

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.2;551.501

Б.В. Кауль, Д.Н. Ромашов, И.В. Самохвалов

**О преимуществе использования круговой поляризации
лазерного излучения при зондировании
кристаллических облаков**

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

Поступила в редакцию 26.04.2001 г.

Показано, что в лазерном зондировании кристаллических облаков вместо измерения деполаризации линейно поляризованного излучения, как это делается в подавляющем большинстве работ с использованием поляризационных эффектов, предпочтительнее использовать круговую поляризацию лазерного излучения и измерять четвертый параметр Стокса рассеянного света. Тем самым исключается неопределенность величины лидарной деполаризации, которая может возникнуть из-за наличия в облаке некоторой упорядоченности в пространственном расположении частиц. Кроме того, измерение четвертого или второго параметров Стокса рассеянного света при круговой поляризации лазерного излучения перспективно для оценки формы частиц по признаку пластинчатости или столбчатости кристаллов.

Матрица обратного рассеяния света (МОРС) предоставляет максимальный объем информации, который может быть получен в эксперименте по лазерному зондированию рассеивающей среды с целью определения ее микрофизических параметров. Но даже в случае одночастотного моностатического зондирования определение МОРС требует большого объема измерений [1]. Поэтому целесообразно проанализировать возможности, которые возникают при использовании максимально упрощенных поляризационных измерений.

В лазерном зондировании атмосферных аэрозолей часто измеряют интенсивности двух компонентов рассеянного излучения с взаимно ортогональными поляризациями. Обычно излучение лазерного передатчика поляризовано линейно, а измеряют интенсивности рассеянного света, поляризованного параллельно I_{\parallel} и перпендикулярно I_{\perp} направлению поляризации лазерного излучения. Наличие кроссполаризованного компонента I_{\perp} в сигнале обратного рассеяния свидетельствует о несферичности частиц. Это утверждение справедливо в рамках приближения однократного рассеяния, за пределы которого не выходит материал, излагаемый в данной статье. В качестве меры, некоторым образом характеризующей несферичность, принимают лидарную деполаризацию, которая иногда определяется как I_{\perp}/I_{\parallel} или, как, например, в [2], $\Delta_L = I_{\perp}/(I_{\parallel} + I_{\perp})$. Нетрудно видеть, что последнее определение дает величину, вдвое меньшую, чем более приемлемое [3]:

$$\Delta_L = 1 - |I_{\parallel} - I_{\perp}| / (I_{\parallel} + I_{\perp}) = 1 - |Q| / I. \quad (1)$$

Использование модулей, обозначенных в (1), следует из определений

$$P = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} / I; \quad \Delta = 1 - P, \quad (1')$$

где P – степень поляризации; $I = (I_{\parallel} + I_{\perp})$; Q, U, V – параметры Стокса; Δ – истинное значение деполаризации.

Формула (1) дает $\Delta_L = \Delta$ при нулевых значениях параметров U и V , что не всегда выполняется, если иметь в виду зондирование кристаллических облаков посредством линейно поляризованного излучения лазера. Отступления возможны при наличии в облаке выделенного направления, характеризующего некоторую преимущественную ориентацию частиц и не совпадающего с направлением волнового вектора падающего излучения. При хаотической ориентации частиц все направления равновероятны, а матрица обратного рассеяния оказывается инвариантной по отношению к вращению лидара вокруг оптической оси и принимает особенно простой вид [3]:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & 0 & 0 & M_{14} \\ 0 & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} & 0 \\ M_{41} & 0 & 0 & M_{44} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

причем выполняется

$$(M_{11} - M_{44}) / 2 \equiv -M_{33} \equiv M_{22}; \quad M_{14} \equiv M_{41}. \quad (3)$$

Инвариантность по отношению к вращению вокруг волнового вектора падающего излучения математически можно выразить в виде

$$\mathbf{M}' = \mathbf{R}(\Phi) \mathbf{M} \mathbf{R}(\Phi) = \mathbf{M}, \quad (4)$$

где $\mathbf{R}(\Phi)$ – оператор поворота системы координат на угол Φ .

Из формул (2), (3) видно, что МОРС ансамбля хаотически ориентированных частиц определяется тремя величинами – M_{11} , M_{44} и M_{14} , которые являются инвариантами вращения для МОРС любого ансамбля частиц. Из этих же соотношений следует, что и при хаотической ориентации определение (1) дает истинное значение деполяризации только в случае линейной поляризации падающего излучения. Но имеющиеся в распоряжении авторов результаты экспериментальных исследований МОРС кристаллических облаков [1, 4] позволяют утверждать, что практически во всех случаях численные значения элементов M_{14} , M_{41} близки к нулю. Поэтому можно констатировать, что в случае хаотической ориентации использование определения (1) достаточно корректно. Совсем иная ситуация возникает, когда имеется некоторая преимущественная ориентация облачных частиц.

Упомянутыми выше экспериментами [1, 4] установлено, что примерно в 30% случаев зондирования кристаллических облаков отмечается наличие преимущественной ориентации частиц в том или ином горизонтальном направлении. Это проявляется в том, что все или некоторые недиагональные элементы МОРС существенно отличны от нуля. В [3] показано, что экспериментальные матрицы, как правило, могут быть приведены к блочно-диагональному виду. Это достигается посредством применения к измеренной матрице \mathbf{M} преобразования (4) при значении угла поворота Φ_0 , который определяется из этой же матрицы. Тем самым экспериментальная матрица \mathbf{M} приводится к виду \mathbf{M}^0 , который она имела бы в том случае, если бы направление преимущественной ориентации частиц было параллельно плоскости референции, содержащей ось x поляризационного базиса лидара:

$$\mathbf{M}^0 = \begin{bmatrix} M_{11}^0 & M_{12}^0 & 0 & M_{14}^0 \\ M_{21}^0 & M_{22}^0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33}^0 & M_{34}^0 \\ M_{41}^0 & 0 & M_{43}^0 & M_{44}^0 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

При известных \mathbf{M}^0 и Φ_0 , посредством преобразования (4), следуя схеме, изложенной в статье [3], можно записать матрицу $\mathbf{M}(\Phi)$, которая получится в результате поворота системы координат вокруг оси z или, что то же, поляризационного базиса лидара вокруг направления зондирования на произвольный угол Φ :

$$\mathbf{M}(\Phi) = \begin{pmatrix} A & B \cos 2\Phi & B \sin 2\Phi & H \\ B \cos 2\Phi & E + F \cos 4\Phi & F \sin 4\Phi & D \sin 2\Phi \\ -B \sin 2\Phi & -F \sin 4\Phi & -E + F \cos 4\Phi & D \cos 2\Phi \\ H & D \sin 2\Phi & -D \cos 2\Phi & C \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где введены обозначения: $\phi = \Phi - \Phi_0$; $A = M_{11}^0$; $E = (M_{22}^0 - M_{33}^0)/2$;

$$F = (M_{22}^0 + M_{33}^0)/2; \quad C = M_{44}^0; \quad B = M_{12}^0 = M_{21}^0; \\ D = M_{34}^0 = -M_{43}^0; \quad H = M_{14}^0. \quad (7)$$

Измерение лидарной деполяризации при использовании линейно поляризованного излучения можно представить следующим образом. Без нарушения общности предположим, что лазерное излучение распространяется вдоль оси z , имеет единичную интенсивность, поляризовано в плоскости xOz избранного координатного базиса $\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y = \mathbf{e}_z$ и его можно описать вектор-столбцом Стокса

$$\mathbf{S}_1 = (1; 1; 0; 0)^T, \quad (8)$$

где индекс Т означает транспонирование. В приемной части лидара стоит прибор, например призма Волластона, расщепляющий рассеянное излучение на два компонента с взаимно ортогональными линейными поляризациями. Затем измеряются их интенсивности

$$I_x = I_{\parallel} \quad \text{и} \quad I_y = I_{\perp}.$$

Действие идеального расщепителя математически описывается как действие двух приборных векторов-строк [5]:

$$\mathbf{G}_x = \frac{1}{2} (1; 1; 0; 0) \quad \text{и} \quad \mathbf{G}_y = \frac{1}{2} (1; -1; 0; 0). \quad (9)$$

Если отвлечься от множителей уравнения лазерного зондирования, учитывающих параметры аппаратуры и ослабления на трассе, то процесс измерения можно представить уравнениями вида:

$$I_{\parallel}(z) = \mathbf{G}_x \mathbf{M}(z, \phi) \mathbf{S}_1, \quad I_{\perp}(z) = \mathbf{G}_y \mathbf{M}(z, \phi) \mathbf{S}_1, \quad (10)$$

$$I(z) = I_{\parallel}(z) + I_{\perp}(z), \quad Q(z) = I_{\parallel}(z) - I_{\perp}(z).$$

Подстановка в правые части соответствующих матриц и выполнение матричных произведений дают следующий результат:

$$I_{\parallel} = (A + B \cos 2\phi + B \cos 2\phi + E + F \cos 4\phi)/2, \quad (11)$$

$$I_{\perp} = (A + B \cos 2\phi - B \cos 2\phi - E - F \cos 4\phi)/2.$$

Здесь для сокращения записи опущены аргументы z при интенсивностях и элементах МОРС, но они подразумеваются. Из (10) и (11) получаем

$$\frac{Q}{I} = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{E + B \cos 2\phi + F \cos 4\phi}{A + B \cos 2\phi}. \quad (12)$$

Из формулы (12) следует, что при наличии преимущественной ориентации частиц параметры Стокса I и Q , а вместе с ними и лидарная деполяризация, определенная по формуле (1), зависят от угла ϕ . Этот угол следует считать случайной величиной, так как угол Φ_0 [см. (7)] не может быть определен без измерения полной МОРС. Определение лидарной

деполяризации (1) является некорректным, зависящим от случайного расположения направления преимущественной ориентации частиц относительно поляризационного базиса лидара. Нетрудно убедиться, что истинная деполяризация тоже зависит от ϕ . В [1] на примере экспериментальной МОРС показано, что вариации могут быть весьма существенными.

Иная ситуация складывается, если использовать круговую поляризацию лазерного излучения и измерять первый I и четвертый V параметры Стокса рассеянного излучения, а лидарную деполяризацию определить как

$$\Delta_c = 1 - |V|/I, \quad (13)$$

где индекс c (circular) поставлен для отличия от определений Δ_L и Δ .

Измерение Δ_c имеет следующий порядок действий: лазер излучает циркулярно поляризованный свет, интенсивность которого, без нарушения общности, можно считать единичной и описать вектор-столбцом Стокса

$$\mathbf{S}_c = (1; 0; 0; -1)^T, \quad (14)$$

где для определенности принята правая поляризация, о чем свидетельствует знак минус у четвертого параметра Стокса; в оптический тракт приемника помещаются фазовая пластинка $\lambda/4$ и расщепитель, действие которого аналогично вышеописанному, причем эти два элемента ставятся в такую позицию, что их совместное действие описывается следующими приборными векторами [5]:

$$\mathbf{G}_x^c = \frac{1}{2} (1; 0; 0; -1) \text{ и } \mathbf{G}_y^c = \frac{1}{2} (1; 0; 0; 1); \quad (15)$$

аналогично (10) процесс измерения выражается уравнениями

$$I_x^c(z) = \mathbf{G}_x^c \mathbf{M}(z, \phi) \mathbf{S}_c; \quad I_y^c(z, \phi) = \mathbf{G}_y^c \mathbf{M}(z, \phi) \mathbf{S}_c; \quad (16)$$

$$I = I_x^c + I_y^c; \quad V = I_x^c - I_y^c.$$

Подстановка в правые части соответствующих матриц и выполнение матричных произведений приводят к следующим формулам:

$$I = A - H; \quad V = -(C + H); \quad (17)$$

$$\Delta_c = 1 - |-C - H|/(A - H).$$

Оба параметра Стокса выражаются через инварианты вращения МОРС. Если принять во внимание обсуждавшийся выше факт близости к нулю элемента $M_{14} = H$, то из (16) и (17) видно, что

$$(I_x^c - I_y^c)/(I_x^c + I_y^c) = -C/A = -M_{44}/M_{11}. \quad (18)$$

Это означает, что отношение разности и суммы интенсивностей, измеренных описанным выше способом, определяет элемент m_{44} МОРС, нормированной на элемент M_{11} . Значимость этого факта станет ясной из дальнейшего изложения. Здесь только отметим, что именно нормированная МОРС определялась в экспериментах. Лидарная деполяризация в соответствии с (13) дается формулой

$$\Delta_c = |I_x^c - I_y^c|/(I_x^c + I_y^c) = 1 - |m_{44}|. \quad (19)$$

Несложно показать, что степень поляризации рассеянного излучения при облучении среды с МОРС вида (6) циркулярно поляризованным светом дается формулой

$$P = \sqrt{B^2 + D^2 + V^2 + 2CH + H^2}/(A - H) \quad (20)$$

с очевидным упрощением при $H = 0$.

Из определений (1'), (13) и формулы (20) видно, что лидарная деполяризация Δ_c также равна истинной Δ только при равенстве нулю параметров МОРС B , D и H , но ни Δ_c , ни Δ в любом случае не зависят от ϕ , как это имеет место для Δ_L .

Проявление неоднозначности деполяризации как характеристики рассеяния ансамбля кристаллических частиц не обязательно связано с наличием преимущественной ориентации в некотором горизонтальном направлении. В той или иной мере его следует ожидать всякий раз, когда производится зондирование по наклонной трассе. Причина состоит в том, что достаточно крупные частицы при падении ориентируются так, что большие диаметры принимают горизонтальное положение. Если нет иных ориентирующих факторов, то для такого ансамбля частиц вертикаль является осью симметрии бесконечного порядка, а МОРС при зондировании в зенит или надир имеет диагональный вид. При отклонении трассы зондирования от этих направлений МОРС приобретает блочно-диагональный вид относительно плоскости референции, содержащей вертикаль и направление зондирования [3]. Процесс трансформации МОРС от диагональной к блочно-диагональной в зависимости от зенитного угла наклона трассы можно видеть на рис. 1, где представлены результаты наших расчетов элементов МОРС для слоев горизонтально расположенных гексагональных пластин и столбиков льда. Значения элементов нормированной МОРС $m_{12} = M_{12}/M_{11}$ и $m_{34} = M_{34}/M_{11}$ становятся отличными от нуля по мере возрастания зенитного угла наклона Θ .

Целесообразно рассмотреть представленные на рис. 1 результаты с точки зрения использования лидарных поляризационных измерений по наклонным трассам для оценок преобладающей формы частиц. Обращает на себя внимание существенно различное для пластин и столбиков поведение элементов нормированной МОРС m_{44} и m_{12} (см. рис. 1). Для ансамбля пластин наблюдается быстрое нарастание элемента m_{44} вблизи угла наклона 30° с последующей четырехкратной сменой знака при m_{44} по мере увеличения угла наклона. Для столбиков характерно более медленное и монотонное, вплоть до $\Theta = 60^\circ$, нарастание m_{44} с одной сменой знака при $\Theta = 54^\circ$. Эти особенности могут оказаться полезными с точки зрения оценки формы частиц, поскольку описанная выше схема зондирования с использованием круговой поляризации предполагает определение именно элемента m_{44} (18).

Элемент m_{12} испытывает сильные вариации в случае пластин и значительно более слабые в случае

столбиков. Но этот элемент в эксперименте с линейной поляризацией непосредственно не измеряется, а входит в комбинации с другими в определение нормированного

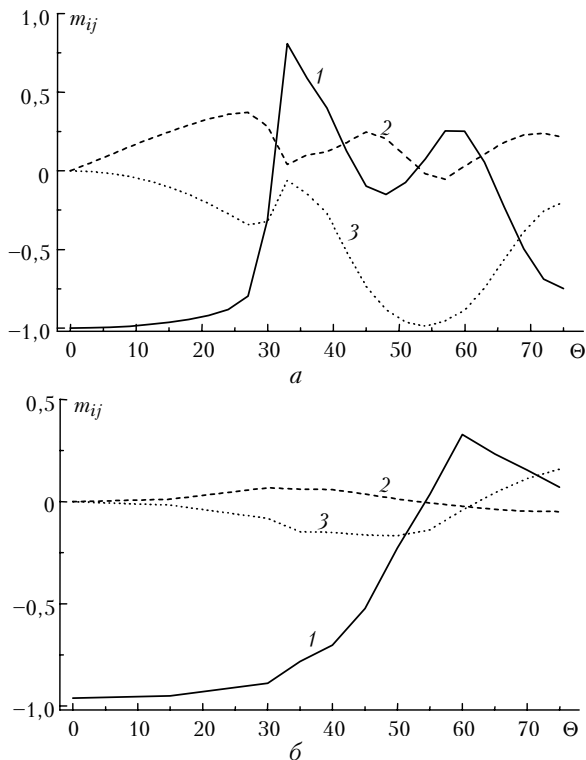


Рис. 1. Зависимость элементов нормированной МОРС $m_{ij} = M_{ij}/M_{11}$ от угла отклонения волнового вектора зондирующего излучения от вертикали Θ : *a* – у ансамбля гексагональных пластин, ориентированных так, что грани наибольшей площади расположены горизонтально, а оси гексагональной симметрии соответственно вертикально; *б* – у ансамбля гексагональных столбиков, главные оси которых ориентированы горизонтально и равномерно распределены по азимутальному направлению. Кривая 1 – M_{44}/M_{11} ; 2 – M_{34}/M_{11} ; 3 – M_{12}/M_{11}

параметра Стокса $q = Q/I$ в соответствии с формулой (12). Здесь следует отметить, что при отклонении оптической оси лидара от оси симметрии ансамбля частиц, т.е. вертикали, плоскость, содержащая оба направления, является плоскостью зеркальной симметрии ансамбля, а плоскость референции, как и ось x поляризационного базиса лидара, могут быть с ней совмещены. Тогда МОРС оказывается приведенной, т.е. $\phi = 0$, а формулу (12) с учетом определений (7) можно записать в следующем виде:

$$Q/I = (m_{12} + m_{22}) / (1 + m_{12}). \quad (21)$$

Здесь подразумевается, что вектор Стокса излучения лазера соответствует определению (8), т.е. свет поляризован в плоскости референции xOz . В этом случае, как и в случае поляризации лазерного излучения перпендикулярно плоскости референции, определение (1) оказывается равносильным с (1').

На рис. 2, где показан ход деполаризации (1') в зависимости от угла наклона Θ , обращает на себя внимание ее высокое значение для $\Theta = 45^\circ$ при облу-

чении слоя пластин светом, поляризованным линейно в плоскости, содержащей вертикаль и направление зондирования. И наоборот, при облучении светом,

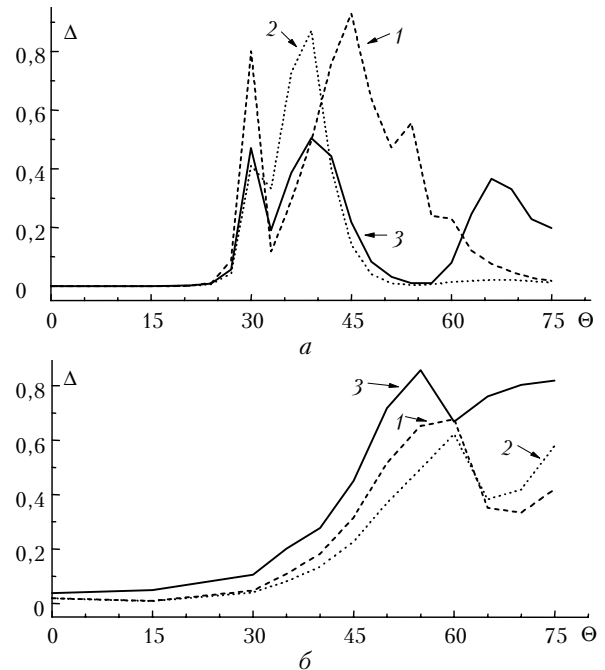


Рис. 2. Зависимость деполаризации рассеянного назад излучения Δ от зенитного угла наклона трассы зондирования Θ при облучении ансамбля ориентированных, как указано в подписи к рис. 1, гексагональных пластин (*a*) и столбиков (*б*) светом, поляризованным: 1 – линейно в плоскости наклона; 2 – линейно и перпендикулярно плоскости наклона; 3 – циркулярно

поляризованным циркулярно или линейно и перпендикулярно упомянутой плоскости, рассеянное излучение сохраняет довольно высокую степень поляризации, но отмечаются пики деполаризации при $\Theta = 38^\circ$ и, кроме того, для всех трех типов поляризации имеется пик при $\Theta = 30^\circ$. Ансамбль столбиков дает равномерный рост деполаризации в диапазоне углов $0-55^\circ$ для всех трех типов поляризации падающего излучения.

Из представленного материала можно сделать следующие выводы. При зондировании по наклонным трассам, с целью оценки преимущественной формы частиц в ансамбле с осевой симметрией относительно вертикали, признаком отличия ансамбля, состоящего из пластин, от ансамбля столбиков является быстрое нарастание деполаризации по мере того как угол наклона становится больше 25° . При этом деполаризация имеет большие значения в диапазоне углов наклона $30-50^\circ$, а далее спадает.

Для столбиков характерно постепенное нарастание деполаризации с достижением максимума при наклоне $55-60^\circ$. Наибольший контраст имеет место при $\Theta = 30^\circ$, где деполаризация, создаваемая пластинами, в 5–10 раз больше, чем создаваемая столбиками. Причем максимальный эффект достигается от облучения слоя светом, поляризованным линейно в плоскости наклона. Сказанное относится к истинной

деполяризации Δ , которая в данном частном случае равна лидарной Δ_L [см. определение (1)]. Но лидарная деполяризация Δ_c , определенная формулой (13), имеет более высокие значения и при $\Theta = 30^\circ$ она достигает единицы, так как элемент m_{44} , а вместе с ним и четвертый параметр Стокса меняют знак (см. рис. 1, а). Эта смена знака или, по крайней мере, близкие к нулю значения четвертого параметра Стокса при зенитных углах около 30° представляются наиболее значимым отличием ансамблей пластин, а измерения по схеме, представленной формулами (14)–(18), более перспективными, чем измерения лидарной деполяризации при облучении слоя линейно поляризованным светом.

Небольшое изменение эксперимента с циркулярно поляризованным излучением лазера позволяет найти другой отличительный признак в виде больших отрицательных значений элемента $m_{12} = m_{21}$ нормированной МОРС ансамбля пластин при углах наклона 50 – 60° . Определение элемента m_{21} сводится к измерению нормированного параметра Стокса q_c при облучении среды светом с круговой поляризацией. В этом нетрудно убедиться, перемножив матрицы (5) и (14). О том, что МОРС среды с аксиальной симметрией при зондировании в направлении, не совпадающем с осью симметрии, должна иметь вид (5), уже упоминалось выше. Что касается изменений в эксперименте, то они сводятся к повороту фазовой пластинки $\lambda/4$ из положения, когда ее быстрая ось составляет угол 45° по отношению к оси x поляризационного базиса лидара [5] в положение, когда этот угол равен нулю.

Резюме вышеизложенного заключается в том, что при зондировании кристаллических облаков более предпочтительно использование круговой поляризации лазерного излучения, нежели линейной. Здесь предполагается, что используется одно состояние поляризации лазерного излучения, а не набор таких состояний, как, например, для измерения полной МОРС, т.е. рассматривается сокращенный до минимума вариант поляризационных измерений. Преимущество использования циркулярной поляризации заключается, во-первых, в том, что деполяризация и коэффициент обратного

рассеяния не зависят от азимутальной ориентации лидара, что не исключено при использовании линейной поляризации лазерного излучения. Во-вторых, при наклонном зондировании аксиально-симметричного относительно вертикали слоя облучение его циркулярно поляризованным светом дает возможность прямого измерения элементов m_{21} и m_{44} нормированной МОРС. Для гексагональных пластин и столбиков эти элементы, как показано выше, имеют существенно различную зависимость от угла наклона. Благодаря этому появляются критерии для различения формы частиц, которые представляются нам более эффективными, нежели те, которые можно было бы получить, используя линейно поляризованное излучение лазера.

Можно ожидать, что в реальных облачных образованиях, состоящих из частиц различных форм, упомянутые выше критерии будут проявляться в виде тенденций, степень выраженности которых еще предстоит исследовать как математическим моделированием МОРС более сложных ансамблей частиц, так и экспериментально.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минпромнауки РФ (проект «Лидар», рег. № 06-21) и РФФИ (грант № 01-05-65209).

1. Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Пловцева Е.Р., Самохвалов И.В., Стыкон А.П. Лидарные исследования ориентации частиц в кристаллических облаках // Оптика атмосфер. и океана. 1997. Т. 10. № 2. С. 191–201.
2. Mannoni A., Flesia C., Bruscaiglioni P. and Ismaelli A. Multiple scattering from Chebyshev particles: Monte Carlo simulations for backscattering in lidar geometry // Appl. Opt. 1996. V. 35. № 36. P. 7151–7164.
3. Кауль Б.В. Симметрия матриц обратного рассеяния света в связи с ориентацией несферических аэрозольных частиц // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 10. С. 895–900.
4. Kaul' B.V., Romashov D.N. and Samokhvalov I.V. Some peculiarities in laser sensing of optically anisotropic media // SPIE. 1998. V. 3583. P. 459–469.
5. Абрамочкин А.И., Кауль Б.В., Тихомиров А.А. Оптимизация приемной части лидара. Ч. 3. Анализаторы поляризации // Оптика атмосфер. и океана. 1999. Т. 12. № 7. С. 643–652.

B.V. Kaul', D.N. Romashov, I.V. Samokhvalov. On benefits of circular polarization of the laser radiation in sensing crystal clouds.

It is shown that the use of circular polarization of the laser radiation and measuring the forth Stokes parameter of the scattering light offers more advantages over the universally adopted measuring the depolarization of a linearly polarized radiation. This eliminates the uncertainty of the lidar depolarization, which can appear due to some space ordering of particles in a cloud. In addition, the measuring of the forth or second Stokes parameter of the scattered light at the laser radiation circular depolarization has some promises in differentiating the plate and bar crystals.