«Оптика атмосферы», **1**, № 5 (1988) УДК 585.861

В.Н. Лопатин, Л.Е. Парамонов, Ф.Я. Сидько

МАТРИЦЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ СВЕТОВОГО ПУЧКА ГОРИЗОНТАЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Теоретически исследованы структура и закономерности изменения элементов матриц преобразования (МП) и отражения (МО) поляризованного излучения, зондирующего горизонтально ориентированные осесимметричные частицы, от степени упорядоченности и угла преимущественной ориентации последних относительно плоскости референции.

Проанализированы возможности определения ориентационной структуры и состава взвеси по информации о ее МП и МО.

Как известно, кристаллики льда при падении в свободной атмосфере ориентированы главными осями в горизонтальной плоскости. Такая же структура свойственна кристаллическим, а в ряде случаев и грозовым облакам. Можно отметить, что эта модель хорошо описывает оптические характеристики полимерных и дисперсных биопленок, а также пленок, создаваемых для решения различных прикладных задач.

Теоретическому и экспериментальному исследованию матрицы рассеяния света (МРС) естественных и искусственных сред отмеченной структуры посвящены работы [1—4].

Настоящее исследование связано с теоретическим изучением закономерностей изменения элементов матрицы преобразования (МП) и отражения (МО) пучка излучения, зондирующего взвесь горизонтально ориентированных осесимметричных частиц, в зависимости от степени упорядоченности и угла преимущественной ориентации последних относительно плоскости референции.

Пусть взвесь идентичных горизонтально ориентированных осесимметричных частиц главными осями образует угол α с плоскостью референции ($\gamma = 0°$), α отсчитывается по направлению часовой стрелки относительно направления зондирующего излучения ($\boldsymbol{\kappa}^{(i)}$). При нормальном падении зондирующей радиации относительно главных осей частиц для любого $\alpha \neq 0$ (МРС $\Theta = 0°$, угол рассеяния Θ отсчитывается от $\boldsymbol{\kappa}^{(i)}$) получена в работе [5]:

$$\text{МП}\alpha = L(-\alpha)\ \text{МП}_0 L(\alpha), \tag{1}$$

где матрица поворота

$$L(\alpha) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2(\alpha) & S_2(\alpha) & 0 \\ 0 & -S_2(\alpha) & C_2(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{2}$$

В (2) $C_n(\alpha)$ и $S_n(\alpha)$ обозначают $\cos n\alpha$ и $\sin n\alpha$ соответственно; $L(-\alpha)$ — матрица обратного поворота; МП_0 соответствует МРС осесимметричных частиц в плоскости, образованной их осью симметрии и $\boldsymbol{\kappa}^{(i)}$ при $\Theta = 0°$. При этом, согласно [6], в общем случае произвольных значений показателя преломления осесимметричных частиц соответствующие приведенные элементы МРС имеют следующий вид:

$$f_{12} = f_{21} \neq 0, \quad f_{22} = 1, \quad f_{33} = f_{44} \neq 1, \quad f_{43} = -f_{34} \neq 0. \tag{3}$$

При выполнении условия однократного рассеяния, а также при отсутствии корреляции между фазами рассеянного частицами излучения, МП и МО взвеси произвольной ориентационной структуры есть соответственно суммы МП_α и МО_α отдельных частиц:

$$\widehat{\text{МП}}(\gamma = 0°) = \sum_\alpha \text{МП}_\alpha(\gamma = 0°). \tag{4}$$

(суммирование ведется по всем ориентациям частиц).

Изменение плоскости референции ((γ)) для МП равносильно преобразованию (1) с $\alpha = \gamma$.

Опуская промежуточные выкладки, для системы горизонтально ориентированных частиц $\widehat{\text{МП}}(\gamma)$, нормированная на $2\,N\,f_{11}$, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
&\hat{f}_{11} = 1;\ \hat{f}_{12} = \frac{\sum\limits_{\alpha} C_2\,(\gamma+\alpha)}{2N} f_{12};\ \hat{f}_{13} = \frac{\sum\limits_{\alpha} S_2\,(\gamma+\alpha)}{2N} f_{12};\\
&\hat{f}_{14} = 0;\ \hat{f}_{21} = \frac{\sum\limits_{\alpha} C_2\,(\gamma+\alpha)}{2N} f_{12};\ \hat{f}_{22} = \frac{\sum\limits_{\alpha} C_2^2\,(\gamma+\alpha) + S_2\,(\gamma+\alpha)}{2} f_{33};\\
&\hat{f}_{23} = \frac{\sum\limits_{\alpha} S_4\,(\gamma+\alpha)\,(1-f_{33})}{2N};\ \hat{f}_{24} = \frac{\sum\limits_{\alpha} S_\alpha\,(\gamma+\alpha)}{2N} f_{43};\\
&\hat{f}_{31} = \frac{\sum\limits_{\alpha} S_2\,(\gamma+\alpha)}{2N} f_{12};\ \hat{f}_{32} = \frac{\sum\limits_{\alpha} S_4\,(\gamma+\alpha)\,(1-f_{33})}{4N};\\
&\hat{f}_{33} = \frac{\sum\limits_{\alpha} S_2\,(\gamma+\alpha) + C_2^2\,(\gamma+\alpha)\,f_{33}}{2N};\ \hat{f}_{34} = -\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2\,(\gamma+\alpha)}{2N} f_{43};\\
&\hat{f}_{41} = 0;\ \hat{f}_{42} = -\frac{\sum\limits_{\alpha} S_2\,(\gamma+\alpha)}{2N} f_{43};\ \hat{f}_{43} = \frac{\sum\limits_{\alpha} C_2\,(\gamma+\alpha)}{2N} f_{43};\ \hat{f}_{44} = f_{33},
\end{aligned} \tag{5}$$

где $2N$ — число частиц; МП и МО различаются f_{ij}. Из (5) следует:

$$\begin{aligned}
&\hat{f}_{12} = \hat{f}_{21};\ \hat{f}_{13} = \hat{f}_{31};\ \hat{f}_{23} = \hat{f}_{32};\ \hat{f}_{24} = -\hat{f}_{42};\\
&\hat{f}_{43} = -\hat{f}_{34};\ \hat{f}_{22}\left(\gamma + \frac{\pi}{4}\right) = \hat{f}_{33}\,(\gamma);\ \hat{f}_{22} + \hat{f}_{33} = 1 + f_{33} = \hat{f}_{11} + \hat{f}_{44}.
\end{aligned} \tag{6}$$

Отметим, что $\hat{f}_{11}$ и $\hat{f}_{44}$ являются инвариантами относительно поворота плоскости референции и не зависят от ориентационной структуры частиц.

Не ограничивая общности, предположим, что для каждой частицы с ориентацией α найдется частица с ориентацией $-\alpha$ и наоборот. При этом выражение (5) принимает вид:

$$\begin{aligned}
&\hat{f}_{11} = 1;\ \hat{f}_{12} = \hat{f}_{21} = C_2\,(\gamma)\,\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2\,(\alpha)}{N} f_{12};\\
&\hat{f}_{13} = \hat{f}_{31} = S_2\,(\gamma)\,\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2\,(\alpha)}{N} f_{12};\\
&\hat{f}_{23} = \hat{f}_{32} = S_4\,(\gamma)\,\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2\,(\alpha)}{N}\cdot\frac{1-f_{33}}{2};\ \hat{f}_{24} = -\hat{f}_{42} = S_2\,(\gamma)\,\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2\,(\alpha)}{N} f_{43};\\
&\hat{f}_{22} = C_2^2\,(\gamma)\,\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2^2\,(\alpha) + S_2^2\,(\alpha)\,f_{33}}{N} + S_2^2\,(\gamma)\,\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2^2\,(\alpha)\,f_{33} + S_2^2\,(\alpha)}{N};\\
&\hat{f}_{33} = S_2^2\,(\gamma)\,\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2^2\,(\alpha) + S_2^2\,(\alpha)\,f_{33}}{N} + C_2^2\,(\gamma)\,\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2^2\,(\alpha)\,f_{33} + S_2^2\,(\alpha)}{N};\\
&\hat{f}_{43} = -\hat{f}_{34} = C_2\,(\gamma)\,\frac{\sum\limits_{\alpha} C_2\,(\alpha)}{N} f_{43};\ \hat{f}_{44} = \hat{f}_{33}.
\end{aligned} \tag{7}$$

В частности, при хаотичной ориентации частиц в плоскости МП (7) имеет отличными от нуля только диагональные элементы.

Как видно из (7), зависимости элементов МП ($f_{ij}(\gamma)$) пропорциональны $\cos 2\gamma$, $\sin 2\gamma$, $\sin 4\gamma$, линейной комбинации $\cos^2 2\gamma$, и $\sin^2 2\gamma$, и изменяются при варьировании функции ориентации частиц. Отметим, что аналогичные зависимости для ряда образцов экспериментально получены в [7].

Рассмотрим задачу определения ориентационной структуры по измеренным f_{ij} (7).

Как видно из (7), при известных f_{ij} (3) значения f_{ij} (7) однозначно определяются первым и вторым центральными моментами $\cos 2\alpha$:

$$p_1 = \overline{\cos 2\alpha} = \frac{\sum_{\alpha} C_2(\alpha)}{N}, \quad p_2 = \overline{\cos^2 2\alpha} = \frac{\sum_{\alpha} C_2^2(\alpha)}{N},$$

при этом, в частности, для $\gamma = 0°$

$$p_1 = \frac{\hat{f}_{12}}{f_{12}} = \frac{\hat{f}_{43}}{f_{43}}, \quad p_2 = \frac{\hat{f}_{22} - f_{33}}{1 - f_{33}}. \tag{8}$$

Задача усложняется при отсутствии априорной информации о f_{ij}. Корректное определение неизвестных параметров требует привлечения соотношений (7), на основе которых получаем

$$f_{33} = \hat{f}_{22} + \hat{f}_{33} - 1; \quad p_2 = \frac{1 - \hat{f}_{33}}{1 - f_{33}};$$
$$p_1 = \frac{2\hat{f}_{23}\left(\gamma = \frac{\pi}{8}\right)}{1 - f_{33}}; \quad f_{12} = \frac{\hat{f}_{12}}{p_1}, \quad f_{43} = \frac{\hat{f}_{43}}{p_1}. \tag{9}$$

Исходя из (9), помимо определения ориентационной структуры (p_1, p_2) удается определить характеристики матричных элементов одиночной частицы, которые, в свою очередь, зависят от размера, формы, показателя преломления. Нахождение же последних возможно на основе f_{ij} [6].

1. Лиоу К.Н. Основы радиационных процессов в атмосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 376 с.
2. Asano S. — Appl. Opt., 1983, v. 22, N 9, p. 1390—1396.
3. Кузьмин В.Н., Бабенко В.А., Лейко С.Т. Рассеяние света системами сильно вытянутых частиц. — Минск, 1986. — 43 с. (Препринт/Ин-т физики АН БССР) № 410.
4. Полкамень Л.И., Гуминецкий С.Г., Архелюк А.Д. — Изв. АН СССР. ФАО 1986, т. 22, № 12, с. 1287—1292.
5. Шерклифф У. Поляризованный свет. — М.: Мир, 1965. — 264 с.
6. Парамонов Л.Е., Лопатин В.Н. Рассеяние света несферическими частицами (алгоритм, методика расчета, программы). — Красноярск, 1987. — 49 с. (Препрннт/ИФ СО АН СССР) № 67Б.
7. Подкамень Л.И., Гуминецкий С.Г. — Оптика и спектроскопия. 1982, т. 53, вып. 6, с. 1053—1058.

Институт биофизики
СО АН СССР, Красноярск

Поступило в редакцию
"26 ноября 1987 г.

V.N. Lopatin, L.E. Paramonov, F.Ya. Sid'ko. **Polarized Beam Transformation and Scattering Matrices due to Horizontally Oriented Axisymmetric Particles.**

Reported here is a theoretical study on the structure and evolution of the transformation and scattering matrix elements for a polarized beam propagating through horizontally oriented axisymmetric particles with different degrees of order and angles of preferred orientation with respect to the reference plane. The possibility to determine the suspended species orientation and composition from the relevant matrix data is discussed.