

人工霧による放射抑制機構に関する研究（第2報）

著者	嘉納 宗靖, 村井 潔三, 鈴木 正, 小川 芳雄
雑誌名	防災科学技術総合研究報告
号	23
ページ	67-81
発行年	1970-03-14
URL	http://id.nii.ac.jp/1625/00002611/

人工霧による放射抑制機構に関する研究

(第2報)

嘉納宗靖・村井潔三・鈴木 正・小川芳雄

運輸省気象研究所

Studies on the Mechanism of Decrease of Effective Radiation by an Artificial Fog (Report II)

By

M. Kano, K. Murai, M. Suzuki and Y. Ogawa

Meteorological Research Institute, Tokyo

Abstract

The net flux of radiation near the surface was decreased by 10 to 40 percent due to artificial fogs. The size distribution of the fog particles was simultaneously observed, and it was shown that the maximum probability of occurrence appeared between $5\ \mu$ and $10\ \mu$ of radius, and the liquid water content in the range of 0.1 to $1.0\ \text{g/m}^3$.

According to computation, the net flux of radiation decreases as the liquid water content of artificial fog increases, as is expected. The net flux of radiation also decreases, as the temperature of fog increases and the downward long wave radiation at the upper boundary of the fog layer increases. Generally speaking, the smaller the sizes of fog particles are, the larger is the decrease of the net flux, as far as the liquid water content is fixed.

The angular distribution of the radiation scattered by fog particles was also measured, and the result was used to infer the size distribution of fog particles by an optical method.

1. まえがき

晩秋から冬にかけて、静穏な晴れた夜に霜が降り、霜害はよく経験されるところであるが、これは地表面がこのような夜に長波長放射を多量に射出して冷却することがおもな原因である。霜は農作物に重大な被害を及ぼすので、これを防ぐことは農業生産にとって緊急な課題である。

霜を防ぐには、まず第一に地表面の長波長放射による冷却を抑制することが必要であるが、農業技術研究所で、人工霧を発生させて長波長放射による地表面付近の夜間冷却、したがって霜を防ぐ研究が行なわれた。(三原ほか, 1966; 三原

ほか, 1967) この場合、通常の微水滴よりなる霧は蒸発速度が早いので消滅しやすい。霧を長時間広範囲にわたって存在させるには、蒸発速度の遅い微水滴よりなる霧を造ることが重要であるが、資源技術試験研究所で、水に蒸発抑制剤を混合して、蒸発の遅い霧粒を生成する研究が行なわれた。(鈴木, 1967)

気象研究所ではこれらの霧による放射抑制率と霧の含水量、粒径分布等との関係をしらべ、霧の中での長波長放射の伝達機構を研究し、夜間防霜の一助とする研究が行なわれた。

2. 野外実験

2.1 人工霧による放射抑制の実験

1966年12月上旬に国立競技場で、1968年3～4月に愛知県南設楽郡鳳来町上吉田の山間部で、あわせて2回、農業技術研究所と共同で人工霧による放射抑制の実験を行なった。当研究所の行なった測定は地表面の放射収支量(以下有効放射とよぶ)と霧の含水量、粒径分布である。有効放射の測定にはFunkの風防型放射収支計を用い、霧の含水量、粒径分布は次に述べる露出法を用いて求めた。長さ約6cm、幅約2cmのガラスの小片の表面にMgOをくん煙して吹きつけ(smoke)したものを多数準備し、これを霧の中に一定時間放置する。するとガラスの小片上に霧粒が落下し、その上にこん跡を残す。このこん跡を顕微鏡写真にとり、その大きさ(直径)を測定していくつかの大きさの範囲内のこん跡の数を求める。これはガラスの小片に落下した霧粒の粒径分布を与えるものであるが、これから実際の空間における粒径分布は次のようにして求められる。今、 i 番目の大きさの区間にある霧粒の半径を r_i 、落

下速度を v_i 、または空間密度を N_i とし、時間 t の間に面積が S なるガラスの小片上に落下した i 番目の霧粒の数を n_i とすると、 N_i は $N_i = n_i / (S v_i t)$ で与えられる。 S 、 v_i 、および t は既知であるから、 n_i の測定値から N_i 、すなわち粒径分布が求められる。霧の含水量 w (霧の中の単位体積中に含まれる水の量)は、上記の粒径分布により、 $w = \sum_i \frac{4}{3} \pi r_i^3 N_i \rho$ を用いて求められる。 ρ は水の密度で、1と仮定して扱った。次に各々の実験の概要、結果について簡単に述べる。

国立競技場では人工霧の発生源から20～30m離れたところで、地表面の「有効放射」を測定し、同時に粒径分布の測定を「有効放射」の測定点付近および人工霧の発生源より5～10m離れたところで主として行なった。測定結果は前の報告(関原・村井・嘉納、1967)にあるので、ここでは要点のみを記す。測定された「有効放射」の例を図1に示す。この図より、地表面の「有効

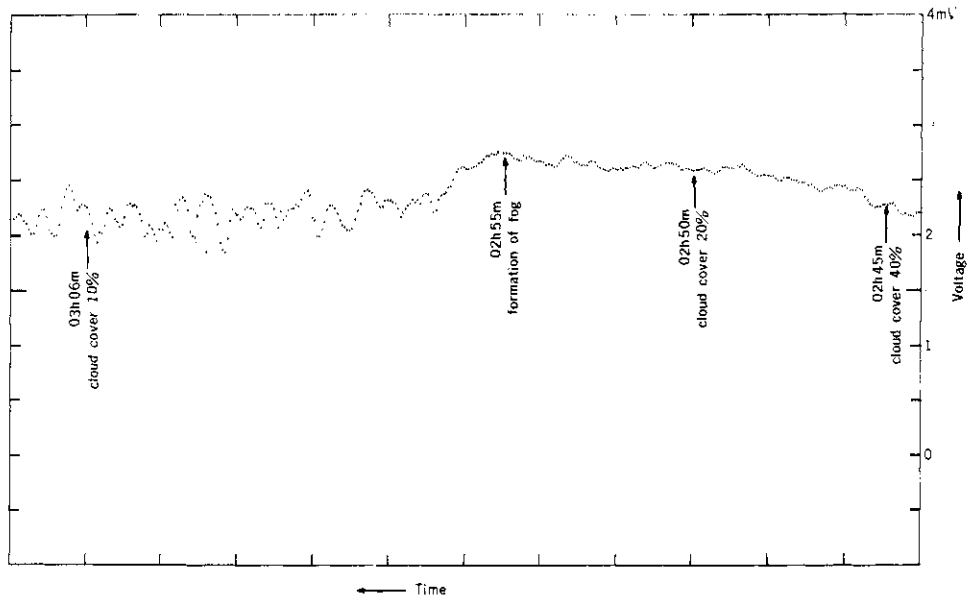


Fig. 1. Record of net flux of radiation at surface.

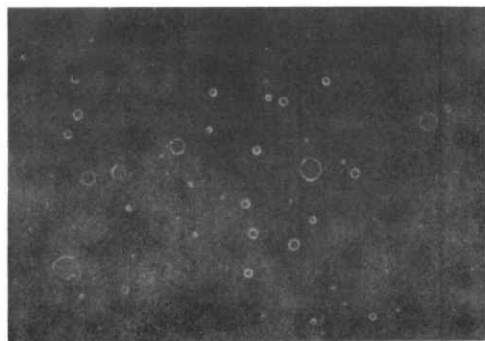


Photo 1. Microscopic picture of artificial fog particles.

放射」は人工霧によって10～30%程度減少することがわかる。また同時に測定された粒径分布、およびこれら得られた含水量のうちから、二、三の例を写真1および図2に示す。測定された霧粒の半径は10 μ 付近が多く、含水量は0.5～1.0 g/m³の範囲が多かった。

愛知県南設楽郡鳳来町上吉田では、人工霧の発生源より約80 m離れたところで「有効放射」の測定を行なった。なおこのときには地上1 m, 3

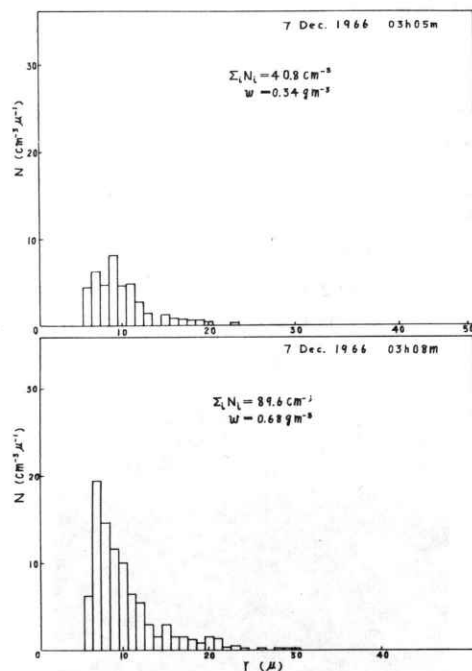


Fig. 2. Size distribution of artificial fog particles at observation point of net flux of radiation.

m, および5 mのところで粒径分布が同時に測定できる簡単な装置を試作して、測定を行なった。測定より求めた人工霧による「有効放射」の減少量と人工霧におおわれる以前の晴天時の「有効放射」との比(以下では「放射抑制率」とよぶ)は図3で示される。これより「有効放射」は人工霧

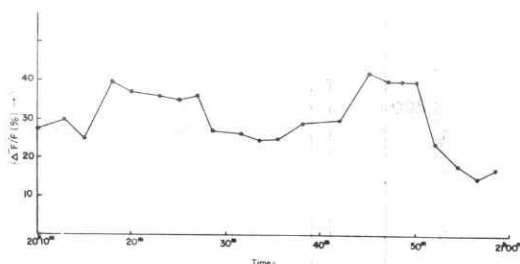


Fig. 3. Sample of decrease of net flux of radiation at surface due to artificial fogs.

によって観測点付近で10～40%ぐらい減少していることがわかる。このとき同時に測定された霧の粒径分布、含水量の代表的な1例を図4に示す。図でわかるとおり、粒径分布は約1 μ より20 μ の範囲にわたり、その最大出現度数は4 μ 付近にある。含水量は0.1より0.4 g/m³の範囲にあるが、これは前回の国立競技場での結果と比べて粒径、含水量とも小さいが、この差異は主として霧発生源と粒径分布の測定点との距離の差異に基づくものと思われる。また同一の地点でも高さによって粒径、含水量が異なり、地上1 mのところと5 mのところとでは含水量は10%から70%ぐらいの差異がみとめられた。図5は含水量(1～5 m間の値の平均値)と「放射抑制率」との関係を示す。予想されるとおり、含水量が増加すれば、「放射抑制率」も増加する。しかし「放射抑制率」を直接左右する量は単位体積中の含水量ではなくて、それと霧層の厚さとの積、すなわち霧層の単位気柱中の含水量である。不幸なことに人工霧の厚さを正確に測定することが困難であったので、目測に頼ったが、平均して約15 mの厚さと思われた。含水量が前記の平均値で、一様に厚さ15 mの層中に分布していると仮定して求めた単位気柱の含水量を図5の上部に記してある。測定がばらついているおもな原因は霧層の厚さの変動および含水量が高さによって異なり、これが変動していることによる。

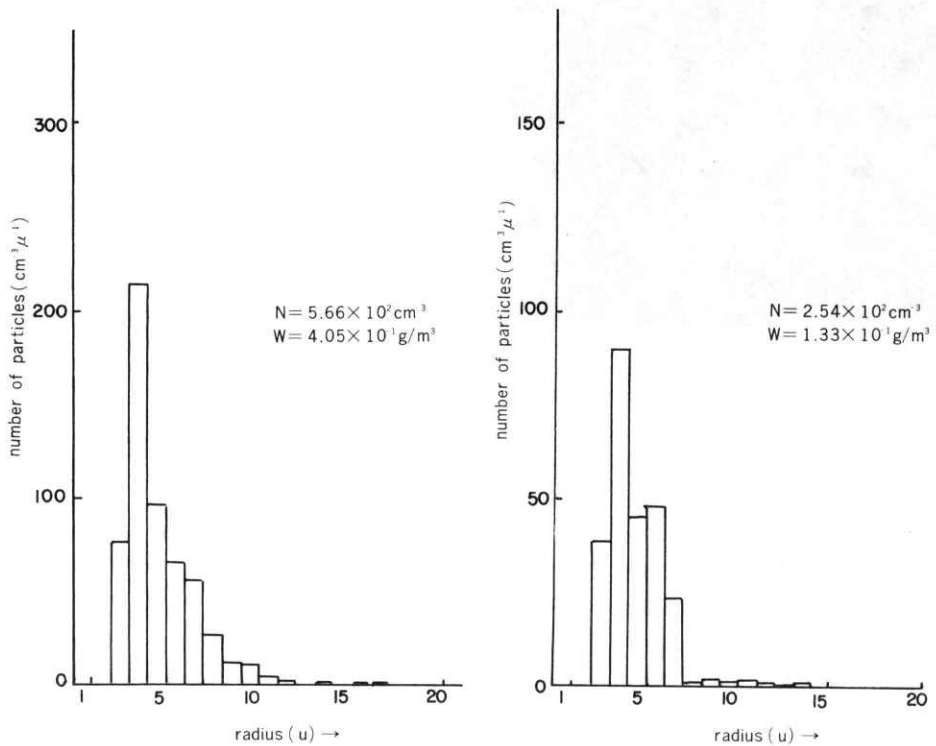


Fig. 4. Size distribution of artificial fog particles at observation point of net flux of radiation.

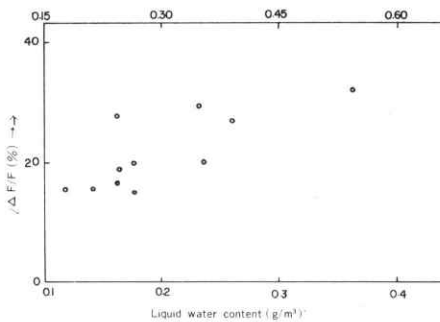


Fig. 5. Decrease of net flux of radiation at surface due to artificial fog vs. liquid water content.

2.2 自然霧による放射抑制の測定

人工霧はその厚さ、含水量および粒径分布等が場所的、時間的に変動が大きく、その放射抑制効果を量的に評価しがたい。すなわち、「放射抑制率」と霧の含水量、粒径分布、温度等霧の諸要素との量的な関係が得がたい。このため、放射抑制

機構をより明確にするには自然霧の安定に成層した層状の霧で実験を行なうことが望ましい。そこで1968年9月下旬より10月上旬にかけて、北海道旭川市内の石狩川河岸にある日本電々公社旭川無線中継所の鉄塔の上(地上約50m)とその屋上(地上約20m)でそれぞれ、下向放射量(天空より来る長波長放射量)および「有効放射量」を測定し、また霧の粒径分布は前節の方法で

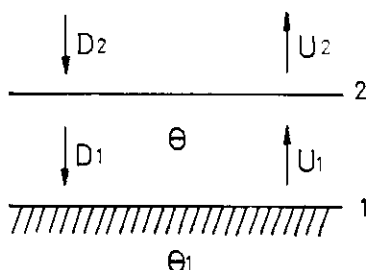


Photo 2. View of the observation place at Asahikawa.

屋上と屋上より約10mの高さにある塔の中腹で、温度は屋上表面、屋上より1m, 5m, 10mのところで測定した。霧の高さは鉄塔上最も高い測定点(地上50m)の高さとほぼ同じぐらいであった。別にボーラーネフェロメーターを試作し、霧の位相関数(散乱光の角度分布を示す関数)を測定した。

2.2.1 霧層の吸収(透過)率と「放射抑制率」

上述の測定資料を基にして、「放射抑制率」を左右する重要な量である霧層の吸収(透過)率は次のようにして得られる。いま霧の下面(高度面1)と上の境界面に近い観測点を含む面(高度面2)を考える。この高度面間の霧層について次の



式が成立つ。

$$\begin{aligned} D_1 &= D_2 T + E + U_1 R \\ &= D_2 (1 - A - R) + A \sigma \theta^4 + U_1 R, \quad (2.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_1 - D_2 &= A (\sigma \theta^4 - D_2) + R (U_1 - D_2) \\ &\simeq A (\sigma \theta^4 - D_2), \end{aligned}$$

$$A \simeq (D_1 - D_2) / (\sigma \theta^4 - D_2), \quad (2.2)$$

$$T \simeq 1 - A \simeq (\sigma \theta^4 - D_1) / (\sigma \theta^4 - D_2), \quad (2.3)$$

ここで、 U_1 (D_1): 地表面(高度面1)における上向(下向)放射量、 U_2 (D_2): 高度面2における上向(下向)放射量、 E : 高度面1と2間の霧層から上向きまたは下向きに射出される放射量、 T : 高度面1と2間の霧層の透過率、 R : 高度面1と2間の霧層の反射率、 A : 高度面1と2間の霧層の吸収率、 θ (θ_1): 高度面1と2間の霧層(地表面)の温度。このようにして測定値から霧層の吸収(透過率)が求められる。ここでは霧層の反射率は小さいとして無視した。

ところが上記の測定場所では D_1 の値に鉄塔からの放射の影響があり、また D_1 を直接測定する

かわりに屋上での「有効放射」 F_1 と屋上表面の温度の測定値とより D_1 を導出したので、屋上表面の射出率が必要となるが、ここでは鉄塔の影響を考慮に入れた一種の「有効射出率」を導入して、霧層の吸収(透過)率を次のようにして求めた。いま、鉄塔からの下向き放射量を β (実際には小さい)とし、屋上表面の射出率を K とすると、

$$D_1 \simeq D_2 (1 - A) + A \sigma \theta^4 + \beta, \quad (2.4)$$

$$F_1 = K \sigma \theta_1^4 - D_1. \quad (2.5)$$

(2.4) および (2.5) より

$$\begin{aligned} A &= \frac{D_1 - D_2 - \beta}{\sigma \theta^4 - D_2} \\ &= \frac{K \sigma \theta_1^4 - F_1 - D_2 - \beta}{\sigma \theta^4 - D_2}. \quad (2.6) \end{aligned}$$

β の評価が困難であり、また K の正確な値も不明であったので、次のような屋上表面の「有効射出率」 K' を導入して A を求めた。いま鉄塔の影響がない晴天のときの上述の二つの高度面での下向放射を $D_{10}^{(t)}$ 、 $D_{20}^{(t)}$ 、影響のある実際の場合のそれらを D_{10} 、 D_{20} とする。いま $D_{10}^{(t)}$ と $D_{20}^{(t)}$ は等しいと仮定する。すなわち

$$\begin{aligned} D_{10}^{(t)} - D_{20}^{(t)} &= K \sigma \theta_{10}^4 - F_{10} - D_{20}^{(t)} \\ &= K' \sigma \theta_{10}^4 - F_{10} - D_{20} \\ &= 0. \end{aligned}$$

これより、

$$\begin{aligned} K' &= (F_{10} + D_{20}) / \sigma \theta_{10}^4 \\ &\simeq (F_{10} + D_{20}) / \sigma \theta_1^4 \quad (2.7) \end{aligned}$$

ここで θ_{10} は霧のない場合の地表面温度 (2.6) である。式で K のかわりに K' を代入し、 β を除いたものを A' とし、ここではこの A' を霧層の実際の吸収率として扱ったが、次式で示されるように、これは霧の実際の吸収率にほとんど等しい。

$$\begin{aligned}
 A' &= \frac{K' \sigma \theta_1^4 - F_1 - D_2}{\sigma \theta^4 - D_2} \approx \frac{D_1 - D_2 + \beta}{\sigma \theta^4 - D_2} \\
 &\approx \frac{F_{10} + D_{20} - F_1 - D_2}{\sigma \theta^4 - D_2} \\
 &= \frac{F_{10} + D_{10} - F_1 - D_2 - D_{10} + D_{20}}{\lambda \theta^4 - D_2} \\
 &\approx \frac{U_1 - F_1 - D_2 - (D_{10} - D_{20})}{\sigma \theta^4 - D_2} \\
 &= \frac{D_1 - D_2 - (D_{10}^{(t)} + \beta_0 - D_{20}^{(t)})}{\sigma \theta^4 - D_2} = A.
 \end{aligned}$$

ここで β_0 は晴天のときの β である. このようにして求めた霧層の吸収率 A (または透過率 T)の例を図6に示す. この例では霧の吸収率(透過率)が霧の最盛期には30ないし40%(70~60%)であったことがわかる. このとき測定した粒径分布(写真3)や霧の含水量を図7に示す. 測

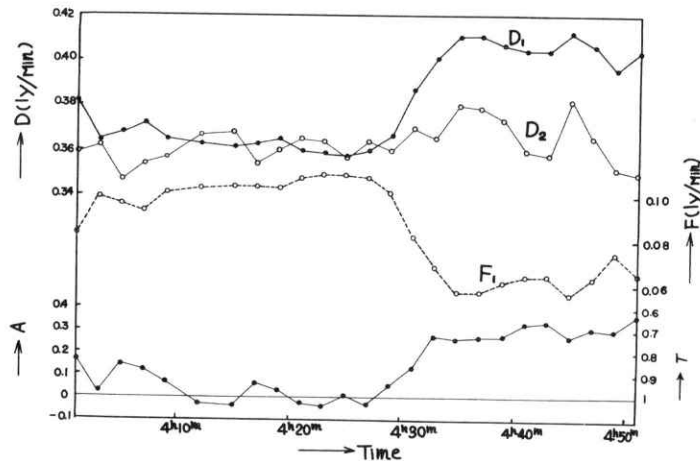


Fig. 6. Sample of absorptivity (transmissivity) of natural fogs.

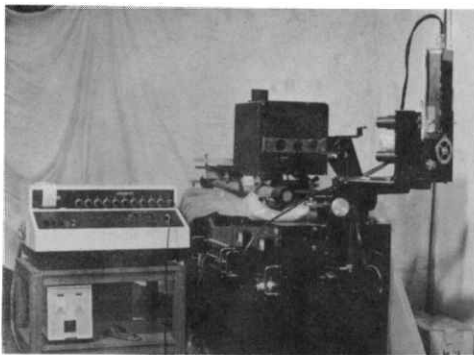


Photo 3. Microscopic picture of natural fog particles.

定した例では含水量は $5 \times 10^{-2} \sim 2 \times 10^{-1} \text{ g/m}^3$ のものが多く, 半径は $5 \sim 7 \mu$ のものが最も多いが, 放射に対しては断面積が光学的厚さ, したがって吸収(透過)率等に関係するので, (次節参照)断面積を重み関数として平均すると $7 \sim 10 \mu$ が平均の半径となる. 含水量と霧層の吸収(透過)率との関係は図8に示される. 図より, 吸収(透過)率は期待されるように含水量が増加するとともに増加(減少)することがわかる. 資料の不足のため, 吸収(透過)率と粒径分布との関係は得られなかった. また「放射抑制率」 $\Delta F_1/F_1$ は次のように地表面温度, 地表面の射出率 K , 霧層の温度 θ , 吸収率 A (または透過率 T)と(2.9)式に示される関係にあるが, 測定された範囲内について計算した $\Delta F_1/F_1$ を図9に示す.

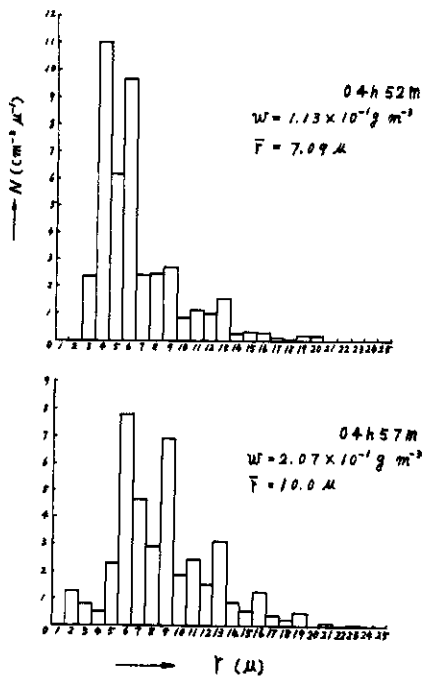


Fig. 7. Size distribution of natural fog particles.

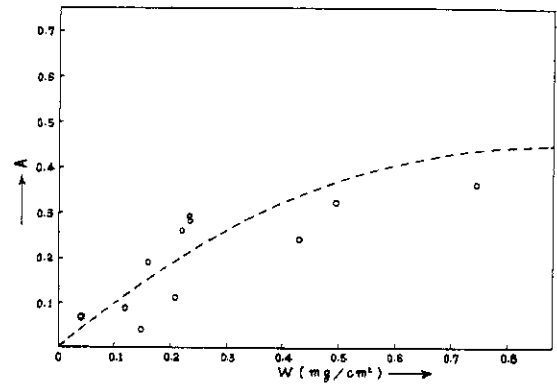


Fig. 8. Absorptivity (transmissivity) of natural fogs vs. liquid water content.

$$\Delta F_1 / F_1 = A \frac{\sigma \theta^4 - D_2}{K \sigma \theta^4 - D_2}, \quad (2.9)$$

図9からわかるように、霧層の「放射抑制率」は

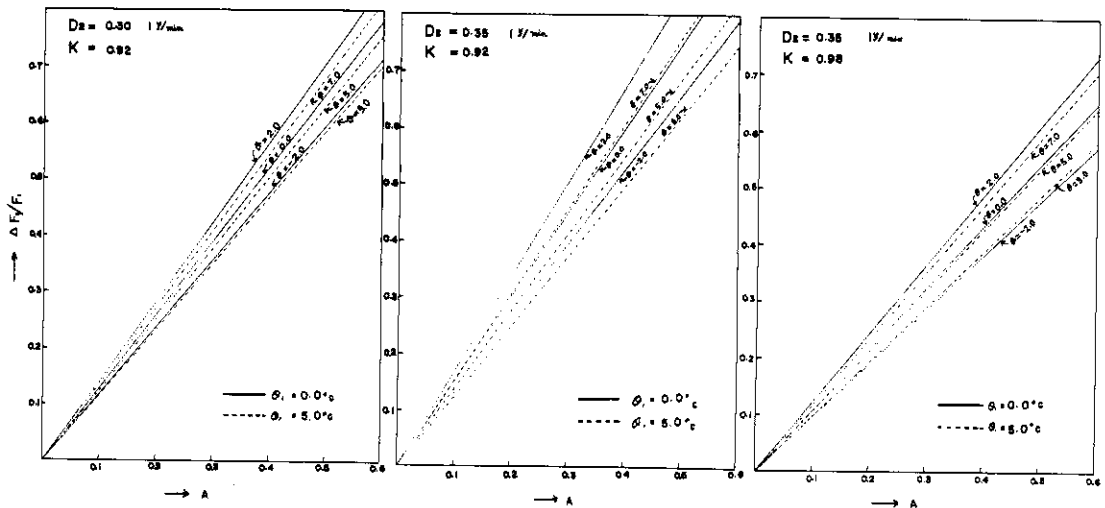


Fig. 9. Decrease of net flux of radiation vs. absorptivity (transmissivity) of natural fogs.

予想されるように、霧の吸収率が高いほどよくなる。また霧層の温度、地表面の温度および射出率について言えば、霧層の温度は高いほど、地表面の温度や射出率は低いほど、「放射抑制率」はよくなり、霧層の上界面へ入射する下向放射が大きいほどよくなる。

第3節で述べるように霧粒による散乱光の角度分布に比例する位相関数は放射伝達の基本量の一つであるが、この関数は霧粒の粒径分布やその光学的性質(屈折率)に関係する。それゆえ、霧粒による散乱光の角度分布を測定すると、霧のなかでの放射伝達にとって重要な位相関数が直接得られると同時に霧の粒径分布等の情報も与えられる。次にこれについて簡単に述べる。

2.2.2 霧粒による散乱光の測定

霧粒の粒径分布や含水量等を推定する手段として前述の方法のほかに霧粒による散乱光の測定より推定する方法がある。この場合に重要な要素として霧粒の濃度、粒径分布、粒を構成する物質(識別のためには物質の屈折率を用いる)および粒子の形状があげられる。霧粒のこれらの要素は、短波長放射(ここでは紫外、可視および近赤外放射の波長域を指す)の霧粒による散乱光の強度および角度分布に非常に有効に効いてくる。それゆえ、遅い散乱光の角度分布(すなわち、霧粒の位相関数)を測定しさらに、散乱光の強度も同時に得られるならば、上記の霧の諸要素、すなわち霧の濃度、粒径分布、屈折率および粒子の形状のうちの二つの要素の値の推定が可能になる。一方、前節に述べられた直接採集の方法を用いると霧粒の濃度および粒径分布が求められる。したがってネフェロメーターによる測定と直接採集による方法とを同時に行なうことにより、粒子の物質ある

いは形状を推定することができる。また、物質および形状についての仮定が可能な場合には霧粒の濃度および粒径分布に関する独立な2種類の測定が行われることになる。さらにまた、粒子の位相関数は、放射伝達の式に含まれる重要な要素の一つであって、この関数の形を正しく求めることは、霧の層を通した場合の放射伝達の理論的計算の精度を大幅に向上させることになる。

以上の事柄にもとづいて、この測定の目的のためにポーラーネフェロメーターを用いて霧粒による散乱光の角度分布の測定を前述の種々の測定をあわせて同時測定を行なった。

(a) ポーラーネフェロメーターの構造

この装置は、気象学の問題の一つとしての霧、雲あるいはエアロゾルの位相関数の形を求める測定のためにかなり古くから用いられていたものであるが、(J.M.Waldram, 1945), 現在もなお、この装置による位相関数の測定に関する研究は多くの人によって進められている。(B.S. Pritchard and W.G.Elliot, 1960; A.C.Holland and J.S.Draper, 1967.) 測定に用いられた装置の写真を写真4およびその構造を図10に示す。

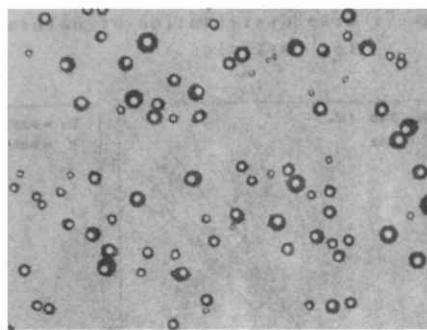


Photo 4. Photograph of polar nephelometer.

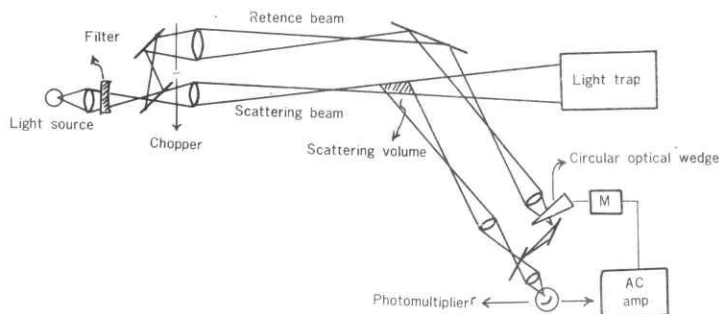


Fig. 10. Schematic diagram of polar nephelometer.

光源としては750 W白熱電球を用い、波長別の測定の場合にはフィルターにより波長の選択を行なう。光源を発した光は半透明反射板により上下二つの光路に分けられ、下側の光線は途中の回転する反射鏡を通して常に直接受光系に入射し規準光となる。上側の光線はサンプル粒子に入射し、その散乱光が受光系に入射する。上下二つの光路は途中の回転セクターにより交互にしゃへいされ、散乱光と規準光は交互に検出器に入射する。

検出器としては光電子増倍管を用い、規準光と散乱光の強度の差によって現われる出力の光電流は増幅されて、モーターを駆動し円形光学くさびを回転させる。円形光学くさびは規準光の受光系の光路内に置かれ、出力光電流が零になってとまる。このときの光学くさびの濃度を知ることにより、散乱光強度の規準光強度に対する割合がわかる。

したがって、受光系を散乱体を中心として回転させて、角度別に散乱光強度を測定すれば粒子による散乱光の角度分布が得られる。

入射光束も受光系も有限の広がりを持っており、受光系を回転させたときに、有効な散乱体の体積は角度とともに変化する。この体積の大きさは、入射光の光束によって作られる円錐体と受光系の開口角によって作られる円錐体との交差する体積として表わされるが、単純な幾何学的取扱いは散乱体積 v と散乱角 θ との間には $v \propto 1/\sin \theta$ と考えることができる。入射光は散乱体積に入射する以前にもまた以後にも散乱によって減衰を受けているのであるが、規準光も等しく減衰を受けていると考えられるので、検出器に現われる出力は規準光と散乱光による差に比例すると見なすことができる。規準光を常に直接受光系に導くための回転反射鏡は散乱体積の直下におかれているので散乱体積に対応する部分は規準光の光路では光学系でおきかえられたことになりこの部分による減衰は散乱角とは無関係に一定である。

受光の回転は $\theta = 0^\circ$ から 180° まで可能であるが、光束が有限の幅を有するため、測定可能な範囲は $15^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$ である。受光系の回転速度は $18^\circ/\text{秒}$ 、 $9^\circ/\text{秒}$ および $4.5^\circ/\text{秒}$ の3段階を有し、散乱体積内の粒子の濃度の時間変動と散乱光強度とを考慮して適当な速度を選定する。

直接測定される量は、散乱角 θ と円形光学くさ

びの回転角であって、いずれも回転角に比例した電圧で表わされる。測定の際にはあらかじめ測定すべき散乱角の値を適当に選び、この点における光学くさびの回転角に対応する電圧がデジタルボルトメーターによって読みとられ、印字される。実際の測定に際しては、散乱角 $15^\circ \sim 165^\circ$ の範囲で約25点選び、その間隔は散乱角の小さい領域で密に選んである。角度分布の曲線を詳細に求めるために測定される散乱角の範囲を3分して行なわれるので1回の測定に要する時間は約5分となる。したがって、今回の測定結果では5分間の粒子の濃度および粒径分布の変動は無視されていることになる。

円形光学くさびの濃度の検定のためには、あらかじめ濃度の値の知れている規準灰色フィルターを準備し、これを散乱光の光路内にそう入する。このとき生ずる散乱光の減衰に対応して、光学くさびは回転し、回転した角度(出力電圧の差)に相当する光学くさびの濃度差は規準フィルターの濃度の値に等しくなる。このようにして、測定される電圧とフィルター濃度との検定曲線が得られ、したがって、散乱光の強度が求められる。

(b) 測定結果

白色光を光源とした測定例として旭川における結果を図11に示す。曲線は $\theta = 12.5^\circ$ における散乱光の強度を1とした相対値で示してある。

それぞれの図の中のA、BおよびCが旭川における実測の曲線を示し、他の曲線は比較のために記入した他の著者の実測あるいは理論計算の結果である。旭川の結果の3例を見ると、曲線AとBとはほぼ等しい分布を示しており、曲線Cは極小値の現われる角度が他の二つよりも大きい。また 90° 以上における散乱光強度、すなわち、後方散乱の強度はCの曲線では他の二つの曲線よりもかなり小さく現われている。

曲線Aの図に比較のために記入された点は、B. Reismanら(1967)がHe-Neレーザー($6328 \text{ \AA}$)を光源として用いて霧の位相関数を測定した結果である。なめらかな曲線A'は粒子の半径 $r = 2 \mu$ に最大を有するような粒径分布を仮定してかれらが計算した結果である。曲線A''は $r = 4 \mu$ に最大を有するような粒径分布の場合の曲線である。

旭川における測定結果Aは、白色光を光源としているので直ちに比較することはできないのであ

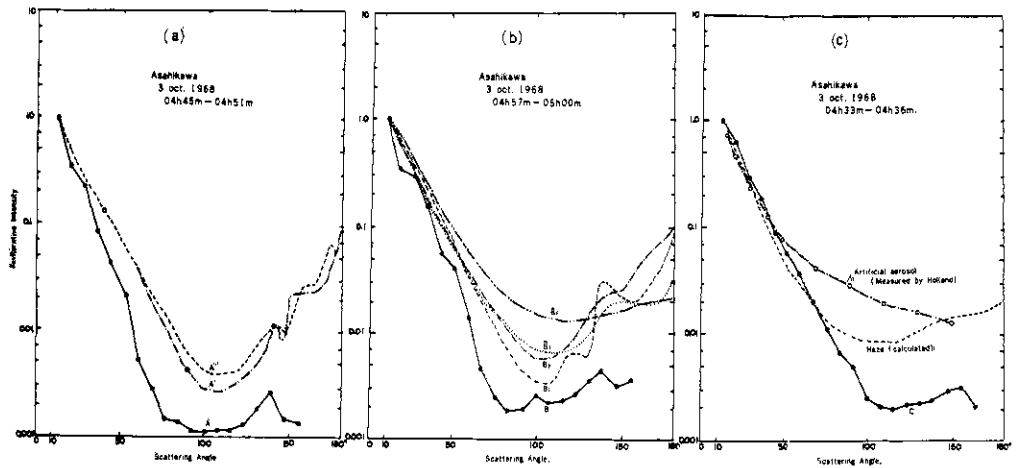


Fig. 11. Angular distribution of radiation scattered by natural fog particles.

るが、これを無視して比較してみると、 $\theta < 90^\circ$ の範囲の散乱光、すなわち、前方散乱の強度分布は他に比して傾斜はかなり急であり、後方散乱($\theta > 90^\circ$)の強度分布はきわめてゆるやかで強度も著しく小さい。曲線BはAとほとんど同形を示している例である。この図に比較のため記入した曲線は、Deirmendjian(1964)が煙霧および霧粒の粒径分布を仮定して計算した結果である。曲線B₁およびB₂は雲の場合の曲線であって、 $r = 5 \mu$ 付近に最大値を有するような分布に対応するものである。B₁は波長 $\lambda = 0.45 \mu$ 、B₂は $\lambda = 1.61 \mu$ に対する位相関数曲線を表わしている。B₃、B₄は煙霧の場合であって、B₃は $r = 0.1 \mu$ 付近に最大値を有する粒径分布、B₄はいわゆる指数(Power-law)分布($n(r) \sim r^{-4}$)に対する曲線である。いずれも波長は 0.45μ である。

前にも述べたように、旭川の測定では波長別の測定ではないのでこのまま比較することは正しくないのであるが、光源の波長分布と受光管の波長特性とを総合すると $\lambda = 0.5 \mu$ 付近に最も有効な波長があると考えられるので、この波長の測定と仮定して比較を行なうことが可能である。このような仮定のもとに上の二つの場合の比較を行なうと、旭川における測定結果は、他の著者の測定あるいは理論計算の結果に比して前方散乱($\theta < 90^\circ$)

の強度分布の傾斜はかなり大きく、後方散乱の傾斜は著しく小さい。このことから推定される定性的な相異は旭川の場合は、他の場合よりも大きな半径に最大値を有するような粒径分布に対応するということである。この傾向は同時に行なった直接採集による霧粒の粒径分布の測定結果にも現われているのであるが、これを量的に確定するためには、前記光源の性質その他の理由により測定精度が不足である。

曲線Cは曲線A、Bとほぼ同時刻に測定された結果であるが、曲線の形はかなり異なっており、後方散乱が著しく小さく現われている。このことから直ちに他の二つの場合との粒径分布の相異を論ずることはむずかしいが、野外における霧の時間的変動はかなり激しく、したがって粒径分布の変動もかなり著しいことが考えられる。

曲線CとAおよびBとの相異は、この変動をある程度反映していると考えられる。

3. 霧層内の放射伝達

人工霧による放射抑制の機構をさらに明確にするために、理論的考察を行なう。そのためには、まず、霧層内での放射伝達方程式を解かなくては行けない。ここでは、簡単のために、霧は水平に成層をして無限に広がりをもち、その下面は地表面($z = 0$)に接し、上面は $z = z_1$ にあるとする。また霧層内での含水量、粒径分布および温度

は場所によらず一様であるとする。いま霧層の上面より $I_{d\lambda}(-\mu)$ 、下面より $B_\lambda(\theta_s)$ なる散光が入射している一般的な場合を考える。すると、長波長放射はこの場合、方位角に無関係と考えられるので、伝達方程式は次のようになる。

$$\begin{array}{lcl} Z=Z_1 & \xrightarrow{\quad I_{d\lambda}(-\mu) \quad} & \tau=0 \\ Z=Z & \xrightarrow{\quad} & \tau=\tau \\ Z=0 & \xleftarrow{\quad B_\lambda(\theta_s) \quad} & \tau=\tau_1 \end{array}$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d}{d\tau_\lambda} I_\lambda^\uparrow(\tau, \mu) &= I_\lambda^\uparrow(\tau, \mu) - J_\lambda(\tau, \mu), \\ \mu \frac{d}{d\tau_\lambda} I_\lambda^\downarrow(\tau, \mu) &= -I_\lambda^\downarrow(\tau, \mu) + J_\lambda(\tau, -\mu). \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで、 I_λ は放射強度、 μ は放射の進む方向の天頂角または天底角の余弦、 τ_λ および τ_λ はそれぞれ次の (3.2) および (3.3) 式で定義される光学的厚さおよび光源関数 (source function) である。

$$\tau_\lambda = \int_z^{z_1} k_\lambda dz. \quad (3.2)$$

ここで、 k_λ は単位体積あたりの減衰係数 (体積減衰係数) である。

$$\begin{aligned} J_\lambda(\tau, \mu) &= \frac{1}{2} \int_0^1 [P_\lambda(\mu, \mu') I_\lambda^\uparrow(\tau, \mu') \\ &\quad + P_\lambda(\mu, -\mu') I_\lambda^\downarrow(\tau, -\mu')] d\mu' \\ &\quad + \frac{1}{2} B_\lambda(\theta_s) \int_0^1 P_\lambda(\mu, \mu') \\ &\quad \exp\left(-\frac{1}{\mu}, (\tau, -\tau)\right) d\mu' \\ &\quad + \frac{1}{2} \int_0^1 P_\lambda(\mu, -\mu') I_{d\lambda}(-\mu') e^{-\tau/\mu'} d\mu' \\ &\quad + (1 - \omega_\lambda) B_\lambda(\theta). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_\lambda(\tau_1, -\mu) &= \frac{1}{2} \int_0^1 [P_\lambda(-\mu, -\mu') I_\lambda^\downarrow(\tau, -\mu') \\ &\quad + P_\lambda(-\mu, \mu') I_\lambda^\uparrow(\tau, \mu')] d\mu' \\ &\quad + \frac{1}{2} B_\lambda(\tau_s) \int_0^1 P_\lambda(-\mu, \mu') \\ &\quad \exp\left(-\frac{1}{\mu}, (\tau_1 - \tau)\right) d\mu' \\ &\quad + \frac{1}{2} \int_0^1 P_\lambda(-\mu, -\mu') I_{d\lambda}(-\mu') e^{-\tau/\mu'} d\mu' \\ &\quad + (1 - \omega_\lambda) B_\lambda(\theta), \\ P_\lambda(\mu, \mu') &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_\lambda(\mu, \mu', \varphi') d\varphi'. \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここで、 B_λ は黒体放射強度、 $P_\lambda(\mu, \mu', \varphi')$ は散乱光の角度分布を示す関数で、位相関数とよばれる。 ω_λ は次の (3.5) 式で定義されるもので、単一散乱 (single scattering) に対するアルベドと呼ばれ、吸収を伴わない純散乱の場合には 1 で、その他の場合には 1 より小さい。上述の位相関数は次式で示される性質をもつ。

$$\frac{1}{2} \int_0^1 [P_\lambda(\mu, \mu') + P_\lambda(\mu, -\mu')] d\mu = \omega_\lambda \leq 1, \quad (3.5)$$

$$P_\lambda(\mu, -\mu') = P_\lambda(-\mu, \mu'), \quad (3.6)$$

$$P_\lambda(\mu, -\mu') = P_\lambda(-\mu, \mu').$$

上述の体積減衰係数 k_λ や位相関数 $P_\lambda(\mu, \mu')$ は霧の粒径分布や含水量に伴って変化するが、それらとは次式で示すような関係にある。

$$\begin{aligned} k_\lambda &= \int_{\tau_1}^{\tau_2} \pi r^2 n(r) K(r, \lambda) dr, \\ &= \int_{\tau_1}^{\tau_2} k(r, \lambda) n(r) d\tau, \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$P_\lambda(\mu, \mu') = \frac{\int_{\tau_1}^{\tau_2} P_\lambda(\mu, \mu', \tau) k(r, \lambda) n(r) d\tau}{\int_{\tau_1}^{\tau_2} k(r, \lambda) n(r) d\tau} \quad (3.8)$$

ここで、 r は霧粒の半径、 r_1, r_2 はその下限および上限を示す。 $n(r)$ は半径が r と $r+dr$ の間にある霧粒の単位体積あたりの数、 $K(r, \lambda)$ は減衰の断面積と幾何学的断面積との比で、減衰に対する効率係数 (efficiency factor: Van de

Hulst, 1957) とよばれる。 $n(r)$ と $K(r, \lambda)$ の例を図12と図13に示す。また r_λ の粒径分布による違いを示すため、図14にいくつかの例を示す。

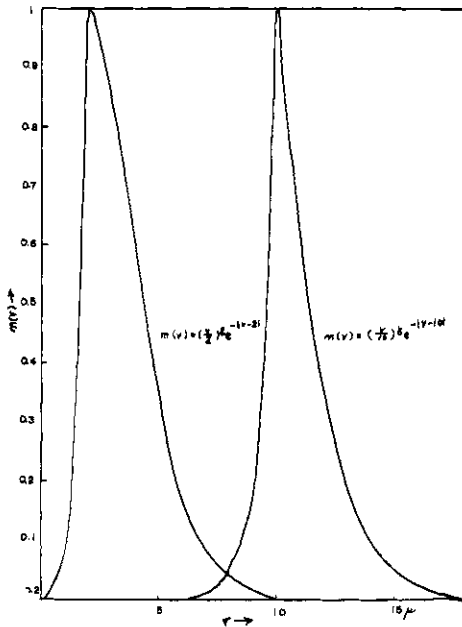


Fig. 12. Size distribution of a model fog.

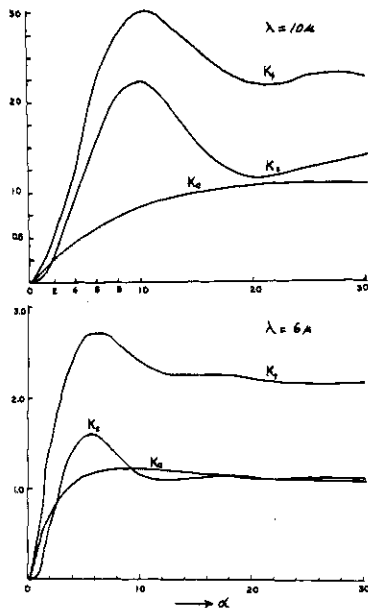


Fig. 13. Efficiency factor for extinction, scattering and absorption.

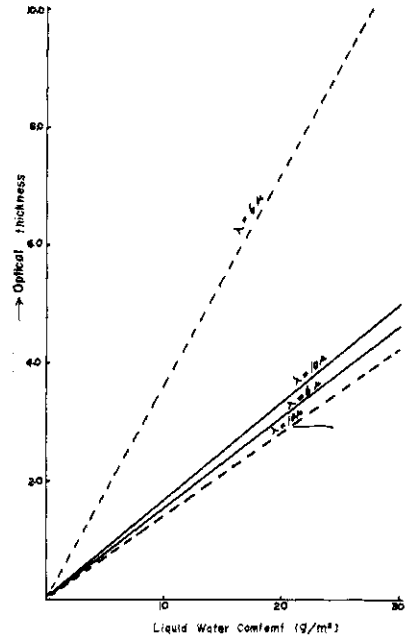


Fig. 14. Optical thickness of the model fogs. Thick line for $n(r) = (r/10)^5 \exp(-|r-10|)$ and dotted line for $n(r) = (r/10)^2 \exp(-|r-2|)$.

P_λ が複雑であるため、多重散乱まで考慮した(3.1)の完全な解はまだない。現在、散乱および透過関数(S.Chandrasekhar, 1950)を前記の ϖ_λ で展開する方法とか(G.Yamamoto et al., 1966)、離散的縦座標(discrete ordinate; S.Chandrasekhar, 1950)の方法を用いて近似的に数値解(山本ほか, 1968)を求めることが行なわれている。ここでは、次のような解法を試みる。

上、下両境界面より入射する放射 $I_{d\lambda}(-\mu)$ 、 $B_\lambda(\theta_s)$ および霧層内で射出される放射 $B_\lambda(\theta)$ は霧粒によって次々に散乱および吸収されながら媒質(霧)の中を伝搬していくが、この入射光および媒質内で射出される放射の霧粒による散乱光は一次散乱光と呼ばれ、次にこの一次散乱光がさらに霧粒によって散乱されて生じる散乱光は二次散乱光と呼ばれる。このような過程で無限回霧粒

によって散乱され、またこの過程中、放射の一部は吸収される。このようなすべての次数の散乱光の総和が求める散乱光、すなわち(3.1)式の解となる。上述の過程を方程式で示すと、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{d}{d\tau} I_{\lambda}^{(1)\uparrow}(\tau, \mu) &= I_{\lambda}^{(1)\uparrow}(\tau, \mu) - J_{\lambda}^{(1)}(\tau, \mu), \\ \mu \frac{d}{d\tau} I_{\lambda}^{(1)\downarrow}(\tau, -\mu) &= -I_{\lambda}^{(1)\downarrow}(\tau, \mu) + J_{\lambda}^{(1)}(\tau, -\mu), \\ &\dots\dots\dots \\ \mu \frac{d}{d\tau} I_{\lambda}^{(n)\uparrow}(\tau, \mu) &= I_{\lambda}^{(n-1)\uparrow}(\tau, \mu) - J_{\lambda}^{(n-1)}(\tau, \mu), \\ \mu \frac{d}{d\tau} I_{\lambda}^{(n)\downarrow}(\tau, -\mu) &= -I_{\lambda}^{(n-1)\downarrow}(\tau, -\mu) + J_{\lambda}^{(n-1)}(\tau, -\mu) \end{aligned} \right\} (3.9)$$

上式で、 I_{λ} 、 J_{λ} の右肩の数字は散乱の次数に対応する。

(3.9)式の最初の部分の解、すなわち一次散乱光は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} I_{\lambda}^{(1)\uparrow}(\tau, \mu) &= \int_{\tau}^{\tau_1} f_{\lambda}^{(1)}(t, \mu) e^{-(t-\tau)/\mu} \frac{d\tau}{\mu}, \\ I_{\lambda}^{(1)\downarrow}(\tau, -\mu) &= \int_0^{\tau} f_{\lambda}^{(1)}(t, -\mu) e^{-(\tau-t)/\mu} \frac{d\tau}{\mu}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

ここで光源関数(source function) $f_{\lambda}^{(1)}(t, \mu)$ 、 $f_{\lambda}^{(1)}(t, -\mu)$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} f_{\lambda}^{(1)}(\tau, \mu) &= \frac{1}{2} B_{\lambda}(\theta_s) \int_0^1 P_{\lambda}(\mu, \mu') e^{-(\tau_1-\tau)/\mu'} d\mu', \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^1 P_{\lambda}(\mu, -\mu') I_{\lambda}^{(1)}(-\mu'), \\ &e^{-\tau/\mu'} d\mu', \\ &+ \frac{1}{2} (1-\omega_{\lambda}) \int_{\tau}^{\tau_1} \frac{d\tau}{\mu'} \int_0^1 P_{\lambda}(\mu, -\mu') \\ &(\mu, \mu') B_{\lambda}(t) e^{-(t-\tau)/\mu'} d\mu', \\ &+ \frac{1}{2} (1-\omega_{\lambda}) \int_0^{\tau} \frac{d\tau}{\mu'} \int_0^1 P_{\lambda}(\mu, -\mu') \\ &B_{\lambda}(t) e^{-(\tau-t)/\mu'} d\mu', \\ f_{\lambda}^{(1)}(\tau, -\mu) &= \frac{1}{2} B_{\lambda}(\theta_s) \int_0^1 P_{\lambda}(-\mu, \mu') \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} &e^{-(\tau_1-\tau)/\mu'} d\mu', \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^1 P_{\lambda}(-\mu, -\mu') I_{\lambda}^{(1)} d\mu', \\ &(-\mu') e^{-\tau/\mu'} d\mu', \\ &+ \frac{1}{2} (1-\omega_{\lambda}) \int_{\tau}^{\tau_1} \frac{d\tau}{\mu'} \int_0^1 P_{\lambda}(\mu, \mu') \\ &(-\mu, \mu') B_{\lambda}(t) e^{-(t-\tau)/\mu'} d\mu', \\ &+ \frac{1}{2} (1-\omega_{\lambda}) \int_0^{\tau} \frac{d\tau}{\mu'} \int_0^1 P_{\lambda}(\mu, \mu') \\ &(-\mu, -\mu') B_{\lambda}(t) e^{-(\tau-t)/\mu'} d\mu'. \end{aligned}$$

霧層の含水量、温度、霧粒の粒径分布、および地表温度、下向入射放射 $I_{d\lambda}(-\mu)$ が既知であれば(3.11)の $f_{\lambda}^{(1)}(\tau, \mu)$ 、 $f_{\lambda}^{(1)}(\tau, -\mu)$ は容易に計算できる。それゆえ(3.10)の $I_{\lambda}^{(1)\uparrow}(\tau, \mu)$ 、 $I_{\lambda}^{(1)\downarrow}(\tau, -\mu)$ は容易に求められる。次に(3.9)の終わりの部分の解 $I_{\lambda}^{(n)\uparrow}(\tau, \mu)$ 、 $I_{\lambda}^{(n)\downarrow}(\tau, -\mu)$ 、すなわち n 次散乱光は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} I_{\lambda}^{(n)\uparrow}(\tau, \mu) &= \int_{\tau}^{\tau_1} f_{\lambda}^{(n)}(t, \mu) e^{-(t-\tau)/\mu} \frac{d\tau}{\mu}, \\ &e^{-(\tau-\tau)/\mu} \frac{d\tau}{\mu}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} I_{\lambda}^{(n)\downarrow}(\tau, -\mu) &= \int_0^{\tau} f_{\lambda}^{(n)}(t, -\mu) e^{-(\tau-t)/\mu} \frac{d\tau}{\mu}, \\ &e^{-(\tau-t)/\mu} \frac{d\tau}{\mu}, \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned} f_{\lambda}^{(n)}(\tau, \mu) &= \frac{1}{2} \int_0^1 P_{\lambda}(\mu, \mu') I_{\lambda}^{(n-1)\uparrow}(\tau, \mu') d\mu', \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^1 P_{\lambda}(\mu, -\mu') I_{\lambda}^{(n-1)\downarrow}(\tau, -\mu') d\mu', \\ f_{\lambda}^{(n)}(\tau, -\mu) &= \frac{1}{2} \int_0^1 P_{\lambda}(-\mu, \mu') I_{\lambda}^{(n-1)\uparrow}(\tau, \mu') d\mu', \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^1 P_{\lambda}(-\mu, -\mu') I_{\lambda}^{(n-1)\downarrow}(\tau, -\mu') d\mu'. \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\times (\tau, -\mu') d\mu'.$$

(3.13) で $I^{(n-1)\uparrow}(\tau, \mu')$ および $I^{(n-1)\downarrow}(\tau, \mu')$ が既知であれば (3.12) より $I^{(n)\uparrow}(\tau, \mu)$, $I^{(n)\downarrow}(\tau, \mu)$ が得られる。一方 (3.10) より $I^{(1)\uparrow}(\tau, \mu)$, および $I^{(1)\downarrow}(\tau, \mu)$ は既知であるから, $I^{(2)\uparrow}(\tau, \mu)$, $I^{(2)\downarrow}(\tau, -\mu)$, ..., $I^{(n)\uparrow}(\tau, \mu)$, $I^{(n)\downarrow}(\tau, -\mu)$ のすべてが求められる, それゆえ τ における解 $I^{\uparrow}(\tau, \mu)$ および $I^{\downarrow}(\tau, -\mu)$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) &= B_{\lambda}(\theta_s) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} \\ &+ \int_{\tau}^{\tau_1} (1 - \omega_{\lambda}) B_{\lambda}(t) e^{-(t - \tau)/\mu} \frac{dt}{\mu} \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} I_{\lambda}^{(n)\uparrow}(\tau, \mu), \\ I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) &= I_{d\lambda}(-\mu) e^{-\tau/\mu} \\ &+ \int_0^{\tau} (1 - \omega_{\lambda}) B_{\lambda}(t) e^{-(\tau - t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} I_{\lambda}^{(n)\downarrow}(\tau, -\mu). \end{aligned} \quad (3.14)$$

また τ における上向き, 下向きの放射束 $F^{\uparrow}(\tau)$ および $F^{\downarrow}(\tau)$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} F^{\uparrow}(\tau) &= 2\pi \int_0^{\infty} d\lambda \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) \mu d\mu, \\ F^{\downarrow}(\tau) &= 2\pi \int_0^{\infty} d\lambda \int_0^1 I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, \mu) \mu d\mu. \end{aligned} \quad (3.15)$$

当研究で特に重要な霧層の上, 下境界面より出てゆく放射 $I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu)$, $I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu)$ および放射束 $F^{\uparrow}(0)$, $F^{\downarrow}(\tau_1)$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) &= B_{\lambda}(\theta_s) e^{-\tau_1/\mu} \\ &+ \int_0^{\tau_1} (1 - \omega_{\lambda}) B_{\lambda}(t) e^{-t/\mu} \frac{dt}{\mu} \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} I_{\lambda}^{(n)\uparrow}(0, \mu), \\ I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) &= I_{d\lambda}(-\mu) e^{-\tau_1/\mu} \\ &+ \int_0^{\tau_1} (1 - \omega_{\lambda}) B_{\lambda}(t) e^{-(\tau_1 - t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} &+ \sum_{n=1}^{\infty} I_{\lambda}^{(n)\downarrow}(\tau_1 - \mu), \\ F^{\uparrow}(0) &= 2\pi \int_0^{\infty} d\lambda \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) \mu d\mu, \\ F^{\downarrow}(\tau_1) &= 2\pi \int_0^{\infty} d\lambda \int_0^1 I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_1, -\mu) \mu d\mu. \end{aligned} \quad (3.17)$$

これより, 晴天のときに比べて, 人工霧を発生させて, 地表付近をおおった場合にどの程度地表付近の放射が抑制できるかが計算できる。いま, 晴天のときの地表面の「有効放射」を F_c , 霧におおわれたときのそれを F_f とすると,

$$\begin{aligned} F_c &= \pi B(\theta_s) \\ &- 2\pi \int_0^{\infty} d\lambda \int_0^1 I_{d\lambda}(-\mu) \mu d\mu, \\ F_f &= \pi B(\theta_s) - F^{\downarrow}(\tau_1) \end{aligned} \quad (3.18)$$

霧の発生による地表面の「放射抑制率」を ΔF とすれば,

$$\Delta F = (F_f - F_c) / F_c. \quad (3.19)$$

以上で「放射抑制率」の理論的導出法を述べたが数値的な結果は近く発表する。

4. むすび

実験した範囲の人工霧の「放射抑制率」は 10 ~ 40 % であることが見いだされたが, この「放射抑制率」は霧の含水量が多いほど, 温度が高いほど, 高くなることが見いだされた。粒径分布については, 同じ含水量であれば, 粒径が小さいほど, 「放射抑制率」は高くなることが, 期待される。放射の面のみからみれば, 霧粒の温度が高く, 粒径が小さい方が望ましいが, この二つの点は同時に霧粒の蒸発を早める作用があり, その結果人工霧の持続時間や空間的な広がりを小さくすることが考えられる。それゆえ, 今後は種々の大きさ, 温度をもつ霧粒を発生させ, 実験効率のよい方法を見いだすことが望ましい。

この研究の結果, 黒体からかなりずれた薄い霧の放射の性質が明らかになった。数値的なより詳細な研究を今後継続して行なう。

謝 辞

本研究は、科学技術庁の特別研究促進調整費に負うものである。

本研究の遂行に当たっては、特に国立防災科学

技術センター小沢行雄博士、千葉大学三原義秋教授に多大のご援助をいただいた。心から謝意を表するものである。

参 考 文 献

- (1) Chandrasekhar, S. (1950): *Radiative Transfer*. Oxford Univ. Press, London.
- (2) Deirmendjian, D. (1964): Scattering and polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared. *Appl. Opt.*, **3**, 187-196.
- (3) Herman, B. M. (1962): Infrared absorption, scattering and total attenuation cross-section for water spheres. *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, **88**, 143-150.
- (4) Holland, A. C. and J. S. Draper (1967): Analytical and experimental investigation of light scattering from polydispersions of Mie particles. *Appl. Opt.*, **6**, 511-518.
- (5) 三原義秋・泊功・林堯・斎藤隆幸(1966): 人工霧による防冷防霜法の研究(第2報). 防災科学技術総合研究報告, 第6号, 33-46.
- (6) 三原義秋・谷信輝(1967): 人工霧防冷法に関する研究(第1報). 防災科学技術総合研究速報, 第7号, 29-35.
- (7) Pritchard, B. S. and W. G. Elliott (1960): Two instruments for atmospheric optics measurements. *J. Opt. Soc. Amer.*, **50**, 191-202.
- (8) Reisman, E., G. Cumming and C. Bartky (1967): Comparison of fog scattered laser and monochromatic incoherent light. *Appl. Opt.*, **6**, 1969-1972.
- (9) 関原巖・村井潔三・嘉納宗靖(1967): 人工霧による放射抑制機構に関する研究(第1報). 防災科学技術総合研究速報, 第7号, 41-50.
- (10) 鈴木正臣(1967): 蒸発防止剤に関する研究(序報). 防災科学技術総合研究速報, 第7号, 37-40.
- (11) Van de Hulst (1957): *Light Scattering by Small Particles*. John Wiley, New York.
- (12) Waldram, J. M. (1945): Measurement of the photometric properties of the upper atmosphere. *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, **71**, 319-336.
- (13) Yamamoto, G., M. Tanaka and K. Kamitani (1966): Radiative transfer in water clouds in the 10-micron window region. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 305-313.
- (14) 山本義一・田中正之・浅野正二(1968): 水雲の赤外放射伝達特性, 日本気象学会春季大会講演.