

О.В. Шефер

## Численное исследование оптического излучения, зеркально отраженного от ориентированной пластинки

Томский государственный университет,  
Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 15.02.2001 г.

Теоретически исследовано зеркальное отражение оптического излучения от ориентированной пластинки применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков. Проведено численное исследование соотношений для поляризационных характеристик и сечения рассеяния в зависимости от ориентации и показателя преломления частицы для случаев поляризованного и неполяризованного падающего излучения.

Иллюстрируются регулярные зависимости характеристик светорассеяния от ориентации кристалла и его показателя преломления. На основании представленного анализа этих зависимостей показана возможность построения интерпретационных методов для определения параметров зондируемой среды.

### Введение

Кристаллические облака являются сложными по структуре атмосферными образованиями. В их состав входят разнообразные по формам и размерам частицы [1], которые могут принимать устойчивую и хаотическую ориентацию в пространстве. В настоящее время во всем мире уделяется большое внимание изучению кристаллических облаков. Особый интерес у исследователей вызывают наблюдаемые в атмосфере оптические явления, обусловленные взаимодействием оптического излучения с кристаллами льда [2, 3]. Из-за дифракции света на мелких хаотически ориентированных кристаллах можно наблюдать в атмосфере цветные круги, называемые короной [4]. В зависимости от положения Солнца рефракция света на кристаллах гексагональной структуры приводит к образованию гало. Солнечные столбы являются результатом отражения солнечного света от ориентированных частиц протяженных форм. Несмотря на то что физическая природа этих оптических явлений известна давно, тем не менее особенности каждого из них предстоит еще изучать.

Исследование взаимодействия оптического излучения с кристаллами позволит изучить характер изменения характеристик рассеянной радиации из-за вариаций микрофизических, оптических и ориентационных свойств рассеивателей. В нашей работе [5] представлена оптическая модель пластинчатого ориентированного кристалла для исследования пространственного распределения рассеянной радиации в задней полусфере, ее энергетических и поляризационных параметров. В [6] приведены результаты численных расчетов для характеристик светорассеяния от размеров частиц, их ориентации, показателя преломления и углов рассеяния.

Известно, что кристаллические облака в своем большинстве состоят из частиц, имеющих преимущественную ориентацию. В состав облаков в той или иной мере входят ледяные пластинки, которые имеют наиболее устойчивое положение в пространстве наряду с другими по форме частицами. Кроме того, наиболее интенсивное отражение обеспечивают именно кристаллы пластинчатой формы. В случае зеркального отражения излучения от кристаллов

существует возможность максимально упростить интерпретационную схему данных бистатического поляризационного зондирования, поскольку зависимость рассеяния от ряда угловых характеристик будет отсутствовать [5]. Вполне понятно, чтобы привести эксперимент к необходимой схеме, соответствующей зеркальному отражению, нужно учесть особенности рассеяния для различных положений источника, приемника и частицы. Результаты исследования зеркального отражения могут быть использованы для изучения световых столбов, образованных при отражении света различных источников от горизонтально ориентированных пластинок.

Данная статья является продолжением наших работ [5, 6], где будут представлены результаты численного исследования характеристик зеркального отражения электромагнитного поля при различных параметрах частицы.

### Постановка задачи

На круглую пластинку радиусом  $a$  и показателем преломления  $\tilde{n} = n + i\chi$  падает поляризованное излучение и зеркально отражается от нее. Положения частицы, приемника (сигнал принимается в направлении, противоположном зеркальному отражению), источника связаны с абсолютной системой координат соответствующей парой углов  $(\varphi, \theta_i)$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Бистатическая схема эксперимента описана в [5]. В рамках метода физической оптики в этой же работе получены выражения для сечений рассеяния, которые связывают основные параметры отраженного излучения с микрофизическими, оптическими и ориентационными свойствами контролируемой среды. Рассматриваемая модель допускает анализ трансформации как поляризованного, так и неполяризованного излучения.

Для численного исследования характеристик светорассеяния воспользуемся формулой, определяющей сечение рассеяния  $\sigma_{\pi}$ , каждое из которых пропорционально соответствующему параметру вектора Стокса отраженного излучения  $I_{\pi_i}$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ):

$$\sigma_{\pi_i} = \omega I_{\pi_i} \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности  $\omega$  включает в себя в качестве сомножителей все необходимые величины, которые входят в лидарное уравнение. Очевидно, что для всех четырех уравнений, связывающих параметры вектора Стокса с сечениями рассеяния, величина  $\omega$  одна и та же. Несмотря на то, что значения  $\sigma_{\pi_i}$  невозможно определить из соответствующих лидарных уравнений без привлечения априорной информации, тем не менее их отношения

$$P_i = \frac{I_{\pi_i}}{I_{\pi_1}} = \frac{\sigma_{\pi_i}}{\sigma_{\pi_1}} \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (2)$$

могут быть измерены непосредственно в эксперименте. При лазерном зондировании дисперсных сред чаще используют передатчик, трансформирующий линейно поляризованное излучение или излучение, имеющее круговую поляризацию. Поэтому для анализа поляризационных свойств рассеянной радиации рассмотрим две величины –  $P_2$  и  $P_4$ , соответственно для случаев линейной и круговой поляризации падающего излучения.

Для сечений рассеяния  $\sigma_{\pi_i}$  справедливы следующие выражения [5]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi_1} &= W \left\{ M_{11} + \frac{I_2}{I_1} M_{12} + \frac{I_3}{I_1} M_{13} + \frac{I_4}{I_1} M_{14} \right\}, \\ \sigma_{\pi_2} &= W \left\{ M_{21} + \frac{I_2}{I_1} M_{22} + \frac{I_3}{I_1} M_{23} + \frac{I_4}{I_1} M_{24} \right\}, \\ \sigma_{\pi_3} &= W \left\{ M_{31} + \frac{I_2}{I_1} M_{32} + \frac{I_3}{I_1} M_{33} + \frac{I_4}{I_1} M_{34} \right\}, \\ \sigma_{\pi_4} &= W \left\{ M_{41} + \frac{I_2}{I_1} M_{42} + \frac{I_3}{I_1} M_{43} + \frac{I_4}{I_1} M_{44} \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Множитель  $W$  определяют волновое число и угловая функция, представляющая собой интеграл Фраунгофера;  $I_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) – параметры вектора Стокса падающего излучения;  $M_{ij}$  – элементы матрицы Мюллера ( $i = 1, 2, 3, 4$ ;  $j = 1, 2, 3, 4$ ).

Одной из информативных величин, характеризующих несферичность рассеивателя, является деполаризационное отношение [7]:

$$D = \frac{M_{11} - M_{22}}{M_{11} + M_{22}}. \quad (4)$$

При взаимодействии неполяризованного излучения с кристаллом излучение частично поляризуется. Численные расчеты величины, определяемой следующей формулой, позволяют исследовать зависимость степени поляризации  $St$  от различных параметров частицы:

$$St = (I_{\pi_2}^2 + I_{\pi_3}^2 + I_{\pi_4}^2)^{1/2} / I_{\pi_1}. \quad (5)$$

## Обсуждение численных результатов

Проведем анализ численных расчетов характеристик зеркально отраженного излучения от пластинки радиусом

$a = 120$  мкм и длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм при различных направлениях зондирования. Отметим, что вариации азимутального угла  $\varphi_1$  определяют ориентацию плоскости поляризации. Изменение угла  $\theta_1$  при фиксировании азимутальных углов  $\varphi_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), а также при фиксировании направления приема  $\theta_2$  (или положения частицы  $\theta_3$ ) соответствует изменению угла  $\beta$  ( $\beta$  – угол между направлением зондирования и нормалью к основанию пластинки). Кривые, представляющие зависимости характеристик светорассеяния от азимутального угла  $\varphi_1$  от 0 до 360°, при зеркальном отражении имеют зеркальную симметрию относительно  $\varphi_1 = 180^\circ$  для случаев поляризованного и неполяризованного падающего излучения.

На рис. 1 представлены численные расчеты характеристик светорассеяния в зависимости от азимутального угла  $\varphi_1$  при трех различных положениях частицы относительно направления падения излучения.

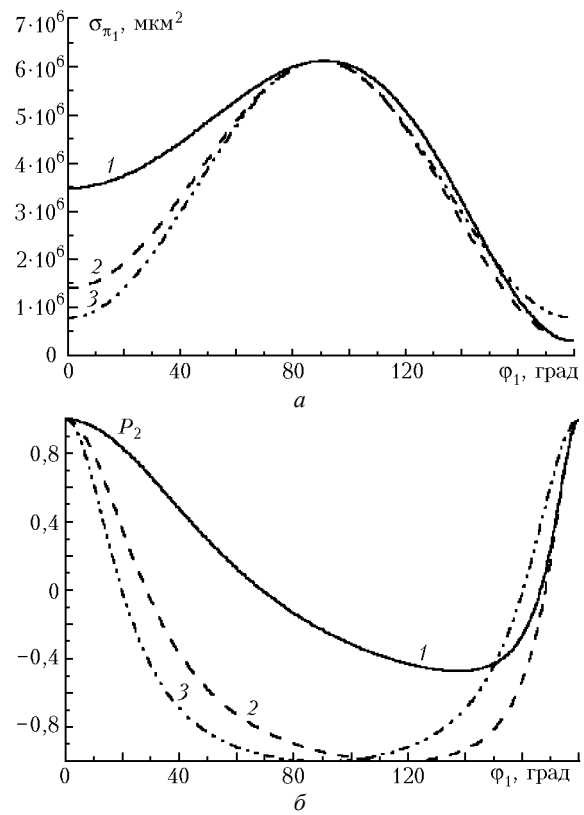


Рис. 1. Зависимость сечения рассеяния  $\sigma_{\pi_1}(\varphi_1)$  при линейной поляризации падающего излучения ( $I_2/I_1 = 1$ ,  $I_4 = I_3 = 0$ ):  $a = 125$  мкм,  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ; 1 –  $\theta_1 = -40^\circ$ ; 2 –  $\theta_1 = -10^\circ$ ; 3 –  $\theta_1 = 0^\circ$  (а); зависимость  $P_2(\varphi_1)$  при тех же параметрах (б)

Значения численных характеристик в начальной точке  $\varphi_1 = 0^\circ$  для углов  $\theta_1 = -40^\circ$  (отмеченные цифрой 1), для  $\theta_1 = -10^\circ$  (отмеченные цифрой 2),  $\theta_1 = 0^\circ$  (отмеченные цифрой 3) однозначно связаны с величинами углов  $\beta$ , равными соответственно 60, 45, 40°. При увеличении  $\varphi_1$  от 0 до 180° значения углов  $\beta$  увеличиваются на несколько градусов.

При изменении угла  $\varphi_1$  наблюдаем изменения амплитуды отраженного сигнала. Скорость изменения сечения рассеяния при меньших  $\beta$  выше (кривая 3), чем при больших  $\beta$  (кривая 1). Все три кривые имеют один и тот же мак-

симум для  $\sigma_{\pi_1}$  при  $\varphi_1 = 90^\circ$  (рис. 1,а) и одинаковые минимумы  $\sigma_{\pi_1}$  в точках  $\varphi_1 = 0$  и  $180^\circ$ .

На рис. 1,б представлены зависимости поляризационных характеристик  $P_2(\varphi_1)$  в случае линейной поляризации падающего излучения. Положение минимума каждой кривой зависит от величины угла  $\beta$ . Из рис. 1,б видно, что чем больше значение угла  $\beta$ , тем выше расположена точка минимума зависимости  $P_2(\varphi_1)$ .

На рис. 2,а представлены значения степени поляризации  $St$ , рассчитанные по формуле (5), при различных положениях частицы для неполяризованного падающего излучения. Кривые, иллюстрирующие изменение степени поляризации в зависимости от азимутального угла  $\varphi_1$ , имеют более крутые склоны при больших углах  $\beta$ .

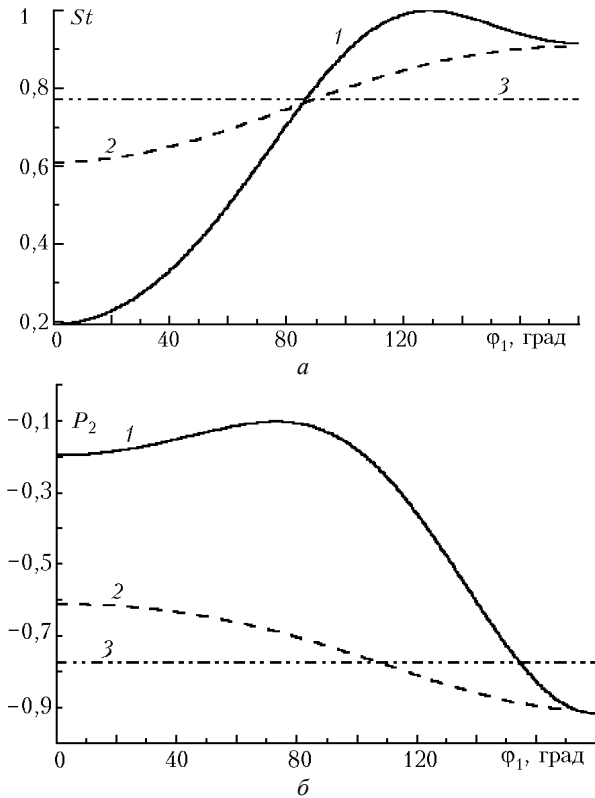


Рис. 2. Зависимость степени поляризации  $St(\varphi_1)$  для неполяризованного падающего излучения ( $I_1 = 1$ ,  $I_2 = I_4 = I_3 = 0$ ):  $a = 125$  мкм,  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ;  $1 - \theta_1 = -40^\circ$ ;  $2 - \theta_1 = -10^\circ$ ;  $3 - \theta_1 = 0^\circ$  (а); зависимость  $P_2(\varphi_1)$  при тех же параметрах (б)

Из рис. 2,б видно, что неполяризованное излучение после отражения от пластинки почти полностью становится линейно поляризованным при изменении  $\varphi_1$  от  $120$  до  $180^\circ$ . Характер изменения поляризационной характеристики  $P_2(\varphi_1)$  более выражен при больших  $\beta$  (кривая 1 на рис. 2,б).

В натуральных условиях показатель преломления облачных кристаллов может отличаться от показателя преломления чистого льда. В этой связи проведем численное исследование зависимостей характеристик отраженного излучения от оптических свойств пластинки.

Рис. 3,а представляет зависимость  $\sigma_{\pi_1}(\varphi_1)$  сечения рассеяния при изменении  $\varphi_1$  для разных показателей преломле-

ния. Интенсивность отраженного сигнала меняется в пределах одного порядка при изменении показателя преломления на 0,1, причем наибольшие ее изменения наблюдаются в точках максимума.

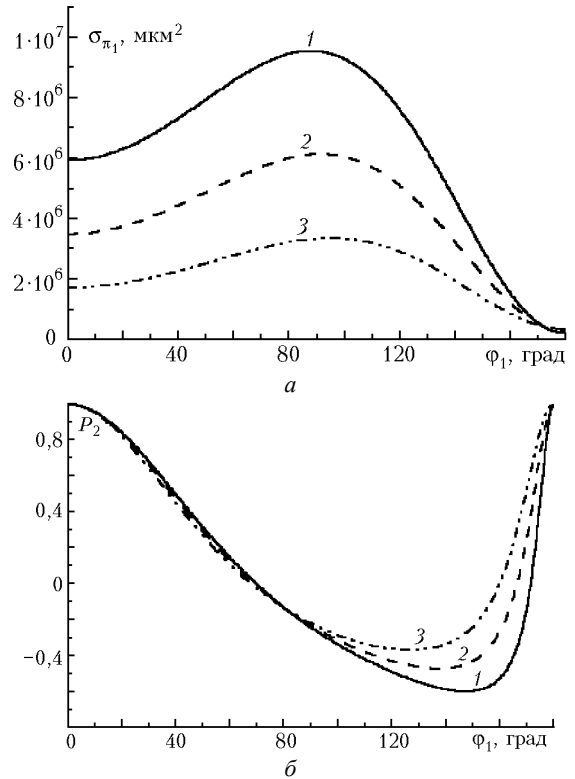


Рис. 3. Зависимость сечения рассеяния  $\sigma_{\pi_1}(\varphi_1)$  при линейной поляризации падающего излучения ( $I_2/I_1 = 1$ ,  $I_4 = I_3 = 0$ ):  $a = 125$  мкм,  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\tilde{n} = n + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ,  $\theta_1 = -40^\circ$ ;  $1 - n = 1,42$ ;  $2 - n = 1,31$ ;  $3 - n = 1,21$  (а); зависимость  $P_2(\varphi_1)$  при тех же параметрах (б)

Рис. 3,б и 4,а иллюстрируют характер изменения отношений сечений рассеяния  $P_2 = \sigma_{\pi_2}/\sigma_{\pi_1}$  и  $P_4 = \sigma_{\pi_4}/\sigma_{\pi_1}$  соответственно для линейной и круговой поляризации падающего излучения в зависимости от азимутального угла  $\varphi_1$  для разных показателей преломления пластинки.

Отношение  $P_2$  равно 1, когда вектор  $\mathbf{E}_1$  линейно поляризованной падающей волны (в этом случае  $\mathbf{E}_2 = 0$ ) лежит в плоскости падения ( $\varphi_1 = 0^\circ$  или  $\varphi_1 = 180^\circ$ ). Каждая кривая  $P_2(\varphi_1)$  на отрезке от 0 до  $180^\circ$  не является симметричной. То или иное положение точки минимума кривой  $P_2(\varphi_1)$  соответствует определенной ориентации плоскости падения электромагнитной волны и определенному значению показателя преломления частицы. Поляризационная характеристика  $P_4(\varphi_1)$  для случая круговой поляризации падающего излучения (см. рис. 4,а) имеет наибольшую скорость изменения при изменении  $\varphi_1$  от  $80$  до  $180^\circ$ . Наибольшее отличие величин  $P_4$  для разных показателей преломления наблюдается при  $\varphi_1$ , близких к  $180^\circ$ .

На рис. 4,б представлена зависимость деполаризационного отношения  $D$  в зависимости от изменения  $\varphi_1$  при разных показателях преломления (см. формулу (4)). Положение единственного максимума для  $D(\varphi_1)$  однозначно связано с изменением  $n$ . Отметим, что характер

изменения деполаризационного отношения  $D(\varphi_1)$  не зависит от состояния поляризации падающего излучения.

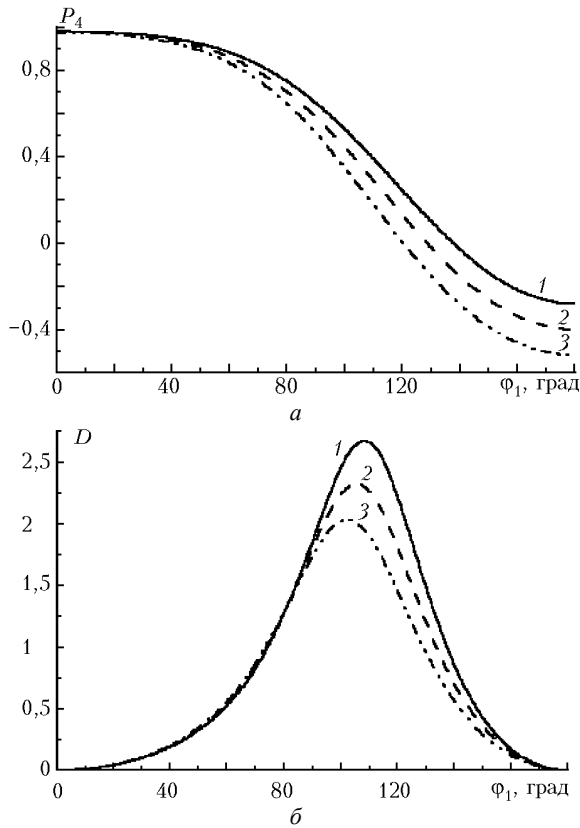


Рис. 4. Зависимость отношения сечений рассеяния  $P_4(\varphi_1)$  при круговой поляризации падающего излучения ( $I_4/I_1=1$ ,  $I_2=I_3=0$ ):  $a=125$  мкм,  $\lambda=10,6$  мкм,  $\tilde{n}=n+i\cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2=0^\circ$ ,  $\theta_2=100^\circ$ ,  $\theta_1=-40^\circ$ ;  $1-n=1,42$ ;  $2-n=1,31$ ;  $3-n=1,21$  (а); зависимость  $D(\varphi_1)$  при тех же параметрах (б)

На рис. 5 представлены зависимости поляризационных характеристик для случая неполяризованного падающего излучения под углом, равным примерно  $60^\circ$  для разных показателей преломления.

Заметим, что зависимости  $St(\varphi_1)$  (рис. 5,а) и  $P_2(\varphi_1)$  (рис. 5,б), отмеченные цифрой 2, уже иллюстрировались на рис. 2 (кривые, отмеченные цифрой 1), когда исследовались упомянутые характеристики  $St(\varphi_1)$  и  $P_2(\varphi_1)$  при различном положении пластинки. Из рис. 5 видно, что наибольшие различия величин  $St$  и  $P_2$  для разных показателей преломления наблюдаются при  $\varphi_1=180^\circ$ . Заметим, что изменения степени поляризации  $St$  или поляризационной характеристики  $P_2$  однозначно связаны с вариациями  $\beta$  угла ориентации пластинки относительно направления падения излучения и показателя преломления. Это, в свою очередь, дает основание предположить, что возможно однозначное определение показателя преломления и положения кристалла в пространстве из данных пассивного зондирования.

Следует отметить, что для зависимостей, иллюстрируемых на рис. 6–8, справедливо соотношение между углами  $\theta_1=\beta$ . На рис. 6 представлены зависимости сечения рассеяния  $\sigma_{\pi_1}(\theta_1)$  для разных показателей преломления частицы, значения которых не зависят от состояния поляризации падающего излучения.

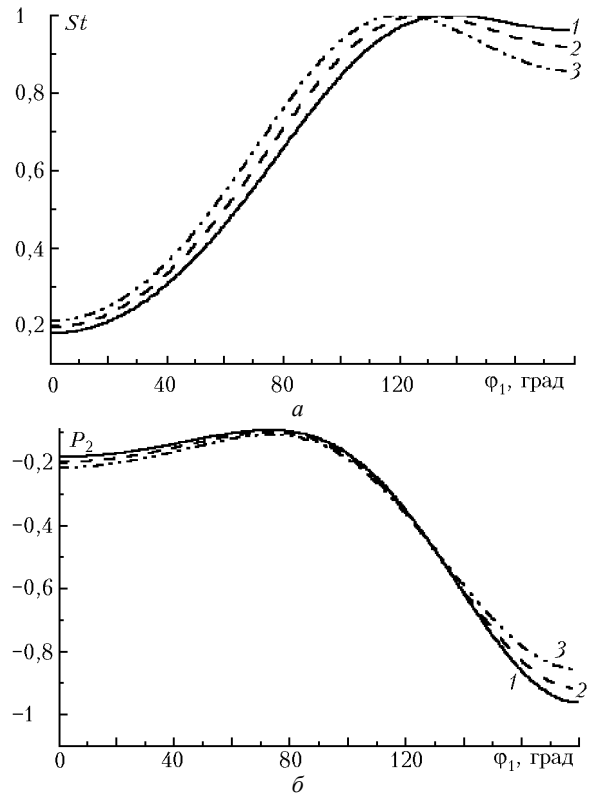


Рис. 5. Зависимость степени поляризации  $St(\varphi_1)$  для неполяризованного падающего излучения:  $a=125$  мкм,  $\lambda=10,6$  мкм,  $\tilde{n}=n+i\cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2=0^\circ$ ,  $\theta_2=100^\circ$ ,  $\theta_1=-40^\circ$ ,  $1-n=1,42$ ,  $2-n=1,31$ ,  $3-n=1,21$  (а); зависимость  $P_2(\varphi_1)$  при тех же параметрах (б)

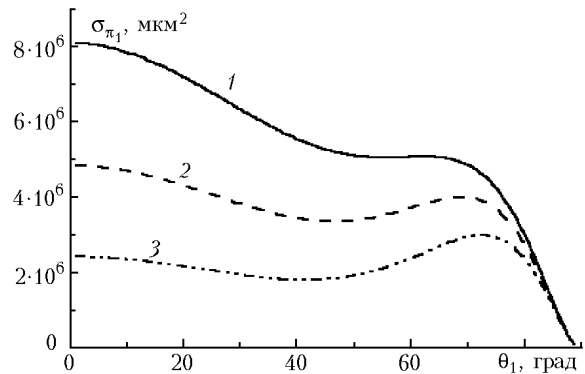


Рис. 6. Зависимость сечения рассеяния  $\sigma_{\pi_1}(\theta_1)$  для произвольного состояния поляризации падающего излучения:  $a=125$  мкм,  $\lambda=10,6$  мкм,  $\tilde{n}=n+i\cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_1=0^\circ$ ,  $\varphi_2=0^\circ$ ,  $\varphi_3=0^\circ$ ,  $\theta_2=180^\circ-\theta_1$  ( $\theta_1=\beta$ ),  $\theta_3=0^\circ$ ,  $1-n=1,42$ ,  $2-n=1,31$ ,  $3-n=1,21$

Из рисунка видно, что чем больше показатель преломления, тем выше амплитуда отраженного сигнала. Различия в абсолютных значениях  $\sigma_{\pi_1}(\theta_1)$  для разных  $n$  значительно проявляются при  $\beta$  из интервала от  $0$  до  $45^\circ$ . Известный факт, что отражательная способность ледяной пластинки для углов  $\beta$  от  $0$  до  $60^\circ$  равна примерно  $0,1$ , а для углов  $\beta$  от  $60$  до  $90^\circ$  резко возрастает до  $1$ . Однако из рис. 6 видно, что значение сечения рассеяния для меньших углов

$\beta$  выше. Это можно объяснить следующим. При численных расчетах сечения рассеяния необходимо провести интегрирование по площади проекции геометрического сечения частицы в рассматриваемом направлении зеркального отражения, и чем выше значения угла  $\beta$ , тем меньше площадь проекции. В результате рассчитанное значение  $\sigma_{\pi_1}$  сечения рассеяния, как интеграл характеристики рассеяния по большей площади, выше, чем величина  $\sigma_{\pi_1}$ , соответствующая меньшему сечению отраженного пучка. Отметим, что расчетные характеристики, иллюстрируемые на рис. 6, проводились при  $\varphi_1 = 0^\circ$ . В этом случае деполаризационное отношение  $D$  и поляризационная характеристика  $P_2$  являются неинформативными.

На рис. 7 иллюстрируется зависимость отношения сечений рассеяния  $P_4(\theta_1)$  при круговой поляризации падающего излучения для разных показателей преломления  $n$ . Наибольшее различие величины  $P_4$  наблюдается для углов  $\beta$  из промежутка от  $40$  до  $70^\circ$ .

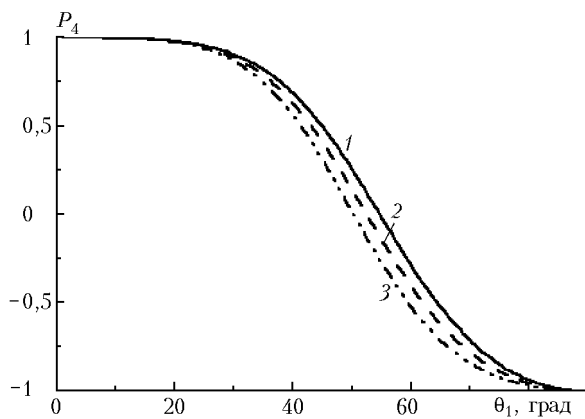


Рис. 7. Зависимость отношения сечений рассеяния  $P_4(\theta_1)$  при круговой поляризации падающего излучения ( $I_4/I_1 = 1$ ,  $I_2 = I_3 = 0$ ):  $a = 125$  мкм,  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\tilde{n} = n + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_1 = 0^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\varphi_3 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 180^\circ - \theta_1$  ( $\theta_1 = \beta$ ),  $\theta_3 = 0^\circ$ ,  $1 - n = 1,42$ ,  $2 - n = 1,31$ ,  $3 - n = 1,21$

Поляризационная характеристика практически не меняется на интервале  $\beta$  от  $0$  до  $20^\circ$  и  $P_4 = 1$ , на интервале  $\beta$  от  $80$  до  $90^\circ$   $P_4$  равна примерно  $-1$ .

На рис. 8 представлены соответственно зависимости степени поляризации  $St$  и поляризационной характеристики  $P_2$  для разных показателей преломления пластинки в зависимости от ориентации пластинки относительно направления падения неполяризованного излучения.

Положение максимума степени поляризации, которое находится в рамках  $\beta$  от  $50$  до  $60^\circ$ , сдвигается вправо при увеличении показателя преломления. Точка максимума кривой  $St$  соответствует случаю, когда падающее неполяризованное излучение после отражения от пластинки почти полностью поляризуется. Характеристика  $P_2$  имеет минимум в точке  $\beta$ , соответствующей значению наибольшей степени поляризации, положение которого смещается при изменении  $n$ .

В [6] была проиллюстрирована зависимость сечения рассеяния пластинкой для случая, отличного от зеркального отражения. Там же было отмечено, что увеличение сечения рассеяния пропорционально увеличению размеров пластинки. Кроме того, поляризационные характеристики, например такие, как деполаризационное отношение и отношения сечений рассеяния, от размеров частиц

не зависят. Подобный характер зависимости для сечения  $\sigma_{\pi_1}$  и поляризационных характеристик от размеров пластинки будет наблюдаться для случая зеркального отражения. Сечение рассеяния  $\sigma_{\pi_1}$  связано с длиной волны нелинейно. Меньшей длине волны при фиксировании остальных входных параметров соответствует больший по амплитуде отраженный сигнал. Большой интерес для изучения характеристик светорассеяния от размеров частиц и от длины волны представляют интегральные характеристики, например коэффициент рассеяния, численное исследование которого будет проведено в дальнейших работах.

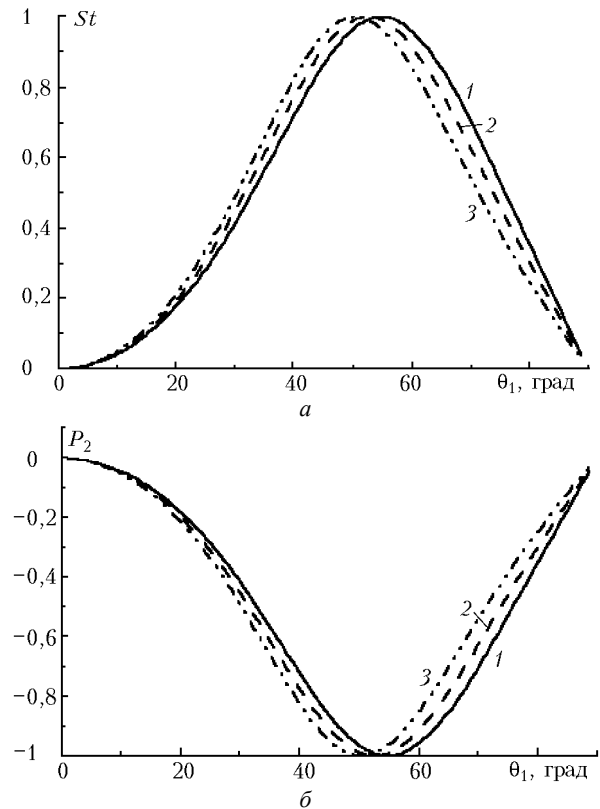


Рис. 8. Зависимость степени поляризации  $St(\theta_1)$  для неполяризованного падающего излучения:  $a = 125$  мкм,  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\tilde{n} = n + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_1 = 0^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\varphi_3 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 180^\circ - \theta_1$  ( $\theta_1 = \beta$ ),  $\theta_3 = 0^\circ$ ;  $1 - n = 1,42$ ;  $2 - n = 1,31$ ;  $3 - n = 1,21$  (а); зависимость  $P_2(\theta_1)$  при тех же параметрах (б)

## Заключение

На основании анализа результатов теоретического исследования характеристик светорассеяния для зеркально отраженного оптического излучения ориентированной пластинкой установлены регулярные зависимости сечения рассеяния и поляризационных характеристик, таких как деполаризационное отношение и отношения сечений рассеяния, от показателя преломления кристалла и ориентации частицы относительно источника излучения.

Результаты исследования, полученные при численном моделировании взаимодействия поляризационного излучения с частицей, могут быть использованы для решения прямой и обратной задач применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию с целью определения микрофизических, оптических

и ориентационных свойств пластинок, входящих в кристаллическое облако.

Исследование характеристик зеркально отраженного неполяризованного излучения ориентированной пластинкой, в частности оценка амплитуды отраженного излучения, степени поляризации, позволяет получить знания о световых столбах, наблюдаемых в атмосфере, которые следует учитывать при изучении переноса радиации в атмосфере. Подробное изучение характеристик рассеяния для отдельной частицы, представленное в данной статье, предполагает дальнейшее исследование соответствующих интегральных величин, описывающих рассеяние полидисперсной средой.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-05-65209).

1. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 200 с.

2. Mallman A., Hock J.L., Greenler R.G. Comparison of sun pillars with light pillars from nearby light sources // *Appl. Opt.* 1998. V. 37. P. 1441–1449.
3. Sassen K., Arnott W. Light and color in the open air introduction to the feature issue // *Appl. Opt.* 1998. V. 37. P. 1420–1426.
4. Sassen K. Cirrus clouds. A closerlook and halos // *J. Optics & Photonics News.* 1999. № 3. P. 39–42.
5. Шефер О.В. Оптическая модель пластинчатого кристалла применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков // *Оптика атмосф. и океана.* 1999. Т. 12. № 7. С. 573–577.
6. Шефер О.В. Теоретическое исследование характеристик светорассеяния для пластинчатого кристалла применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию // *Оптика атмосф. и океана.* 1999. Т. 12. № 12. С. 1081–1088.
7. Liou K.-N., Lahore H. Laser sensing of cloud composition a backscattered depolarization technique // *J. Appl. Meteorol.* 1974. V. 13. № 2. P. 257–263.

*O.V. Shefer. Numerical study of optical radiation reflected from an oriented plate.*

Specular reflection of optical radiation from an oriented plate is studied numerically as applied to bistatic polarization laser sensing of crystal clouds. The relationships for polarization characteristics and scattering cross-section are examined numerically depending on the orientation and the index of refraction of a particle for the cases of polarized and unpolarized incident radiation. Regular dependence of light scattering characteristics on the crystal orientation is illustrated. Based on the presented analysis, a possibility of constructing the interpreting methods for detection of parameters of the medium under study is shown.