

Б.В. Кауль, И.В. Самохвалов

ПОМЕХА МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ЛИДАРНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ МАТРИЦ
ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ*Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск
Томский государственный университет*

Поступила в редакцию 01.03.99 г.

Принята к печати 11.03.99 г.

Обсуждается возможность коррекции искажений, вносимых многократным рассеянием в лидарные измерения матриц обратного рассеяния света (МОРС) кристаллических облаков. Алгоритм коррекции основан на одном из свойств симметрии МОРС и особенностях поляризационной структуры излучения, претерпевшего многократное рассеяние на существенно несферических частицах. Эти особенности заключаются в больших значениях деполяризации, в ее слабой зависимости от глубины проникновения в облако и от угла поля зрения приемной антенны лидара.

1. Проблема учета высших кратностей, возникающая при интерпретации результатов лазерного зондирования таких сред, как облака нижнего яруса, не стоит столь остро при зондировании кристаллических облаков ввиду того, что они, как правило, имеют малую оптическую плотность. Тем не менее вследствие значительной удаленности этих облаков от поверхности Земли поперечный размер объема облачного слоя, попадающего в поле зрения приемника наземного лидара, может оказаться сопоставимым с длиной свободного пробега фотона. В этом случае многократное рассеяние не может быть полностью сброшено со счетов и интерпретация лидарных сигналов с позиций приближения однократного рассеяния повлечет за собой искажение результатов зондирования. Сказанное в еще большей мере относится к зондированию кристаллических облаков из космоса, так как при этом дистанция между лидаром и облаком может составлять сотни километров. Указанные обстоятельства побуждают к разработке темы учета многократного рассеяния при поляризационном лазерном зондировании кристаллических облаков. Как будет видно ниже, эта проблема оказывается в некотором отношении проще, чем учет рассеяния высших кратностей при зондировании капельных облаков. Это связано с разными механизмами формирования поляризационной структуры излучения при рассеянии на сферах и существенно несферических частицах.

2. Качественное различие механизмов образования деполяризованного компонента при рассеянии на сферических и несферических частицах удобно рассматривать в приближении двукратного рассеяния, тем более, что при зондировании наземным лидаром этим приближением, по-видимому, можно ограничиться. Анализ траекторий и рассеивающих объемов, дающих отклик двукратного рассеяния на приемник лидара в момент времени $t = 2r/c$, где r – пространственное удаление цуга лазерного излучения от лидара, изложен в работе [1]. Дальнейший анализ позволяет видеть, что в моменты, следующие непосредственно за моментом вхождения цуга лазерного излучения в рассеивающую среду, поток двукратно рассеянного излучения формируется главным

образом за счет рассеяния по траекториям «вперед-назад» и «назад-назад». И только по мере проникновения цуга лазерного излучения в среду рассеивающие объемы для иных направлений рассеяния становятся сравнимыми и начинают превышать объем усеченного конуса

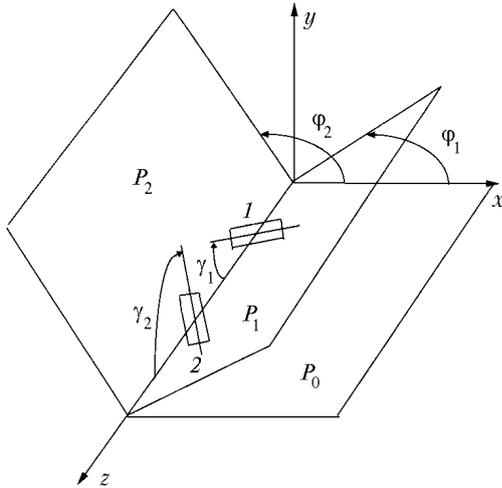
$$V = \frac{1}{3} \pi \theta_{\text{л}}^2 (r^2 - R_0^2) (r - R_0), \quad (1)$$

где $2\theta_{\text{л}}$ – угол расходимости лазерного излучения, а R_0 – расстояние от лидара до границы рассеивающей среды. В пределах этого объема реализуются, в основном, процессы рассеяния типов «вперед-назад» и «назад-назад», так как процессы иного типа маловероятны ввиду малости поперечного размера объема. Вследствие этого фотоны, рассеянные вначале под углами, заметно отличающимися от нуля или 180° , уходят за пределы объема (1) и второй акт рассеяния в этом объеме реализоваться не может.

Здесь отметим первое отличие рассеяния на сферических и несферических частицах. Матрицы рассеяния $\mathbf{M}(0)$ и $\mathbf{M}(\pi)$ сферических частиц при углах рассеяния 0 и 180° имеют вид единичных матриц, умноженных на скаляры. Произведение матриц $\mathbf{M}(0)\mathbf{M}(\pi)$ имеет тот же вид. Вследствие этого в процессах рассеяния «вперед-назад» и «назад-назад» двукратно рассеянное излучение не деполяризуется. При рассеянии на несферических частицах картина иная – деполяризация имеет место уже в подобного рода процессах.

Это можно продемонстрировать простым примером рассеяния на паре осесимметричных частиц.

Обратимся к рисунку, где на оси z , вдоль которой распространяется излучение источника, изображены две частицы, имеющие каждая ось симметрии вращения бесконечного порядка. Положение осей симметрии частиц характеризуется полярными γ_1, γ_2 и азимутальными φ_1, φ_2 углами. Углы γ отсчитываются от оси z , а φ – от плоскости xoz (плоскость P_0) до плоскостей P_1 и P_2 , содержащих ось z и оси симметрии частиц.



Элементы матриц рассеяния $\mathbf{M}_1(\theta_1, \varphi_1, \gamma_1)$, $\mathbf{M}_2(\theta_2, \varphi_2, \gamma_2)$ являются функциями углов рассеяния θ и определенных выше углов φ и γ .

Рассмотрим процесс, когда рассеяние на частице 1 происходит в направлении вперед, $\theta_1 = 0$, а на частице 2 – в направлении назад, $\theta_2 = \pi$. Матрицы рассеяния осесимметричных частиц обладают тем свойством, что они зависят от четырех параметров и имеют блочно-диагональный вид, если их ось симметрии лежит в плоскости рассеяния [2]. Матрица рассеяния первой частицы имеет вид

$$\mathbf{M}_1(0, 0, \gamma_1) = \begin{pmatrix} A & B & 0 & 0 \\ B & A & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C & D \\ 0 & 0 & -D & C \end{pmatrix},$$

если за плоскость рассеяния выбрать плоскость P_1 , в которой лежит ось симметрии частицы.

Матрица рассеяния $\mathbf{M}_2(\pi, 0, \gamma_2)$ имеет такой же вид, если за плоскость рассеяния принять плоскость P_2 . Ее параметры обозначим, соответственно, a, b, c, d . Для описания процесса двукратного рассеяния в системе координат, связанной с плоскостью референции P_0 , нужно определить матрицы \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 относительно этой плоскости посредством преобразований с использованием операторов поворота плоскости референции

$$\mathfrak{R} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{M}_1(0, \varphi_1, \gamma_1) = \mathfrak{R}(-\varphi_1) \mathbf{M}_1(0, 0, \gamma_1) \mathfrak{R}(\varphi_1);$$

$$\mathbf{M}_2(\pi, \varphi_2, \gamma_2) = \mathfrak{R}(\varphi_2) \mathbf{M}_2(0, 0, \gamma_2) \mathfrak{R}(\varphi_2).$$

Вектор Стокса двукратно рассеянного излучения пропорционален произведению этих матриц

$$\mathbf{S}_2 \sim \mathbf{M}_2(\pi, \varphi_2, \gamma_2) \mathbf{M}_1(0, \varphi_1, \gamma_1) \mathbf{S}_0,$$

где \mathbf{S}_0 – вектор Стокса падающего излучения. В этой формуле опускаются несущественные для изложения пространственные множители. Элементы матриц $\mathbf{M}_1(0, \varphi_1, \gamma_1)$, $\mathbf{M}_2(0, \varphi_2, \gamma_2)$ содержат в качестве сомножителей тригоно-

метрические функции \sin и \cos от аргументов $2\varphi_1$ и $4\varphi_1$ и, соответственно, $2\varphi_2$ и $4\varphi_2$, за исключением угловых элементов матриц, которые инвариантны относительно вращений. Элементы матрицы

$$\mathbf{N} = \mathbf{M}_2(0, \varphi_2, \gamma_2) \cdot \mathbf{M}_1(0, \varphi_1, \gamma_1)$$

представляют собой многочлены, в которых каждый член содержит произведения вида $\sin n\varphi_1 \times \cos m\varphi_2$, $\sin n\varphi_1 \times \sin m\varphi_2$, и т.д., где n и m принимают значения 2 или 4. Только диагональные элементы матрицы \mathbf{N} содержат члены, в которых нет подобных множителей. Поэтому при суммировании матриц \mathbf{N} множества пар рассеивателей, оси симметрии которых ориентированы случайным образом, недиагональные элементы матрицы ансамбля обращаются в нуль и она может быть представлена в следующем виде:

$$\overline{\mathbf{N}} = \overline{A} \overline{a} \mathbf{n},$$

где элементы нормированной матрицы \mathbf{n} имеют следующие значения:

$$n_{11} = 1, n_{22} = \frac{1}{2}(1 - \overline{c/\overline{a}}) = -n_{33}, n_{44} = \overline{c/\overline{a}},$$

$$n_{ij} = 0, \text{ если } i \neq j.$$

Величины \overline{A} , \overline{a} имеют смысл коэффициентов направленного светорассеяния соответственно «вперед» и «назад»; n_{44} – нормированный элемент матрицы обратного рассеяния. Здесь мы получили почти очевидный результат, который заключается в том, что в актах рассеяния «вперед-назад» и «назад-назад» изменение поляризации происходит только в актах рассеяния, где волновой вектор рассеянного излучения противоположен по направлению волновому вектору падающего света. При рассеянии строго вперед на осесимметричных частицах без двойного лучепреломления изменения поляризации не происходит. Если это положение отнести к реальным кристаллическим облакам, то наши эксперименты по измерению матриц обратного рассеяния [3] указывают на то, что в процессах рассеяния «вперед-назад» и «назад-назад» деполаризация линейно поляризованного света должна составлять 0,3–0,4, а циркулярно поляризованного 0,6–0,7.

В плане настоящей работы нам важно подчеркнуть, что при рассеянии на несферических частицах деполаризация многократно рассеянного излучения вблизи границы среды имеет не нулевые значения. В этом состоит первое отличие от рассеяния на сферических частицах.

Второе отличие, которое, по-видимому, объясняет высокую деполаризацию, отмеченную в [4, 5], заключается в различном поведении индикатрис рассеяния вблизи углов 90° . Дело в том, что значения нормированных индикатрис рассеяния для кристаллических частиц в этой области углов рассеяния примерно на порядок больше, чем для сферических частиц сопоставимых размеров. На это указывают как расчетные (например, [6]), так и экспериментальные [7] данные. Вблизи границы среды по мере продвижения цуга лазерного излучения вглубь наступает ситуация, когда рассеивающий объем для траекторий рассеяния типа $\theta_1 = 90^\circ, \theta_2 = 90^\circ$ (на приемник лидара) становится сравнимым или превышает объем усеченного конуса (1). Вследствие чего эти траектории начинают играть заметную роль. При рассеянии на сферах этого не происходит, так как вероятность первого акта рассеяния под углом

$\theta_1 = 90^\circ$ значительно меньше, чем при рассеянии на кристаллических частицах. Дальнейшим анализом можно было бы показать, что деполяризация двукратно рассеянного излучения в процессах, где оба акта рассеяния происходят под углами 90° , больше, чем при рассеянии под углами 0 и 180° , и дать объяснение небольшому минимуму деполяризации на некотором удалении от границы среды, отмеченному в [5], при большом (15 мрад) угле поля зрения приемной антенны. Но ограниченный объем статьи побуждает нас обратиться к результатам немногочисленных расчетов деполяризации при многократном рассеянии на несферических частицах, выполненных методом Монте-Карло [4, 5].

Отметим результаты этих работ, существенные для излагаемого ниже алгоритма учета многократного рассеяния при измерениях матриц обратного рассеяния. В [4] расчеты, проведенные для модели кристаллического облака, показали быстрое нарастание деполяризации от уровня $\approx 0,5$ до уровня $0,7-0,9$, в зависимости от угла поля зрения, слабую зависимость от коэффициента рассеяния и структуры облака.

В работе [5] расчеты проводились для ансамблей чебышевских частиц с разными параметрами деформации ε . При $\varepsilon < 0,1$ частица похожа на вытянутый эллипсоид вращения, при $\varepsilon \approx 0,2$ – на цилиндрический столбик с закругленными торцами и отношение диаметра к длине $1:1,5$, и при дальнейшем увеличении ε она приобретает гантелевидную форму.

Результаты расчетов наглядно демонстрируют, как по мере увеличения параметра деформации профиль деполяризации постепенно трансформируется от характерного для ансамбля сферических частиц к профилю, имеющему место при рассеянии на несферических частицах.

Для ансамблей частиц с параметром деформации $\varepsilon < 0,05$ поведение деполяризации мало чем отличается от случая рассеяния на сферах. Наблюдается постепенное увеличение деполяризации по мере проникновения лазерного излучения в среду, но, в отличие от сфер, не от нулевого уровня. Последний зависит от параметра деформации. Скорость нарастания зависит от угла поля зрения. Она тем выше, чем больше угол. Для частиц, у которых радиус эквивалентных сред ρ_s таков, что их параметр дифракции $2\pi\rho_s/\lambda \leq 6$, эта тенденция сохраняется до значений $\varepsilon = 0,15$, но нарастание деполяризации происходит очень быстро и уже при глубине проникновения лазерного луча в среду ~ 25 м ($\tau = 0,5$) она достигает почти стационарного значения $0,5 \div 0,6$ и далее растет очень медленно. Для более крупных частиц, у которых $2\pi\rho_s/\lambda \geq 12$, уже при $\varepsilon = 0,08$ деполяризация имеет значение $\sim 0,8$ непосредственно вблизи границы среды и почти не зависит от глубины проникновения лазерного импульса в среду и угла поля зрения.

3. Алгоритм учета помехи многократного рассеяния при поляризационных лидарных измерениях МОРС, предлагаемый ниже, основывается на некоторой идеализации перечисленных выше особенностей поляризационной структуры лидарного отклика на многократное рассеяние в ансамблях несферических частиц.

Запишем вектор Стокса поступающего на приемник излучения в момент времени $t = 2r/c$ в следующем виде:

$$\mathbf{S}(r) = \mathbf{S}_1(r) + \sum_{i=2}^n \mathbf{S}_i(r),$$

где \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_i – векторы Стокса соответствующих кратностей рассеяния.

Вклад многократного рассеяния учтем, записав уравнение лазерной локации [8]:

$$P(r) \mathbf{S}(r) = \frac{1}{2} c W_0 A r^{-2} [\mathbf{M}_\pi(r) + \mathbf{D}(r)] \mathbf{S}_0 \exp\left\{-2 \int_0^r \alpha(z) dz\right\}, \quad (2)$$

где $P(r)$ – мощность рассеянного излучения, падающего на антенну приемника в момент времени $t = 2r/c$, c – скорость света; $\mathbf{S}(r)$ и \mathbf{S}_0 – нормированные на интенсивность векторы Стокса рассеянного и падающего излучений соответственно; W_0 – энергия лазерного импульса; A – площадь антенны приемника; $\alpha(z)$ – коэффициент ослабления; \mathbf{M}_π – матрица обратного рассеяния. Матрицу \mathbf{D} определим следующим образом:

$$\mathbf{D}(r) = D(r) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Матрица (3) является произведением скаляра $D(r)$, пропорционального интенсивности многократно рассеянного излучения, на матрицу δ деполяризатора, частично деполяризующего свет. Определение (3) есть математическое выражение постулируемой идеализации, согласно которой состояние поляризации многократно рассеянного на несферических частицах излучения не зависит от угла поля зрения приемника и глубины проникновения лазерного импульса в среду. Это первое основание предлагаемого алгоритма. Вторым является известное свойство симметрии матриц обратного рассеяния

$$M_{11} - M_{22} - M_{44} + M_{33} = 0, \quad (4)$$

которое следует из весьма общего свойства амплитудных матриц обратного рассеяния $A_{12} + A_{21} = 0$ и должно выполняться для любой МОРС [9].

Процедура измерений МОРС [3] построена таким образом, что измеряются нормированные на интенсивность параметры Стокса и, соответственно, элементы матрицы обратного рассеяния \mathbf{M}_π , нормированные на элемент M_{11} . Если в рассеянном излучении присутствует доля многократного рассеяния, то нормировка производится на суммарную интенсивность, т.е. вместо матрицы

$$\mathbf{M}_\pi(r) = M_{11}(r) \mathbf{m}(r),$$

где $m_{ij} = M_{ij}/M_{11}$, которая имела бы место при отсутствии многократного рассеяния согласно уравнению (2), определяется матрица

$$\begin{aligned} \mathbf{M}'(r) &= \mathbf{M}_\pi(r) + \mathbf{D}(r) = [M_{11}(r) + D(r)] \mathbf{m}'(r), \\ m'_{11} &= 1, m'_{ii} = (M_{ii} + \delta D)/(M_{11} + D), i = 2, 3, 4, \\ m'_{ij} &= M_{ij}/(M_{11} + D), i, j = 2, 3, 4, i \neq j. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь и далее мы опустим зависимость \mathbf{M} и \mathbf{D} от r , так как всегда подразумевается пара матриц, соответствующих одной и той же дистанции r , а δ , согласно определению (3), от r не зависит. Для неискаженной нормированной матрицы обратного рассеяния, согласно (4), должно выполняться

$$1 - m_{22} - m_{44} + m_{33} = 0. \quad (6)$$

Для матрицы \mathbf{m}' это условие нарушается:

$$1 - m'_{22} - m'_{44} - m'_{33} = \Delta, \quad (7)$$

где

$$\Delta = D(1 - \delta)/(M_{11} + D).$$

Поскольку m'_{ij} являются элементами измеренной матрицы, то Δ есть экспериментально определяемая величина. Зная Δ , из (7) можно найти отношение интенсивности многократно к интенсивности однократно рассеянного излучения

$$I_m/I_1 = D/M_{11} = \Delta/(1 - \delta - \Delta) \quad (8)$$

и произвести перенормировку матрицы \mathbf{m}' , чтобы получить неискаженную многократным рассеянием нормированную матрицу обратного рассеяния \mathbf{m} .

Определив из предыдущей формулы

$$D = M_{11} \Delta/(1 - \delta - \Delta)$$

и подставив его в формулы (5), получим

$$m_{11} = 1,$$

$$m_{ij} = m'_{ij} (1 - \delta)/(1 - \delta - \Delta), \quad i \neq j, \quad (9)$$

$$m_{ii} = m'_{ii} (1 - \delta) - \delta \Delta/(1 - \delta - \Delta), \quad i = 2, 3, 4.$$

Величины m_{ij} являются элементами нормированной МОРС, исправленной от искажений, вносимых многократным рассеянием. Проиллюстрируем изложенное примером. Одна из измеренных МОРС имела следующий вид:

$$\mathbf{m}' = \begin{pmatrix} 1 & -0,12 & -0,01 & 0,01 \\ -0,12 & 0,40 & -0,02 & 0,10 \\ 0,01 & 0,02 & -0,39 & -0,20 \\ 0,01 & 0,10 & 0,20 & -0,11 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Абсолютная погрешность измерений оценивается величиной $\sigma = \pm 0,04$.

Как видно, в соответствии с (7) $\Delta = 0,32$. Это значение является большим, так как, согласно (8) и в предположении $\delta = 0$, доля многократного рассеяния составляет 47% от однократного.

Ниже приводится результат коррекции матрицы (10) в соответствии с формулами (9). При этом предполагается $\delta = 0$, что означает полную деполаризацию многократно рассеянного излучения:

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} 1 & -0,176 & -0,015 & 0,015 \\ -0,176 & 0,588 & -0,029 & 0,147 \\ 0,015 & 0,029 & -0,573 & -0,294 \\ 0,015 & 0,147 & 0,294 & -0,162 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Нетрудно убедиться, что для этой матрицы выполняется условие симметрии (6).

4. Предложенный способ коррекции экспериментальных МОРС основан на фундаментальном свойстве сим-

метрии этих матриц. Нарушение симметрии (6) возможно только вследствие влияния многократного рассеяния, разумеется, если оно не вызвано ошибками эксперимента. Следовательно, нарушение симметрии (7) может служить надежным индикатором присутствия многократного рассеяния. Второе положение, на котором базируется способ, – независимость степени поляризации многократно рассеянного излучения от угла поля зрения и глубины проникновения лазерного импульса в облако. Это положение дискуссионно, так как является некоторым приближением, требующим к тому же введения априорной величины δ – степени поляризации многократно рассеянного излучения. По имеющимся данным можно предположить, что δ меняется в пределах $0 \div 0,3$. Конкретные значения δ для различных ситуаций, вероятно, будут уточняться в дальнейших исследованиях. Можно предположить также, что в некоторых случаях, например, если облако состоит из мелких частиц, размеры которых сравнимы с длиной волны излучения, предложенная методика будет некорректна в передней части облака, так как условие $\delta(r) = \text{const}$ здесь может существенно нарушаться. Но в этом случае следует ожидать и малого отношения I_m/I_1 (8), так что коррекции не понадобятся.

Отметим, что помеха многократного рассеяния по-разному влияет на величины определяемых параметров рассеивающего ансамбля частиц. С одной стороны, коэффициент обратного рассеяния, если не проводить коррекцию, окажется завышенным на множитель $(1 - \delta)/(1 - \delta - \Delta)$, что в рассмотренном выше примере дает почти полуторакратное завышение. Следовательно, коррекция МОРС на многократное рассеяние может дать существенное увеличение точности в определении коэффициента обратного рассеяния. С другой стороны, помеха многократного рассеяния практически не влияет на точность определения направления преимущественной ориентации осей частиц. Угол преимущественной ориентации определяется по отношениям недиагональных элементов [2]. Последние при коррекции МОРС умножаются на один и тот же множитель, и поэтому их отношения не изменяются.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки РФ по теме «Лидар» (рег. № 06–21).

1. Самохвалов И.В. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1989. Т. XV. N 12. С. 1271–1278.
2. Ромашов Д.Н., Рахимов Р.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 8. С. 891–898.
3. Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Половцева Е.Р., Самохвалов И.В., Стыков А.П. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. N 2. С. 191–201.
4. Креков Г.М., Крекова М.М., Самохвалов И.В. // Исследование Земли из космоса. 1988. N 2. С. 44–51.
5. Mannoni A., Flesia C., Bruscalioni P. and Ismaelli A. // Appl. Optics. 1996. V. 35. N 36. P. 7151–7164.
6. Oshchepkov S. and Isaka H. // Appl. Optics. 1997. V. 36. N 33. P. 8765–8773.
7. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 196 с.
8. Кауль Б.В. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. N 4. С. 388–393.
9. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 536 с.

B.V. Kaul, I.V. Samokhvalov. Multiple Scattering Noise in Lidar Measurements of Back-Scattering Matrices of Light Scattered by Crystalline Clouds.

A possibility to correct the noise brought in the lidar measurements of back-scattering matrices of the light multiply scattered by crystalline clouds is discussed. The correction algorithm is based on a symmetry property of the LBSMs and the peculiarities of the radiation polarized structure experienced a multiple scattering by nonspherical particles. These peculiarities are in large values of depolarization and in its weak dependence on the depth of penetration into a cloud and on the angle of vision of the lidar receiving antenna.