

С.Н. Волков<sup>1</sup>, Б.В. Кауль<sup>1</sup>, И.В. Самохвалов<sup>2</sup>

## Использование излучения с круговой поляризацией в лазерном зондировании облаков

<sup>1</sup> *Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*<sup>2</sup> *Томский государственный университет*

Поступила в редакцию 26.08.2004 г.

Дается обоснование преимуществ использования круговой поляризации лазерного излучения при лазерном зондировании кристаллических облаков. Предпосылками для обоснования являются результаты проведенных авторами исследований матриц обратного рассеяния света (МОРС) облаков верхнего яруса. Главное преимущество заключается в том, что в эксперименте, практически не отличающемся по сложности от широко используемой методики определения лидарной деполаризации при рассеянии линейно поляризованного излучения, возможна оценка элемента  $a_{44}$  нормированной МОРС. При зондировании в зенит этот элемент характеризует степень ориентации частиц большими диаметрами в горизонтальное положение под действием аэродинамических сил, возникающих при падении.

### Введение

В данной статье излагается методика лазерного зондирования атмосферы, которая обосновывается результатами работ [1, 2]. При относительной простоте исполнения она позволяет определять важную микрофизическую характеристику кристаллических облаков, связанную с ориентацией частиц.

В редакторском вступлении к сборнику [3] отмечено серьезное внимание к изучению радиационного эффекта перистых облаков со стороны Всемирной программы исследования климата. Там же приведены аргументы в пользу исследования даже самых тонких перистых облаков и отмечен недостаточный уровень знаний их радиационных свойств. Среди нескольких проблем, требующих уточнений, называется оптическая анизотропия перистых облаков, вызванная такой особенностью их микрофизики, как возможность пространственной ориентации частиц в результате воздействий аэродинамических сил. Вследствие этого коэффициенты направленного светорассеяния оказываются зависящими не только от полярного, но и азимутального углов рассеяния, от направления падения и состояния поляризации излучения, падающего на облачный слой. Уточнение расчетов радиационных потоков требует сведений об ориентации частиц в облаках [4].

Длительное время единственным источником сведений об ориентации частиц в кристаллических облаках оставались наблюдения всевозможных видов гало [5]. Но такие наблюдения возможны только в дневное время при стечении благоприятных условий. К тому же тот или иной вид гало может быть образован частицами определенной формы и размеров, которые составляют, возможно, незначительную долю от общего числа облачных частиц. Поэтому наблюдения гало не могут дать пред-

ставления о состоянии ориентации всего ансамбля частиц.

Нами разработан метод определения параметров ориентации, основанный на лидарных измерениях параметров Стокса, или их линейных комбинаций, при четырех состояниях поляризации лазерного излучения. Это позволяет определить полную матрицу обратного рассеяния света (МОРС) [6]. Параметры ориентации определяются через элементы МОРС. В результате цикла исследований кристаллических облаков получен материал о статистическом распределении значений элементов МОРС и параметров ориентации [1]. Этот материал позволяет высказать некоторые рекомендации для упрощенных схем поляризационного лазерного зондирования, в которых определение полной МОРС не производится.

### 1. Матрица обратного рассеяния и параметры ориентации

В качестве МОРС далее подразумевается матрица  $\mathbf{M}$ , связывающая соотношением

$$\mathbf{S} = \frac{1}{r^2} \mathbf{M} \mathbf{S}_0 \Delta V \quad (1)$$

вектор Стокса  $\mathbf{S}$  излучения, рассеянного в направлении на источник, с вектором Стокса  $\mathbf{S}_0$  излучения, падающего на ансамбль частиц, содержащихся в элементарном объеме  $\Delta V$ . Из-за того что оптическая плотность кристаллических облаков часто невелика, нельзя пренебречь молекулярным рассеянием. Поэтому  $\mathbf{M}$  следует рассматривать как матрицу двухкомпонентной среды:

$$\mathbf{M} = \mathbf{A} + \mathbf{\Sigma}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{A}$  – МОРС аэрозольного,  $\mathbf{\Sigma}$  – молекулярного компонента.

Предполагается, что  $\Delta V$  содержит достаточно много независимо рассеивающих аэрозольных частиц, так, что его микрофизические характеристики отражают микрофизику облака в целом. Для ансамбля независимо рассеивающих частиц МОРС равна сумме МОРС составляющих его частиц. В силу определенных симметрий для диагональных элементов МОРС выполняется соотношение

$$A_{11} - A_{22} + A_{33} - A_{44} = 0, \quad (3)$$

а для недиагональных

$$\begin{aligned} A_{ij} &= A_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j \neq 3; \\ A_{ij} &= -A_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j = 3. \end{aligned} \quad (4)$$

Результаты работы [1] показали, что полученные в экспериментах МОРС можно с приемлемой точностью привести к следующему виду:

$$\mathbf{A}' = \begin{pmatrix} A'_{11} & A'_{12} & 0 & A'_{14} \\ A'_{21} & A'_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A'_{33} & A'_{34} \\ A'_{41} & 0 & A'_{43} & A'_{44} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Штрихи при элементах означают, что матрица  $\mathbf{A}'$  получена из экспериментальной матрицы  $\mathbf{A}$  в результате преобразования:

$$\mathbf{A}' = \mathbf{R}(\Phi)\mathbf{A}\mathbf{R}(\Phi), \quad (6)$$

$$\mathbf{R}(\Phi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\Phi & \sin 2\Phi & 0 \\ 0 & -\sin 2\Phi & \cos 2\Phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где  $\mathbf{R}(\Phi)$  — оператор вращения системы координат вокруг направления волнового вектора падающего (и рассеянного) излучения на угол  $\Phi$ . Здесь отметим, что угловые элементы МОРС являются инвариантами вращения и при операции (6) остаются неизменными. В частности,  $A_{44} = A'_{44}$ .

Поиск аргумента  $\Phi$  преобразования (6) мы называем «операцией приведения», суть которой изложена в [1, 7]. Угол  $\Phi$  показывает в системе координат, связанной с лидаром, азимутальное направление, поперек которого преимущественно выстраиваются большие диаметры частиц.

Степень выраженности азимутальной ориентации  $\chi$  определяется следующей комбинацией элементов нормированной на элемент  $A_{11}$  «приведенной» МОРС:

$$\chi = (a'_{22} + a'_{33}) / (1 + a'_{44}),$$

$$\text{где } a'_{ij} = A'_{ij} / A'_{11}; \quad A'_{11} = A_{11}; \quad A'_{44} = A_{44}. \quad (8)$$

Область изменения параметра  $\chi$  — от 0 при хаотической ориентации до 1 при строгой ориентации симметричных частиц в определенном направлении. Мода распределения  $\chi$ , полученная в экспе-

риментах, приходится на значение 0,1. Дополнительным признаком наличия азимутальной ориентации является ненулевое значение элемента  $a'_{12}$ . Полученное в экспериментах  $\langle a'_{12} \rangle = -0,22$ , а мода распределения соответствует значению  $-0,15$ . Вероятность получить значения  $a'_{12}$  в интервале  $[-0,4; -0,6]$  примерно равна 0,15. Значения  $-0,6 > a'_{12} > -1$  составляют доли процентов. Элемент  $a'_{12}$  «приведенной» МОРС соответствует такому взаимному расположению лидара и облака, когда плоскость референции лидара  $xOz$  параллельна направлению, поперек которого выстраиваются большие диаметры частиц. Если лидар вращать вокруг оптической оси  $z$  на угол  $\phi$ , то элемент  $a'_{12}$  не «приведенной» МОРС, т.е. той, которая и определяется в эксперименте, будет принимать значения

$$a_{12} = a'_{12} \cos 2\phi \quad (9)$$

и при случайном  $\phi$  может изменяться в пределах от  $a'_{12}$  до  $-a'_{12}$ .

Мы остановились на этом моменте для того, чтобы подчеркнуть неоднозначность деполяризации, получаемой в экспериментах с одной определенной линейной поляризацией лазерного излучения и измерением параллельного и кроссполяризованного компонентов интенсивности сигнала обратного рассеяния. В подобных экспериментах игнорируется возможность азимутальной ориентации частиц.

Ниже мы предложим схему эксперимента, в котором вероятность получить неоднозначный результат значительно меньше и к тому же он позволяет оценить ориентацию частиц большими диаметрами в горизонтальное положение при их гравитационном оседании. Подобная ориентация непосредственно связана с размерами частиц, так как согласно многочисленным исследованиям, обзор которых можно найти в [5], эффективная ориентация частиц начинается по достижении их наибольших диаметров — 30 мкм и выше. Оговоримся сразу, что речь пойдет об определении элемента  $a_{44}$  нормированной МОРС кристаллического облака  $\mathbf{a} = \mathbf{A}/A_{11}$ . В [1] показано, что при зондировании в зенит  $a_{44}$  является параметром, которым характеризуется распределение углов ориентации частиц относительно горизонтальной плоскости независимо от присутствия или отсутствия азимутальной ориентации.

В работе [2], при математическом моделировании МОРС ансамблей ледяных столбиков и пластин, априорно введены однопараметрические распределения вероятности для углов ориентации их гексагональных осей по полярному углу  $\beta$ , который отсчитывается от направления волнового вектора падающего излучения. Вид этих функций показан на рис. 1.

Рассчитывались элементы МОРС для ансамблей гексагональных пластин и столбиков, состояние ориентации в которых задавалось рядом значений параметра  $k$ . Диаметры пластин изменялись в пределах от 30 до 1000 мкм, а отношение диаметра

к толщине от 2 до 4,3. Длина столбиков менялась в пределах от 70 до 800 мкм, а отношение длины к диаметру от 2,6 до 3,2.

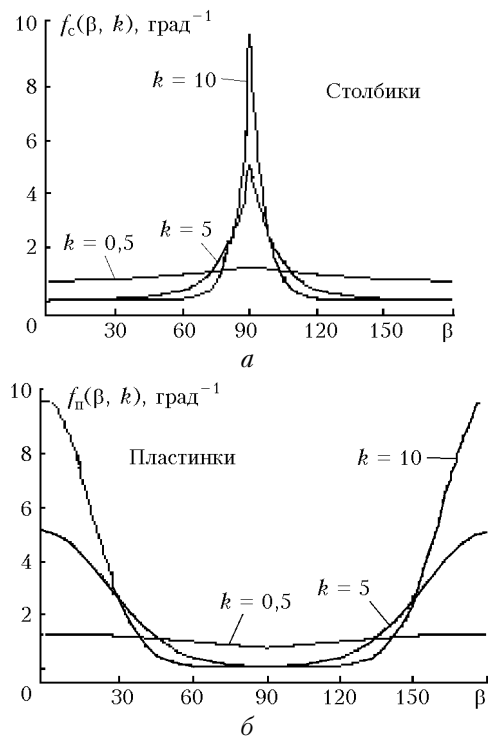


Рис. 1. Распределение вероятности ориентации гексагональных осей столбиков —  $f_c$  и пластинок —  $f_n$  по полярному углу  $\beta$  для различных значений параметра распределения  $k$ . Угол  $\beta$  отсчитывается от направления волнового вектора падающего излучения

По результатам этих исследований на рис. 2 приводится связь между параметром  $k$  и элементом  $a_{44}$  нормированной МОРС. Мы полагаем, что при интерпретации результатов зондирования реальных облаков представленные на графике результаты могут быть использованы лишь как оценочные.

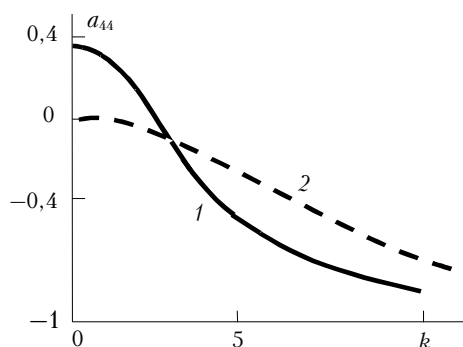


Рис. 2. Зависимость элемента  $a_{44}$  от параметра  $k$  распределений  $f_c(\beta, k)$  и  $f_n(\beta, k)$ , приведенных на рис. 1: 1 — столбики, 2 — пластинки

Реальные облака являются смесью разнородных частиц не вполне правильных форм. В них присутствуют в большом количестве мелкие частицы размерами менее 30 мкм, на которые механизм ориента-

ции действует слабо или не действует вообще. Для подобных ансамблей можно использовать выявленную моделированием закономерность, состоящую в том, что по мере увеличения доли частиц, ориентированных большими диаметрами в горизонтальное положение, элемент  $a_{44}$  принимает все большие отрицательные значения.

Как можно видеть на рис. 3 [1], значения элемента  $a_{44}$  принимают всевозможные значения, которым на рис. 2 соответствуют изменения параметра  $k$  от 0 до 10. Кроме того, встречаются большие положительные значения, не предсказанные моделированием, относительно которых мы не можем дать какой-либо комментарий. Мода распределения приходится на значение 0,1, а среднее  $\langle a_{44} \rangle = 0$ .

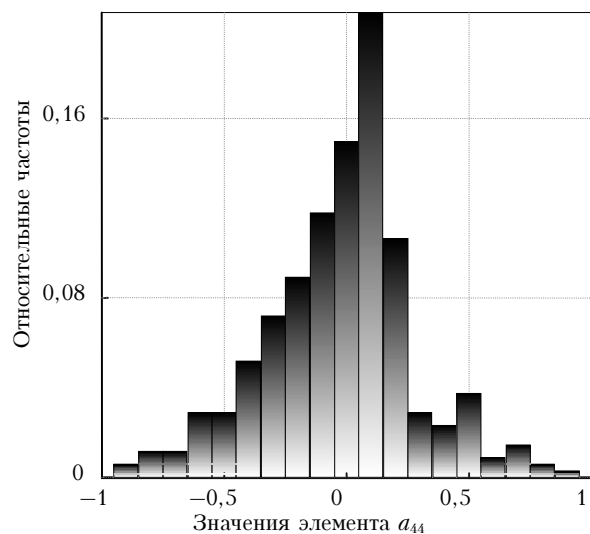


Рис. 3. Гистограмма относительных частот появлений значений элемента  $a_{44}$  нормированной МОРС. Определено по массиву из 463 матриц

Это соответствует слабой ( $k = 1 \div 2$ ) ориентации столбиков и хаотической или слабой ориентации пластинок. Можно допустить, что в реальных облаках величины  $a_{44} \geq 0$  соответствуют состояниям со слабо выраженной ориентацией. Наиболее вероятной причиной выступает большое число мелких частиц. Или крупных, но у которых отношение максимального диаметра к минимальному близко к единице.

Распределение имеет заметно выраженный абсцесс в сторону отрицательных значений. Величина  $a_{44} = -0,1$  соответствует  $k = 3$ . Условимся считать, что значения  $a_{44} < -0,1$  соответствуют состояниям с заметно выраженной ориентацией частиц большими диаметрами в горизонтальное положение. Ориентация возрастает по мере сдвига  $a_{44}$  в сторону асимптотического значения  $-1$ .

Для определения  $a_{44}$  мы предлагаем использовать круговую поляризацию лазерного излучения, а в приемнике устанавливать фазовую пластинку  $\lambda/4$ . За пластинкой устанавливается элемент, например призма Волластона, расщепляющий прошедший через пластинку свет на два пучка. Поляризация в обоих пучках линейная, а направления

поляризации взаимно ортогональные. Произвольно одно из направлений поляризации условимся считать направлением оси  $x$  и определим ее положительное направление  $\mathbf{e}_x$ . Образует праввинтовой базис системы координат  $\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y = \mathbf{e}_z$ , где  $\mathbf{e}_z$  направлен по волновому вектору приходящего излучения. Если в этой системе координат быстрая ось фазовой пластинки образует с осью  $x$  угол  $45^\circ$ , то совместное действие пластинки и призмы Волластона описывается парой «приборных» векторов-строк, действующих на вектор-столбец Стокса падающего излучения [8]:

$$\mathbf{G} = \frac{1}{2}(1 \ 0 \ 0 \ -1), \quad \mathbf{G}^* = \frac{1}{2}(1 \ 0 \ 0 \ 1). \quad (10)$$

Поляризацию лазерного излучения описываем нормированным на интенсивность вектором-столбцом Стокса

$$\mathbf{s}_0 = (1 \ 0 \ 0 \ -1)^T, \quad (11)$$

где  $T$  – транспонирование.

Уравнение зондирования записываем в следующем виде [6]:

$$P(h) \mathbf{s}(h) = \frac{1}{2} c W_0 A h^{-2} \mathbf{M}(h) \mathbf{s}_0 \times \exp \left\{ -2 \int_0^h \varepsilon(h', \varphi, \theta) dh' \right\}, \quad (12)$$

где  $P(h)$  – мощность;  $\mathbf{s}(h)$  – нормированный на интенсивность вектор Стокса рассеянного излучения;  $c$  – скорость света;  $W_0$  – энергия лазерного импульса;  $A$  – площадь приемной антенны;  $h = ct/2$  – дистанция до рассеивающего, в момент времени  $t/2$ , объема;  $\mathbf{M}(h)$  – МОРС ансамбля частиц, занимающих этот объем;  $\varepsilon(h', \varphi, \theta)$  – коэффициент ослабления.

Действуем на (12) сначала одним, а затем другим оператором (10) и переходим к дискретному представлению сигнала, который соответствует режиму счета фотонов с накоплением по  $n$  посылкам лазерного импульса. В результате получаем пару уравнений

$$N(h_i) = \frac{1}{2} c N_0 A h_i^{-2} \kappa n \Delta \tau_i \mathbf{G} \mathbf{M}(h_i) \mathbf{s}_0 \times \exp \left\{ -2 \int_0^{h_i} \varepsilon(h', \varphi, \theta) dh' \right\}, \quad (13)$$

$$N^*(h_i) = \frac{1}{2} c N_0 A h_i^{-2} \kappa^* n \Delta \tau_i \mathbf{G}^* \mathbf{M}(h_i) \mathbf{s}_0 \times \exp \left\{ -2 \int_0^{h_i} \varepsilon(h', \varphi, \theta) dh' \right\},$$

где  $N_0$  – число фотонов в лазерном импульсе;  $N(h_i)$ ,  $N^*(h_i)$  – число фотоимпульсов, зарегистри-

рованных детекторами в stroбах с длительностью  $\Delta \tau_i$  при  $n$  посылках лазерного импульса;  $\kappa$ ,  $\kappa^*$  – квантовые эффективности фотодетекторов в каналах регистрации световых потоков, образованных действием операторов (10).

Образует из (13) следующее уравнение:

$$C(h_i) = \frac{N(h_i) - N^*(h_i)}{N(h_i) + N^*(h_i)} = \frac{(\mathbf{G} - \alpha \mathbf{G}^*) \mathbf{M}(h_i) \mathbf{s}_0}{(\mathbf{G} + \alpha \mathbf{G}^*) \mathbf{M}(h_i) \mathbf{s}_0}, \quad (14)$$

$$\alpha = \kappa^* / \kappa.$$

Матрицу двухкомпонентной среды (2) представляем в следующем виде [6]:

$$\mathbf{M}(h) = A_{11}(h) [\mathbf{a}(h) + \gamma(h) \mathbf{a}_1(h) \mathbf{s}_0 \boldsymbol{\sigma}], \quad (15)$$

где  $\mathbf{a}(h) = \mathbf{A}(h)/A_{11}(h)$  – нормированная МОРС аэрозольного компонента;  $\mathbf{a}_1$  – вектор-строка, представляющий собой первую строку матрицы  $\mathbf{a}$  (величина  $A_{11}(h) \mathbf{a}_1 \mathbf{s}_0$  равна коэффициенту обратного аэрозольного рассеяния  $-\beta_a$ );  $\boldsymbol{\sigma}$  – нормированная на элемент  $\Sigma_{11}$  МОРС молекулярного рассеяния ( $\sigma_{11} = 1$ ,  $\sigma_{22} = 0,97$ ,  $\sigma_{33} = \sigma_{44} = -0,97$ ,  $\sigma_{ij} = 0$ );

$$\gamma(h) = 1/(R(h) - 1),$$

$R(h) = (\beta_a(h) + \Sigma_{11}(h))/\Sigma_{11}(h)$ ,  $R(h)$  – отношение обратного рассеяния. Эта величина должна быть определена в эксперименте по известной методике [9].

После подстановки (15) в (14), выполнения матричных операций и алгебраических преобразований получим формулу

$$a_{44}(h) = \{ (K(h) + 1) + \gamma(h) [1 + a_{14}(h)] \times \\ \times [K(h)(1 + \sigma_{44}) + (1 - \sigma_{44})] - 2K(h)a_{14}(h) \} / [1 - K(h)], \quad (16)$$

где

$$K(h) = [C(h) - 1] / \alpha [C(h) + 1].$$

Нетрудно убедиться, что при выполнении условий: ( $\alpha = 1$ ) – равенство квантовых эффективностей детекторов;  $\gamma(h) \rightarrow 0$  – плотное облако и  $a_{14} = 0$  будет выполняться  $a_{44} = C(h)$ , т.е. искомый параметр просто равен величине, которая определяется непосредственно из сигналов. Второй член в числителе – это поправка на вклад молекулярного рассеяния. При  $R(h) \rightarrow 1$  ошибки в определении  $R(h)$  могут привести к недопустимо большим ошибкам в определении элемента  $a_{44}$ . Приемлемую точность можно получить, если  $R(h) > 3$ .

Формула (16) требует априорного введения величины элемента  $a_{14}$ . Естественно взять среднее значение  $\langle a_{14} \rangle = 0$ , полученное для этого распределения в работе [1]. Мода распределения, так же как и  $\langle a_{14} \rangle$ , равна нулю, и частоты сгруппированы возле нее достаточно тесно. В соответствии с таким

распределением в представленный на рис. 4 коридор неопределенности попадает до 70% случаев, наблюдавшихся в экспериментах. В соответствии с распределением, показанным на рис. 3, в темную область попадает до 80% значений элемента  $a_{44}$ .

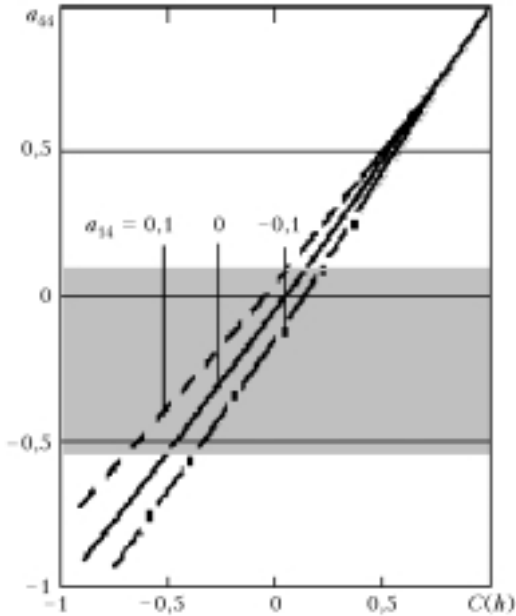


Рис. 4. Коридор неопределенности, возникающей из-за априорного предположения  $a_{14} = 0$  в величине элемента  $a_{44}$ . В формулу (16) введены  $\alpha = 1$ ,  $\gamma = 0,2$

Мы привели данные, которые позволяют оценить степень риска больших ошибок из-за неполноты эксперимента. Отметим, что риск значительно ниже, чем в эксперименте с линейной поляризацией лазерного излучения, где по умолчанию принимается  $a_{12} = 0$ .

Если принимается, что риск чрезмерен, то следует обратиться к полному эксперименту по определению элементов  $a_{14}$  и  $a_{44}$ . Для этого следует провести дополнительные измерения, аналогичные описанным выше, но с круговой поляризацией лазерного излучения противоположного знака  $s'_0 = (1 \ 0 \ 0 \ 1)$ . В результате будет получено второе уравнение вида (14). Система из двух уравнений позволяет получить разделенные значения  $a_{14}$  и  $a_{44}$ , как это показано на рис. 5, где дан пример зондирования по полной схеме.

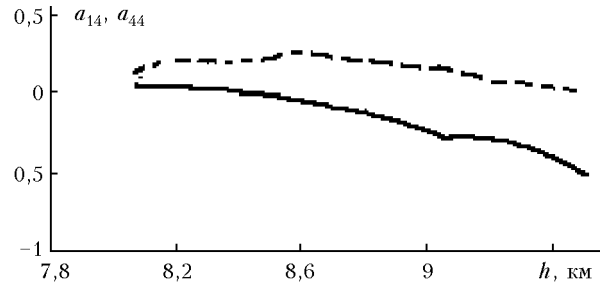


Рис. 5. Пример определения элементов МОРС  $a_{14}$  (штриховая) и  $a_{44}$  (сплошная кривая) в эксперименте с использованием двух круговых поляризаций зондирующего излучения

Работа финансово поддерживается Минпромнауки РФ (проект «Лидар», рег. № 06-21) и грантом РФФИ № 04-05-64495.

1. Кауль Б.В., Волков С.Н., Самохвалов И.В. Результаты исследований кристаллических облаков посредством лидарных измерений матриц обратного рассеяния света // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 4. С. 354–361.
2. Ромашов Д.Н., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Банк данных для интерпретации результатов пляриметрического зондирования кристаллических облаков // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 9. С. 854–861.
3. Фейгельсон Е.М. О методологии выполненного экспериментального и теоретического исследования радиационных свойств перистых облаков // Радиационные свойства перистых облаков / Под ред. Е.М. Фейгельсон. М.: Наука, 1989. С. 73–76.
4. Sassen K. and Lynch D.K. What are cirrus clouds? // Cirrus, OSA Technical Digest (Opt. Soc. of Amer. Washington DC, 1998) P. 2–3.
5. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеониздат, 1984. 198 с.
6. Волков С.Н., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Методика обработки результатов лидарных измерений матриц обратного рассеяния света // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 11. С. 982–986.
7. Кауль Б.В. Симметрия матриц обратного рассеяния света в связи с ориентацией несферических аэрозольных частиц // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 10. С. 895–900.
8. Абрамочкин А.И., Кауль Б.В., Тихомиров А.А. Оптимизация приемной системы лидара. Ч. 3. Анализаторы поляризации // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 7. С. 643–652.
9. Rassel P.B., Swisler J.Y. and McCormick P.M. Methodology of error analysis and simulation of lidar aerosol measurements // Appl. Opt. 1979. V. 18. N 22. P. 3783–3790.

*S.N. Volkov, B.V. Kaul', I.V. Samokhvalov. The use of radiation with circular polarization in laser sensing of clouds.*

The advantages of using the circularly polarized laser radiation in laser sensing of crystal clouds are justified based on the results of our investigations of backscattering matrices (BSM) of upper-level clouds. The main advantage is that in the experiment, whose complexity is quite comparable to that of the widely used technique of determining the lidar depolarization upon scattering of linearly polarized radiation, it is possible to estimate the element  $a_{44}$  of normalized BSM. In the case of sensing in zenith, this element characterizes the degree of particle orientation with large diameters in the horizontal position under the effect of aerodynamic forces arising during the fall.