

大気微粒子—特に非球形粒子—による光散乱特性の研究*

—学会賞受賞記念講演—

浅野 正二**

この度、思いがけず学会賞をいただきまして、大変ありがたく光栄に存じております。一方、多少気恥しい感がないでもありません。と申しますのは、今回受賞の対象となった研究テーマは、「非球形大気微粒子の光散乱特性の研究」というものですが、これまでに実際やったことと言えば、均質回転楕円体による光散乱に対する準解析的な厳密解を求め、それに基づいて計算を幾つかやってみただけで、実際の大気中の多種多様な粒子に対する応用は、まだ手付かずの状態です。従って、気象学へ貢献しているという意識が薄かったからです。

粒子による散乱は、水蒸気や炭酸ガス等による気体吸収と並んで、大気中における放射伝達の素過程の1つです。また、散乱光の測定は、散乱粒子のサイズ・屈折率などの物理的性質を推定するのに大変有効な手段として多くの分野で利用されております。それは、対象が遠く直接測定が難しかったり、散乱光が唯一の情報源であったり、または、散乱粒子の状態に影響を及ぼすことなく測定しようとする場合に特に有効です。個々の散乱粒子の散乱特性に関する知識が、これらの基礎になります。今回気象学会が、素過程の基礎的研究にも目を向けて下されたことは、同じく基礎的な問題に取り組んでおられる多くの方々への激励もあろうかと、心から感謝いたします。

さて、これから細かい話で恐縮ですが、非球形粒子の、実際には回転楕円体形粒子の光散乱の振舞が、球形粒子の場合とどのように異なるかを中心にして、その気象学的意味について話してみたいと思います。

この研究に入った動機は、氷晶雲の光学的性質の問題にあります。東北大学大学院に入って、昨年2月惜しくも

逝去された山本義一先生より与えられた研究テーマが、「層状雲の放射伝達特性の評価」でした。山本先生・田中正之先生の御指導のもとに、水雲の赤外熱放射、次いで太陽放射の伝達特性を評価する仕事が一段落した時、次に問題となったのは氷晶雲でした。当時(1970年代前半)、氷晶による光散乱の様相が、球粒子のそれとかなり異なることを示す室内測定が出始めておりましたが、有限サイズの非球形粒子による光散乱の厳密解は皆無でした。

非球形粒子による散乱問題に立入る前に、光散乱の一般的な性質について触れておきたいと思います。「光散乱」とは、入射電磁波から幾分かのエネギーを取り去り、それを散乱粒子を中心とした全立体角にわたって再配分する過程を言い、これは散乱粒子とその周囲の媒質との間に屈折率の不連続がある場合に起ります。散乱粒子が吸収性を有する場合には、同時に吸収を伴い、吸収されたエネルギーは熱エネルギーとなります。第1表は、大気中の光学現象とそれに関与する大気微粒子について、別の機会(浅野, 1979)に話した際用いたものですが、光散乱は粒子そのものの大きさではなく、入射光の波長に対する相対的の大きさに関係します。この相対的の大きさをサイズ・パラメータと呼び、球粒子に対しては(円周/波長)で定義します。下の欄に、球粒子に対する散乱タイプを載せてあります。周知のように、均質な球粒子による光散乱の厳密解は、Mie理論と呼ばれ、原理的には任意のサイズの球粒子に適用可能です。一方、分子による散乱は、Rayleigh 脚により解かれ、空の青色は空気分子による、いわゆる Rayleigh 散乱の結果として説明されました。この Rayleigh 散乱、及びそれを拡張した考え方は、分子だけでなく、サイズ・パラメータ $x \leq 0.1$ の小さな粒子に適用することが出来ます。他方、 $x \gg 1$ の大きな粒子に対しては、光は光線として扱えるようになります。そして、粒子の境界での幾何光学則に

* Light scattering properties of nonspherical particles in the atmosphere.

** Shoji Asano, 気象研究所高層物理研究部.

第1表 大気微粒子と大気光学現象.

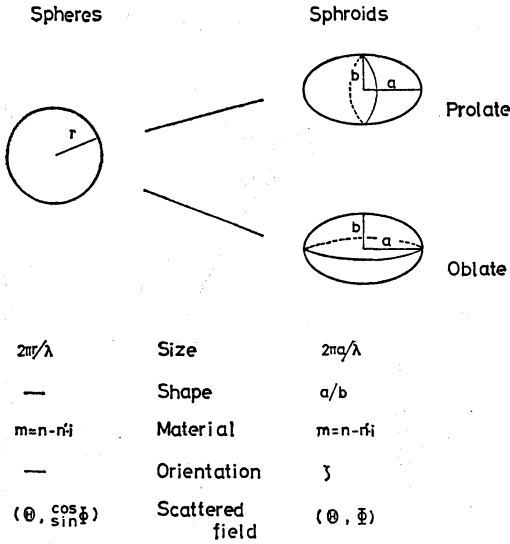
Particle size	radius (μm)						
	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	10^0	10^1	10^2	10^3
Atmospheric particles	air molecules aerosols (Aitken, large, giant) cloud droplets ice crystals raindrops						
Optical phenomena	blue sky skylight aureole twilight cloudbow corona glory halo rainbow						
Scattering types for spheres	Rayleigh scattering ← Mie scattering Geometrical optics approx. ←						
$2\pi r/\lambda$	10^{-2}	10^{-1}	10^0	10^1	10^2	10^3	10^4
	$(\lambda=0.628\mu\text{m})$						

基づく ray tracing が有効になってきます。サイズ・パラメータが小さい場合にしても、非常に大きい場合にしても、近似解が使える場合には、一般に Mie の厳密解を計算するより容易ですが、これらの間の領域、つまり、波長と同程度か少し大きい粒子に対しては、光は干渉や回折など波としての性質を端的に表わすため、近似解を得るにも難しく、この領域の散乱を適確に記述するには厳密解 (Mie 理論) しかありません。

事情は、非球形粒子の場合も同様です。厳密解を求めるなら、簡単な形の方が取り付き易いので、球に次いで幾何学的に単純な回転楕円体を選んでみました。回転楕円体は、楕円をその長軸、又は短軸の回りに回転することにより得られる立体で、それぞれ prolate spheroid (偏長円), 又は oblate spheroid (偏平円) と呼ばれます (第1図)。幸いこれは、長軸と短軸の比 a/b を変えることにより、葉巻形から球形を経て、パンケーキ形までの多様な形を取り得ます。解は、Mie 理論の場合

と同様に波動方程式を変数分離法で解いて得ましたが、用いた関数は回転楕円体波動関数と呼ばれるものです (Asano and Yamamoto, 1975)。その結果、回転楕円体による散乱を記述するには、球の場合に必要なサイズ・パラメータと複素屈折率以外に、更に2つのパラメータが必要となります。形を規定するパラメータ (a/b) と、回転楕円体の入射光に対する方位 (orientation) を表わすパラメータとです。方位は、入射光の進行方向が回転軸と成す角 (入射角) θ で表わすことにします。更に、散乱電磁場の方位角 (azimuth angle) ϕ 依存性が、球の場合よりも複雑になります。

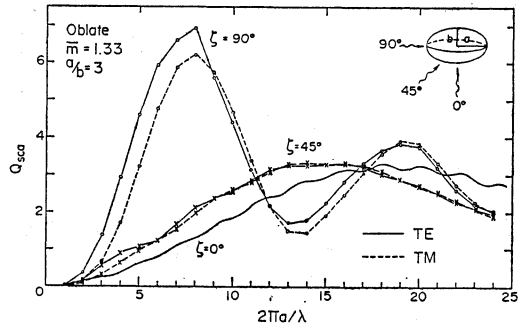
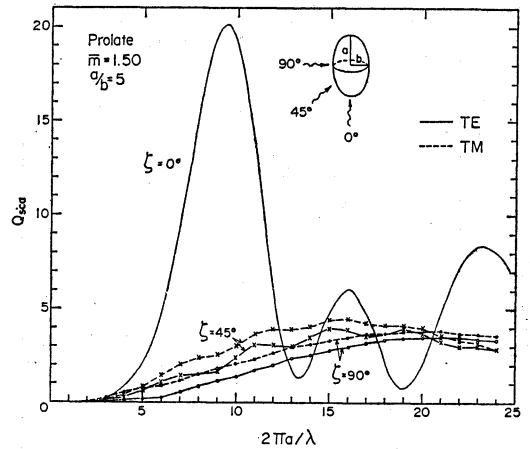
この解をもとに、個々の回転楕円体の散乱特性に対する形及び方位の影響を調べてみました (Asano, 1979)。第2図は、全散乱能 (scattering efficiency factor) Q_{sca} が、光の入射方向、即ち、方位によって、どう変わるかを示したものです。全散乱能とは、散乱断面積をそれぞれの入射方向での粒子の射影断面積で割った値で定義し、



第1図 球による散乱と回転楕円体による散乱。

散乱されたエネルギーが、射影断面積に入射するエネルギーの何倍になるかを表わします。prolate spheroid と、oblate spheroid とでは、入射角変化に対する Q_{sca} の振舞が逆になっております。どちらの場合も、射影断面積が最小になるような入射の場合に（即ち、prolate spheroid に対しては $\zeta \rightarrow 0^\circ$ 、oblate spheroid に対しては $\zeta \rightarrow 90^\circ$ ）、 Q_{sca} の曲線は滑らかで高い極値をとり、その振動周期は短くなっております。回転軸に対して斜めに入射する場合 ($\zeta \neq 0$) には、対称性が無くなりますので、入射光の偏光状態により散乱断面積が異なってきます。ここでは、入射面に垂直 (TE モード) 及び平行 (TM モード) な直線偏光をとりました。2つの偏光に対する差は、比較的小さいサイズで顕著です。この性質は、雨や雪を通してのマイクロ波通信での“differential attenuation”の問題に関連します。更には、星間/星雲ダストによる散乱光の偏光に関係しますが、詳しいことは省きます。

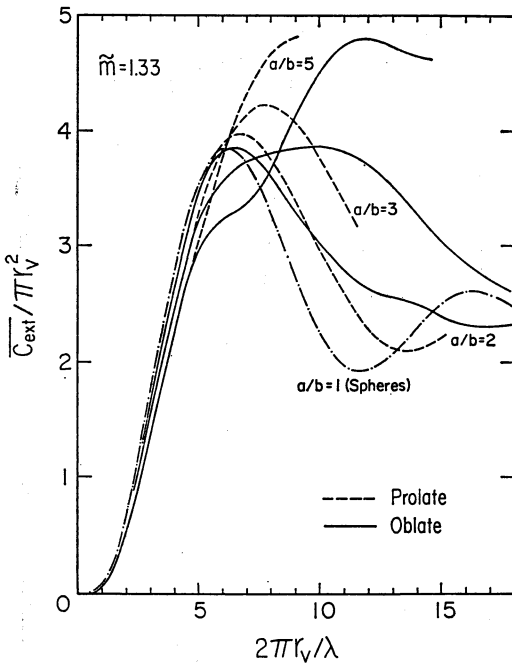
次いで、室内実験結果との比較や、大気微粒子による散乱への応用を目的として、3次元空間でランダムに方位した回転楕円体粒子の集合体に対する散乱特性を調べました (Asano and Sato, 1980)。まずは、散乱角について積分した積分散乱量ですが、これらは均質な散乱層の放射伝達特性を近似的に規定する量です。第3図は、吸収の無い場合の消散断面積（この場合、散乱断面積に等しい）を、同体積の球粒子のそれと比較したもので



第2図 回転楕円体粒子の全散乱能 (scattering efficiency factor)。横軸はサイズ・パラメータ $2\pi a/\lambda$ 。入射光の電気ベクトルが入射面（入射光の進行方向と回転軸を含む面で定義）に垂直な直線偏光 (TE モード偏光: 実線) と、平行な直線偏光 (TM モード偏光: 破線) とが、入射角 $\zeta=0^\circ$ (回転軸に平行な入射)、 45° 及び 90° で入射する場合について示す。

上段: 軸比 $a/b=5$ 、屈折率 $\bar{m}=1.50$ の prolate spheroids, 下段: $a/b=3$, $\bar{m}=1.33$ の oblate spheroids に対する計算値。

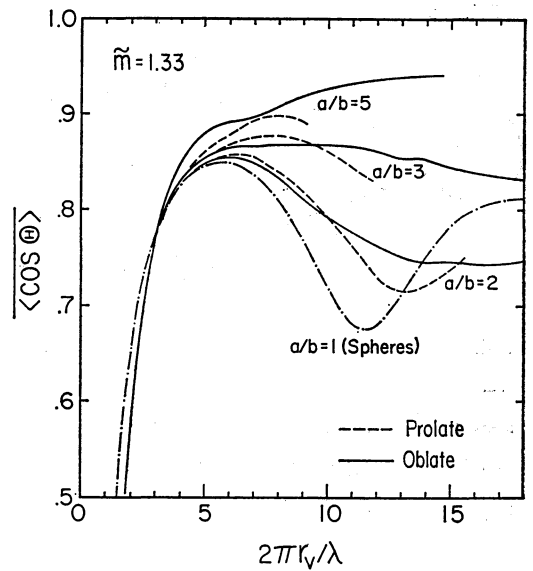
す。サイズが小さい場合には、消散断面積は粒子の形にあまりよらず、ほぼ体積に比例して増加していますが、 $2\pi r/\lambda > 6$ に対しては、球形からのずれが大きい、即ち a/b が大きい回転楕円体ほど、同体積の球粒子に比べて、消散断面積が大きくなる傾向にあることが分ります。同様のことが、散乱光強度の角度分布の非等方性を表わす asymmetry factor についても言えます (第4図)。この量は、Rayleigh 散乱のように前方と後方とに等しい強さで散乱する場合にゼロで、前方により強く散



第3図 ランダム方位した回転楕円体粒子の集合体の平均消滅断面積を、同体積の球粒子の幾何学的断面積で規格化した値。横軸は同体積の球粒子に対するサイズ・パラメータ。屈折率 $\tilde{m}=1.33$ 、軸比 $a/b=2, 3$ 及び5の場合。球粒子 ($a/b=1$) に対する値は、それぞれのサイズを中心とした狭い粒径分布についての平均値で、Mie 理論により計算された。

乱するほど1に近い値を取ります。特に、扁平な粒子の場合球に比べて著しく大きな値で、前方に非常に強く散乱することが予想されます。

より大きな消滅断面積は、散乱層のより大きな光学的厚さをもたらす、それは一般には、その層の反射率をより大きくする方向に働きます。他方、大きな asymmetry factor は、強い前方散乱を意味しますので、それはより大きな透過率をもたらす方向に働きます。ランダム方位した回転楕円体粒子に対して得られた前の結果は、放射伝達特性に対し競合する2つの方向を示唆しております。仮想的な氷晶雲モデルに対する反射率・透過率を Two-stream 近似計算法により概算した一例を、第5図に示しました。回転楕円体粒子の雲に対しては、球粒子仮定で計算した場合よりも、反射率が小さくなっており、特に、扁平な粒子の場合には、その大きな asymmetry factor の効果の方が卓越し、その結果透過率が

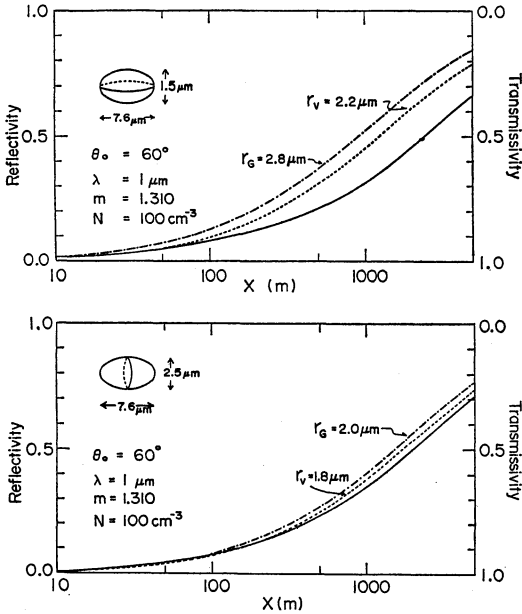


第4図 ランダム方位した回転楕円体粒子の集合体に対する平均の asymmetry factor. その他は第3図と同じ。

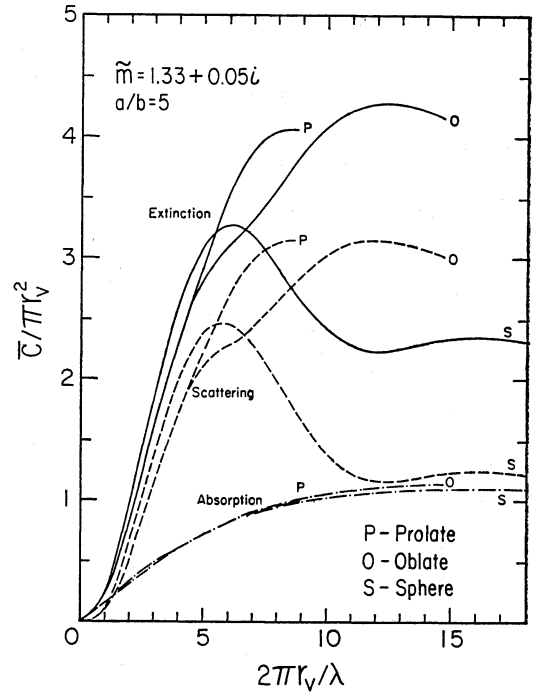
なり大きくなっております。この計算に用いた粒子のサイズは、現実の氷晶に比べて小さすぎるので、この結果を直ちに実際の氷晶雲に適用出来ませんが、氷晶雲の太陽光透過率は、球粒子近似で推定した場合よりも、実際には大きい可能性があることを示唆しております。

吸収がある場合には、single scattering albedo も関係してきますので、放射伝達に対するそれぞれの寄与は、もっと複雑になってきます。single scattering albedo は、散乱断面積を消滅断面積で割った値で定義しますが、これは1回の散乱過程により消滅されたエネルギーのうち、どれだけが散乱光のエネルギーとして生き残るかを示す重要な量です。第6図に、吸収がある場合の、 $a/b=5$ の回転楕円体粒子の吸収断面積、散乱断面積及びそれ等の和である消滅断面積を、同体積の球粒子に対するものと比べて示してあります。吸収が比較的弱いせいもあり、吸収断面積は形にほとんどよらず、サイズが大きくなるにつれ増大しておりますが、散乱断面積の方は、大きなサイズで球粒子の場合よりかなり大きくなっています。その結果、消滅断面積も大きくなっております。このことは、大きなサイズに対しては、single scattering albedo が、同体積の球粒子のそれよりも大きくなることを意味します。

次に、散乱角に依存する微分散乱量ですが、光の偏光



第5図 ランダム方位した回転楕円体粒子からなる仮想雲の、波長 $\lambda=1\mu\text{m}$ での太陽光の反射率及び透過率。横軸は対数目盛で与えた雲の幾何学的厚さ(単位 m)。粒子密度 $N=100\text{cm}^{-3}$ 、太陽天頂角 $\theta_0=60^\circ$ の場合。上段: 軸比 $a/b=5$ の oblate spheroid 粒子雲。下段: $a/b=3$ の prolate spheroid 粒子雲。それぞれの雲モデルに対し、回転楕円体粒子と等しい体積(半径 r_v)及び表面積(半径 r_g)をもつ球粒子雲に対する値を、それぞれ破線及び鎖線で示す。



第6図 ランダム方位した吸収性の回転楕円体粒子集合体の吸収、散乱及び消滅の平均断面積を、同体積の球粒子の幾何学的断面積で規格化した値。横軸は同体積球のサイズ・パラメータ。複素屈折率 $\tilde{m}=1.33+0.05i$ 、軸比 $a/b=5$ の場合。

状態を記述するに必要な4個のパラメータの変換マトリックス(散乱マトリックス)の全要素の振舞を調べました。光の偏光状態は、4個のパラメータで完全に記述できます。ここでは、いわゆる Stokes parameters (I, Q, U, V) を採りました。この4個のパラメータは、それぞれ光の強度、部分偏光度、偏光成分の偏光面のある基準面からの傾き、及び偏光の楕円率を代表する量です。回転楕円体のように、それ自体対称面を持つ粒子のランダムな集合体に対しては、(I_0, Q_0, U_0, V_0) なる入射光の散乱は、

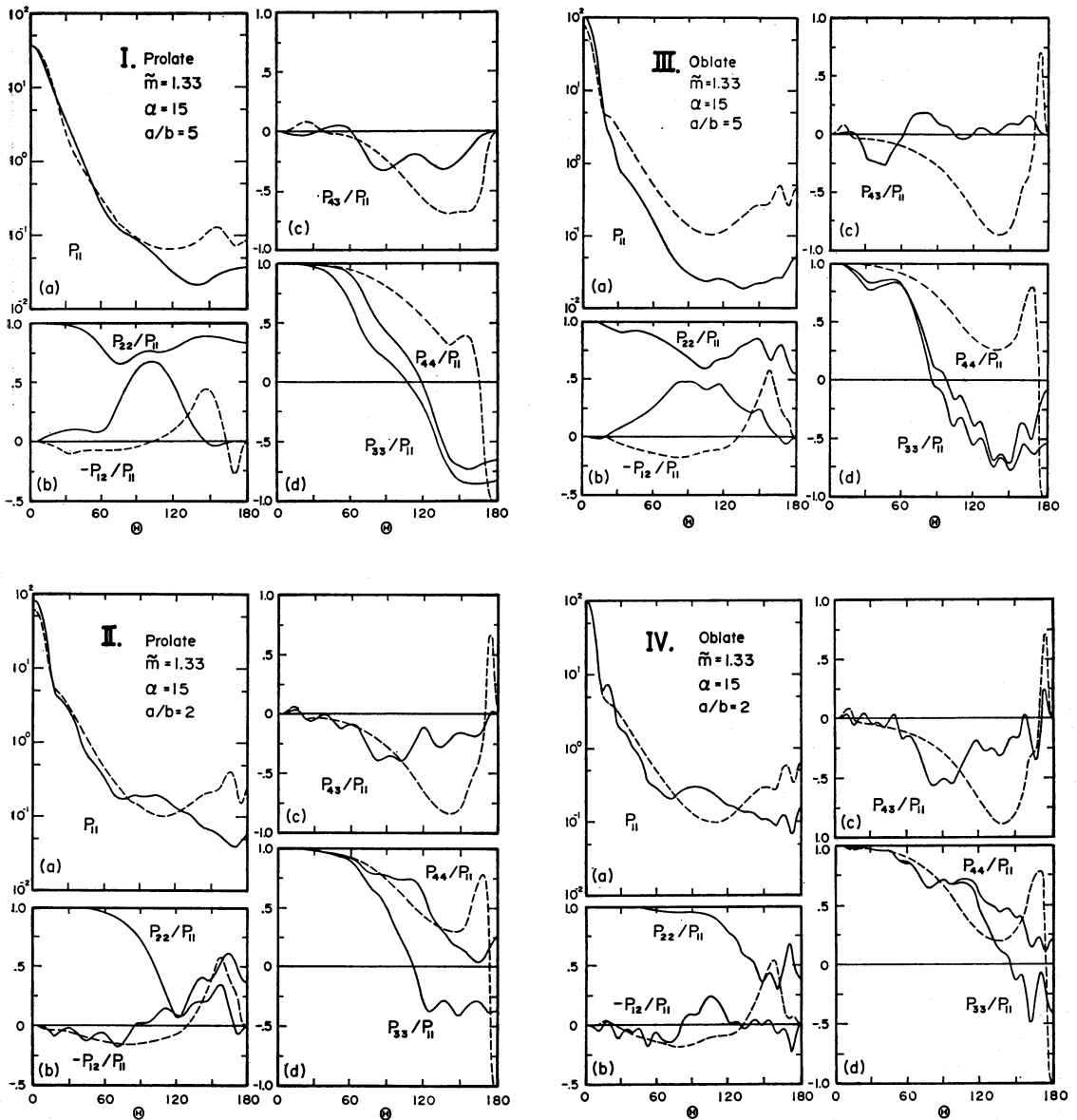
$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{\bar{C}_{sca}}{4\pi R^2} \begin{pmatrix} P_{11}(\theta) & P_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ P_{12}(\theta) & P_{22}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33}(\theta) & -P_{43}(\theta) \\ 0 & 0 & P_{43}(\theta) & P_{44}(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}$$

のように書き表わされます。散乱マトリックスは6個の

独立要素をもつ対称形になります。球粒子の場合には、更に $P_{11}=P_{22}$ 、 $P_{33}=P_{44}$ となりますので、独立要素は4個のみです。後でも触れますが、 $P_{22}<P_{11}$ 、 $P_{33}\neq P_{44}$ なる性質は非球形粒子の特徴で、いわゆる減偏光 depolarization (又は、cross-polarization) に起因します。

第7図は、サイズ ($2\pi a/\lambda=15$) が等しく、形が異なる4種の回転楕円体粒子の集合体それぞれに対する散乱マトリックス要素の角度分布を示したものです。表面積の等しい球粒子(これは、射影断面積の平均値と等しい断面積を持つ球と等価)に対する値を、比較のため破線で示してあります。I~IVの順で、この等価球のサイズは大きくなっております。

(1) P_{11} : この要素は、散乱光強度の散乱角分布を与えるもので、規格化された位相関数 (normalized phase function) と呼ばれております。非球形粒子の特徴は、散乱角の大きい領域に見られます。即ち、球粒子の特徴である cloudbow や glory と言った立上りが、球形か



第7図 ランダム方位した回転楕円体粒子の集合体に対する、規格化された散乱マトリックス要素の角度分布。(a)は規格化位相関数 P_{11} , (b)は P_{22}/P_{11} , 及び自然光入射に対する一次散乱の偏光度 $-P_{12}/P_{11}$, (c)は P_{43}/P_{11} , そして (d)は P_{33}/P_{11} 及び P_{44}/P_{11} を示す。横軸は散乱角 Θ (単位・度)。表面積が等しい球粒子に対する要素は、Mie 理論により計算され破線で示されている。4種 (I~IV) の回転楕円体粒子は、サイズ ($\alpha=2\pi a/\lambda$) が等しく形が異なる。I→IVの順に等価球のサイズは増している。

らずれるほど弱くなり、分布のパターンがフラットになっております。扁平な粒子の場合の強い前方散乱と弱い後方散乱が、前に述べた大きな asymmetry factor をも

たらしていることが明らかです。

(2) $-P_{12}/P_{22}$: この量は、自然光が入射した場合の散乱光の部分偏光の度合を表わします。太陽からやって

来る光は、自然光または中性光と呼ばれ偏光していませんが、これが散乱されると散乱光は部分的に偏光する性質があります。正の値は、散乱光強度を散乱面（入射光と散乱光の方向を含む面）に垂直な成分と平行な成分とに分解した場合、垂直成分の方が強いことを意味します。球粒子の場合に負である中間の散乱角領域で正になっており、 a/b が大きい程、正の領域が広がっているのが特徴です。

(3) P_{22}/P_{11} : 完全偏光した光の入射に対して、非球形粒子による散乱光は、一部偏光が失われ、部分偏光になります。 $(1-P_{22}/P_{11})$ は、全散乱光強度に対する、depolarize した部分の割合を与えます。この depolarization によって、ある方向に振動する直線偏光の入射に対し、散乱光にはそれと同じ偏光成分以外に、それに直角な振動成分も現われます。そこで、depolarization を、cross-polarization と呼ぶこともあります。均質な球に対しては、 $P_{22}/P_{11}=1$ で、depolarization は生じません。図に表われているように、depolarization ratio の角度分布のパターン及び値は、散乱粒子の形に非常に敏感でして、これに関する情報は、散乱粒子の形の識別に利用出来るのではないかと考えております。実際、雲粒や降水粒子の相を識別するのに有効な手段として、lidar や radar 観測で利用されております。

(4) P_{33} 及び P_{44} : 球形粒子の場合には、両者は一致します。 $|P_{33}-P_{44}|/P_{11}$ の振舞が、 $(1-P_{22}/P_{11})$ のそれと同様であることから、この研究で初めて、非球形粒子の場合 $P_{33} \neq P_{44}$ となるのは、depolarization に起因するものであることが分りました。

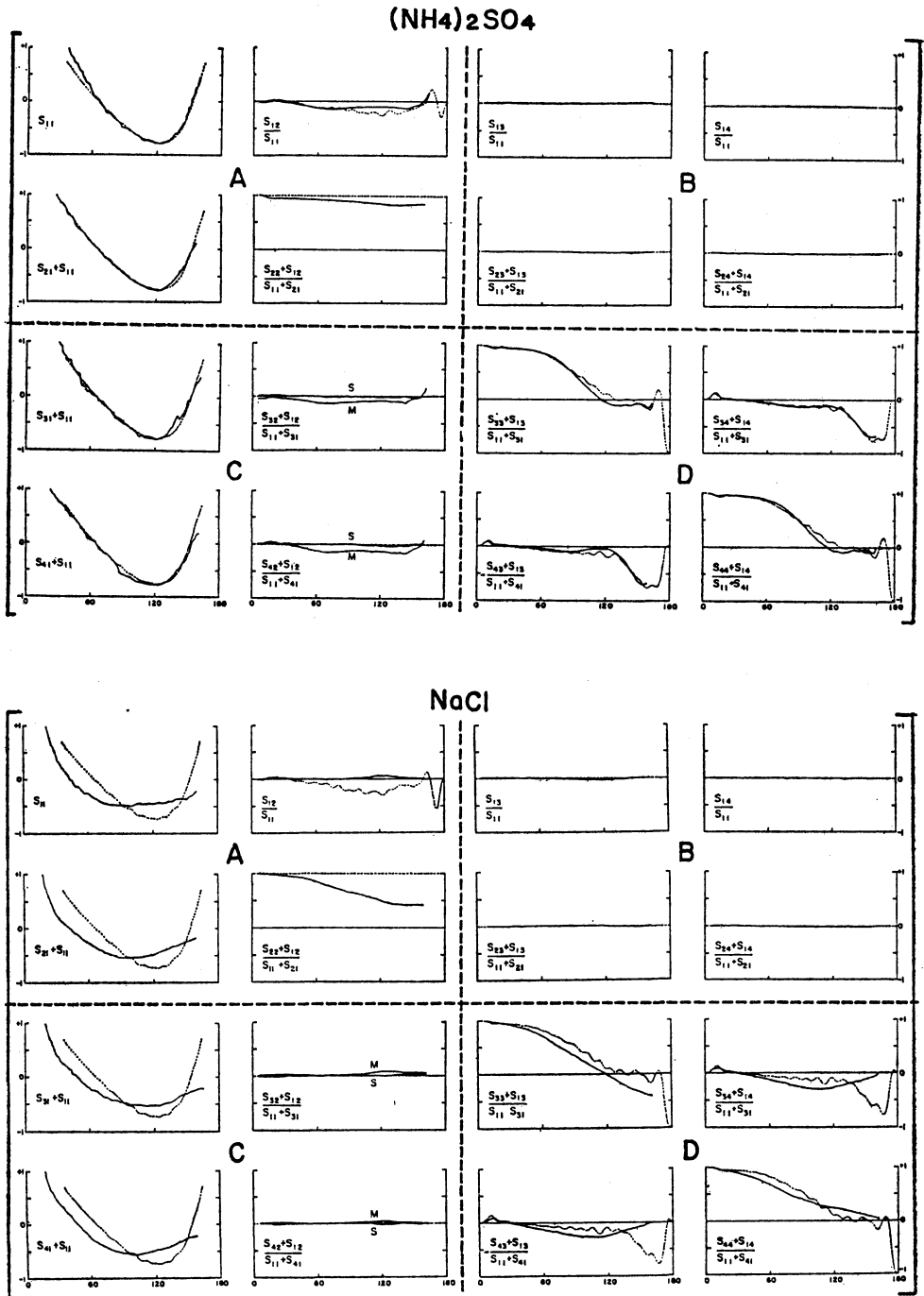
以上、全体を眺めてみますと、回転楕円体の場合の散乱角依存は、大きな散乱角の領域で球粒子のそれと著しく異なっております。興味深いのは、同じ a/b 比の prolate spheroids と oblate spheroids とでは、類似の散乱様相を示すことです。同じことが、前に述べた散乱断面積などの積分散乱量についても言えます。このことから、球粒子は散乱の振舞において『平均』ではなく、一方の極になっていると言えるかと思えます。

時間があまりありませんので、最後に回転楕円体に対する計算と実測との対応を見てみたいと思います。非球形粒子の散乱マトリックスの全要素を測定した実験は、数多くありませんが、それ等から抽出される非球形粒子の散乱の特徴は、回転楕円体粒子に対し得られた性質と同様です。第8図は、ほぼ球形の $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ 粒子と立方体形の NaCl 粒子の散乱マトリックスの測定結果を示

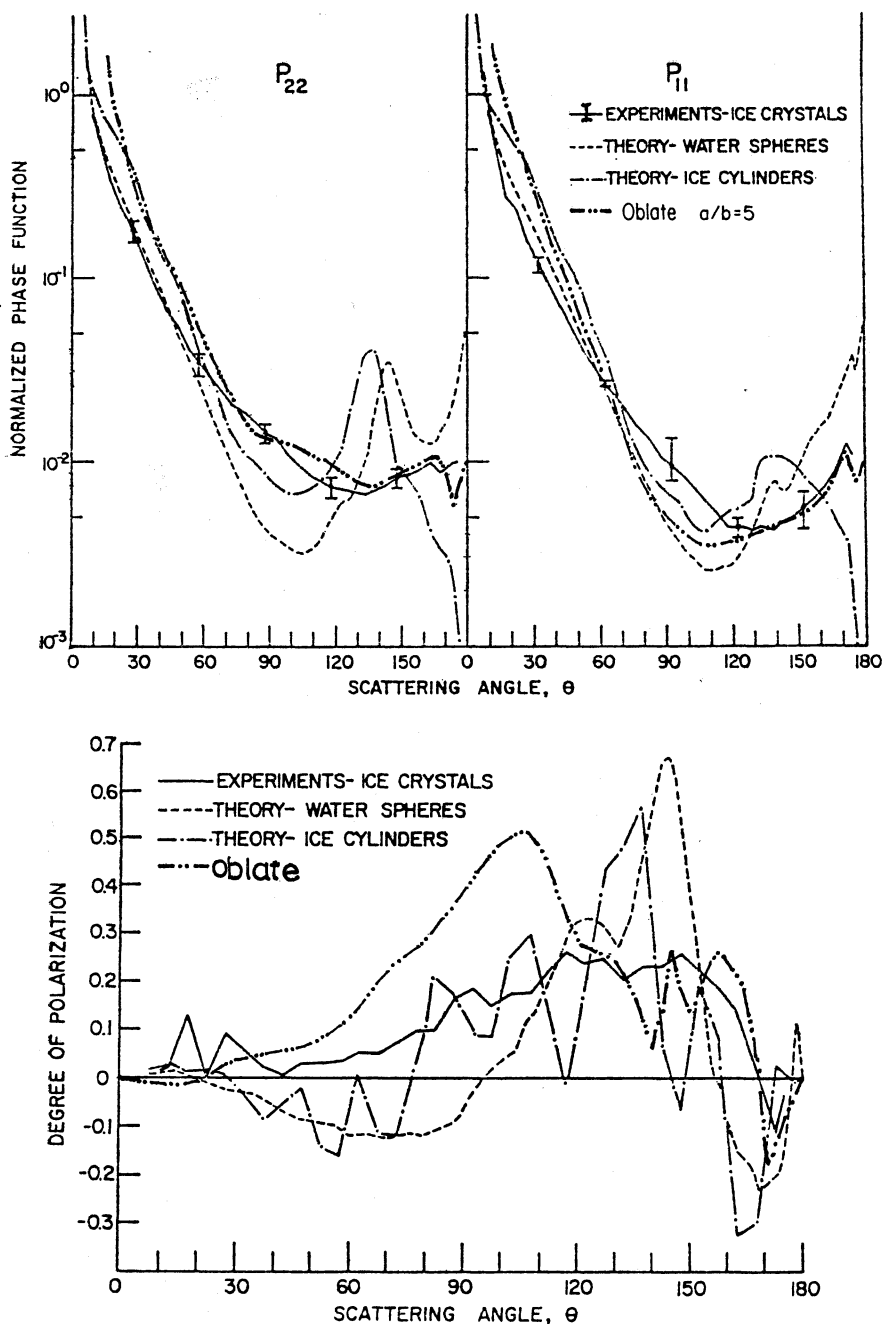
したものです (Perry *et al.*, 1978)。測定は、ある粒径分布をもつ多分散系についてなされており、それと同じ粒径分布の球粒子に対する計算値と比較されております。球に近い $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ 粒子の場合には、測定値と Mie 理論による計算値とは、かなり良く合っておりますが、depolarization を表わす S_{22}/S_{11} 成分は、既に球からのずれを示しております。NaCl 粒子に対しても、測定誤差の範囲内で散乱マトリックスの off-diagonal 要素 (図中の B, C 部分) がゼロになり、回転楕円体粒子の場合と同じような対称形になっております。偏光度、depolarization も回転楕円体に対して述べたと同じ特徴を示しております。これ等の特徴は、球からかなり離れた不規則な板状の SiO_2 粒子に対する測定結果 (Holland and Gagne, 1970) においても見られますが、詳しくは省略します。第9図は、Sassen と Liou (1979) による小さな板状の氷晶に対する測定結果と、球形及び円柱形粒子モデルによる計算値とを比較した図に、ランダム方位した oblate spheroid に対する計算値を書き加えたものです。球形及び円柱形モデルは共に、氷晶の散乱様相を適切に表現し得ないことが明らかです。oblate spheroid モデルでは、散乱角の大きい領域での一致は良いのですが、 60° より小さい前方での散乱光強度分布の勾配が急で、偏光度の値も大き過ぎるようです。但し、この不一致は、oblate spheroid に対する計算が単分散系に対するものであるのに対し、測定結果は形・サイズの両面において多分散系に対するものであることを考慮すれば当然と言えます。

このように、非球形粒子の散乱様相が球粒子のそれとかなり違っていることは、散乱光強度や偏光度の角度分布測定から、散乱粒子の複素屈折率・粒径分布などを球粒子仮定により推定する場合、測られている粒子が現実に非球形ならば、それ等の量を実際の値とかなりへだたったものとして推定してしまう恐れがあることを示唆しております。

回転楕円体は、滑らかな表面をもつ規則的な非球形粒子ですが、その集合体の散乱特性が、一般の不規則な非球形粒子の散乱特性を大体において再現し得ることは、非球形粒子の散乱の研究において、回転楕円体の実用性と有効性を示すものと言えます。ただ、ここで紹介しました私の計算は、単一粒子の集合体に対するもので、かつ、そのサイズも比較的小さいものに限られております。しかし、実際の大气中の散乱粒子は、ある粒径分布をもつ多分散系を成し、かつ、多様な形を含んでおりま



第8図 (NH₄)₂SO₄ 粒子 (上段) 及び NaCl 粒子 (下段) の散乱マトリックス要素の測定値。各要素の横軸は散乱角 0° から 180°。第1列要素の縦軸は対数目盛、他の要素の縦軸は -1 から +1 の直線目盛。実線は測定値。破線は類似の粒径分布をもつ球粒子に対する計算値。図中の記号 S_{ij} は本文中の P_{ij} に対応 (R.J. Perry *et al.*, 1978)。



第9図 板状の氷晶（モード直径 $3.5 \mu\text{m}$ ）の散乱光強度及び偏光度の散乱角分布。 P_{11} 及び P_{22} は、それぞれ散乱面に平行及び垂直な直線偏光が入射した場合の、入射光と同じ偏光を保つ散乱光成分の強度を与える。同じ粒径分布をもつ球粒子（破線）及び円柱形粒子（一点鎖線）に対する計算値と比較されている。測定値（実線）は、 $\theta=10^\circ$ で球粒子に対する計算値と合うように規格化されている。（K. Sassen and K.-N. Liou, 1979）。ランダム方位した oblate spheroids ($a/b=5$, $2\pi a/\lambda=18$, $\tilde{m}=1.31$) に対する計算値が2点鎖線で記入してある。

す。現実の大気微粒子に対する応用は、今後の課題です。非球形粒子による光散乱の研究は、ここ数年多くの分野で活発に行われるようになりましたが、今のところ実験・観測及びモデル計算を蓄積しつつある段階です。複雑多様な散乱現象を解明してゆくには、多方面から一歩一歩攻めてゆくしかないようです。故 山本先生より課せられた宿題をいつ果せるか分かりませんが、今後とも励んでゆく所存です。

この研究は、東北大学において始められ、一時中断後、NASA/GISS で再開され、現在気象研究所にて続けられている。この間、御指導・御支援下された多くの方々々に厚く感謝いたします。

文 献

- 浅野正二, 1979: 大気微粒子と光—大気光学への誘い, 日本気象学会東北支部特別講演会 (昭和54年11月26日), 東北技術だより, 2, 2, 20-33.
- Asano, S. and G. Yamamoto, 1975: Light scattering by a spheroidal particle, *Appl. Opt.*, 14, 29-49.
- Asano, S., 1979: Light scattering properties of spheroidal particles, *Appl. Opt.*, 18, 712-723.
- Asano, S. and M. Sato, 1980: Light scattering by randomly oriented spheroidal particles, *Appl. Opt.*, 19, 962-974.

気象学会および関連学会行事予定

行 事 名	開 催 年 月 日	主 催 団 体 等	場 所
昭和56年日本気象学会秋季大会	昭和56年12月1日～3日	日本気象学会	愛知県中小企業センター
月例会「レーダ気象」	昭和56年12月9日		気象庁東京管区気象台会議室
第4回極域気水圏シンポジウム	昭和57年1月20日～21日		国立極地研究所講堂
第2回水資源に関するシンポジウム	昭和57年8月3日～5日	空気調和・衛生工学会ほか	科学技術館 (東京)
International conference on the physics, chemistry, and meteorology of precipitation scavenging, dry deposition, and resuspension	1982年11月29日～12月3日	American Meteorological Society <i>et al.</i>	Los Angeles
日本気象学会創立100周年記念式典	昭和57年5月25日	日本気象学会	日本教育会館
昭和57年日本気象学会春季大会	昭和57年5月26日～28日	日本気象学会	日本教育会館