

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、地球一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-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)

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 elements.

ゾンデ

測器		測定量	測定 (抽出) される物理量
雲粒子ゾンデ (HYVIS)		気温, 湿度, 氷晶の数密度, 粒径分布	温度, 水蒸気量, 微物理特性 (氷晶の形, サイズ, 数, 氷水量)

Lider

測器	波長	測定量	測定 (抽出) される物理量
ルビースライダー	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 (sunphotometer)	368nm, 500nm, 675nm, 862nm	透過光のスペクトル分布	太陽放射に対する光学的厚さの波長分布
分光全天日射計 (多波長雲日射計)	0.4 ~ 1.6 μ m	分光日射フラックス	地表面での太陽放射分光フラックス
フーリエ変換型赤外分光光度計 (FTIR)	800 ~ 1200cm ⁻¹	赤外放射スペクトル	赤外窓領域の射出率 赤外 10 μ m 域の光学的厚さ
赤外放射温度計	9.5 ~ 11.5 μ m	赤外窓領域の放射輝度温度	窓領域の射出率・光学的厚さ 雲の輝度温度
全天日射計	0.3 ~ 3 μ 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 ~ 50 μ m	全天赤外放射フラックス	地表面での赤外放射フラックス
全天カメラ		全天雲分布	巻雲の水平分布

衛星

NOAA	AVHRR, HIRS	可視反射輝度 赤外放射輝度	可視光の反射率 赤外窓領域の射出率・光学的厚さ 雲の分布
------	-------------	------------------	------------------------------------

クティブなり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

Table 3.1.2 Observation date and time.

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	—	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 ~)

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。○は処理済み, △は未処理, —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。

Table 3.1.3 Data status.

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)	○	○	○	△	△	△
ライダー	○	○	○	○	○	○
分光直達日射計 (sunphotometer)	—	○	○	—	—	—
分光全天日射計 (多波長雲日射計)	—	△	△	—	—	—
赤外分光光度計 (FTIR)	—	○	○	○	○	○
赤外放射温度計	—	○	○	○	○	○
全天日射計	—	○	○	○	○	○
全天放射計	—	○	○	○	○	○
NOAA 衛星	○	○	○	○	○	○

○ : calibrated data, △ : not calibrated data, — : no data

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は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、水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0.2mm～10mm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 μ m～1000 μ m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10cm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と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) 総観的气象状況

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。

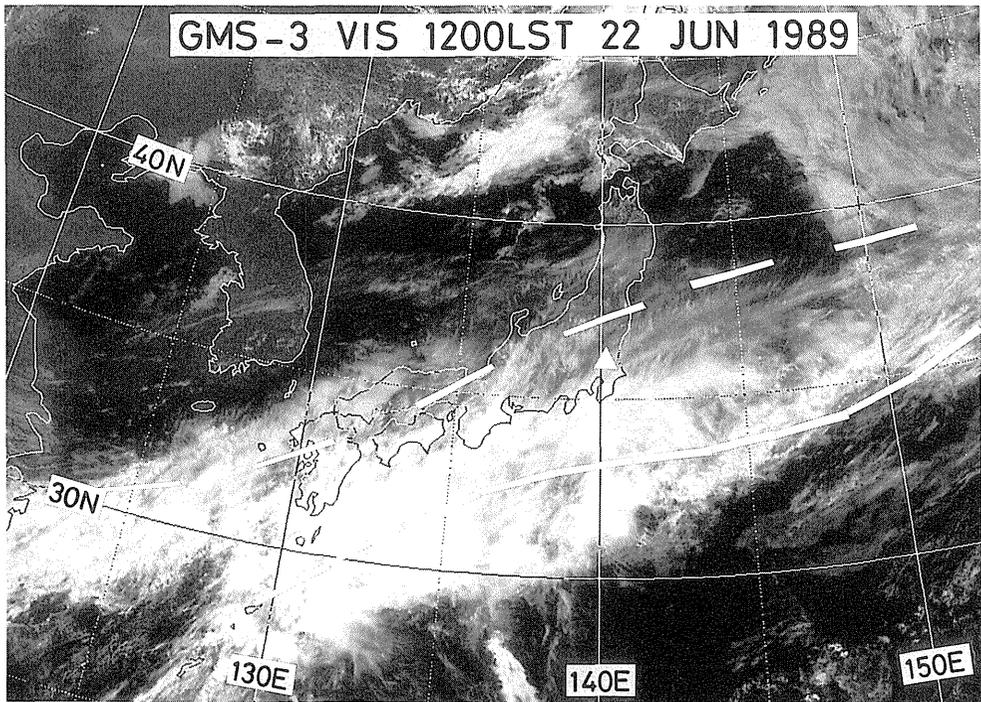


Fig. 3.2.1 Visible GMS-3 image at 12LST 22 June 1989. Heavy line and broken line denote a surface stationary front (Baiu front) and 200mb jet core, respectively. A triangle represents an observation site (Meteorological Satellite Center, JMA photo).

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7 km、 -20°C であることが分かる。また、 -40°C 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°C 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、その値は水に対する飽和湿度（ -20°C で82%、 -30°C で75%が水に対する飽和湿度）付近にある。このことから雲内の湿度は、ほぼ水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。

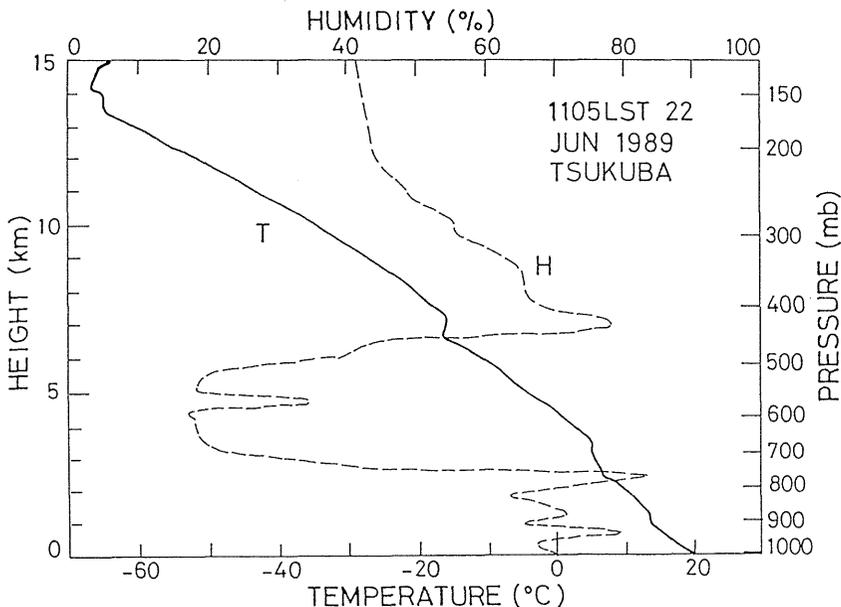


Fig. 3.2.2 Temperature and humidity profiles for 1105LST 22 June 1989.

(3) 氷晶とハロー

Fig. 3.2.3は、高度9.8 km、 -34°C 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 $240\mu\text{m}$ 、幅 $64\mu\text{m}$ 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・湿度ダイアグラムとよく一致している。

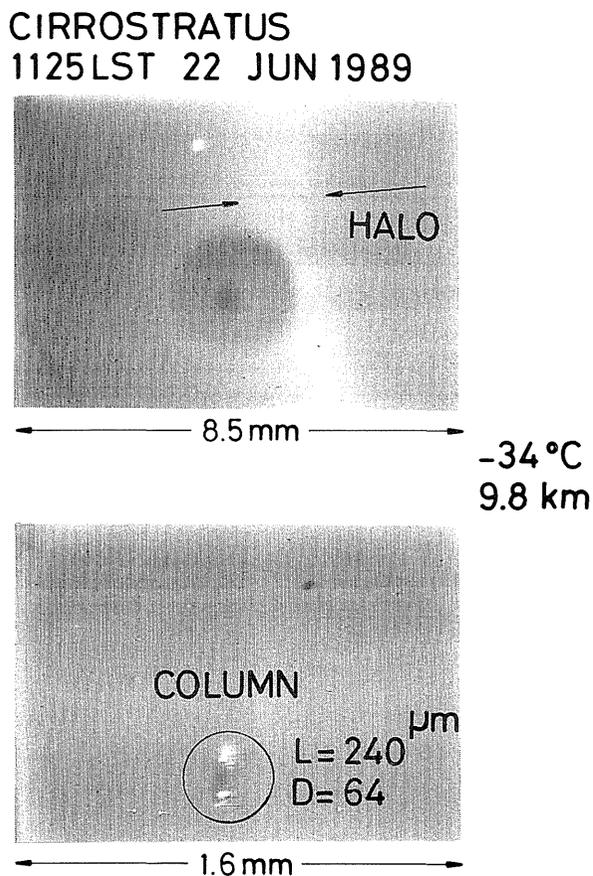


Fig. 3.2.3 Ice crystal images observed at 9.8km MSL (-34°C). The image above shows a large ice crystal, the 22° halo, and a balloon taken through a close-up TV camera. The image below shows a solid column taken through a microscope TV camera.

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 $10\mu\text{m}\sim 200\mu\text{m}$ 、数濃度が $\sim 10^5/\text{m}^3$ 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9km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 $\sim 10^5/\text{m}^3$ で下方ほど大きな氷晶($\sim 200\mu\text{m}$)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($\sim 1\text{mm}$)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、雲内の湿度がほぼ水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 10cm/sec と見積もられることを(1)で述べた。ここでは、これとは別に高層气象台が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。

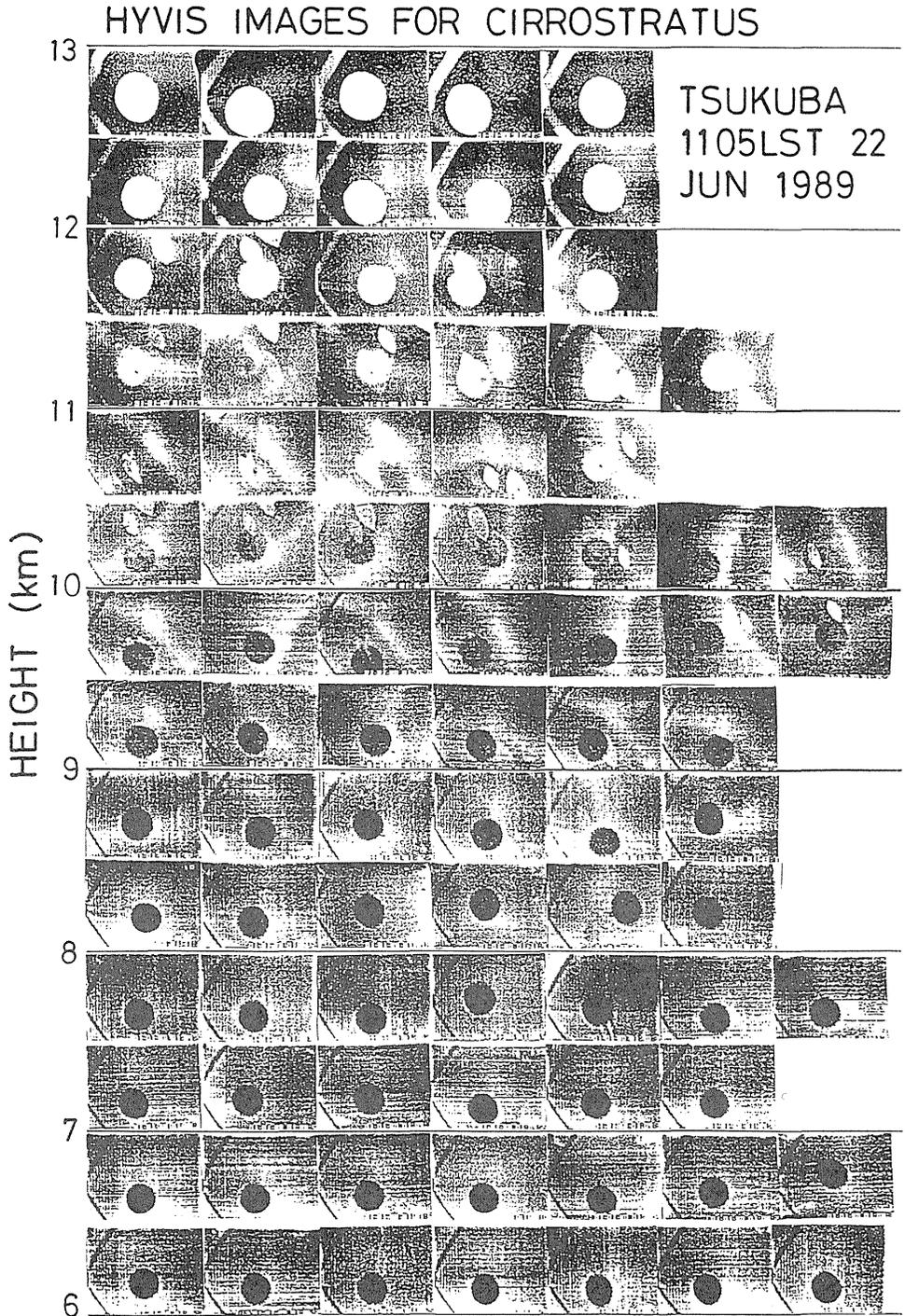


Fig. 3.2.4 Vertical distribution of HYVIS images showing the 22° halo for 1105LST 22 June 1989.

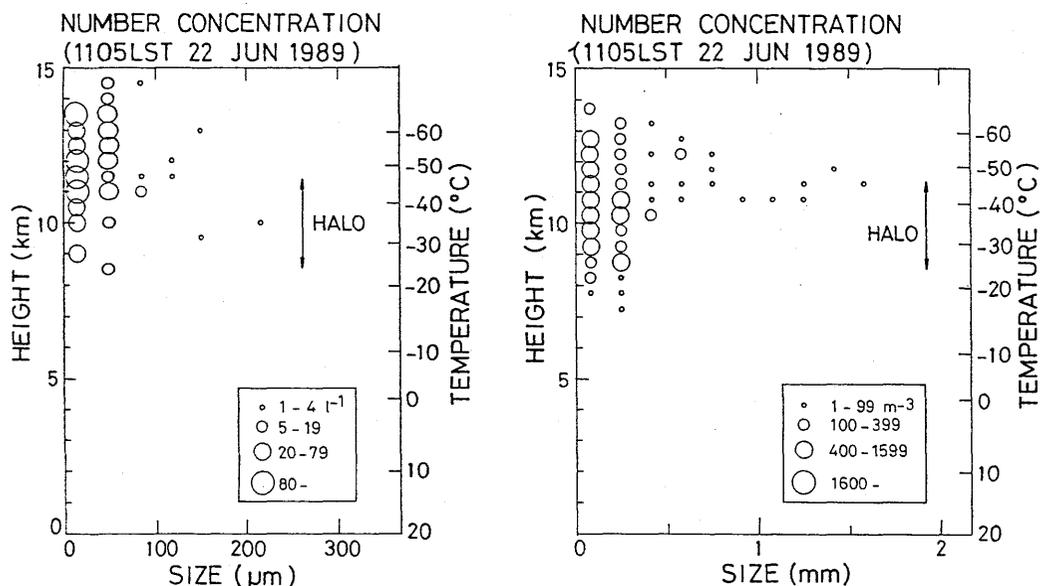


Fig. 3.2.5 Vertical change in size distribution of ice crystals. The number concentration of ice crystals in each 500 m layer are indicated.

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。

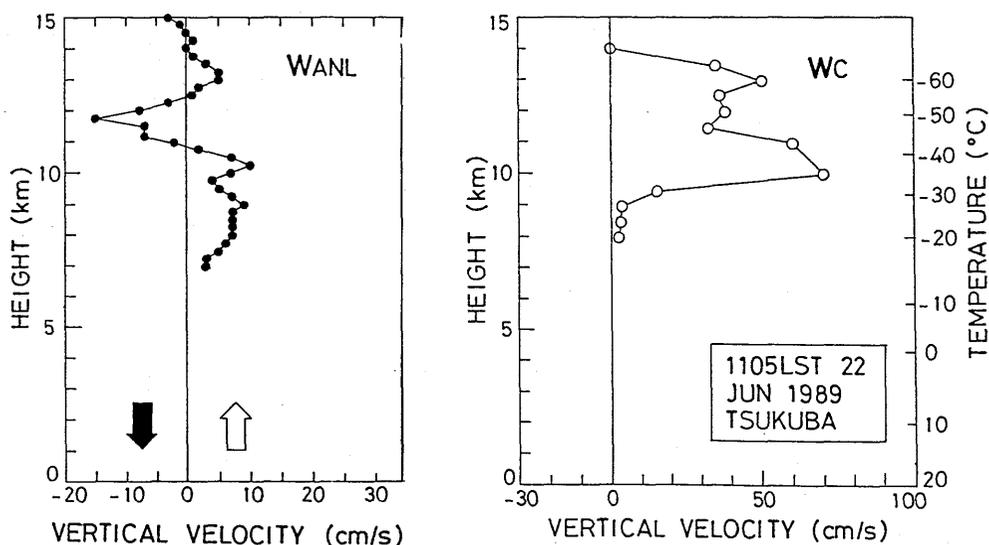


Fig. 3.2.6 Vertical velocity (W_{ANL}) and critical vertical velocity (W_c) are indicated. W_{ANL} is estimated from the ascent rate of contours of equivalent potential temperature at 1130LST and 1430LST on 22 June 1989. W_c is calculated using the data of ice crystal concentration observed on the assumption 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 $\sim 10^5/m^3$ 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。

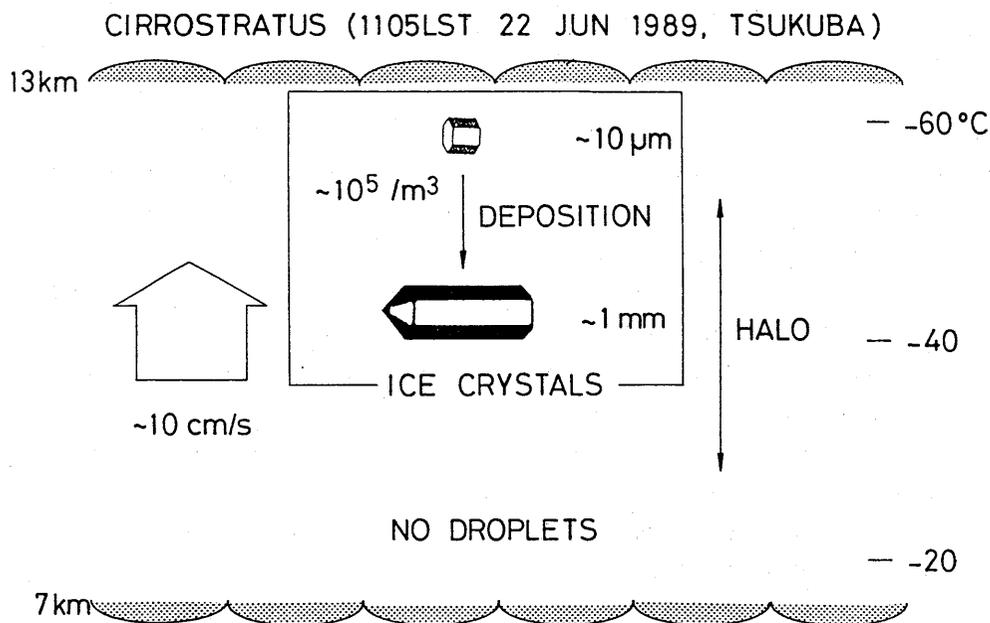


Fig. 3.2.7 Schematic drawing of vertical structure observed in the cirrostratus.

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 lidar)

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、エアロゾル、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ァイル、雲底高度、可能な場合は偏光解消度のプロファイルを得ることを目的としている。

研究期間中に雲、エア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694.3nm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50cmの受信望遠鏡を持つマルチカラーライダーの、532nm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532nm光を使用し、口径35cmの受信望遠鏡を持つ雲・エア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が大きく、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20Hz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、エアロゾル観測用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1064nmの光パルスは共振器内のプリズム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532nm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を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60cm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532 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ーがあり、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。スプリッター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。デジタル化の時間間隔は最大観測高度15 kmの時は100nsec (15m)、30km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。

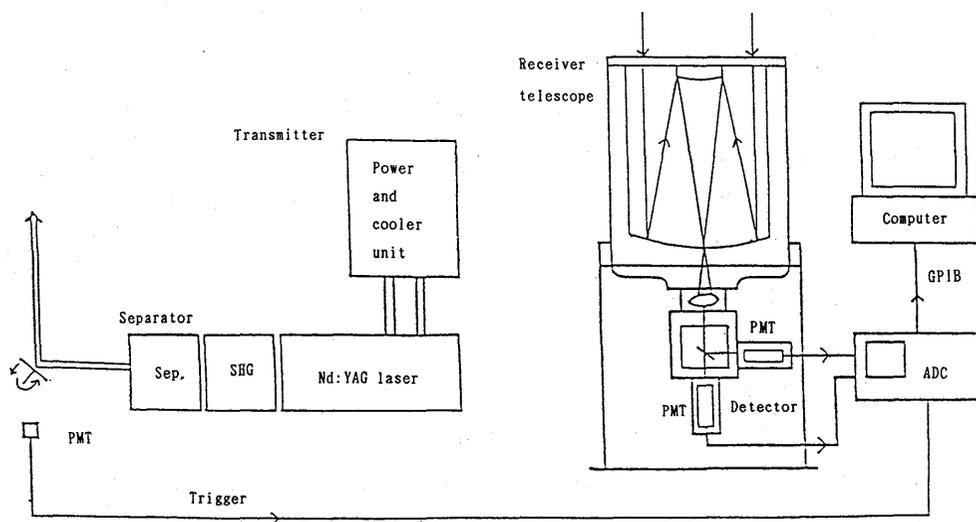


Fig. 3.3.1 The schematic diagram of the lidar system developed for the observation of cloud and aerosol.

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.

Transmitter			
Laser	Nd : YAG		
Wavelength	532	nm	
Output energy	190	mJ	
Pulse repetition	20	Hz	
Beam divergence	0.5	mrad	
Receiver			
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	
ADC			
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

$$D(z) z^2 = An(z) + Bz^2, \quad (3.3.1)$$

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、

$$R(z) = P(z) z^2 = (D(z) - B) z^2 \quad (3.3.2)$$

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 75 m, 30 km レンジの時 150 m 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

$$\begin{aligned} R(z) &= P_0 C (\beta_D(z) + \beta_R(z)) \exp\left\{-2 \int_0^z (\sigma_D(z') + \sigma_R(z')) dz'\right\} \\ &= P_0 C (\beta_D(z) + \beta_R(z)) T_D^2 T_R^2 \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

で与えられる。ここで P_0 は送信出力、 C は装置定数、 T_R と 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。 $\beta_R(z)$ と $\beta_D(z)$ 及び $\sigma_R(z)$ と $\sigma_D(z)$ はそれぞれ空気分子 R と雲 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や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、 $\sigma_D(z)$ と $\beta_D(z)$ 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、

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

雲に対しては、比例係数 S_D 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

$$\beta_D(z) = -\frac{1}{2S_D T_D^2} \frac{dT_D^2}{dz} \quad (3.3.5)$$

が成り立つので、(3.3.3) 式は T_D 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 $\beta_D(z)$ に代入して T_D について整理すると、

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

となる。この微分方程式の解は、

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

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、

$$\beta_D(z) + \beta_R(z) = \frac{R(z) \exp\left\{-2(S_D - S_R) \int_0^z \beta_R(z') dz'\right\}}{P_0 C - 2S_D \int_0^z R(z') \exp\left\{-2(S_D - S_R) \int_0^{z'} \beta_R(z'') dz''\right\} dz'} \quad (3.3.8)$$

が得られる。これから $\beta_D(z)$ 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 $\beta_D(z_1) + \beta_R(z_1)$ で置き換える。このとき $z_1 > z$ を遠方にと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、

$$\begin{aligned} & \beta_D(z) + \beta_R(z) \\ &= \frac{R(z) \exp\left\{2(S_D - S_R) \int_z^{z_1} \beta_R(z') dz'\right\}}{\frac{R(z_1)}{\beta_D(z_1) + \beta_R(z_1)} + 2S_D \int_z^{z_1} R(z') \exp\left\{2(S_D - S_R) \int_z^{z'} \beta_R(z'') dz''\right\} dz'} \quad (3.3.9) \end{aligned}$$

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とるので、 $\beta_D(z_1) = 0$ 。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。

消散係数のプロファイ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

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付近を中心としてはば7から20付近までの範囲の値を取る。特に、氷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 $R(z_1)$ 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ンホルドの後退解も、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、十分に小さな $R(z_1)$ 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。発散が起きている場合は、 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ール、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

分が無かったため、ほとんど結果が得られていない。

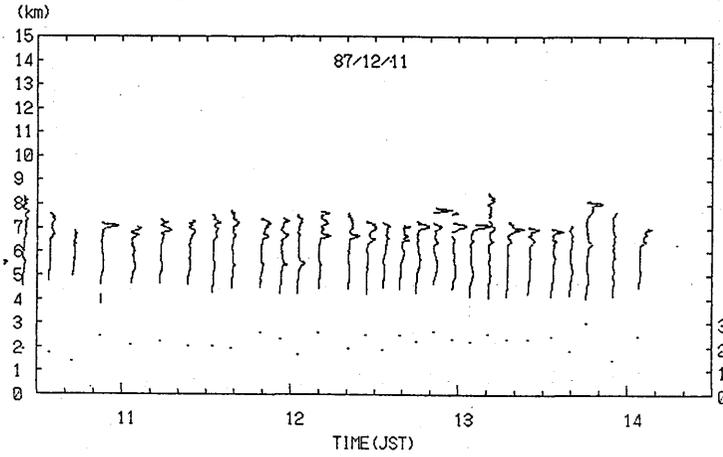


Fig. 3.3.2 The time sequence chart of the observations of middle level stratus clouds in December 11, 1987 with the ruby lidar in the MRI. The abscissa is observation time in JST. The ordinate is altitude in km. The curved lines denote the vertical profiles of extinction coefficient in the clouds. The 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.

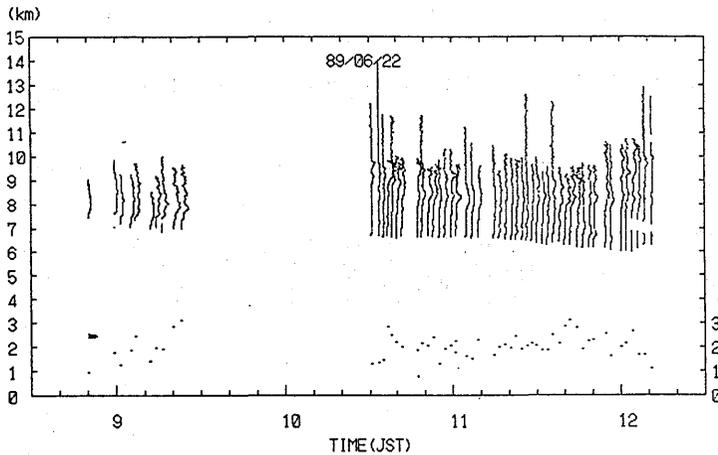


Fig. 3.3.3 Same as Fig. 3.3.2 but in June 22, 1989 with a YAG lidar system in the MRI.

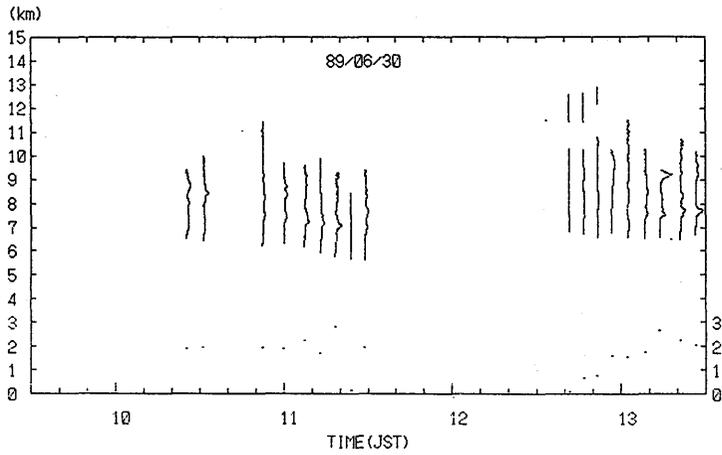


Fig. 3.3.4 Same as Fig. 3.3.3 but in June 30, 1989.

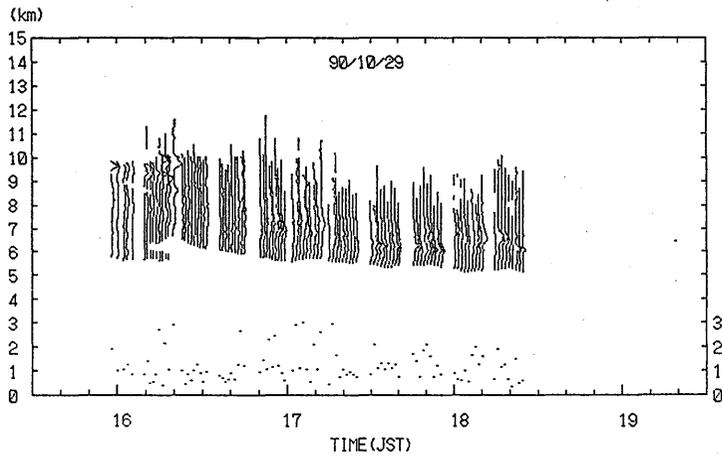


Fig. 3.3.5 Same as Fig. 3.3.2 but in October 29, 1990 with the cloud lidar shown in Fig. 3.3.1.

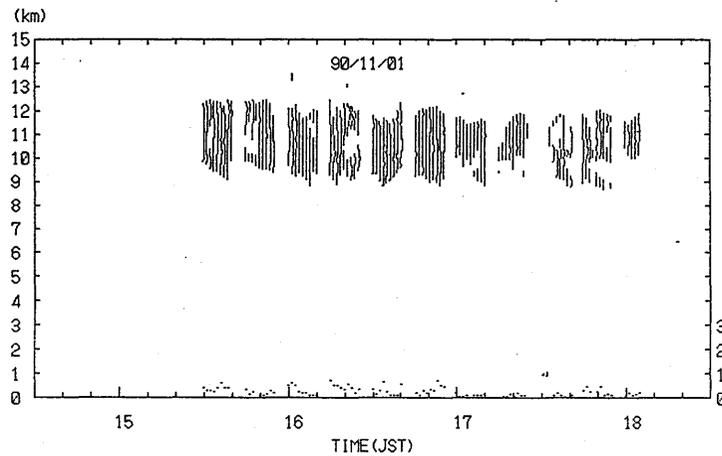


Fig. 3.3.6 Same as Fig. 3.3.5 but in November 1, 1990.

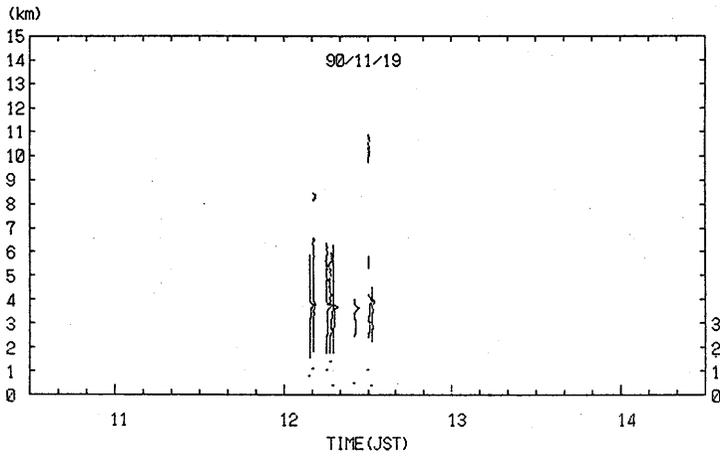


Fig. 3.3.7 Same as Fig. 3.3.5 but in November 19, 1990. The sparse data are due to the poor atmospheric condition on the day.

参 考 文 献

Fernald, F. G., 1984 : Analysis of atmospheric lidar 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 $0\sim 75^\circ$ で、slant-pathの光学的厚さ (=鉛直大気的光学的厚さ \times 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。

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、slant-path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

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

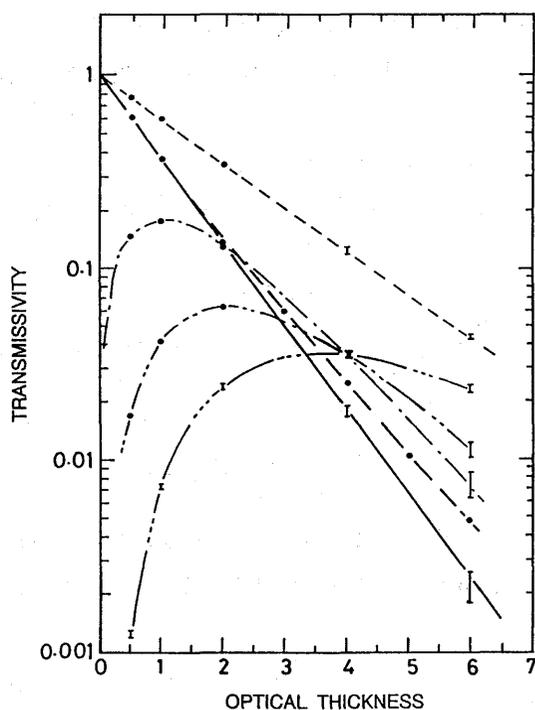


Fig. 3.4.1 Monte Carlo simulation of solar transmissivities for various slant-path optical thickness when a sunphotometer has a half field-of-view of 1.2 degree. The direct (thick solid curve), the singly scattered (dot-dashed curve), the secondary scattered (double-dot-dashed curve) and the scattered 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

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。

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

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。

$$P \Delta \Omega = \int_0^\beta P(\Theta) \sin \theta d\theta \quad (3.4.2)$$

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 μm 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 $F_0 = 1318 \text{W/m}^2$ (0.3~2.8 μm) 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。

$$T = F_s \cdot \frac{R^2}{F_0 \cos \theta} \quad (3.4.3)$$

ここで, F_s は観測された全天日射量, R と θ 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4~50 μm 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割合に依存するが, 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10~20 W/m^2 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9.5~11.5 μm 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 $-50 \sim +50^\circ\text{C}$, 精度は $\pm 0.5^\circ\text{C}$ 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

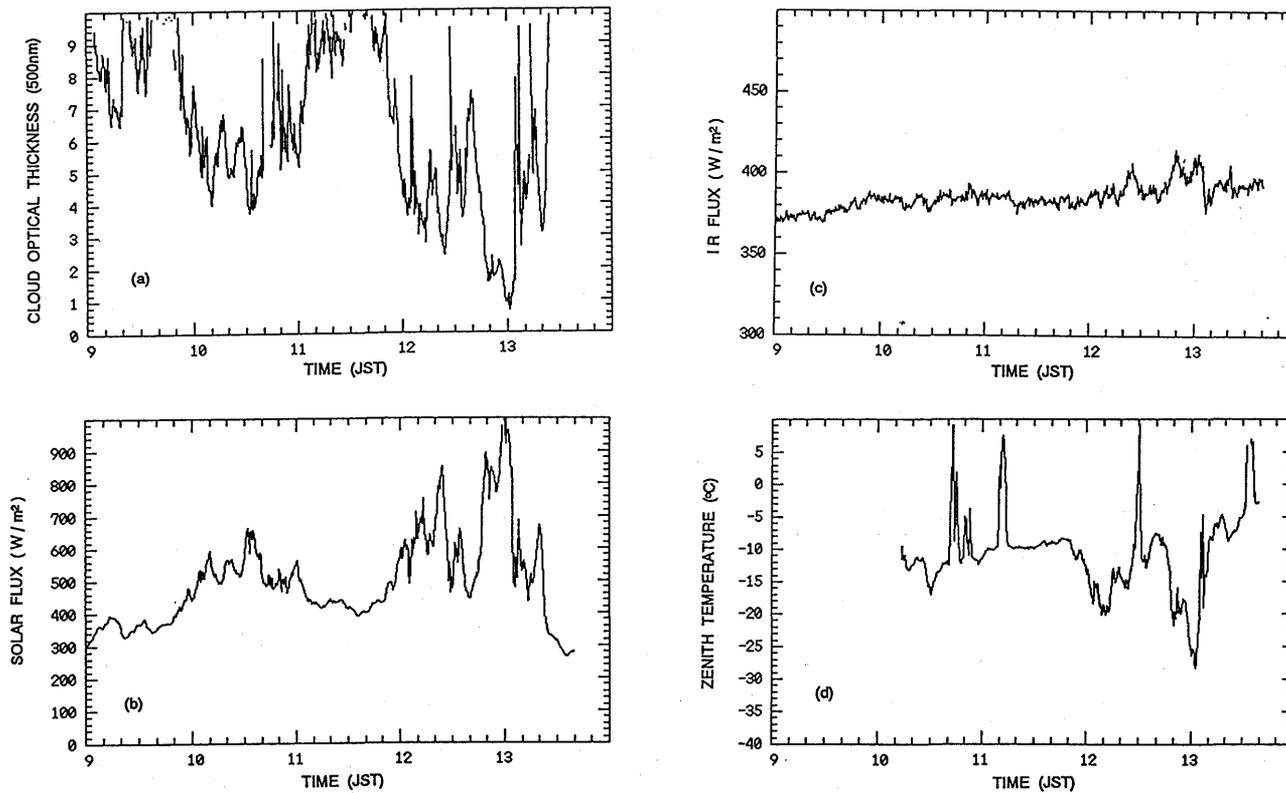


Fig. 3.4.2 Observational results for cirrostratus on June 22, 1989. (a) Cloud optical thickness at the wavelength of 500nm, (b) downward flux of solar radiation, (c) downward flux of infrared radiation, and (d) zenith brightness temperature at the $10 \mu m$ window region.

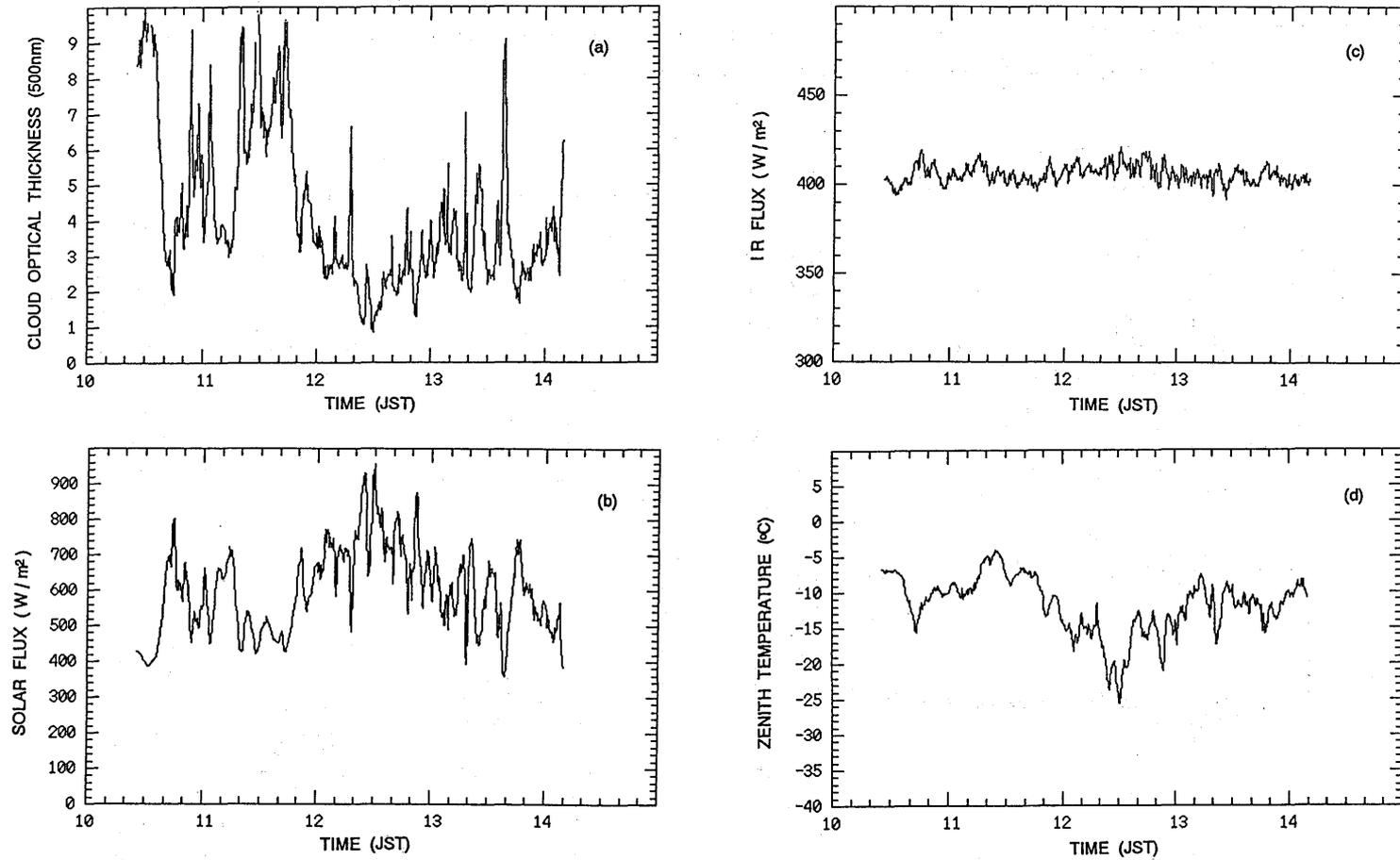


Fig. 3.4.3 Same as Fig. 3.4.2, but for cirrostratus on June 30, 1989.

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。

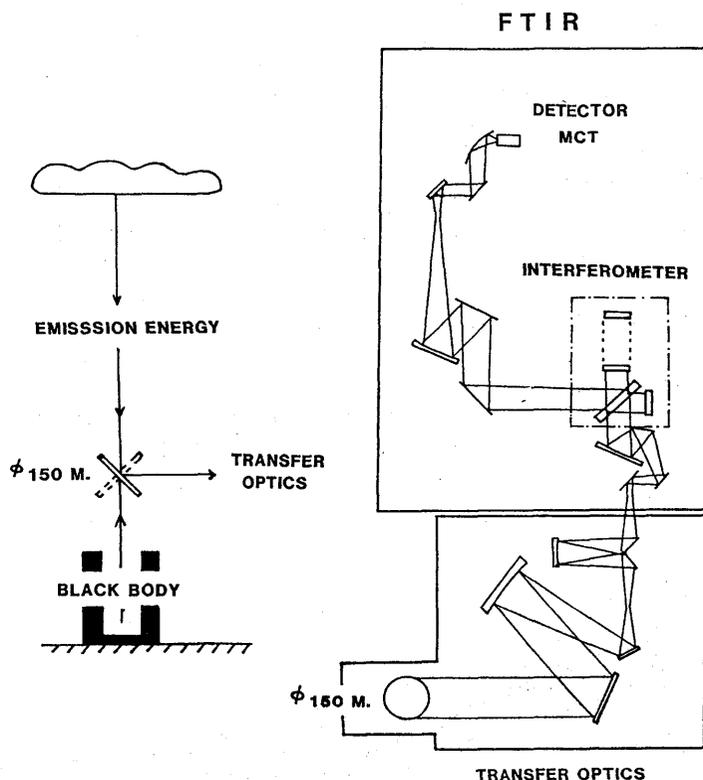


Fig. 3.4.4 Schematic diagram of the observational apparatus.

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出器で検出される。検出器には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

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。

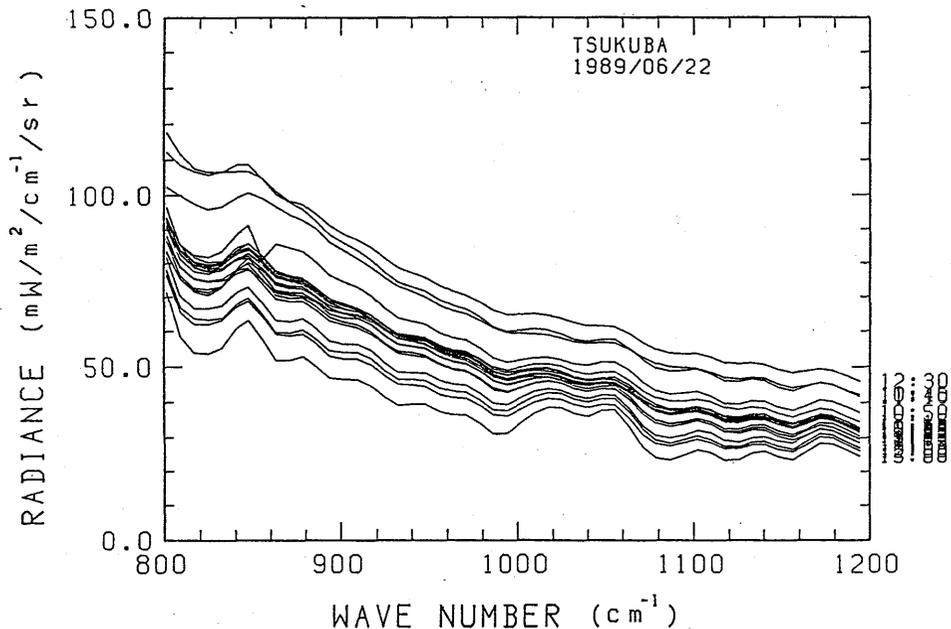


Fig. 3.4.5 Emission spectra over the spectral range 800～1200 cm^{-1} observed on June 22, 1989.

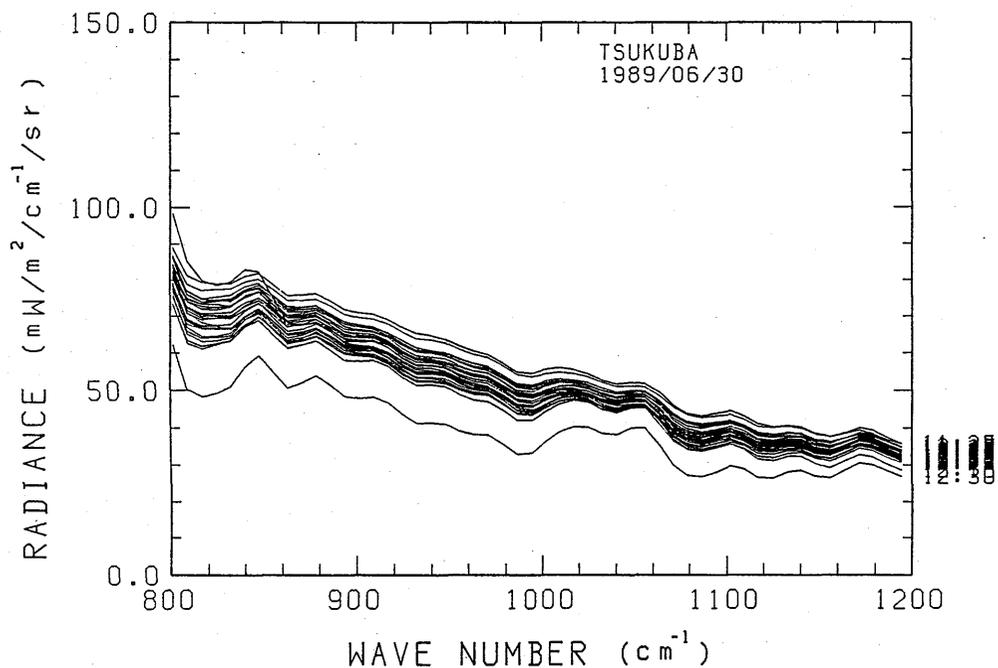


Fig. 3.4.6 Same as Fig. 3.4.5, but for June 30, 1989.

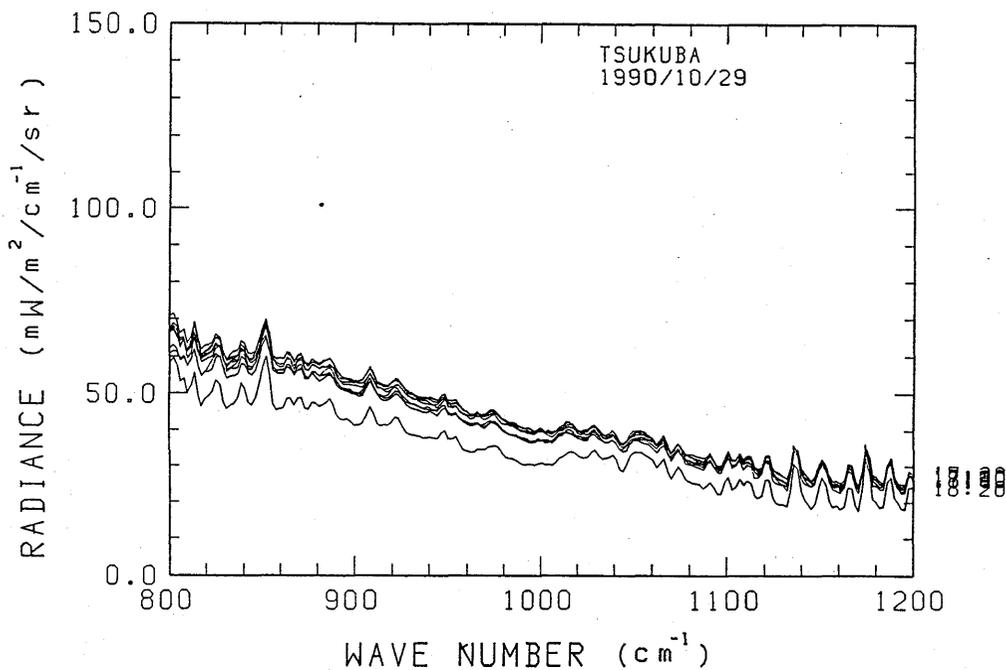


Fig. 3.4.7 Same as Fig. 3.4.5, but for October 29, 1990.

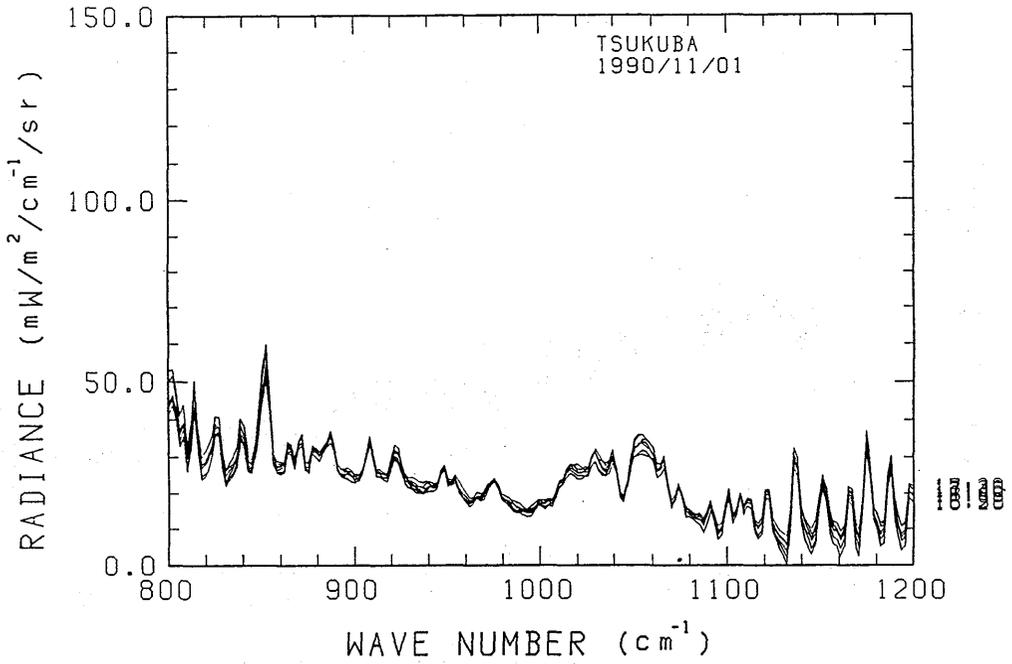


Fig. 3.4.8 Same as Fig. 3.4.5, but for November 1, 1990.

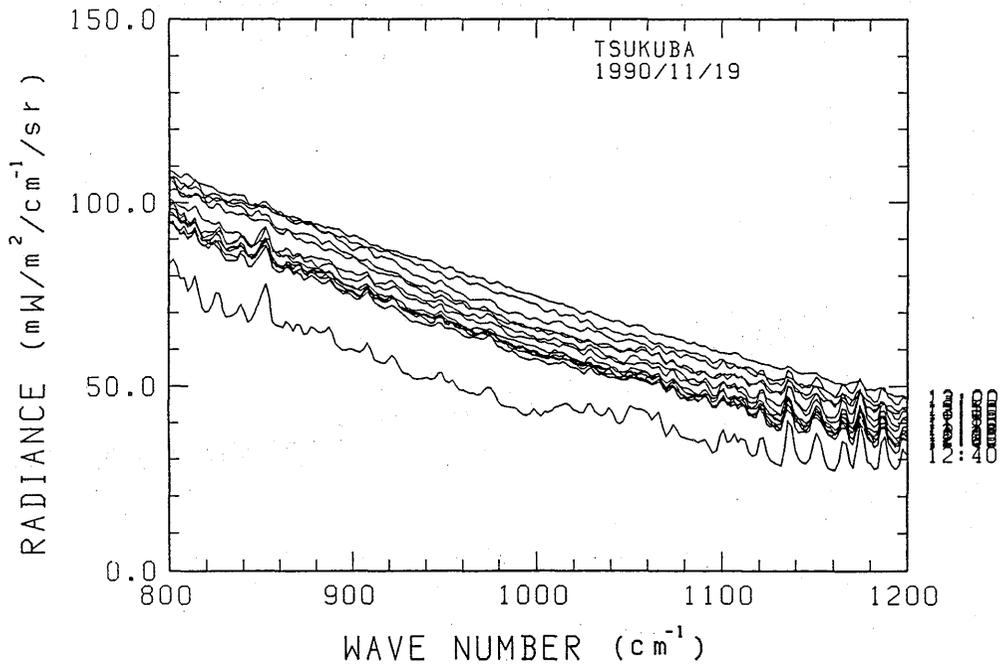


Fig. 3.4.9 Same as Fig. 3.4.5, but for November 19, 1990.

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. Atmos. 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: Single-scattering 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。

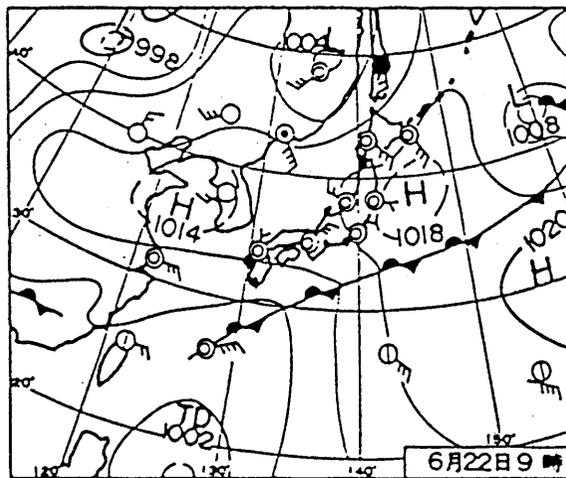


Fig 3.5.1 Surface analysis at 09:00 LST (00:00 UTC) 22 June 1989. The front line was moving to the northward at a speed of about 300 km/day. The observed cloud band was moving northward as the front line moved. The cloud observed at Tsukuba gradually became thicker.

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

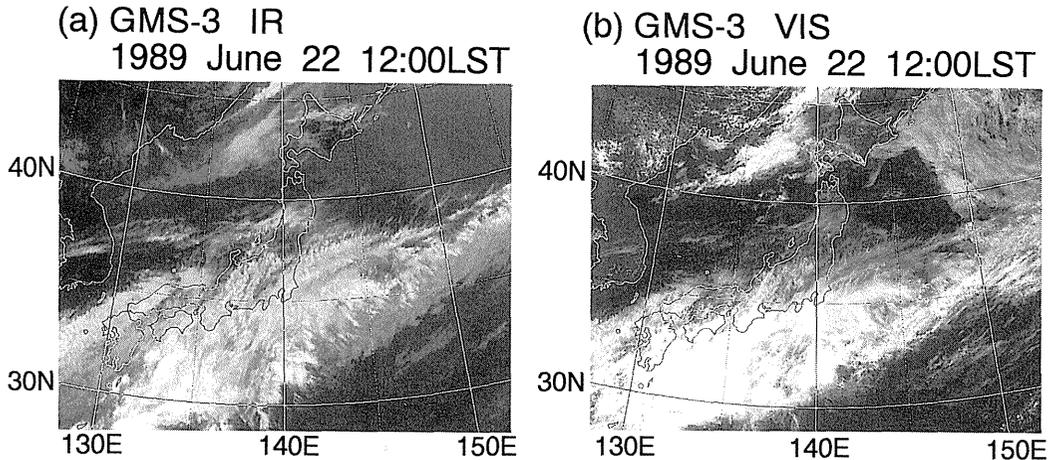


Fig 3.5.2 Satellite images from GMS-3 at 12:00 LST (03:00 UTC) 22 June 1989. (a) visible image, (b) infrared image. (These images were offered by Japan Meteorological Agency (JMA), Meteorological Satellite Center (MSC).)

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。

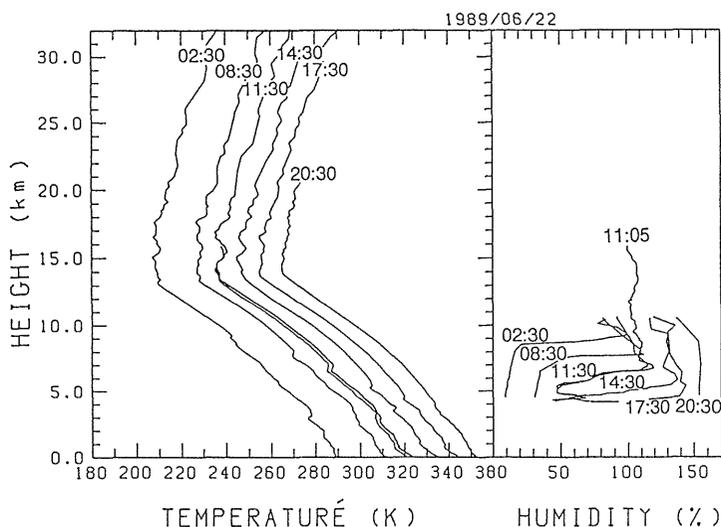


Fig. 3.5.3 Time series of vertical profiles of temperature and humidity. The rawinsonde released time (LST) is shown in the figure. Each successive temperature profile is plotted on a scale reflecting 10 °C /3hours offset with respect to 02:30 profile. Similarly, the humidity profile is plotted on a scale reflecting 10%/3hours offset. The relative humidity with respect to ice for $T \leq 0^{\circ}\text{C}$ 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%~20% 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 μm から数 mm の大きさのものまで、後者は、約10 μm から数100 μm の大きさの粒子が検出可能である。粒子の捕捉率は、10 μm 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 μm 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。

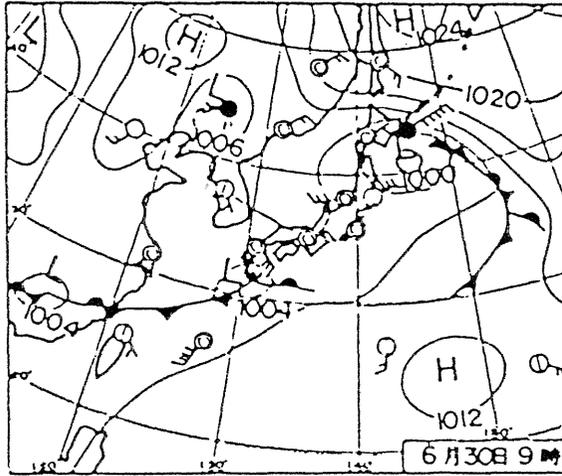


Fig. 3.5.4 Surface analysis at 09:00 LST (00:00 UTC) 30 June 1989. The atmospheric depression was in the south of Kyushu island and moving eastward at a speed of 30~40 km/hour. The warm front is analyzed and depicted from the center of the depression to the ocean south of the Kii Peninsula. The cloud band in the north-east part of the depression is accompanied by this warm front. The jet core is located at 400~500 km northward. The situation is similar to the 22 June 1989, and the cloud observed is also similar.

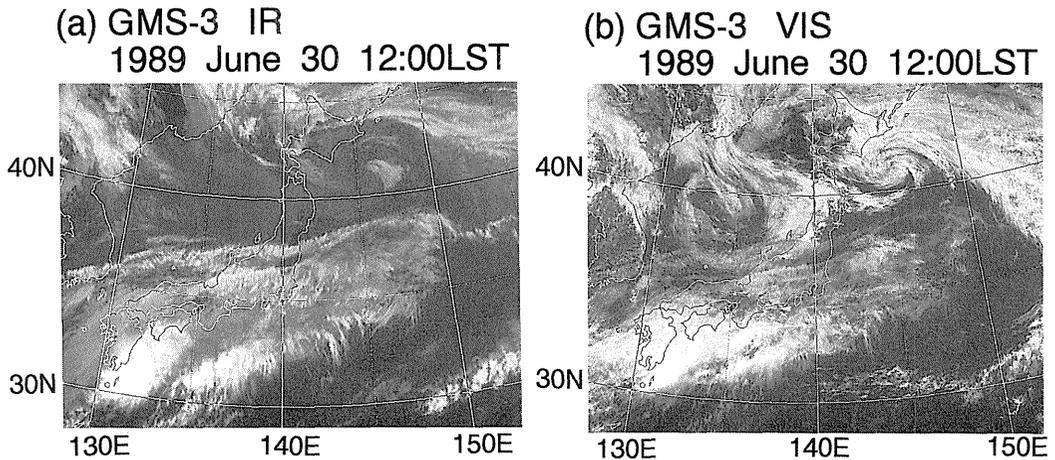


Fig. 3.5.5 Satellite imageries from GMS-3 at 12:00 LST (03:00 UTC) 30 June 1989. (a) visible image, (b) infrared image. The typical cirrus characteristic can be seen in the image over the observation site Tsukuba; the lower reflection of visible radiation and the lower brightness temperature. (These images were offered by JMA, MSC.)

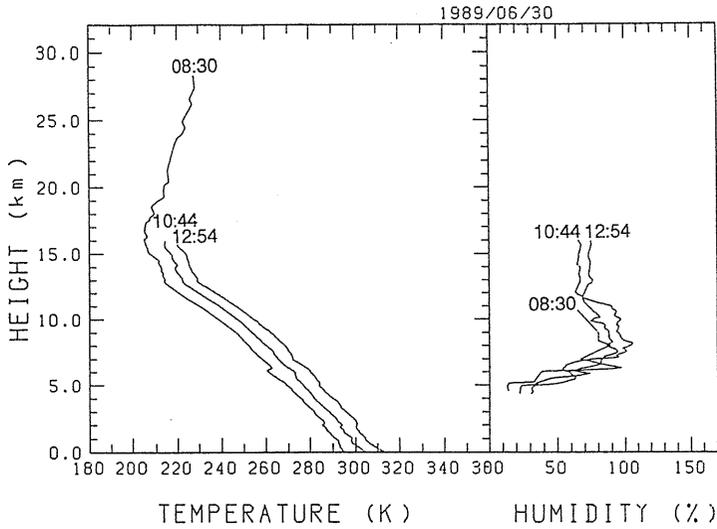


Fig. 3.5.6 Same as Fig. 3.5.3 but for 30 June 1989. A characteristic similar to Fig. 3.5.3 can be seen.

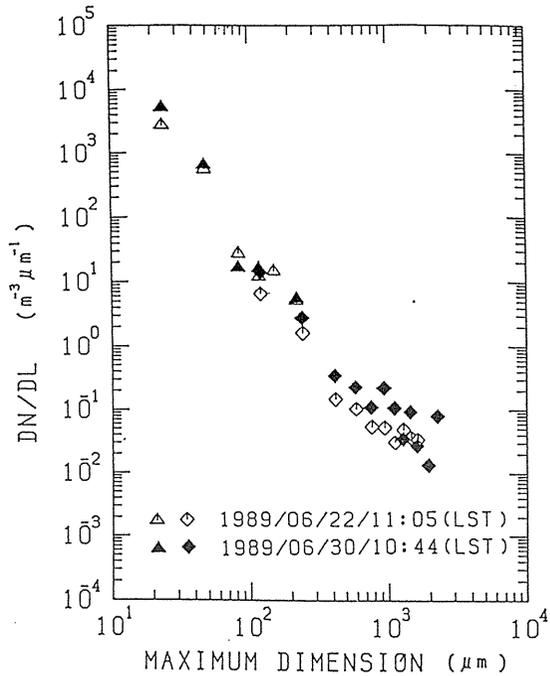


Fig. 3.5.7 Maximum size distribution spectrum measured by HYVIS on June 22 and 30, 1989. Size spectrum is derived using all level data to gain the sampling volume. Maximum dimension is adopted as size parameter. Open symbols (\triangle , \diamond) are data on June 22, and closed symbols (\blacktriangle , \blacklozenge) are data on June 30. The triangle (\triangle , \blacktriangle) data are derived from microscope images, and diamond (\diamond , \blacklozenge) 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。△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。△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 law ($n(L) = CL^{-\alpha}$) 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 $6.0 \text{ m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ 、 $0.02 \text{ m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ 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を使用した。

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、 $\alpha = 3.24$ であり Heymsfield and Platt (1984) の cold cirrus ($\alpha = 3.15 \sim 3.85$) に近い値である。Platt and Dille (1981) のライダー観測によると $T = -40^\circ\text{C}$ 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 $T = -40^\circ\text{C}$ を境に違いがみられる。ここでも $T = -40^\circ\text{C}$ を境に power law の傾きを求めてみた (Table 3.5.1)。この観測例では、 $T > -40^\circ\text{C}$ で $\alpha = 3.17$ 、 $T < -40^\circ\text{C}$ で $\alpha = 3.31$ 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

Table 3.5.1 Size distribution parameter measured by Hydrometeor Video Sonde (HYVIS). The size distribution is approximated by power law; $n(L)dL = CL^{-\alpha} dL$. C and α are determined by least squares method. Using the data less than $135 \mu\text{m}$ size for the microscope data and less than $680 \mu\text{m}$ 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 $6\text{m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ for microscope data and about $2 \times 10^{-2} \text{m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ for close-up data. C and α for atmospheric temperature $T \geq -40^\circ\text{C}$ and that for $T < -40^\circ\text{C}$ are also shown in the table. Platt and Dillely (1981) found the large difference of optical property between $T \geq -40^\circ\text{C}$ and $T < -40^\circ\text{C}$ cirrus. The size distribution parametrized by Heymsfield and Platt (1984) also show large difference between $T \geq -40^\circ\text{C}$ and $T < -40^\circ\text{C}$ cirrus. There is no remarkable difference between the size distribution of $T \geq -40^\circ\text{C}$ cirrus and that of $T < -40^\circ\text{C}$ one in the present measurement.

$$(n(L) = C \cdot L^\alpha)$$

	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

$$(T \geq -40^\circ\text{C})$$

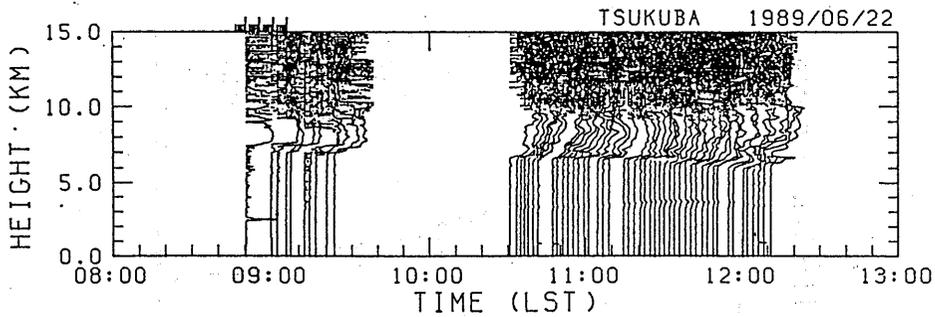
	C	α
1989/06/22/11:05	0.117×10^8	-3.02
1989/06/30/10:44	1.353×10^8	-3.28
1989/06/30/12:54	0.429×10^8	-3.21
	0.615×10^8	-3.17

$$(T < -40^\circ\text{C})$$

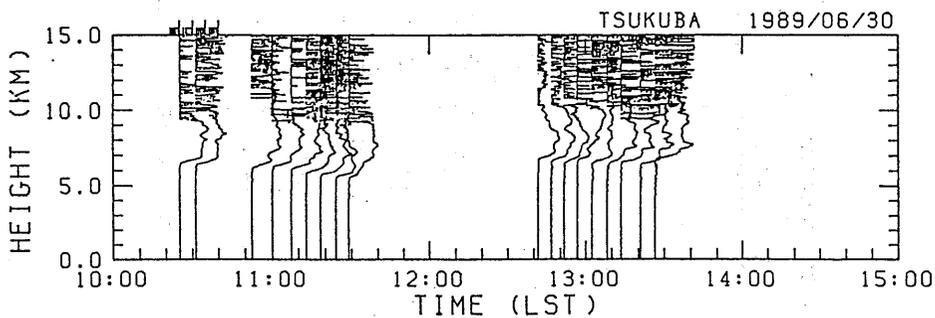
	C	α
1989/06/22/11:05	1.103×10^8	-3.27
1989/06/30/10:44	1.203×10^8	-3.24
1989/06/30/12:54	0.666×10^8	-3.43
	0.991×10^8	-3.31

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 $0.3 \sim 2.8 \mu\text{m}$ 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 $0.3 \sim 2.8 \mu\text{m}$ の範囲で、asymmetry factor (=g)を与え、散乱位相関数として



(a) 1989 June 22



(b) 1989 June 30

Fig. 3.5.8 The time series of the vertical profile of back scattering ratio observed by lidar. 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。大気プロフィールは、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 $0.5\mu\text{m}$ 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 asymmetry factor $g=0.75$ を、波長 $0.5\mu\text{m}$ 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 $0.5\mu\text{m}$ 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。asymmetry factor, single scattering albedo の計算の際に使

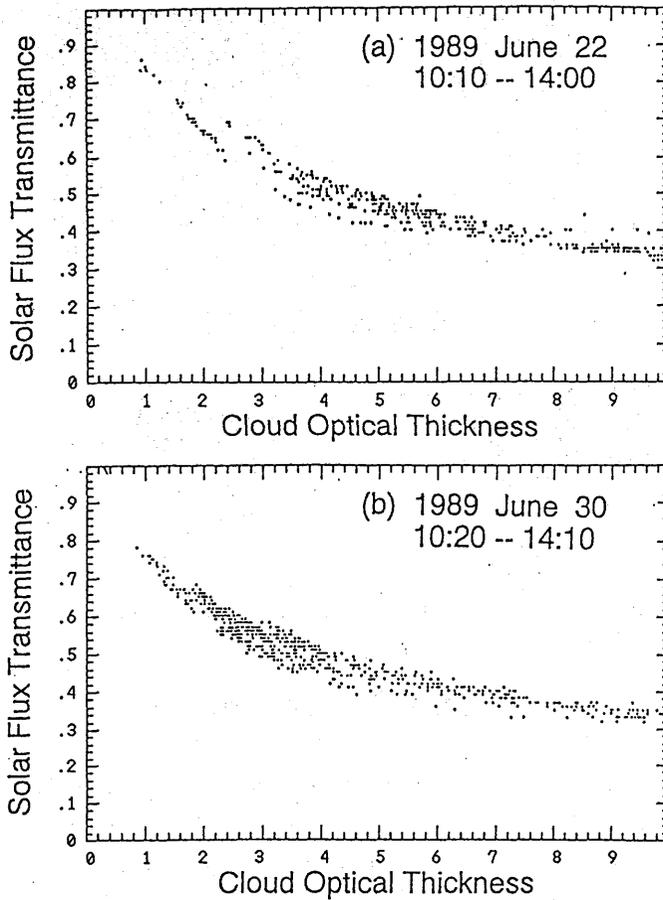


Fig. 3.5.9 Plot of cloud optical thickness by the sunphotometer against solar flux transmittance during the whole period of observation. Plot points are scattered because the optical thickness derived from the sunphotometer is that for solar direction and the cloud is not horizontally homogeneous.

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。○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

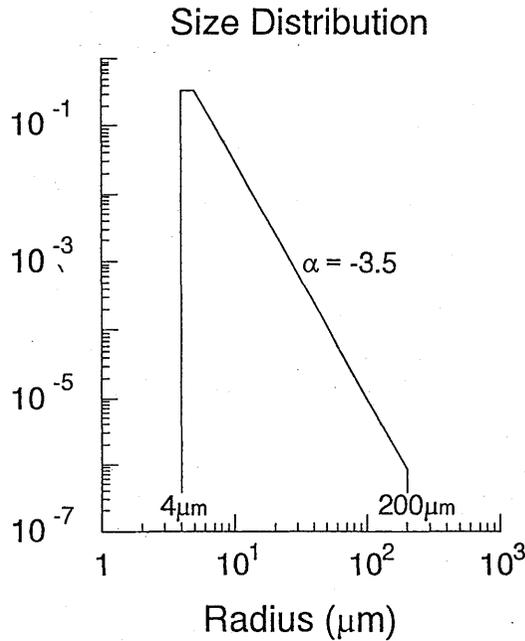


Fig. 3.5.10 The size distribution used to compute the solar flux transmittance. The size between 4 and 5 μm is constant, and that between 5 and 200 μm decreases according to power law $n(r)dr = Cr^{-\alpha}dr$ ($\alpha = 3.5$). The above size distribution is adopted on the basis of HYVIS observation. 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 μm 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

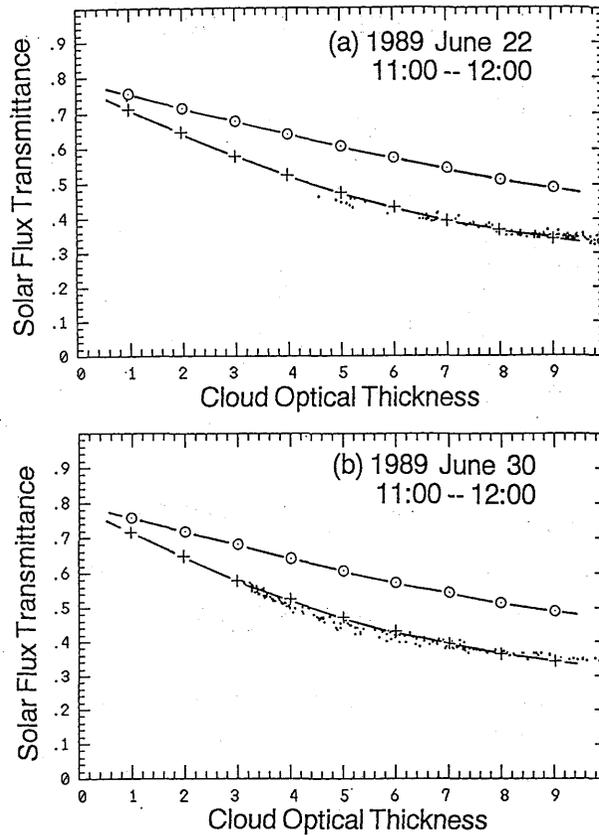
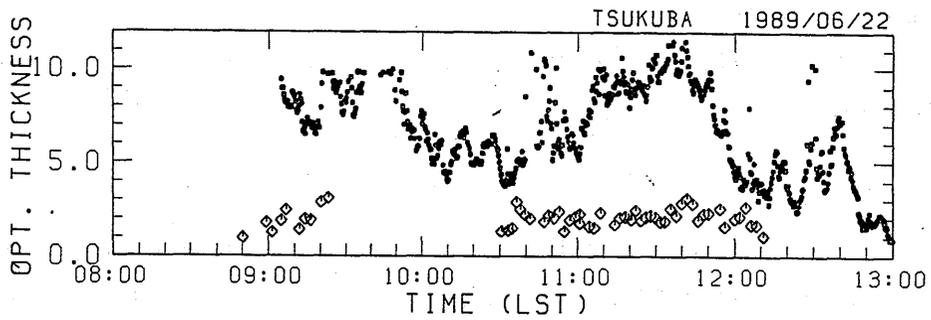
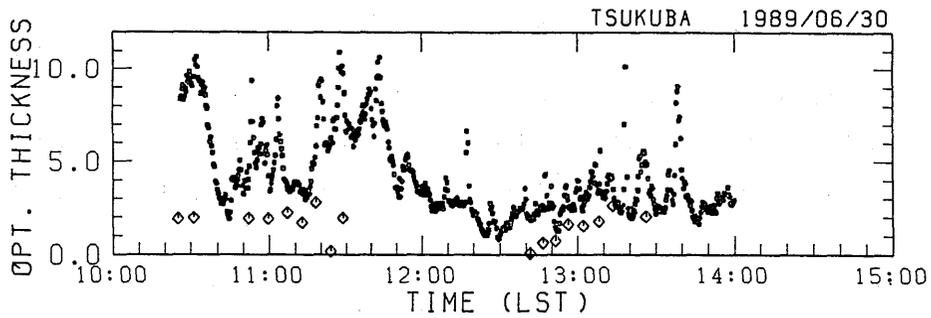


Fig. 3.5.11 Comparison with theoretical calculation and observation. The observation data are plotted for the period 11:00 to 12:00. Theoretical calculations were performed on the following conditions. The atmospheric profile is the aerological data at the station Tateno at 09:00 LST (00:00 UTC) 22 June 1989. The solar zenith angle is 13 degrees. Lambert surface is assumed. The albedo is 0.08 for less than $0.7 \mu\text{m}$, and 0.13 for greater than $0.7 \mu\text{m}$. 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 $0.5 \mu\text{m}$ 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.



(a) 1989 June 22



(b) 1989 June 30

Fig. 3.5.12 Time series of cloud optical thickness derived from sunphotometer measurement (dots) and that derived from lidar observation (diamonds). The optical thickness greater than $\tau \approx 3$ cannot be observed by our lidar system. The cirrostratus on June 22 and 30, 1989 are so thick that the two optical thicknesses 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ら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 $10\mu\text{m}$ 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放射を測定した。

(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, $I_b^-(\nu)$ 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, $B_\nu(T_c)$ は雲の温
度 T_c に対する黒体放射強度である。10 μm 域では, オゾンの吸収帯である 9.6 μm 域を除けば
 $I_t^-(\nu) \approx 0$ であるので, 上の式は次のように近似する。

$$\varepsilon_{eff \downarrow}(\nu) \approx \frac{I_b^-(\nu)}{B_\nu(T_c)}$$

地上からの観測の場合, 観測しているのは $I_b^-(\nu)$ そのものではなく雲の下の大気放射と
 $I_b^-(\nu)$ 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 $\Delta\nu$ で観測されるので, 上の式は以下のようなになる。

$$\int_{\Delta\nu} \phi(\nu) I_{obs}(\nu) d\nu = \int_{\Delta\nu} \phi(\nu) I_{atm}(\nu; 0, z_b) d\nu + \int_{\Delta\nu} \phi(\nu) I_b^-(\nu) T(\nu; 0, z_b) d\nu,$$

ここで, $\phi(\nu)$ はセンサーの応答関数である。 $I_b^-(\nu)$ 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, $\overline{I_b^-}$ は次の式を使って計算する,

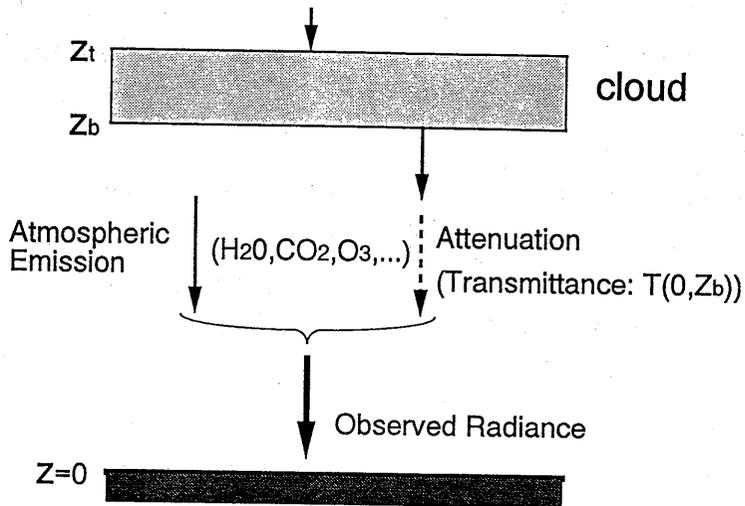


Fig. 3.5.13 Schematic of infrared radiative transfer. The observed radiance I_{obs} is a summation of I_{atm} and $\bar{I}_b \cdot T(0, Z_b)$, where I_{atm} is the emission from the atmosphere below the cloud, \bar{I}_b is the radiance from the cloud, and $T(0, Z_b)$ is the transmittance between cloud base and surface.

$$\bar{I}_b = \frac{\int_{\Delta\nu} \phi(\nu) I_{obs}(\nu) d\nu - \int_{\Delta\nu} \phi(\nu) I_{atm}(\nu; 0, z_b) d\nu}{\int_{\Delta\nu} \phi(\nu) T(\nu; 0, z_b) d\nu}$$

この \bar{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 $\varepsilon_{eff} \downarrow$ を以下の式で表す、

$$\varepsilon_{eff} \downarrow \simeq \frac{\bar{I}_b}{\int_{\Delta\nu} \phi(\nu) B_\nu(T_c) d\nu}$$

(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、 10cm^{-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 $950\sim 1250\text{cm}^{-1}$ 域の値を補正して使った。 $1000\sim 1200\text{cm}^{-1}$ 域では、Clough *et al.* の値を0.7倍し、 $950\sim 1000\text{cm}^{-1}$ 、 $1200\sim 1250\text{cm}^{-1}$ の間は950、 1250cm^{-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

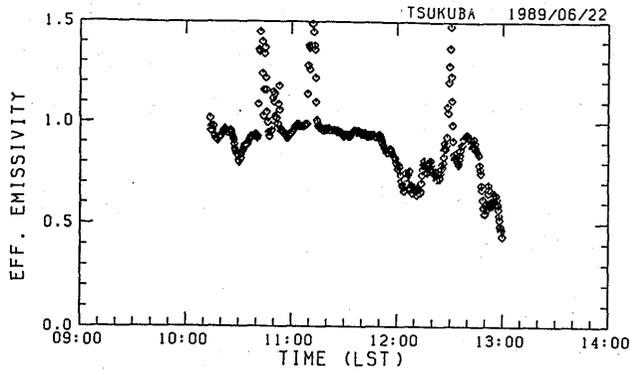
大気は500m間隔(ただし、200m以下は0, 10, 20, 50, 100, 200m)、圏界面から上は1km間隔で分割した。大気モデルは、隣接する高層気象台の地上観測(気圧、気温、湿度)、高層観測(鉛直温度・水蒸気分布)、気象研究所構内の鉄塔観測(高度10, 20, 50, 100, 200mでの気温、湿度)、雲粒子ビデオゾンデ(鉛直温度・水蒸気分布)を時間内挿して温度・水蒸気の鉛直分布を与えた。水蒸気分布は、 -40°C 以下で値が無いが、観測値のある一番上の高度の水飽和に対する相対湿度を雲頂まで外挿した。雲頂は、圏界面とした。圏界面より上では水蒸気は体積混合比 2.5×10^{-6} 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

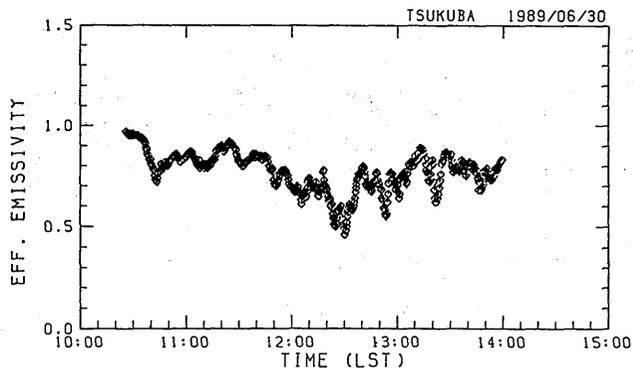
前述の放射モデルを使い、大気モデルを与え、大気の透過率、大気の放射を大気モデルのレベル毎に計算する。そのデータとライダーのデータから求めた雲底高度から、雲の下の大気の放射、大気の透過率を推定し観測放射を雲底直下の値に補正し、有効射出率 $\varepsilon_{\text{eff}} \downarrow$ を求める。雲の温度 T_c としては雲底の温度を使った。

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 $860\sim 1200\text{cm}^{-1}$ 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 $800\sim 1200\text{cm}^{-1}$ で 16cm^{-1} の分解能で行ったが、 860cm^{-1} 以下では検出器の感度が悪く観測誤差が大きいのので表示していない。6月22日の例では、中・下層雲に対して誤



(a) 1989 June 22



(b) 1989 June 30

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。980~1080 cm^{-1} の間は、オゾンの9.6 μm 帯の影響を受けている。9.6 μm 帯では、 $I_r(\nu)$ 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。

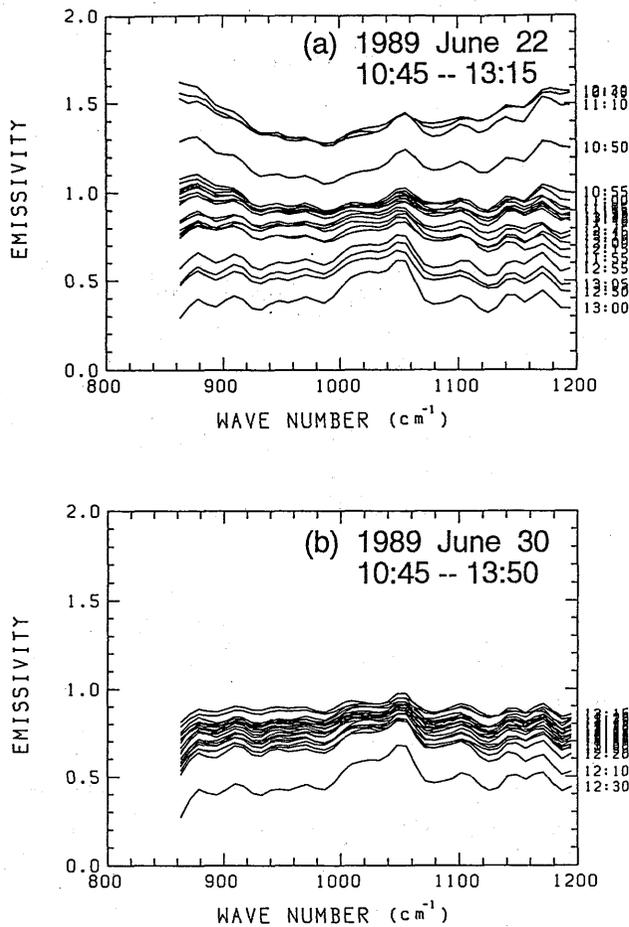


Fig. 3.5.15 Effective emissivity spectrum in the region of 860 to 1200 cm^{-1} . (a) June 22, 1989, (b) June 30, 1989. All data are overlapped. FTIR observations were performed every 10 minutes. Effective emissivity depends on the wave number. Its dependence is caused by that of the radiative properties 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

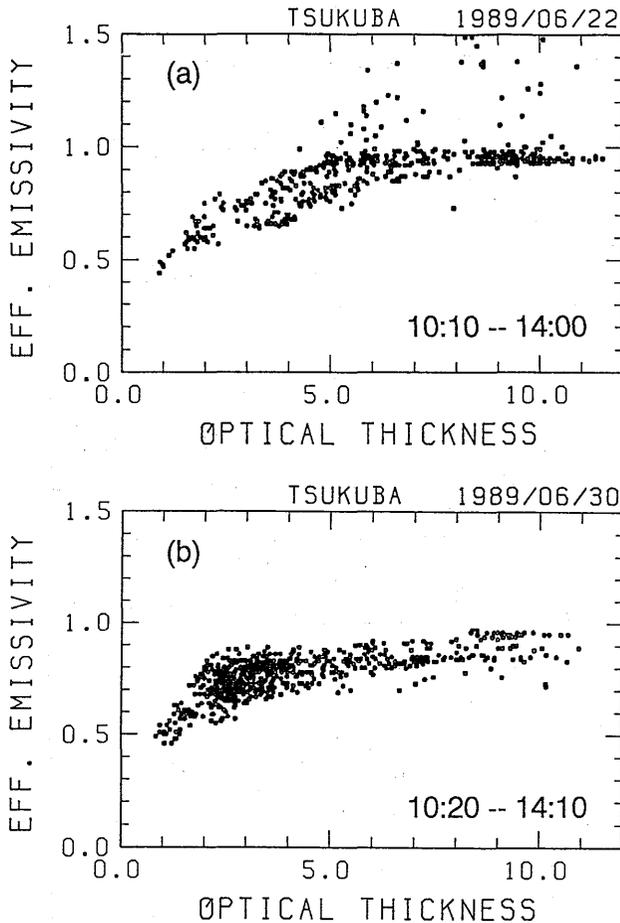


Fig. 3.5.16 Plot of the optical thickness derived from sunphotometer and effective emissivity for the whole period of observation. (a) from 10:10 to 14:00 (LST) June 22, 1989, (b) from 10:20 to 14:10 (LST) June 30, 1989. In the Fig. 3.5.16 (a), the mis-estimated data are included. The relation between 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 radiometer measured the radiance from the zenith.

(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、

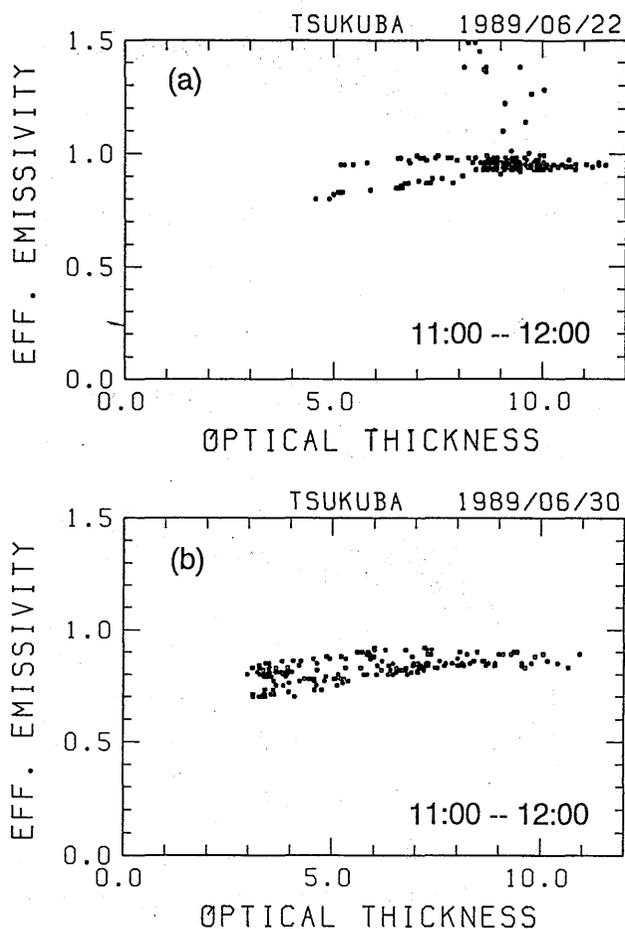


Fig. 3.5.17 Same as Fig. 3.5.16 except that the data are for 11:00 to 12:00 (LST). The data for the period that the solar altitude is high are shown in the figure. In both figures, effective emissivity is divided into two groups for the same optical thickness. One of the reasons for this is that the 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、 $800\sim 1200\text{ cm}^{-1}$ 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 $10\text{ }\mu\text{m}$ 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 $10\text{ }\mu\text{m}$ 帯の赤外窓帯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、大気の場合、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ため、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ータライズしたが、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 ($n(r)dr = C_r r^{-\alpha} dr$)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 law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用した。雲の粒径分布の下限 (r_1) を $r_1=0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 16.0, 32.0, 64.0, 128 \mu\text{m}$ 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} ($10.5 \mu\text{m}$) 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 = $\sqrt{\Sigma (I_i(\text{計算値}) - I_i(\text{観測値}))^2 / N}$)。単位は $\text{mW}/(\text{m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ である。誤差の計算は、 $860 \sim 980 \text{ cm}^{-1}$, $1080 \sim 1200 \text{ cm}^{-1}$ 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、 $980 \sim 1080 \text{ cm}^{-1}$ はオゾンの $9.6 \mu\text{m}$ 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 $r_1=0.5, \tau=32$ の値を観測値とともに示した。 $860 \sim 920 \text{ cm}^{-1}$ で観測値が、数 $\text{mW}/(\text{m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ 系統的に高い以外は、オゾンの $9.6 \mu\text{m}$ 帯を含めてもよく再現している。 $1080 \sim 1200 \text{ cm}^{-1}$ 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 $1.46 \text{ mW}/(\text{m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ 、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た。差は平均で $0.87 \text{ mW}/(\text{m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ 、 1.93% である。この例は、オゾンの $9.6 \mu\text{m}$ 帯も含めて $860 \sim 1200 \text{ cm}^{-1}$ 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、 $r_1=16, \tau=2$ の計算値を観測値といっしょに示した。誤差は平均で $1.21 \text{ mW}/(\text{m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ 、 3.49% である。この例も、オゾンの $9.6 \mu\text{m}$ 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 $9.6 \mu\text{m}$ 帯の吸収線の

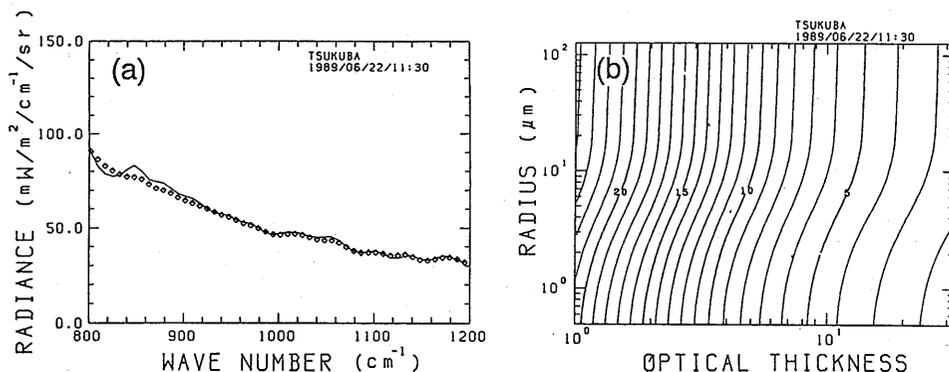


Fig. 3.5.18 (a) Comparison of the observed and the calculated radiance at 11:30 on June 22, 1989. Solid line is the observed radiance, diamonds the calculated radiance. The radiance calculated on the condition $r_1=0.5$, $\tau=32$ is shown, where r_1 is the lower limit of power law size distribution and τ is optical thickness at wave number 955 cm^{-1} ($10.5\text{ }\mu\text{m}$).

(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 980 cm^{-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 $9.6\text{ }\mu\text{m}$ 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 $1.46\text{ mW}/(\text{m}^2\text{ sr cm}^{-1})$ and 2.35% . The depression area cannot be found in this error map.

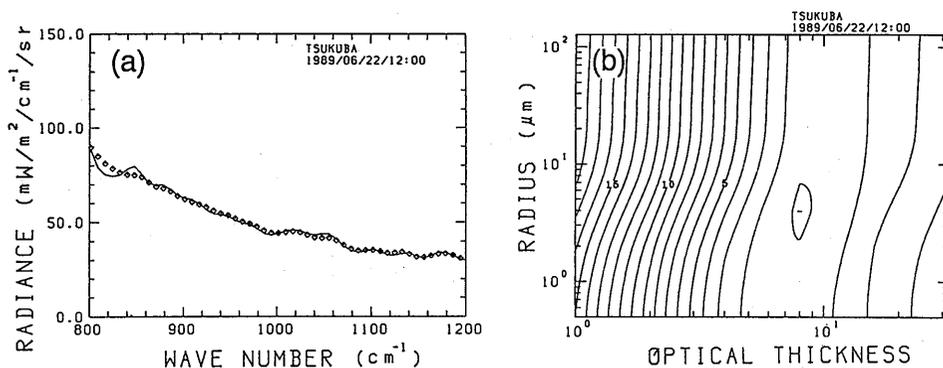


Fig. 3.5.19 Same as Fig. 3.5.18 except for 12:00 on June 22, 1989. The radiance calculated on the condition $r_1=4$, $\tau=8$ is shown with the observed values. In the region of 860 to 1200 cm^{-1} , agreement between computed and the observed values is quite good. It is good even in the region of the ozone $9.6\text{ }\mu\text{m}$ band. The observed data below 860 cm^{-1} have large errors due to the low sensitivity of the detector. The error is $0.87\text{ mW}/(\text{m}^2\text{ sr cm}^{-1})$ and 1.93% . The minimum error occurs at the combination of $r_1=4$, $\tau=8$.

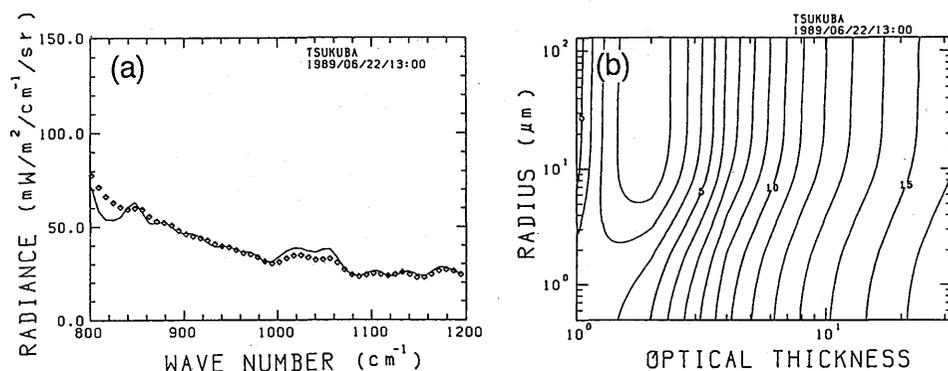


Fig. 3.5.20 Same as Fig. 3.5.18 except for 13:00 on June 22, 1989. The radiance calculated on the condition $r_1=16$, $\tau = 2$ is shown with the observed values. In the region of 860 to 1200 cm^{-1} except for ozone $9.6 \mu\text{m}$ band, agreement between computed and the observed values is quite good. The difference in the region of ozone $9.6 \mu\text{m}$ band is due to incomplete information on the vertical profile of ozone and the atmosphere. The error is $1.21 \text{ mW}/(\text{m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ 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 $10 \mu\text{m}$ 域のスペクトル分布の計算値との差は、 $1.5 \text{ mW}/(\text{m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ 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 law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 $10 \mu\text{m}$ 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、 $r_1=4 \mu\text{m}$ まで考慮する必要があることより、氷晶の測定は半径 $2 \mu\text{m}$ 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 law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。分布に物理的の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。 $10 \mu\text{m}$ 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性が小さいことから、 r_2 に関する情報はあまりない。しかし、power lawによる粒径分布は、放

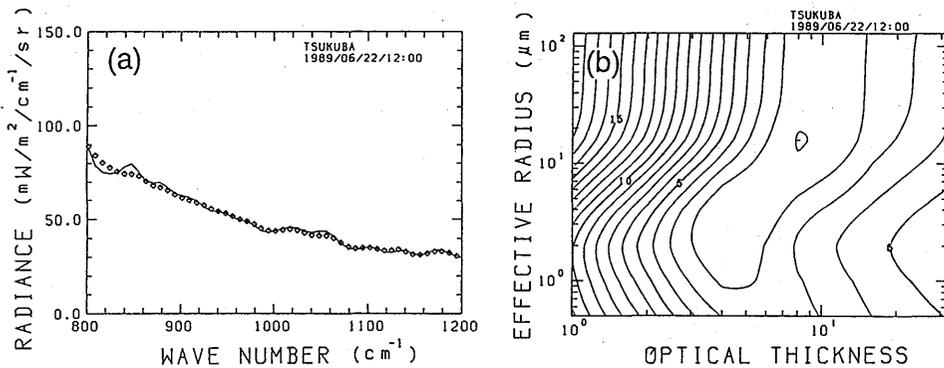


Fig. 3.5.21 Same as Fig. 3.5.19 except that single scattering parameters are calculated using a log-normal size distribution with $\nu_{eff}=0.1$. The minimum depression area occurs at the combination of $r_{eff}=16.0$, $\tau = 8.0$. The error is $0.94 \text{ mW}/(\text{m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ and 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 $10 \mu\text{m}$ radiances do not include information on large size particles. Therefore, the estimation of cloud ice content may be difficult from infrared $10 \mu\text{m}$ 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 r_2 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、 $\nu_{eff}=0.1$ とし、 $r_{eff}=0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128$ と、 $\tau = 1, 2, 4, 8, 16, 32$ 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 $r_{eff}=16.0$, $\tau=8.0$ であったが、 $r_{eff}=4.0$, $\tau=4.0$ でも誤差の分布にくぼみがある。オゾンの $9.6 \mu\text{m}$ まで含めて考えると $r_{eff}=16.0$, $\tau=8.0$ 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 law 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 $10 \mu\text{m}$ 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

$800 \sim 1200 \text{ cm}^{-1}$ 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 $860 \sim 980 \text{ cm}^{-1}$ のデータでも $860 \sim 1200 \text{ cm}^{-1}$ 全部を

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 μmの光学的厚さと10.5 μmの赤外の光学的厚さを比べた。

$$\begin{aligned} \tau_{10.8} / \tau_{0.5} &\simeq 8/4.5 \sim 1.8 && \text{for 12:00} \\ &\simeq 2/1.0 \sim 2.0 && \text{for 13:00} \end{aligned}$$

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6.5~12.0kmの間に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の下限值は、 $r_1 = 4, 8, 16 \mu\text{m}$ と変えて計算した。多くのデータは $r_1 = 4 \sim 16 \mu\text{m}$ の曲線の間分布している。HYVISによって、max. dimensionで20 μm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 μm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} と $\Delta T_{BB} = T_{BB}$ (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 $r_1 = 4 \sim 16 \mu\text{m}$ 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。

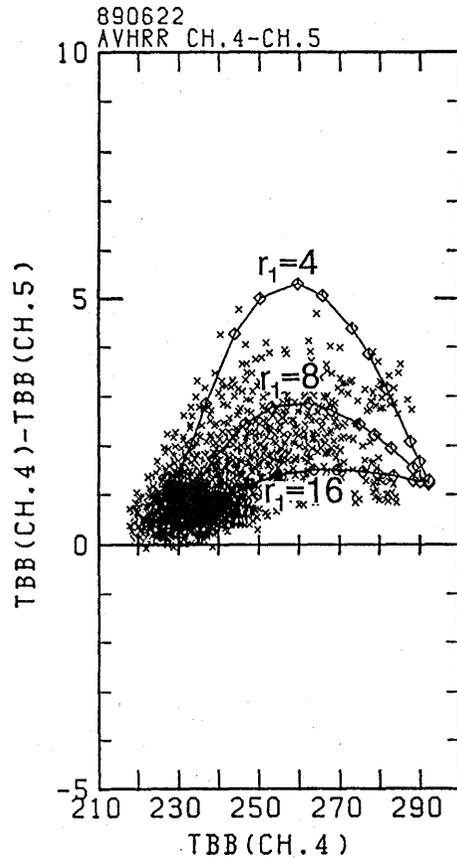


Fig. 3.5.22 Scatter plot of T_{BB} and ΔT_{BB} in the region of $139^\circ \text{E} \sim 143^\circ \text{E}$ and $35^\circ \text{N} \sim 37^\circ \text{N}$ over the Tsukuba area. The abscissa is the AVHRR ch. 4 brightness temperature T_{BB} and the ordinate is the difference of T_{BB} between ch. 4 and 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 law 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 μm . 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} .

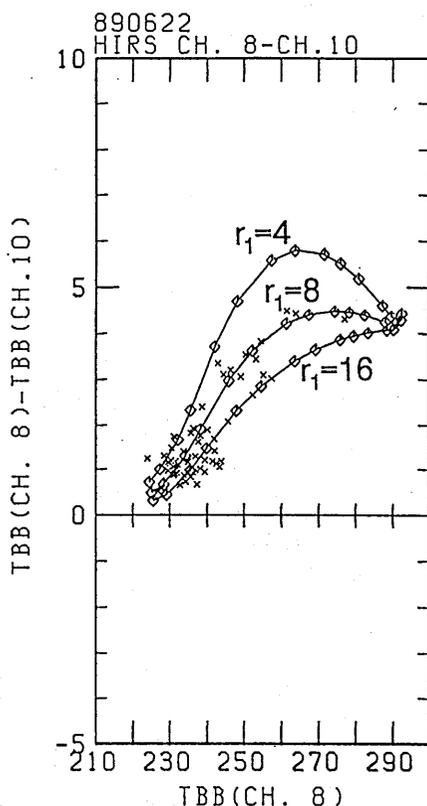


Fig. 3.5.23 Same as Fig. 3.5.22 except for HIRS ch. 8 and ch. 10. The central wave number of ch. 8 and ch. 10 on NOAA-11 are 900.51 cm^{-1} and 795.69 cm^{-1} , respectively. Most of the satellite data lay between $r_1=4$ and $r_1=16$ lines as in Fig. 3.5.22. This figure shows that HIRS can be used for 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 $20 \mu\text{m} \sim 1 \text{ mm}$ 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 law ($n(L) \propto L^{-\alpha}$) で近似することができ，その傾きは平均で $\alpha=3.24$ であった。 $T > -40^\circ\text{C}$ では3.17， $T < -40^\circ\text{C}$ 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導くことができた。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 law 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導くことができた。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 ($800 \sim 1200 \text{ cm}^{-1}$) 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 law 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) $1.5 \text{ mW}/(\text{m}^2 \text{ sr cm}^{-1})$ 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 law と同程度の誤差で有効半径を推定できた。log-normal 分布と power law 分布の大きい粒径域の差を考えると、このことは10 μm 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、 $860 \sim 1200 \text{ cm}^{-1}$ の全スペクトルを使わなくても、 $860 \sim 980 \text{ cm}^{-1}$ 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： $10.5 \mu\text{m}$) / (可視： $0.5 \mu\text{m}$) ～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 law の下限 $r_1 = 4 \sim 16 \mu\text{m}$ 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、 $10 \mu\text{m}$ 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 $10 \mu\text{m}$ 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 radiation 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: Theoretical line shape for H_2O 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. Dille, 1981 : Remote sounding of high clouds. IV : 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 ($10.6 \mu\text{m}$) 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 : Single-scattering 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.