

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

Банк данных для интерпретации результатов поляризационного зондирования кристаллических облаков

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

Поступила в редакцию 4.04.2000 г.

Исследуется структура матрицы обратного рассеяния ансамблей гексагональных ледяных кристаллов. Описываются архитектура и содержание банка данных для интерпретации результатов экспериментально измеренных матриц обратного рассеяния кристаллических облаков. Для расчета элементов банка данных используется метод деления пучков. Проводится анализ интегральных оптических характеристик обратного светорассеяния. Сравниваются матрицы обратного рассеяния кристаллических облаков, полученные посредством лидара «Стратосфера 1М», с модельными матрицами обратного рассеяния, рассчитанными с помощью банка данных. Показано хорошее соответствие модельных и измеренных матриц обратного рассеяния.

Введение

Данная работа является продолжением серии работ [1–3], связанных с интерпретацией результатов лазерного поляризационного зондирования кристаллических облаков. В настоящее время имеется достаточно большое количество работ, в которых приводятся как теоретические модельные исследования, так и анализ экспериментальных результатов состояния поляризации обратнорассеянного и принятого приемником лидара сигнала. В большинстве этих работ, как правило, ограничиваются измерением или расчетом деполяризационного отношения $\delta = 2I_{\perp}/(I_{\parallel} + I_{\perp})$ [4, 5] либо измерением только трех параметров Стокса I , Q и U обратнорассеянного сигнала [6], что не позволяет получить полной информации о микроструктуре и ориентированности ледяных кристаллов. В [7] было показано, что ориентированность осей кристаллов относительно горизонтальной плоскости существенно влияет на величину коэффициента ослабления перистых облаков. Наиболее полную информацию о микроструктуре перистых облаков можно получить из анализа измеренной полной матрицы обратного рассеяния (МОР), имея при этом некоторые априорные модельные расчетные данные о светорассеивающих свойствах ледяных кристаллов. Решению данной проблемы и посвящена эта работа. В рамках данной статьи мы ограничились моделями различных гексагональных столбиков и пластинок. Стоит отметить, что и ледяные кристаллы других форм вписываются в подход, предлагаемый авторами. Дальнейшая работа будет направлена на накопление и анализ модельных расчетных данных о поляризационных свойствах обратного рассеяния ледяных кристаллов других форм.

1. Структура матрицы обратного рассеяния ансамблей полиориентированных гексагональных ледяных кристаллов

В работе [3] было показано, что элементы МОР $\mathbf{P}(a, L)$, ансамбля монодисперсных гексагональных кристаллов, ориентированных с плотностью вероятности ориентации осей кристалла в пространстве $g(\alpha, \beta)$,

вычисляются путем интегрирования по полному телесному углу:

$$\mathbf{P}(a, L) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \mathbf{M}(a, L, \alpha, \beta) g(\alpha, \beta) \sin \beta d\beta d\alpha; \quad (1)$$

$$\mathbf{M}(a, L, \alpha, \beta) = \mathbf{R}(-\alpha) \cdot \mathbf{M}(a, L, 0, \beta) \cdot \mathbf{R}(-\alpha),$$

где L – длина вдоль оси кристалла; a – радиус окружности, описанной вокруг его гексагонального основания; β – угол между направлением падающего излучения (ось Oz) и осью кристалла; α – угол между плоскостью референции (xOz рис. 1) и плоскостью, содержащей направление падающего излучения и ось кристалла; $\mathbf{M}(a, L, 0, \beta)$ – усредненная по углу γ МОР гексагональных кристаллов, оси которых лежат в плоскости референции ($\alpha = 0$) и составляют угол β с направлением падающего излучения, γ – угол поворота вокруг оси кристалла:

$$\mathbf{M}(a, L, 0, \beta) = \frac{3}{\pi} \int_0^{\pi/3} \mathbf{M}'(a, L, 0, \beta, \gamma) d\gamma,$$

где $\mathbf{M}'(a, L, 0, \beta, \gamma)$ – МОР кристалла, произвольно ориентированного в плоскости референции; $\mathbf{R}(\alpha)$ – оператор преобразования параметров Стокса при вращении плоскости референции на угол α :

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

В рамках данной работы ограничимся моделями ансамблей гексагональных ледяных пластинок и столбиков, для которых выполняются следующие условия:

- оси пластинок ориентированы преимущественно перпендикулярно горизонтальной плоскости (плоскость xOy , см. рис. 1),
- оси столбиков ориентированы преимущественно в горизонтальной плоскости.

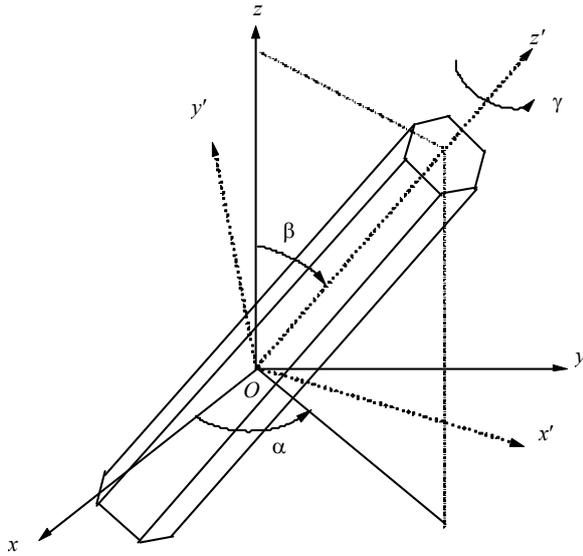


Рис. 1. Геометрия рассеяния на произвольно ориентированном гексагональном кристалле

Поскольку для усредненной по углу γ МОР произвольно ориентированного кристалла выполняются следующие условия:

$$\mathbf{M}(a, L, \alpha, \beta) = \mathbf{M}(a, L, \alpha + \pi, \beta), \quad \mathbf{M}(a, L, \alpha, \beta) = \mathbf{M}(a, L, \alpha, \pi - \beta),$$

то в выражении (1) достаточно ограничиться интегрированием по углу α от 0 до π , а по углу β от 0 до $\pi/2$. Следовательно, формула (1) запишется в виде

$$\mathbf{P}(a, L) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{\pi/2} \mathbf{M}(a, L, \alpha, \beta) g(\alpha, \beta) \sin \beta \, d\beta \, d\alpha. \quad (3)$$

В общем случае матрица $\mathbf{M}(a, L, 0, \beta)$ содержит восемь ненулевых элементов, пять из которых линейно независимы, причем

$$M_{11}(a, L, 0, \beta) - M_{22}(a, L, 0, \beta) + M_{33}(a, L, 0, \beta) - M_{44}(a, L, 0, \beta) = 0,$$

$$M_{21}(a, L, 0, \beta) = M_{12}(a, L, 0, \beta),$$

$$M_{43}(a, L, 0, \beta) = M_{34}(a, L, 0, \beta).$$

Для сокращения длины записи представим $\mathbf{M}(a, L, 0, \beta)$ в следующем виде:

$$\mathbf{M}(a, L, 0, \beta) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 & 0 \\ M_{12} & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} & M_{34} \\ 0 & 0 & -M_{34} & M_{44} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где все элементы матрицы зависят от a, L и β .

Предположим, что оси кристаллов имеют некоторую преимущественную ориентацию относительно системы координат $Oxyz$ (см. рис. 1), связанной с лидаром. Плотность вероятности ориентации осей кристаллов для такого ансамбля частиц запишем в виде произведения двух плотностей вероятности ориентации их осей по азимутальному и полярному углам:

$$g^{p,c}(\alpha, \alpha_m, k_\alpha, \beta, k_\beta) = f(\alpha, \alpha_m, k_\alpha) h^{p,c}(\beta, k_\beta), \quad (5)$$

где

$$f(\alpha, \alpha_m, k_\alpha) = \exp [k_\alpha \cos 2(\alpha - \alpha_m)] / I_0(k_\alpha)$$

– плотность вероятности ориентации осей кристаллов по азимутальному углу α (распределение типа распределения Мизеса [8], отличающееся от него наличием в выражении (5) сомножителя 2 в аргументе косинуса); $I_0(k_\alpha)$ – модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка; α_m – модальный угол распределения; k_α – параметр, характеризующий степень ориентированности кристаллов относительно модального значения угла; $h^{p,c}(\beta, k_\beta)$ – плотность вероятности ориентации осей кристаллов по полярному углу β для пластинок и столбиков (верхние индексы p и c соответственно), k_β – параметр, характеризующий степень ориентированности кристаллов относительно горизонтальной плоскости.

Отметим, что для функции $f(\alpha, \alpha_m, k_\alpha)$ выполняются следующие условия:

$$\int_0^{\pi} f(\alpha, \alpha_m, k_\alpha) \, d\alpha = \pi;$$

$$f(\alpha, \alpha_m, 0) = 1, \quad f(\alpha, \alpha_m, k_\alpha) = f(\alpha + \pi, \alpha_m, k_\alpha).$$

Поскольку нам не удалось отыскать в литературе удобные для расчетов функции $h^{p,c}(\beta, k_\beta)$, то предлагаем определить их, исходя из следующих условий:

$$1) \int_0^{\pi/2} h^{p,c}(\beta, k_\beta) \sin \beta \, d\beta = 1.$$

$$2) h^{p,c}(\beta, k_\beta) = h^{p,c}(\pi - \beta, k_\beta).$$

3) Поскольку оси пластинок ориентированы преимущественно перпендикулярно горизонтальной плоскости, то функция $h^p(\beta, k_\beta)$ принимает максимальные значения при $\beta = 0$ и $\beta = \pi$.

4) Поскольку оси столбиков ориентированы преимущественно в горизонтальной плоскости, то функция $h^c(\beta, k_\beta)$ принимает максимальное значение при $\beta = \pi/2$.

$$5) \lim_{k_\beta \rightarrow 0} h^c(\beta, k_\beta) = \lim_{k_\beta \rightarrow 0} h^p(\beta, k_\beta) = 1.$$

Таким образом, плотность вероятности ориентации осей кристаллов в пространстве при значениях параметров $k_\alpha = k_\beta = 0$ описывает хаотическую ориентацию кристаллов в пространстве, т.е. функция $g^{p,c}(\alpha, \alpha_m, 0, \beta, 0)$ равняется единице.

Исходя из перечисленных выше условий, мы сконструировали функции плотности вероятности ориентации осей гексагональных пластинок и столбиков по полярному углу β , имеющие следующий вид:

$$h^p(\beta, k_\beta) = k_\beta \exp [k_\beta |\cos \beta|] / [\exp(k_\beta) - 1],$$

$$h^c(\beta, k_\beta) = k_\beta \exp [-k_\beta |\cos \beta| - 1] / [\exp(k_\beta) - 1].$$

Примеры плотностей вероятности ориентации осей кристаллов $f(\alpha, \pi/2, k_\alpha)$, $h^p(\beta, k_\beta)$ и $h^c(\beta, k_\beta)$ для различных значений параметров k_α и k_β приведены на рис. 2.

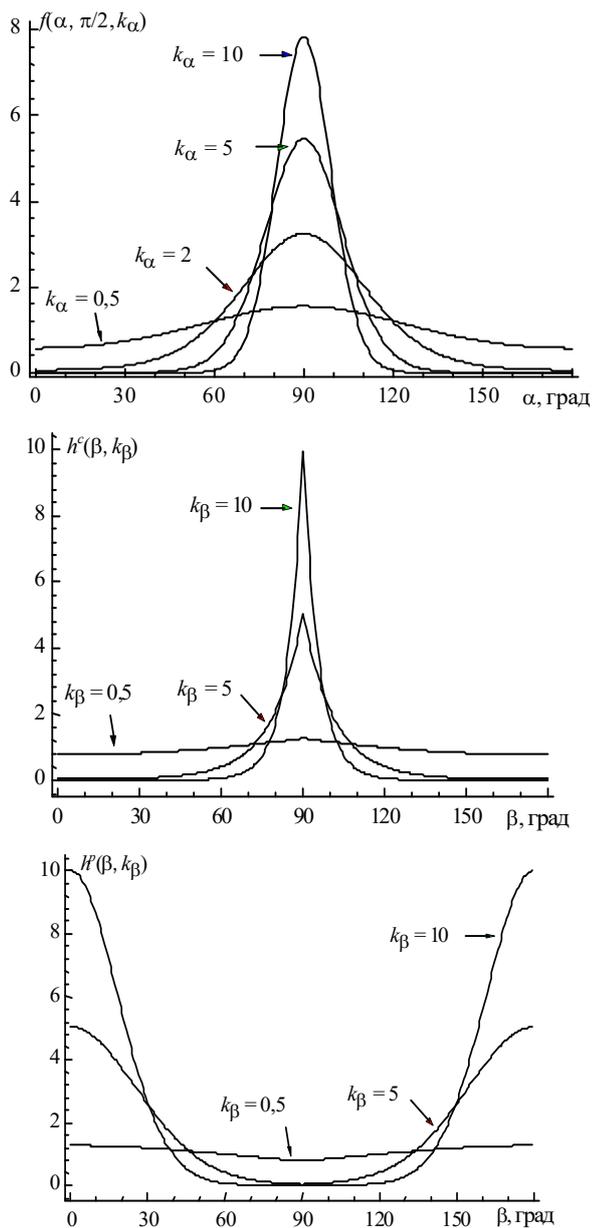


Рис. 2. Функции плотности вероятности ориентации осей пластинок и столбиков по полярному углу $\beta - h^c(\beta, k_\beta)$, $h^c(\beta, k_\beta)$ и азимутальному углу $\alpha - f(\alpha, \pi/2, k_\alpha)$ при различных значениях параметров ориентированности k_β и k_α

После интегрирования выражения (3) по углам β и α с использованием формул (2), (4), (5) получим

$$\mathbf{P}(a, L, \alpha_m, \beta_m) = \begin{pmatrix} G_{11} & i_1 G_{12} \cos 2\alpha_m & -i_1 G_{12} \sin 2\alpha_m & 0 \\ i_1 G_{12} \cos 2\alpha_m & U + i_2 W \cos 4\alpha_m & -i_2 W \sin 4\alpha_m & -i_1 G_{34} \sin 2\alpha_m \\ i_1 G_{12} \sin 2\alpha_m & i_2 W \sin 4\alpha_m & -U + i_2 W \cos 4\alpha_m & i_1 G_{34} \cos 2\alpha_m \\ 0 & -i_1 G_{34} \sin 2\alpha_m & -i_1 G_{34} \cos 2\alpha_m & G_{44} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $i_1(k_\alpha) = I_1(k_\alpha)/I_0(k_\alpha)$, $i_2(k_\alpha) = I_2(k_\alpha)/I_0(k_\alpha)$, I_0, I_1, I_2 – модифицированные функции Бесселя первого рода соответственно нулевого, первого и второго порядков;

$$U = (G_{22} - G_{33})/2; \quad W = (G_{22} + G_{33})/2;$$

$$G_{ij}^{p,c}(a, L, k_\beta) = \int_0^{\pi/2} M_{ij}(a, L, 0, \beta) h^{p,c}(\beta, k_\beta) \sin(\beta) d\beta, \quad i, j = 1, 2, 3, 4. \quad (7)$$

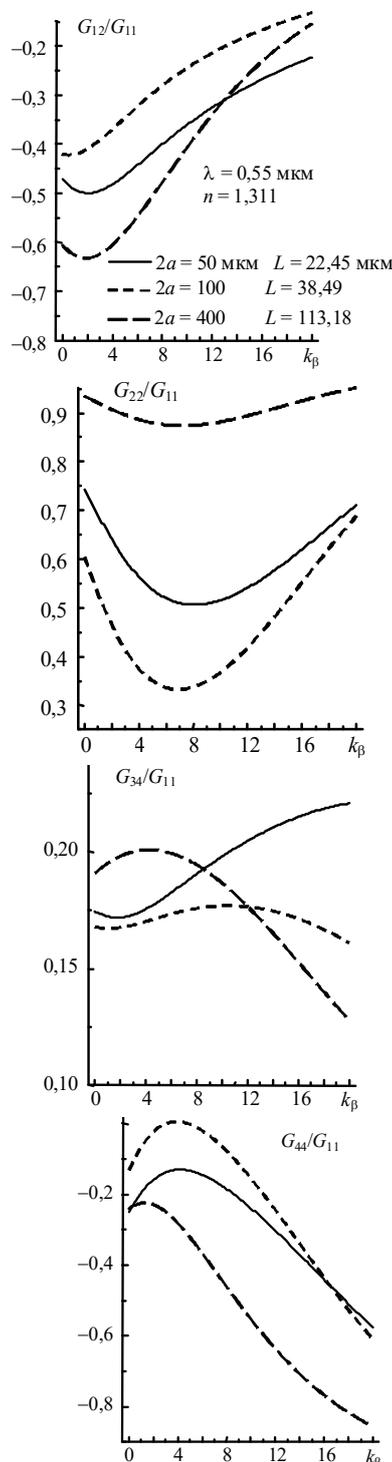


Рис. 3. Зависимость элементов матрицы обратного рассеяния \mathbf{G} – монодисперсных ансамблей гексагональных ледяных пластинок различных размеров, оси которых лежат в плоскости референции, от k_β – степени ориентированности их осей относительно модального угла $\beta_m = 0$ (флаттера пластинок)

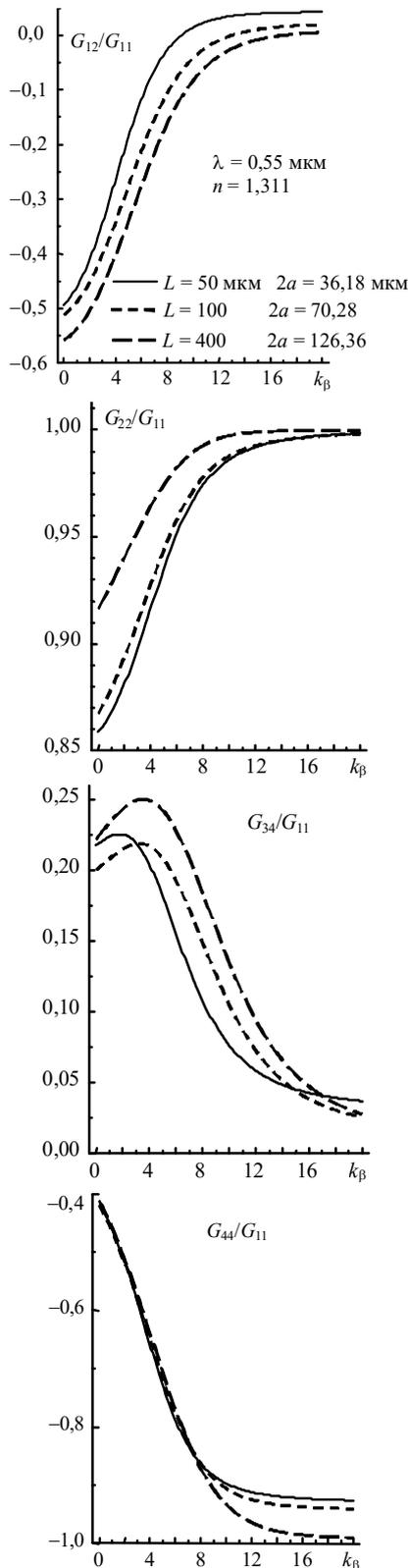


Рис. 4. Зависимость элементов матрицы обратного рассеяния \mathbf{G} – монодисперсных ансамблей гексагональных ледяных столбиков различных размеров, оси которых лежат в плоскости референции, от k_β – степени ориентированности их осей относительно модального угла $\beta_m = \pi/2$ (флаттера столбиков)

Таким образом, для того чтобы получить МОР ансамбля монодисперсных полиориентированных гексагональных кристаллов, достаточно рассчитать и сохранить матрицу $\mathbf{M}(a, L, 0, \beta)$ в виде таблицы с достаточно мелким шагом по углу β (в особенности вблизи точек $\beta = 0$ и $\beta = \pi/2$). Элементы этой матрицы для различных значений параметров a , L и β являются наименьшими основными элементами банка данных для интерпретации результатов лазерного поляризационного зондирования кристаллических облаков.

На рис. 3 приведены зависимости от k_β четырех приведенных элементов матрицы рассеяния \mathbf{G} для трех различных монодисперсных ансамблей ледяных гексагональных пластинок, оси которых лежат в плоскости референции. Предполагается, что оси пластинок ориентированы преимущественно вертикально. Зависимости таких же интегральных элементов для трех различных монодисперсных ансамблей ледяных гексагональных столбиков приведены на рис. 4.

Из поведения кривых, изображенных на рис. 3 и 4, можно сделать следующие выводы:

- с ростом k_β значения всех элементов \mathbf{G} асимптотически стремятся к значениям аналогичных элементов МОР для сферических частиц;
- значения G_{22}/G_{11} для пластинок существенно меньше, чем для столбиков;
- значения G_{44}/G_{11} для пластинок существенно больше, чем для столбиков;
- значения G_{34}/G_{11} для столбиков больше, чем для пластинок;
- значения G_{12}/G_{11} , при небольших значениях k_β , уменьшаются с увеличением размеров кристаллов.

2. Банк данных для интерпретации результатов лазерного поляризационного зондирования кристаллических облаков (БЛПЗКО)

В момент написания данной статьи БЛПЗКО содержал двумерные массивы данных $\mathbf{M}(a_j, L_j, 0, \beta_i)$, $j = 1, 2, \dots, 110$; $i = 0, 1, 2, \dots, 466$, для пяти типов гексагональных ледяных кристаллов. Все расчеты $\mathbf{M}(a_j, L_j, 0, \beta_i)$ выполнены программой, написанной на основе метода деления пучков (МДП) [3, 9] для длины волны падающего излучения $\lambda = 0,55$ мкм и показателя преломления $n = 1,311$.

Массивы $\mathbf{M}(a_j, L_j, 0, \beta_i)$ являются двумерными, поскольку связь между a_j и L_j задавалась функционально в виде

$$L_j = A(2 a_j)^p,$$

где A и p – константы, значения которых для пяти вышеуказанных типов гексагональных ледяных кристаллов взяты из [10] и приведены в табл. 1.

Таблица 1

Эмпирические соотношения между $2a$ и L для гексагональных ледяных кристаллов, информация о МОР для которых содержится в банке БЛПЗКО

Тип кристаллов	A	p	Диапазон размеров по наибольшей оси, мкм
Тонкие пластинки	1,79	0,474	10...3000
Толстые пластинки	1,07	0,778	10...1000
Длинные столбики	$1,48 \cdot 10^{-2}$	2,288	50...4000
Столбики $L/2a > 2$	2,07	1,079	10...1000
Столбики $L/2a < 2$	1,18	1,044	10...1000

Отметим, что размерность массива β_i является фиксированной, в то время как размерность массивов a_j и L_j – переменной, т.е. банк данных может постоянно пополняться данными для других размеров и типов кристаллов.

3. Интерпретация измеренных МОР

Интерпретация экспериментально измеренной МОР \mathbf{S} с использованием БЛПЗКО осуществляется программой MODFIND. Входными параметрами программы являются: $S(4 \times 4)$ – экспериментально измеренная МОР; β_m – модальное значение угла β ; $k_{\beta\max}$ – максимальное значение величины k_β ; thd – максимально допустимая разность по модулю между элементами S_{44}/S_{11} – экспериментальной и P_{44}/P_{11} – моделируемой МОР, которые задаются в текстовом файле `bsm.ind`. Выходные параметры, которые выводятся в текстовый файл `bsm.out`, – $a, L, \alpha_m, k_\alpha, \beta_m, k_\beta$ и \mathbf{P} .

На первом этапе программа MODFIND последовательно для каждого фиксированного j считывает сечение массива $M(a_j, L_j, 0, *)$ по всем углам $\beta_i, i = 0, 1, \dots, 466$. Для каждого фиксированного сечения программа моделирует по формуле (7) матрицы $\mathbf{G}(a_j, L_j, k_\beta)$ для значений k_β от 0 до $k_{\beta\max}$ с шагом $\Delta k_\beta = 0,1$. Матрицы \mathbf{G} , не удовлетворяющие условию $|G_{44}/G_{11} - S_{44}/S_{11}| \leq \text{thd}$, из дальнейшего рассмотрения опускаются. С помощью равенств $\mathbf{S} \approx \mathbf{P}$ и (6) определяется угол преимущественной ориентации – α_m . Затем для каждой фиксированной матрицы \mathbf{G} программа моделирует по формулам (6) различные матрицы \mathbf{P} . Матрицы \mathbf{P} , для элементов которой выполняются условия: $|P_{22}/P_{11} - S_{22}/S_{11}| \leq \text{thd}$, $|P_{33}/P_{11} - S_{33}/S_{11}| \leq \text{thd}$, $|P_{12}/P_{11} - S_{12}/S_{11}| \leq \text{thd}$, вместе с параметрами $a, L, \alpha_m, k_\alpha, \beta_m$ и k_β выводятся в выходной текстовый файл.

Для иллюстрации работы программы MODFIND с данными, извлеченными из БЛПЗКО, была проведена интерпретация трех различных по структуре измеренных МОР. В табл. 2 представлена интерпретация измеренной матрицы, приведенной в [11]. Характерной особенностью измеренной МОР являются очень большие по модулю значения S_{12}/S_{11} и S_{34}/S_{11} . Это приводит к тому, что модельный ансамбль гексагональных ледяных столбиков, у которого рассчитанная МОР наиболее близка к измеренной, имеет высокие значения k_α и низкие k_β . Таким образом, оси столбиков слабо ориентированы относительно горизонтальной плоскости и очень сильно относительно базисной плоскости лидара. Скорее всего, такая ориентированность связана с очень сильными западными струйными течениями (базисная плоскость лидара при проведении измерений примерно совпадала с меридиональной плоскостью).

В табл. 3 приведены модельные ансамбли пластинчатых ледяных кристаллов, МОР которых \mathbf{P} наиболее близка к измеренной \mathbf{S} [2]. Значения микроструктурных параметров показывают, что ансамбли состоят как из мелких, так и из крупных по размеру пластинок, оси которых ориентированы практически вертикально с небольшим флаттером и отсутствует ярко выраженная ориентация относительно плоскости референции.

Третья измеренная \mathbf{S} была рассчитана путем усреднения на высотах от 7,5 до 8,5 км высотных профилей МОР, приведенных в [11]. Оказалось, что такой слой очень хорошо интерпретируется модельными ансамблями крупных ледяных толстых пластин диаметром от 400 до 1000 мкм. Результаты интерпретации измеренной МОР представлены в табл. 4. Значения параметров k_α и k_β , приведенные в табл. 4, показывают, что оси пластин имеют четко выраженную вертикальную ориентацию с достаточно большим флаттером, а также не очень строго ориентированы относительно базисной плоскости лидара.

Таблица 2

Результаты сравнения вычисленных матриц \mathbf{P} и экспериментально измеренной (нижняя строка) МОР												
α_m	k_α	k_β	a , МКМ	L , МКМ	P_{22}	P_{33}	P_{44}	P_{12}	P_{13}	P_{34}	P_{24}	P_{23}
90,00	3,96	0,50	13,07	70,00	0,779	-0,553	-0,332	0,431	0,000	-0,186	0,000	0,000
90,00	3,76	0,50	16,49	90,00	0,783	-0,563	-0,347	0,435	0,000	-0,181	0,000	0,000
90,00	3,60	0,50	22,36	125,00	0,785	-0,569	-0,354	0,438	0,000	-0,184	0,000	0,000
90,00	3,46	0,50	26,48	150,00	0,781	-0,566	-0,347	0,439	0,000	-0,186	0,000	0,000
90,00	3,36	0,50	34,57	200,00	0,782	-0,569	-0,351	0,441	0,000	-0,186	0,000	0,000
90,00	3,22	0,50	50,34	300,00	0,776	-0,565	-0,342	0,444	0,000	-0,205	0,000	0,000
90,00	3,04	0,50	124,93	800,00	0,785	-0,560	-0,345	0,431	0,000	-0,206	0,000	0,000
90,00	4,08	0,60	13,07	70,00	0,783	-0,554	-0,337	0,430	0,000	-0,188	0,000	0,000
90,00	3,68	0,60	14,79	80,00	0,775	-0,557	-0,332	0,437	0,000	-0,186	0,000	0,000
90,00	3,86	0,60	16,49	90,00	0,787	-0,566	-0,353	0,434	0,000	-0,183	0,000	0,000
90,00	3,54	0,60	26,48	150,00	0,785	-0,568	-0,354	0,439	0,000	-0,187	0,000	0,000
90,00	3,28	0,60	50,34	300,00	0,779	-0,568	-0,348	0,444	0,000	-0,206	0,000	0,000
90,00	3,10	0,60	124,93	800,00	0,789	-0,563	-0,352	0,431	0,000	-0,207	0,000	0,000
90,00	4,20	0,70	13,07	70,00	0,786	-0,556	-0,343	0,429	0,000	-0,189	0,000	0,000
90,00	3,76	0,70	14,79	80,00	0,778	-0,559	-0,337	0,436	0,000	-0,188	0,000	0,000
90,00	3,98	0,70	16,49	90,00	0,791	-0,568	-0,359	0,433	0,000	-0,184	0,000	0,000
90,00	3,16	0,70	124,93	800,00	0,794	-0,566	-0,360	0,430	0,000	-0,209	0,000	0,000
90,00	4,36	0,80	13,07	70,00	0,790	-0,557	-0,348	0,427	0,000	-0,191	0,000	0,000
90,00	3,84	0,80	14,79	80,00	0,781	-0,561	-0,342	0,435	0,000	-0,189	0,000	0,000
90,00	3,22	0,80	124,93	800,00	0,798	-0,569	-0,367	0,429	0,000	-0,210	0,000	0,000
90,00	4,56	0,90	13,07	70,00	0,795	-0,558	-0,354	0,426	0,000	-0,193	0,000	0,000
90,00	3,94	0,90	14,79	80,00	0,784	-0,563	-0,347	0,434	0,000	-0,190	0,000	0,000
90,00	4,78	1,00	13,07	70,00	0,799	-0,560	-0,359	0,425	0,000	-0,195	0,000	0,000
90,00	4,06	1,00	14,79	80,00	0,788	-0,564	-0,353	0,433	0,000	-0,192	0,000	0,000
90,00	4,18	1,10	14,79	80,00	0,792	-0,566	-0,358	0,432	0,000	-0,194	0,000	0,000
90,00	4,32	1,20	14,79	80,00	0,796	-0,568	-0,364	0,430	0,000	-0,195	0,000	0,000
Экспериментальная [11] $\text{thd} = 0,025$					S_{22}	S_{33}	S_{44}	S_{12}	S_{13}	S_{34}	S_{24}	S_{23}
					0,780	-0,550	-0,350	0,430	0,000	-0,280	0,000	0,000

Таблица 3

Результаты сравнения вычисленных матриц P и экспериментально измеренной (нижняя строка) МОР												
α_m	k_α	k_β	a , МКМ	L , МКМ	P_{22}	P_{33}	P_{44}	P_{12}	P_{13}	P_{34}	P_{24}	P_{23}
86,20	0,50	4,00	500,00	230,88	0,671	-0,655	-0,326	0,148	0,019	-0,050	-0,006	-0,002
86,20	0,50	4,10	500,00	230,88	0,674	-0,657	-0,331	0,147	0,019	-0,050	-0,006	-0,002
86,20	0,60	4,50	150,00	90,49	0,672	-0,655	-0,327	0,147	0,019	-0,056	-0,007	-0,002
86,20	0,60	4,60	150,00	90,49	0,674	-0,657	-0,332	0,147	0,019	-0,056	-0,007	-0,002
86,20	0,54	5,20	200,00	113,18	0,671	-0,657	-0,329	0,148	0,019	-0,051	-0,006	-0,001
86,20	0,54	5,30	200,00	113,18	0,673	-0,659	-0,333	0,147	0,019	-0,051	-0,006	-0,001
86,20	0,54	5,70	300,00	155,16	0,669	-0,658	-0,327	0,146	0,019	-0,050	-0,006	-0,001
86,20	0,54	5,80	300,00	155,16	0,671	-0,660	-0,331	0,145	0,019	-0,050	-0,006	-0,001
86,20	0,56	5,90	300,00	155,16	0,673	-0,662	-0,335	0,149	0,019	-0,052	-0,006	-0,001
86,20	0,66	6,40	15,00	15,09	0,665	-0,659	-0,325	0,148	0,019	-0,062	-0,008	-0,000
86,20	0,66	6,50	15,00	15,09	0,666	-0,661	-0,327	0,148	0,019	-0,062	-0,008	-0,000
86,20	0,66	6,60	15,00	15,09	0,667	-0,662	-0,330	0,147	0,019	-0,062	-0,008	-0,000
86,20	0,66	6,70	15,00	15,09	0,668	-0,663	-0,332	0,146	0,019	-0,062	-0,008	-0,000
86,20	0,66	6,80	15,00	15,09	0,670	-0,665	-0,335	0,146	0,019	-0,063	-0,008	-0,000
86,20	0,68	6,90	15,00	15,09	0,671	-0,666	-0,338	0,149	0,019	-0,064	-0,008	-0,000
86,20	0,68	7,00	15,00	15,09	0,672	-0,668	-0,340	0,148	0,019	-0,065	-0,008	-0,000
86,20	0,68	7,10	15,00	15,09	0,674	-0,669	-0,343	0,148	0,019	-0,065	-0,008	-0,000
86,20	1,16	9,30	100,00	66,01	0,659	-0,669	-0,329	0,148	0,019	-0,093	-0,012	0,001
86,20	1,18	9,40	100,00	66,01	0,661	-0,672	-0,334	0,149	0,019	-0,094	-0,012	0,001
Экспериментальная [2] thd = 0,025					S_{22}	S_{33}	S_{44}	S_{12}	S_{13}	S_{34}	S_{24}	S_{23}
					0,650	-0,650	-0,350	0,150	0,020	-0,100	-0,005	0,000

Таблица 4

Результаты сравнения вычисленных матриц P и экспериментально измеренной (нижняя строка) МОР												
α_m	k_α	k_β	a , МКМ	L , МКМ	P_{22}	P_{33}	P_{44}	P_{12}	P_{13}	P_{34}	P_{24}	P_{23}
88,84	1,36	3,60	450,00	212,71	0,714	-0,612	-0,327	0,349	0,014	-0,115	-0,004	-0,004
88,84	1,34	3,70	400,00	194,08	0,714	-0,611	-0,325	0,350	0,014	-0,110	-0,004	-0,004
88,84	1,38	3,70	450,00	212,71	0,718	-0,614	-0,332	0,350	0,014	-0,117	-0,004	-0,004
88,84	1,36	3,80	400,00	194,08	0,717	-0,613	-0,330	0,352	0,014	-0,112	-0,004	-0,004
88,84	1,40	3,80	450,00	212,71	0,721	-0,616	-0,338	0,351	0,014	-0,118	-0,004	-0,004
88,84	1,36	3,90	400,00	194,08	0,719	-0,616	-0,336	0,350	0,014	-0,112	-0,004	-0,004
88,84	1,42	4,00	350,00	174,93	0,715	-0,613	-0,328	0,354	0,014	-0,111	-0,004	-0,004
88,84	1,38	4,00	400,00	194,08	0,722	-0,618	-0,341	0,352	0,014	-0,113	-0,004	-0,004
88,84	1,40	4,00	500,00	230,88	0,715	-0,610	-0,326	0,352	0,014	-0,120	-0,004	-0,004
88,84	1,44	4,10	350,00	174,93	0,718	-0,615	-0,333	0,355	0,014	-0,112	-0,004	-0,004
88,84	1,40	4,10	500,00	230,88	0,717	-0,614	-0,331	0,350	0,014	-0,120	-0,004	-0,004
88,84	1,44	4,20	350,00	174,93	0,720	-0,618	-0,339	0,353	0,014	-0,112	-0,004	-0,004
88,84	1,42	4,20	500,00	230,88	0,721	-0,616	-0,337	0,351	0,014	-0,122	-0,004	-0,004
88,84	1,46	4,30	350,00	174,93	0,723	-0,621	-0,344	0,354	0,014	-0,113	-0,004	-0,004
88,84	1,42	4,30	500,00	230,88	0,723	-0,619	-0,342	0,349	0,014	-0,122	-0,004	-0,004
88,84	1,76	5,10	250,00	134,64	0,705	-0,620	-0,326	0,388	0,015	-0,120	-0,004	-0,003
88,84	1,64	5,20	200,00	113,18	0,714	-0,614	-0,329	0,360	0,014	-0,125	-0,005	-0,004
88,84	1,66	5,30	200,00	113,18	0,716	-0,616	-0,333	0,361	0,014	-0,126	-0,005	-0,004
88,84	1,66	5,40	200,00	113,18	0,718	-0,619	-0,337	0,359	0,014	-0,126	-0,005	-0,004
88,84	1,68	5,50	200,00	113,18	0,720	-0,621	-0,342	0,359	0,014	-0,127	-0,005	-0,004
Экспериментальная [11] thd = 0,025					S_{22}	S_{33}	S_{44}	S_{12}	S_{13}	S_{34}	S_{24}	S_{23}
					0,704	-0,602	-0,345	0,359	0,015	-0,090	-0,054	-0,009

Анализ поведения значений параметров k_α и k_β в табл. 2–4 для одного и того же кристалла приводит к выводу, что чем более строго ориентирован кристалл относительно горизонтальной плоскости (пластинки осями вертикально, а столбики осями горизонтально), тем они сильнее ориентируются относительно плоскости референции.

В [2] также было проведено сравнение экспериментально измеренных МОР (см. табл. 2, 4) с рассчитанными на основе модели цилиндрических матриц обратного рассеяния. Анализ обеих моделей вычисленных МОР показывает, что модели ансамблей гексагональных ледяных кристаллов гораздо лучше описывают закономерности обратного светорассеяния кристаллических облаков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № Р98-02-03031) Министерства науки РФ на установке «Лидар» (рег. № 06-21).

1. Ромашов Д.Н., Рахимов Р.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 8. С. 891–898.
2. Кауль Б.В., Ромашов Д.Н., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 10. С. 392–400.
3. Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 5. С. 1115–1121.
4. Sun Yi-Yi, Li Zhi-Ping, Boesenberg J. // Appl. Opt. 1989. V. 28. N 17. P. 3625–3638.
5. Mishchenko M., Sassen K. // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. N 3. P. 309–312.
6. Ben-David A. // J Geophys. Res. 1998. V. 103. N 3. P. 26.041–26.050.
7. Кауль Б.В., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1485–1492.
8. Мардуа К. Статистический анализ угловых наблюдений. М.: Наука, 1978. 239 с.
9. Попов А.А. Рассеяние электромагнитной плоской волны на полупрозрачном выпуклом многограннике произвольной формы // Изв. вузов. Физика. Томск, 1984. 56 с. Депон. в ВИНТИ, № 8006.

10. Волковицкий О.П., Павлов Л.П., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 200 с.

11. Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Половцева Е.Р., Самохвалов И.В., Стыкон А.П. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 2. С. 191–201.

D.N. Romashov, B.V. Kaul, I.V. Samokhvalov. **Databank for interpretation of results of the crystalline clouds polarized sensing.**

The structure of backscattering matrix for an ensemble of hexagonal ice crystals is under study. The architecture and contents of the databank intended for interpreting the results of experimentally measured backscattering matrices of crystalline clouds, are described. To calculate the databank elements the method of beam division is used. The integral optical characteristics of the light backscattering are analyzed. A comparison is conducted between the matrices obtained with the lidar «Stratosphere 1M» and those calculated with the databank. Good agreement between the experimental and calculated data is shown.