

МЕТОДЫ И СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗАЦИИ  
ОБРАБОТКА ДАННЫХ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

УДК 551.501 :551.510.8

А.А. Попов, О.В. Шефер

ПРОСТЕЙШАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИОННАЯ СХЕМА ДЛЯ ДАННЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО  
ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ

В работе проведено теоретическое исследование отношений коэффициентов обратного рассеяния поляризационного лидара от оптических свойств полидисперсной среды. В качестве последней рассмотрена совокупность ориентированных круглых пластинок, имеющих комплексный показатель преломления. В результате в рамках этой модели отношения коэффициентов обратного рассеяния удалось связать простыми аналитическими соотношениями с углами Эйлера, определяющими ориентацию пластинок, и их комплексным показателем преломления.

При лазерном зондировании атмосферы измеренная интенсивность сигнала обратного рассеяния связана лидарным уравнением с двумя оптическими характеристиками рассеивающего объема: коэффициентом обратного рассеяния  $\beta_\pi$  и коэффициентом ослабления  $\alpha$ . Понятно, что на одной частоте невозможно определить эти две характеристики без привлечения дополнительной информации, от которой в значительной степени зависит достоверность интерпретационных схем для данных одностороннего лазерного зондирования.

При одностороннем поляризационном лазерном зондировании могут быть одновременно использованы 4 измерительных канала по количеству параметров вектора Стокса. Но поляризационные лидары используются при зондировании сложных по морфологии атмосферных образований, таких, например, как кристаллические облака. Следовало бы ожидать, что в данном случае при интерпретации могут возникнуть трудности, связанные с недостатком информации. Однако подобные опасения оказываются напрасными. В настоящей статье показано, что при поляризационном лазерном зондировании можно обойтись без привлечения дополнительной информации. Более того, удается связать простыми соотношениями данные зондирования с оптическими свойствами полидисперсной кристаллической среды.

Определим параметры вектора Стокса для сигнала обратного рассеяния следующими соотношениями:

$$I_{\pi_1} = |E_{R,\parallel}|^2 + |E_{R,\perp}|^2, \quad I_{\pi_2} = |E_{R,\parallel}|^2 - |E_{R,\perp}|^2, \\ I_{\pi_3} = 2 \operatorname{Re}(E_{R,\parallel} \cdot E_{R,\perp}^*), \quad I_{\pi_4} = 2 \operatorname{Im}(E_{R,\parallel} \cdot E_{R,\perp}^*),$$

где  $E_{R,\parallel}$ ;  $E_{R,\perp}$  — комплексные амплитуды электрических составляющих рассеянного в обратном направлении электромагнитного поля, определенные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Каждый из параметров вектора Стокса пропорционален соответствующему коэффициенту обратного рассеяния, т.е.  $I_{\pi_j} = D\beta_{\pi_j}$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ). Заметим, что в данной задаче всю совокупность коэффициентов  $\beta_{\pi_j}$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) можно считать коэффициентами обратного рассеяния для поляризованного сигнала, помня о том, что в классическом понимании этого термина лишь один из них —  $\beta_{\pi_1}$  имеет такое название. Коэффициент пропорциональности  $D$  включает в себя в качестве множителей аппаратную функцию, обратный квадрат расстояния от лидара до рассеивающего объема, квадрат прозрачности, т.е. те величины, которые входят в лидарное уравнение. Здесь только отметим, что для всех четырех уравнений, связывающих параметры вектора Стокса с коэффициентами обратного рассеяния, величина  $D$  одна и та же. По этой причине отношения параметров Стокса, определяемые в эксперименте [1], равны отношениям соответствующих коэффициентов обратного рассеяния

$$P_{j1} = \frac{I_{\pi_j}}{I_{\pi_1}} = \frac{\beta_{\pi_j}}{\beta_{\pi_1}}.$$

Таким образом, несмотря на то, что сами коэффициенты обратного рассеяния  $\beta_{\pi_j}$  невозможно определить из соответствующих лидарных уравнений без привлечения априорной информации, тем не менее их отношения  $P_{j1}$  могут быть измерены непосредственно в эксперименте.

Для полидисперсной системы несферических частиц, характеризующихся двумя линейными размерами  $a$  и  $d$ , коэффициенты обратного рассеяния  $\beta_{\pi_j}$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) можно представить в виде

$$\beta_{\pi_j}(\lambda) = \int_a \int_d N(a, d) \sigma_{\pi_j}(a, d, \lambda) da dd, \quad (1)$$

где  $N(a, d)$  — двумерная функция распределения частиц по размерам;  $\sigma_{\pi_j}(a, d, \lambda)$  — сечения обратного рассеяния для несферической частицы, зависящие также от углов Эйлера  $\beta$  и  $\gamma$ , комплексного показателя преломления  $\tilde{n} = n + i\kappa$  и от параметров вектора Стокса

$$I_1 = |E_{\parallel}|^2 + |E_{\perp}|^2, \quad I_2 = |E_{\parallel}|^2 - |E_{\perp}|^2, \quad I_3 = 2 \operatorname{Re}(E_{\parallel}, E_{\perp}^*), \\ I_4 = 2 \operatorname{Im}(E_{\parallel} E_{\perp}^*),$$

поляризованного излучения падающей на частицу волны. Ранее нами получены и исследованы формулы для сечений обратного рассеяния  $\sigma_{\pi}$  поляризованного излучения от простейшей несферы в виде круглой пластинки [3, 4]. В конечном счете величины  $\sigma_{\pi_j}$  выражаются через различные комбинации комплексных коэффициентов  $f_1, f_2, f_3$ , которые имеют следующий вид:

$$f_1 = C_{\parallel} \cos^2 \gamma - C_{\perp} \sin^2 \gamma, \\ f_2 = C_{\perp} \cos^2 \gamma - C_{\parallel} \sin^2 \gamma, \\ f_3 = -(C_{\parallel} + C_{\perp}) \sin \gamma \cos \gamma, \quad (2)$$

где

$$C_{\parallel} = \frac{1 + \cos 2\beta}{2} (R_{\parallel} G_0(2\beta, 0) + S_{\parallel}), \\ C_{\perp} = \frac{1 + \cos 2\beta}{2} (R_{\perp} G_0(2\beta, 0) + S_{\perp}) \quad (3)$$

( $\beta$  — угол между направлением распространения падающей волны и осью пластинки;  $\gamma$  — угол между одной из электрических составляющих поля падающей волны и нормалью к плоскости падения). Коэффициенты отражения Френеля  $R_{\parallel}, R_{\perp}$  волны от пластинки и угловая функция рассеяния  $G_0(2\beta, 0)$  определяются следующими соотношениями:

$$R_{\parallel} = \frac{\tilde{n} \cos \beta - \cos \tilde{\theta}}{\tilde{n} \cos \beta + \cos \tilde{\theta}}, \quad R_{\perp} = \frac{\cos \beta - \tilde{n} \cos \tilde{\theta}}{\cos \beta + \tilde{n} \cos \tilde{\theta}}, \quad (4)$$

$$G_0(2\beta, 0) = \pi a^2 \cos \beta \frac{2J_1(\kappa a \sin 2\beta \cos \beta)}{\kappa a \sin 2\beta \cos \beta}, \quad (5)$$

где  $a$  — радиус пластинки;  $\kappa = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $\tilde{\theta}$  — комплексный угол преломления;  $J_1(z)$  — функция Бесселя первого порядка. Величины  $S_{\parallel}, S_{\perp}$  в соотношениях (3) определяют вклад в рассеянное поле пучков различной кратности отражений. Формулы для этих величин приведены в [3]. Отметим лишь, что  $S_{\parallel}, S_{\perp}$  зависят от всех параметров пластинки, в том числе и от ее толщины  $d$ .

Полидисперсный интеграл (1) можно упростить, используя функциональную взаимосвязь  $d = 2,020 \cdot (2a)^{0,449} = \varphi(a)$  между толщиной пластинки  $d$  и ее диаметром  $2 \cdot a$  [4]. В результате интеграл (1) можно преобразовать к виду

$$\beta_{\pi_j}(\lambda) = \int_0^{\infty} N(a) \sigma_{\pi_j}(a, \varphi(a), \lambda) da. \quad (6)$$

(Использование соотношения (6) вместо (1) при вычислении  $\beta_{\pi_j}$  не нарушает общности задачи).

Расчетные формулы (6) для коэффициентов обратного рассеяния  $\beta_{\pi_j}$  допускают дальнейшие упрощения. Суть их в следующем. Вклад слагаемых  $S_{\parallel}, S_{\perp}$  в суммах (3) является незначительным [3]. Он должен снизиться еще более при вычислении полидисперсных интегралов (6), так как  $S_{\parallel}, S_{\perp}$  при изменении размеров пластинки  $a$  и  $d$  имеют большие осцилляции по сравнению с  $G_0$ . Однако если величинами  $S_{\parallel}, S_{\perp}$  пренебречь, то соотношения для сечений обратного рассеяния  $\sigma_{\pi_j}$  существенно упростятся. В частности, они могут быть представлены в виде двух сомножителей, один из которых зависит от геометрических размеров рассеивателя, другой — от комплексного показателя прелом-

ления. Таким образом, без учета внутренних отражений ( $S_{\parallel} = 0$ ,  $S_{\perp} = 0$ ) соотношения для сечений обратного рассеяния могут быть преобразованы к виду

$$\sigma_{\pi_j}(a, d, \lambda) \approx \sigma_{\pi_j}^0(a, \lambda) = F_{\pi}(a, \lambda) \cdot A_j, \quad (7)$$

где

$$F_{\pi}(a, \lambda) = \frac{\kappa^2}{\pi} \left\{ \frac{1 + \cos 2\beta}{2} G_0(2\beta, 0) \right\}^2; \quad (8)$$

$$A_1 = \frac{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}{2} + \frac{I_2}{I_1} \frac{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}{2} \cos 2\gamma - \frac{I_3}{I_1} \frac{|R_{\parallel}|^2 - |R_{\perp}|^2}{2} \sin 2\gamma; \quad (9)$$

$$A_2 = \frac{|R_{\parallel}|^2 - |R_{\perp}|^2}{2} \cos 2\gamma + \frac{I_2}{I_1} \left\{ \frac{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}{2} \cos^2 2\gamma - \operatorname{Re}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) \sin^2 2\gamma \right\} - \frac{I_3}{I_1} \left\{ \frac{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}{2} + \operatorname{Re}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) \right\} \frac{\sin 4\gamma}{2} + \frac{I_4}{I_1} \operatorname{Im}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) \sin 2\gamma; \quad (10)$$

$$A_3 = \frac{|R_{\parallel}|^2 - |R_{\perp}|^2}{2} \sin 2\gamma + \frac{I_2}{I_1} \left\{ \frac{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}{2} + \operatorname{Re}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) \right\} \frac{\sin 4\gamma}{2} + \frac{I_3}{I_1} \left\{ -\frac{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}{2} \sin^2 2\gamma + \operatorname{Re}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) \cos^2 2\gamma \right\} - \frac{I_4}{I_1} \operatorname{Im}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) \cos 2\gamma; \quad (11)$$

$$A_4 = \frac{I_2}{I_1} \operatorname{Im}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) \sin 2\gamma + \frac{I_3}{I_1} \operatorname{Im}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) \cos 2\gamma + \frac{I_4}{I_1} \operatorname{Re}(R_{\parallel} R_{\perp}^*). \quad (12)$$

В результате коэффициенты обратного рассеяния  $\beta_{\pi_j}$  можно представить в виде:

$$\beta_{\pi_j}(\lambda) \approx \beta_{\pi_j}^0 = A_j I(\lambda), \quad (13)$$

где

$$I(\lambda) = \int_0^{\infty} N(a) F_{\pi}(a, \lambda) da. \quad (14)$$

Функция  $F_{\pi}$ , определенная ранее соотношением (8), зависит от геометрических параметров рассеивателя и не зависит от его показателя преломления. В результате и полидисперсный интеграл  $I(\lambda)$  не зависит от оптических свойств рассеивателей. Заметим, что полидисперсный интеграл является общим множителем для всех  $\beta_{\pi_j}^0$ . В итоге для искомых величин  $P_{j1}$  получим следующие соотношения:

$$P_{j1} = \frac{\beta_{\pi_j}}{\beta_{\pi_1}} \approx \frac{\beta_{\pi_j}^0}{\beta_{\pi_1}^0} = \frac{A_j}{A_1}, \quad j = 2, 3, 4. \quad (15)$$

Таким образом, в первом приближении измеряемые величины  $P_{j1}$  зависят только от углов Эйлера  $\beta$ ,  $\gamma$  и комплексного показателя преломления пластинок  $\tilde{n}$ .

Численные расчеты, выполненные для различных длин волн, оптических констант пластинок и их ориентаций, показали, что возможна замена отношений полидисперсных интегралов  $\beta_{\pi_j}/\beta_{\pi_1}$  соответствующими приближенными аналитическими соотношениями  $A_j/A_1$  с погрешностью не более 2%. Это означает, что измеренным отношениям параметров вектора Стокса  $I_{\pi}/I_{\pi_1}$  с погрешностью в 2% можно поставить в соответствие аналитическое соотношение  $A_j/A_1$  для интерпретации данных зондирования.

При круговой поляризации падающего поля ( $I_2 = I_3 = 0$ ,  $I_4/I_1 = -1$ ) для поляризационной характеристики получим

$$\frac{A_4}{A_1} = -\frac{2 \operatorname{Re}(R_{\parallel} R_{\perp}^*)}{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}. \quad (16)$$

В данном случае характеристика  $A_4/A_1$  не зависит от угла  $\gamma$ . Графики; зависимостей  $A_4/A_1$  от другого угла Эйлера  $\beta$ , определяющего ориентацию пластинки, приведены на рис. 1. Заметим, что при фиксированном  $n = \text{Re}(\tilde{n})$  величина  $A_4/A_1$  находится во взаимнооднозначном соответствии с углом  $\beta$ . Хотя при выполнении условия  $n - 1 \gg \kappa$  зависимость  $A_4/A_1$  от  $\kappa = \text{Im}(\tilde{n})$  можно не учитывать, тем не менее остаются две неизвестные величины  $n$  и  $\beta$ , связанные с одной измеряемой  $P_{41} \approx A_4/A_1$ . В данном случае интерпретационную схему необходимо доопределить, используя информацию из других измерений.

При линейной поляризации падающего поля ( $I_3 = I_4 = 0, I_2/I_1 = 1$ ) для поляризационной характеристики  $A_2/A_1$  получим

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{(|R_{\parallel}|^2 \cos^2 \gamma - |R_{\perp}|^2 \sin^2 \gamma) \cos 2\gamma - \text{Re}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) \sin^2 2\gamma}{|R_{\parallel}|^2 \cos^2 \gamma + |R_{\perp}|^2 \sin^2 \gamma}. \quad (17)$$

Как и следовало ожидать, отношение  $A_2/A_1$  является более информативным, чем  $A_4/A_1$ . По этой причине характеристика  $A_2/A_1 \approx \beta_{\pi_2} / \beta_{\pi_1}$  и нашла более широкое применение в эксперименте [1].

На рис. 2, 3 представлены зависимости  $A_2/A_1$  от угла  $\gamma$  при разных  $\beta$  и  $n$ . При некоторых углах  $\gamma_{\min} = \gamma_{\min}(\beta, \tilde{n})$  все кривые имеют минимумы. Значение  $\gamma_{\min}$  определяется из уравнения

$$\frac{d}{d\gamma} \left( \frac{A_2}{A_1} \right) = 0.$$

После несложных преобразований для искомого угла  $\gamma_{\min}$  имеем

$$\gamma_{\min} = \arccos \sqrt{\frac{|R_{\perp}|}{|R_{\perp}| + |R_{\parallel}|}}.$$

(Изменение угла  $\gamma$  в эксперименте может быть реализовано поворотом лидача вокруг его оси). Искомым значениям  $\beta$  и  $n$  будет соответствовать уже не одна точка, как в предыдущем случае, а некоторая кривая. В результате экспериментальной зависимости  $I_{\pi_2} / I_{\pi_1}$  от  $\gamma$  всегда можно поставить в соответствие теоретическую зависимость  $A_2/A_1$  от  $\gamma$  с параметрами  $\beta$  и  $n$ , определив последние методом наименьших квадратов. Кривые, представленные на рис. 2, 3, не пересекаются, что должно обеспечить однозначное определение  $\beta, n$ . Заметим, что обработка экспериментальных данных в реальном масштабе времени подразумевает реализацию интерпретирующих алгоритмов на мини-ЭВМ. При этом алгоритмы должны содержать в себе минимальное количество операций.

Предложенная формула (17) удовлетворяет данному критерию. Если отсутствует возможность поворота лидача вокруг его оси, то угол  $\gamma$  в соотношении (17) является неизвестным параметром. В этом случае более целесообразно использовать при зондировании круговую поляризацию волны, т. к. соотношение (16) при всех прочих равных условиях не содержит угол  $\gamma$ .

Проведенный выше анализ показывает, что, располагая данными поляризационного зондирования, можно без привлечения дополнительной информации ставить задачи по определению ориентации кристаллов  $\beta$ , их показателя преломления  $n = \text{Re}(\tilde{n})$  или обеих этих величин одновременно.

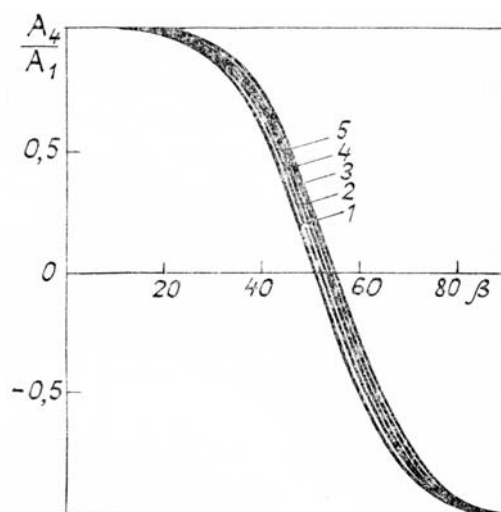


Рис. 1. Зависимости отношений  $A_4/A_1$  от ориентации пластинок  $\beta$  при разных показателях преломления:  $\kappa = 10^{-3}$ ,  $1 - n = 1,23$ ,  $2 - n = 1,27$ ,  $3 - n = 1,31$ ,  $4 - n = 1,35$ ,  $5 - n = 1,39$

Для более полного исследования кристаллических образований в атмосфере необходимо определить функцию распределения частиц по размерам  $N(a)_t$  что возможно только с помощью многочастотного лидара и метода многочастотного лазерного зондирования [5]. Искомую функцию  $N(a)$  можно определить из интегрального уравнения (14). Причем из соотношения (13) следует, что для постановки обратной задачи многочастотного лазерного зондирования необходимо знать коэффициенты  $A_j$ , а следовательно, должны быть априорно известны показатель преломления и ориентация кристаллов.

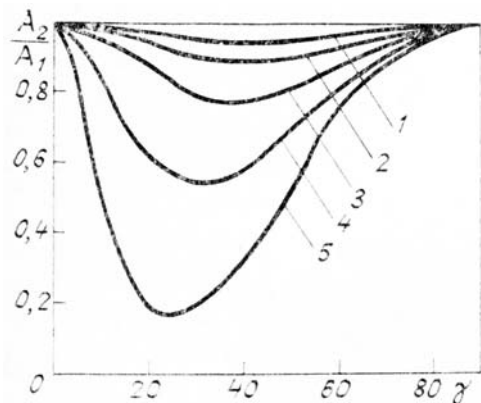


Рис. 2. Зависимости отношений  $A_2/A_1$  от угла  $\gamma$  при разных ориентациях пластинок:  $\tilde{n} = 1,31 + i10^{-3}$ ,  $1 - \beta = 25^\circ$ ,  $2 - \beta = 30^\circ$ ,  $3 - \beta = 35^\circ$ ,  $4 - \beta = 40^\circ$ ,  $5 - \beta = 45^\circ$

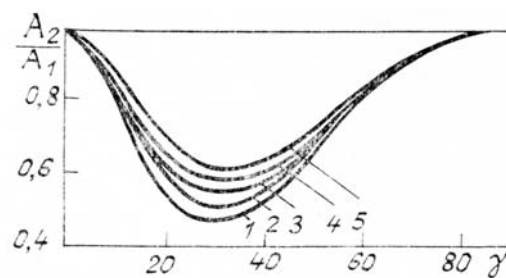


Рис. 3. Зависимости отношений  $A_2/A_1$  от угла  $\gamma$  при разных показателях преломления.  $\beta = 40^\circ$ ,  $\kappa = 10^{-3}$ ,  $1 - n = 1,23$ ;  $2 - n = 1,27$ ;  $3 - n = 1,31$ ;  $4 - n = 1,35$ ;  $5 - n = 1,39$

Таким образом, с помощью одночастотного поляризационного лидара без привлечения дополнительной информации можно определять ориентацию и показатель преломления пластинчатых кристаллов. Многочастотный лидар имеет смысл использовать только в тех случаях, когда показатель преломления и ориентация частиц известны из других измерений. Одновременное использование обоих лидаров позволит получить полную информацию о системе несферических частиц.

1. Шаманаев В. С., Абрамочкин А. И. Самолетный поляризационный локатор «Светозар-3». Томск, 1984. 47 с. (Препринт ИОА СО АН СССР, № 15).
2. Попов А. А. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 5. С. 19–24.
3. Попов А. А., Шеффер О. В. К поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков: простейшая оптическая модель частицы. Томск, 1988. 59 с. (Препринт ИОА СО АН СССР, № 65).
4. Auer A., Veal D. // J. Atm. Sci. 1970. V. 27. № 6. P. 919–926.
5. Наац И. Э. Теория многочастотного лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1980. 157 с.

Марийский политехнический институт им. Горького,  
Йошкар-Ола  
Институт оптики атмосферы СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
16 мая 1989 г.

A. A. Popov, O. V. Shefer. **Simplest scheme for interpreting the data of the polarization lidar sensing of crystal clouds.**

The paper presents a theoretical investigation into the interconnections between the ratios of backscattering coefficients at different polarizations and optical properties of a polydispersed medium. For the polydispersed medium an ensemble of oriented discs was taken. For this case the theory enabled us to obtain simple analytical expressions relating the ratios of backscattering coefficient at different polarizations to the Euler angles defining the particles orientation and to complex index of refraction of the particulate matter.