」が Stephens et al., (1978) によって指摘されて以来, 観測, 理論 の両面から議論されている。異常吸収の原因として①巨大雲粒子の存在, ②吸収性エーロゾルの 効果, ③雲内部の不均質性, ④雲の有限形状の効果等があげられているが, 観測誤差が見かけの 吸収を生み出している可能性も指摘されている(中島, 1985)。我々のこれまでの観測でも, 全波 長の日射吸収率が高いばかりでなく可視域の吸収率も同時に高い値を示すなど, 観測上の問題を 否定できていない(塩原他, 1988)。最近では, 米国の FIRE 観測で得られた雲の反射スペクトル ・データの解析から, 近赤外域の水蒸気吸収特性の不確定さが吸収率の評価に誤差を与えている 可能性についても指摘されている(Nakajima et al., 1991)。

ここでは、日射フラックスの収束・発散量から雲の吸収を見積る方法を用いる。この場合、ま ず第一に雲層の上下の放射観測の時間的・空間的同時性が十分満足されねばならないと考え、2 機の航空機による雲層上下の同期観測を計画した。この観測方法については、2.1節に述べられ ている。ここでは、雲の微物理特性と放射特性の解析が進んでいる1989年3月30日の観測データ について、多波長雲日射計(MCPと略称、1.4節参照)による分光反射率から推定される可視域 の光学的厚さと雲粒子の有効半径、及び雲内での直接測定により得られた雲粒子のサイズ分布と 雲水量をもとに計算される放射フラックスとその観測値を比較し、主に日射の異常吸収の有無に 着目して層状雲の放射収支効果を調べた結果を報告する。なお、この日の観測概況については前 項2.3.2を、測定機器については第2.2節を参照されたい。

2.7.2 放射フラックス.

1989年3月30日のパスS1-3 (Fig. 2.3.6 参照)の同期飛行でA685 機により測定された雲層上 空(高度4 km)における下向きおよび上向きの放射フラックスがFig. 2.3.8 (c)に示されている。 上向き日射フラックスのデータは,雲のない海上から雲の周辺上空を通過し(12:11~12:15),雲 の内部上空へ達したあとは雲頂の凹凸や雲の濃淡を反映していると思われる変動を繰り返し (12:15~12:24),再び雲層外の海上へ抜けた(12:24~12:26)様子を示している。これに対応す る C404 機による雲底下(高度1.5 km)における放射フラックスがFig. 2.3.8 (d)に示されてい る。この雲層の平均的な放射収支を見積るため,雲の周辺の効果が無視できる程度に十分内部へ 達した飛行時(A685 機は12:15~12:24, C404 機は12:16~12:21)のデータの平均値を用いた。

★ 塩原匡貴(M. Shiobara),浅野正二(S. Asano)

- 168 -

[雲層の放射収支] (W/m ²)				[雲層の反射率・吸収率・透過率] (%)			
	[太陽) (全波長域)	放射] (近赤外域)					
(1	1128±4 888±43 1089)[1089] (819)[841]	563±4 386±18 (563)[563] (350)[368]		SR	V S	NI	500nm
			R =	79 (75) [77]	89 (89) [90]	69 (62) [65]	91 (89) [90]
4000m -	V	\downarrow					
	240±43 (270)[248]	177±19 (213)[195]	A =	17 (18) [16]	5 (1) [0]	28 (34) [30]	(1) [0]
1500m —	$ \begin{array}{c} & 49 \pm 24 \\ & 49 \pm 24 \\ & (78) [75] \\ & 72 \pm 26 \\ & 23 \pm 13 \\ & (86) [83] \\ & (8) [8] \end{array} $	$ \begin{array}{c} & 17 \pm 9 \\ & (26) [25] \\ & 23 \pm 10 \\ & 6 \pm 4 \\ & (27) [26] \\ & (1) [1] \end{array} $	T =	4 (7) [7]	6 (10) [10]	3 (4) [5]	(10) [10]
	モデル計算: () r e= [] r o=	$= 16 \mu$ m, $\tau_{0.5} = 100$ = 11 μ m, $\tau_{0.5} = 100$		$R = F_{T} \uparrow / F_{T} \downarrow$ $A = (F_{T}^{N} - F_{B}^{N}) / F_{T} \downarrow$ $T = F_{B}^{N} / F_{T} \downarrow$			

- 169 --

Fig. 2.7.1 Radiation budget (Left panel) and reflectance, absorptance and transmittance (Right panel) for the cloud deck observed on March 30, 1989. Numerics indicate observational values except for those in parentheses and brackets which indicate calculated values for clouds with the effective radius $r_e=16\,\mu$ m and $r_e=11\,\mu$ m, respectively. SR, VS, NI and 500nm in the right panel indicate total, visible and near-IR solar radiation and the wavelength at 500nm, respectively.

気象研究所技術報告 第29号 1992

結果を Fig. 2.7.1 にまとめた。図中, $\alpha \pm \beta$ は平均値が α でその標準偏差が β であることを表わ す。また, 雲の反射率 (*R*), 吸収率 (*A*), 透過率 (*T*) は次式で定義する。

$$R = F_T \uparrow / F_T \downarrow ,$$

$$A = (F_T^N - F_B^N) / F_T \downarrow ,$$

$$T = F_B^N / F_T \downarrow .$$

ここに、 F_r'' および F_s'' は、それぞれ雲頂上および雲底下の飛行高度における正味の日射フラックスを表す。

日射フラックス測定に関して、日射計の温度特性を補正してあるが、入射角特性誤差等を考慮 すると測定精度は3~4%程度と見積られる。赤外放射フラックス測定については、シリコン・ ドームの射出効果等を補正していないので最大20W/m²程度の誤差が見込まれる。

2.7.3 雲粒子サイズ分布

AVIOM-Cにより測定された雲粒子のサイズ分布(粒子数濃度)が前節の Fig. 2.3.7 (f)に示さ れている。後の放射計算では,このサイズ分布を半径5.5µmと14µmに数密度のピークをもつ二 山対数正規分布で近似したモデル分布を用いている。この分布から計算される有効半径は16µm である。これは,2.6節で詳述した方法による MCPの分光反射率データから推定された有効半径 (Fig. 2.7.2)の平均値11µm よりやや大きい値になっている。



Fig. 2.7.2 Time series of cloud optical thickness (Left panel) and effective particle radius (Right panel) estimated from the MCP reflectances at wavelengths 500nm and 1650nm for a stratiform water cloud on March 30, 1989.

2.7.4 雲水量

C404 機が高度4000 m から400 m へ下降中に KING 雲水量計により測定した雲水量 (g/m³)の 鉛直分布が Fig. 2.3.7 (b)示されている。図に見られる変動は鉛直方向ばかりでなく水平方向の不 均質性を表わすものである。高度2600 m から2800 m に見られる雲水量がほぼ 0g/m³の部分は,そ の高度で雲が 2 層に分かれているのではなく,一旦雲底へ抜けたあと再び雲内へ突入したもので あることがビデオ・モニターからわかった。また,高度2000 m 以下の変動は層状雲の下に散在し た積雲によるもので,上の層状雲に達している場所もあった。

Fig. 2.3.7 (b) の雲水量分布を鉛直積分した総雲水量 *IWP* は219g/m²であった。この雲層について雲水量分布をモデル化するため,雲を高度1600~2000m,2000~2700m,2700~3500mの3 層に分け,各々の平均値(下層で0.04g/m³,中層で0.13g/m³,上層で0.14g/m³)を各層の平均 雲水量とした。ちなみに,高度2300mおよび3300mで行なった水平飛行(各々約5分)により測定された平均雲水量はそれぞれ0.12g/m³, 0.12g/m³であったから,モデル化された雲水量はこの雲 層の平均像をある程度表現しているものと見做すことができる。

2.7.5 気温・湿度

対応する気温および露点温度の鉛直分布が Fig. 2.3.7 (a) に示されている。雲頂温度は-11℃, 雲底温度は-2℃で,雲層は過冷却水滴から成っていた。雲頂部にそれほど強い温度逆転は無 かった。気温の外挿から海面気温は15℃と推定されるが,放射温度計で測定した海面水温は22℃ であった。シミュレーション計算において気温の鉛直分布のモデルとして,高度1~7 km は航 空機観測データ,0~1 km および7~25 km は八丈島測候所の高層観測データ,そして25 km 以 高は McClatchey *et al.* (1972)の中緯度冬季モデルを用いた。

他方,湿度は航空機観測データと高層観測データをもとに単純にモデル化したものを用いた。 即ち,高度0mから雲底(1600m)までは相対湿度60%から100%まで直線的に増加し,雲内 (1600m~3600m)は100%,雲頂(3500m)から4000mまでは100%から16%まで直線的に減少 し,それより上空は16%とした。

2.7.6 放射フラックスのシミュレーション計算

モデル化した雲粒子サイズ分布,雲水量,気温,水蒸気の鉛直分布を用いて放射伝達の理論計 算を行ない,雲層上下での放射フラックスを観測値と比較した。雲は水平一様な平行平板層とし た。雲粒子のサイズ分布については不確定さが残ったので,有効半径を16 µm とした場合(A-VIOM-Cの測定結果に基づく)と11 µmとした場合(MCPによる分光反射率からの推定値)につ いて,有効分散値0.13をもつ対数正規分布を仮定して一次散乱量を計算した。いずれの場合も, 波長500 nmにおける雲の光学的厚さは,MCPで測定された反射率から推定された値100になるよ

-171 -

う調節した。太陽放射伝達の計算については,波長0.3~2.8 μm を24のバンドに分割し各バンド 毎にDoubling-Adding 法を用いて計算した (Asano and Shiobara, 1989)。大気は雲底 (1600m) まで4層,雲内を3層,雲頂 (3500m)から高度50km までを27層の計34層に分割した。エーロゾ ルの高度分布は McClatchey の清澄モデルを仮定したが,粒径分布と屈折率は海洋性エーロゾル を仮定したのであまり吸収を示さないモデルになっている。赤外放射については,波数0~2050 cm⁻¹ (波長∞~5μm)を5つのバンドに分割し各バンド毎に水蒸気,二酸化炭素,オゾンおよ び雲粒の吸収を考慮した。これらの計算結果は,Fig. 2.7.1 に丸カッコ ($r_e=16$ μmの場合)と角 カッコ [$r_e=11$ μmの場合]で併記されている。

2.7.7 雲層の放射収支

水雲の均質層に対しては、可視光にたいする光学的厚さを τ_v 、雲粒子の有効半径を r_v とする と、鉛直積分した総雲水量は近似的に $IWP = 2 \tau_v r_v/3$ で与えられる。有効半径を 11μ mとした 場合、波長500 nm の光学的厚さを100とすると $IWP \sim 730 g/m^2$ となり、観測値(219g/m²)の 3.3倍になる。このとき、計算される雲の吸収率は全波長域、近赤外域ともに測定誤差の範囲内で 観測値とよく一致する。しかし、雲水量を約3倍しなくてはならないということは雲水量の測定 に問題があることを意味する。hot-wire 方式の雲水量計による測定結果について、Tanaka *et al.* (1989)は AVIOM-Cと J-W 雲水量計との比較から J-W 雲水量計の測定結果が巨大粒子の捕 捉欠損により1/5程度に過小評価している可能性があることを指摘しており、今回のKING雲水量 計による観測結果についても現実の雲水量より過小評価している可能性は否定できない。

同様に,有効半径を16µmとした場合,光学的厚さを100に合わせるためには雲水量を観測値の 4.8倍にする必要がある。そして,モデル計算による近赤外域の吸収が11µmの場合に較べて観測 値との差が大きく,雲内のAVIOM-C観測に基づくこの有効半径は過大評価気味であるかもしれ ない。ただし,2.3.2項のコメントにあるようにAVIOM-Cの測定値は雲層の周辺部に対するも ので,放射解析の対象とした雲層の中心部の値を代表するものではないかもしれない。事実, Fig. 2.7.2 に示されるように MCP による分光反射率から推定した有効半径は,光学的に薄い雲の 周辺部で大きく,逆に光学的に厚い中心部で小さくなっている。

他方,有効半径の違いによる赤外放射フラックスの計算値の差は1W/m²程度で,雲粒子サイズ の違いは赤外放射に対して敏感でなかった。結局,雲層全体の放射収支として,この雲層は太陽 放射を170W/m²吸収する一方で赤外放射として80W/m²を射出し,正味として90W/m²の日射の 過剰吸収により暖められていた。層別にみた放射加熱・冷却率は,太陽放射では+11.6(上層), +1.0(中層),+0.2(下層)℃/day,赤外放射では-15.1(上層),+0.4(中層),+9.0(下 層)℃/dayとなり,日射による上層の加熱と,赤外放射による下層の加熱,上層の冷却を示し た。

-172 -

2.7.8 結果と議論

1989年3月30日の層状水雲に対する2機の航空機による同期観測により、同一の雲に対してその雲層の上下で同時性の高い放射フラックスのデータが得られた。MCPによる分光反射率から推定された、パスに沿って平均した波長500 nmの光学的厚さは約100で、雲粒子の有効半径は11 μ mであった。一方、雲内でのAVIOM-C観測による雲粒子のサイズ分布は5.5 μ mと14 μ m に数密度のピークを持つ2山対数正規分布でモデル化され、その有効半径は16 μ mであった。そこで、放射フラックスの理論計算において有効半径を16 μ mと11 μ mの2通り仮定したところ、幾何学的厚さが1900mの雲で光学的厚さ(500 nm)が100となるためには、KING雲水量計で観測された雲水量をそれぞれ4.8倍、3.3倍する必要があった。雲層の上下での上向き・下向きフラックスの観測値と理論計算値を比較したところ、KING雲水量計が実際の雲水量を1/3ほど過小評価していたとするならば、有効半径を11 μ mとしたとき観測値と計算値はほぼ一致した。有効半径を16 μ mとした場合もほぼ同様の結果となっているが、近赤外域の吸収が11 μ mの場合に較べて観測値との差が大きく、AVIOM-C観測に基づくこの有効半径の値は過大であると思われる。

結論として、日射観測が3~4%の測定誤差を避けられないことを勘案すると、今回の層状雲 が示した日射の吸収率17%は、Stephens *et al.* (1978)の「異常吸収」といえる程大きいもので はなかったと言える。

しかし,依然として雲粒子のサイズ分布には不確定さが残っている。1989年度以降 FSSP プ μ -ブおよび OAP-2D プローブによる雲粒子測定も開始されたが,その解析結果(塩原他, 1990)は、FSSP と KING による雲水量はほぼ一致するが、AVIOM-C のそれとは一致せず,雲 粒子のサイズ分布についても FSSP と AVIOM-C とで一致しないことを示した(Fig. 2.7.3)。 AVIOM-C による測定値は、他の二者に比べて常に大きかった。今後、KING 雲水量計と AVIOM-C の比較検定を行なうなど、雲水量測定について定量的な調査が必要である。

一方,ここで示した結果は,MCPによる分光反射率の測定と,全波長域あるいは近赤外域日射 フラックスの測定結果は互いに矛盾せず,モデル計算による太陽放射の反射率・吸収率は MCP 観測から推定された雲粒子の有効半径および光学的厚さが信頼できるものであることを意味して いる。しかし,Stephens and Platt (1987) や Nakajima *et al.* (1991) 等によって,近赤外窓領 域の分光反射率の観測値が水蒸気吸収を無視した場合に理論的に期待される値よりも一般に小さ いと報告されており,新たな "異常吸収"問題として注目を集めている。その原因として2.7.1 に述べたようにいろいろな候補があるが,水蒸気もその一つと考えられている。もしも近赤外窓 領域において水蒸気の吸収効果が無視しえないならば,それを無視したリモートセンシングによ る有効半径は過大評価されることが考えられる。すなわち,放射でみた有効半径と実際のサイズ 分布の有効半径が一致しないことが起こり得る。これらの疑問に答えるには,やはり確立された 雲物理測定が必要である。


Fig. 2.7.3 Comparison of the liquid water content measured with an AVIOM-C instrument (Top), FSSP probe (Middle) and KING hot-wire probe (Bottom) along a horizontal flight path in a stratocumulus layer on December 22, 1989.

参考文献

中島映至,1985:雲による日射の散乱と吸収.「気候形成におよぼす雲の役割に関する総合研究」科研 費補助金研究成果報告書(代表者:田中正之),東北大学理学部,125-138.

- 塩原匡貴・浅野正二・真野裕三, 1988:層状雲の放射特性の航空機観測.日本気象学会春季大会予稿 集(53), p204.
- 塩原匡貴・浅野正二・松尾敬世・田中豊顕, 1990:層積雲の放射・雲物理特性の航空機観測 —— AVIOM・FSSP・KING による雲水量の比較——. 日本気象学会秋季大会予稿集(58), p12.

Asano, S. and M. Shiobara, 1989: Aircraft measurements of the radiative effects of tropospheric aerosols: I. Observational results of radiation budget. J. Meteor. Soc, Japan, 67, 847-861.

McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz and J. S. Garing, 1972: Optical

properties of the atmosphere (Third edition). AFCRL-72-0497 (United States Air Force), 108pp.

- Nakajima, T., M. D. King, J. D. Spinhirne and L. F. Radke, 1991 : Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part II : Marine stratocumulus observations. J. Atmos. Sci., 48, 728-750.
- Stephens, G. L., G. W. Paltridge and C. M. R. Platt 1978: Radiation profiles in extended water clouds. (II) Observation. J. Atmos. Sci., 35, 2133-2141.
- Stephens, G. L. and C. M. R. Platt, 1987 : Aircraft observations of the radiative and microphysical properties of stratocumulus and cumulus cloud fields. J. Clim. Appl. Meteor., 26, 1243-1269.
- Tanaka, T., T. Matsuo, K. Okada, I. Ichimura, S. Ichikawa and A. Tokuda 1988: An airborne video-microscope for measuring cloud particles. Atmos. Research, 24, 71-80.

2.8 航空機観測と同期した衛星データの解析*

(Satellite data analysis of the same cloud as observed by aircraft observed)

特別研究の期間内において,NOAAの上空通過と同期した層状雲の航空機観測は,1989年3月 30日の一例だけであった。

1989年3月30日 03Z における,航空機観測実施域付近(遠州灘沖約200 km)の NOAA-11 の AVHRR のチャンネル1,3,5 の画像を Fig. 2.8.1 に示す。AVHRR の各チャンネルの波長帯は, Fig. 2.8.2 に示すように, ch. 1,2 が可視~近赤外域(太陽放射), ch. 4,5 が赤外の窓領域(地球 放射), ch. 3 が太陽放射と地球放射の両方の影響を受ける波長帯である。図中に,ほぼ同時刻に おける航空機の飛行経路(雲内と雲頂の同期飛行)を示した。航空機は雲塊の中央付近を横断し ており, ch. 1 の可視反射率と ch.5 の熱赤外の TBB は飛行経路に沿って変動が少なく,厚い層状 性の雲であったことを示している。

Ch. 1, 2の可視チャンネルは測器のキャリブレーションが行われていないために,定量的な解 析には使用しなかった。Ch. 5の TBB は260~265K であり,航空機による雲頂温度の観測とよく 一致している。Ch. 3の TBB は,太陽放射の反射によって海面よりも雲の方が高く,雲の大部分 の領域で 300K 付近を示している。しかし,雲の中央付近には逆に海面よりも TBB の低い領域が



NOAA / AVHRR 1989.3.30

Fig. 2.8.1 Images of AVHRR/NOAA-11 channels on 30 March, 1989 near the aircraft observation area.

* 真野裕三 (Y. Mano)



Fig. 2.8.2 Wavelength of channels of AVHRR/NOAA-11.

周囲とは不連続的に出現している。この構造は,可視や熱赤外のチャンネルではみられず, ch. 3 だけに現われた。

AVHRRのch.3(3.7µm)については、従来、夜間の海面木温の推定に使用されることが多く、雲のリモートセンシングにはほとんど使用されていない。この波長帯は地球放射と太陽放射のほぼ中間に位置し、両者の影響を受けることもあまり使用されていない一因であろうと思われるFig.2.8.3にch.3の波長帯における単一散乱アルベード、消散係数、非対称因子の粒径依存性を示す。太陽光に対する反射率は、単一散乱アルベードが小さいために、かなり小さい光学的厚さですでに飽和し、薄い雲を除けば、鉛直積分雲水量よりも粒径への依存性の方がずっと強い。したがって、厚い雲については雲粒サイズに関する推定が可能になる。

1989年3月30日の例について, ch. 3を利用したリモートセンシングを行った。雲頂温度等,計 算上必要なパラメータは,航空機観測・八丈島のゾンデ・AVHRR/ch. 5のデータから求めた。そ の他,計算に用いたパラメータや計算方法については,Table 2.8.1 にまとめた。この計算から予 期される ch. 3の TBB を,雲粒の有効半径と雲水量の関数として Table 2.8.2 に示す。計算に使っ た鉛直積分雲水量の範囲では,TBB はほぼ雲粒の有効半径だけで決まることが分かる。Ch. 3の

- 177 -



Fig. 2.8.3 Single scattering characteristics of water droplets at the wavelength of channel-3 of AVHRR/NOAA-11.

観測値は雲の中央付近を除けば300-305Kであったから,有効半径は15µm程度になる。航空機の 雲粒子ビデオ顕微鏡(AVIOM-C)の観測結果を Fig. 2.8.4 に示す。雲粒の有効半径は安定して 15µm程度であり, ch. 3を用いた雲粒サイズの推定は,航空機による雲内の直接観測と良く一致 した。

一方, Fig. 2.8.1 において, 航空機の経路から南方にはずれた雲の中央付近の ch. 3 の TBB は

Atompsphere—ocean model	
cloud thickness	2000m (1500-3500m)
cloud top temperature	260K
temperature lapse rate in cloud	5.8K/1000m
sea surface temperature	285K
sea surface reflectance	Fresnel formula for smooth surface
Time and position of NOAA-11, cloud a	ind sun
Time and position of NOAA-11, cloud a	ind sun
Time and position of NOAA-11, cloud a time	ind sun 0325Z
Time and position of NOAA-11, cloud a time position of cloud	und sun 0325Z 33.17N 138.0E
Time and position of NOAA-11, cloud a time position of cloud direction of satellite	and sun 0325Z 33.17N 138.0E zenith=56.0° azimuth=19.9°
Time and position of NOAA-11, cloud a time position of cloud direction of satellite direction of sun	and sun 0325Z 33.17N 138.0E zenith=56.0° azimuth=19.9° zenith=30.4° azimuth=-106.3°
Time and position of NOAA-11, cloud a time position of cloud direction of satellite direction of sun Numerical method	and sun 0325Z 33.17N 138.0E zenith=56.0° azimuth=19.9° zenith=30.4° azimuth=-106.3°

Table 2.8.1 Method and parameters used for remote sensing of cloud.

Table 2.8.2 Calculated TBB (K) of ch. 3/AVHRR as a function of liquid water content and effective radius of cloud droplet.

Effective	Liquid Water Content (g/m ³)						
radius(µm)	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	
40.0	277.5	276.6	276.3	276.2	276.1	276.1	
20.0	294.3	294.1	294.0	294.0	294.0	294.0	
16.0	300.7	300.6	300.5	300.5	300.5	300.5	
14.0	304.7	304.6	304.6	304.5	304.5	304.5	
12.0	309.5	309.5	309.4	309.4	309.4	309.4	
10.0	315.5	315.5	315.5	315.4	315.4	315.4	
8.0	322.4	322.3	322.3	322.3	322.3	322.3	

275K 付近であり,周囲の値とは不連続的に20~30K 低下している。TBB が低下する原因として は,太陽放射に対する反射率の低下かまたは,雲頂温度の低下が考えられる。後者に関しては, ch. 5 の TBB に大きな変化が見られないことから,その可能性は低い。したがって,太陽放射の 反射率の低下と考えられる。反射率の低下の原因としては,雲が光学的に薄くなったかまたは雲 粒サイズの増加かまたは水→氷の相変化が考えられる。ところが,ch.1の変化をみると,反射率 は低下しておらずむしろ若干の増大を示している。したがって,光学的厚さの変化による可能性 は小さく,雲粒サイズの増加かまたは氷雲への相変化と考えられる。上に述べたリモートセンシ ングの方法で ch.3 の 275K の値を説明するためには,水雲を仮定する限り,有効半径40 μ m以上 の巨大粒子集団を仮定しなければならない。もし,氷の球状粒子を仮定すれば,有効半径420~

1989.3.30 12h50m50s-12h53m27s(LST)

51m02s							
51m06s							
51m09s		· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·			· · · · · ·	~~~~	
51m10s							
51m528							
51m54e							
51m55a							
51m56s	•						
51m58s							
52m02s	<u> </u>						
52m05s						· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	
52m08s	-						
520000		•••••					
52m10s							
52m11s							
52m17s		· · · · ·	•				
52m20s		*					<u> </u>
52m24s	·						
52m25s							
52m20a							
52m31s	C-CT-CM-	_					
52m32s							
52m33s							
52m35s	<u>.</u>						
52m36s						····	
52m38e				·			
52m39s							
52m42s							
52m43s		·					
·52m44s		·		·····			
52m45s							
52m46s							······
52m4/3							
52m49s							
52m50s		<u> </u>					
52m52s	<u> </u>	1					
52m535							
52m57s							
52m58*		1					
52m59s		<u> </u>					
53m00s		<u> </u>					
53m01s							
53m02s							
53m04s							•
53m06#							
53m07#							
53m10#							
53m11\$							
53m14e							
53m15s			•				
53m17#							
53m18s							
53m20#	┝╼══╍╼╡╉	_ 				·····	
53m21#	┝᠊ᡗᠣ══╍╍┥┢ᠮ						
53m254		1					
53m27=	Leonard	7					
			00	40	50	~~	70
	10	20	30	40	50	60	70
	-			1.1			
		F	ladius	(u m)			

Fig. 2.8.4 Size distribution of cloud droplets observed by aircraft. Numbers in the left column indicate the time of sampling.

25 μ m となり, 雲の他の部分の粒径にかなり近づく。水と氷のどちらの可能性が妥当であるかを 調べるため,空間範囲を広げて他の多数の雲塊を含めて, ch. 3 と ch. 5 の 2 次元ヒストグラムを つくった (Fig. 2.8.5)。Ch. 5 の TBB が 260K 付近よりも低くなると, ch. 3 の TBB が不連続的に 低下している。雲頂温度のある値を境にして ch. 3の不連続が生じていることから, 水→氷への相 変化の可能性が十分に考えられる。

しかし,降雨域では,粒径が急激に大きくなることから,降雨域であった可能性もある。どちら が妥当であるかは,今後の観測や解析の積み重ねによって明らかになっていくものと期待される。

以上により、AVHRRのch.3は、薄い雲を除けば、雲粒の粒径の推定に適していること、また



Fig. 2.8.5 Bihistogram of channels 3 and 5 of AVHRR/NOAA-11.

その推定値が航空機観測により検証されたことが示された。水雲と氷雲の区別への利用について は、今後の課題として残される。

2.9 航空機観測のまとめと今後の課題*

(Summary and discussions)

わが国においては殆ど経験のない航空機による雲の直接観測を開始するにあたっては,まず測 器の開発・整備から始まった。それは「雲と放射」の問題が気候形成に大きく関与しているにも かかわらず,現在これらの研究に必要な観測データが全く欠如しているとの認識から,雲内外の 放射場を精密に観測するだけでなく,同時に雲の微物理特性および雲物理・放射の双方にとって 重要なエーロゾルの特性を総合的に観測することが重要であると考えた故である。開発された測 器については第1章に詳しく述べられている。更に,有効な観測データを得るためには,観測飛 行法の工夫・改良を重ねる必要があった。そして,測定データの時間的・空間的同時性および観 測時間の短縮を満たすために二機の航空機による同期観測方法を検討し(2.1節),1988年度の観 測より採用した。このことは時間的・空間的変動性の大きい雲の観測にとっては重要な課題で あったが,この方法を採ることにより,雲層の放射収支および雲物理特性と放射特性の対応を調 べる上で必要な良質の観測データが得られるようになった。

航空機観測は、中層・下層の層状雲を対象として八丈島近海上で行われた。4年間の航空機観 測で得られたデータは膨大である。その一部は2.3節に紹介されている。取得データの詳細につ いては、補章の観測データ・ディレクトリーを参照されたい。これらのデータは内外の研究者が 利用できるように整備されている。

現在もデータ解析が進められており,これまでに得られた結果については2.3~2.8節に報告さ れているとおりである。そこではいくつかの重要な知見が得られた。まず,北西太平洋域の特徴 的な雲の一つである冬季の層積雲の構造について,その特徴が明らかにされた。即ち,暖かい海 洋上(海面温度~20℃)の層積雲は,一般にその下に積雲が散在する二層構造を成しており,そ の雲頂部には,しばしば強い温度逆転を伴っている。また,雲底下では,しばしば降雨があった。 層積雲の微物理特性は,一般に太平・鉛直方向にきわめて不均質である。太平方向の変動に関し ては,比較的大きなスケールでは数 km の周期の変動が放射データおよび雲物理データの分布に 認めらる(2.3節)。

ほぼ同じ雲頂温度(約-4℃)をもつ水雲および氷化した層積雲の微物理構造(粒径分布,雲 水量など)が調べられた(2.4節)。水雲の場合,鉛直方向には雲水量は雲底部で小さく,雲頂部 に上がるほど増大している。一方,雲粒子数は,雲層を通じてほぼ一定であり,雲水量の変化 は,雲粒子の大きさの変化によってもたらされている。また,雲頂温度が-4℃程度の比較的暖 かい層積雲においても氷晶が発生することがあり,そのような氷化した層積雲では,雲水量は逆

* 浅野正二 (S. Asano), 塩原匡貴 (M. Shiobara)

に雲底部で大きくなっていた。そして、雲層上部で氷晶が発生し、雲内で昇華や雲粒付着により 成長するとともに融解している様子が、FSSP や 2D-C データの解析で観察された。

航空機観測では,雲内・外でのエーロゾルの測定も行われた(2.5節)。これには,粒子の運動 慣性の違いを利用してエーロゾルと雲粒子を分離するための雲内エーロゾル分離装置が使われた。 これにより,雲形成におけるエーロゾルの変化を示す興味ある結果が得られた。即ち,雲内にお いてサブミクロン領域(半径0.15-1 µm)のエーロゾル濃度の顕著な減少が観測された。その割 合は,体積で約65%,個数で60%であった。これらの粒子は,凝結核として働き雲粒子に移行し たものと考えられる。また,海塩粒子や硫酸アンモニウム粒子など凝結核となりうる吸湿性の エーロゾルが残留していることも検出され,雲層内においても過飽和度の低い,あるいは未飽和 の空間領域が混在していたことが示唆された。

二機の飛行機を用いた同期編隊飛行により,層積雲の放射収支特性に関する高精度の測定デー タが得られた。一方,雲上の飛行機に搭載した多波長雲日射計(MCP)による雲の分光反射率の 測定から,リモートセンシング的に水雲の雲物理パラメータ(光学的厚さ,有効半径,雲水量, 有効水蒸気量)を推定することができた(2.6節)。これには,可視域の波長500 nmと近赤外域の 1650 nmの反射特性を組み合わせて,雲層の光学的厚さと雲粒の有効半径を同時に推定する。ま た,大気中での混合比が一定な酸素分子の吸収帯(760 nm)の反射率から雲水量を,更に,938 nmの水蒸気吸収帯の反射率から雲内の水蒸気量を推定する。推定された雲物理パラメータは, 雲の微物理量の直接観測値と比べて,もっともらしく求まっている。また,推定値を用いたシ ミュレーション計算は,太陽放射の全波長域および近赤外域の観測値を良く再現している(2.7 節)。

本研究における航空機観測では,雲の微物理特性と放射特性との関係解明に重点を置き,種々 の制約上,観測対象も八丈島近海上の層状雲に的を絞らざるを得なかった。この範囲内では,予 期した以上の成果が得られたと言えよう。しかしながら,この限られた対象と課題についても残 された問題は多い。例えば,雲物理量の測定には,測器による測定値の大きな差が認められた。 このことは,雲の微物理量の計測には,まだ基準とすべき測器はなく,依然として開発の余地が 残されていること,更には,実際の水雲は従来報告されてきたものより多くの雲水量を含んでい るかも知れない,と言う大きな問題をはらんでいる。この点は,今後とも,各々の測器の検定を 含め,慎重に検討を重ねる必要がある。それと共に,層状水雲の放射特性を表現するパラメータ として有望視されている鉛直総雲水量を測る測器(例えばマイクロ波雲水量計)も今後の観測に は加える必要がある。

他方,放射観測にしても,二機の飛行機による同期飛行観測を採用することにより同時性の高 いデータが得られるようになったが,その精度は十分とは言えず特に空間的同一性については, なお一層の改善が必要である。また,分光反射率測定による有効半径などの雲物理パラメータの

-183 -

推定値と,実測値との不一致(いわゆる"異常吸収")の問題が残った。衛星からのリモートセンシングによる雲物理パラメータ抽出の実用化を進める上でも,この問題を解決することが先決である。

GCM における雲と放射の過程の改良に資するという観点からすると,観測対象の雲種と測定 項目を広げることが必要である。エントレインメントなどの雲形成の力学過程に関してのみなら ず,雲の構造と放射特性との関係を理解する上からも,今後の観測においては,雲の熱力学・力 学の場(風や水蒸気輸送など)の測定が最低限必要となろう。

第3章 氷晶雲の地上観測* (Cirrus observations from a ground-based system)

3.1 目的と方法、および観測日時**

(Purpose and method)

巻雲などの氷晶雲(以下,巻雲と総称)は、地球-大気系の放射収支のみならず,対流圏上部 の水収支にとっても重要な役割をはたしているが,気候システムの中で最も分かっていない要素 の一つとなっている。特に,気候変化の機構において,巻雲は重要なそして効果的なフィード バック作用を持つと考えられているが,その働きの実態は謎のままである。巻雲は,一般に粒子 密度が低く,それ故光学的に薄く,可視光および赤外線に対して半透明,非黒体であるという特 性のために,高い高度に出現することとあいまって,下層の水雲とは異なった独特の放射効果を もつ。そして,その放射効果は,未だ十分に理解されていない巻雲の微物理構造(氷晶の形状, 粒系分布,濃度など)に強く依存する。また,巻雲が非球形の氷晶から成っていることも,放射 過程のモデル化などの問題を難しくしている。

他方,観測においては,巻雲が高高度,低温という状態にあることによる観測の困難さのた め,近年になりようやく航空機を用いた直接観測(例えば、Heymsfield and Knollenberg, 1972; Paltridge and Platt, 1981 など)や,ライダー(例えば, Platt (1973)と彼等による一連の研究) を利用した地上からのリモート観測が行われるようになった。しかし,従来の観測では,雲物理 と放射の同時測定の例は,きわめて少ない。このようなことから,'80年代後半に日本および欧米 で開始された WCRP/ISCCP 関連の「雲一放射」実験観測においては,巻雲が観測の主要対象と なっている。

本研究においても,雲と放射の実験観測が計画された。実験観測は二つの部分から成ってお り,一つは,第2章で述べた前線や寒気の吹き出しに伴う下層・中層の層状雲を対象とした航空 機観測であり,もう一つは航空機による直接観測が困難な上層の巻雲を対象とした地上観測であ る。この観測は,気象研究所構内にて,雲粒子ゾンデ,ライダー,各種放射計を組合せた総合的 な観測により,温暖前線に伴う巻層雲など中緯度の氷晶雲の微物理特性と放射特性の同時観測 データを得ることを目的とする。また,観測を実施したときは,NOAA衛星のデータを収集・解

 * 放射観測:浅野正二・内山明博・塩原匡貴・深堀正志 雲粒子ゾンデ:松尾敬世・村上正隆・水野 量・山田芳則
 ライダー:内野 修・水野芳成・藤本敏文(1990年度から)・田端 功(1989年度まで)
 ** 浅野正二 (S. Asano),内山明博(A. Uchiyama)

-185 -

析し,巻雲からの上向き放射の特性を調べる。総合観測の際に得られたデータセットは,巻雲の 放射特性を明らかにするためだけでなく,衛星などによりその広域分布と光学特性を調べるため のリモート・サウンディングの技術開発の基礎資料ともなる。

巻雲の地上観測で使用した測器・観測項目を Table 3.1.1 にまとめた。雲粒子ゾンデ(HYVIS, 1.1節参照)は,雲の微物理量についての情報を直接得ることを目的にした特殊ゾンデである。ア

Table 3.1.1	Instruments	for	the	ground- based	cirrus	observation	and	measurement
ゾンデ	cientento.							

測器		測定量	測定(抽出)される物理量
雲粒子ゾンデ		気温,湿度,	温度,水蒸気量,
(HYVIS)		氷晶の数密度,	微物理特性(氷晶の形,サイズ,
		粒径分布	数, 氷水量)
Lider	.	<u> </u>	L
測器	波長	測定量	測定(抽出)される物理量
ルビーライダー	694.3nm	後方散乱強度	雲底・雲頂高度, 雲厚,
YAG ライダー	532nm	偏光解消度	可視光の光学的厚さ
			水滴と氷晶の区別,
			氷晶の配列状態
Radiometer	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		· ····································
測器	波長	測定量	測定(抽出)される物理量
分光直達日射計	368nm, 500nm,	透過光のスペクトル	太陽放射に対する光学的厚さの
(sunphotometer)	675nm, 862nm	分布	波長分布
分光全天日射計	$0.4 \sim 1.6 \mu m$	分光日射フラックス	地表面での太陽放射分光フラッ
(多波長雲日射計)			クス
フーリエ変換型	$800 \sim 1200 \text{cm}^{-1}$	赤外放射スペクトル	赤外窓領域の射出率
赤外分光光度計			赤外 10μm 域の光学的厚さ
(FTIR)			
赤外放射温度計	$9.5 \sim 11.5 \mu m$	赤外窓領域の放射輝	窓領域の射出率・光学的厚さ
	· .	度温度	雲の輝度温度
全天日射計	$0.3 \sim 3 \mu m$	全天日射フラックス	地表面での太陽放射フラックス
全天放射計	$5 \sim 50 \mu m$	全天赤外放射フラッ	地表面での赤外放射フラックス
		クス	
(l	全大雲分布	を芸の水平分布
衛星			
NOAA	AVHRR, HIRS	可視反射輝度	可視光の反射率
		赤外放射輝度	赤外窓領域の射出率・光学的厚さ
1	1	1	雪の分布

クティブなリモートセンシングの手段であるライダーの使用は,雲底・雲頂高度,可視の光学的 厚さを時間的に高頻度で得ることを目的にしている。HYVISが点の情報でしかないに対して,ラ イダーは連続的な情報を与えてくれる。放射測器には,分光直達日射計(サンフォトメータ (sunphotometer)を使用),分光全天日射計(多波長雲日射計(MCP,1.4節参照)を使用),赤 外分光光度計(FTIR),赤外放射温度計,全天日射計および全天放射計などがある。

巻雲の地上観測は,春季(5月~6月)と秋季(9月~11月)に観測期間を設定して,次の条件のもとに行った。

① 雲粒子ゾンデ観測が可能な広がりを持つ巻雲が存在する。

② 天頂が巻雲におおわれている。

③ 下層の雲の雲量が5/10以下である。

ただし,時間帯は,隣接する高層気象台のルーチン観測の障害にならないよう10:00~14:00, 16:00~19:30 (JST) に制限された。観測を実施するときは,それぞれの測器による観測概況, GMSのWEFAXによる雲の状況,NOAA 衛星の通過時刻等を連絡し合いながら観測を行った。 実施された観測日と各項目の測定時間を Table 3.1.2 に示した。雲粒子ゾンデは1~2回/1観

Instruments	Date (YY/MM/DD) and Time(LST)								
	1987/12/11	1989/06/22	1989/06/30	1990/10/29	1990/11/01	1990/11/19			
雲粒子ゾンデ (HYVIS)	12:11 ~	11:05 ~	10:44 ~ 12:54 ~	16:58 ~	16:51 ~	12:05 ~			
ライダー	10:14-14:06	08:50-09:22 10:30-12:10 14:36-14:54	10:22-11:26 12:39-13:28	15:58-18:24	15:29-16:55	12:07-12:31			
分光直達日射計 (sunphotometer)		09:00-12:59	10:26-13:59	—					
分光全天日射計 (MCP)		09:00-12:59	10:26-13:59	_		_			
赤外分光光度計 (FTIR)		10:45-13:15 (5 分間隔)	10:45-13:50 (5 分間隔)	17:00-18:20 (10 分間隔)	16:00-17:40 (10 分間隔)	11:10-13:30 (10 分間隔)			
赤外放射温度計	<u>.</u>	09:00-12:59	10:26-13:59	16:03-18:31	15:56-17:42	10:37-13:46			
全天日射計	—	09:00-12:59	10:26-13:59	16:03-16:45	15:56-16:40	10:37-13:46			
全天放射計	-	09:00-12:59	10:26-13:59	16:03-18:31	15:56-17:42	10:37-13:46			
NOAA 衛星	NOAA-9 (14:51 ~)	NOAA-11 (13:03~)	NOAA-10 (08:21 ~) NOAA-11 (13:29 ~)	NOAA-11 (13:44 ~) NOAA-10 (17:55 ~)	NOAA-11 (13:10 ~) NOAA-10 (18:26 ~)	NOAA-11 (13:12~)			

Table 3.1.2 Observation date and time.

測, ライダーは2分~数分間隔, FTIRは5分または10分間隔,各種放射計は20秒間隔でデータを 取得した。NOAA衛星のデータは,観測時間内または前後のデータを収集した。観測データの処 理状況は,Table 3.1.3 にまとめた。〇は処理済み,△は未処理,一はデータ無しである。ライ ダーの1990年11月19日のデータは下層の雲量が多く,ほとんどデータが得られていない。分光全 天日射計は絶対較正がむづかしく物理量への変換をまだ行っていない。赤外放射温度計は-50℃ 以下は測定できないため1990年10月29日,11月1日のデータの一部は無効データである。1990年 10月29日,11月1日は16:00 (JST) 過ぎの観測であるので途中で日没となり全天日射計のデー タは途中から無い。

以下本章では,巻雲の地上観測の各測器についての測定結果を示し,そこから得られる物理量 の関係について,総合的に解析した結果を示す。

Instruments	Date (YY/MM/DD)								
	1987/12/11	1989/06/22	1989/06/30	1990/10/29	1990/11/01	1990/11/19			
雲粒子ゾンデ (HYVIS)	0	0	0	Δ	Δ	Δ.			
ライダー	0	0	0	0	0	0			
分光直達日射計 (sunphotometer)	/	0	0			* *			
分光全天日射計 (多波長雲日射計)			Δ						
赤外分光光度計 (FTIR)		0	0	0	0	0			
赤外放射温度計	_	0	0	0	0	. 0			
全天日射計	_	0	0	0	0	0			
全天放射計	_	0	0	0	0	0			
NOAA 衛星	0	0	0	· 0	0	0			

Table 3.1.3 Data status.

 \bigcirc : calibrated data, \triangle : not calibrated data, - : no data

-188 -

参考文献

Heymsfield, A. J. and R. G. Kollenberg, 1972: Properties of cirrus generating cells. J. Atmos. Sci., 29, 1358-1366.

- Paltridge, G. W. and C. M. R. Platt, 1981: Aircraft measurements of solar and infrared radiation and the microphysics of cirrus cloud. Quart. J. R. Met. Soc., 107, 367-380.
- Platt, C. M. R., 1973: Lidar and radiometric observations of cirrus clouds J. Atmos. Sci., 30, 1191-1204.

3.2 雲粒子ゾンデ観測*

(Microstructure of cirrus clouds observed with HYVIS)

3.2.1 はじめに

上層雲は、地球の放射エネルギー収支に深く関係している。すなわち、上層雲は、下層雲・中 層雲よりも上空にあって、太陽からの放射を反射によって制限すると同時に、地表面あるいは下 層雲・中層雲からの赤外放射を吸収して上層雲自身で赤外放射を放射している(例えば、田中、 1985; Liou, 1986)。上層雲が存在すると、赤外放射の放射面が高温の地表面等から低温の上層雲 の雲頂になるため、地球から外へ放射されるエネルギーが減少することになる。衛星観測による 上層雲の雲量は約20%と見積もられており(Barton, 1983)、上層雲は放射収支に対して大きな影響を及ぼしている。

このような上層雲の放射特性は,雲の微物理特性(雲粒子の種類,形状,粒径分布等)によっ て支配されている(Liou, 1986)。この具体的例として,巻層雲が上空にあるときしばしば見られ る太陽のまわりの暈(ハロー)の光学現象を挙げることができる。このハローは,太陽光線が六 角柱状の氷晶を通る際の屈折によって形成される(例えば,Wallace and Hobbs, 1977;浅野, 1979, 1988)が,氷晶の形状や大きさによって放射特性が異なっており,ハローが形成されない 上層雲もある。したがって,上層雲の放射特性の研究にとって,雲物理特性を知ることが根本的 に重要である(Cox *et al.*, 1987; Starr, 1987)。

上層雲の雲物理特性を観測する方法として, リモートセンシング観測と直接観測とがある。リ モートセンシング観測には, 衛星観測とライダー観測, レーダー観測等がある。衛星観測は非常 に広い範囲を観測することができ (Curran and Wu, 1982; Barton, 1983), ライダー観測は時間的 にほぼ連続した観測を行える (Platt, 1973; Uchino *et al.*, 1988; 今須・岩坂, 1990; Imasu and Iwasaka, 1991)。しかし, リモートセンシング観測は, 空間平均された雲粒子の特性値(断面 積等)を観測するため, 粒子の形状や粒径分布を知ることができないという欠点がある。一方, 直接観測には, 航空機観測とゾンデ観測とがあり, 雲粒子の形状や粒径分布の現場観測を行える (Braham and Spyers-Duran, 1967; Heymsfield and Knollenberg, 1972; Knollenberg, 1972; Heymsfield, 1975; Heymsfield, 1986)。しかし, 従来行われてきた航空機観測は, 太平方向に密に 観測できるけれども, 鉛直方向には観測密度が粗いという欠点があった。この短所を克服する直 接観測の手段としてゾンデ観測が考えられるが, これまで雲粒子の形状や粒径分布を直接観測す

るゾンデ観測は、ゾンデに搭載できる適当な観測装置がなかったため実施されていなかった。

^{*} 水野 量(H. Mizuno), 松尾敬世(T. Matsuo), 村上正隆(M. Murakami), 山田芳則(Y. Yamada)

気象研究所では、ゾンデに搭載して雲粒子を直接観測する観測装置(雲粒子ゾンデ)を最近開 発した(明星電気株式会社,1987; Murakami and Matsuo,1988,1990; 水野他,1991)。本稿で は、この雲粒子ゾンデを用いて観測された上層雲 6 例の中から、高層気象台のレーウィンゾンデ 特別観測が同時に行われ解析資料の豊富な1989年 6 月22日の巻層雲の事例を報告する。

3.2.2 観測方法

(1) 雲粒子ゾンデの概要

雲粒子ゾンデによる雲粒子の直接観測の原理を,以下に示す(明星電気株式会社,1987; Murakami and Matsuo,1988,1990;水野他,1991)。雲粒子ゾンデが気球に吊り下げられて上昇 するとき,大気中の雲粒子が粒子捕捉用の透明なフィルムに捕捉される。粒子捕捉用のフィルム は,約4秒間モーターが駆動して巻き取られ,その後約6秒間静止する。このような駆動・静止 の約10秒間隔のサイクルを繰り返して,新しいフィルム面に捕捉された粒子が次々と2台のTV カメラで撮影される。

TV カメラの一つは接写用 TV カメラで,主に0.2 mm~10 mmの粒子を撮影する。もう一つは 顕微鏡用 TV カメラで,主に5 µm~1000µmの粒子を撮影する高倍率用 TV カメラである。な お,接写用 TV カメラにはオートアイリス(自動絞り)レンズが装備されており,また顕微鏡 用 TV カメラには,照明用のニップル電球がカメラの上方約10 cm にある。なお,接写側画像に は,透明なフィルム面を通して背後の気球および天頂付近の空の様子も写る。したがって、太陽 高度角が高いときの接写側画像でハロー等の光学現象を一緒に観察できる可能性がある。この2 台のカメラからの画像信号は,フィルムの駆動・静止のサイクルの間に交互に切り替えられて, 1687MHzの電波で地上に伝送される。地上で受信された画像は,ビデオテープに収録されて解析 に用いられる。

なお,雲粒子ゾンデと一緒にレーウィンゾンデ(RS2-80MA型)を気球に吊り下げて観測して いるので,雲粒子と気象要素(気圧,気温,湿度,風)の現場観測が同時に行われている。

(2) データ

ここで報告する雲粒子ゾンデ観測の解析事例は,1989年6月22日の上層雲の事例である。雲粒 子ゾンデは,茨城県つくば市の高層気象台構内から11時5分に放球された。雲粒子ゾンデ観測か ら,雲粒子の種類・形状・数濃度の高度分布が求められ,レーウィンゾンデ観測から気温・湿度 ・風の高度分布が得られた。6月22日には高層気象台で特別観測が実施され2時30分,8時30 分,11時30分,14時30分,17時30分,20時30分,23時30分にレーウィンゾンデが放球され,この データも解析に利用した。 3.2.3 観測結果

(1) 総観的気象状況

Fig. 3.2.1は、6月22日12時の気象衛星の可視画像である。日本列島の南海上に東北東から西南 西に延びる停滞前線(梅雨前線)があり、これとほぼ平行して約400~500 km 北に200 mb 高度の 強風軸が位置している。雲域は、地上の梅雨前線と200 mb 強風軸との間の領域とほぼ対応して、幅 広く帯状に存在している。雲域の北の部分は、やや薄く上層雲~中層雲の雲域であることを示し ている。観測点(図中の△)は、この上層雲~中層雲の雲域の中に位置している。このときの高 層気象台のゾンデ放球時の地上からの雲の観測によると、22日 8 時30分には高積雲と巻雲、11時 30分には積雲と薄い高層雲(上層雲の存在は不明)が観測されている。したがって、雲粒子ゾン デ観測は、上層雲から中層雲へと雲底が低下する総観スケールの雲の変化過程の中で行われたと みられる。



Fig. 3.2.1 Visible GMS-3 image at 12LST 22 June 1989. Heavy line and broken line denote a surface stationary front (Baiu front) and 200mb jet core, respectively. A triangle represents an observation site (Meteorological Satellite Center, JMA photo).

このように雲粒子ゾンデ観測が行われた上層雲は,総観スケールの前線に対応した幅広い帯状 の雲域の北側部分である。したがって,観測された上層雲を形成した上昇流は,総観スケールの 上昇流であり,暖気が寒気との間の前線面を滑昇することによって生じたものと考えられる。こ れに基づいて前線面の傾斜と風のデータとから,上昇流は約10 cm/sec と見積もった。したがっ て,この上層雲は総観スケールの上昇流域にできたもので,雲粒子ゾンデはこの鉛直構造を観測 したとみることができる。

(2) 状態曲線

Fig. 3.2.2は, 雲粒子ゾンデと同時に放球されたレーウィンゾンデによる気温・湿度の鉛直分布 である。湿度と気温の鉛直分布から, 雲底は約7km, -20℃であることが分かる。また, -40℃ 以下の低温での湿度観測からは雲頂を判定できないが, 圏界面高度約13km, -60℃まで達して いる可能性が考えられる。

さらに、上層雲内の相対湿度の鉛直分布を詳しく見ると、雲底から上空に向かって徐々に湿度 が減少しており、その値は氷に対する飽和湿度(-20℃で82%,-30℃で75%が氷に対する飽和 湿度)付近にある。このことから雲内の湿度は、ほぼ氷飽和で分布していると判断される。した がって、雲内には、水の粒子はなく氷晶が存在することが予想される。また、雲底より下の高度 では非常に大気が乾燥しており、もし雲底から落下する大きな氷晶があればすぐに昇華してしま うことが予想される。



Fig. 3.2.2 Temperature and humidity profiles for 1105LST 22 June 1989.

(3) 氷晶とハロー

Fig. 3.2.3 は,高度9.8 km, −34℃で雲粒子ゾンデによって観測された雲粒子の画像である。 Fig. 3.2.3 の上図は接写側画像であり,下の図は顕微鏡側画像である。接写側画像には,透明な フィルム上に捕捉した氷晶に加えて,その背後に気球とハローが写っている。接写側画像でハ ローが見られることから,この雲を構成する雲粒子が六角柱状の氷晶であることが期待される (例えば,Wallace and Hobbs, 1977;浅野, 1979, 1988)。このとき確かに顕微鏡側の画像に は,六角柱の氷晶が写っている。Fig. 3.2.3下図には,長さ240 μm,幅64 μmの六角柱の一例が示 されている。この氷晶の結晶形および同時に観測された気温・湿度領域は,Magono and Lee (1966)の氷晶の温度・湿度ダイヤグラムとよく一致している。



Fig. 3.2.3 Ice crystal images observed at 9.8km MSL (-34°C). The image above shows a large ice crystal, the 22° halo, and a baloon taken through a close-up TV camera. The image below shows a solid column taken through a microscope TV camera.

Fig. 3.2.4は,接写側画像に写るハローの高度分布を調べたものである。Fig. 3.2.4から,ハロー は高度8.5kmから11.5kmに見られることが分かる。したがって,観測された上層雲を構成する 粒子は,六角柱状の氷晶であることが期待される。実際顕微鏡画像から結晶形を判別できる位の 大きな氷晶は,Fig. 3.2.3下図のように六角柱状であった。8.5kmより下の高度でハローが見られ ない理由として,雲が厚くなってハローの光を打ち消すほどに散乱が大きくなっていることが考 えられる。また,11.5kmより上の高さでハローが見られない理由として,雲が非常に薄いことと 氷晶の結晶形が六角柱状でないことが考えられる。しかし,11.5kmより上の高度では強い太陽 光線が画像上に入って画像が鮮明でなく,今後この点を改良した雲粒子ゾンデによる観測で明ら かにする必要がある。

(4) 氷晶数濃度

Fig. 3.2.5は、顕微鏡側画像と接写側画像で観測された氷晶の粒径別数濃度の高度分布である。 顕微鏡側画像からは、長さが10 μ m~200 μ m、数濃度が~10⁵/m³であることが分かる。氷晶の 結晶形については、小さな氷晶はいくらか識別が困難であるが、大部分は角柱状であった。氷晶 の粒径分布は、小さい粒径のものが多く大きな粒径のものが少ないという分布になっている。ま た、粒径の高度分布に着目すると、10km付近の高度で最も大きな氷晶が観測され、これより高く なるにしたがって粒径が小さくなっている。また、雲底から9 km 付近までの氷晶濃度が小さい 傾向が見られる。また、雲粒は全く観測されなかった。以上をまとめると、上層雲内には雲粒は 全く観測されず、雲層の上部から中部にかけては数濃度~10⁵/m³で下方ほど大きな氷晶(~ 200 μ m)が存在し、雲層の下部では氷晶濃度が少なくなっている。

接写側画像の氷晶についても,同様な傾向が見られる。すなわち,雲層の上部から中部にかけ ては下方ほど大きな氷晶(~1 mm)が存在し,雲層の下部では氷晶濃度が少なくなっている。

以上のように, 雲内の湿度がほぼ氷飽和であること及び氷晶が雲の上部から下方へ向かって大 きくなっていること, 雲粒が全く見られないことを考慮すると, 雲内で卓越する雲物理過程は昇 華成長過程であると言える。

(5) 上昇流

雲粒子ゾンデで観測された上層雲が,総観スケールの上昇流によって形成されており,その大きさは約10 cm/sec と見積もられることを(1)で述べた。ここでは,これとは別に高層気象台が3時間間隔で行ったレーウィンゾンデ観測のデータから上昇流の高度分布を推定し,またこの上昇流が妥当な値かどうかを観測された氷晶濃度を用いて検討する。



Fig. 3.2.4 Vertical distribution of HYVIS images showing the 22° halo for 1105LST 22 June 1989.



Fig. 3.2.5 Vertical change in size distribution of ice crystals. The number concentration of ice crystals in each 500 m layer are indicated.

Fig. 3.2.6は、レーウィンゾンデ観測のデータから推定された上昇流(左図の W_{ANL})と観測され た氷晶濃度から算出された臨界上昇流(右図の W_c)の高度分布である。ここで、臨界上昇流と は、すべての氷晶が湿度100%(水に対する飽和)で昇華成長するために必要な水蒸気を生み出す 上昇流として定義している。すなわち、臨界上昇流より大きな上昇流があると、すべての氷晶の 昇華成長だけでは上昇流によって生み出される水蒸気を消費できずに、余分な水蒸気が雲粒とし て凝結することになる。したがって、雲粒のない雲では、臨界上昇流より小さな上昇流が期待さ れる。また、Fig. 3.2.6 左図の W_{ANL} は、レーウィンゾンデ観測のデータから次のようにして推定 されている。すなわち、観測された雲が定常であると仮定して、相当温位の高度変化を11時30分 と14時30分の観測データから求めて、上昇流としている。

Fig. 3.2.6 左図の W_{ANL} から,高度7 kmから11 km 付近に~10 cm/sec の上昇流があると見られる。この上昇流の高度は,Fig. 3.2.1 の湿度の高度分布とよく対応している。また,上昇流の大きさも,(1)で前線の傾きと風とから評価された上昇流とよく一致している。さらに,氷晶数濃度から求められた臨界上昇流が Fig. 3.2.6 右図のように~50 cm/sec 以下であることとも矛盾していない。



Fig. 3.2.6 Vertical velocity (W_{ANL}) and critical vertical velocity (W_c) are indicated. W_{ANL} is estimated from the ascent rate of contours of equivalent potential temperature at 1130LST and 1430LST on 22 June 1989. W_c is calculated using the data of ice crystal concentration observed on the assumption that ice crystals grow by deposition in water-saturated condition in the absence of cloud droplets.

3.2.4 まとめ

1989年6月22日,茨城県つくば市で上層雲の雲粒子ゾンデ観測が行われ,その雲物理特性が解析された。結果は次のようにまとめられ,Fig. 3.2.7のような模式図が得られる。

- (1) この上層雲は,総観スケールの前線面を暖気が滑昇することによる~10 cm/sec の上昇流に よって形成されている。
- (2) 雲粒は全くなく、氷晶だけの雲である。
- (3) 雲内で22°ハローが見られ、氷晶の結晶形は六角柱であった。
- (4) 昇華成長過程が卓越し,雲の上部から下方へ向かって氷晶が大きくなっている。
- (5) 氷晶数濃度は~10⁵/m³で,小さな粒径のものが多く大きな粒径のものは少ない。

謝辞

雲粒子ゾンデの開発初期から現在まで,一貫して雲粒子ゾンデの開発・製造に協力して頂いた 明星電気株式会社,無線局の申請等の指導をして頂いた気象庁観測部高層課,観測データの提供 およびゾンデ観測に関して施設利用と放球作業の指導をして頂いた高層気象台,その他関係者の 方々に厚く感謝する。



Fig. 3.2.7 Schematic drawing of vertical structure observed in the cirrostratus.

参考文献

浅野正二,1979:大気微粒子と光――大気光学への誘い.東北技術だより,2.2,20-30.

浅野正二,1988:紹介:根室で観察されたハロー現象.天気,35,326-328.

今須良一・岩坂泰信,1990:ハロー現象を伴う雲のレーザ・レーダ観測. 天気,37,689-698.

明星電気株式会社,1987: 雲粒子ゾンデ(WUA-04) 取扱説明書.16pp.

水野 量・松尾敬世・村上正隆・山田芳則, 1991: 雲粒子ゾンデの開発. 天気, 38, 5-9.

- 田中正之,1985:気候形成におよぼす雲の役割に関する総合的研究.昭和57・58・59年度科学研究費 補助金(総合研究A)研究成果報告書.158pp.
- Barton, I. J., 1983 Upper level cloud climatology from an orbiting satellite. J. Atmos. Sci., 40, 435-447.
- Braham, Jr. R. R. and P. Spyers-Duran, 1967: Survival of cirrus crystals in clear air. J. Atmos. Meteor., 6, 1053-1061.
- Cox, S. K., D. S. McDougal, D. A. Randall and R. A. Schiffer, 1987 : FIRE-The first ISCCP regional experiment. Bull. Amer. Meteor. Soc., 68, 114-118.
- Curran, R. J. and M. L. C. Wu, 1982: Skylab near-infrared observations of clouds indicating supercooled liquid water droplets. J. Atmos. Sci., 39, 635-647.
- Heymsfields, A. J. and R. G. Knollenberg, 1972: Properties of cirrus generating cells. J. Atmos. Sci., 29, 1358-1366.

Heymsfields, A. J., 1975: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds.

part I: Aircraft observations of the growth of the ice phase. J. Atmos. Sci., 32, 799-808.

Heymsfields, A. J., 1986: Ice particles observed in a cirriform clouds at -83°C and implications for polar stratospheric clouds. J. Atmos. Sci., 43, 851-855.

- Imasu, R. and Y. Iwasaka, 1991: Characteristics of cirrus clouds observed by laser radar (lidar) during the spring of 1987 and the winter of 1987/88. J. Meteor. Soc. Japan, 69, 401-411.
- Knollenberg, R. G., 1972 : Measurements of the growth of the ice budget in a persisting contrail. J. Atmos. Sci., 29, 1367-1374.
- Liou, K. N., 1986: Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 1167-1199.
- Magono, C. and C. W. Lee, 1966 : Meteorological classification of natural snow crystals. J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. VII, 2, 321-335.
- Murakami, M. and T. Matsuo, 1988 : Development of Hydrometeor Video Sonde. Preprints 10th International Cloud Physics Conference, Bad Homburg, FRG, 1988, 144-147.
- Murakami, M. and T. Matsuo, 1990: Development of Hydrometeor Video Sonde (HYVIS). J. Atmos. Ocean. Tech., 7, 613-620.
- Platt, C. M. R., 1973: Lidar and radiometric observations of cirrus clouds. J. Atmos. Sci., 30, 1191-1204.
- Starr, D. O' C., 1987 : A cirrus-cloud experiment : Intensive field observations planned for FIRE. Bull. Amer. Meteor. Soc., 68, 119-124.
- Uchino, O., I. Tabata, K. Kai and Y. Okada, 1988 : Polarization properties of middle and high level clouds observed by lidar. J. Meteor. Soc. Japan, 66, 607-616.

Wallace, J. M. and P. V. Hobbs, 1977: Atmospheric Sciences. Academic Press, 224-226.

3.3 ライダー観測*

(Cloud observation by lider)

3.3.1 観測目的

ライダー観測は、地上の観測点からパルスレーザー光を上空に打ち上げ、空気分子、エーロゾル、雲等の散乱体に当たって再び観測点に戻って来た光を受信機により検出することによって、 散乱体の性質を知る能動的な遠隔観測手法である。今回の雲の地上観測シリーズにおいては、観 測対象を巻層雲等の層状の氷晶雲として、雲内の消散係数の鉛直プロフィル、雲底高度、可能な 場合は偏光解消度のプロフィルを得ることを目的としている。

研究期間中に雲,エーロゾル観測用のライダーの開発,導入が行われたため,観測機器は期間 を通じて同一の装置ではない。1987年12月の観測は既存の波長694.3 nmのルビーライダーを用い た。1989年6月の観測は,成層圏の気温観測用に導入された Nd:YAG レーザーと口径50 cm の 受信望遠鏡を持つマルチカラーライダーの,532 nm 用光電子増倍管をアナログ測定用のものに交 換して行った。1990年10,11月の観測は,マルチカラーライダー用YAG レーザーの532 nm 光を 使用し,口径35 cm の受信望遠鏡を持つ雲・エーロゾル観測用ライダーシステムを開発し,使用 した。ルビーライダーは出力は大きく,1ショットで瞬間的な状況を捉えることが出来るが,パ ルス発射の繰り返しが毎分1回と少ないため,S/Nを上げるために3回のデータ積算を行うと, 時間分解能の高いデータは得られない。それに比べ,YAG レーザーの繰り返しは20 Hz であり, 適当な回数のデータ積算をすれば,出力の小ささを補って,S/Nが良く,時間分解能もさほど悪 くないデータを得ることが出来る。

3.3.2 装置の構成,観測方法

雲,エーロゾル観測用 YAG ライダーシステムの構成を Fig. 3.3.1 に示す。YAG レーザーで発 生された波長1064 nm の光パルスは共振器内のブリュースター窓により直線偏光している。第二 高調波発生器 (SHG) により波長532 nm に変換された光パルスは光軸調整用の反射鏡を介して, 広がり約0.5mrad の送信光として上空に射出される。上空の散乱体に当たった送信光のうち後方 に散乱されたものが,受信光として観測点の口径35cmの受信望遠鏡に入り,集光される。望遠鏡 の焦点には視野絞りと受信光減衰用の中性灰色フィルターが置かれる。視野絞りで決まる視野の 広さは,送信光の広がりよりも大きい必要があるが,光軸調整の容易性の観点から,やや広めの 1.5mrad とした。送受信機の光軸の間隔は60 cm に取り,高度約800m以上が観測可能である。視

* 水野芳成 (Y. Mizuno), 内野 修 (O. Uchino), 田端 功 (I. Tabata, 1989年度まで), 藤本敏文 (T. Fujimoto, 1990年度から)

野絞りの後方にはコリメーターレンズがあり、その後ろにある、背景光をブロックするための53 2 nm の干渉フィルターを通る光が平行になるようにしている。干渉フィルターの後方には偏光 ビームスプリッタがあり、送信光と同じ面内の偏光成分は直進し、それと直交する成分は反射し て進路が横に曲げられる。スプリッタで分割されたそれぞれの偏光成分は光電子増倍管によって 検出され、電気信号に変えられる。このとき光が強すぎると光電子増倍管が飽和するので、望遠 鏡の焦点に置かれた中性灰色フィルターは受信光の強さに応じて濃度の異なるものをすばやく交 換することが可能になっている。光電子増倍管の出力は2チャンネルのADCに入り、8ビットで ディジタル化される。ADCのトリガとしては、YAGレーザーで発生された光パルスを、レー ザー装置の側に置いた別の光電管で受けて作ったパルス信号を用いる。ディジタル化の時間間隔 は最大観測高度15 km の時は100nsec (15m)、30 km の時は200nsec (30m) に取り、1ショット 毎のデータ数は共に1000点である。このデータはGPIB を経由してパーソナル・コンピュータに 送られ、データ積算、フロッピーディスクへの収録が行われる。ADCの制御も含めたこれらの処 理はコンピュータのプログラムによって行われる。



Fig. 3.3.1 The schematic diagram of the lidar system developed for the observation of cloud and aerosol.

データの積算は S/N の向上のために行う。雑音源としては背景光の光子数の揺らぎによる雑音, 光電管の負荷抵抗の熱雑音, 外来の高周波が入り込んで来る雑音など, さまざまなものがあり, これらが遠距離からの弱い信号を埋もれさせる。データを n 回積算すると, 雑音は各ショットについて独立なので \sqrt{n} 倍になるが, 信号のほうは n倍になるので, S/N は \sqrt{n} 倍になる。しかし積算所要時間は n倍必要となるので, 測定対象の変化する速さを考慮して積算回数を決める。今回の雲の観測では数十回から数百回の積算を行っている。

Table 3.3.1 に YAG ライダーシステムの性能を示す。 なお,1989年に使用したマルチカラー ライダーは,受信望遠鏡の口径が50cmあり,偏光観測を行う機能が無い他は,以上の構成とほと んど同じである。

Table 3.3.1 Performances of the lidar system developed for the observation of cloud and aerosol.

Tra	nsmitter		
	Laser	Nd:YAG	
	Wavelength	532	nm
	Output energy	190	mJ
	Pulse repetition	20	Hz
	Beam divergence	0.5	mrad
Rec	eiver	e e e	the state of the second
	Diameter of the receiver telescope	35	cm
	Focal length	3900	mm (F=11.2)
	Field of view	1.5	mrad
	Transmittance of the interference filter	0.43	(@532 nm)
	Photomultiplier tube (PMT)	Hamamatsu	R1332
	PMT maximum output current	more than	1 mA(instantaneous value)
	PMT load impedance	500	Ω
AD	C		
	Number of channels	2	
	Resolution	8	bits
	Conversion rate	10	ns/sample
	Maximum frequency	175	MHz
	Maximum sensitivity	5	mV/div

3.3.3 データ処理方法

収録されたライダーデータは受信信号の強度に比例したディジタル値なので,これから雲中の 消散係数を得るためには距離補正,減衰補正などの処理が必要である。データから消散係数を得 るにはいくつかの解法があるが,光学的厚さが比較的小さい氷晶雲を観測対象とし,高層観測資 料を使うことが出来るため,今回はファーナルドの後退解(Fernald, 1984)を用いた。以下にそ の解法の概略を示す。

最初に前処理として, データD(z)に距離補正, 直流成分の除去, 及び移動平均による平滑化 を行う。距離補正は, 散乱体から受信望遠鏡の口径を見た立体角が距離 z の 2 乗に反比例するの を補正する。直流成分の除去は, 雲頂よりも上空の清浄な空気層からの散乱光の強さは分子密度 が低いためにその層内での減衰が無視できて, 高層観測資料から与える分子密度 n(z)に比例す るとみなせることを利用して行う。すなわち,距離補正も含めると,考えている空気層内におい て

$$D(z) z^{2} = An(z) + Bz^{2}, \qquad (3.3.1)$$

が成り立つ。その層内のデータD(z)を用いて,(3.3.1)式の係数 A, Bを最小自乗法で決める。係数 B がデータの直流成分であり, ライダーから距離 z にある散乱体からの距離補正された 受信信号強度 R(z)は全層にわたって,

$$R(z) = P(z) z^{2} = (D(z) - B) z^{2}$$
(3.3.2)

で求められる。移動平均はR(z)に対しデータ 5 点について行った。15 km レンジの時の移動平均 範囲は75m, 30 km レンジの時150mである。

次に、距離補正された受信信号の強度 R(z)と後方散乱係数の関係は、ライダー方程式

$$R (z) = P_0 C (\beta_D (z) + \beta_R (z)) \exp\{-2 \int_0^z (\sigma_D (z') + \sigma(z')) dz'\}$$

$$= P_0 C (\beta_D (z) + \beta_R (z)) T_D^2 T_R^2, \qquad (3.3.3)$$

で与えられる。ここで P_0 は送信出力, C は装置定数, $T_R \ge T_D$ はそれぞれライダーから散乱体ま での間にある空気層と雲層の透過率である。 $\beta_R(z) \ge \beta_D(z)$ 及び $\sigma_R(z) \ge \sigma_D(z)$ はそれぞ れ空気分子 $R \ge D$ の後方散乱係数 β , および消散係数 σ であり, $\beta_R(z)$ は n(z) に比例す る。また R(z) は偏光解消度の観測を行っている場合は両偏光成分の和である。この式は送信光 の広がりと受信視野角が共に小さく,一回散乱に比べ,多重散乱の寄与が無視できる場合に適用 される。式 (3.3.3) を解いて $\beta_D(z)$ を求めるために,雲に対して, $\sigma_D(z) \ge \beta_D(z)$ が比例関 係にあり,その比 S_D は z に依存しないという仮定をする。すなわち,

$$\sigma_D(z) = S_D \beta_D(z). \qquad (3.3.4)$$

雲に対しては、比例係数 S_b の値として11.6が多く用いられる。なお、この関係は分子散乱については無条件に成り立っており、比例係数 S_R の値は $8\pi/3$ である。

以上の条件を用いると、 $\beta_{D}(z)$ と T_{D} の間に以下の関係式

$$\beta_{D}(z) = -\frac{1}{2S_{D}T_{D}^{2}} \frac{dT_{D}^{2}}{dz}$$
(3.3.5)

が成り立つので,(3.3.3)式は T_{0} について比較的簡単に解くことができる。(3.3.5)式を (3.3.3)式の $\beta_{0}(z)$ に代入して T_{0} について整理すると,

-204 -

$$\frac{dT_D^2}{dz} = 2S_D \beta_R(z) T_D^2 - \frac{2S_D}{P_0 C} \frac{R(z)}{T_R^2}$$
(3.3.6)

となる。この微分方程式の解は,

$$T_D^2 = \left\{ 1 - \frac{2S_D}{P_0 C} \int_0^z R(z') T_R'^{2(\frac{SD}{SR}-1)} dz' \right\} T_R^{-\frac{2SD}{SR}}$$
(3.3.7)

である。ただし T'_{R} はライダーから距離z' < zまでの空気層の透過率。この式を (3.3.3) 式に代入 すると $\beta_{D}(z) + \beta_{R}(z)$ について解けて,

$$\beta_{D}(z) + \beta_{R}(z) = \frac{R(z) \exp\{-2(S_{D} - S_{R}) \int_{0}^{z} \beta_{R}(z') dz'\}}{P_{0}C - 2S_{D} \int_{0}^{z} R(z') \exp\{-2(S_{D} - S_{R}) \int_{0}^{z'} \beta_{R}(z'') dz''\}} dz'}$$
(3.3.8)

が得られる。これから $\beta_{p}(z)$ を得るには $\beta_{R}(z)$ が既知でないといけないが,それは高層観測の 気圧データから算出して与える。また,本ライダーシステムにおいては P_{0} のモニターを行う機能 を備えていないので,未知の係数 P_{0} Cは距離 z_{1} からの受信信号強度 $R(z_{1})$ と,そこでの後方散 乱係数 $\beta_{p}(z_{1}) + \beta_{R}(z_{1})$ で置き換える。このとき $z_{1}>z$ を遠方に取ってライダーに向かって解を 作るようにすれば後退解が得られる。それは,

 $\beta_D(z) + \beta_R(z)$

$$=\frac{R(z)\exp\left\{2(S_{D}-S_{R})\int_{z}^{z_{1}}\beta_{R}(z')dz'\right\}}{\frac{R(z_{1})}{\beta_{D}(z_{1})+\beta_{R}(z_{1})}+2S_{D}\int_{z}^{z_{1}}R(z')\exp\left\{2(S_{D}-S_{R})\int_{z'}^{z_{1}}\beta_{R}(z'')dz''\right\}dz'}.$$
 (3.3.9)

普通 z_1 は雲頂よりも高い領域で,エーロゾルの充分少ない清浄な場所に取るので, $\beta_{D}(z_1) = 0$ 。 従って (3.3.9) 式から $\beta_{D}(z)$ を得ることができる。実際の数値計算を行うためには,(3.3.9) 式の積分を離散化し, z_1 から逐次的に解を作って行くアルゴリズムが公表されている(Fernald 1984)。 $\beta_{D}(z)$ が求まれば(3.3.4) 式を用いて雲の消散係数 $\sigma_{D}(z)$ が得られる。

消散係数のプロフィルを高さ方向に積分すれば雲の光学的厚さが得られる。雲底・雲頂高度 は、散乱比 $(\beta_D(z) + \beta_R(z))/\beta_R(z)$ の値が2を横切る高度として定義した。偏光解消度を 得るには両方の偏光成分の比を取るだけで良く、特に複雑な処理は必要としない。

3.3.4 解法のライダーデータへの適用

実際のデータに上記の解法を適用する場合,S/Nの大きさにもよるが,雲の光学的厚さが1近

-205 -

くまで達しない場合は、送信光が雲層を抜け、雲頂よりも上の高度 z_1 にある空気分子からの散乱 光を受信することができる。この場合は $R(z_1)$ の値が既知となるので、任意性を残さずに解を得 ることができる。パラメータ S_0 の値は、雲底より下の空気層での散乱比の最小値が1になる様 に、試行錯誤で調節して求める。こうして決められた S_0 の値は状況に応じて刻々と変化し、その 値は12付近を中心としてほぼ7から20付近までの範囲の値を取る。特に、水晶が水平に整列して いると思われる場合には、 S_0 は2付近の値となる。

雲の光学的厚さがやや大きくなり,雲頂よりも上の空気層からの信号が雑音に埋もれたり,送 信光が雲層を抜けられないようになると,適切なR(z_i)の値をデータから与えることができなく なる。またこのような状況では,データから直流成分の除去を行う際,わずかな雑音の効果で, 遠方の信号の値が負になることがあり,この場合は本来は安定な筈のファーナルドの後退解も, 雲頂付近で発散を起こす。

このようなデータに対する解法は、まず上端境界 z_1 を雲頂より上の雑音の部分に取り、充分に 小さな $R(z_1)$ を仮定して試行的に解き、 S_0 の値を先に決める。このとき雲頂付近で発散していな ければ、解が雑音に埋もれる所を見かけの雲頂と判断して終了する。発散が起こっている場合 は、 S_0 を変えずに発散が止まるまで $R(z_1)$ を大きくしていく。解法には安定性があるので、光学 的に厚い雲の場合、 $R(z_1)$ を何桁も変化させてもその影響は雲頂付近に留まり、雲底以下のデー タから決めた S_0 や雲底付近の解には殆ど影響しない。発散が止まった時点で処理を終了するが、 この方法を用いると、確実性は低くなるものの、データの品質が良好な場合は光学的厚さが3以 上になるまで解を得ることが出来る。

3.3.5 観測結果

Fig. 3.3.2 はルビーライダーの3ショット平均値を用いた1987年12月11日の観測結果で, 雲の消 散係数のプロフィル, 及びその下側の点は雲の光学的厚さの値を示してある。Fig. 3.3.2の縦軸は 高度, 横軸は時間であるが, 消散係数の大きさは, 横軸の一目盛りすなわち10分間が10/km に相 当するように, リニアにプロットしてある。

Fig. 3.3.3はマルチカラーライダーを用いた1989年6月22日の観測結果である。Fig. 3.3.4は同じ 装置による1989年6月30日の結果であるが、この日は視野絞りに偏光フィルターを取り付けて手 動で回転させることにより、偏光解消度の観測を試みている。そのために、YAGレーザーを用い ていながら測定の時間間隔が大きい。

Fig. 3.3.5 は雲・エーロゾル観測用ライダーを用いた1990年10月29日の観測結果である。

Fig. 3.3.6 は同じライダーを用いた1990年11月1日の観測結果である。

Fig. 3.3.7 は同じライダーを用いた1990年11月19日の観測結果であるが,この日は雲底の低い高 層雲で,その下はヘイズで充満しており,データには,清浄な空気層からの信号と判断できる部

-206 -

分が無かったため、ほとんど結果が得られていない。



Fig. 3.3.2 The time sequence chart of the observations of middle level stratus clouds in December 11, 1987 with the ruby lidar in the MRI. The abscissa is observation time in JST. The ordinate is altitude in km. The curved lines denote the vertical profiles of extinction coefficient in the clouds. The profiles are plotted lineally so that the value of extinction coefficient should be 10/km for the time interval of 10 minutes. The dots below the profiles denote the values of optical thickness of the clouds.





-207 -

気象研究所技術報告 第 29 号 1992



Fig. 3.3.4 Same as Fig. 3.3.3 but in June 30, 1989.



Fig. 3.3.5 Same as Fig. 3.3.2 but in October 29, 1990 with the cloud lidar shown in Fig. 3.3.1.



-208 -



Fig. 3.3.7 Same as Fig. 3.3.5 but in November 19, 1990. The sparse data are due to the poor atmospheric condition on the day.

参考文献

Fernald, F. G., 1984 : Analysis of atmospheric lider observations : some comments. Appl. Opt., 23, 652-653.
3.4 放射観測*

(Radiation measurement)

3.4.1 サンフォトメーター,全天日射計,赤外放射計,放射温度計

巻雲の光学的厚さを求めるために,サンフォトメーター(EKO; MS-115)による太陽放射直 達光の分光観測を行った。尚,この解析では1989年1月の検定による機械定数を用いた。その後 の検定で,500nmの機械定数が1年間で約7%変化していたことが分かった。この変化は,干渉 フィルターの経年変化によるものと考えられる。この事を考慮すると,観測時点での検定定数は 3~4%の誤差が含まれる。それは,光学的厚さの誤差にすると0.03~0.04に相当し,本研究に おける巻雲の光学的厚さを議論する上では大きな誤差とはならない。

サンフォトメーターの観測では、氷晶が持つ前方散乱特性によって、サンフォトメーターの視 野内に含まれる散乱光による見かけの透過率の増加を無視できない。そこで、解析に先立ち、モ ンテカルロ法(例えば、McKee and Cox, 1974)用いて多重散乱のシミュレーションを行ない、 サンフォトメーターの視野内に含まれる多重散乱の寄与を評価した。

サンフォトメーターの視野は半角1.2°の円形である。そこで、測器を太陽方向に向けたときに 測器の視野内に入射する散乱光、即ち多重散乱も含めて最終的に太陽方向の軸から1.2°以内に散 乱して地上に達する散乱光を計算した。その際、氷晶の散乱位相関数には Takano and Liou (1989)が示した巻層雲(Cs)モデルを採用した。ただし、ここでは大気(雲)は均質1層と し、地面反射の効果は考慮しない。モンテカルロ法の精度については、(1)直達成分の計算値との 比較、(2)測器視野内の一次散乱成分の一次散乱近似値との比較、(3)Doubling法による上向き・下 向きフラックスの計算値との比較、によりチェックした。また、入射光子数に対する収束の具合 いを調べた。その結果、直達成分、一次散乱成分、上向き・下向きフラックスは、太陽天頂角 0~75°で、slant-pathの光学的厚さ(=鉛直大気の光学的厚さ×大気路程)が0.5~6の範囲で は、透過率(または反射率)の誤差が0.5%以内であることが確かめられた。また、入射光子数は 1万個でほぼ収束するが、精度を上げるためには3万個程度必要であることがわかったので、以

太陽高度が 0°, 30°, 60°, 75°の場合に対して, slant-path の光学的厚さ0.5, 1, 2, 4, 6 について計算した結果 (Fig. 3.4.1), 視野に含まれる散乱光量 (同図中の細い破線) は, slantpath の光学的厚さでパラメータ化できることがわかった。(図中のエラーバーは同じ slant-path の光学的厚さをもつ 4 つの太陽高度について計算した結果の最大値と最小値を結んだもので, そ

下のシミュレーションでは安全を見込んで光子を4万個与えた。

^{*} 塩原匡貴 (M. Shiobara), 浅野正二 (S. Asano), 深堀正志 (M. Fukabori), 内山明博 (A. Uchiyama)



Fig. 3.4.1 Monte Carlo simulation of solar transmissivities for various slant-path optical thickness when a sunphotometer has a half field-of-view of 1.2 degree. The direct (thick solid curve), the singly scattered (dot-dashed curve), the secondary scattered (double-dot-dashed curve) and the scattered over three times (triple-dot-dashed curve) and the apparent (thin dashed curve) transmissivities are shown. The cirrostratus model presented by Takano and Liou (1989) is employed. The thick dashed curve shows the apparent transmissivity presented by Raschke and Cox (1983) where water clouds are assumed.

の差が十分小さい場合は●で示した)。また,水雲を仮定して計算した Raschke and Cox (1983) の散乱光量(図中の太い破線)は,ここでの結果に較べてかなり小さい値となっており,水滴と 氷晶の散乱位相関数の違いを反映しているものと思われる。ちなみに,Takano and Liouの散乱 位相関数によると,前方散乱角1.2°以内に散乱される1次散乱光は全散乱角にわたる散乱総量の 49%に達する。そのため,1次散乱近似でさえ,すでに Raschke and Coxの見積りを大きく上回 る。さらに,本シミュレーションにより,光学的厚さが3以上になると2次以上の多重散乱量 (図中の二点鎖線と三点鎖線)が1次散乱量(一点鎖線を)上回ることもわかった。すなわち, サンフォトメーター観測によって巻雲の光学的厚さを求める場合には,実際の氷晶の散乱特性を 用いて測器視野内に到達する散乱光の効果を厳密に評価する必要があることが確認された。他

-211 -

方,エーロゾルのように光学的厚さも薄く,前方散乱も氷晶ほど強くないような場合(すなわち サンフォトメーターの本来の目的での使用状態で)の散乱光の影響を調べた結果,散乱光の影響 を無視できることがわかった。

また,雲およびエーロゾルのいずれの場合についても,サンフォトメーター測定による見かけ の光学的厚さτ*と真の光学的厚さτの関係は,次式で近似できることがわかった。

$$\tau = \frac{\tau^*}{1 - \omega P \Delta \Omega} \tag{3.4.1}$$

ここで、 ω は単散乱アルベード、 $P\Delta\Omega$ は規格化した散乱位相関数の前方部分を視野角 β まで立体角積分した量で、次式で与えられる。

$$P\Delta \Omega = \int_{0}^{\beta} P(\Theta) \sin \theta \, d\theta \qquad (3.4.2)$$

上で得られた関係を用いて,1989年6月22日および30日に観測された巻層雲の見かけの光学的 厚さからの真の光学的厚さ(波長500 nm)を求めた結果を Fig. 3.4.2(a)および Fig. 3.4.3(a)に示 す。

地表面での下向き放射フラックスについては、WG-305 フィルター・ドームを取り付けた水平 面日射計(EKO; MS-801)により、波長0.3~2.8 μ mの全天日射量を測定した(Fig. 3.4.2 (b)お よび Fig. 3.4.3 (b))。そして、大気上端での日射量を F_0 =1318W/m²(0.3~2.8 μ m)として、太 陽放射フラックス透過率 T を次式により求めた。

$$T = F_S \cdot \frac{R^2}{F_0 \cos \theta} \tag{3.4.3}$$

ここで、 F_s は観測された全天日射量、 $R \ge \theta$ はその時の太陽地球間距離(天文単位)および太陽 天頂角である。観測から得られれたフラックス透過率と巻層雲の光学的厚さとの関係について は、3.5節で考察する。

一方,シリコン・ドーム型の赤外放射計(Eppley; PIR)により,波長4~50µmの赤外放射フ ラックスを測定した(Fig. 3.4.2 (c)および Fig. 3.4.3 (c))。ただし,この観測では,赤外放射計の ドーム温度が測定されていないため,測定値はドームの射出効果による誤差を含んでいる(塩 原,1990)。誤差の大きさは日射によるドーム温度上昇の度合に依存するが,巻層雲の場合には曇 天時と晴天時の中間程度の効果があるとみなせるならば,図中に示された値は10~20W/m²程度 過大評価しているものと思われる。

また,赤外線放射温度計(Minarad; RST-10)により,天頂方向からの波長9.5~11.5µmの赤 外放射強度を測定した。赤外放射温度計の視野角は2°,測定可能温度範囲は−50~+50℃,精度 は±0.5℃である。測定した放射強度を黒体放射とみなして温度に換算したもの(実際の測定で はこの温度出力が得られる)をFig. 3.4.2 (d)およびFig. 3.4.3 (d)に示す。1989年6月22日の観測

-212 -



Fig. 3.4.2 Observational results for cirrostratus on June 22, 1989. (a) Cloud optical thickness at the wavelength of 500nm, (b) downward flux of solar radiation, (c) downward flux of infrared radiation, and (d) zenith brightness temperature at the 10 μ m window region.



Fig. 3.4.3 Same as Fig. 3.4.2, but for cirrostratus on June 30, 1989.

- 214

で、いくつかのスパイク状に大きな温度を示しているのは、巻層雲の下にあった低高度の離散積 雲が天頂付近を通過した時のものである。これらの観測から得られた赤外放射特性(有効射出 率)については、FTIRの観測データやライダー観測データと併せて後節で考察する。

3.4.2 赤外放射 (FTIR)

雲からの赤外放射の射出エネルギーを観測するために,フーリエ変換型赤外分光光度計(Fourier Transform Infrared Spectrometer: FTIR, Digilab FTS-20C/D)を用いて天頂方向から入射 する雲及び大気からの射出スペクトルを観測した。Fig. 3.4.4 に観測装置の概要を示す。



Fig. 3.4.4 Schematic diagram of the observational apparatus.

天頂方向から入射する雲及び大気からの射出エネルギーは,直径150 mmの平面鏡と接続光学 系を用いて FTIR に導入される。この射出エネルギーは,マイケルソン型干渉計を介してイン ターフェログラムとして検知器で検出される。検知器には10 µm 付近に高感度な水銀カドミウム テルル (MCT)を用いた。使用した MCT の感度は約860 cm⁻¹より低波数側で急速に低下してい るために,約860 cm⁻¹より低波数側の観測スペクトルの精度は他波数域に比較して幾分低下傾向 にある。観測された射出エネルギーを放射輝度に変換するために,黒体炉を用いて検定を行なっ

- 215 -

た。黒体炉は銅製で底面がハニカム構造をしている。検定は観測終了後,液体窒素温度から室温 付近までの十数点について,1~2時間かけて行なった。MCTの入射量に対する出力のリニア リティーは,低温から室温付近まで実験誤差の範囲内で直線であった。観測に用いたFTIRは, ウォーミングアップ不足や室温変動がある場合など,検知器出力にわずかな変化傾向を示した。 この出力の変化は,放射輝度温度に換算して約10度に及ぶ場合があった。このために,検知器出 力に明らかにバイアス出力が重畳していると判断された場合には,同時観測している放射温度計 の出力と放射温度計の波長範囲で平均したFTIRの出力の比率を求めて検知器出力の補正を行 なった。観測精度は,波長にも依存するが860~1200 cm⁻¹の範囲で約±1K である。

射出スペクトルの観測は、1989年と1990年についてそれぞれ16 cm⁻¹ と 4 cm⁻¹ の分解能で行なった。スペクトルのS/Nを向上させるために、インターフェログラムの積算を16回行なった。その結果観測時間は、分解能16 cm⁻¹ と 4 cm⁻¹の場合に対しそれぞれ 5 秒と10秒であった。スペクトルの観測は、雲粒子ゾンデ観測中及び NOAA 衛星通過時付近において、1989年では 5 分間隔、1990年では10分間隔で行なった。

Fig. 3.4.5, Fig. 3.4.6, Fig. 3.4.7, Fig. 3.4.8 及び Fig. 3.4.9 にそれぞれ1986年 6 月22日, 6 月30 日, 1990年10月29日, 11月1日, 11月19日に観測された800~1200 cm⁻¹ 領域の雲及び大気からの 射出スペクトルを示す。図示した放射輝度は,放射温度計を用いて補正した値である。



Fig. 3.4.5 Emission spectra over the spectral range 800~1200 cm⁻¹ observed on June 22, 1989.









- 217 -



Fig. 3.4.8 Same as Fig. 3.4.5, but for November 1, 1990.



Fig. 3.4.9 Same as Fig. 3.4.5, but for November 19, 1990.

初期の観測の結果から波長毎の雲の放射輝度の時間変化を観測する場合,射出スペクトルの測定を高分解かつ短時間間隔で行うことが望ましいと判断されたが,現有の FTIR は分解能を高めるとインターフェログラムのフーリエ変換に時間がかかりすぎるため,高分解かつ短時間間隔の観測は出来ない状況にある。この問題を解決するために,高分解測定が可能でフーリエ変換の高速な赤外分光光度計の導入が望まれる。

参考文献

塩原匡貴, 1990:エプリー赤外放射計の測定精度. 日本気象学会講演予稿集, 58, 125. McKee, T. B. and S. K. Cox, 1974: Scattering of visible radiation by finite clouds. J. Atoms. Sci., 31, 1885-1892.

- Raschke, R. A. and S. K. Cox, 1983 : Instrumentation and technique for deducing cloud optical depth. J. Clim. Appl. Meteor., 22, 1887-1893.
- Takano, Y. and K.-N. Liou, 1989: Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I: Singlescattering and optical properties of hexagonal ice crystals. J. Atmos. Sci., 46, 3-19.

3.5 氷雲の地上観測* (Data Analysis)

Table 3.1.2, Table 3.1.3に示したように, 観測データが最もそろっている1989年6月22日, 6月 30日のデータを解析した。

3.5.1 天気概況

(1) 1989年6月22日

Fig. 3.5.1 に1989年 6 月22日9:00 (JST) (00Z) の地上天気図を Fig. 3.5.2 に GMS の可視と赤外 の画像を示した。日本の南海上に,東北東から西南西に延びる梅雨前線がある。梅雨前線の北側 の帯状の雲域は, 暖気が寒気との間の前線面を滑昇することにより生じたものである。梅雨前線 は,21~23日にかけて約300 km/日の割合で北上している。このような状況の中で,つくば (36°03'N,140°08'E)では,徐々に厚くなっていく上層雲を観測した。観測時間内は,上層雲 で観測域は覆われていた。時折,中層に高積雲があり観測点の上空を通過した。



Fig 3.5.1 Surface analysis at 09:00 LST (00:00 UTC) 22 June 1989. The front line was moving to the northward at a speed of about 300 km/day. The observed cloud band was moving northward as the front line moved. The cloud observed at Tsukuba gradually became thicker.

^{*} 内山明博(A. Uchiyama), 塩原匡貴(M. Shiobara), 深堀正志(M. Fukabori), 浅野正二(S. Asano)



Fig 3.5.2 Satellite images from GMS-3 at 12:00 LST (03:00 UTC) 22 June 1989. (a)visible image, (b) infrared image. (These images were offered by Japan Meteorological Agency (JMA), Meteorological Satellite Center (MSC).)

Fig. 3.5.3に気温と湿度の鉛直分布を示した。気温は10度/3時間,湿度は10%/3時間の割合で 右へずらしてある。湿度は気温0℃以下の高度に対して氷に対する値を示した。雲底付近で鉛直 温度分布に逆転がみられ,時間とともに雲底が下がっている。相対湿度は,雲の下では10~20% であるのに対して,雲内で急に高くなる。雲底部で氷飽和に対する値で90%以上,その上の雲内 では,80~90%である。湿度計は,気象庁が高層観測で使用しているカーボン湿度計と呼ばれる もので,高湿度域で数%低めの値になることと,-40℃以下で精度が悪いという特性がある。

(2) 1989年6月30日

Fig. 3.5.4 に 6 月30日9:00 (JST) (00Z) の地上天気図を示した。Fig. 3.5.5 に GMS の可視と赤 外の画像を示した。九州の南部に低気圧があり30~40 km/hourで東北東に進んでいる。低気圧か ら地上天気図では温暖前線が紀伊半島の南200 km くらいの所まで解析されている。地上天気図で は解析されていないが,低気圧の東北東部にある雲域は,この温暖前線を滑昇する上昇流によっ て生じたものである。また,上層の強風軸がこの前線の約400~500 km 北に位置しており,6月 22日の梅雨前線と似た状況にある。地上からは,22°ハローが見えた。衛星画像でみると,可視の 反射率が低く赤外の輝度温度も低いという薄い巻層雲の特徴がはっきり見える。観測時間内は, 上層雲で観測域は全天覆われていたが,時折,中層を高積雲が通過した。

Fig. 3.5.6 に気温と湿度の鉛直分布を示した。表示は Fig. 3.5.4 と同じである。 6 月22日と同じ 様な特徴が見える。



Fig. 3.5.3 Time series of vertical profiles of temperature and humidity. The rawinsonde released time (LST) is shown in the figure. Each successive temperature profile is plotted on a scale reflecting 10 C/3hours offset with respect to 02:30 profile. Similarly, the humidity profile is plotted on a scale reflecting 10%/3hours offset. The relative humidity with respect to ice for $T \leq 0 \text{ C}$ is shown. The temperature inversion occurred at the cloud base level, which level gradually lowered. As it did so, the high humidity region also gradually lowered. The humidity below the cloud base is $10\%\sim20\%$ and the humidity rapidly increased at the cloud base and became more than 90%. In the cloud, the relative humidity is 80 to 90%. The hygrometer used in this observation is called the "carbon" type hygrometer. It has a characteristic of the under estimation by several percent in the region of high humidity.

3.5.2 雲粒子ゾンデで観測された粒径分布

雲粒子ゾンデ(HYVIS)では,通常のゾンデで測定される気温・湿度の鉛直分布の他に,氷晶の数密度,粒径分布などの雲の微物理量が測られる(詳細は1.1節及び3.2節参照)。本観測の中では,雲の微物理構造について直接情報を得ることができる唯一の測器である。この雲粒子ゾンデが,雲内を上昇中に,測器部のフィルム上に付着した粒子をビデオに撮り地上に送信してくる。 送信してくる画像には二種類あり,一つはフィルム面の接写画像で,もう一つは顕微鏡画像(倍率約5倍)である。前者は,約100 μ m から数 mm の大きさのものまで,後者は,約10 μ m から数 100 μ m の大きさの粒子が検出可能である。粒子の捕捉率は,10 μ m 程度の粒子で約0.2,数 mmのもので約0.8である。今までの測器では測定がむずかしかった20~50 μ m 程度の粒子も,輪郭は多少ぼやけるが,はっきりとその存在を確認できた。



Fig. 3.5.4 Surface analysis at 09:00 LST (00:00 UTC) 30 June 1989. The atmospheric depression was in the south of Kyushu island and moving eastward at a speed of $30\sim40$ km/hour. The warm front is analyzed and depicted from the center of the depression to the ocean south of the Kii Peninsula. The cloud band in the north-east part of the depression is accompanied by this warm front. The jet core is located at $400\sim500$ km northward. The situation is similar to the 22 June 1989, and the cloud observed is also similar.



Fig. 3.5.5 Satellite imageries from GMS-3 at 12:00 LST (03:00 UTC) 30 June 1989. (a) visible image, (b) infrared image. The typical cirrus characteristic can be seen in the image over the observation site Tsukuba; the lower reflection of visible radiation and the lower brightness temperature. (These images were offered by JMA, MSC.)



Fig. 3.5.6 Same as Fig. 3.5.3 but for 30 June 1989. A characteristic similar to Fig. 3.5.3 can be seen.



Fig. 3.5.7 Maximum size distribution spectrum measured by HYVIS on June 22 and 30, 1989. Size spectrum is derived using all level data to gain the sampling volume. Maximum dimension is adopted as size parameter. Open symbols (△, ◇) are data on June 22, and closed symbols (▲, ◆) are data on June 30. The triangle (△, ▲) data are drived from microscope images, and diamond (◇, ◆) data are derived from close-up ones.

1989年 6 月22日, および 6 月30日に観測した雲は, 角柱状の氷晶からなっていた(第3.2節参 照)。両日の画像を解析して得られる粒径分布を Fig. 3.5.7 に示した。 Δ と◇は 6 月22日, ▲と◆ は 6 月30日のものである。ただし, ここで示した粒径分布は, 雲の全層にわたる平均である。 Δ と▲は顕微鏡画像, ◇と◆は接写画像の解析から得られたものである。顕微鏡画像と接写画像の 両者の測定粒径の重なる100 µm 前後の所で同じ程度の値になっており, 両画像で連続的に粒径 分布が測られていることが分かる。 6 月22日と 6 月30日の両者ともほぼ同じ分布をしているが, これは両日とも似たような前線の上昇流域で観測されたためであろう。この粒径分布に対して Heymsfield and Platt (1984) にならって, power low ($n(L) = CL^{-e}$) で近似して傾きを求め た。サンプリング体積から判断して, 顕微鏡画像, 接写画像の解析から得られる数密度のノイズ レベルは, それぞれ6.0 m⁻³µm⁻¹, 0.02 m⁻³µm⁻¹程度であるので, 傾きを求める際にはそれぞれ 135 µm, 680 µm 以下の測定範囲のデータのみ使用した。

6月22日,6月30日の観測値の傾きをまとめるとTable 3.5.1 のようになる。平均的には, α = 3.24であり Heymsfield and Platt (1984)の cold cirrus (α =3.15~3.85)に近い値である。 Platt and Dilley (1981)のライダー観測によるとT=-40℃付近を境に光学的性質が大きく変 わっている。Heymsfield and Platt (1984)のまとめた粒径分布もT=-40℃を境に違いがみられ る。ここでもT=-40℃を境に power low の傾きを求めてみた (Table 3.5.1)。この観測例で は、T>-40℃で α =3.17, T<-40℃で α =3.31であり、顕著な差はみられなかった。

3.5.3 ライダーによる雲底・雲頂高度

ライダーによる観測は,雲底・雲頂高度,雲の幾何学的厚さ,可視の光学的厚さ,偏光解消度 からの水滴と氷晶の区別,氷晶の配列状況を知るために使用している(3.3節参照)。Fig. 3.5.8に 6月22日,および6月30日の観測例について後方散乱比,(後方散乱係数/空気分子の後方散乱係 数)の値の時間変化を示した。空気分子の後方散乱係数の計算には,9:00(JST)の高層観測の データを使用した。後方散乱比の値は,横軸の時刻5分が1桁に相当するようにプロットしてあ る。6月22日,6月30日とも,雲が厚く9~10kmより上部については,ほとんど情報が得られて いない。第3.3節で述べられているように,光学的厚さが3程度以上であると雲頂の識別は困難 である。しかし,6月22日の例では,雲底が時間とともに7kmから徐々に下がっていく様子はよ くわかる。また,雲の下層部についても相対的な変化の様子が分かる。

3.5.4 日射フラックスとサンフォトメーターの光学的厚さ

サンフォトメーターを用いて得られる見かけの透過率から第3.4節で示した方法によって多重 散乱の影響を考慮することにより可視の光学的厚さを得ることができた。

Fig. 3.5.9に横軸に500nmでの光学的厚さ,縦軸に地表での太陽光に対する透過率をとって観測

-225 -

 $(n(L) = C \cdot L^{\alpha})$

	C	α.
1989/06/22/11:05	0.981×10^{8}	-3.31
1989/06/30/10 : 44	0.635×10^{8}	-3.14
1989/06/30/12:54	0.429×10^8	-3.28
	0.682×10^{8}	-3.24

 $(T > -40^{\circ}C)$

	C	α
1989/06/22/11:05	0.117×10^8	-3.02
1989/06/30/10:44	1.353×10^{8}	-3.28
1989/06/30/12:54	0.429×10^8	-3.21
	0.615×10^{8}	-3.17

 $(T < -40^{\circ}C)$

	С	α
1989/06/22/11:05	1.103×10^8	-3.27
1989/06/30/10:44	1.203×10^{8}	-3.24
1989/06/30/12:54	0.666×10^{8}	-3.43
	0.991×10^{8}	-3.31

時間内のすべてのデータをプロットした。サンフォトメーターで測る光学的厚さは太陽方向であること,雲は必ずしも水平方向に一様でない事からデータにばらつきがある。しかし,サンフォトメーターと全天日射計を組み合わせた観測により,巻層雲の太陽光に対するフラックス透過率と可視域の光学的厚さの関係を得ることができた。但し,ここでのフラックス透過率は,巻層雲を含む大気全体に対する波長0.3~2.8 µm 域の太陽放射フラックスに対する値である。

観測点の天頂に近い南中時の条件で観測されたフラックス透過率と理論計算値を比較した。理論計算は,波長0.3~2.8 µmの範囲で, asymmetry factor (=g)を与え,散乱位相関数として

Table 3.5.1 Size distribution parameter measured by Hydrometeor Video Sonde (HYVIS). The size distribution is approximated by power low; $n(L)dL=CL^{-\alpha} dL$. C and α are determined by least squares method. Using the data less than 135 μ m size for the microscope data and less than 680 μ m size for close-up data, coefficients C and α are determined, because sampling volume of HYVIS is low for particles greater than these sizes. Judging from sample volume, noise levels are about $6m^{-3} \mu m^{-1}$ for microscope data and about $2 \times 10^{-2} m^{-3} \mu m^{-1}$ for close-up data. C and α for atmospheric temperature $T \ge -40^{\circ}$ C and that for $T < -40^{\circ}$ C are also shown in the table. Platt and Dillely (1981) found the large difference of optical property between $T \ge -40^{\circ}$ C and $T < -40^{\circ}$ C cirrus. There is no remarkable difference between the size distribution of $T \ge -40^{\circ}$ C cirrus and that of $T < -40^{\circ}$ C one in the present measurement.



Fig. 3.5.8 The time series of the vertical profile of back scattering ratio observed by lider. The length of 5 minutes in the abscissa corresponds to 1 order of backscattering ratio. The signal above 9~10 km is noisy, and no information on the upper part of cirrus can be obtained. However, the change of the cloud base height is easily caught from these data.

は Henyey-Greenstein の関数形を使って,太陽天頂角13度の条件で計算した。大気プロフィル は,6月22日9:00 (JST)の館野の高層観測のデータを使い,7~13 kmの間に一様な雲を置い た。aerosolの光学的厚さは0.5 μ mで0.32と仮定した。地表面は,Lambert反射面とし,その反射 率の値を可視域で0.08,近赤外域で0.13とした。asymmetry factorとしては,二通りの与え方を した。一つは,Fig. 3.5.10 に示した粒径分布を使って球粒子を仮定して計算した。この粒径分布 は,HYVISの観測値を参考に決めた。また,小さい粒子側へHYVISのデータを延長したのは, FTIR のデータの解析でHYVIS の分解能以下の粒子の存在が示唆されたためである。もう一つ の asymmetry factor の与え方は,Takano and Liou (1989)の巻層雲の可視域の散乱位相関数か ら得られる aymmetry factor g=0.75を,波長0.5 μ mの値とし,波長依存は球粒子を仮定して得 られたものを使った。すなわち,球粒子の仮定で得られる波長0.5 μ mでのg=0.87とg=0.75の 比率を他の波長のgに掛けて使った。aymmetry factor, single scattering albedo の計算の際に使





用した氷の屈折率は Warren (1984) の値である。太陽放射伝達の計算は, Asano and Shiobara (1989) の方法に依った。

Fig. 3.5.11 (a) に11:00~12:00 (JST)の観測値に計算値を重ねて示した。〇は球粒子の仮定 で計算したものであり、+は、asymmetry factorのみを Takano and Liouの値に補正したもので ある。球粒子の仮定で計算したものは、フラックス透過率を10%以上高めに評価している。 asymmetry factorの補正をした計算値と観測値の差は4%以内で、よい一致を示している。観測 値が光学的厚さ $\tau = 4 \sim 10$ の範囲でしかないので、 $\tau = 4$ 以下については分からないが、ここで 示された方法で太陽放射のフラックス透過率はかなり良い精度でモデル化できる。すなわち、散

-228 -



Fig. 3.5.10 The size distribution used to compute the solar flux transmittance. The size between 4 and 5 μ m is constant, and that between 5 and 200 μ m decreases according to power law $n(r)dr=Cr^{-\alpha}dr$ ($\alpha=3.5$). The above size distribution is adopted on the basis of HYVIS observation. The size distribution observed by HYVIS is extrapolated to the small particle region.

乱位相関数はHenyey-Greenstein 関数で近似し,その asymmetry factor の波長依存は,球粒子の 波長依存を使うが,波長0.5 μ m での Takano and Liou (1989)の asymmetry factor の値に対する 比率分だけ補正する。Fig. 3.5.11 (b) に 6 月30日の観測値と上記の計算値(6 月22日の条件で計 算)をプロットした。大気状態が22日と30日で似ていたこともあり, $\tau = 3 \sim 10$ の範囲で 6 月30 日の観測値もこの理論計算値とよく一致している。

3.5.5 サンフォトメーターの光学的厚さとライダーによって得られた光学的厚さ

サンフォトメーターの光学的厚さとライダーによって得られた光学的厚さの時間変化を Fig. 3.5.12 に示した。サンフォトメーターで測る光学的厚さは、太陽方向を見て推定するのに対して、 ライダーによる光学的厚さは天頂方向を観測して推定する。従って、二つの測器では、みる方向 が異なる。また、ライダーからの光学的厚さは、約3を越えるとうまく求まらない(3.2節参照)。 これらの理由から、両者の測定値は、ほとんど一致していない。太陽高度の高い11:00~12:00 (LST)の時間帯に限ってみれば、6月22日の場合光学的に厚いので絶対値を比べることはでき



Fig. 3.5.11 Comparison with theoretical calculation and observation. The observation data are plotted for the period 11:00 to 12:00. Theoretical calculations were performed on the following conditions. The atmospheric profile is the aerogical data at the station Tateno at 09:00 LST (00:00 UTC) 22 June 1989. The solar zenith angle is 13 degrees. Lambert surface is assumed. The albedo is 0.08 for less than 0.7 μ m, and 0.13 for greater than 0.7 μ m. Henyey-Greenstein function is used as a scattering phase function. Therefore, asymmetry factor is given at every wavelength interval. Circles with dot are the values calculated by assuming ice sphere. Pluses are the values calculated using the corrected asymmetry factor. An asymmetry factor g=0.75 at the wave length 0.5μ m is used on the basis of Takano and Liou (1989), and the sama wavelength dependence with ice sphere is assumed for other wavelengths; the ratio 0.75 to 0.87 is multiplied by the asymmetry factor for other wavelength. The theoretical values calculated on the assumption of ice sphere is greater than the observed values by more than 10 %. The corrected theoretical values are coincident with the observed within 4 % transmittance in the region of optical thickness $\tau = 3$ to 10.



Fig. 3.5.12 Time series of cloud optical thickness derived from sunphotometer measurement (dots) and that derived from lider observation (diamonds). The optical thickness greater than $\tau \simeq 3$ cannot be observed by our lidar system. The cirrostratus on June 22 and 30, 1989 are so thick that the two optical thickness could not be compared.

ないが, ライダーによる値も時間変化の傾向は似ている。 6 月30日は, データが少なく比べられない。

3.5.6 赤外有効射出率

有効射出率は媒質内の物理的性質に立ち入ることなく,外部の放射場だけから決めれるので観 測データの整理には都合がよい。また,陰に散乱過程を含んでいるので,気候モデルや天気予測 モデルなどでの使用が容易である。この様なことから,有効射出率はしばしば使われる。しか し,有効射出率は,内部の温度分布,雲の微物理特性に依存するので,精密なモデルにとっては かならずしも良いパラメータではない。

ここでは,赤外放射温度計,FTIRの観測値をもとに10µm域の有効射出率を求めた。赤外放射 温度計,FTIRとも天頂方向からの下向きの放射を測定した。

-231 -

(1) 有効射出率の計算方法

単色光の下向き有効射出率を Cox (1976), Platt and Stephens (1980) にならって, 以下のよ うに定義する。

$$\varepsilon_{eff} \downarrow (\nu) = \frac{I_{b}(\nu) - I_{t}(\nu)}{B_{\nu}(T_{c}) - I_{t}(\nu)}$$

ここで, $I_{t}(\nu)$ は雲底での下向き放射強度, $I_{t}(\nu)$ は雲頂での下向き放射強度, $B_{t}(T_{c})$ は雲の温度 T_{c} に対する黒体放射強度である。10 μ m 域では,オゾンの吸収帯である9.6 μ m域を除けば $I_{t}(\nu) \simeq 0$ であるので,上の式は次のように近似する。

$$\varepsilon_{eff}\downarrow(\nu)\simeq \frac{I_b(\nu)}{B_\nu(T_c)}.$$

地上からの観測の場合,観測しているのは $I_{\iota}(\nu)$ そのものではなく雲の下の大気の放射と $I_{\iota}(\nu)$ が雲の下の大気によって減衰した放射を合わせたものである。観測放射から,雲の下の大 気の影響を除去し雲の直下での放射強度を推定しなければならない。観測放射は,次の式で表さ れる。

$$I_{obs}(\nu) = I_{atm}(\nu; 0, z_b) + I_b^-(\nu) T(\nu; 0, z_b)$$

ここで, $I_{obs}(\nu)$ は地表での観測放射, $I_{atm}(\nu; 0, z_b)$ は高度 0 ~ z_b の間の大気からの放射, $I_b^-(\nu)$ は雲底での下向き放射強度, $T(\nu; 0, z_b)$ は高度 0 ~ z_b の間の透過率である (Fig. 3.5.13参照)。

実際の観測は,ある波数幅Δνで観測されるので,上の式は以下のようになる。

$$\int_{\Delta \nu} \phi(\nu) I_{obs}(\nu) d\nu = \int_{\Delta \nu} \phi(\nu) I_{atm}(\nu; 0, z_b) d\nu + \int_{\Delta \nu} \phi(\nu) I_b(\nu) T(\nu; 0, z_b) d\nu,$$

ここで、 $\phi(\nu)$ はセンサーの応答関数である。 $I_{\delta}(\nu)$ は、有限な幅を持った観測からは推定できないので以下の量を定義して使うことにする。

$$\overline{I_b} = \frac{\int_{\Delta \nu} \phi(\nu) I_b(\nu) T(\nu; 0, z_b) d\nu}{\int_{\Delta \nu} \phi(\nu) T(\nu; 0, z_b) d\nu}$$

したがって, 16は次の式を使って計算する,

-232 -



Fig. 3.5.13 Schematic of infrared radiative transfer. The observed radiance I_{obs} is a summation of I_{atm} and $I_b \cdot T(0, Z_b)$, where I_{atm} is the emission from the atmosphere below the cloud, I_b is the radiance from the cloud, and $T(0, Z_b)$ is the transmittance between cloud base and surface.

$$\overline{I_{b}} = \frac{\int\limits_{\Delta\nu} \phi(\nu) I_{obs}(\nu) d\nu - \int\limits_{\Delta\nu} \phi(\nu) I_{atm}(\nu ; 0, z_b) d\nu}{\int\limits_{\Delta\nu} \phi(\nu) T(\nu ; 0, z_b) d\nu}$$

この $\overline{I_b}$ を雲の直下での平均の放射強度として,平均の有効射出率 $\varepsilon_{stf} \downarrow$ を以下の式で表す,

$$\varepsilon_{eff} \downarrow \simeq \frac{\overline{I_b}}{\int\limits_{\Delta \nu} \phi(\nu) B_{\nu}(T_c) d\nu}$$

(2) 放射モデル

放射伝達方程式は,平行平面大気で局所熱力学平衡の仮定で解いた。散乱過程は雲の中しか考慮しなかった。大気の吸収物質としては H_2O , CO_2 , O_3 を考慮した。鉛直方向の不均質は相関 k-分布の仮定で扱った (Lacis *et al.*, 1979; Hansen *et al.*, 1983; Lacis and Oinas, 1991)。これによ

り散乱過程がある時も容易に放射伝達方程式を扱えることになる。相関kは10cm⁻¹毎に10項で表 し、対流圏から成層圏上部の気圧・温度範囲でテーブルを作成した。放射強度は10cm⁻¹毎の平均 値が計算されるので、赤外放射温度計、FTIRのセンサーの応答関数は、10 cm⁻¹毎に面積が等し い矩形に置き換えて扱った。

水蒸気の連続吸収は, Clough *et al.* (1980) の値を深堀他(1991) の観測値をもとに950~ 1250 cm⁻¹ 域の値を補正して使った。1000~1200 cm⁻¹ 域では, Clough *et al.* の値を0.7倍し, .950~1000 cm⁻¹, 1200~1250 cm⁻¹ の間は950, 1250 cm⁻¹ で Clough の値に一致するように補正係 数を0.7と1.0の間で線形に内挿した。

(3) 大気モデル

大気は500m間隔(ただし,200m以下は0,10,20,50,100,200m),圏界面から上は1km 間隔で分割した。大気モデルは,隣接する高層気象台の地上観測(気圧,気温,湿度),高層観測 (鉛直温度・水蒸気分布),気象研究所構内の鉄塔観測(高度10,20,50,100,200mでの気温, 湿度),雲粒子ビデオゾンデ(鉛直温度・水蒸気分布)を時間内挿して温度・水蒸気の鉛直分布を 与えた。水蒸気分布は,-40℃以下で値が無いが,観測値のある一番上の高度の氷飽和に対する 相対湿度を雲頂まで外挿した。雲頂は,圏界面とした。圏界面より上では水蒸気は体積混合比 2.5×10⁻⁶の一定値にした。有効射出率の計算では大気の鉛直分布は30分毎に内挿した。オゾンの 鉛直分布は,6月の気候値の分布を使った。ただし,鉛直積算量は高層気象台の観測日の測定値 に合わせた。

(4) 有効射出率

前述の放射モデルを使い、大気モデルを与え、大気の透過率、大気の放射を大気モデルのレベル毎に計算する。そのデータとライダーのデータから求めた雲底高度から、雲の下の大気の放射、大気の透過率を推定し観測放射を雲底直下の値に補正し、有効射出率 $\varepsilon_{eff} \downarrow \delta$ 求める。雲の温度 T_c としては雲底の温度を使った。

Fig. 3.5.14に赤外放射温度計から得られた有効射出率の時間変化を示した。6月22日の例では, 中・下層雲に対して誤補正をしたものも含まれている。大気の補正をしないと1を越える値に なってしまうが,補正後は1以下の値になっている。6月22日は,赤外の波長においても光学的 に厚い巻層雲を観測していた。6月30日は,0.5~1.0の間の広い範囲の値をとっている。また, 巻層雲の不均質さに対応して変化している。

Fig. 3.5.15 に FTIR の860~1200 cm⁻¹の有効射出率の波数分布を示した。すべての観測値を重 ねてある。FTIR の観測は800~1200 cm⁻¹で16 cm⁻¹の分解能で行ったが,860 cm⁻¹以下では検出 器の感度が悪く観測誤差が大きいので表示してない。6月22日の例では、中・下層雲に対して誤

-234 -



Fig. 3.5.14

Time series of effective emissivity. (a) June 22, 1989, (b) June 30, 1989. Effective emissivity is defined as the ratio of cloud base downward radiance to blackbody radiance with cloud temperature T_c . The downward radiance at cloud top is neglected. The downward radiance at cloud base is estimated from observed radiance by subtracting atmospheric emission and correcting attenuation between cloud base and surface. The cloud base temperature is adopted as cloud temperature T_c . The cloud base height is derived from the vertical profile of lidar signal. The vertical profile of the atmosphere is interpolated from the rawinsonde vertical profile, and surface conventional observation. The mis-corrected data are in Fig. 3.5.14; radiance from the low level clouds is corrected as the high level clouds. In the case of June 22, most of the data are near 1.0. On the other hand, in the case of June 30, effective emissivity is between 0.5 and 1.0.

補正をしたデータもいっしょにプロットしてある。980~1080cm⁻¹の間は,オゾンの9.6µm帯の 影響を受けている。9.6µm帯では,*I*_{*}(ν)の放射があるのでこの波数域の有効射出率は意味が無 い。有効射出率のスペクトル分布には水蒸気の吸収線があるために生じる凹凸以外にゆっくり変 化する成分がある。これは,巻層雲を構成する雲の微物理特性に依存する変化で粒径などの情報 を含んでいる。

以上のように, ライダー, 大気の鉛直温度・水蒸気分布, 赤外放射計のデータを組み合わせる ことによって, 巻層雲の有効射出率のデータを得ることができた。



Fig. 3.5.15

5 Effective emissivity spectrum in the region of 860 to 1200 cm⁻¹. (a) June 22, 1989, (b) June 30, 1989. All data are overlapped. FTIR observations were performed every 10 minutes. Effective emissivity depends on the wave number. Its dependence is caused by that of the radiative properties of cloud particles.

3.5.7 可視の光学的厚さと10 µm 域の赤外有効射出率

Fig. 3.5.16 にサンフォトメーターで得られた500 nm での光学的厚さと10~11 µm 域を主に測定 している赤外放射温度計から得られた有効射出率をプロットした。観測時間のすべてのデータを プロットした。6月22日のデータには、中下層雲に対して誤補正をしたデータも含まれている



Fig. 3.5.16

Plot of the optical thickness derived from sunphotometer and effective emissivity for the whole period of observation. (a) from 10:10 to 14:00 (LST) June 22, 1989, (b) from 10:20 to 14:10 (LST) June 30, 1989. In the Fig. 3.5.16 (a), the mis-estimated data are included. The relation between optical thickness and effective emissivity is rather scattered than that between optical thickness and solar flux transmittance. The width of scatter is about 0.2 for the same optical thickness. One of the reasons for this is that the sunphotometer measured the radiance from the direction of the sun and the infrared radiothermometer measured the radiance from the zenith.

- 237 -

(ε_{eff} →が1以上の所に散在しているデータ)。Fig. 3.5.9の光学的厚さと太陽放射のフラックス透 過率との関係に比べ,かなりばらついている。ばらつきの理由の一つは,赤外放射温度計が天頂 を見ているのに対して,サンフォトメーターは太陽方向を見ているためである。可視の光学的厚 さにかなり変動があるように,巻層雲はかならずしも水平方向に一様ではない。また,FTIRの データ解析から赤外域の放射に雲粒子の分布の違いを反映した差が見られるのでそれも原因の一 つと思われる。

Fig. 3.5.17に太陽高度が高い11:00~12:00のデータのみプロットした。6月22日のデータは,





Same as Fig. 3.5.16 except that the data are for 11:00 to 12:00 (LST). The data for the period that the solar altitude is high are shown in the figure. In both figures, effective emissivity is divided into two groups for the same optical thickness. One of the reasons for this is that the infrared optical property reflects more of the difference of size distribution due to the small size parameter, (which is the ratio of particle size to wavelength).

同じ可視の光学的厚さに対して明らかに違いのある2つのグループに分けることができる(1を 越える値は下層雲を誤補正した値)。6月30日のデータにおいても6月22日ほどはっきりはして いないが二つのグループに分けることができる。これらは,雲の微物理量の違いを反映したもの ではないかと推定されるが今後詳しく調べる必要がある。

いずれにせよ,3.5.4項とこの項の結果より可視の光学的厚さをパラメーターにして可視と赤 外域の雲のバルクな放射特性を結び付けることができた。今後,観測例を増やし気候モデルなど で利用し易い形にまとめる必要がある。

3.5.8 FTIR のスペクトルからの雲物理量の推定

FTIR で,800~1200 cm⁻¹の波数域で天頂からの大気及び雲の放出する赤外放射のスペクトル を測定した。観測方向は逆である点を除けば,衛星と同様のデータが得られる。このスペクトル を赤外の10 μ m 窓帯の射出率の推定に使ったが,それ以外に NOAA 衛星 AVHRR の ch.4 と ch.5の輝度温度差にしばしば観測される数度をこえる大きな値の検証にも使える。この大きな輝 度温度差に対しては,理論計算からは,波長程度の大きさの粒子の存在が示唆されているが,実 際にどのような雲粒子があるか確認して窓領域の放射を測定した観測はないので,FTIR と雲粒 子ゾンデのデータを用いて雲の微物理量と10 μ m 帯の赤外窓域のスペクトル分布との関係を調べ た。

(1) 放射モデル

放射伝達方程式は, Nakajima and Tanaka (1986)の方法に,熱放射を組み込んだモデルを開 発して扱った(内山, 1988)。大気は,1 km 間隔で分割した(ただし,1 km 以下は25,50, 100,200,500m)。各層毎に透過・反射マトリックス,sourceベクトルを計算し各層の重ね合わ せは Adding 法により行った。気体の吸収は,有効射出率のための大気補正と同じ方法を使った。 ただし,透過率の計算には,各層内ごとにもう一度k-分布を計算し直す方法を採用した。従っ て,相関k-分布法を更に近似していることになる。しかし,大気の場,吸収物質の量の変化が層 の分割に比べゆっくりしているので,この近似による誤差は小さい。

雲の一次散乱量の計算には、氷晶を球と仮定して行った。また、散乱の位相関数としては Henyey-Greensteinの関数形を使った。赤外域では可視域に比べサイズパラメータが小さいこと、 吸収があるため後方散乱がなだらかに変化すること、Sassen (1981)の実験結果を参考に、この ように近似した。我々は、この特別研究において一次散乱量の計算を回転楕円体に対する計算値 をもとにパラメタライズしたが、ここでは使用しなかった(Asano *et al.*, 1990)。多分散系として の雲粒子の一次散乱量は、HYVISの観測に基づいて power law ($n(r)dr = C_r^{-a}dr$)を仮定して平 均した。power の指数 α としては、3.5を使った。power low の場合、粒径の範囲を与える必要が ある。HYVIS がすべての範囲の大きさの粒子を計っているわけではないので,下限の値をかえて,FTIRのスペクトル分布をよく説明するものを探すことにした。

(2) 氷晶のサイズ分布と FTIR のスペクトル分布

6月22日の11:30,12:00,13:00 (JST)の三つの時間のデータを調べる。11:30,12:00, 13:00は、それぞれ、光学的厚さが厚い場合、中程度の場合、薄い場合に対応している。粒径分 布と観測スペクトルの関係を調べるのに次のような方法を採った。雲の粒径分布の下限(r_i)を $r_i=0.5$,1.0,2.0,4.0,8.0,16.0,32.0,64.0,128 μ mと変えて一次散乱量を計算しておき、 光学的厚さを変えて観測スペクトルと計算スペクトルを比較した。光学的厚さは、955 cm⁻¹ (10.5 μ m) での光学的厚さを $\tau = 1$,2,4,8,16,32と変えた。

Fig. 3.5.18, Fig. 3.5.19, Fig. 3.5.20 にそれぞれ11:30, 12:00, 13:00の計算スペクトルと誤 差分布図を示した。誤差分布図は,計算値と観測値の差の自乗の平均の平方根で示した(誤差= $\sqrt{\Sigma(I_i(計算値) - I_i(観測値))^2/N}$)。単位はmW/(m² sr cm⁻¹) である。誤差の計算は,860~ 980 cm⁻¹, 1080~1200 cm⁻¹のデータのみで計算した。860 cm⁻¹以下は検出器の感度が悪く精度が 落ちるので除いた,980~1080 cm⁻¹はオゾンの9.6 μ m 帯を含むので除いた。

11:30の例では、ここで選んだ (r_1 , τ)の組合せでは誤差が最小になるくぼみを見つけること ができなかった。計算スペクトルは r_1 =0.5, τ =32の値を観測値とともに示した。860~920 cm⁻¹で観測値が、数mW/(m² sr cm⁻¹)系統的に高い以外は、オゾンの9.6 μ m帯を含めてもよく 再現している。1080~1200 cm⁻¹の領域も吸収線の影響によるスペクトルの凹凸もよく再現され ている。誤差は平均で1.46mW/(m² sr cm⁻¹),相対誤差の自乗の平均の平方根で2.35%である。 920 cm⁻¹以下の系統的な誤差の原因は、特定できていない。与えた粒径分布が悪いのか、一次散 乱量のモデルが悪いのか、FTIRの観測値が悪いのか、放射モデルに使った気体吸収の取り扱い が悪いのか、種々考えられるがどれが原因か今のところ分からない。

12:00の例では, $r_1 = 4$, $\tau = 8$ の計算値を観測値といっしょに示しした。差は平均で0.87 mW/(m² sr cm⁻¹), 1.93%である。この例は, オゾンの9.6 μ m帯も含めて860~1200 cm⁻¹の全体をよく再現している。誤差分布図を見ると, テーブル内の最適値を探す方法では, 光学的厚さに対しては感度があるが, 粒径分布の違いに対しては感度が小さいことが分かる。また, 光学的厚さに対する感度も光学的厚さが厚くなると悪くなることが分かる。

13:00の例では, r_1 =16, τ =2の計算値を観測値といっしょに示した。誤差は平均で1.21 mW/(m² sr cm⁻¹), 3.49%である。この例も, オゾンの9.6 μ m帯を除けば, 計算値と観測値が よく一致している。この場合は, 光学的に薄く, 雲のある高度より上の影響もあるので, ここで 与えたオゾン分布では十分説明できないのかもしれない。オゾンの吸収帯については, Smith *et al.* (1990)の観測によっても観測値と計算値には大きな差があり, オゾンの9.6 μ m帯の吸収線の

-240 -



Fig. 3.5.18 (a) Comparison of the observed and the calculated radiance at 11:30 on June 22, 1989. Solid line is the observed radiance, diamonds the calculated radiance. The radiance calculated on the condition $r_1 = 0.5$, $\tau = 32$ is shown, where r_1 is the lower limit of power law size distribution and τ is optical thickness at wave number 955 cm⁻¹ (10.5 μ m).

(b) Error map of radiance. Error is $\sqrt{\sum (I_i(\text{computation}) - I_i(\text{observation}))^2/N}$. Data between 860 cm⁻¹ and 980cm⁻¹, and 880 cm⁻¹ and 1200 cm⁻¹ are used to calculate error. Data less than 860 cm⁻¹ are less accurate due to the low sensitivity of the detector. The region from 980 cm⁻¹ to 1080 cm⁻¹ is the ozone 9.6 μ m absorption band. Radiances are calculated on some combinations of r_1 and τ ; $r_1=0.5$, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 16.0, 32.0, 64.0, 128.0, and $\tau = 1, 2, 4, 8, 16, 32$. Except for less than 920 cm⁻¹, agreement between computed and observed values is quite good. The error is $1.46\ mW/(m^2\ sr$ cm⁻¹) and 2.35%. The depression area cannot be found in this error map.





Same as Fig. 3.5.18 except for 12:00 on June 22, 1989. The radiance calculated on the condition $r_1 = 4$, $\tau = 8$ is shown with the observed values. In the region of 860 to 1200cm⁻¹, agreement between computed and the observed values is quite good. It is good even in the region of the ozone 9.6 μ m band. The observed data below 860 cm⁻¹ have large errors due to the low sensitivity of the detector. The error is 0.87 mW/(m² sr cm⁻¹) and 1.93%. The minimum error occurs at the combination of $r_1 = 4$, $\tau = 8$.

-241 -





Same as Fig. 3.5.18 except for 13:00 on June 22, 1989. The radiance calculated on the condition $r_1=16$, $\tau = 2$ is shown with the observed values. In the region of 860 to 1200 cm^{-1} except for ozone 9.6μ m band, agreement between computed and the observed values is quite good. The difference in the region of ozone 9.6 μ m band is due to incomplete information on the vertical profile of ozone and the atmosphere. The error is $1.21 \text{ mW/(m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ and 3.49%. The minimum error occurs at the combination of $r_1=16$, $\tau = 2$.

パラメータにも問題がある可能性がある。

三つの例しかまだ解析していないが、HYVISの観測値を基にして与えた粒径分布、ライダーで 測定された雲低高度,高層観測による鉛直温度・水蒸気分布,球粒子の仮定で計算した一次散乱 量,Henyey-Greensteinの散乱位相関数を基に計算した赤外10 μ m域のスペクトル分布の計算値 との差は,1.5 mW/(m² sr cm⁻¹)以内であることがわかった。ただし、光学的厚さ、氷水量は 未知数であるので、上述のモデルを用いて光学的に等価な巻層雲のモデルをつくることができる と言うべきかもしれない。

また,12:00,13:00の例では,power low の下限を変えないとFTIRのスペクトル分布を再現 することができないことより,赤外10 μ m 域のスペクトルを調べることによって,粒径分布に関 する情報が得られることが分かった。12:00の例では, $r_1 = 4 \mu$ m まで考慮する必要があること より,氷晶の測定は半径 2 μ m 程度の小さいものまで測定する必要がある。

(3) log-normal 分布による FTIR スペクトルの再現

power low で粒径分布を与えるときは、下限 r_1 ,上限 r_2 ,指数 α を与えることになる。分布に物 理的根拠があるならば使う必要があるが、放射過程にとって重要な断面積を重みにした有効半径 などをパラメータに含む適当な関数形で粒径分布が近似できるならば、それを使う方が便利であ る。10 μ m 域では、雲の一次散乱量は r_2 を変えてもあまり変化しないことと、大きい粒子の波長 依存が小さいことから、 r_2 に関する情報はあまりない。しかし、power lowによる粒径分布は、放





21 Same as Fig. 3.5.19 except that single scattering parameters are calculated using a log-normal size distribution with $v_{eff} = 0.1$. The minimum depression area occurs at the combination of $r_{eff} = 16.0$, $\tau = 8.0$. The error is 0.94 mW/(m² sr cm⁻¹) and 1.90%. Even if the log-normal size distribution is used, the observed radiance can be reconstructed. Considering the difference between power law and log-normal size distributions in the region of large size, this means that infrared 10 μ m radiances do not include information on large size particles. Therefore, the estimation of cloud ice content may be difficult from infrared 10 μ m radiances.

射特性と粒径分布との関係を示すためによく使われる有効半径が r2 にも依存するので,使いにくい。また,小さい方の粒径分布も連続的に変化する分布を使いたい。

ここでは、log-normal 分布(第2章の式(2.5.4)、(2.5.5)参照)を使った計算値と FTIR の 観測スペクトルを比べてみた。分布の広がりは、 v_{eff} =0.1とし、 r_{eff} =0.5、1、2、4、8、16、 32、64、128と、 τ =1、2、4、8、16、32の組合せでスペクトルを計算した。

12:00の場合の計算値と観測値, 誤差分布図を Fig. 3.5.21 に示した。 誤差の最小値は r_{eff} = 16.0, τ =8.0であったが, r_{eff} =4.0, τ =4.0でも誤差の分布にくぼみがある。オゾンの9.6 μ mまで含めて考えると r_{eff} =16.0, τ =8.0の方が観測スペクトルに近い。このように, モデル化 した粒径分布を用いることによっても観測スペクトルが説明でき, r_{eff} の値が分かり雲を構成し ている粒径分布についての情報が得られる。ただし, log-normal分布と power low 分布の粒径分 布の大きい粒径域での差を考えると, このことは10 μ m 域の測定だけからでは, 大きい粒子の情 報は得られないことになる。すなわち, 氷水量の推定はむずかしい。

(4) 波数範囲と含まれる情報

800~1200 cm⁻¹の全スペクトルを比較することは,計算時間を要するので,比較するスペクトル範囲を変えたときの誤差を調べた。その結果860~980 cm⁻¹のデータでも860~1200 cm⁻¹全部を

-243 -

使ったときと同じ結果が得られることが分かった。また,1080~1200cm⁻¹のデータを使うと誤差 分布図のくぼみが2~3個になることがあるが、くぼみの中には必ず、全スペクトルを使って得 られる誤差分布図の最小値のくぼみが含まれている。したがって、一見情報が無いように見える 1080~1200 cm⁻¹にも粒径の情報が含まれていることが分かった。

(5) 可視の光学的厚さと赤外の光学的厚さ

赤外域の光学的厚さの解析例は,12:00と13:00の2例で少ないが,サンフォトメーターから 得られた0.5 μ mの光学的厚さと10.5 μ mの赤外の光学的厚さを比べた。

 $\tau_{10.8} / \tau_{0.5} \simeq 8/4.5 \sim 1.8$ for 12:00

 $\simeq 2/1.0 \sim 2.0$ for 13:00

10.5 µmの光学的厚さは,可視の光学的厚さの約2倍であることが分かった。解析例が少ないのと, 誤差分布図のテーブルが粗いので今後更に解析を進める必要がある。

3.5.9 衛星データ

衛星データと地上観測の対応を調べるため, 6月22日13:00(JST)過ぎに日本上空を通過した NOAA-11による10 µm の窓領域の観測データと計算値を比較した。

Fig. 3.5.22 に AVHRR で観測された ch. 4の T_{BB} (ch. 4) – T_{BB} (ch. 5)の散布図を示した。領域 は、つくば上空を含む35°N~37°N, 139°E~143°Eの領域である。図には計算値もいっしょに 示した。計算は、6月22日9:00 (JST)の高層観測値を使い6.5~12.0 kmの間に一様な雲を置い て行った。計算値は、天頂方向の値である。power lowの下限値は、 $r_1 = 4$, 8, 16 μ m と変えて 計算した。多くのデータは $r_1 = 4 ~ 16 \ \mu$ mの曲線の間に分布している。HYVIS によって、max. dimension で20 μ m 程度の粒子が確認されており、従来、理論計算で $\Delta T_{BB} = T_{BB}$ (ch. 4) – T_{BB} (ch. 5)の大きな差を説明するためには小さな粒子の存在が予想されていたが(Prabhakara *et al.*, 1988; Ymanouchi *et al.*, 1987)、確かに小さな粒子の存在と大きな ΔT_{BB} の値は関係してい る。従来行われていなかった10 μ m 程度までの粒子の測定と放射の同時観測を行うことができ、 上述の予想が観測的に確認されたことになる。

Fig. 3.5.23 に HIRS の ch. 8 の $T_{BB} \ge \Delta T_{BB} = T_{BB}$ (ch. 8) $-T_{BB}$ (ch. 10) の散布図を示した。デー タは少ないがやはり $r_1 = 4 \sim 16 \ \mu m$ の所にデータが分布しており, AVHRR を使ったのと同じ結 果が得られた。このように AVHRR のみならず HIRS も雲パラメータの推定に使えることが分 かった。HIRS は,より多くのチャンネルがあり他の波長域についても同じモデルで説明できる か今後調べる必要がある。







Scatter plot of T_{BB} and ΔT_{BB} in the region of 139° E ~143° E and 35° N ~37° N over the Tsukuba area. The abscissa is the AVHRR ch. 4 brightness temperature T_{BB} and the ordinate is the difference of T_{BB} between ch. 4 and ch. 5. NOAA-11 passed over Japan at about 13:00 (LST). Solid lines with diamonds are values calculated theoretically. r_1 is a radius of lower limit for power low size distribution. Most of the satellite data lay between $r_1 = 4$ and $r_1 = 16$ lines. The analysis of HYVIS data shows that there are small ice particles which have an order of the wavelength 10 to 20 μ m. The large difference of T_{BB} between AVHRR ch. 4 and ch. 5 was theoretically predicted. Observation which measures the microphysics of cloud and the radiation field at the same time has not been performed yet. Using HYVIS, FTIR and satellite data, we observationally confirmed the theoretical prediction of large ΔT_{BB} .


Fig. 3.5.23

Same as Fig. 3.5.22 except for HIRS ch. 8 and ch. 10. The central wave number of ch. 8 and ch. 10 on NOAA-11 are 900.51 cm⁻¹ and 795.69 cm⁻¹, respectively. Most of the satellite data lay between $r_1 = 4$ and $r_1 = 16$ lines as in Fig. 3.5.22. This figure shows that HIRS can be used for cloud parameter extraction like AVHRR ch. 4 and ch. 5.

3.5.10 まとめ

雲粒子ゾンデ、ライダー、サンフォトメーター、FTIR,各種放射計,衛星データを組み合わせ た巻層雲の地上観測システムを作ることができ、数は少ないが定量的な解析に使えるデータの取 得ができた。

雲粒子ゾンデ(HYVIS)からは、巻層雲を構成している粒子の形と長径で20μm~1mmの粒 径分布の情報が得ることができた。1989年6月22日、および同6月30日の例では、雲粒子は主に 六角柱状の氷晶であった。氷晶のサイズ分布を power low $(n(L) \propto L^{-\epsilon})$ で近似することができ, その傾きは平均でα=3.24であった。T>-40℃では3.17, T<-40℃では3.31で大きな差は見ら れなかった。HYVISは、本観測システムの中では、雲物理量を測る唯一の測器であるが、氷晶雲 の観測の信頼性を高めるには、観測頻度を増すとともに、氷晶のサンプリング数を増す工夫を加 えるなど一層の改良が必要となる。

サンフォトメーターで太陽方向の放射を測定することにより,可視域の10程度までの光学的厚 さを推定することができた。太陽方向の放射には,かなりの多重散乱成分が含まれており,その 補正方法を開発した。同時に測定した下向き太陽フラックスと可視の光学的厚さの関係を得るこ とができた。下向き太陽フラックスと可視の光学的厚さの関係を,理論計算と比較した結果 $\tau = 3 \sim 10$ の範囲で透過率4%以内で一致していた。理論計算の雲モデルは,散乱位相関数は Henyey-Greenstein 関数, asymmetry factor は500 nm で Takano and Liou (1989) のg=0.75を 使い波長依存は球粒子を仮定して計算したものを使った。雲粒の分布は,HYVIS の観測を基に power low で近似した。

ライダーの光学的厚さは,3程度までしか測定できず,今回の観測は光学的に厚い巻層雲の観 測であったので比較することができなかった。サンフォトメーターの測定値と相対的な変化は似 た傾向を示した。

10 µm 域の赤外放射の観測, ライダーの雲底高度,高層観測,地上観測のデータを組み合わせることにより,有効射出率の推定を行うことができた。また,可視の光学的厚さも得られているので,10 µm の有効射出率と可視の光学的厚さの関係を得ることができた。この関係は,有効射出率で0.2程度の幅があり更に調べる必要がある。

FTIR により10 µm (800~1200 cm⁻¹) の雲が射出する放射のスペクトルを得ることができた。 このスペクトルを理論モデルと比べることにより赤外の光学的厚さ,粒径分布の情報を得ること ができた。HYVIS から得られた粒径分布をもとに,粒径分布を power low で近似し分布の下限, 光学的厚さを変え観測値と計算値を比べた。光学的に厚い場合,中程度の場合,薄い場合の三通 りについてだけ調べたが,誤差 (差の自乗の平均の平方根) 1.5mW/(m² sr cm⁻¹)以下で観測値 と計算値を一致させることができた。計算に用いた放射計算モデルは,一次散乱量は Henyey-Greenstein の散乱位相関数,球粒子を仮定して計算した single scattering albedo, asymmetry factor に基づいている。この程度のモデル化によって赤外10 µm 域の放射はかなり説明できるこ とがわかった。また,粒径の下限を変えないとスペクトル分布が説明できないことより,このス ペクトルから粒径分布の情報が得られることがわかった。

log-normal 分布を使って FTIR の観測スペクトルの再現性を調べた。リモートセンシングの便 宜を考えると,有効半径で表現される粒径分布を使うことが便利である。その結果,観測に基づ く power low と同程度の誤差で有効半径を推定できた。log-normal 分布と power low 分布の大き い粒径域の差を考えると,このことは10 μ m の測定だけからでは大きい粒子の情報はあまり得ら れないことになる。すなわち,氷水量の推定はむずかしいことになる。また,860~1200 cm⁻¹の 全スペクトルを使わなくても,860~980 cm⁻¹のスペクトルを使うことで同じ情報が得られるこ とが分かった。 解析例は少ないが,赤外と可視の光学的厚さの比率を求めることができた。その比率は,(赤 外:10.5 μm) / (可視:0.5 μm) ~約2 であった。

6月22日13:00(JST)過ぎに日本上空を通過した NOAA -11の AVHRR ch. 4, ch. 5, HIRS ch. 8, ch. 10 について散布図を作り,モデル計算値と比べた。その結果, power low の下 限 $r_1 = 4 \sim 16 \ \mu m$ に対応した計算値の中にデータが散布していた。波長程度の大きさの小さい氷 晶までの測定と放射の同時観測は,いままで行われていなかった。理論的に予想されていた波長 程度の小さな氷晶の存在とチャンネル間にみられる大きな輝度温度差の対応が,この観測によっ て初めて確認された。また, HIRS のチャンネルも粒径の推定に使えることが分かった。

上層の氷晶雲に対して,微物理量と放射量を同時に測定したデータセットを作ることができ, 赤外と可視の光学特性を結び付けることができたことや,10µm域の放射と雲の微物理量につい ての対応をつけることができたことなど,雲の微物理量と放射の関係について多くの知見を得る ことができた。しかし,観測例が少ないこと,各測器には問題点があることから,今後,測器の 改良を進めるとともに放射の鉛直分布等の測定項目を拡大しつつ,観測例を増やす必要がある。 また,FTIR データの解析結果を基礎に,衛星データの解析を進め雲パラメータの気候値を作る 必要がある。

参考文献

深堀正志・青木忠生・青木輝夫・八尾 孝,1991:大気のエミッション観測による10 μm 水蒸気連続 吸収帯吸収係数の推定(Ⅲ).日本気象学会1991年春季大会講演予稿集,**59**,233.

- 内山明博, 1989: 散乱過程を含む赤外域の放射伝達方程式について. 日本気象学会1989年春季大会講 演予稿集, 55, 158.
- Asano, S. and M. Shiobara, 1989: Aircraft measurements of the radiative effects of tropospheric aerosols: I. Observational results of the radation budget. J. Meteor. Soc. Japan, 67, 847-861.
- Asano, S., Y. Takano, K. N. Liou, A. J. Heymsfield and P. Minnis, 1990: The effects on small ice crystals on the infrared radiative properties of cirrus clouds. 日本気象学会1990年秋季大会講演予稿集, 58, 129.
- Clough, S. A., F. X. Kneizys, R. Davies, R. Gamache and R. H. Tipping 1980: Theoritical line shape for H₂O vapor; Application to the continuum. *Atmospheric Water Vapor*, A. Deepak, T.D. Wilkerson and L. H. Ruhnke, Eds., Academic Press, New York.
- Cox, S. K., 1976: Observation of cloud infrared effective emissivity. J. Atmos. Sci., 33, 287-289.
- Hansen, J., G. Russell, D. Rind, P. Stone, A. Lacis, S. Lebedeff, R. Ruedy and L. Travis, 1983
- Efficient three-dimensional global models of climate studies : Models I and II. Mon. Weather Rev., 111, 609-662.

Heymsfield, A. J. and C. M. R. Platt, 1984: A parameterization of the particle size spectrum of ice

clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content. J. Atmos. Sci., 41, 846-855.

- Lacis A. A., W. C. Wang and J. Hansen, 1979: Correlated k-distribution method for radiative transfer in the climate models: Application to effect of cirrus clouds on climate. NASA Conf. Publ., 2076, 309-314.
- Lacis A. A. and V. Oinas, 1991: A description of the correlated k-distribution method for modeling non-gray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres. J. Geophys. Res., 96, 9027-9063.
- Nakajima, T. and M. Tanaka, 1986: Matrix formulations for the transfer of solar radiation in a plane-parallel scattering atmosphere. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 25, 13-21.
- Platt, C. M. R. and G. L. Stephens, 1980 : The interpretation of remotely sensed high cloud emittances. J. Atmos. Sci., 37, 2314-2322.
- Platt, C. M. R. and A. C. Dilley, 1981 : Remote sounding of high clouds. N : Observed temperature variations in cirrus optical properties. J. Atmos. Sci., 38, 1069-1082.
- Prabhakara, C., R. S. Fraser, G. Dalu, Man-Li C. Wu, R. J. Curran and T. Styles, 1988: Thin cirrus clouds: Seasonal distribution over oceans deduced from Nimbus-4 IRIS. J. Appl. Meteor., 27, 379-399.
- Sassen, K., 1981 : Infrared (10.6 μm) scattering and extinction in laboratory water and ice clouds. *Appl. Opt.*, **20**, 185-193.
- Smith, W. L., H. E. Revercomb, H. B. Howell, H.-L. Huang, R. O. Knuteson, E. W. Koenig, D. D. LaPorte, S. Silverman, L. A. Sromovsky and H. M. Woolf, 1990 : GHIS-----The GOES High-Resolution Interferometer Sounder. J. Appl. Meteor., 29, 1189-1204.
- Takano, Y. and K. N. Liou, 1989: Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I: Singlescattering and optical properties of hexagonal ice crystals. J. Atmos. Sci., 46, 3-19.
- Warren, S. G., 1984 : Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. Appl. Opt., 23, 1206-1225.
- Yamanouchi, T., K. Suzuki and S. Kawaguchi, 1987: Detection of clouds in Antarctica from infrared multispectral data of AVHRR. J. Met. Soc. Japan, 65, 949-962.

第4章 放射過程のモデル化 (Theoretical modeling of cloud-radiation processes)

4.1 有限雲群の短波長反射特性*

(Radiative properties for broken cloud fields)

4.1.1 はじめに

雲は、水平方向の形状からみて層雲系と積雲系のものに分けられる。層雲系は水平方向に一様 に広がっているもの、積雲系は小さいスケールの雲から成るものを示す。実際の大気では、大き なスケールから見ると雲が一様に広がっている例は少なく、多くの場合小さな雲から成り立って いる。この様な場を有限雲群と呼ぶがその放射特性を知るには、3次元放射伝達方程式を解く必 要がある。しかし、従来開発されてきた放射伝達方程式は、水平方向に一様に広がった雲(平行 平板雲)を対象としており、また不均質な媒体を扱うスキームは計算時間がかかる等の問題があ るため、有限雲群の放射特性、例えば反射率(R)は通常次の様に求められている。

$$R = R_s \ (1 - N) \ + NR_s \tag{4.1.1}$$

ここで, R_s , R_c は,晴天域及び雲天域の反射率で従来の放射伝達スキームから求まる。Nは,雲量 を示す。この近似を,ここでは平行平板近似(P-P 近似)と呼ぶ。Monte Carlo 法により求めた 有限雲群の反射率の結果から,この近似は場合により50%以上の誤差となることが報告されてい る (例えば Welch and Wielicki, 1984)。

Harshvardhan (1982)は、有限雲群の反射率をより正確に表すために有効雲量あるいは等価雲量 (Effective cloud fraction, N_e)を計算した。これは、(4.1.1)式のNの代わりに N_e で置き換え て有限雲群の放射特性を表現するもので、有限雲群の反射率と平行平板雲の値の比として与えら れる。この N_e が何等かの形で parameterize できれば容易に有限雲群の反射率が推定できるため、 経験式等により N_e を表す試みが成されている (Harshvardhan and Weinman, 1982)。しかし、雲 の場は千差万別であり有限雲群の放射特性を決める本質的な量の研究が重要である。ここでは N_e を決める基本的なパラメータを検討する。

4.1.2 方法

3次元の放射場を計算する方法の1つにモンテカルロ法がある。これは、大気中を伝わる photon を直接にシミュレートするもので計算時間はかかるが複雑な場についても容易に計算で

* 小林隆久(T. Kobayashi)

きるという特徴がある。太陽からの photon は, 雲粒子と散乱し種々な方向に向かって行く。この 散乱を繰り返して photon が境界外に出るか吸収されるまで追跡していく。Photon が雲粒子と散 乱するまでの距離(s)及び散乱角(θ)は次の様に表される。

$$Rn = \exp(-\int_0^s \beta \, ds \,) \qquad (4.1.2)$$

$$Rn(\theta_r) = 2\pi \int_0^{\theta_r} P(\theta) d\theta \qquad (4.1.3)$$

ここで、 R_n は0から1の間に均一に分布する乱数、 β は体積散乱係数、Pは雲の位相関数で雲粒 子の光学的特性及び粒度分布から決められる。

ここで用いた雲の場は可変な直線格子により分けられ,グリッド内は光学的特性は一定とする。 従って個個の雲は立方体あるいは直方体から成る。雲の場は有限あるいは無限に続いている。 Fig. 4.1.1 に用いた主な場を示してある。

REGULAR ARRAY

Composite Pattern

	\Box	





Random Pattern

Fig. 4.1.1 Cloud fields used in the Monte Carlo calculations.

雲の光学的厚さは,49及び4.9とする。散乱は,Henyey-Greenstein 位相関数 (g=0.85) 及び C1 粒度分布 (Deirmendjian, 1969) (波長0.62 μm,屈折率1.332) に従うものとする。

有限雲群が平行平板雲と異なる点は、雲の側面の存在にあると言われている。有限雲群では太 陽光は雲の上面のみならず側面も照射する(拡大照射効果, Enhanced illuminated area, E_I)。ま た、雲内での散乱光は側面からも逃げて行き隣の雲と相互作用する(相互作用効果, Cloud-cloud interaction, I_a)。この2つの効果が有限雲群の放射特性に大きく関与していると言われている (e.g., Welch and Wielcki, 1984)。このため、有効雲量をこれらの効果の簡単なモデルを用いて 表そうとする試みや(Harshvardhan and Thomas 1984; Welch and Wielicki, 1985), さらに一歩 進んで相互作用を解析的に表現したモデルも報告されている(Joseph and Kagan, 1988)。また、 有限雲群の反射率 (R(bcf))を孤立雲の反射率 (R(1))と2つの効果から求めようとする報告も ある(Kobayashi, 1988)。これらの報告は、有限雲の放射特性を考える上で上記の効果が基本的に

- 252 -

重要である事を示している。

次節以下では,モンテカルロ法により有限雲群の放射特性を調べると共に2つの効果を用いて 有限雲場の反射率パラメタリゼーションを行いその精度を検討する。

4.1.3 結果

(1) 地表面反射を無視した場合

(i) 有限雲群の反射特性

モンテカルロ法による有限雲群の反射率と平行平板雲の反射率の比をFig. 4.1.2に示す。場は有限な大きさの regular array (Fig. 4.1.1) および checkerboard で,図中の数 (N_c) は場に含まれる雲の数を示している。地表面反射は無視している。散乱は,H-G位相関数 (g=0.85) に従うとする。太陽が天頂の場合有限雲は平行平板近似より小さい反射率となる (Fig. 4.1.2-a)。これは,有限雲では雲の側面から逃げて行く photon のためで,雲の数が少ない程その効果は大きい。一方,太陽天頂角 $\theta_0=60$ では,逆に有限雲場の方が大きい (Fig. 4.1.2-b)。これは,雲の側面に太陽光が入射する拡大照射効果によると考えられる。小さい雲量程この拡大照射効果は大きいため比もまた大きくなっている。最も大きいところでは,1.45でこの場合P-P近似は45%も反射率を過大評価することになる。



Fig. 4.1.2 Ratio of reflectance from broken cloud fields to plane-parallel cloud for regular array of cuboidal clouds as a function of cloud cover at $\theta_0=0^\circ$. Nc is the number of clouds. X indicates the ratios for checkerboard patterns.

この有限雲群の反射率が太陽が天頂に近い時はP-P近似に比べ過小,それ以外では過大という 傾向は,雲粒子に吸収がない場合かなり一般的で,他の場(Random, Composite patterns)でも 得られている (Fig. 4.1.3)。図で Composite と記してあるのは,異なる大きさの雲から成る場で

Fig. 4.1.2-bに比べ比はかなり小さい。これは拡大照射効果が小さくなるためで、それをより明確 に表したのが Fig. 4.1.4 である。場は 4 つの大きさの雲を含んでいる(Table 4.1.1)。太陽天頂角 60° で反射率の比は E_f の変化に良く対応している。この図に示した E_f は次節(4.1.6)式で定義し た値を用いている。雲の大きさのばらつきが大きいと E_f も小さくなり比も小さい。



. Fig. 4.1.3 As in Fig. 4.1.2 except for $\theta_0 = 60^\circ$.

(ii) 有限雲群の反射率のパラメタリゼーション

 N_e をパラメタライズするために,有限雲群の反射率 (R(bcf)) が次の様に表されると仮定する。

$$R(bcf) = I_a E_f N R(1)$$
(4.1.4)

ここで R(1) は孤立雲の反射率で、ここでは立方体の値を用いる。また、 I_a 及び E_i は次式で表されると仮定する。

$$I_{a} = \begin{cases} R(bcf)/R(1)/N, & \text{for } \theta_{0} = 0\\ [I_{a}(\theta_{0} = 0) - 1][R(pp)/R(1) - 1][R(pp, \theta_{0} = 0)/R(1, \theta_{0} = 0)], & \text{for } \theta_{0} \neq 0\\ (4.1.5) \end{cases}$$

-254 --

ここに, R(pp)は平行平板雲の反射率を示す。(4.1.4)式は孤立雲の反射率を場の値に拡張するものである。



Fig. 4.1.4 Ratios of reflectance from composite patterns 2 and 3 to plane-parallel as a function of maximum cloud diameter. The area enhancement ratio (E_i) and the interaction (I_a) are also plotted.

Table 4.1.1 Composite patterns 2 and 3 are composed of four sizes of clouds (D_i-D_4) . N_d is the number of each cloud size. The total number of clouds is 49. The cloud covers are 0.2 and 0.15 for patterns 2 and 3, respectively.

		Composite pattern 2			Composite pattern 3				
Cloud diameter (Km)		D 1	D 2	D 3	D 4	D 1	D 2	D 3	D 4
.'	(a)	0.5	1	1.5	2	0.5	1	1.5	2
	(b)	0.25	1	2	4	1	2	3	4
	(c)	0.125	0.5	2	8	1	2	4	6
	(d)	1	4	8	16	1	4	6	8
Number of clouds (N _d)		13	12	12	12	23	16	8	2

- 255 -



Fig. 4.1.5 Deviation of reflectivity from Eq. (4.1.4) (solid lines) for regular array of cuboidal clouds and that calculated by Monte Carlo method at $\theta_0 = 30^\circ$. PP indicates the deviation due to the plane-parallel assumption (dashed lines).

(4.1.4) 式とモンテカルロ法を比較した結果を Fig. 4.1.5-a に示す。計算条件は Fig. 4.1.3と同 じで, deviationは (4.1.4) 式による反射率とモンテカルロ結果の比として定義されている。比較 のため P-P 近似の deviation (P-P 近似による反射率/モンテカルロ) もプロットしてある。 (4.1.4) 式は, P-P 近似よりよく合っている。特に P-P 近似は小さい雲量で悪いがパラメタリ ゼーションは雲量への依存性も少ない。

Fig. 4.1.5-b は, Random, Composite patterns の場合で, Fig. 4.1.5-a よりはやや大きな deviation だが P-P 近似よりは秀れた結果を示している。

(2) 地表面反射の影響

(i) 有限雲群の反射特性

これまでに述べた結果は、地表面反射が無い事を仮定していた。しかし、実際の大気は常に反 射率を持った地表面と接している。光学的に厚い平行平板雲では地表面反射は殆ど場の反射率に 影響を及ぼさない。特に海洋の様な低い反射率の場合、その影響を無視することができる。これ に対し有限雲の場合、雲と散乱せずに地表に到達する photon があり、その影響は無視できない (Kobayashi, 1989)。ここでは、雲の下に種々の反射率を持つ Lambert 面を置き、その与える影 響を調べる。

雲の場は regular array 等だが,前節では有限の広がりを仮定していた。しかしここでは無限に 広がっているものとする。また,位相関数は,C1 雲粒度分布 (Deirmendjian, 1969),波長= 0.62 μ m,屈折率=1.332で Mie 理論から計算したものを用いる。

-256-

Fig. 4.1.6 に, $N_*/N \geq N$ の関数として種々の地表面反射率についてプロットしたものを示す。 (A),(B)は,各光学的厚さ=49,4.9の厚い雲及び薄い雲の場合である。太陽が天頂にある時は,比較的地表面反射の影響は小さい。しかし,太陽天頂角が60°では地表面反射が大きくなると N_*/N は急速に1に近づく。N > 0.3では,P-P近似でもほとんど問題のない事がわかる。特に薄い雲ではその影響は大きく,地表面反射率が0から0.07への増加でもP-P近似の精度は著しく増加する。





Fig. 4.1.6 The ratio of effective cloud fraction to geometric cloud cover (N_*/N) as a function of N for regular array of cuboidal clouds with an optical thickness of 49 over a reflecting surface.

(ii) 地表面反射の影響のパラメタリゼーション

平行平板雲において、反射率(A_s)を持つ地表面により増加する場(雲一地表面)の反射率 (δR) は次の様に与えられる。

$$\delta R = A_s T T / (1 - A_s R) \tag{4.1.7}$$

ここで R, T は雲の反射率,透過率をあらわす。この式は T 及び R の入射角特性を無視している が平行平板雲ではその影響は小さいと言われている。有限雲群における増加(δR (bcf))も同様 な式で表されるとする。但し, R, T の入射角特性を考慮して,

$$\delta R(bcf) = N T(\theta_{0}) T_{b} / (1 - N R_{b})$$

$$(4.1.8)$$

と表す。ここで、 $T(\theta_0)$ は有限雲の太陽光に対する透過率、 T_b , R_b は各地表からの反射光に対する雲の透過率、反射率を表す。 θ_0 は太陽天頂角を表す。(4.1.4)式を用いると、(4.1.8)式は

$$\delta R(bcf) = A_{s}(1 - I_{a} E_{f} NR(1))(1 - N < I_{a} E_{f} R(1) >) / (1 - A_{s} N < I_{a} E_{f} R(1) >)$$

$$(4.1.9)$$

となる。ここに< >は、半球上で入射角平均を取ることを意味する。雲の相互作用 I_a はここでは、 I_a とNが linear であることを仮定して次式から求める。

$$I_{a}(\theta_{0}) = 1 + [R(pp, \theta_{0})/R(1, \theta_{0}) - 1]$$
(4.1.10)

さらに容易にく >をとるために

$$R(pp) = a + b \left[1 - \cos(\theta_{0}) \right]$$

$$(4.1.11)$$

$$R(1) = c + d \left[1 - \cos(\theta_0) \right]$$
(4.1.12)

を仮定すると結局 $\delta R(bcf)$ は

$$\delta R(bcf) = (eN + gN^2) E_f \qquad (4.1.13)$$

と表される。ここで a, b, c, d, e, g は比例係数。

Fig. 4.1.7 に, (4.1.13) 式による $\delta R(bcf)$ とモンテカルロ法による値を比較してある。実線は モンテカルロ,破線は (4.1.13) 式による値でやや過大評価しているのは簡単のため< >で方 位角=0 (太陽方向)のみ高度角平均した E_f を用いたことによる。しかし,モンテカルロ法との 差は小さい。

(iii) 有限雲群の反射率のパラメタリゼーション

地表面反射の無い場合の有限雲群の反射率と δR を用いて地表面反射のある場合の場の反射率 を推定し、モンテカルロ法との比較を行う。Fig. 4.1.8 は、regular arrayの場について比較したも

- 258 -



Fig. 4.1.7 Increase in reflection due to a reflecting surface as a function of cloud cover. Solid lines show Monte Carlo results. Dashed lines denote corresponding results using parameterization.

ので、deviation は Fig. 4.1.5 と逆にモンテ/パラメタリゼーション、モンテ/P-P 近似、として求 めてある。小さい地表面反射率では、P-P 近似の精度はあまり良くないのに対し、パラメタリ ゼーションは地表面反射率、雲量にかかわらずほぼ一定の差を示している。Fig. 4.1.9 は条件を変 えて計算した例で、regular array 太陽方位角45°, bar 状の雲の場、雲滴に吸収のある場合そして 雲の size 分布(composite pattern 2、Table 4.1.1)について示してある。size 分布では雲量は 0.15、これ以外は0.2としてある。太陽方位角45°というのは、雲を対角線方向から照射した場合 で拡大照射効果が大きいため反射率も大きい。逆に size 分布では小さい反射率となっている。図 に示す様にP-P 近似は、場や放射条件に大きく依存するのに対しパラメタリゼーションの依存性 は小さい。しかし、地表面反射率が大きくなると P-P 近似も1 に近づき精度が良くなる。

4.1.4 おわりに

有限雲群の短波長反射特性がモンテカルロ法の計算およびパラメタリゼーションによりかなり 明確になった。すなわち,有限雲群では雲の側面を太陽が照射する効果及び雲と雲の間の相互作 用が,平行平板雲の特性との差を生み出す基本的な役割を果たすこと,特に側面を照射する効果

-259-



Fig. 4.1.8 Deviation for regular array of cuboidal clouds.





-260 -

が大きいことが分かった。このパラメタリゼーションはかなり正確に有限雲群の反射率を予想す る。しかし,その精度検討に用いた場は regular array 等簡単な非現実な場であり,実際の大気に 見られる様な複雑な場でも有効か否かはまだ定かでない。さらにこれらの検討が必要と思われる。

参考文献

Deirmendjian, D., 1969 : Electromagnetic scattering on polydispersions. Elsevier, 290pp.

Harshvardhan, 1982: The effect of brokenness on cloud-climate sensitivity. J. Atmos. Sci., 39, 1853-1861.

and R. W. Thomas, 1984: Solar reflection from interacting and shadowing cloud elements. J. Geophys. Res., 89, 7179-7185.

and J. A. Weinman, 1982: Infrared radiative transfer through a regular array of cuboidal clouds. J. Atmos. Sci., 39, 431-439.

Joseph, H. J. and V. Kagan, 1988: The reflection of solar radiation from bar cloud arrays. J. Geophys. Res., 93, 2405-2416.

Kobayashi, T., 1988 : Parameterization of reflectivity for broken cloud fields. J. Atmos. Sci., 45, 3034-3045.

—, 1989: Radiative properties of finite cloud fields over a reflecting surface. J. Atmos. Sci.,
 46, 2208-2214.

Welch, R. M. and B. A. Wielicki, 1984: Stratocumulus cloud field reflected fluxes: The effect of cloud shape. J. Atmos. Sci., 41, 3085-3102.

----- and -----, 1985: A radiative parameterization of stratocumulus cloud fields. J. Atmos. Sci., 42, 2888-2897.

4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達*

(Short wave radiative characteristics of horizontally inhomogeneous stratiform cloud)

4.2.1 はじめに

雲の放射特性は、平行平板の仮定で扱われることが多いが,現実の雲は水平方向に一様ではない。Fig. 4.2.1 は,1989年3月30日の雲内水平飛行で得られた雲水量の水平変動である。同日の観測対象の雲は雲頂からの目視では一様な層状雲に見えたが,内部の雲水量には,水平方向に著しい差があることがわかる。このような雲水量の非一様性が雲の短波放射特性に及ぼす影響を評価することは,雲のリモートセンシングに通常用いられている平行平板雲の理論の適用の妥当性を調べるうえで重要なことである。無視出来ない重大な影響があるならば,不均質性の影響をパラメタライズして取り込む必要が生じるであろう。



Fig. 4.2.1 Time series of liquid water content from aircraft observation on 30 March 1989.

4.2.2 不均質雲の理論的取扱

不均質雲の放射特性を調べるには,放射伝達方程式の解を求める方法と,モンテカルロ法によ る方法とが考えられる。前者の方法では3次元的取扱において計算量の点から限界がある。一 方,後者の方法では鉛直,水平の2方向の変動を与えることが困難であり,一長一短がある。放 射伝達方程式による取扱は,従来あまり一般的ではなかったので,以下に詳細を述べる。

* 真野裕三 (Y. Mano)

(1) 基本方程式

射出の無い2次元の放射伝達方程式は,

$$\nu\cos\phi\frac{\partial I}{\partial x} + \mu\frac{\partial I}{\partial z} = -k I + \frac{ka}{4\pi}\int_{0}^{2\pi}d\phi' \int_{-1}^{1}P(\mu,\phi;\mu',\phi')d\mu'$$

$$+\frac{ka}{4\pi}P(\mu,\phi;\mu_{0},\phi_{0})F(\mu_{0},\phi_{0}) \quad (4.2.1)$$

これを球面調和関数で展開すると,

$$\sum_{n'=0}^{2M-1} \left[K(n, m; n', m+1) \frac{\partial I_{n'}^{m+1}}{\partial x} + K(n, m; n', m-1) \frac{\partial I_{n'}^{m-1}}{\partial x} + K(n, m; n', 1-m) \frac{\partial I_{n'}^{m+1}}{\partial x} + 2(1+\delta_{m,0}) L(n, m; n') \frac{\partial I_{n'}^{m}}{\partial z} \right]$$

$$= -4 k(1 - \alpha \chi_n)(1 + \delta_{m,0}) \frac{1}{2n+1} \frac{(n+m)!}{(n-m)!} I_n^m + \frac{2}{\pi} k a \chi_n P_n^m(\mu_0) F(\mu_0)$$
(4.2.2)

ただし,

$$K(n, \ m \ ; \ n', \ m') \equiv \int \nu P_n^m(\mu) P_n^m(\mu) d\mu , \qquad L(n, \ m \ ; \ n') \equiv \int \nu P_n^m(\mu) P_n^m(\mu) d\mu$$

phase function は, Heneyey-Greenstein のタイプを使用し, $\delta - M$ 法を用いる。 $\delta - M$ 法は, phase function を δ 関数と 2M - 1 次までの球関数展開の和として扱い,前方散乱の鋭いピーク を効率的に表現するものである。展開の係数は, Heneyey-Greenstein の phase function とモーメ ントが等しいという条件によって定める。実際の計算には, M = 2の方程式を使った。 雲の上 面,下面における境界条件は,雲の外部から入射する散乱光がないとして, Marshak の境界条件 を用いる。

雲が水平方向に不均質であるため,消散係数等のパラメータは x 方向に変化する。したがって,上式は,非定係数の線形偏微分方程式となり,平行平板の場合に使用されるような解析的な 解法は用いることができない。そこで,数値解法で解く必要がある。

(2) 数值解法

雲頂, 雲底が水平であるとし, また水平方向には周期的境界条件を用いる。方程式の水平方向 の離散化には, 差分法とフーリエ展開法のどちらでもよいが, ここでは差分法を用いた。鉛直方 向に関しては, 雲の表面付近で放射場が急激に変化することを考慮して, 雲の表面付近を密に表 現する鉛直座標系 ξ に変換してから, 等間隔の差分法を用いた。

$$\frac{\partial z}{\partial \xi} = \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{\mu_0} - 1\right)} e^{-\frac{s}{\mu_0}}$$

方程式を離散化してできる連立一次方程式は数千~1万元程度の大規模問題となるので、繰り 返し型解法を用いることになる。繰り返し型解法として、近年、pcr法のような共約勾配法の系統 の解法がよく用いられるが、M=2の場合の上の方程式に適用すると収束が遅く、特に水平方向 の不均質性が非常に強い場合には、収束がほとんど停止するような事態も見られた。各種の解法 を適用した結果、DR法(dynamic relaxation method)の収束が速く、不均質性の強い場合にも 問題が生じなかったので、これを用いた。

(3) 計算例

吸収が無く,消散係数が $k = k_0 \cdot (1 + d \cos \omega x)$ のように単一周期で表現される場合の計算結 果を Fig. 4.2.2 に示す。 $d \div 0$ のとき平行平板雲であり、 $d \div 1$ に近づくにつれて不均質性が強く なる。平均の光学的厚さは16である。Fig. 4.2.2 では、d = 1の場合のフラックス反射率は平行平 板雲(d = 0)のそれに較べて15%程度も低く、不均質性の影響は一般に無視することができな いことが示されている。しかし、現実の層状雲は、均質の極端としての平行平板雲から、不均質 の極端としての有限雲までの間に位置するのであり、実際の不均質性の程度が観測によって知ら れない限り、理論計算だけで不均質性の影響が無視し得るかどうかの結論は下すことができない。





-264 -

4.2.3 航空機観測の対象となった雲の不均質性

(1) 1986年12月24日の例

雲内飛行中の flight path に沿った雲水量の変化を Fig. 4.2.3 に示す。この間に高度は、雲底か ら雲頂まで約800m上昇した。サンプリング間隔は平均して約80mである。なお, 雲水量の空間ス ペクトルは、1km付近にピークを示し、それより小規模スケールでは、波数の約-1乗に比例し て減少していた。また、雲水量のヒストグラムは、平均値のまわりに非対称で、雲水量が大きく なるほど空間に占める割合が小さくなることを示している。このことは、放射特性を考えるうえ で意味のある情報と考えられる。さて、消散係数の空間変化が雲水量の空間変化に比例すると仮 定し,消散係数の空間平均値を2/(100m)と指定して,Fig. 4.2.3 中に示した区間(約2.5 km) の変化が周期的に繰り返すような雲の放射特性を計算した。Fig. 4.2.4 に, モンテカルロ法と, 2 次元P3近似の数値解法の結果を示す。両者の結果はよく一致している。太陽高度が高い場合(µ =1.0)には、反射率は、局所的に平行平板近似を行なってから平均した反射率とほとんど同じで あり、ここで与えた雲の場合には、横方向の相互作用の効果が弱いことを示している。ただし、 用いたデータの空間分解能83m以下のスケールの変動が含まれていないことに注意する必要はあ る。太陽高度が低くなるにつれて、反射率は局所平行平板近似の反射率に比較して次第に大きく なり、むしろ一様な雲の反射率に近くなった。このように、平行平板雲とは異なる反射特性を 持っていることが示された。この例については不均質性の影響は最大15%程度であり、無視し得 ない大きさであった。





-265 -





(2) 1989年3月30日

Fig. 4.2.1 は, 雲の内部を水平飛行した際の雲水量の変動である。KING の雲水量計と雲粒子ビデオ顕微鏡の観測値では雲水量の値に最大5倍以上の差があるので,絶対値には問題があるが, 空間変化は両者でよく対応していた。このような雲水量の変動がどの程度空間代表性をもつのか,また,光学的厚さの変化に結びついているのかどうかを次の方法で調べた。

King (1981) は, 雲内の diffusion domain において, 上向き intensity と下向き intensity の比 を, Doubling の計算結果を用いて single scattering albedo に関係づけた。ここでは, δ -Eddington 法を用いて, 上向きフラックスと下向きフラックスの比を光学的厚さに関係づけ る。雲内の diffusion domain での, δ -Eddington 法の解は,

i) Conservative の場合

$$\frac{F\uparrow}{F\downarrow} = \frac{(1-g)(H-\gamma)+2/3(1/\gamma-1)}{(1-g)(H-\gamma)+2/3(1/\gamma+1)}$$
(4.2.3)

- 266 -

$$\gamma = (1 - A_s) / (1 + A_s)$$

ii) Non-conservative の場合

$$\frac{F\uparrow}{F\downarrow} = \frac{D(1-\varepsilon \exp(-2k(H-\gamma)))}{1-D^2 \varepsilon \exp(-2k(H-\gamma)))}$$

$$D = (1-s) / (1+s), \qquad k = \{3 \ (1-\omega_0) \ (1-\omega_0 g)\}^{1/2}$$

$$s = \{4/3 \cdot (1-\omega_0) / (1-\omega_0 g)\}^{1/2}$$

$$\varepsilon = (1 - A_g/D) / (1 - DA_g)$$

ただし, H: 雲の光学的厚さ, A_s : 地表面反射率, γ : 雲の上面からの光学的距離, g: assymetry factor, ω_0 : single scattering albedo。

King (1981) は, $F \uparrow /F \downarrow$ が最大になる波長(可視)で conservative を仮定し, (4.2.3) 式に 相当する計算結果から(1-g)(H-r)を求めた。(1-g)(H-r) は波長にほとんど依存しな いので,他の波長における値としても使用する。(H-r)は,観測位置から雲底までの光学的距 離を表わしている。ここでは,0.5 µmの波長でconservativeを仮定し,また,この波長付近では 雲粒サイズに対するgの依存性が小さいことからg=0.85を仮定し,(4.2.3)式から(H-r)を 求めた。このようにして求めた(H-r)の時系列をFig. 4.2.5 に示す。雲水量の変化とよく対応 している。F↑やF↓自体は,雲水量との対応が悪いが,以上の方法を用いることによって雲水量 との対応が明らかになった。ただし,平行平板近似を用いていること,雲内では放射フラックス が正確に測定できているかどうか等の問題が残っているため,光学的厚さの値は定量的に信頼す るまでには至っていない。しかし,雲水量の変化が雲底までの光学的距離の変化と対応している ことから,雲水量の変化が航空機のごく近傍だけだけでなく鉛直方向に平均した量の空間変化に 対応することが示された。

そこで, 雲水量の変化が雲の光学的厚さの変化を示しているものと仮定して, 不均質雲の放射 計算を行ない, 不均質性が雲の放射特性に及ぼす影響を評価した。Fig. 4.2.1中に示した区間の変 化を光学的厚さの変化として与え, 平均の光学的厚さは60とする。吸収が無い場合の計算結果を Fig. 4.2.6 に示す。不均質雲の反射率は, 一様な雲の反射率に比較して最大 8 %程度, 今回の観測 の際の太陽天頂角では 5 %程度小さくなる。Fig. 4.2.1中に示した区間は変化が比較的小さい区間 であり, 全区間の変化を与えれば, 不均質性の影響はさらに大きくなる。近赤外(1.6 µm)で有 効半径10 µm の雲粒サイズを仮定して同様の計算を行なうと, 反射率にはほとんど影響はない が, 吸収率に最大 5 %程度の増加が生じた。これは, この波長域では, 光学的厚さ60付近の変化 に対して,反射率はほぼ飽和して変化が少ないが,吸収率は光学的厚さの変化の影響を受け易い ことによる。

この例では、雲はかなり一様な層状雲であり、かつ光学的にかなり厚かったにもかかわらず、 Fig. 4.2.3に示した程度の影響が評価された。したがって、一般に雲の放射特性に対する不均質性 の影響は無視できないものとしてさらに研究を進めていく必要があろう。



Fig. 4.2.5 Time series of optical thickness between aircraft and cloud base estimated from flux ratio.



Fig. 4.2.6 Flux reflectance of cloud of 30 March 1989 case. a: plane parallel approximation, b: numerical solution, c:local p.p. approximation.

参考文献

King, M. D., 1981: A method for determining the single scattering albedo of clouds through observation of the internal scattered radiation field. J. Atmos. Sci., 38, 2031-2044.

4.3 分解した Voigt 線形を使った Line-by-Line 法による大気の吸収スペクトルの 計算*

(Line-by-Line computation of the atmospheric absorption spectrum using the decomposed Voigt line shape)

4.3.1 序

大気の透過関数は、気体ガスの吸収を含む放射伝達の問題において基本的なパラメータである。 多くの透過関数の評価方法が、大気放射学の分野で開発されてきた。Line-by-Line法による透過 関数の計算は、他の方法に比べると精度は良いが、長い計算時間と大容量の記憶媒体を必要とす る。しかし、近年の計算機の発達は、急激に状況を変え、Line-by-Line 法の使用はより容易なも のとなりつつある。1960年代の後半から、分子の吸収線のパラメータのデータベース作成と更新 のため多くの努力がなされてきた(McClatchey *et al.*, 1973; Rothman, 1981; Rothman *et al.*, 1981, 1983a, 1983b, 1987)。それにより吸収線のパラメータが使いやすい形で整備されてき た。この事も、Line-by-Line 法による計算が容易にできる状況を作りだした。透過率や吸収率の スペクトルの詳細な知識に対する要求は、感度の良い検知器や高分解能の分光器の開発とともに 急激に増えつつある。さらに、Line-by-Line 法は、大気物理学やそれに関係した分野において、 広範囲の応用が考えられる。これらの分野には、リモートセンシング、衛星気象学、大気の組成 の測定、実験室での分光測定の解析、気候モデルにおける放射スキームの開発などがある。

Line-by-Line モデルは,既に多くの研究者によって開発されている (Drayson, 1966; Kunde and Maguire, 1974; Scott, 1974; Scott and Chedin, 1981; Smith *et al.*, 1978, Clough and Kneizys, 1979; Clough *et al.*, 1981, 1986; Sasskind and Searl, 1978; Karp, 1978; Mankin, 1979; Shi, 1981; Aoki, 1988; Edwards, 1988)。これらのモデルの中には,AFGL の FASCODE (Smith *et al.*, 1978; Clough *et al.*, 1981, 1986)の様に汎用にできているものもある。しかし, ここでは「black-box」として既存のモデルを使うことを避けるため,モデルの全体を作り直し た。これまでの研究の多くは, Voigt線形の高速計算プログラムの開発や, 波数領域におけるサン プリング間隔の選択に注意が払われている。ここでもできるだけサンプリング点の数を減らすこ とに努力をはらった。これまでのLine-by-Line モデルでは,サンプリング間隔が経験的に決定さ れている場合が多かった。また,高速化のため平均の半値幅を使用したり,Voigt線形を Doppler と Lorentz線形の一次結合で表したりするため誤差が生じていた。ここでは,経験的に決 める要素をできるだけ除くよう配慮してモデルを作った。

我々の方法を簡単に述べると次のようになる。吸収線形を数個の補助関数(sub-function) へ

* 内山明博 (A. Uchiyama)

分解し、吸収線から sub-function への寄与は, sub-function の形に応じて適当な間隔で計算す る。分解した sub-function から作られた吸収係数のスペクトルを重ね合わせて,最終の吸収係数 のスペクトルを得る。この考え方は,本質的には,吸収係数への遠く離れた吸収線の寄与と近く の吸収線の寄与を別々に計算する方法と同じである。Clough and Kneizys (1979) は,この考え 方を系統的に発展させた。彼らは,Lorentz 線形を sub-function へ分解した。FASCODE におい ては, Voigt 線形を,Doppler と Lorentz 線形の一次結合で Voigt 線形を表現することによってこ の方法を適用した。我々は,Voigt 線形を分解する新しい方法を開発した。更に,間隔の広いデー タを内挿して狭い間隔のデータと重ね合わせを行うとき,狭い間隔のデータが零であるかチェッ クすることにした。これによって,内挿計算を行うとき,冗長な計算を行わずに済み,計算機の 記憶容量の節約になる。

4.3.2節では, 我々の方法による吸収スペクトルの計算方法, 4.3.3節では, ここで開発された Line-by-Line法を, 吸収スペクトル, 吸収係数の分布(k-分布), 放射冷却・加熱率の基準値の計 算に使用した例を示す。

4.3.2 Line-by-Line による計算方法

(1) 一般論

波数 ν での吸収係数 k(ν)は、すべての吸収線の寄与を合計して次のように書ける。

$$k(\nu) = \sum_{i=1}^{N} s_i(T) f_i(\nu) \rho(m_i).$$
(4.3.1)

ここで、 s_i (T)は、温度Tでの吸収線強度、 f_i (ν)はi番目の吸収線の吸収線形、 ρ (m_i)は、吸 収物質 m_i の密度である。吸収線形は、衝突の影響、Doppler効果などによって広がる。地球大気 の下層中では、衝突による広がりが支配的である。これは、Lorentz線形によってよく表現され る。

$$f_{L}(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_{L}}{\alpha_{L}^{2} + (\nu - \nu_{0})^{2}}.$$
 (4.3.2)

ここで, α_Lは, Lorentz 線形の半値幅, ν₀は中心波数である。吸収線の wing では, 吸収係数 は, 分子によって違いがあり, Lorentz線形によって予測されるものより大きかったり, 小さかっ たりする。この様なとき, 経験的な係数, χ(ν), を導入することによって補正することがある。

圧力が低い高度では, Doppler 効果による吸収線の広がりを考慮しなければならない。 Doppler 線形は, 次の様に与えられる。

$$f_D(\nu) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\alpha_D^2}\right), \qquad (4.3.3)$$

-271 -

$$\alpha_{D} = \nu_{0} \left(\frac{2k_{B}T}{mc^{2}} \right)^{\frac{1}{2}}$$
(4.3.4)

ここで, k_B は Boltzman の定数, T は温度, m は分子の質量, c は光速である。Lorentz 線形と Doppler 線形が同じ程度になる高度は, 分子の種類, 中心波数によって違う。

Lorentz 線形と Doppler 線形を重畳した Voigt 線形は,大気の吸収の多くの場合に適当である。 Voigt 線形は,次のように与えられる,

$$fv(\nu) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} K(x, y). \qquad (4.3.5)$$

ここで,

$$K(x, y) = \frac{y}{x} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t^2)}{y^2 + (x-t)^2} dt, \quad x, y \ge 0.$$
(4.3.6)

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D}, \qquad (4.3.7)$$

$$y = \frac{\alpha_L}{\alpha_D}.$$
 (4.3.8)

関数K(x, y)は、Voigt 関数として知られ、複素確率関数の実数部である。Voigt 関数は、解析的 に表現できず、数値的に評価しなければならない。多数の方法が考案されているが(Armstrong, 1967; Drayson, 1976; Pierluissi *et al.*, 1977; Hui *et al.*, 1978; Humlek, 1979; Whiting, 1968; Kielkopt, 1973; Smith *et al.*, 1978; Clough *et al.*, 1981), これらの方法の内いくつかは, $y \leq 1$, $x \simeq 1$ の領域で精度が悪くテストの結果, Drayson (1976)の方法が適当であった。

(2) Voigt 線形の分解

Doppler 線形の wing 部が Lorentz 線形の wing 部に比べて極めて速く値が小さくなるので,た とえ, $\alpha_L/\alpha^p \ll 1$ であっても, Voigt 線形の wing 部は Lorentz 線形で近似できる。Voigt 線形の この性質を利用して, Voigt 線形の wing 部を,数個の sub-function へ分解する。 ν_n を Voigt 線 形が Lorentz 線形で近似できる波数とする。吸収線形を分解するとき,以下の条件を課すことに する。

(i) sub-function $g(\nu - \nu_0)$ は, 偶関数とする。

(ii) 吸収線の中心で sub-function の一階微分の値は零とする。

$$\left(\frac{dg}{d\nu}\right)_{\nu=\nu_0} = 0. \tag{4.3.9}$$

(iii) 波数 ν_n での sub-function の一階微分の値は, Lorentz 線形の一階微分の値に等しいとする。

-272 -

$$\left(\frac{dg}{d\nu}\right)_{\nu=\nu n} = \left(\frac{df_L}{d\nu}\right)_{\nu=\nu n} \simeq \left(\frac{df\nu}{d\nu}\right)_{\nu=\nu n}.$$
(4.3.10)

(iv) 波数 ν_n での sub-function の値は, Voigt 線形の値に等しいとする。

$$g(\nu_n) = f v \ (\nu_n). \tag{4.3.11}$$

はじめの二つの条件を満たす関数形として次のものを使うことにする。

$$g_n(\nu) = a_n(\nu - \nu_0)^2 + b_n. \tag{4.3.12}$$

係数 $a_n \ge b_n$ は、三番目、四番目の条件から決定することができる。これらの条件は、subfunction のスペクトルを重ねて得る最終のスペクトルを滑らかにするためのものである。この様 にして、Fig. 4.3.1 に示した様に Voigt 線形は、二つの sub-function へ分解できる。





$$F_{n}(\nu) = \begin{cases} fv(\nu - \nu_{0}) - g_{n}(\nu - \nu_{0}) & \text{for } |\nu - \nu_{0}| \le |\nu_{n} - \nu_{0}|, \\ 0 & \text{for } |\nu - \nu_{0}| > |\nu_{n} - \nu_{0}|. \end{cases}$$
(4.3.13)

$$F_{n+1}(\nu) = \begin{cases} g_n(\nu - \nu_0) & \text{for } |\nu - \nu_0| \le |\nu_n - \nu_0|, \\ f_{\nu}(\nu - \nu_0) & \text{for } |\nu - \nu_0| > |\nu_n - \nu_0|. \end{cases}$$
(4.3.14)

sub-function $F_n(\nu) \ge F_{n+1}(\nu)$ は,次の様な性質を持っている。

-273 -

$$\left(\frac{dF_n(\nu)}{d\nu}\right)_{\nu=\nu n} \simeq 0.$$
(4.3.15)

$$F_{n+1}(\nu = \nu_0) \simeq 2g(\nu = \nu_n). \tag{4.3.16}$$

前者の性質は、三番目の条件から明かである。後者の性質は、 $|\nu - \nu_0| \gg \alpha_L$ のとき、 $fv(\nu) \simeq f_L(\nu) \simeq \alpha_L/\pi \cdot 1/(\nu - \nu_0)^2$ であることより示せる。後者の性質は、 $F_{n+1}(\nu)$ の半値幅は近似的 に $|\nu - \nu_0|$ であることを意味している。従って、sub-function に対する吸収係数の波数領域に おけるサンプリング間隔を、決めるとき $|\nu_n - \nu_0|$ の値を尺度に使える。

上の手順を繰り返すことによって、Voigt 線形は、吸収線形の傾きに応じて数個の subfunction へ分解される。

この Line-by-Line モデルにおいては, v_nは次の様にした。

$$|\nu_{n} - \nu_{0}| = \begin{cases} 4^{n-1} \cdot 4\overline{\alpha}_{L} & \text{for } \overline{\alpha}_{L} > \overline{\alpha}_{D} \\ 4^{n-1} \cdot 5\overline{\alpha}_{D} & \text{for } \overline{\alpha}_{L} \ge \overline{\alpha}_{L} \end{cases}$$
(*n*=1,2,...) (4.3.17)

これは、ν_nは各ステップ毎に半値幅を4倍にしsub-functionのピーク値は、16分の1に選んだこ とになる。

(3) サンプリング間隔

サンプリング間隔の選択は,既に Scott (1974), Clough and Kneizys (1979) によって調べら れている。Scott は,半値幅の間隔 α でも荷重関数の最大値のところを除けば,影響が無いことを 示している。また, Clough and Kneizysは $\alpha/4$ であれば全ての情報を保持できると結論づけてい る。これらの結果に従って,ここでは,半値幅の4分の1, $\alpha/4$,を最小単位とする。与えられ た温度,圧力のもとで α としては,

$$\alpha = \begin{cases} \overline{\alpha}_L & \text{for } \overline{\alpha}_L > \overline{\alpha}_D \\ \overline{\alpha}_D & \text{for } \overline{\alpha}_D \ge \overline{\alpha}_L \end{cases}$$
(4.3.18)

とする。ここで $\overline{\alpha}_L$ と $\overline{\alpha}_D$ は,考えている波数区間の平均の Lorentz 幅と Doppler 幅である。

(4) 個々のスペクトルの重ねあわせ

最後の吸収スペクトルは、分解した吸収係数の重ね合わせによって作る。最後の吸収スペクト ルを得るとき、間隔の狭いスペクトルは、間隔の粗いスペクトルを内挿することにより得る。そ のとき、もし間隔の狭いスペクトルの値が零または計算されていないならば、粗い間隔のスペク トルのグリッド上に内挿しない。この手順によって余分な点での内挿計算は省かれ、最後のスペ



Fig. 4.3.2 Schematic representation of the procedure to obtain the final absorption spectrum. Superposition and interpolation from the course resolution absorption spectrum to a finer resolution are repeated. Closed circles represent the absorption coefficients originally calculated. Open circles represent interpolated absorption coefficients. Crosses represent noninterpolated grid points.

クトルは,吸収係数の傾きに応じた適当な間隔で得られることになる。さらに,これによって計 算機の記憶容量を節約することができる。この手順を模式的にFig. 4.3.2に示した。吸収線の中心 付近では,サンプリング間隔は狭く,吸収線の wing 付近では,粗くなっている。

(5) 不均質大気

鉛直方向に,不均質な大気は均質な層を重ねることによって近似する。吸収スペクトルは,そ れぞれの均質な層に対して計算する。波数間隔は,一般に下層大気で大きく,上層の吸収線の中 心付近で狭い。不均質な経路に対する透過関数を計算するときは,前もって均質の層のグリッド 点列を比較することによって共通の波数点列を決めて扱った。共通のグリッド点列は,各層のグ リッド点列の間隔を比較しながら,適当な条件のもとに決めた。共通のグリッド点での吸収係数 の値は,均質な層に対する吸収係数を内挿することによって計算した。

4.3.3 適用例の結果

(1) 吸収のスペクトル

280~380 cm⁻¹の領域について, P=1013.25 mb, T=260 Kの水蒸気の吸収スペクトルを Fig. 4.3.3に示した。更に, 350~360 cm⁻¹の領域について, 拡大し,分解して得られた個々の sub-





10¹⁶ /mole H20 10' 260.00 1013.25 T = P = ∕ ແມິ 1 0^{1 P} Inter 10¹⁹ 11111 10²⁰h COEF 11111 10²¹ ABSØRPTIØN 1 0^{22 ۲} 10^{23'} LITUM 1024 10²⁵ 350 360 NUMBER (cm⁻¹) WAVE

Fig. 4.3.4 The H₂O absorption coefficint spectra from 350 to 360 cm^{-1} at P=1013.25 mb and T=260 K. The thick solid line is the final absorption coefficient spectrum. The thin solid lines are the decomposed absorption coefficient spectra. The final absorption spectrum is obtained by superposition and interpolation of the decomposed absorption spectra.



Fig. 4.3.3 The H₂O absorption coefficient spectrum from 280 to 380 cm⁻¹ at P=1013.25 mb and T=260 K.

276 -

(2) 吸収係数の分布(k-分布)

k-分布と,吸収係数の累積確率分布の例を Fig. 4.3.5 と Fig. 4.3.6 にそれぞれ示した。Fig. 4.3.5 の $g(\log k)$ は,与えられた波数間隔に対して $\log k \ge \log k + d(\log k)$ の間にある確率を示している。Fig. 4.3.6 に示された,累積確率分布は,次の式によって与えられる。



Fig. 4.3.5 The k-distribution for H₂O from 280 to 380 cm⁻¹ at T=260 K and P=1013.25, 10 and 0.1 mb.



Fig. 4.3.6 The cumulative probability distributions for H₂O from 280 to 380 cm⁻¹ at T=260 K and P=1013.25, 100, 10, 1 and 0.1 mb.

$$G(k) = \int_{\log k}^{\log k_{\max}} g(\log k') d(\log k')$$
$$= 1 - \int_{\log k_{\min}}^{\log k} g(\log k') d(\log k')$$

(3) 放射加熱·冷却率

Fig. 4.3.7 は, 280~380 cm⁻¹ での中緯度夏(McClatchey et al., 1971)の条件に対する水蒸気の 放射加熱・冷却率である。実線はLine-by-Line 法による計算結果である。一方, 白丸, ①は, 相 関 k-分布法(Hansen *et al.*, 1983)による計算例である。この例のように, Line-by-Line 法によ る結果を近似的方法の基準値に使える。



Fig. 4.3.7 The H₂O heating/cooling rate without continuum from 280 to 380 cm⁻¹ for mid-latitude summer conditions. The solid line is the heating rate calculated by using the Line-by-Line method. Open circles are the heating rates calculated by using the correlated kdistribution method (15 terms).

(4) 計算時間

いくつかの気体に対して,吸収スペクトルを計算するために必要な CPU time を Table 4.3.1 に 示した(単位は,mili-second/line/cm⁻¹)。計算は,T=260K,P=1013.25,100,10,1mb で 行った。計算は,HITAC M-280D上で行った。この計算機の処理スピードは,13~14 MIPS であ る。表の CPU time は,必ずしも極めて速いと言うものではないが,透過率,k-分布,放射加熱 ・冷却率の計算には十分な速さである。Voigt 線形を計算するために,特別には注意を払わな かったが,吸収線形の計算を工夫すれば CPU time を更に短くできる。

	1013.25 <i>mb</i>	100 <i>mb</i>	10mb	1mb
$H_2O(280 \sim 380 cm^{-1})$	0.053	0.076	0.22	0.21
$CO_2(630 \sim 690 cm^{-1})$	0.063	0.088	0.15	0.15
$O_3(1020 \sim 1080 cm^{-1})$	0.047	0.064	0.10	0.10

Table 4.3.1 The CPU time required to calculate the absorption spectra for various gases.

Unit : $mili-second/line/(cm^{-1})$

4.3.4 まとめ

新しい Line-by-Line の方法を開発した。この方法においては、Voigt 線形を直接数個の subfunction へ分解する。各 sub-function は、それぞれ独立に吸収線の寄与を計算する。subfunction の基本形としては、2次の偶関数を使う。この関数形の導入によって sub-function の半 値幅の近似値を、容易に推定できる。それ故、波数領域のサンプリング間隔を経験的に決める必 要はなくなる。最終的な吸収スペクトルは、それぞれの吸収スペクトルを重ね合わせることに よって得られる。そのとき、狭いサンプリング間隔のデータを調べて、もし、吸収係数が零であ れば、粗い間隔のデータのスペクトルをこのグリッド点へ内挿しない。これによって、不必要な 計算を省け、記憶容量の節約にもなる。

新しいLine-by-Line法を,吸収スペクトルの計算,k-分布の計算,放射加熱・冷却率の計算な どのいくつかの問題に適用した。その結果,地球大気放射の分野で十分使えることが示された。

参考文献

- Aoki, T., 1988: Development of a Line-by-Line model for the infrared radiative transfer in the earth's atmosphere. *Pap. Met. Geophys.*, 39, 53-58.
- Armstrong, B. H., 1967 : Spectrum line profiles : The Voigt function. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 7, 61-88.
- Clough, S. A. and F. X. Kneizys, 1979: Convolution algorithm for the Lorentz function. Appl. Opt., 18, 2329-2333.
- Clough, S. A., F. X. Kneizys, L. S. Rothman and W. O. Gallery, 1981: Atmospheric spectral transmission and radiance: FASCOD1B. SPIE proceedings, 277, Atmospheric Transmission, 152-166.
- Clough, S. A., F. X. Kneizys, E. P. Shettle and G. P. Anderson, 1986: Atmospheric radiance and transmittance: FASCOD2. Proceedings of Sixth Conference on Atmospheric Radiation,

Williamsburg, VA (American Meteorological Society), 287-304.

- Drayson, S. R., 1966 : Atmospheric transmission in the CO₂ bands between 12μ and 18μ . Appl. Opt., 5, 385-391.
- Drayson, S. R., 1976: Rapid computation of the Voigt profile. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 16, 411-614.
- Edwards, D. P., 1988: Atmospheric transmittance and radiance calculations using Line-by-Line computer models. SPIE proceedings, 298, Modelling of the Atmosphere, 1-23.
- Hansen, J., G. Russell, D. Rind, P. Stone, A. Lacis, S. Lebedeff, R. Ruedy and L. Travis, 1983 : Efficient three-dimensional global models for climate stuties : Models I and II. Mon. Wea. Rev., 111, 609-622.
- Hui, A. K., B. H. Armstrong and A. A. Wray, 1978: Rapid computation of the Voigt and complex error functions. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 19, 509-516.
- Humlíček, J., 1979: An efficient method for evaluation of the complex probability function: The Voigt function and its derivatives. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 21, 309-313.
- Karp, A. H., 1978: Efficient computation of spectral line shapes. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 20, 379-384.
- Kielkopt, J. F., 1973: New approximation to the Voigt function with application to spectral-line profile analysis. J. Opt. Soc. Am., 63, 987-995.
- Kunde, V. G. and W. C. Maguire, 1974: Direct integration transmittance model. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 14, 803-817.
- Mankin, W. G., 1979: Fourier transform method for calculationg the transmittance of inhomogeneous atmospheres. *Appl. Opt.*, 18, 3426-3433.
- McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Voltz and J. S. Garing, 1971: Optical properties of the atmosphere (Revised). AFCRL-TR-71-0279, 87pp., Air Force Cambridge Research Laboratory, Bedford, MA.
- McClatchey, R. A., W. S. Benedict, S. A. Clough, D. E. Burch, R. F. Calfee, K. Fox, L. S. Rothman and J. S. Garing, 1973: AFGL atmospheric absorption line parameters compilation. AFCRL-TR-73-0096, Air Force Geophysics Laboratory, Bedford, MA.
- Pierluissi, J. H., P. C. Vanderwood and R. B. Gomez, 1977: Fast calculational algorithm for the Voigt profile. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 18, 555-558.
- Rothman, L. S., 1981 : AFGL atmospheric absorption line parameters compilation: 1980 version. Appl. Opt., 20, 791-795.
- Rothman, L. S., A. Goldman, J. R. Gillis, R. H. Tipping, L. R. Brown, J. S. Margolis, A. G. Maki and L. D. Young, 1981 : AFGL trace gas compilation: 1980 version. *Appl. Opt.*, 20, 1323– 1328.
- Rothman, L. S., R. R. Gamache, A. Barbe, A. Goldman, J. R. Gillis, L. R. Brown, R. A. Toth, J.-M. Fluad and C. Camy-Peyret, 1983a: AFGL atmospheric absorption line parameters compilation: 1982 edition. Appl. Opt., 22, 2247-2256.

- Rothman, L. S., A. Goldman, J. R. Gillis, R. R. Gamache, H. M. Pickett, R. L. Poynter, N. Husson and A. Chedin, 1983b: AFGL trace gas compilation: 1982 version. *Appl. Opt.*, 22, 1616– 1627.
- Rothman, L. S., R. R. Gamache, A. Goldman, R. A. Toth, H. M. Pickett, J.-M. Fluad, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C. P. RinSland and M. A. H. Smith, 1987: The HITRAN database : 1986 edition. Appl. Opt., 26, 4058-4097.
- Sasskind, J. and J. E. Searl, 1978: Synthetic atmospheric transmittance spectra near 15 and 4.3 μ m. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 19, 195-215.
- Scott, N. A., 1974: A direct method of computation of the transmission function of an inhomogeneous gaseous medium. I : Description of the method. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 14, 691-704.
- Scott, N. A. and A. Chedin, 1981 : A fast Line-by-Line method for atmospheric absorption computations : The automatized atmospheric absorption atlas. J. Appl. Meteor., 20, 802-812.
- Shi, G. Y., 1981 : An accurate calculation and representation of the infrared transmission function of the atmospheric constituents. Ph. D. Thesis, Dept. of Science, Tohoku University, Japan.
- Smith, H. J. P., D. J. Dube, M. E. Gardner, S. A. Clough, F. X. Kneizys and L. S. Rothman, 1978: FASCODE——Fast Atmospheric Signature code (spectral transmittance and radiance). AFGL-TR-78-0081, 87pp., Air Force Geophysics Laboratory, Bedford, MA.
- Whiting, E. E., 1968: An empirical approxiation to the Voigt profile. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 8, 1379-1384.

4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム*

(An infrared radiative scheme for general circulation models)

4.4.1 はじめに

赤外放射は大気大循環の大きな駆動力の1つであり,その改良はモデル大気に大きな影響を与 えうる(e.g., Ramanathan, 1983)ので,精度の良いスキームを入れる必要がある。しかし,赤外 放射の計算は他の物理過程に比べ計算回数が多いので,高精度のスキームは計算時間の膨大さの ため大気大循環モデルに導入されてこなかった。大気大循環モデル(GCM)用の赤外放射スキー ムは種々あり(e.g., Stephens, 1984),広帯域スキーム、狭帯域スキーム等がある。前者は広帯域 の透過関数、吸収率、射出率を簡単な関数で近似するもので、帯域数が少ないので計算時間は少 なくて済む。後者は Goody や Malkmus のランダムバンドモデルを使ったり(Morcrette and Fouquart, 1985), k-分布法(Hansen *et al.*, 1983; Chou, 1984)を用いたりするものである。 ドップラー効果による吸収線の広がりが支配的な上部成層圏やその上層では上述のスキームで精 度良く計算するのは難しく(k-分布法のkの個数を多くとればできる),Line-by-Line法で予め計 算しておいた透過関数の表を用いる方法(Schwarzkopf and Fels, 1985)が有効であるが,二酸化 炭素の15µm 以外では使われていない。

今回, 我々はマルチパラメータランダムモデル (Aoki, 1980) を用いることによって, 高精度 (局所熱平衡近似が使える75 km (~0.05 hPa) 以下の領域) でありながら, 大気大循環モデルで 使えるほど高速の赤外放射計算法を開発した (Shibata and Aoki, 1989)。また, モデルのなかで 時間積分をする際に生じやすい, 赤外放射スキームに起因する 2-グリッドノイズの解消法も考 案した (Shibata, 1990)。本文はそれらを簡単に解説するものである。

4.4.2 マルチパラメータランダムモデル

F

ある気圧面 P における上向き,下向き放射フラックスは次式で与えられる。

$$\uparrow (P) = \pi B(T(P)) + [\pi B(Tg) - \pi B(Ts)] \tau (P, Ps)$$
$$- \int_{T_s}^T dT' \tau (P, P') (d/dT') \pi B(T'(P')) \qquad (4.4.1)$$

$$F \downarrow (P) = \pi B(T(P)) + \pi B(T(O)) \tau (O, P) - \int_{T(O)}^{T} dT' \tau (P, P') (d/dT') \pi B(T'(P'))$$
(4.4.2)

* 柴田清孝(K. Shibata), 青木忠生(T. Aoki)

— 282 —
但し, $\pi B(T)$ は波数間隔 $k_2 - k_1$ で積分された温度 T でのプランクフラックス, T(O)は大気上端 温度, Tg, Ts は地表面での地面温度と大気の温度, $\tau(P, P') \ge \tau(P, P')$ は気圧面 $P \ge P'$ の間 の "Planck-weighted" 透過関数で定義式は,

$$\tau(P, P') = \int_{k_1}^{k_2} dk \, \tau_k(P, P') \frac{d}{dT} B_k(T) \bigg/ \int_{k_1}^{k_2} dk \, \frac{d}{dT} B_k(T), \qquad (4.4.3)$$

$$\widetilde{\tau}(P, P') = \int_{k_1}^{k_2} dk \, \tau_k(P, P') B_k(T) \bigg/ \int_{k_1}^{k_2} dk \, B_k(T), \qquad (4.4.4)$$

である。波数間隔を全赤外領域に広げると(4.4.3),(4.4.4)の透過関数は Yamamoto(1952)の放射図のそれと一致する。

波数間隔をいくらにするかは精度と計算時間に大きく関わってくるが、ここでは吸収の重なり を考慮して20-550、550-800、800-1200、1200-2200 cm⁻¹の4つにした。これは Roach and Slingo (1979) と同じ波数分割である。吸収バンドは水蒸気の回転帯と6.3 μ m,二酸化炭素の 10、15 μ m,オゾンの9.6、14 μ m であり、水蒸気の連続吸収は全波数に入れた。

Line-by-Line 法(Aoki, 1988) で1 cm⁻¹ 平均の散光の透過率を計算し,これをある基準の気 圧,温度,吸収物質量毎に作成しておく。これから(4.4.3),(4.4.4) 式で定義される広帯域基 準透過関数を計算する。この基準透過関数を近似するのに Aoki (1980)の開発したマルチパラ メータランダムモデル(MPR)に水蒸気の連続吸収をも含むように修正して使った。MPR の関 数形は,

 $-\ln \tau$ (*P*, *E*, *T*, *W*; c_1, \ldots, c_{12})

$$= \left[(c_1' P e)^2 + c_2' \exp(c_3 X + c_5 X^2) \right]^{1/2} - c_1' P e + c_9' W P e + c_{11}' W E$$
(4.4.5a)

 $c_1' = c_1 \exp(c_6 t),$

 $c_{2'} = c_{2} \exp(c_{7}t + c_{8}t^{2}),$

 $c_{9}' = c_{9} \exp(c_{10}t),$

(4.4.5b)

 $c_{11}' = c_{11} \exp[c_{12} (1/T - 1/296)],$

$$Pe = P^{1+c4}, X = \ln (WPe), t = n (T/T_0),$$

但し,Wは吸収物質量, $T_0=270$ K,Eは水蒸気圧である。水蒸気の連続吸収はLine-by-Line法

- - 283 -

(LBL) では温度依存が線形である Clough *et al.* (1980) から計算したが, MPRでは Roberts *et al.* (1976) の指数関数的な温度依存形 (c_{11} 参照)を使った。

MPR の係数は基準透過関数に MPR の透過関数が適合するように最小 2 乗法で決めた。精度を 上げるため気圧を 4 つの範囲(0.05-6.91, 6.91-58.89, 58.89-407.60, 407.60-1013.25hPa)に 分け,それに応じて 4 つの MPR の係数の組を用意した(Shibata and Aoki, 1989)。この措置に よって MPR の透過関数の精度は良くなり,例えば,0.05-6.91 hPa の範囲で二酸化炭素の15 µm 帯,オゾンの9.6 µm 帯の与えた基準透過関数の幅はそれぞれ0.9979-0.8854,0.9997-0.954 3であり, MPR の誤差はそれぞれ0.0030,0.0007以内であった。

4.4.3 不均質大気の透過率

均質大気については前述したように MPR によって精度が非常に高い透過関数が求まるが,現 実の不均質大気についてはこれを等価な均質大気に変換してから透過関数を計算しなければなら ない。2パラメータランダムモデルでは Curtis-Godson 近似がよく使われるが,オゾンや上部成 層圏では精度が良くない。ここでは Godson (1953)の方法を使っている。以下,この方法を説明 する。

均質 2 層からなる不均質大気を考える。それぞれの層の圧力,温度,吸収物質量を P_i, T_i, W_i , i=1, 2 とする(当面,水蒸気の連続吸収は考えない)。第1層の透過率は,

$$\tau = \tau \quad (P_1, T_1, W_1), \tag{4.4.6}$$

ここでτは(4.4.3) もしくは(4.4.4) 式で表現される均質大気の透過関数である。Godson (1953) は1層と2層を通る透過率を次のようにおいた。

$$\tau_2 = \tau (P_2, T_3, W_2^* + W_2), \qquad (4.4.7)$$

但し, W* は等価吸収物質量で,

$$\tau (P_1, T_1, W_1) = \tau (P_2, T_2, W_2^*), \qquad (4.4.8)$$

で定義される。MPR の透過関数は(4.4.5)式に示されるように簡単な関数ではないので (4.4.8)式は解析的に解けず,計算時間の掛かる繰り返し計算が必要である。そこで,次のよう に修正した方法を用いた。透過関数をライン部とウィング部に分けて,

$$\tau = \tau^{\ell}(P, T, W) \quad \tau^{w}(P, T, W), \tag{4.4.9}$$

$$\tau^{\ell} = \exp\{[(c_1' Pe)^2 + c_2' \exp(c_3 X + c_5 X^2)]^{1/2} - c_1' Pe\}, \qquad (4.4.10)$$

-284 -

$$\tau^{w} = \exp(c_{\theta}' WPe), \qquad (4.4.11)$$

等価吸収物質量をそれぞれ(W²₂,W^w₂)定義する。

$$\tau^{\ell} (P_1, T_1, W_1) = \tau^{\ell} (P_2, T_2, W_2^{\ell*}), \qquad (4.4.12)$$

$$\tau^{w} (P_{1}, T_{1}, W_{1}) = \tau^{w} (P_{2}, T_{2}, W_{2}^{w*}).$$
(4.4.13)

(4.4.12), (4.4.13) 式はそれぞれ解析的に解ける。

 $W_{2}^{e*} = \exp\{-\{c_{3} - [c_{3}^{2} + 4 c_{5} \ln[((\ln (\tau_{1}^{e}) + c_{1}^{'} Pe)^{2} - (c_{1}^{'} Pe)^{2}/c_{2}^{'}]]^{1/2}/2 c_{5}\}/Pe,$ (4.4.14)

$$W_2^{w*} = -\ln(\tau_1^w) / c_9' Pe. \qquad (4.4.15)$$

第1層と第2層の両層を通る透過率はライン部とウィング部の積で与えられる。

$$\tau^{2} = \tau^{2}_{2}(P_{2}, T_{2}, W^{2*}_{2} + W_{2}) \tau^{w}_{2}(P_{2}, T_{2}, W^{w*}_{2} + W_{2}).$$

$$(4.4.16)$$

ウィング部の光学的厚さは吸収物質量に対して線形であるので, τ₂のウィング部は簡単に書ける。

$$\tau_{2}^{w}(P_{2}, T_{2}, W_{2}^{w*} + W_{2}) = \exp[-c_{9}'(1) W_{1} \operatorname{Pe}(1) - c_{9}'(2) W_{2} Pe(2)]$$

$$= \tau^{w} (P_{1}, T_{1}, W_{1}) \tau^{w} (P_{2}, T_{2}, W_{2})$$

$$(4.4.17)$$

水蒸気の連続吸収を入れると、ウィング部のみが変わり、

 $\tau_{2}^{w}(P_{2}, E_{2}, T_{2}, W_{2}^{w*}+W_{2})$

$$= \exp[-c_{\mathfrak{g}'}(1) W_1 Pe(1) - c_{\mathfrak{g}'}(2) W_2 Pe(2) - c_{\mathfrak{H}'}(1) W_1 E_1 - c_{\mathfrak{H}'}(2) W_2 E_2]$$

$$= \tau^{w}(P_{1}, E_{1}, T_{1}, W_{1}) \tau^{w} (P_{2}, E_{2}, T_{2}, W_{2}), \qquad (4.4.18)$$

Godson (1953) の方法を修正した場合は修正しない場合に比べて晴天モデル大気の冷却率や放射 フラックスの計算結果に殆ど差を生じなかったが,計算時間は大幅に短縮された。

4.4.4 透過関数の鉛直積分

MPRを使った放射フラックスは (4.4.1), (4.4.2) 式で計算するが, これらの式中の鉛直積分 は透過関数が鉛直に大きく変化するときは評価が難しい。ここでは, LBL (Aoki, 1988) に倣って 各層内での関数形を仮定して積分した。LBL では単色の場合の関係式, つまり, 透過関数が exp(-cW) に比例する (c は定数), を用いている。MPR では 2-パラメータのランダムモデル の強吸収域の関係式, 即ち, 透過関数が $exp(-c\sqrt{W})$ に比例する (c は定数), を用いる。そうす ると, 鉛直積分は解析的に次のように求まる。

$$\int_{k}^{i} dT' \tau (d/dT') B(T') = \sum_{j=k}^{i+1} \int_{j}^{j-1} dT' \tau (d/dT') B(T')$$

= $-\sum_{j=k}^{i+1} 2(B_{j} - B_{j-1}) \frac{(\ln \tau_{j-1} - 1) \tau_{j-1} - (\ln \tau_{j} - 1) \tau_{j}}{\ln^{2} \tau_{j-1} - \ln^{2} \tau_{j}}$ (4.4.19)

 $\tau_{j-1} \ge \tau_j$ の値が接近してくると(4.4.19)式は大きな計算誤差を生じるので, $\tau_{j-1}/\tau_j > 0.99$ の ときは台形公式を使った。弱吸収域の関係式, 即ち, 透過関数が exp(-cW)に比例する (c は定 数),を用いた場合も調べたが,精度は良くならず地表付近では逆に悪くなった。

時間積分のように計算を繰り返す場合に(4.4.19)式を使うと2-グリッドノイズを生じることがある。その理由は,温度はフルレベルで計算(積分)されるのに放射フラックスはハーフレベルで計算されるためである。放射計算のプランク関数はフルレベルの温度から内挿されたハーフレベルの温度で評価されるので,フルレベルの温度に2-グリッドノイズがある場合もない場合も同じハーフレベルの温度になるので,結果的に同じ放射フラックスを与える。これを防ぐにはフルレベルの温度もプランク関数の評価に入れてやればよい。Fig. 4.4.1のような鉛直座標の場合,ハーフレベルj+1/2のフラックスは次の形で与えられる(Shibata, 1990)。

 $F \uparrow (j+1/2) = \pi B(j+1/2) [\pi B(Tg) - \pi B(Ts)] \tau (LT+1/2)$

$$-\sum_{i=j+1}^{LI} \left\{ \left[\pi B(i-1/2) - \pi B(i+1/2) \right] + \frac{\ln P(i-1/2) - \ln P(i+1/2)}{2} \right] \right\}$$

$$\times \left[\frac{\pi B(i-1/2) - \pi B(i)}{\ln P(i-1/2) - \ln P(i)} - \frac{\pi B(i) - \pi B(i+1/2)}{\ln P(i) - \ln P(i+1/2)} \right] \frac{1 - \sqrt{\tau(i+1/2)/\tau(i-1/2)}}{1 + \sqrt{\tau(i+1/2)/\tau(i-1/2)}}$$

$$\times 2 \frac{\left[\ln \tau (i-1/2) - 1\right] \tau (i-1/2) - \left[\ln \tau (i+1/2) - 1\right] \tau (i+1/2)}{\left[\ln^2 \tau (i-1/2) - \ln^2 \tau (i+1/2)\right]}, \quad (4.4.20)$$

$$F \downarrow (j+1/2) = \pi B(j+1/2) - \pi B(1/2) \tilde{\tau} (1/2)$$

-286 -

$$+\sum_{j=1}^{J} \left\{ \left[\pi B(i-1/2) - \pi B(i+1/2) \right] + \frac{\ln P(i-1/2) - \ln P(i+1/2)}{2} \right] \\ \times \left[\frac{\pi B(i-1/2) - \pi B(i)}{\ln P(i-1/2) - \ln P(i)} - \frac{\pi B(i) - \pi B(i+1/2)}{\ln P(i) - \ln P(i+1/2)} \right] \frac{1 - \sqrt{\tau (i-1/2)/\tau (i+1/2)}}{1 + \sqrt{\tau (i-1/2)/\tau (i+1/2)}} \right\} \\ \times 2 \frac{\left[\ln \tau (i-1/2) - 1 \right] \tau (i-1/2) - \left[\ln \tau (i+1/2) - 1 \right] \tau (i+1/2)}{\left[\ln^{2} \tau (i-1/2) - \ln^{2} \tau (i+1/2) \right]}$$
(4.4.21)

Fig. 4.4.2 (a), (b)は 2 - グリッドノイズの例を示すものである。Fig. 4.4.2 (a)は (4.4.20) (4.4.21) 式を用いて求めた放射対流平衡温度で, Fig. 4.4.2 (b)は (4.4.19) 式の積分を使って求 めた放射対流平衡温度から Fig. 4.4.2 (a)の温度を差し引いたもの (2-グリッドノイズ) である。

Full-

Half-





- 287 -



Fig. 4.4.2 (a) Temperature profiles in the radiative-convective equilibrium. Circles, triangles, pluses, crosses, and rhombi represent the temperatures in 81°N, 63°N, 45°N, 27°N, and 9°N, respectively. (b) Temperature differences between the two schemes with and without the "correction term". The meanings of symbols are the same as in (a).

4.4.5 Line-by-Line 計算との比較

モデル大気 (McClatchey *et al.*, 1972) を $P^{1/4}$ で0.05 hPa から地表まで40層に分割して放射冷 却率を今回の方法 (MPR) と Line-by-Line 法 (LBL) (Aoki, 1988) とで計算した。US 標準大 気,冬季寒帯大気,熱帯大気の水蒸気分布はWMO (1986) の乾燥大気モデルからとった。二酸化 炭素の濃度は330 ppmv を使った。Fig. 4.4.3(a)-(e)に熱帯大気の 4 つの波数域と全域の冷却率を示 す。Fig. 4.4.4 (a)-(e)は US 標準大気についての図である。局所熱平衡が成り立つ50 km (~ 1 hPa) より下では MPR の計算結果はいずれのモデル大気にも300 hPa に正の誤差 (誤差は Line-by-Line 法との差), 9 hPa に負の誤差を生じるが,値は小さくそれぞれ0.2 K/day, 0.3 K/ day 以下である。50 km より上では局所熱平衡は崩れ始めるが,75 km (~0.05 hPa) までは近似 的に使えるので (Wehrbein and Leovy, 1982), LBL の計算はここでは正しいと見なす。この領 域では MPR の誤差は大きくなるが,最大でも0.8 K/day であり,非常に精度が良い。大気の上 端,下端でのフラックスでみるとTable 4.4.1 のようになり,MPR の誤差は 1 W/m²で相対精度は 0.5%以下である。 4.4.6 まとめ

中間圏中層から対流圏で使える高精度・高速の赤外放射計算スキームを開発した。赤外波数領 域を20-550,550-800,800-1200,1200-2200 cm⁻¹の4つに分け,水蒸気の連続吸収,回転帯と $6.3 \mu m$,二酸化炭素の10,15 μm ,オゾンの9.6,14 μm をそれぞれ入れた。均質大気の透過率を マルチパラメータランダムモデルで表現し,不均質大気へはGodsonの方法を修正して適用し た。晴天モデル大気の放射冷却率,フラックスをLine-by-Line計算と比較すると,冷却率の誤差 は対流圏で0.2 K/day 以下,成層圏で0.3 K/day 以下,フラックスの誤差は1 W/m² であった。



Fig. 4.4.3 (a) Heating rate profile of the LBL method and error profile of the MPR method due to H₂O in the spectral region 20-550cm⁻¹ for the tropical atmosphere. Triangles and circles indicate heating rates and errors, respectively. The scale of error is shown in the lowest line. The dashed line indicates the zero heating rate line. (b) As in Figure 4.4.3a except for 550-800cm⁻¹ where H₂O, CO₂ 15 μm, and O₃ 14 μm are included.



Fig. 4.4.3 (Continued.) (c) As in Figure 4.4.3a except for 800-1200 cm⁻¹ where H₂O, CO₂ 10 μ m, and O₃ 9.6 μ m are included. (d) As in Figure 4.4.3a except for 1200-2200 cm⁻¹ where only H₂O is included. (e) As in Figure 4.4.3a except for the entire spectral region 20-2000 cm⁻¹.

- 290 -



Fig. 4.4.4 (a) As in Figure 4.4.3a except for the U.S. Standard Atmosphere. (b) As in Figure 4.4.3b except for the U.S. Standard Atmosphere. (c) As in Figure 4.4.3c except for the U.S. Standard Atmosphere. (d) As in Figure 4.4.3d except for the U. S. Standard Atmosphere.

気象研究所技術報告 第 29 号 1992



Fig. 4.4.4 (Continued.) (e) As in Figure 4.4.3e except for the U.S. Standard Atmosphere.

bands.						
Type Model	$F\uparrow$ (top), W/m ²			$F\downarrow$ (sfc), W/m ²		[/] m²
Atmosphere	MPR	LBL	DIF	MPR	LBL	DIF
U.S. Standard	263.32	263.32	+0.00	282.60	282.47	+0.13
Mid-latitude summer	283.22	283.11	+0.11	346.02	346.87	-0.85
Tropical	291.64	291.44	+0.20	393.78	394.30	-0.52

Table 4.4.1 Comparison of radiative total fluxes at the top and surface for the major absorption bands.

Absorption due to H₂O, CO₂ (10 and 15 μ m), and O₃ (9.6 and 14 μ m) is included.

参考文献

- Aoki, T., 1988: Development of a Line-by-Line model for the infrared radiative transfer in the earth's atmosphere. *Pap. Meteorol. Geophys.*, **39**, 53-58.
- Aoki, T., 1980 : An accurate representation of the transmission function of the infrared bands. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 24, 191-202.
- Chou, M. D., 1984: Broadband water vapor transmission functions for atmospheric IR flux computations. J. Atmos. Sci., 41, 1775-1778.
- Clough, S. A., F. X. Kneizys, R. Davies, R. Gamache and R. Tipping, 1980: Theoretical line shape of H₂O vapor; Application to the continuum. *Atmospheric Water Vapor*, edited by A. Deepak, T. D. Wilkerson and L. H. Ruhnke, Academic Press, New York, 695 pp.
- Godson, W. L., 1953: The evaluation of infra-red radiative fluxes due to atmospheric water vapour. Quart. J. R. Met. Soc., 79, 367-379.
- Hansen, J., G. Russell, D. Rind, P. Stone, A. Lacis, S. Lebedeff, R. Ruedy and L. Travis, 1983 : Efficient three-dimensional global models for climate studies : Model I and II. Mon. Wea. Rev., 111, 609-662.
- McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz and J. S. Garing, 1972: Optical properties of the atmospheres. 3rd ed., AFCRL-72-0497, 108 pp.
- Morcrette, J. J. and Y. Fouquart, 1985: On systematic errors in parameterized calculations of longwave radiation transfer. Quart. J. R. Met. Soc., 111, 691-708.
- Ramanathan, V., E. J. Pitcher, R. C. Malone and M. L. Blackmon, 1983: The response of a spectral general circulation model to refinements in the radiative processes. J. Atmos. Sci., 40, 605-630.
- Roach, W. T. and A. Slingo, 1979: A high resolution infrared radiative transfer scheme to study the interaction of radiation with cloud. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 105, 603-614.
- Schwarzkopf, M. D. and S. B. Fels, 1985: Improvements to the algorithm for computing CO₂ transmissivities and cooling rate. J. Geophys. Res., 90, 10541-10550.
- Shibata, K. and T. Aoki, 1989: An infrared radiative scheme for the numerical models of weather and climate. J. Geophys. Res., 94, 14923-14943.
- Shibata, K., 1989: An economical scheme for the vertical integral of atmospheric emission in longwave radiative transfer. J. Meteor. Soc. Japan, 67, 1047-1055.
- Stephens, G. L., 1984: The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 826-867.
- Wehrbein, W. M. and C. B. Leovy, 1982 : An accurate radiative heating and cooling algorithm for use in a dynamical model of the middle atmosphere. J. Atmos. Sci., 39, 1532-1544.
- World Meteorological Organization, 1986 : A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. World Climate Research Programme Report, WCP-112, 53 pp. Geneva.

Yamamoto, G., 1952: On a radiation chart. Sci. Rep. Tohoku Univ., S. 5, Geophysics, 4, 9-23.

第5章 衛星データの利用 (Satellite data processing and utilization)

5.1 NOAA衛星データ処理プログラムと利用法*

(TIROS-N, NOAA series satellite data processing)

5.1.1 序

物理法則に基づく長期予報や気候変動予測を不確かなものにしている要素の一つに,雲に関す る物理過程の扱いが不備である点をあげることができる。このため,WCRP (World Climate Reserach Program:世界気候研究計画)の中では,雲の空間分布と時間変動の実態及び雲と太陽 放射・地球放射の相互作用の把握は,重要な課題として位置づけられている。この課題の遂行の ため,ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project:国際衛星雲気候計画), GEWEX (Global Energy and Water Cycle Experiment:全球エネルギー・水循環研究計画) 等,世界的に様々な取り組みが実行・計画されている。これらの研究計画において,衛星搭載の 測器は全球の均質なデータを取得できる唯一の手段であり,衛星データの利用は重要課題となっ ている。

気候形成にとっての雲-放射のフィードバック機構がどのように作用しているかよく分かって いないが、「放射的に矛盾がない」雲と放射収支のデータセットがないことも研究の進展を妨げ ている一因と考えられる。現在、雲のパラメータとしては、例えば、ISCCPでは雲量、雲頂高 度、雲頂温度、(可視の)光学的厚さなどが赤外と可視のそれぞれ1チャネンルの衛星データから 抽出されている (Schiffer and Rossow, 1983)。これらは重要であるが、これらだけでは、全波長 にわたった放射収支の評価には不十分である。放射収支を正確に(精度良く)見積れる雲パラ メータの抽出が望まれている。

特別研究「雲の放射過程に関する実験観測及びモデル化の研究」においても、衛星データの利 用を計画した。一つは、航空機観測及び地上観測において、観測対象の雲物理特性と放射特性の 解析に使用する計画である。もう一つは、放射モデル、大気大循環モデルの検証用のデータの作 成に利用する計画である。前者の研究は衛星からのリモート・サウンディングに対する検証とい うことにもなり、後者の研究において作成されるデータに物理的基礎を与えることになる。本研 究においての衛星データの利用は、前者の利用を行うことができ成果をあげることができたが、 モデルと比較できるような具体的な検証用のデータの作成には至らなかった。しかし、NOAA 衛 星のデータ抽出のためのプログラムが整備され、容易に利用できるようになり、今後広い利用が

* 内山明博 (A. Uchiyama), 青木忠生 (T. Aoki)

期待される。

この章では,NOAA衛星搭載のデータの概要,本研究で開発された処理プログラムの概要,利 用例を示す。

5.1.2 TIROS-N, NOAA シリーズ衛星

TIROS-N, NOAA シリーズ衛星は, 米国 NOAA によって, 打ち上げられ運用されている現業 用の気象衛星である。1978年10月に TIROS-N, 1979年6月に NOAA-6 が打ち上げられて以来, 今日まで常に二機の衛星が運用され, 現在 NOAA-11, NOAA-12 が運用されるに至っている。 NOAA衛星は気象庁気象衛星センターを含め国内に数ヵ所直接受信している施設があり, 容易に データを入手できる衛星であることと10年以上にわたって同じ種類のセンサーで観測を継続して おり,気候研究のデータを作成するのに適した衛星である。また,数は,多くないが多波長の観 測を行っており,より多くの情報の抽出の可能性がある。これらの理由から, NOAA衛星のデー タを気象研究所においても利用できるようにすることは有益である。

TIROS-N, NOAA 衛星搭載の測器についての説明は, Schwalb (1978, 1982) によって詳しく 記述されている。利用できるデータについては, Users Guide (Kidwell, 1988) に述べられてい る。ここでは, AVHRR, HIRS, SSU, MSU について簡単に述べる。

(1) Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR)

AVHRRは、画像を得るための測器である。各衛星の観測波長域を Table 5.1.1 に示した。測器 の特性を Table 5.1.2 に示した。AVHRR データは、APT (アナログ・ファクシミリ)や、 HRPT (High Resolution Picture Transmission, デジタルデータ)として利用できる。AVHRR は、走査型の放射計で Table 5.1.1 に示したように4 または 5 の波長域で観測している。TIROS-N, NOAA-6, -8, -10 は 4 チャンネル, NOAA-7, -9, -11, -12は 5 チャンネルである。画像データ であるが、ch. 3~ch. 5 を利用した海面水温の推定や、ch. 1 と ch. 2 による植生分布の指標など定 量的にも使われている。

Table 5.1.1 Spectral characteristics of the TIROS-N/NOAA instruments.

channel no.		IFOV		
	TIROS-N	NOAA-6,-8,-10	NOAA-7,-9,-11	(milliradians)
1	0.55 ~ 0.90	0.58 ~ 0.68	$0.58 \sim 0.68$	1.39
2	$0.725 \sim 1.10$	$0.725 \sim 1.10$	$0.725 \sim 1.10$	1.41
3	3.55 ~ 3.93	3.55 ~ 3.93	$3.55 \sim 3.93$	1.51
4	$10.50 \sim 11.50$	$10.50 \sim 11.50$	10.30 ~ 11.30	1.41
5	ch.4 repeated	ch.4 repeated	$11.50 \sim 12.50$	1.30

Instrument parameter	Value				
Calibration	Stable blackbody and space background for IR chan- nels. No inflight visible channel calibration other than space.				
Cross-track scan angle	±55.4° from nadir				
Line rate	360 line per minute				
Field of view	1.3 milliradians				
Ground resolution	1.1 km diameter at nadir				
Infrared channel NE ΔT^*	< 0.12 K at 300 K				
Visible channel S/N**	3:1 at 0.5% albedo				

Table 5.1.2 Instrument parameters for AVHRR.

* : Noise equivalent differential temperature

****** : Signal to noise ratio

(2) TIROS Operational Vertical Sounder (TOVS)

TOVS は,三つの測器から成っている。これらは,大気の鉛直温度,水蒸気分布の推定に使われる。これらの三つは,

- (a) High resolution Infrared Radiation Sounder (HIRS/2)
- (b) Stratospheric Sounding Unit (SSU)
- (c) Microwave Sounding Unit (MSU)

である。

(a) High resolution Infrared Radiation Sounder (HIRS/2)

Nimbus-6 に搭載された HIRS/1 を改良したもので,19の赤外域の波長と1 つの可視域の放射 を測定する走査型の放射計である。CO₂の15 μ m 帯, CO₂の4.3 μ m 帯, H₂Oの6.3 μ m 帯の大気 からの放射を主に観測している。これらの観測放射から,鉛直温度分布,水蒸気分布を測定する ための測器である。走査幅は,±49.5°(±1120 km)で,1 ライン56ステップで観測しており地 球の大部分をカバーしている。Table 5.1.3 に SSU, MSU とともに測器の特性を示した。Table 5.1.4 に波長特性を示した。

(b) Stratospheric Sounding Unit (SSU)

SSU は,英国で開発された測器で CO₂ をセルにいれ選択的に吸収させる方法をとっている。 weighting function のピークは,セル内の CO₂の圧力によって決まる。SSU のチャンネルの特性 を Table 5.1.5に示した。測器の特性を Table 5.1.3 に示した。

(c) Microwave Sounding Unit (MSU)

MSUは,受動型のマイクロ波放射計である。55GHz域の酸素の吸収線を観測する。雲域での鉛 直温度分布の推定に使用される。Table 5.1.3, Table 5.1.6 に特性を示した。

- 297 -

TOVS Instrument parameter	HIRS/2	SSU	MSU
Calibration	Stable 2 blackbodies, space background	Stable blackbody, space	Hot reference body, space background, scan cycle
Cross-track scan angle from nadir	±49.5 °	±40.0 °	±47.35°
Scan time	6.4 sec	32.0 sec	25.6 sec
Number of steps	56	8	11
Angular FOV	1.25 °	10.0 °	7.5 °
Step angle	1.8 °	10 °	9.47 °
Step time	0.1 sec	4.0 sec	1.84 sec
Ground IFOV at nadir (diameter)	17.4 km	147.3 km	109.3 km
Ground IFOV at end of scan			
(cross-track)	58.5 km	244 km	323.1 km
(along-track)	29.9 km	186.1 km	178.8 km
Swatch width	± 1120 km	± 737 km	± 1174 km
Data rate (bits per second)	2880	480	320
Step and dwell time	0.1 sec	4.0 sec	0.1 sec

Table 5.1.3 Instrument parameters for TOVS Sensors.

Table 5.1.4 HIRS/2 spectral characteristics.

HIRS	Channel		Half	Maximun	Specified
channel	central central		power	scene	$NE \Delta N$
number	oer wavenumber wave		velength bandwidth te		
	(cm^{-1})	(μm)	(cm^{-1})	(K)	$(mW/(sr \ m^2 cm^{-1}))$
1	669	14.95	3	280	3.00
2	680	14.71	10	265	0.67
3	690	14.49	12	240	0.50
4	703	14.22	16	250	0.31
5	716	13.97	16	265	0.21
6	733	13.64	16	280	0.24
7	749	13.35	16	290	0.20
8	900	11.11	35	330	0.10
9	1030	9.71	25	270	0.15
10	1225	8.16	60	290	0.16
10a	797	12.55	16	290	0.20
11	1365	7.33	40	275	0.20
12	1488	6.72	80	260	0.19
13	2190	4.57	23	300	0.006
14	2210	4.52	23	290	0.003
15	2240	4.46	23	280	0.004
16	2270	4.40	23	260	0.002
17	2360	4.24	23	280	0.002
17a	2240	4.13	28	330	0.002
18	2240	4.00	35	340	0.002
19	2660	3.76	100	340	0.001
20	14500	0.69	1000	100% A	0.10% A

Channel 10a and 17a are used on NOAA-11.

Channel 10 and 17 are used on TIROS-N, NOAA-6 ~ -10.

- 298 --

^c channel	Central	Cell	Pressure of	NEQN	
number	wavenumber (cm ⁻¹)	pressure (mb)	weighting function peak (mb)	$(mW/(sr m^2 cm^{-1}))$	
1	668	100	15	0.35	
2	668	35	5	0.70	
3	668	10	1.5	1.75	

Table 5.1.5 SSU channel characteristics.

Table 5.1.6 MSU channel characteristics.

Instrument parameter	Value
channel frequencies	50.3, 53.74, 54.96, 57.95 GHz
channel band width	200 MHz
NEAT	0.3 K

5.1.3 データの抽出・較正

HRPT データから必要なデータの抽出・較正については, Lauritson *et al.* (1979), Plenet (1988), 中島・青木(1983)に記述されている。ここでは, 簡単に述べる。

(1) データの入手

日本国内に現在HRPT 直接受信できる施設は,気象庁気象衛星センターをはじめ数カ所ある。 定常的に受信している施設は,気象衛星センター,東北大学大気海洋変動観測研究センター,東 京大学生産技術研究所などがある。それぞれ,保存しているHRPTデータのフォーマットに違い があり,使用に際しては注意が必要である。本研究では,気象衛星センター,東北大学,国立極 地研究所の保存データを入力して処理するプログラムを開発した(国立極地研究所はTOVSデー タのみ)。東京大学生産技術研究所のデータは,東北大学のフォーマットへ変換可能である。 HRPT のオリジナルデータは10ビット/1ワードであるが,どの保存データも受信段階で,16 ビット/1ワード(2バイト/1ワード)に変換してある。

データの入手は、気象衛星センターまたは、東北大学から入手するのが容易である。ただし、 気象衛星センターは、二機の衛星のうち一つしか受信していない。一方、東北大学では、主に日 本の上空を通過する軌道のみを受信しているので全てのデータがあるわけではない、また、デー タの配布はボランティアで行われており多量のデータの取得はむずかしい。その他のデータの入 手方法としては、NOAA Satellie Data Service Division から直接入手が考えられる。南極域の データについては、国立極地研究所を通して入手できるが AVHRR は画像変換したデータとな る。HIRS、SSU、MSU のデータは、オリジナルデータを利用できる。 (2) データ抽出

HRPT のデータは、もともと10ビット/1ワードであるが、受信段階で16ビット/1ワード(2 バイト/1ワード)に変換されている。1 HRPT minor frame は、AVHRRの1ライン分に相当す る。このうち、520ワードに TIP データが入っている。TIP データは、HRPT major frame(minor frame 3つ)内では同じデータが入っている。HRPT minor frame 内の TIP データは5つ の TIP minor frameを構成している(すなわち、104ワードで1 TIP minor frame である)。TIP data は8ビット/1ワードで、HRPT minor frame に組み込まれるとき、LSB 側に2ビットデー タを付加されている。HIRS/2は、TIP minor frame を1 element として64個の elements で1ラ イン分のデータを構成している。キャリブレーション用のデータは、40ラインに1回(256sec 毎 に)宇宙空間、内部低温ターゲット、内部高温ターゲットを1ラインづつ測定してデータを取得 する。

MSU のデータは, TIP minor frame内に 8 ビットワードで 4 つある。MSU データは 8 ビット のデータを二つ合わせて16ビットで1 ワードである。 1 ラインは, 512ワードであるが, 112ワー ドだけが有効データである。 8 ワードで1 グループを構成し14グループが1 ライン分に相当する。 12, 13番目に宇宙空間, 内部ターゲットのデータが入っている。

SSU のデータは、16ビット/ワードで、1つの TIP minor frame 内に3つデータがある。1ス キャンに32秒かかり、1 TIP major frame (320 TIP minor frame分) のデータが必要である。1 ラインは、4秒の dwell period で8回行う。TIP major frame 0及び minor frame 0ではじまる ラインは、キャリブレーション用のデータを取得するラインで宇宙空間及び内部ターゲットを観 測する。

(3) データ処理

気象衛星センターの FACOM 230-75 のシステム(1987年 2 月まで)で使用されていた HRPT データ編集・較正(NVA000)プログラムを気象研究所で使用できるようにした。気象衛星セン ターの保存用 HRPT データを入力し,指定した AVHRR の1 チャンネル, HIRS, SSU, MSU の データの抽出・較正を行う(Fig. 5.1.1 参照)。

気象衛星センターから常にデータの入手ができるとは限らないので、上記プログラム以外に別 のプログラムを作成した。AVHRR データの抽出・較正は、HRPT の minor frame が 1 ラインに 対応しているのと、10ビット/1 ワードのデータを16ビット/1 ワードに変換してあるのでデータ 処理にはほとんど問題はない。

TOVSデータの処理では、入手先データ毎にHRPTデータのフォーマットやTIPデータのワード位置が違うので、まず TIP データの抽出を行いそれ以降のデータ処理を共通にした(Fig. 5.1.2参照)。TIPデータの抽出の際には、HRPT minor frame内では、同じデータが繰り返される

-300 -



Fig. 5.1.1 AVHRR and TOVS data extraction and calibration processing for HRPT data archived by the Japan Meteorological Agency, Meteorological Satellite Center.



Fig. 5.1.2 Diagram of processing for TOVS data extraction and calibration. Tip data are extracted from HRPT data before the processing of TOVS data extraction and calibration. Satellite orbital data and the table of FOV positions are added to TOVS data.

のでデータのチェックを行う。また、TIP データは、LSB 側に 2 ビット付加(1 ビットは常に 1)し、even parity のデータとしてあるので、parity のチェックを行う。このようにして一度抽 出した TIP データを入力して TOVS データの抽出・較正を行う。

(4) 軌道計算

衛星搭載の各センサーがどこを見ているのかを知るためには、衛星がいつどこにあるかという 情報が必要である。NOAA 衛星の軌道情報(APT 情報)は、GTS 回線を通じて米国のNOAA か ら配信されている。気象衛星センターでは、そのデータを累積保存している。衛星の位置は、 APT 情報の中の Part IV の軌道 6 要素を用いて、NOAA Technical Memorandum NESDIS 16 (Nagle, 1986)の Appendix C (Brouwer-Lyddane model)を用いて計算できるようにした。こ のモデルによる計算は、理論とAPT 情報内の 6 要素が適合していないため若干の誤差がある。こ のための補正方法が Nagle(1986)によって示されている。Nagleの方法で補正を行って、APT 情報のPart II の軌道情報と比べた結果では、補正を行っても著しく精度が向上するということは なかったので、ここでは特に補正は行わない。

ここで開発したプログラムにおいては, APT 情報をもとに計算した衛星位置と各センサーの FOV の位置の情報を HRPT から抽出したデータに付け加えデータ利用の際の利便を図った。軌 道情報は,10秒間隔の衛星位置をデータに付加した。FOV の位置は,AVHRR の場合100ライン おきに1ライン10ピクセルぐらいで位置を計算し,テーブルとしてデータに付加した。衛星位置 の内挿,FOV 位置の内挿方法は Appendix 5.1.A, 5.1.B を参照されたい。

5.1.4 利 用 例

(1) AVHRR, HIRS の表示例

上記のプログラムによって、HRPT から較正済みで FOV の位置が計算できるデータセットが できる。これらを利用することによって AVHRR 画像などを容易に描ける。クイック・ルック用 に AVHRR 等のデータを表示するプログラムを作成したので、それによる出力例を以下に示す。

横軸にスキャン方向,縦軸にライン方向をとって表示した図をFig. 5.1.3に示した。図には緯度 ・経度線を重ねて表示してある。FOVの位置のテーブルを使って(ライン,ピクセル)と(緯 度,経度)の変換ができるので元のデータを任意の地図に重ねて表示することもできる。Fig. 5.1.4に1989年6月22日の13:00(JST)に日本上空を南から北に通過して行った NOAA-11によ る AVHRR 及び HIRS の観測値を地図に重ねて示した。



Fig. 5.1.3 Examples of AVHRR image. The abscissa is the scan direction and the ordinate is the direction of satellite movement. The brightness levels in the images are relative values.
(a) AVHRR ch. 1 (visible), (b) AVHRR ch. 3 (3.7 μm), (c) AVHRR ch. 4 (10.5 μm). In the image (a), the darker parts mean higher reflectance. In the images (b) and (c), the darker parts mean lower brightness temperature. Latitude and longitude lines are drawn on the image.

(2) 軌道計算プログラムの利用例

HRPT データ編集・較正プログラムとともに作成した軌道計算プログラムは精度はそれほど良 くないが簡単に計算できるので,航空機観測,地上観測の際NOAAの軌道,通過時間,通過方向 の予測に利用し観測の実施方法の決定の資料にした。例えば,1989年6月22日のNOAA-11の軌 道(sub-satellite pointの位置)を示すと Fig. 5.1.5 のようになる。実線で囲まれた領域は AVHRRの観測域,破線で囲まれた領域はHIRSの観測域である。図の中の時刻はUTC である。



Fig. 5.1.4 AVHRR ch. 1 image and HIRS ch. 8 image. The resolution of image is reduced to $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$ (longitude × latitude). The images are projected onto the geographical map. The (line, pixel) position is converted to (longitude, latitude) position using the precalculated table and the method shown in Appendix 5.1.B.



Fig. 5.1.5 An example of NOAA-11 orbital sub-satellite points once every minute. The unit of time is UTC. The area enclosed with solid lines and broken lines can be observed by the AVHRR and the HIRS sensors, respectively.

5.1.5 ま と め

NOAA 衛星のデータは,容易に入手でき,継続性があり,多チャンネルのデータである等の利 点があり,その有効利用を図ることは気候研究にとって有益であるので,そのデータを扱うため のプログラムの整備を行った。

現在,日本国内でHRPTデータの入手が比較的容易な気象衛星センター,東北大学大気海洋変 動観測研究センター,国立極地研究所のHRPTの保存データの処理ができるようになった(ただ し,国立極地研究所のデータはTOVS処理のみ)。同時に,FOVの観測位置を計算するためのプ ログラムも開発した。これにより,AVHRR,HIRS等のデータを定量的に利用できることになっ た。今後,ここで開発されたプログラムによるデータ利用を進める必要がある。

Appendix 5.1.A 衛星位置の内挿

時刻 $t_1 \ge t_2$ の衛星位置を $\overrightarrow{V_{ST1}}$, $\overrightarrow{V_{ST2}}$ とする。 $t_1 \ge t_2$ の時間間隔は, 短いとする。軌道面を $\overrightarrow{V_{ST1}}$ $\ge \overrightarrow{V_{ST2}}$ を含む平面とする。時刻t ($t_1 < t < t_2$)の衛星の方向は, $\overrightarrow{V_{ST1}} \ge \Delta \theta$ だけ軌道面上で回転し た方向とする。 $\Delta \theta$ は, $\overrightarrow{V_{ST1}} \ge \overrightarrow{V_{ST2}}$ のなす角を時間に比例させ配分する。衛星高度も,時間に対 して線形に内挿する。



Fig. 5.1.A.1 Interpolation of satellite position. $\overrightarrow{V_{OP}}$ is a vector perpendicular to the orbital plane. $\overrightarrow{V_{EQ}}$ is the projection of $\overrightarrow{V_{OP}}$ onto the plane of the equator. $\overrightarrow{V_X}$ is a vector lying along the intersection of the orbital and equatorial planes. The direction of satellite position $\overrightarrow{V_{SAT}(t)}$ is calculated by rotating the $\overrightarrow{V_{ST1}}$ vector by $\Delta \theta$ on the orbital plane.

軌道面の回転は、次のようにして行う。軌道面に垂直なベクトル Vop は次のように与えられる。

$$\overrightarrow{V_{OP}} = \frac{\overrightarrow{V_{ST_1}} \times \overrightarrow{V_{ST_2}}}{|\overrightarrow{V_{ST_1}}| \cdot |\overrightarrow{V_{ST_2}}|}$$

-305-

 $\overrightarrow{V_{OP}}$ の赤道面への斜影を $\overrightarrow{V_{EQ}}$ とすると,次の式で表せる。

$$\overrightarrow{V_{EQ}} = (V_{OP}(1), V_{OP}(2), 0).$$

赤道面と軌道面の交線の方向は,次の式で表せる。

$$\overrightarrow{V_X} = \frac{\overrightarrow{V_{OP}} \times \overrightarrow{V_{EQ}}}{|\overrightarrow{V_{OP}}| \cdot |\overrightarrow{V_{EQ}}|}$$

 $\overrightarrow{V_X}$, $\overrightarrow{V_{OP}}$ に垂直な単位ベクトルは, 次の式で与えられる。

$$\overrightarrow{V_Y} = \overrightarrow{V_{OP}} \times \overrightarrow{V_{EQ}}$$

A, Rot を以下のように定義する。

$$A \equiv \begin{pmatrix} V_X(1) & V_Y(1) & V_{OP}(1) \\ V_X(2) & V_Y(2) & V_{OP}(2) \\ V_X(3) & V_Y(3) & V_{OP}(3) \end{pmatrix}, \quad Rot \equiv \begin{pmatrix} \cos \Delta \theta & -\sin \Delta \theta & 0 \\ \sin \Delta \theta & \cos \Delta \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

これらを使って、内挿した方向は、次式で与えられる。

$$\overrightarrow{V_{SAT}} = A \cdot Rot \cdot A^t \cdot \overrightarrow{V_{ST1}},$$

ここで、 A^{i} は行列Aの転置行列である。 $\Delta \theta$ は、次式で与える。

$$\Delta heta = rac{t-t_1}{t_2-t_1} heta$$
 ,

$$heta = \cos^{-1} \Biggl(rac{\overrightarrow{V_{ST_1}} \cdot \overrightarrow{V_{ST_2}}}{\mid \overrightarrow{V_{ST_1}} \mid \mid \overrightarrow{V_{ST_2}} \mid} \Biggr).$$

衛星高度は,次式で与える。

$$r = \frac{t-t_1}{t_2-t_1} (|\overrightarrow{V_{ST_2}}| - |\overrightarrow{V_{ST_1}}|) + |\overrightarrow{V_{ST_1}}|$$

Appendix 5.1.B 視野方向の内挿

視野(FOV: Field of View) 方向の内挿は,100ラインおきに,1ラインあたり10程度のピク セルに対して FOV の位置を計算し,テーブルとして AVHRR データファイルに付け,そのテー ブルを内挿することによって FOV の位置を計算する。1 ピクセル毎に FOV の位置を正確に計算 することは時間がかかり無駄であるので,テーブルを内挿する。

ライン間の内挿は線形に行っても誤差は問題になる程度でないが、スキャン方向の位置は、多

少工夫を要する。 J_1 ライン上の I_1 ピクセルと I_2 ピクセルの間のIピクセルの位置を内挿するとする。地球の中心と衛星を結ぶ方向と地球の中心と地球上の FOV の位置を結ぶ方向のなす角を $\beta(I)$ とする。この $\beta(I)$ を重みに FOV の方向を内挿する。

$$\frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|} = \frac{\beta(I) - \beta(I_1)}{\beta(I_2) - \beta(I_1)} \cdot \frac{\mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_2|} + \frac{\beta(I_2) - \beta(I)}{\beta(I_2) - \beta(I_1)} \cdot \frac{\mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1|}.$$

 $\beta(I)$ は、ノミナルな高度または、問題としている時間内の平均高度を使い、地球を球と仮定して あらかじめ計算しておく。この方法による内挿誤差は1ピクセル以内である。



Fig. 5.1.B.1 Relation between the satellite position and FOV on the earth. β is an angle between the satellite position vector and FOV position vector.

参考文献

- 中島 忍・青木忠生,1983: HRPT データの編集・較正. TOVS データ処理システムの解説(第3章),気象衛星センター技術報告特別号,25-48.
- Kidwell, K. B., 1988 : NOAA Polar orbiter data (TIROS-N, NOAA-6, NOAA-7, NOAA-8, NOAA-9, NOAA-10, NOAA-11) users guide. NOAA NESDIS, National Climate Data Center, Satellite data Services Division, Washington, D. C.
- Lauritson, L., G. J. Nelson and F. W. Porto, 1979 : Data extraction and calibration of TIROS-N/ NOAA radiometers. NOAA Technical Memorandum NESS 107, NOAA NESS Washington, D. C.

Nagle, F. W., 1986: A description of prediction errors associated with the T-BUS-4 navigation

message and a corrective procedure. NOAA Technical Memorandum NESDIS 16, 28pp., NOAA NESDIS, Washington, D. C.

- Plenet, W. G., 1988 : Data extraction and calibration of TIROS-N/NOAA radiometers. NOAA Technical Memorandum NESS 107-Rev.1, 120pp., NOAA NESDIS, Washington, D. C.
- Schwalb, A., 1978 : The TIROS-N/NOAA A-G satellite series. NOAA Technical Memorandum NESS 95, 75pp., NOAA NESS, Washington, D. C.
- Schwalb, A., 1982 : Modified version of the TIROS-N/NOAA A-G satellite series (NOAA E-J)-Advanced TIROS-N (ATN). NOAA Technical Memorandum NESS 116, 23pp., NOAA NESS, Washington, D. C.

5.2 衛星の赤外域の波長でみた雲*

(Infrared view of clouds using the instruments on NOAA series satellite)

5.2.1 序

巻層雲など上層の氷雲を対象とした地上観測では,観測を実施したときは,NOAA等の衛星 データを収集・解析し,巻層雲からの上向き放射の特性を調べた。巻雲の総合観測の際に得られ た衛星データは,雲の放射特性を明らかにするためだけでなく,リモート・サウンディングの研 究の基礎資料ともなる。現在,雲のパラメータとしては,例えば,ISCCPでは雲量,雲頂高度, 雲頂温度,(可視の)光学的厚さなどが赤外と可視のそれぞれ1チャンネルの衛星データから抽 出されている(Schiffer and Rossow, 1983)。一般に,衛星からのリモート・サウンディングは, 観測対象の光学的性質の違いを利用して行う。衛星に到達する電磁波は伝達していく途中で地表 面・海面,大気中に浮遊する物質,大気と相互作用しながら衛星に到達する。そのため一波長だ けで途中の光路の影響を取り除いて観測対象についてだけの情報を抽出することは困難である。 より正確により多くの情報を得るには多波長による観測が不可欠である。

ここでは,1989年6月30日の地上観測の際に得られた NOAA 衛星のデータについて,定量的 な解析の前段階として NOAA 衛星のサウンディング用のチャンネルではどのように見えている か,すなわち,赤外域の多波長による観測値に雲の物理特性(粒径,相(水・氷),雲水・雲氷量 など)の違いを反映した差が検出されているかどうかという視点で,赤外チャンネルによる雲パ ラメータの抽出の可能性について調べた。

5.2.2 NOAA シリーズに搭載されているサウンディング用放射計の特徴

サウンディング用の測器は、TOVS(TIROS Operational Vertical Sounder)と呼ばれ三つの測 器から成っている。それらの三つとは、HIRS/2(High resolution Infrared Radiation Sounder), MSU(Microwave Sounding Unit), SSU(Stratospheric Sounding Unit)である。 TIROS-N, NOAA シリーズのサウンディング用の放射計の各チャンネルの特徴について簡単に まとめたものが Table 5.2.1(Smith *et al.*, 1979)である。これらの測器はもともとは大気の鉛直 温度・水蒸気分布を推定するための機器であり、これらがすべて雲パラメータの推定に役立つわ けではない。MSUは雲域での鉛直温度分布の推定(即ち、雲の影響をあまり受けない), SSUは 成層圏の温度分布の推定のための測器であるので、ここでは MSUと SSUのデータについては調 べない。

* 内山明博 (A. Uchiyama)

HIRS の ch. 1~ch. 7 は, CO₂ の15 μ m 帯の中心から10 μ m の大気の窓にかけて CO₂ の吸収が だんだん弱くなるように選ばれた鉛直温度分布推定用のチャンネルである。Ch. 8は, 赤外域の大 気の窓のチャンネルであり, ch. 9 はオゾンの9.6 μ m 帯のチャンネルである。Ch. 10~ch. 12 は, 水蒸気の鉛直分布と CO₂ のチャンネル, 窓のチャンネルに対する水蒸気の補正のためのチャ ンネルである。Ch. 13~ch. 17 は, CO₂ の4.3 μ m 帯の中心へ向かって吸収が大きくなるよう選ば れた鉛直温度分布推定用のチャンネルである。Ch. 18, ch. 19 も, 吸収の少ない窓であるが, 日中 は太陽放射の影響を受ける。Ch. 20 は, 可視域のチャンネルである。

HIRS Channel number	Channel central wavenumber	Central wavelength (µm)	Principal absorbing constituents	Level of peak energy contribution	Purpose of the radiance observation
1 2 3 4 5 6 7	668 679 691 704 716 732 748	15.00 14.70 14.50 14.20 14.00 13.70 13.40	CO: CO: CO: CO: CO: CO: CO: CO: CO: H: O CO: /H: O	30 mb 60 mb 100 mb 400 mb 600 mb 800 mb 900 mb	Temperature sounding. The 15 - μ m band channels provide better sensitivity to the temperature of relatively cold regions of the atmosphere than can be achieved with the 4.3 - μ m band channels. Radi- ances in Channels 5, 6, and 7 are also used to calculate the heights and amounts of cloud within the HIRS field of view.
8	898	11.10	Window	Surface	Surface temperature and cloud detection.
. 9	1 028	9.70	Oi	25 mb	Total ozone concentration.
10 11 12	1 217 1 364 1 484	8.30 7.30 6.70	H ₂ O H ₂ O H ₂ O	900 mb 700 mb 500 mb	Water vapor sounding. Provides water vapor correc- tions for CO ₂ and window channels. The 6.7 - μ m channel is also used to detect thin cirrus cloud.
13 14 15 16 17	2 190 2 213 2 240 2 276 2 361	4.57 4.52 4.46 4.40 4.24	N:0 N:0 CO2/N20 CO2/N20 CO2	1 000 mb 950 mb 700 mb 400 mb 5 mb	Temperature sounding. The 4.3-µm band channels provide better sensitivity to the temperature of relatively warm regions of the atmosphere than can be achieved with the 15-µm band channels. Also, the short-wavelength radiances are less sensi- tive to clouds than those for the 15-µm region.
18 19	2 512 2 671	4.00 3.70	Window Window	Surface Surface	Surface temperature. Much less sensitive to clouds and H_2O than the 11 - μ m window. Used with 11 - μ m channel to detect cloud contamination and derive surface temperature under partly cloudy sky conditions. Simultaneous 3.7- and 4.0- μ m data enable reflected solar contribution to be eliminated from observations.
20	14 367	0.70	Window	Cloud	Cloud detection. Used during the day with 4.0- and 11-µm window channels to define clear fields of view.
MSU	Frequenc (GHz)	Pri y abs cons	ncipal orbing tituents	Level of peak energy contribution	Purpose of the radiance observation
1	50.31	w	indow	Surface	Surface emissivity and cloud attenuation determi- nation.
2 3 4	53.73 54.96 57.95		$\begin{array}{c} O_2 \\ O_2 \\ O_2 \end{array}$	700 mb 300 mb 90 mb	Temperature sounding. The microwave channels probe through clouds and can be used to alleviate the influence of clouds on the 4.3- and $15-\mu m$ sounding channels.
SSU	Waveleng (µm)	Pr th abs cons	incipal orbing tituents	Level of peak energy contribution	Purpose of the radiance observation
1 2 3	15.0 15.0 15.0		CO ₂ CO ₂ CO ₂	15.0 mb 4.0 mb 1.5 mb	<i>Temperature sounding.</i> Using CO ₂ gas cells and pressure modulation, the SSU observes thermal emissions from the stratosphere.

Table 5.2.1 Characteristics of TOVS channels (Smith et al., 1979).

荷重関数 (weighting function) は, Fig. 5.2.1 (Smith *et al.*, 1979)の様になっている。 HIRS の ch. 1~ch. 3, ch. 17 は, 圏界面付近より上からの寄与が大きく対流圏の雲の検出には使 えないことが推測できる。Ch. 4, ch. 5, ch. 12 などは,下層に雲があっても検出できないことに なるが,このことは逆に,下層に雲があってもその影響を受けることなく上層の雲だけを観測で きることになる。

NOAA-11, -10の AVHRR と HIRS の各チャンネルの応答関数(responce function)を図示す ると, Fig. 5.2.2 (a), (b), (c)の様になる。NOAA-11の HIRS の ch. 10 と ch. 17 は, Table 5.2.1 の位置とは違っておりそれぞれ波数796 cm⁻¹(波長12.6 µm)と波数2416 cm⁻¹(波長4.14 µm)の



Fig. 5.2.1 Weightings function of TOVS channels (Smith *et al.*, 1979).



Fig. 5.2.2 Response functions of the sensor on NOAA-11 and NOAA-10. (a) AVHRR ch. 3, ch. 4 and ch. 5 on NOAA-11, (b) HIRS channels on NOAA-11, (c) HIRS channels on NOAA-10.

- 311 -





Fig. 5.2.3 Index of refraction. The upper is the real part of refractive index and the lower is the imaginary part. Thick solid line is refractive index of ice (Warren, 1984) and thin solid line is that of water (Hale and Querry, 1973).

位置にある (TIROS-N, NOAA-6~10は Table 5.2.1 の位置である)。AVHRR の ch. 3~ch. 5の 応答関数も示したが, ch. 3は HIRS の ch. 19に, AVHRR の ch. 4, ch. 5は HIRS の ch. 8に相当 する。

雲の光学的性質を決める要素の一つである木・氷の複素屈折率(虚数部は,吸収に関与する 量)を Fig. 5.2.3 に示した。AVHRR の ch. 4 と ch. 5 の位置は,屈折率が大きく変化する領域に あり少ないチャンネルで情報を抽出するには,よい組合せである。HIRS の ch. 4~ch. 7 は,チャ ンネル間の波数間隔が狭いが水と氷で屈折率の変化のしかたが違うので,水雲と氷雲の識別に役 に立つかも知れない。

5.2.3 観測例(1989年6月30日)

1989年6月30日13時25分頃(日本時間)日本上空を南から北へ通過したNOAA-11の例につい て衛星から上層の氷雲がどのように見えるか調べる。この日は、筑波で巻層雲の地上観測を行っ

ており,確かに筑波上空を含め日本付近に巻層雲がでていた。Fig. 5.2.4 (a), (b), (c) に,その時 の AVHRR の ch. 4, ch. 1, ch. 3 の観測値を地図に重ねて示した (表示は 8 階調の相対値であ る)。Fig. 5.2.4 (a), (c) は,黒いほど輝度温度 (*T*_{BB}) が低い。Fig. 5.2.4 (b) は,可視画像で黒いほ ど反射光の強度が強い。この図から分かるように関東,北陸,中国地方にかけて上層の雲がか かっており筑波では巻層雲が観測された。この時 HIRS で観測された値を Fig. 5.2.5 に示した (表 示は 8 階調の相対値であり,黒いほど輝度温度 (*T*_{BB}) が低い)。横軸がスキャン (ピクセル)方 向,縦軸が進行 (ライン)方向である (図の上方が北,下方が南,左方が西,右方が東)。図の途 中にある白い帯は放射計の較正のためのデータ (宇宙空間と内部ターゲットを見ている)を取っ ているためデータがない。

HIRS の ch. 1, ch. 2 では圏界面より上しか見えないので雲はほとんど見えない。成層圏は上ほ ど温度が高いのでLimbほど輝度温度が高く(白く)なっている。また,圏界面付近は極に近いほ ど温度が高いので図の上ほど輝度温度が高く(白く)なっている。Ch. 3 では一部雲が図の中央部 に見えてくる。Ch. 4, ch. 5, ···, ch. 8 とすすむにつれてだんだん下層までが見えるようになる (図は相対値で示してあるのでだんだん下まで見える様子はあまりはっきりしない)。Ch. 4~ch. 8 の観測値は,Limbの輝度温度が低い(黒い)。これは対流圏では上層ほど気温が低いからであ る。HIRS の ch. 8 は,前述のように AVHRR の ch. 4, ch. 5 に相当する。HIRS の ch. 9 はオゾン の9.6 μ m帯を観測しているが,かなり下層大気の影響を受けている。HIRS の ch. 11, ch. 12 は, 水蒸気の影響を受けるので,全体に雲の輪郭がはっきりしない。HIRS の ch. 13~ch. 16 は徐々に 上しか見えなくなる。HIRS の ch. 18, ch. 19 は表面まで見えるチャンネルである。Ch. 19 の図の 左下方の輝度温度が高い(白い)ところは,太陽放射が海面によって反射されているところであ る (Sun glint)。

Fig. 5.2.4 の中の経度130° Eと134° E,緯度35° Nと37° Nで囲まれた領域について詳しく見てみる。この領域の中には筋状の比較的光学的に厚い部分とその周りに光学的に薄い部分や晴天域が見られる。この領域の中をFig. 5.2.4 (a)と(b)で見比べると,赤外で輝度温度が低い(黒い)にもかかわらず可視で反射が小さく,巻層雲の特徴がよく見える。AVHRRのch.4とch.5の輝度温度の差($\Delta T_{BB} = T_{BB}$ (ch. 4) $-T_{BB}$ (ch. 5))を取ってFig. 5.2.6 に示した(黒いほど差が大きい)。この図より分かるように筋状の部分の南側に差が大きいところがあり最大約8°K である,筋状の部分での輝度温度の差は小さく最大2~3°K である。

この領域について, 横軸に ch. 4 の輝度温度, 縦軸に輝度温度差 (T_{BB} (ch. 4) – T_{BB} (ch. 5))を プロットしたものをFig. 5.2.7に理論計算値とともに示した。この様なプロットでは, 雲の微物理 量が変わないとき光学的厚さの変化とともにアーチ状の曲線上に点が乗ることが知られている (Yamanouchi *et al.*, 1987; Inoue, 1985; Prabhakara *et al.*, 1988)。Fig. 5.2.7 の点は二つのグ ループに分けられる。一つは, ch. 4 の T_{BB} が250~260K付近に ΔT_{BB} が 2~3°Kの最大値を持つ



(c) AVHRR ch.3 (3.7µm)

Fig. 5.2.4 AVHRR ch. 4, ch. 1 and ch. 3 images in the region of 125° E to 145° E and 25° N to 45° N. In the images of (a) and (b), the darker parts mean lower brightness temperature. In the image of (c), the darker parts mean higher reflectance. The rectangular region (130° E to 134° E, 35° N to 37° N) in the image is investigated in detail. (a) AVHRR ch. 4, (b) AVHRR ch. 1 (visible), (c) AVHRR ch. 3 (3.7 μm).



Fig. 5.2.5 NOAA-11 HIRS channels brightness temperature images. The darker parts mean more lower brightness temperature. The abscissa is the scan direction and the ordinate is the direction of satellite movement. The brightness levels in the images are relative values and the differences among the peaks of weighting functions cannot be clearly recognized. The last figure shows the longitude and latitude lines.



Fig. 5.2.5 (Continued.)



Fig. 5.2.6 The $T_{\scriptscriptstyle BB}$ differences between AVHRR ch. 4 and ch. 5. The daker parts mean more large difference of $T_{\scriptscriptstyle BB}$ ($\Delta T_{\scriptscriptstyle BB} = T_{\scriptscriptstyle BB}$ (ch. 4) $-T_{\scriptscriptstyle BB}$ (ch. 5)).



Fig. 5.2.7 Scatter plot of T_{BB} and ΔT_{BB} in the region of 130° E to 134° E, 35° N :0 37° N. The abscissa is T_{BB} of the AVHRR ch. 4 and the ordinate is the difference of T_{BB} between ch. 4 and ch. 5. The AVHRR data in 3 lines \times 3 pixels are averaged. Solid lines with diamonds are values calculated theoretically. r_{eff} is an effective radius of the log-normal size distribution.

アーチと、もう一つは ch. 4の T_{BB} が265K 付近に ΔT_{BB} が約8°K の最大値を持つアーチ(こちら のアーチは ch. 4の輝度温度が低いところには点が無い)の二つがある。前者のアーチは筋状の雲 に対応したものであり、後者のアーチは筋状の雲の南側の雲域に対応したものである。理論計算 値と比べると、前者は有効半径 r_{eff} =16 μ m と r_{eff} =32 μ m で計算したものの間に点があり、後者 は 8 μ m の計算値の前後にある。このように、この二つのグループの存在は、雲の物理特性の違 いに起因するもので、以下では、このような差違が HIRS の各チャンネルの輝度温度の差にも見 えるかどうかという視点で調べる。波長の位置が多少ずれているが、AVHRR の ch. 4 と ch. 5 に 対応している組合せは NOAA-11 の HIRS では ch. 8 と ch. 10 である。横軸に ch. 8 の輝度温度, 縦軸に輝度温度差 (T_{BB} (ch. 8)- T_{BB} (ch. 10))をプロットすると Fig. 5.2.8 のようになる。HIRS の ch. 10 の波数位置では AVHRR の ch. 5 より吸収が大きいので晴天域に対応したところで温度 差が大きい (約4~5°K) が同じように二つの部分に分かれる。

同様の図を隣合ったチャンネルごとに作るとFig 5.2.9の様になる。横軸は基準とするチャンネルの輝度温度,縦軸は基準とするチャンネルの輝度温度から比較するチャンネルの輝度温度を引

- 317 -



Fig. 5.2.8 As in Fig. 5.2.7 but for HIRS ch. 8 and ch. 10. The abscissa is T_{BB} of the HIRS ch. 8 and the ordinate is the difference of T_{BB} between ch. 8 and ch. 10.

いたものである。隣合ったチャンネルの差を取るのは、大気の影響を減じるためであるが、荷重 関数のピークに差があるので、晴天域に対応したところでもかなりの差がある。Ch.9は、オゾン の影響を受けているので、ch.9は基準のチャンネルには使わず、ch.10を基準にして ch.8と比 較した。Ch.1~ch.3にはもともと雲の情報がほとんどないので、狭い範囲にデータが固まってい る。 T_{BB} (ch.4)- T_{BB} (ch.3)になると雲の情報が含まれるようになり二種類の雲に対応してデータ が分散するようになる。 T_{BB} (ch.5)- T_{BB} (ch.4), T_{BB} (ch.6)- T_{BB} (ch.5), T_{BB} (ch.7)- T_{BB} (ch.6) となるにつれてデータが二つのグループに分かれるのがはっきりしてくる。すなわち、 AVHRR の ch.4 と ch.5の輝度温度差に見られたように HIRS のチャンネル間にも同様の差がみ られる。これらの差の傾向は、独立した情報か、それとも冗長な情報でしかないのか、今後調べ る必要がある。 T_{BB} (ch.7)の値はばらついており、はっきりとは二つのグループに分 けることはできない。これは何か別の情報を含んでいる可能性がある。 T_{BB} (ch.8)- T_{BB} (ch.9) は、二つに分かれているが ch.9を解析に使うにはオゾンの鉛直分布が必要になる。 T_{BB} (ch. 11)- T_{BB} (ch.10)は、二つに分かれているが、 T_{BB} (ch.12)- T_{BB} (ch.11)は、二つのグループに分 けることはできない。Ch.11, ch.12は、水蒸気の鉛直分布にも依存するので、水蒸気の空間分布

-318 -



Fig. 5.2.9 Scatter plot of T_{BB} and ΔT_{BB} for HIRS channels. Brightness temperature differences between the adjacent channels are calculated in order to reduce atmospheric effect. $\Delta T_{BB} = T_{BB}$ (ch. 12) $-T_{BB}$ (ch. 13) and $\Delta T_{BB} = T_{BB}$ (ch. 17) $-T_{BB}$ (ch. 16) are not shown because of large differences of T_{BB} .


の違いのために生じるデータのばらつきも重なりグループ分けできないものと思われる。 T_{BB} (ch. 14) – T_{BB} (ch. 13), T_{BB} (ch. 15) – T_{BB} (ch. 14) にも二つのグループに対応したデータのばらつ きがあるようだが,二つ以上のグループがあるようにも見える。 T_{BB} (ch. 16) – T_{BB} (ch. 15) は, ch. 16への成層圏からの寄与も大きいためグループ分けできない。Ch. 19 と ch. 18 の観測輝度は かなり太陽放射の影響を受けており, T_{BB} (ch. 19) – T_{BB} (ch. 18) の図はデータが散在している。こ れから雲パラメータが推定できるかどうかはわからない。しかし, Fig. 5.2.4 (c) の AVHRR の ch. 3 の輝度温度の分布図は, AVHRR の ch. 1 や ch. 4 とはかなり違った様相を呈している(例 えば,上層の雲からの太陽放射の反射はほとんど目立たないが,下層の雲からの反射は大きい 等)。このことは3.7 μ m域のチャンネルが雲のパラメータの推定に役立つ可能性があることを示 している。

Fig. 5.2.10 に同じ領域について NOAA-10 の T_{BB} (ch. 10) – T_{BB} (ch. 8) の輝度温度差を示した (NOAA-10 は, 6月30日の8時30分頃(日本時間)日本上空を通過した。)Ch. 10 の波長位置 は,波長約8.3 µmのところである。アーチ状の点列のほかに数点アーチから外れた点がある。晴 天域(横軸の ch. 10 の T_{BB} が高いところ)では, ch. 10 の方が吸収が大きいので, T_{BB} (ch. 10) – T_{BB} (ch. 8) の輝度温度差は負の値, 雲の厚いところでは ch. 8 の吸収が大きいので輝度温度 差は正の値となる。晴天域と曇天域で吸収の波長依存の傾向が違うのでこの二つのチャンネルは 上層の雲の検出に有効かもしれない。

横軸に *T*_{BB}, 縦軸に Δ*T*_{BB} をとって図示し, 雲の物理特性の違う状態が観測されているかどうか 調べた。近接した領域であるので雲以外の大気温度, 表面温度などの観測放射への影響は同じ程 度で二つのグループの差は雲の物理特性の差だけである。定量的に解析したわけではないが微物 理量の違い, 雲水・雲氷量の違い, 屈折率の波長依存などを反映した放射が HIRS の各チャンネ ルで観測されている。



Fig. 5.2.10 Scatter plot of T_{BB} and ΔT_{BB} for HIRS channels on NOAA-10 in the same region as in Fig. 5.2.9. The abscissa is T_{BB} of the HIRS ch. 10 and the ordinate is the difference of T_{BB} between ch. 8 (11.1 μ m) and ch. 10 (8.3 μ m) on NOAA-10. NOAA-10 passed over Japan at 8:30 (JST) on 30 June, 1989. The combination of these two channels is effective to detect the upper level clouds.

5.2.4 まとめ

近接した領域で雲の物理特性の違う状態が観測されていた例で, 横軸に T_{BB} , 縦軸に ΔT_{BB} を とって, 多波長のチャンネルの利用による雲パラメータの推定の可能性について調べた。その結 果,利用できるチャンネルとしては, ch. 4~ch. 10 (ch. 9 は除く)が考えられる。また, NOAA-10 の ch. 8 と ch. 10 の様に10 μ m と 8 μ m の組合せが上層雲の検出に使えること, ch. 19 の様に3.7 μ m 域の太陽光の反射を水の相の識別等に使えることが分かった。

- 321 -

今後、地上観測の際に得られた他のデータとあわせて総合的に解析して、ここで示された T_{BB} の差の波長依存が説明可能なものなのか調べる必要がある。特に、FTIR (Fourier Transform Infrared Spectrometer) による観測は、観測方向は逆である点を除けば、衛星と同様のデータが得られるので、FTIR の観測値を詳細に解析する必要がある。

気候形成にとっての雲一放射のフィードバック機構がどのように作用しているかよく分かって いないが、「放射的に矛盾がない」雲と放射収支のデータセットがないことも研究の進展を妨げ ている一因と考えられる。現在、ISCCPを通して雲の気候値の作成が進んでいるがISCCPの雲パ ラメータだけではかならずしも放射場を表現できない。ISCCPの次の世代の雲気候値としては、 雲の放射場も見積れる雲パラメータの気候値が必要でありそのためのリモート・サウンディング の技術開発が必要である。

参考文献

- Hale, G.M. and M. R. Querry, 1973: Optical constants of water in the 200-nm to 200- μ m wavelength region. *Appl. Opt.*, 12, 555-563.
- Inoue, T., 1985: On the temperature and effective emissivity determination of semitransparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10 μ m window region. J. Met. Soc. Japan, 63, 88-99.
- Prabhakara, C., R. S. Fraser, G. Dalu, Man-Li C. Wu, R. J. Curran and T. Styles, 1988 : Thin cirrus clouds : Seasonal distribution over oceans deduced from Nimbus-4 IRIS. J. Appl. Meteor., 27, 379-399.
- Schiffer, R. A. and W. B. Rossow, 1983: The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP): The First Project of the World Climate Research Programme. Bull. Amer. Meteor. Soc., 64, 779-784.
- Smith, W. L., H. M. Woolf, G. M. Hayden, D. Q. Wark and L. M. McMillin, 1979: The TIROS-N Operational Vertical Sounder. Bull. Amer. Meteor. Soc., 60, 1177-1187.
- Warren S. G., 1984: Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. Appl. Opt., 23, 1206-1225.
- Yamanouchi, T., K. Suzuki and S. Kawaguchi, 1987 Detection of clouds in Antarctica from infrared multispectral data of AVHRR. J. Met. Soc. Japan, 65, 949-962.

-322 -

補

章

Supplements

A.1 観測 測器一覧表 観測機器 (Instrumentation)

利男名	
	L/TEX/War and Muthematical Cloud Tylanometer)
则正安东	上/下向き分元/ラックス(Upward/downward spectral flux)
製造/モデル	英弘精機(株) Eko Instruments Co., ES85-212/ES84-150
寸法/重量	センサー: 170Hx250ゆ 9kg
×1	変換器: 450Wx240Hx340D 10kg
電源	100VAC(50/60Hz, 1.5A)
測定方式	Si/Ge photodiodes sensing through interference filters
特性	分光波長 λ =420,500,675,760,862,938,1080,1225,1650nm
	フィルター幅 Δλ=2~5nm, 精度:±3%F.S., 出力:0~10mVDC
測器名	全天日射計 (Pyranometer)
測定要素	上/下向き日射フラックス(Upward/downward solar flux)
製造/モデル	英弘精機(株) Eko Instruments Co., MS-42
寸法/重量	102Hx130¢ 2kg
電源	なし
測定方式	Thermopile
特性	0.28μm< λ <2.9μm(WG305 フィルター)
	精度:±5%F.S., 出力:0~10mVDC
測器名	全天日射計 (Pyranometer (with WG305 hemisphere))
測定要素	上/下向き日射フラックス(Upward/downward solar flux)
製造/モデル	英弘精機(株) 精密全天日射計 Eko Instruments Co., MS-801
寸法/重量	102Hx130\$ 2kg
電源	なし
測定方式	Thermopile
特性	0.28μm< λ <2.9μm (WG305 フィルター)
	精度:+3%FS 出力:0~10mVDC

測器一覧表

測器名	近赤外日射計 (Pyranometer (with RG715 hemisphere))
測定要素	上/下向き近赤外フラックス (Upward/downward near-IR flux)
製造/モデル	英弘精機(株) Eko Instruments Co., MS-801
寸法/重量	102Hx130ø 2kg
電源	なし
測定方式	Thermopile
特性	0.72μm< λ <2.9μm(RG715 フィルター)
	精度:±3%F.S., 出力:0~10mVDC
測器名	狭視野分光放射計 (Wide-dynamic-range Sunphotometer)
測定要素	天底分光反射強度 (Nadir spectral radiance)
製造/モデル	英弘精機(株) Eko Instruments Co., Eko-NIPR
寸法/重量	センサー:110Wx180Hx220D 3kg
	変換器 :430Wx200Hx400D 15kg
電源	100VAC(50/60Hz, 2A)
測定方式	Si photodiode sensing through interference filters
特性	分光波長 λ=332,369,500,675,777,862,939,1048nm
· · ·	フィルター幅 Δλ=5 ~ 10nm, 出力:0 ~ 10mVDC
測器名	赤外放射計(Pyrgeometer (with silicon hemisphere))
測定要素	上/下向き赤外フラックス(Upward/downward infrared flux)
製造/モデル	Eppley, Precision Infrared Radiometer (PIR)
寸法/重量	80Hx145\$ 3kg
電源	$5 \sim 12$ VDC(for monitoring interior temp.)
測定方式	Thermopile
特性	$4\mu m < \lambda < 50\mu m (\vartheta J \exists \gamma F - \Delta J \gamma \mu J -)$
	精度:±10W/m2, 出力形式:-10mV ~ 10mVDC

気象研究所技術報告 第29号 1992

.

- 325 -

測器一覧表	
測器名	赤外線放射温度計(Radiation(Remote Sensing) Thermometer)
測定要素	天底赤外放射強度(Nadir infrared radiance)
製造/モデル	Minarad Systems Int'l Inc., Model RST-10
寸法/重量	センサー:200Lx130φ 4kg, 変換器:350Wx150Hx350D 8kg
電源	115VAC (50/60Hz, 20W)
測定方式	Pyroelectric sensor
特性	$9.5\mu\mathrm{m} < \lambda < 11.5\mu\mathrm{m} \ 2^{\circ}\mathrm{FOV}$
	-50°C <t<+50°c, td="" 精度:±0.5°c,出力:0~10vdc<=""></t<+50°c,>
測器名	赤外線放射温度計(Radiation thermometer:Thermal Master)
測定要素	天底赤外放射強度 (Nadir infrared radiance)
製造/モデル	Barnes, Model IT-4
寸法/重量	センサー:200Lx130 <i>φ</i>
	変換器 :220Wx140Hx265D
電源	115VAC (50/60Hz, 20W)
測定方式	
特性	$9.5\mu m < \lambda < 11.5\mu m$
	-40°C <t<+100°c, td="" 出力:0~5vdc<="" 精度:±0.5°c,=""></t<+100°c,>
測器名	雲粒子ビデオ測定装置(AVIOM-C)
測定要素	雲粒子サイズ分布(Cloud particle size spectrum)
製造/モデル	(株) 三啓 Sankei Co., AVIOM-C
寸法/重量	センサー (MRI-SK3D): 235Wx233Hx450D mm 15kg
	コントローラ (MRI-SK3DC): 435Wx200Hx370D mm 11kg
電源	100VAC5A, 14VDC2A
測定方式	5µm <d<500µm< td=""></d<500µm<>
特性	雲粒、氷晶を画像として直接観測
1	出力形式: ビデオ信号 (NTSC), VHS ビデオテープに収録

测器一覧表	
-------	--

则	
測器名	雲粒子散乱センサー(Knollenberg FSSP probe)
測定要素	雲粒子サイズ分布 (Cloud particle size spectrum)
製造/モデル	Particle Measuring Systems Inc., Model FSSP-100
寸法/重量	1016Lx178\$\$\$\$ mm 18.2kg
電源	100VAC1A, 28VDC10A
測定方式	雲粒子の前方散乱光により粒径別の個数を測定する
特性	分解能:最大 1µm(雲粒/氷晶の識別は不可), 1~16,2~32,2~47,
	5~95µm の一つを 15 分割で測定, MT に slow data 形式で出力
測器名	雲粒子イメージセンサー (Knollenberg 2D probe)
測定要素	氷晶粒子形状・サイズ分布(Ice particle shape and size spectrum)
製造/モデル	Particle Measuring Systems Inc., Model OAP-2D2-C
寸法/重量	1010Lx170\$ mm 20kg
電源	115VAC1.5A, 28VDC3A
測定方式	32 素子の受光面で粒子が横切る影を測定する
特性	25μm <d<800μm, 125kt="" 25μm="" td="" の分解能<="" の時="" 速度=""></d<800μm,>
	出力:磁気テープに 2D data 形式で出力
測器名	J-W 雲水量計(J-W LWC Indicator)
測定要素	雲水量 (Cloud liqid water content)
製造/モデル	Johnson-Williams Inc., Model LWH
寸法/重量	センサー :40Wx150Hx50D
	コントローラ:140Wx230Hx120D
電源	115VAC (400Hz,0.8A) 27VDC (15A)
測定方式	Hot-wire (constant electric current)
特性	$0 \sim 6 \text{g/m} 3$ (air speed 150-300kt)
	出力: 0~50mVDC

- 326 --

測器一覧表	
測器名	KING 雲水量計 (CSIRO-KING LWC Probe)
測定要素	雲水量(Cloud liqid water content)
製造/モデル	Particle Measuring Systems Inc., Model KLWC-5
寸法/重量	センサー:150Wx100Hx75D
	コントローラ:150Wx60Hx80D ディスプレイ:125Wx150Hx100D
電源	28VDC 400W
測定方式	Hot-wire (constant electric power)
特性	$0 \sim 5 g/m^3$
	出力:0~10VDC
測器名	光学式粒子カウンタ(Optical counter)
測定要素	エーロゾル・サイズ分布(Aerosol size spectrum)
製造/モデル	ダン産業(株)(DIC PM-730-NS15P)
寸法/重量	本体: 410Wx240Hx650D 20kg
	データ処理部:370Wx320Hx320D 5kg
電源	100VAC 330W
測定方式	光軸交角 60° 側方光散乱型
特性	$0.3\mu m < D < 10\mu m (15 size range)$
	出力形式: RS-232C
測器名	インパクター (Aerosol sampling impactor)
測定要素	エーロゾル・元素分析(Aerosol composition)
製造/モデル	大誠産業(株)
寸法/重量	800Wx400Hx400D 24kg
電源	100VAC 640W
測定方式	資料空気サンプリング
特性	D<0.3µm(電顕分析用試料)

測器一覧表 測器名 白金抵抗温度計 (Pt thermometer(Total temperature sensor)) 測定要素 気温 (全温度)(Total air temperature) 製造/モデル Rosemount Inc., Model 102 AH2AF 寸法/重量 60Wx100Hx90D 0.2kg 電源 5VDC 測定方式 Pt 500 Ω at 0° C 特性 -50°C<T<150°C, 雲粒分離型 精度:±0.3 °C(-50 °C<T<150 °C non-deiced), 出力:0~30mV 測器名 白金抵抗温度計 (Pt thermometer) 測定要素 気温 (全温度) (Total air temperature) 製造/モデル (株)牧野応用測器研究所,航空機用温度計(MAKINO TS051P) 寸法/重量 センサー:650x200L 1kg 変換器:220Wx130Hx180D 2kg 電源 100VAC (50/60Hz) 測定方式 Pt 100Ω 特性 -65°C<T<35°C、放射シェルター付 精度:±0.2°C,出力:0~3VDC 測器名 赤外放射温度計(CO2バンド)(Radiation themometer) 測定要素 気温 (放射温度)(Static air temperature (radiation temp.)) 製造/モデル Minarad RST-10 寸法/重量 センサー:200Lx1300 変換器:350Wx150Hx350D 電源 100VAC (50/60Hz) 測定方式 Pyroelectric sensor $14.2\mu m < \lambda < 16.0\mu m (CO_2 absorption band), 2° FOV$ 特性

精度:±0.7°C,出力:-6VDCto+4VDC

測器一覧表	ξ.
測器名	露点温度計 (Aircraft Hygrometer)
測定要素	露点温度 (Dew point temperature)
製造/モデル	EG&G International Inc., Model 137-C3
寸法重量	センサー: 6.1kg
	変換器:130Wx200Hx250D
電源	115VAC (50-400Hz, 55W)
測定方式	Pt thermometer with dew point sensing mirror
特性	-65°C < Td < 25°C, reverse flow 型
	精度:±0.3 °C(-50 °C < Td < +50 °C), 出力:0 ~ 50mVDC
測器名	圧力計(絶対圧力伝送器)(Absolute pressure transducer)
測定要素	気圧 (静圧)(Atmospheric pressure (static pressure))
製造/モデル	Rosemount Inc., Model 1332A3
寸法重量	35 <i>¢</i> x130L 0.2kg
電源	28VDC (600mW)
測定方式	静電容量式
特性	$0 \sim 1050hP_2$ 特定: $\pm 0.1\%FS \pm 1hP_2$ (MAX)
	10.00mra, 相反. 10.1/01.5. 11mra (MAA)
	出力:0~5VDC
測器名	出力:0~5VDC 圧力計 (Absolute pressure transducer)
測器名 測定要素	出力:0~5VDC 压力計 (Absolute pressure transducer) 気圧 (静圧) (Atmospheric pressure)
測器名 測定要素 製造/モデル	出力:0~5VDC 圧力計 (Absolute pressure transducer) 気圧(静圧) (Atmospheric pressure) Validyne Engineering Corp., Model P199
測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量	出力:0~5VDC 圧力計 (Absolute pressure transducer) 気圧(静圧) (Atmospheric pressure) Validyne Engineering Corp., Model P199 センサー部:143Wx74Hx140D 0.9kg
測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量	出力:0~5VDC 圧力計 (Absolute pressure transducer) 気圧 (静圧) (Atmospheric pressure) Validyne Engineering Corp., Model P199 センサー部:143Wx74Hx140D 0.9kg アンプ部 :183Wx46Hx177D 1kg
 測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量 電源 	出力:0~5VDC 圧力計 (Absolute pressure transducer) 気圧(静圧) (Atmospheric pressure) Validyne Engineering Corp., Model P199 センサー部:143Wx74Hx140D 0.9kg アンプ部 :183Wx46Hx177D 1kg 100VAC (50~400Hz)
 測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量 電源 測定方式 	出力:0~5VDC 出力:0~5VDC 圧力計 (Absolute pressure transducer) 気圧 (静圧) (Atmospheric pressure) Validyne Engineering Corp., Model P199 センサー部:143Wx74Hx140D 0.9kg アンプ部 :183Wx46Hx177D 1kg 100VAC (50~400Hz) 可変リアクタンス方式
 測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量 電源 測定方式 特性 	b ~ 1050h1 a, 相反 . 10.1761.5. 11h1 a (MAA) 出力: 0 ~ 5VDC 圧力計 (Absolute pressure transducer) 気圧 (静圧) (Atmospheric pressure) Validyne Engineering Corp., Model P199 センサー部:143Wx74Hx140D 0.9kg アンプ部 :183Wx46Hx177D 1kg 100VAC (50 ~ 400Hz) 可変リアクタンス方式 0 ~ 1050hPa

測器一覧表	
測器名	ビデオカメラ (Video camera)
測定要素	雪の形態(平面・前方)(Cloud morphology (forward/downward))
製造/モデル	日本ビクター(株) Victor, TK-860
寸法重量	90Wx85Hx160D 0.9kg
電源	12VDC(5W)
測定方式	2/3inch CCD (510x492 pixels)
特性	Cマウント
	出力形式:NTSC 信号
測器名	TAS 計測システム (TAS Computer)
測定要素	真対気飛行速度 (TAS) (True air speed)
製造/モデル	B&D Instruments Inc., Model 2504
寸法重量	1.6kg
·	
電源	28VDC 750mA(MAX)
	the many set over 1 to 100 states to 1 to 100 to 10 to 10 to 100
測定方式	静止、動止、全温度測定により IAS を計算
測定方式 特性	静圧、動圧、全温度測定により TAS を計算 14~999kt, 精度:±4kt(70-120kt), ±3kt(120-200kt)
_ 測定方式 特性	 静止、動止、全温度測定により TAS を計算 14~999kt,精度:±4kt(70-120kt),±3kt(120-200kt) 出力:0~10VAC(400Hz)
測定方式 特性 測器名	 静止、動止、全温度測定により TAS を計算 14~999kt, 精度:±4kt(70-120kt), ±3kt(120-200kt) 出力: 0~10VAC(400Hz) 差圧計(双方向差圧伝送器)(Differential pressure transducer)
 測定方式 特性 測器名 測定要素 	 静止、動止、全温度測定により TAS を計算 14~999kt, 精度:±4kt(70-120kt), ±3kt(120-200kt) 出力: 0~10VAC(400Hz) 差圧計(双方向差圧伝送器)(Differential pressure transducer) 差圧(全圧-静圧)(Differencial pressure)
測定方式 特性 測器名 測定要素 製造/モデル	 静止、動圧、全温度測定により TAS を計算 14~9999kt, 精度:±4kt(70-120kt), ±3kt(120-200kt) 出力: 0~10VAC(400Hz) 差圧計(双方向差圧伝送器) (Differential pressure transducer) 差圧 (全圧-静圧) (Differencial pressure) Rosemount Inc., Model 1332B1
 測定方式 特性 測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量 	静圧、動圧、全温度測定により TAS を計算 14~999kt, 精度:±4kt(70-120kt), ±3kt(120-200kt) 出力: 0~10VAC(400Hz) 差圧計(双方向差圧伝送器) (Differential pressure transducer) 差圧(全圧-静圧) (Differencial pressure) Rosemount Inc., Model 1332B1 センサー:35¢x130L 0.2kg
測定方式 特性 測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量	静圧、動圧、全温度測定により TAS を計算 14~999kt, 精度:±4kt(70-120kt), ±3kt(120-200kt) 出力: 0~10VAC(400Hz) 差圧計(双方向差圧伝送器)(Differential pressure transducer) 差圧(全圧-静圧)(Differencial pressure) Rosemount Inc., Model 1332B1 センサー:35\$
測定方式 特性 測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量 電源	 静止、動止、全温度測定により IAS を計算 14~999kt, 精度:±4kt(70-120kt), ±3kt(120-200kt) 出力: 0~10VAC(400Hz) 差圧計(双方向差圧伝送器) (Differential pressure transducer) 差圧(全圧-静圧) (Differencial pressure) Rosemount Inc., Model 1332B1 センサー:35\$\phix\$130L 0.2kg 28VDC (600mW)
 測定方式 特性 測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量 電源 測定方式 	 静止、動止、全温度測定により IAS を計算 14~999kt,精度:±4kt(70-120kt),±3kt(120-200kt) 出力: 0~10VAC(400Hz) 差圧計(双方向差圧伝送器)(Differential pressure transducer) 差圧(全圧-静圧)(Differencial pressure) Rosemount Inc., Model 1332B1 センサー:35\$\phix130L 0.2kg 28VDC (600mW) 静電容量式
 測定方式 特性 測器名 測定要素 製造/モデル 寸法重量 電源 測定方式 特性 	 静止、動止、全温度測定により TAS を計算 14~999kt, 精度:±4kt(70-120kt), ±3kt(120-200kt) 出力: 0~10VAC(400Hz) 差圧計(双方向差圧伝送器) (Differential pressure transducer) 差圧(全圧-静圧) (Differencial pressure) Rosemount Inc., Model 1332B1 センサー:35\$\phix130L 0.2kg 28VDC (600mW) 静電容量式 -170~+170hPa

削器一覧表	
測器名	高度計 (Altimeter)
測定要素	気圧(気圧高度)(Pressure height)
製造/モデル	東京航空計器(株) TKK ATP20-1
寸法重量	
電源	28VDC
測定方式	
特性	-1000ft <h<35000ft,出力:-0.1v~3.5vdc< td=""></h<35000ft,出力:-0.1v~3.5vdc<>
	精度:±80ft(0-10000ft), ±110ft(10000-20000ft)
測器名	動揺測定装置(ジャイロ)(Vertical/directional gyro-system)
測定要素	飛行姿勢(ピッチ,ロール,ヨー)(Pitch/roll/yaw angles)
製造/モデル	東京航空計器(株) TKK VG-40/DG-51
寸法重量	
電源	28VDC
特性	出力:-5V~+5VDC
測器名	ロラン航法装置 (LORAN Navigator)
測定要素	飛行位置(緯度・経度) (Position latitude/longitude)
製造/モデル	Furuno F/AN-11
寸法重量	
電源	28VDC
特性	
測器名	データ・ロガー (Data-logger)
測定要素	A/D 変換(データモニター) (A/D conversion)
製造/モデル	江藤電気(株) ETO Denki Co., Thermodac32
寸法重量	420Wx160Hx470D 13kg
電源	$90 \sim 240 \text{VAC} (50/60 \text{Hz})$
特性	Analog input 18ch (±30mV,±300mV,±3V,±30V)
	Scan speed 50msec/ch

測器一覧表	
測器名	パーソナル・コンピュータ (Personal computer)
測定要素	データ収録 (Date acquisition)
製造/モデル	日本電気(株)NEC, PC9801UX21
寸法重量	本体:400Wx130Hx340D 12kg
	ディスプレー:350Wx230Hx290D
電源	100VAC(50/60Hz)
測定方式	
特性	CPU:i80286 (10MHz)
L	Serial I/O ボード装備,2M バイト S-RAM 装備
測器名	サンフォトメータ (Sunphotometer)
測定要素	波長別光学的厚さ (Spectral optical thickness)
製造/モデル	英弘精機(株) EKO Instruments Co., MS-115
寸法重量	センサー:100¢x300L 2kg
	変換器:450Wx200Hx340D 10kg
電源	100VAC (50/60Hz,2A)
測定方式	Si photodiode sensing through interference filters
特性	分光波長λ=368,421,420,502,676,760,864,938,1050nm
	フィルター幅 Δλ=-3 ~ 6nm, 出力:0 ~ 10VDC
測器名	フーリエ変換型赤外分光光度計
測定要素	放射スペクトル(波数、放射エネルギー)
製造/モデル	Digilab 社 FTS-20C/D
寸法重量	分光計部: 991Wx719Dx762H mm 226kg
	データ処理部:175Wx851Dx1003H mm 499kg
電源	100V, 30A, 50Hz
測定方式	マイケルソン干渉計を用いた干渉分光法
特性	波長領域 4000~450cm ⁻¹ , 分解能 0.125~16cm ⁻¹
	波数精度 ±0.01 cm ⁻¹ , 測光精度 0.1%以上, IBM 形式 8" 2D FD

- 329 -

A.2 観測データ・ディレクトリー (Observational Data Directory)

航空機観測関連データ (Aircraft Observation Data)

資料名(概要)	測器	測定要素	記録様式	データの日時	担当者	その他
航空機観測 データ	MCP, 日射計	分光日射フラック	磁気テープ	1987/09/19, 20, 21	塩原匡貴	物理量に変換した
	(MS-42, MS-	ス,太陽放射フラッ		1989/03/28, 29, 30	(気候)	データの他、測器
(航空機観測システムとして一	801), 赤外放射	クス,赤外放射フ		1989/12/20, 21, 22		の出力時系列デー
括収録した放射データ, 大気プ	計 (PIR, MS-	ラックス, 分光反		1990/12/13, 14, 16	$(1,1,2,\ldots,n) \in \mathbb{R}^{n}$	タ(生データ)も
ロフィルデータ, 飛行データ)	200), 狭視野分	射強度, 雲頂温度,				保存されている。
	光日射計,放射	雲水量,気温,湿				
	温度計, 雲水量	度,気圧,高度,飛				
	計, 温度計湿度	行速度, ピッチ角,			1. C	
	計,気圧計,高	ロール角,ヨー角				
	度計,動揺測定					
	装置					
雲粒子散乱センサー (FSSP) に	FSSP	雲粒子の粒径別数	3.5 インチ FD, 約	1990/12/10 12:21-12:58	水野 量	
よる粒径別数濃度		濃度 (1/cc, 6μm	4MB, テキスト形	1990/12/13 10:36-11:43,	(物理気象)	
		毎)	式,時刻(時分秒),	12:01-12:54		
(FSSP による粒径別粒子数と			対気速度 (kt),粒	1990/12/14 10:47-12:31		
対気速度 (TAS) とから算出し			径別数濃度(1/cc)	1990/12/16 10:53-13:25		
た粒径別数濃度)						
雲粒子イメージセンサー (PMS	2D-C	雲粒子像	プリンター用紙	1990/12/10 12:21-12:58	水野 量	2D データ形式
2D-C) による雲粒子像				1990/12/13 10:36-12:54	(物理気象)	のデータを雪粒子
				1990/12/14 10:47-12:31		解析プログラム
(PMS 2D-C によって得られ				1990/12/16 10:53-13:25		(SDAP ver.3.1)
た雲粒子像のハードコピー)						で処理することに
			1 - a			より、雲粒子画像
						が得られる。

航空機観測関連データ (つづき) (Aircraft Observation Data (continued))

- 331 -

資料名(概要)	測器	測定要素	記録様式	データの日時	担当者	その他
雲粒子ビデオ測定装	AVIOM-C	粒径別雲粒数濃度	3.5 インチ FD, 約	1990/12/10 12:25-12:26	水野 量	
置 (AVIOM-C) による雲粒		(1/cc, 8µm 毎)	330kB, テキスト	1990/12/13 10:42-12:48	(物理気象)	
数濃度			ファイル	1990/12/14 11:00-12:22		
			時刻(時分秒),粒	1990/12/16 10:17-13:28		
(AVIOM-C による雲粒子画像			径別数濃度(1/cc)			
から算出した雲粒数濃度)						
雲粒子ビデオ測定装	AVIOM-C	雲粒子画像	ビデオテープ	1989/03/28 13:45-14:33	松尾敬世	
置 (AVIOM-C) による粒子			15 本, VHS	1989/03/29 10:46-12:43	水野 量	
画像				1989/03/30 11:18-13:14	(物理気象)	
				1989/03/30 13:14-14:01		
(AVIOM-C によって撮影され				1989/12/20 11:36-13:18		
た雲粒子の画像を収録したビデ				1989/12/21 11:01-13:25		
オテープ)				1989/12/22 12:08-12:39		
				1989/12/22 10:22-11:46	-	
				1989/12/23 11:45-12:10		
				1990/12/10 12:23-12:58		
				1990/12/13 10:42-12:40		
				1990/12/13 12:40-12:54		
				1990/12/14 10:49-13:03		
				1990/12/16 10:15-12:45		
				1990/12/16 13:16-13:28		

地上観測関連データ	(Ground-based	Observation Data)
-----------	---------------	-------------------

資料名(概要)	測器	測定要素	記録様式	データの日時	担当者	その他
雲粒子ゾンデ (HYVIS) による	HYVIS	雲粒撮影ビデオ;	ビデオテープ,	1987/12/11 12:11 ~	村上正隆	
雲粒数濃度		雲粒数濃度, 気温・	最大長の粒径スペ	1989/06/22 11:05 ~	水野 量	
		湿度の鉛直分布	クトルの表 (1989	1989/06/30 10:44 ~	(物理気象)	
(HYVIS によって観測された			年6月22日,30	1989/06/30 12:54 ~		
雲粒数濃度及び雲粒撮影ビデオ			日)	1990/10/29 16:58 ~		
)				1990/11/01 16:51 ~	1	
•		:		1990/11/19 12:05 ~		
「雲と放射」ライダー観測	ルビーライダー	雲底高度, みかけ	5 インチ 2HD FD,	1987/12/11 10:25-14:05	内野 修	
	(694.3nm)	の雲頂高度, 高度	MS-DOS ASCII	1989/06/22 08:50-12:12	藤本敏文	
	YAG ライダー	約 1km から雲頂	シーケンシャルフ	1989/06/30 10:25-13:28	(気象衛星・	
	(532nm)	までの消散係数の	ァイル,	1990/10/29 15:58-18:25	観測システ	
		鉛直プロファイル、	プロファイル1本	1990/11/01 15:29-18:05	ム)	
		可能な場合偏光解	毎に1ファイル			
		消度				
地上観測 データ	分光直達日射	分光直達放射強度,	3.5 インチ 2HD	1989/06/22 09:00-12:59	塩原匡貴	
	計, MCP, 全	分光日射フラック	FD, テキスト形式	1989/06/30 10:26-13:59	(気候)	
(地上観測システムとして一括	天日射計 (MS-	ス,太陽放射フラ	時刻, 各物理量	1990/10/29 17:00-18:20		
収録した放射データ)	801), 赤外放射	ックス, 赤外放射		1990/11/01 16:00-17:40		
	計 (PIR), 赤外	フラックス, 赤外		1990/11/19 11:10-13:30		
	放射温度計	10µm 帯放射				
		· · · ·			- Carnes	

- 332 -

地上観測関連データ (つづき) (Ground-based Observation Data (continued))

資料名(概要)	測器	測定要素	記録様式	データの日時	担当者	その他
雲からの射出スペクトル	フーリエ変換干	特定波長による雲	5 インチ 2HD FD,	1989/6/22	深堀正志	
	涉分光法	の放射輝度	ASCII ファイル	10:40-12:00 (5 分間隔)	(物理気象)	
(800 ~ 1200cm ⁻¹ における雲	(Digilab FTS-			12:00-12:45 (15 分間隔)	内山明博	
からの射出スペクトル)	20C/D)			12:45-13:15 (5 分間隔)	(気候)	
				1989/6/30		
				10:47		
				10:50-11:45 (5 分間隔)		
				11:50-12:50 (15 分間隔)		
				12:55-13:50 (5 分間隔)		
			<i>.</i>	1990/10/29		
				17:00-18:20 (10 分間隔)		
				1990/11/01		
				16:11		
			· .	16:20-17:50 (10 分間隔)		
				1990/11/19	· .	
				11:10-13:30 (10 分間隔)		

静止気象衛星データ((GMS)	data)
------------	-------	-------

年	月日		観測時間帯(Z)										
1987	9.19			03Z				GMS-3					
	9.20			03Z,	04Z,	05Z		GMS-3					
	9.21		02Z,	03Z,	04Z			GMS-3					
1989	3.28					05Z,	06Z	GMS-3					
	3.29			03Z,	04Z			GMS-3					
	3.30			.03Z,	04Z,	05Z		GMS-3					
1989	12.20		02Z,	03Z,	04Z,	05Z		GMS-4					
	12.21		02Z,	03Z,	04Z			GMS-4					
	12.22	01Z,	02Z,	03Z,	04Z			GMS-4					
1990	12.13		02Z,	03Z,	04Z,	05Z		GMS-4					
	12.14		02Z,	03Z,	04Z			GMS-4					
	12.16	01Z,	02Z,	03Z,	04Z,	05Z		GMS-4					

Dataset Name

Infrared: IRyymmdd.Zhh, Visible: VSyymmdd.Zhh yy: year, mm: month, dd: day, hh:hour(UTC) NOAA 衛星データ (HRPT data)

年	月日	受信時刻	衛星名	観測種別
1987	9.19	05:43Z	NOAA-9	航空機観測
	9.20	05:32Z	NOAA-9	航空機観測
	9.20	05:21Z	NOAA-9	航空機観測
1987	12.11	05:51Z	NOAA-9	地上観測
1989	3.28	03:40Z	NOAA-11	航空機観測
	3.29	03:20Z	NOAA-11	航空機観測
	3.30	03:20Z	NOAA-11	航空機観測
1989	6.22	04:03Z	NOAA-11	地上観測
	6.29	23:21Z	NOAA-10	地上観測
	6.30	04:22Z	NOAA-11	地上観測
1989	12.20	04:23Z	NOAA-11	航空機観測
	12.21	04:12Z	NOAA-11	航空機観測
	12.22	04:01Z	NOAA-11	航空機観測
	12.23	03:51Z	NOAA-11	航空機観測
1990	10.29	04:44Z	NOAA-11	地上観測
	10.29	08:55Z	NOAA-10	地上観測
	11. 1	04:10Z	NOAA-11	地上観測
	11. 1	09:26Z	NOAA-10	地上観測
	11.19	04:12Z	NOAA-11	地上観測
1990	12.13	04:49Z	NOAA-11	航空機観測
	12.14	04:38Z	NOAA-11	航空機観測
	12.15	04:26Z	NOAA-11	航空機観測
	12.16	04:15Z	NOAA-11	航空機観測

	1.1.2.1.2		+7+404 (C404)		エアロコマンダ 685 (A)	C685)
~		相応		, 	<u> </u>	[
4 7 1					~~~~	
1987 9.	.19	竜ヶ畸→海上→八丈島	10:21-12:23, 12:23-13:27	刖,V		
			10:22-13:25	下,β		
9.	.20	八丈島→観測→八丈島	10:56-12:59, 12:59-14:58	前, V		
1 1			10:57-13:58, 13:58-14:57	下,β		
9.	.21	八丈島→観測→竜ヶ崎	09:59-12:43, 12:44-15:10	前, V		
			10:04-13:00, 13:00-15:10	下,β		
1989 3.	.28	八尾→八丈島近海→八丈島	11:15-13:30, 13:35-14:45	前, V	10:55-13:51, 13:53-15:00	前, <i>β</i>
					10:55-13:50, 13:51-15:00	下,β
3.	.29	八丈島→八丈島近海→八丈島	10:02-13:15	前, V	10:01-12:51, 13:02-13:47	前, β
					10:01-12:50, 12:55-13:46	Τ,β
3.	.30	八丈島→八尾	10:50-15:00	前, V	10:26-13:41	前,β
					10:26-13:41	下, β
1989 1	2.20	八尾→青ケ島→八丈島	09:46-11:45, 11:46-13:40	前, β	10:41-12:34, 12:35-13:46	前, V
					10:41-12:34, 12:34-13:46	下,β
1:	2.21	八丈島→八丈島東方海上	09:40-11:35, 11:35-13:30	前,β	09:45-11:43, 11:44-13:43	前, V
		八丈島→八丈島東方海上			09:45-11:43, 11:43-13:43	下, β
1	2.22	八丈島→八丈島東方海上	09:30-11:38, 11:40-12:45	前, β	09:35-11:35, 11:36-13:15	前, V
		八丈島→東方海上			09:35-11:35, 11:35-13:12	下,β
1990 1	2.13	八丈島→南海上→八丈島	10:00-12:10, 12:19-12:53	前, β	09:37-11:35, 11:36-13:40	下,β
					10:25-12:29, 12:37-13:55	前, 8
1	2.14	八丈島→南海上→八丈島	09:34-11:35, 11:36-13:07	前,β	09:24-11:28, 11:29-12:47	下,β
1	2.16	八丈島→南東海上→八丈島	09:50-11:45, 11:45-13:40	前,β	09:33-11:41, 11:55-13:33	下, <i>β</i>
					10:14-12:18	前, 8

航空機観測ビデオテープ (前:前方,下:下方,V:VHS テープ,β:βテープ,8:8mm ビデオテープ)

- 335 -

A.3 研究成果 (List of Publications)

(論 文)

- Asano, S. and A. Uchiyama, 1987: Application of an extended ESFT method to calculation of solar heating rates by water vapor absorption. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 38, 147-158.
- Murakami, M., T. Matsuo, T. Nakayama and T. Tanaka, 1987: Development of cloud particle video sonde. J. Met. Soc. Japan, 65, 803-809.
- Uchino, O., I. Tabata, K. Kai and Y. Okada, 1988 : Polarization properties of middle and high level clouds observed by lidar. J. Met. Soc. Japan, 66, 607-616.
- Kobayashi, T., 1988 : Parameterization of reflectivity for broken cloud fields. J. Atmos. Sci., 45, 3034-3045.
- Kobayashi, T., 1989 : Radiative properties of finite cloud fields over a reflecting surface. J. Atmos. Sci., 46, 2208-2214.
- Shibata, K. and T. Aoki, 1989: An infrared radiative scheme for the numerical models of weather and climate. J. Geophy. Res., 94, 14923-14943.
- Asano, S. and M. Shiobara, 1989: Aircraft measurements of the radiative effects of tropospheric aerosols: I. Observational results of radiation budget. J. Met. Soc. Japan, 67, 847-861.
- Asano, S., 1989: Aircraft measurements of the radiative effects of tropospheric aerosols: II. Estimation of aerosol optical properties. J. Met. Soc. Japan, 67, 1023-1034.
- Shibata, K., 1989: An economical scheme for the vertical integral of atmospheric emission in longwave radiative transfer. J. Met. Soc. Japan, 67, 1047-1055.
- Tanaka, T., T. Matsuo, K. Okada, I. Ichimura, S. Ichikawa and A. Tokuda, 1989: An airborne video-microscope for measuring cloud particles. Elsevier Science Publishers B. V., Atmos. Research, 24, 71-80.
- Aoki, T. and K. Shibata, 1990: Some developmets of the method to apply band models to an inhomogeneous atmosphere. J. Met. Soc. Japan, 68, 385-394.
- Murakami, M. and T. Matsuo, 1990: Development of hydrometeor video sonde (HYVIS). J. Atmos. Ocean Tech., 7, 613-620.
- Shiobara, M. et al., 1991: Aerosol monitoring using a scanning spectral radiometer in Sendai, Japan. J. Met. Soc. Japan, 69, 57-70.
- Uchiyama, A., 1991 : Line-by-line computation of the atmospheric absorption spectrum using the decomposed Voigt line shape. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer (in print).

(解説文・報告文)

浅野正二,1987:雲の放射過程の実験観測をめぐる世界の状況.測候時報(気象庁),54,147-157. 浅野正二,1988:紹介:根室で観察されたハロー現象.天気(日本気象学会),35,326-328. 水野 量・松尾敬世・村上正隆・山田芳則, 1991:雲粒子ゾンデの開発. 天気(日本気象学会), 38, 5-9. Asano, S. *et al.*, 1990:Field experiments and theoretical modeling of cloud-radiation processes:Program

and preliminary results. *Progress Report of WCRP in Japan*, Japanese WCRP Association (WCRP 協議会), 83-91.

(講 演)

- 村上正隆・中山 嵩・植村八郎・松尾敬世,1987: 雲及び放射の総合観測手法の研究 I. 雲粒子 ゾンデの開 発. 日本気象学会1987年度春季大会講演予稿集.
- 田中豊顕・岡田菊夫・市村市太郎,他,1987: 雲及び放射の総合観測手法の研究 I. 航空機用雲粒子測定装 置の開発.日本気象学会1987年度春季大会講演予稿集.
- 伊藤朋之・金沢五寿雄・池上三和子,1987:雲及び放射の総合観測手法の研究Ⅱ. 航空機による雲内エーロ ゾル観測手法について.日本気象学会1987年度春季大会講演予稿集.
- 浅野正二・塩原匡貴・真野裕三・忠鉢 繁,1987:雲及び放射の総合観測手法の研究№. 航空機による雲の 分光日射観測.日本気象学会1987年度春季大会講演予稿集.
- 浅野正二・内山明博,1987:水蒸気による太陽放射加熱率の評価.日本気象学会1987年度春季大会講演予稿集. 柴田清孝・青木忠生,1987:長波放射のパラメタリゼーション(1).日本気象学会1987年度春季大会講演予稿 集.
- 柴田清孝・青木忠生, 1987:長波放射のパラメタリゼーション(I). 日本気象学会1987年度秋季大会講演予稿 集.
- 内野 修・田端 功・甲斐憲次, 1987: ライダーによる雲の特性に関する測定(2). 日本気象学会1987年度秋 季大会講演予稿集.
- 浅野正二,1987:気象研究所における雲と放射研究の現状と方向.WCRP協議会第1回WCRPシンポジウム 報告集「気候研究の現状と将来の課題」,41-46.
- 内野 修,1988:ライダーによる雲の偏光観測.電波科学研究連絡委員会F小委員会第322回会合資料.
- 柴田清孝・青木忠生,1988:長波放射のパラメタリゼーション(III).日本気象学会1988年度春季大会講演予稿 集.
- 内山明博・浅野正二,1988:相関 k-分布法による不均質大気の放射加熱率の計算について.日本気象学会 1988年度春季大会講演予稿集.
- 塩原匡貴・浅野正二・真野裕三,1988:層状雲の放射特性の航空機観測.日本気象学会1988年度春季大会講 演予稿集.
- 田中豊顕,WCRP 気象研航空機観測班,1988:雲粒子ビデオ顕微鏡で見た層積雲の雲水量.日本気象学会 1988年度春季大会講演予稿集.
- 内野 修・田端 功・甲斐憲次,1988:ライダーによる雲の偏光観測.第12回レーザーセンシングシンポジ ウム (岡山市)予稿集,17-18.
- Uchino, O., K. Kai and I. Tabata, 1988: Characteristics of middle- and high-level clouds observed by polarization lidar. *14th International Laser Radar Conference Abstracts*, 37-40.
- Tanaka, T., T. Matsuo, K. Okada et al., 1988: A new airborne device for measurement of clouds particles using video-microscope. 10th International Cloud Physics Conference Proceedings

— 337 —

(1988.8.15-20), Bad Hamburg, FRG.

- Murakami, M. and T. Matsuo, 1988 : Development of hydrometeor video sonde. 10th International Cloud Physics Conference Proceedings (1988.8.15-20), Bad Hamburg, FRG.
- 浅野正二・塩原匡貴,1988:対流圏エーロゾルの放射収支効果の航空機観測.気象研究所1988年度研究発表 会誌,204-214.
- 浅野正二・「雲−放射」特研グループ,1988:雲と放射の研究活動について.気象研究所1988年度研究発表会 誌,215-224.
- 小林隆久,1988:有限雲場の短波長反射特性.気象研究所1988年度研究発表会誌,225-234.
- 塩原匡貴・真野裕三・浅野正二・内山明博,1988:好晴積雲の雲量と反射率――1987年9月の航空機観測― 一.日本気象学会1988年度秋季大会予稿集.
- 内山明博・浅野正二,1988:Line-by-Line 法による透過率,放射冷却率の計算法について.日本気象学会 1988年度秋季大会予稿集.
- 小林隆久,1988:有限雲場の短波長反射特性(2)——地表面反射の影響——.日本気象学会1988年度秋季大会 予稿集.
- 真野裕三,1988:水平方向に非一様な雲の放射場について.日本気象学会1988年度秋季大会予稿集.
- 真野裕三・浅野正二・塩原匡貴・内山明博, 1989: 層積雲の内部構造と短波長放射特性. 日本気象学会1989 年度春季大会予稿集.
- 浅野正二・塩原匡貴,1989:対流圏エーロゾルの放射収支効果の観測.日本気象学会1989年度春季大会予稿 集.
- 内山明博, 1989: 散乱過程を含む赤外域の放射伝達について、日本気象学会1989年度春季大会予稿集.
- 小林隆久,1989:3次元放射伝達のDOM 解.日本気象学会1989年度秋季大会予稿集.
- 塩原匡貴・浅野正二・真野裕三・内山明博,1989:2機同時飛行による層状雲の放射収支観測.WCRP協議 会WCRP 第3回シンポジウム報告書,139-145.
- 真野裕三・塩原匡貴・浅野正二・内山明博,1989:航空機により観測された層状雲の水平不均質. WCRP 協議会 WCRP 第3回シンポジウム報告書,146-149.
- 真野裕三・塩原匡貴・浅野正二・内山明博, 1989:好晴積雲の統計的性質.WCRP協議会WCRP第3回シン ポジウム報告書, 150-151.
- 内山明博・浅野正二・塩原匡貴・真野裕三・深堀正志,1989:衛星の赤外域でみた雲. WCRP 協議会 WCRP 第3回シンポジウム報告書,152-164.
- 塩原匡貴・浅野正二・五十嵐守・深井智亜樹,1990:シリコン・ドーム型赤外放射計の検定黒体槽の開発と ドーム効果の定量化.日本気象学会1990年度春季大会予稿集.
- 浅野正二・塩原匡貴,1990:多波長フラックス反射率測定による雲物理パラメタの推定.日本気象学会1990 年度春季大会予稿集.
- 真野裕三・塩原匡貴,1990:小規模積雲の放射特性について.日本気象学会1990年度春季大会予稿集.

- 真野裕三・内山明博・塩原匡貴・浅野正二,1990:NOAA/AVHRR/CH3による雲のリモートセンシング. 日本気象学会1990年度春季大会予稿集.
- 内野 修・水野芳成・田端 功・高山陽三・阿保 真・長澤親生, 1990: ECLIPS(1): 気象研における概要. 日本気象学会1990年度春季大会予稿集.
- 水野芳成・内野 修・田端 功・君野珠宏・甲斐憲次,1990:ECLIPS (II):ライダーによる温暖前線面の雲の観測.日本気象学会1990年度春季大会予稿集.
- 高山陽三・内野 修・水野芳成・田端 功,1990:ライダー・赤外放射計による雲の放射率測定.日本気象 学会1990年度春季大会予稿集.
- Takano, Y., K.-N. Liou, S. Asano, A. Heymsfield and P. Minnis, 1990 : The effects of small ice crystals on the infrared radiative properties of cirrus clouds. *Proceedings of 7th Conference on Atmospheric Radiation* (1990.7.23-27), San Fran Cisco Calif., (American Meteorological Society), 374-377.
- 塩原匡貴・浅野正二・松尾敬世・田中豊顕, 1990:層積雲の放射・雲物理特性の航空機観測——AVIOM・ FSSP・KINGによる雲水量の比較——. 日本気象学会1990年度秋季大会予稿集.
- 水野 量・松尾敬世・村上正隆・山田芳則,1990:HYVIS による巻層雲の内部構造の観測.日本気象学会 1990年度秋季大会予稿集.
- 松尾敬世・水野 量,1990:巻層雲の形成に関する数値実験.日本気象学会1990年度秋季大会予稿集.
- 塩原匡貴,1990:エプリー赤外放射計の測定精度.日本気象学会1990年度秋季大会予稿集.
- 小林隆久,1990:有限雲群の反射 Radiance パターン.日本気象学会1990年度秋季大会予稿集.
- 浅野正二他, 1990: The effects of small ice crystals on the infrared radiative properties of cirrus clouds. 日本気象学会1990年度秋季大会予稿集.
- 真野裕三, 1990:NOAA/AVHRR/CH3 で見た雲の構造.日本気象学会1990年度秋季大会予稿集.
- 内山明博・巻雲地上観測グループ,1990:氷晶雲(巻層雲)の地上観測について.WCRP 協議会第4回 WCRP シンポジウム(11月26日~11月28日)WCRP 第4回シンポジウム報告集,219-227.
- 田中豊顕,1990:アビオム(AVIOM-C)による雲粒子測定.WCRP協議会WCRP第4回シンポジウム(11 月26日~11月28日)第4回WCRPシンポジウム報告集,228-234.
- 浅野正二・塩原匡貴,1991:多波長フラックス反射率特性による雲物理パラメタの推定Ⅱ.雲水量と水蒸気の測定.日本気象学会1991年度春季大会予稿集.
- 塩原匡貴・浅野正二・内山明博,1991:サンフォトメータ観測による巻層雲の光学的厚さ.日本気象学会 1991年度春季大会予稿集.
- 内山明博・塩原匡貴・浅野正二・深堀正志,1991:地上から観測した巻層雲の赤外10µm域の放射特性(有 効射出率).日本気象学会1991年度春季大会予稿集.
- 小林隆久, 1991: 有限雲群の近赤外反射特性. 日本気象学会1991年度秋季大会予稿集.
- 柴田清孝・内山明博, 1991:不均質大気における 4-stream 近似について. 日本気象学会1991年度秋季 大会講演予稿集.
- 真野裕三・内山明博, 1991:大規模非球形粒子の散乱特性の計算について.日本気象学会1991年度秋 季大会予稿集.
- 真野裕三・塩原匡貴・浅野正二・内山明博,1991:航空機観測による積雲群の短波放射特性の解析. 日本気象学会1991年度秋季大会予稿集.

水野 量・松尾敬世,「雲と放射」観測グループ,1991:雲頂温度-4℃で氷化した層積雲の雲物理特 性.日本気象学会1991年度秋季大会予稿集.

内山明博,1991:衛星の10µm Split window について.日本気象学会1991年度秋季大会予稿集. 内山明博・浅野正二・深堀正志,1991:巻層雲の雲物理量と赤外10µm域の放射(放射の観測値と理論 計算値の比較).日本気象学会1991年度秋季大会予稿集.

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1000m深—— (1934-1943年及び1954-1980年) (海洋研究部, 1981) Horizontal Distribution of Temperature in 400m (or 500m) and 1000m 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および紫外日射の観測(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 Honshu (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 局地風と大気汚染物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-I (MRI・GCM-I) (予報研究部, 1984) A Description of the MRI Atmospheric General Circulation Model (The MRI・GCM-I) (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-IIの相互比較研究——計算結果図集——(海洋研究部, 1985)

An Intercomparison Study between the Wave Models MRI and MRI-II — ACompilation 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 ドップラーレーダーによる気象・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-I)による12年間の積分(予報研究 部, 1986)

Mean Statistics of the Tropospheric MRI · GCM- I 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もと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 Analyses 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性(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)

気 象 研 究 所 1946 (昭和21) 年設立

所長:多田利義

予	報	最 研 究		部	部	長:			長谷	別	隆	司
気	候	研	究	部	部	長:			古	賀	晴	成
台	風	研	究	部	部	長:			大	塚		伸
物	理 気	象	研究	部	部	長:			能	美	武	功
応	用 気	象	研究	部	部	長:			多	田	利	義
気	象衛	星	・観測	IJ								
	シス	テム	、研究	部	部	長:			田	中	豊	顈
地	震火	山	研 究	部	部	長:	理	博	清	野	政	明
海	洋	研	究	部	部	長:			菊	地	Æ	武
地	球 化	学	研 究	部	部	長:	理	博	重	原	好	次

気象研究所技術報告

						編3	委	貝長	:匊	地	7 I	t I	武				
編	集	委	員	:	Ξ	角	幸	夫		谷	貝		勇	原		昌	弘
					忠	鉢		繁		小	林	隆	久	韮	澤		浩
					伊	藤	秀	美		石	崎		廣	鈴	木		款
事	老	务	局	:	永	沢	義	嗣		中	島	幸	久				

気象研究所技術報告は,1978(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,気 象学,海洋学,地震学その他関連の地球科学の分野において気象研究所職員が得た研究成果に関し,技術報 告,資料報告および総合報告を掲載する。

気象研究所技術報告の編集は、編集委員会が行う。編集委員会は原稿の掲載の可否を判定する。

本誌に掲載された論文の著作権は気象研究所に帰属する。本誌に掲載された論文を引用する場合は,出所 を明示すれば気象研究所の許諾を必要としない。本誌に掲載された論文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,個人が研究,学習,教育に使用する場合を除き,気象研究所の許諾を得な ければならない。

