

УДК 535.36; 535.44

Матрица экстинкции атмосферных ледяных кристаллов при их преимущественной пространственной ориентации для видимого и ИК-диапазонов

Н.В. Кустова¹, А.В. Коношонкин^{1,2}, Д.Н. Тимофеев¹, В.А. Шишко^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 8.06.2018 г.

Представлена матрица экстинкции для ансамбля ледяных гексагональных пластинок и столбиков. Проведена оценка матрицы экстинкции для кристаллов вида дроксталл и «пуля». Расчеты проведены для частиц с характерными размерами от 10 до 100 мкм, длин волн от 0,3 до 10 мкм, в предположении гамма-распределения частиц по размерам с параметром ширины $\mu < 4$. Установлено, что в видимом диапазоне длин волн матрица экстинкции ансамбля атмосферных ледяных кристаллов является единичной с коэффициентом, равным удвоенной площади проекции частицы. Погрешность такого представления не превышает десятых долей процента и не зависит от типа кристаллов и их пространственной ориентации. Также установлено, что в ИК-области такое представление матрицы экстинкции возможно только для гексагональных столбиков, «пуль» и им подобных кристаллов с характерным размером больше 20 мкм для длин волн меньше 8 мкм.

Ключевые слова: коэффициент ослабления, матрица экстинкции, перистые облака, физическая оптика, рассеяние света, ледяные кристаллы; extinction coefficient, extinction matrix, cirrus clouds, physical optics, light scattering, ice crystals.

Введение

Задаче рассеяния света на перистых облаках в последние десятилетия уделяется пристальное внимание во всем международном научном сообществе [1–4]. Перистые облака покрывают до 30% земной поверхности и оказывают заметное влияние на радиационный баланс планеты. Отдельного внимания заслуживает ослабление оптического излучения перистыми облаками. Количественно ослабление характеризуется коэффициентом экстинкции (коэффициент ослабления, англ. extinction coefficient) в случае решения уравнения переноса в скалярном виде и матрицей экстинкции при численном решении векторного уравнения переноса излучения. Исследование этого параметра для перистых облаков требует решения задачи рассеяния света на атмосферных ледяных кристаллах в направлении строго вперед. Такая задача, как и задача рассеяния света в обратном направлении, необходимая для интерпретации лидарных данных [5–7], плохо поддается решению.

Основная сложность решения задачи рассеяния света на атмосферных ледяных частицах заключается в том, что размер таких частиц может существенно (в сотни и тысячи раз) превышать длину волны падающего излучения. При этом форма кристаллов льда не может быть аппроксимирована сферами или сфероидами, для которых существуют аналитические (теория Г. Ми [8]) или эффективные численные методы (метод Т-матриц [9, 10]).

При рассеянии света на атмосферных ледяных кристаллах в направлении строго вперед решение задачи не может быть получено ни точными численными методами, такими как FDTD [11, 12] или DDA [13, 14] (ввиду их значительной трудоемкости, существенно возрастающей с размером частицы), ни в приближении геометрической оптики, поскольку в этом приближении не учитываются волновые свойства света, играющие ключевую роль в формировании рассеянного поля. Можно констатировать, что единственный приемлемый метод для решения поставленной задачи — метод физической оптики [15–18], который является развитием приближения геометрической оптики и в котором волновые свойства света учитываются в рамках понятий дифракции и интерференции.

Впервые метод физической оптики для расчета коэффициента экстинкции на ледяных кристаллах

* Наталья Валентиновна Кустова (kustova@iao.ru); Александр Владимирович Коношонкин (sasha_tvo@iao.ru); Дмитрий Николаевич Тимофеев (tdn@iao.ru); Виктор Андреевич Шишко (sva@iao.ru).

был использован А.А. Поповым в 1988 г. [19] и развивался в работе А.А. Попова и О.В. Шефер [20]. В ней было аналитически показано, что для кристаллов с плоскопараллельными гранями рассеянное в направлении вперед поле является суперпозицией дифракционного и преломленного полей. Такое разложение имеет важное физическое значение, поскольку для дифракционного поля коэффициент экстинкции равен удвоенной площади проекции частицы и имеет нулевой спектральный ход. Преломленное поле — это поле, прошедшее сквозь частицу и вышедшее в направлении рассеяния строго вперед. Оно также пропорционально двойной площади проекции, но в отличие от дифракционного поля имеет значительный спектральный ход и существенно осциллирует при изменении размеров частицы.

В статье [21] было показано, что для частиц, не имеющих плоскопараллельных граней, преломленное поле в направлении рассеяния вперед пренебрежимо мало по сравнению с дифракционным полем и, следовательно, коэффициент экстинкции всегда равен удвоенной площади проекции частицы. Такой вывод был сделан для круглого пластинчатого кристалла, однако наши расчеты [22, 23] показывают, что для кристаллических частиц сложной формы преломленное поле в направлении рассеяния вперед в отдельных случаях может быть значительным за счет переотражения поля внутри частицы.

В работе [24] А.Г. Боровой, А.А. Попов и О.В. Шефер теоретически показали, что при усреднении по размерам некоторого ансамбля частиц быстрые осцилляции преломленного поля, вызванные изменениями размера частицы, должны нивелироваться в области видимой части спектра и среднее значение коэффициента экстинкции можно принимать равным двойной площади проекции частицы. В ИК-области спектра этого не происходит. Численное исследование спектрального хода коэффициента экстинкции было проведено только в 2006 г. [25]. Было показано, что коэффициент экстинкции в видимой области имеет значительные осцилляции в зависимости от длины волны, в то время как в ИК-области спектральный ход значительно слабее. Усреднение по ансамблю частиц в данной работе не проводилось.

Подробное теоретическое исследование коэффициента экстинкции на круглой пластинке представлено в работах [26, 27], однако в них приводится численное решение лишь для отдельных ориентаций и размеров частицы. Переход от решения задачи на одной частице к совокупности ориентированных пластинок предпринят в статьях [28, 29], при этом авторы по каким-то причинам при усреднении по размерам частиц выбирали гамма-распределение с далекими от реальности параметрами: ширина распределения $\mu = 10-40$, в то время как в эксперименте очень редко наблюдаются $\mu > 4$ [30]. Обобщение данной работы на кристаллы других форм сделано О.В. Шефер в публикациях [31, 32]. В них делается важный вывод: если изменение размера частицы по сравнению с длиной волны света существенно при выбранном распределении по разме-

рам, то наблюдается нейтральный ход коэффициента экстинкции.

Однако во всех указанных выше работах, как и в работе [33], посвященной прохождению излучения через облако, не учитывается распределение частиц в облаке по ориентациям, расчеты выполнены для строго горизонтально ориентированных кристаллов.

Данная статья посвящена исследованию матрицы экстинкции для ансамблей атмосферных ледяных кристаллов, характерных для перистых облаков. Исследуется влияние пространственной ориентации на матрицу экстинкции.

Решение задачи рассеяния света в направлении строго вперед

Для описания прохождения света в среде, как правило, используют следующее векторное дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\mathbf{I}(\mathbf{n})}{dx} = -n_0 \langle \mathbf{K}(\mathbf{n}) \rangle \mathbf{I}(\mathbf{n}), \quad (1)$$

где \mathbf{n} — направление распространения излучения; $\langle \mathbf{K} \rangle$ — матрица экстинкции размерностью 4×4 , усредненная по ансамблю частиц в слое толщиной dx ; \mathbf{I} — вектор-параметр Стокса; n_0 — плотность частиц. В случае однородного слоя, когда матрица экстинкции не зависит от x , решением уравнения (1) является выражение

$$\mathbf{I}(x) = \exp(-n_0 \langle \mathbf{K} \rangle x) \mathbf{I}^0 = \mathbf{T}(x) \mathbf{I}^0 \quad (2)$$

(\mathbf{I}^0 — вектор-параметр Стокса падающего поля; \mathbf{T} — матрица пропускания).

В скалярном случае выражение (2) принимает хорошо известный вид

$$I(x) = \exp(-n_0 \sigma_{\text{ext}} x) I^0 = \exp(-\tau) I^0 = T(x) I^0, \quad (3)$$

где вместо матрицы экстинкции $\langle \mathbf{K} \rangle$ стоит сечение экстинкции σ_{ext} ; τ — оптическая толщина; T — коэффициент пропускания.

Здесь важно подчеркнуть, что при решении векторного уравнения переноса излучения вместо коэффициента пропускания имеет место матрица пропускания. Следовательно, при вычислении энергетического потока интенсивность прошедшего через однородный слой излучения может быть записана как

$$I_1 = T_{11} I_1^0 + T_{12} I_2^0 + T_{13} I_3^0 + T_{14} I_4^0. \quad (4)$$

Здесь I_i — элементы вектор-параметра Стокса; T_{ij} — элементы матрицы $\mathbf{T} = \exp(-n_0 \langle \mathbf{K} \rangle x)$, которая может быть найдена в виде ряда

$$\exp(\mathbf{A}t) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{t^k \mathbf{A}^k}{k!}. \quad (5)$$

Данное выражение отражает тот факт, что по мере прохождения поляризованного излучения в среде происходит поворот плоскости поляризации на каждом элементарном слое.

Стоит также заметить, что, согласно оптической теореме [34], матрица экстинкции может быть выражена через амплитудную матрицу размерностью 2×2 (матрицу Джонса)

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\lambda} \begin{pmatrix} A & C \\ D & B \end{pmatrix} \quad (6)$$

следующим образом:

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \text{Im}(A+B) & \text{Im}(A-B) & -\text{Im}(C+D) & \text{Re}(D-C) \\ \text{Im}(A-B) & \text{Im}(A+B) & \text{Im}(D-C) & -\text{Re}(C+D) \\ -\text{Im}(C+D) & -\text{Im}(D-C) & \text{Im}(A+B) & \text{Re}(B-A) \\ \text{Re}(D-C) & \text{Re}(C+D) & -\text{Re}(B-A) & \text{Im}(A+B) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где λ — длина волны.

При наличии зеркальной симметрии имеет место $C = D = 0$, $B \neq A$ [35] и матрица экстинкции становится блочной. А при наличии осевой симметрии относительно линии распространения излучения $B = A$, $C = D = 0$ [35] и

$$\mathbf{K} = \text{Im}(A+B) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \sigma_{\text{ext}} \mathbf{U} \quad (8)$$

(\mathbf{U} — единичная матрица). В этом случае *векторное уравнение переноса сводится к скалярному*. В природе случай осевой симметрии наблюдается при хаотической ориентации симметричных кристаллических частиц, а случай зеркальной симметрии — при преимущественной пространственной ориентации симметричных ледяных пластинок.

В данной работе для решения задачи рассеяния света в направлении строго вперед используется метод физической оптики [18]. Он успешно применялся авторами для нахождения матрицы обратного

рассеяния света на ледяных кристаллических частицах. Ввиду того, что метод [18] применяется для решения задачи рассеяния вперед впервые, то для его валидации было проведено сравнение полученных результатов с результатами, представленными в работе [26].

На рис. 1 представлены элементы K_{11} , K_{12} , K_{34} , полученные А.А. Поповым и О.В. Шефер, а на рис. 2 — K_{11} , K_{12} , K_{34} , полученные с использованием метода физической оптики. Из рисунков видно, что при малых углах наклона частицы элементы очень хорошо совпадают. К сожалению, сделать какие-либо количественные оценки совпадения решений невозможно, поскольку авторам не доступны исходные данные, полученные О.В. Шефер.

Из рис. 1 и 2 также следует, что используемая О.В. Шефер модель круглой пластинки действительно хорошо применима для решения задачи при углах наклона гексагональной пластинки до 40° . Однако при больших углах наклона существенным становится прохождение света сквозь боковые грани гексагональной ледяной пластинки, что не может быть адекватно учтено в рамках модели круглой пластинки. Теоретически такое отличие должно быть хорошо заметно при углах наклона пластинки, близких к 90° , тем не менее уже при угле наклона 70° видно различие в расчетах, а именно: кривая 6 касается кривой 2 в модели круглой пластинки (рис. 1, б) и не касается в модели шестигранной пластинки (рис. 2, б).

Результаты расчетов

В работах А.А. Попова и О.В. Шефер [21, 24] показано, что осцилляции элементов матрицы экстинкции вызваны явлениями интерференции дифракционного и рассеянного полей. При этом матрицу экстинкции можно записать как

$$\mathbf{K} = \mathbf{K}^{\text{тень}} + \mathbf{K}^{\text{пр}} = 2s\mathbf{U} + \mathbf{K}^{\text{пр}} = 2s(\mathbf{U} + \delta), \quad (9)$$

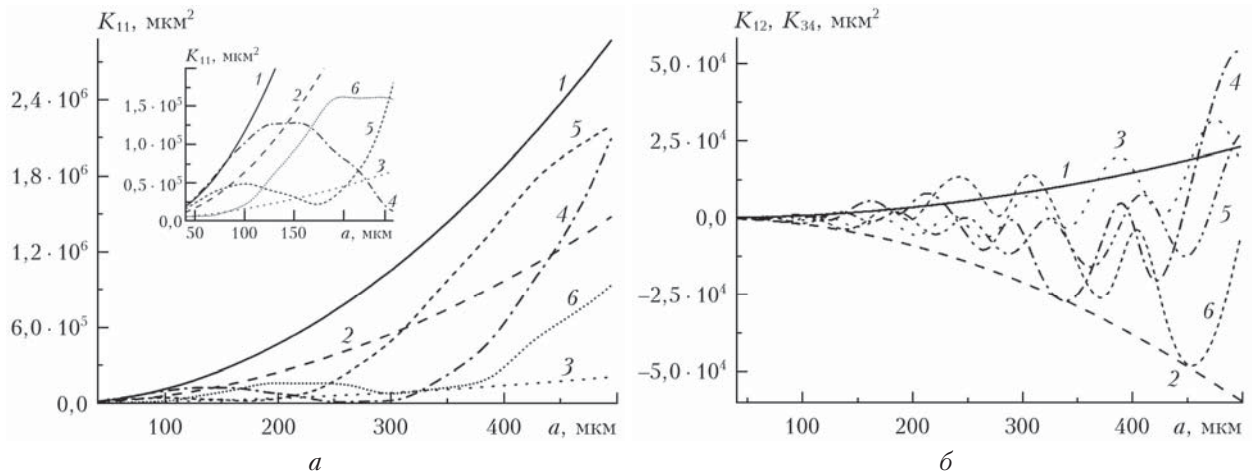


Рис. 1. Зависимости [26] (для круглой пластинки) элементов матрицы экстинкции от размера основания пластинки a и толщины h при разных β : а — K_{11} при $\beta = 0^\circ$ (1), 40° (2) и 70° (3) ($n = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 10,6$ мкм, $h = 20$ мкм); 0° (4), 40° (5) и 70° (6) ($a = a(h)$); б — K_{12} при $\beta = 40^\circ$ (1), 70° (2) ($n = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 10,6$ мкм, $h = 20$ мкм), 40° (3), 70° (4), K_{34} при $\beta = 40^\circ$ (5), 70° (6) ($a = a(h)$)

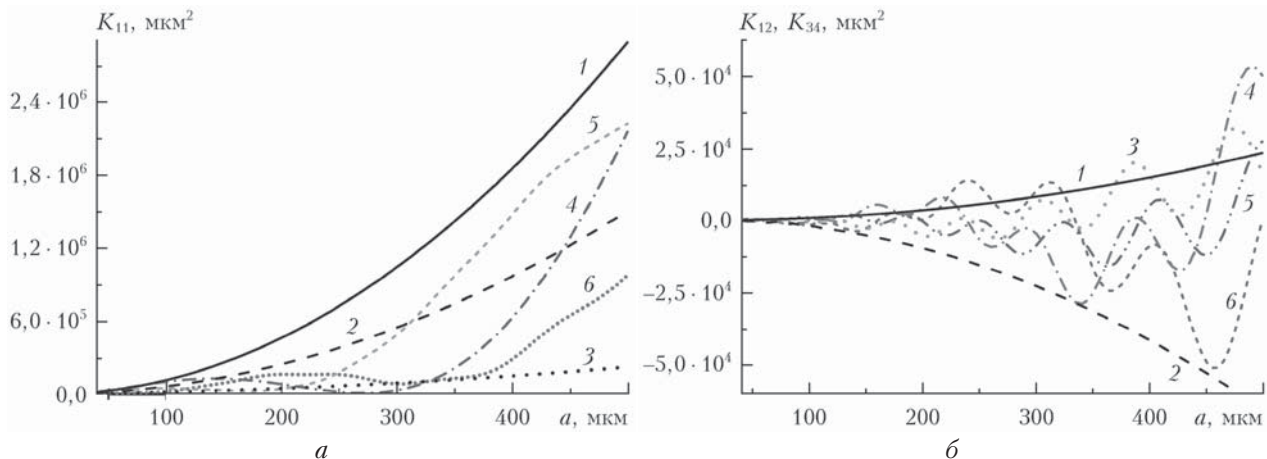


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но рассчитанное в рамках метода физической оптики для гексагональной пластинки

где $\mathbf{K}^{\text{тень}}$ — матрица экстинкции тенеобразующего (дифракционного) поля [36]; $\mathbf{K}^{\text{пр}}$ — матрица экстинкции преломленного на частице поля, вышедшего в направлении рассеяния вперед; s — геометрическая площадь тени частицы в ближней зоне; δ — матрица размерностью 4×4 , которую будем называть добавочной.

Из выражения (9) очевидно, что если частица полностью поглощающая, т.е. $\mathbf{K}^{\text{пр}} = 0$, то матрица экстинкции равна удвоенной площади проекции частицы (имеется ввиду проекция на плоскость, перпендикулярную направлению излучения). Также очевидно, что если после взаимодействия с частицей рассеянное поле в направлении рассеяния вперед равно нулю, что характерно для большинства частиц, имеющих плоскопараллельных граней, то матрица экстинкции также равна удвоенной площади проекции частицы.

Таким образом, поставленная в статье задача сводится к анализу элементов добавочной матрицы. Если ее элементы малы по сравнению с единичной матрицей \mathbf{U} , то ей можно пренебречь и рассчитывать экстинкцию в скалярном виде, принимая коэффициент экстинкции равным $2s$.

Из литературы [21, 24, 29] известно, что элементы матрицы δ осциллируют с ростом размера частицы пропорционально величине фазового сдвига

$$\Delta\varphi = 2\pi(k-1)\frac{l}{\lambda}, \quad (10)$$

где k — вещественная часть показателя преломления; l — расстояние, пройденное преломленным полем в частице. Причина данных осцилляций — сдвиг фазы электромагнитной волны, распространяющейся в частице, относительно фазы волны, распространяющейся в свободном пространстве. Очевидно, что для крупных, по сравнению с длиной волны падающего света, частиц незначительное изменение размера приводит к значительным осцилляциям элементов матрицы δ . После усреднения матрицы экстинкции для ансамбля частиц по размерам такие осцилляции для крупных частиц компенсируют друг друга и результирующая матрица δ приближается к нулевой.

Поэтому для оценки максимального значения коэффициента экстинкции была рассмотрена горизонтально ориентированная пластинка, на которую вертикально падает излучение.

Пластинка равномерно вращается вокруг своей оси. В этом случае имеет место осевая симметрия, поэтому матрица экстинкции, а следовательно и добавочная матрица, диагональные. Усреднение по размерам частиц производилось согласно гамма-распределению

$$p(D) = \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} \frac{D^\mu}{D_{\text{mode}}^{\mu+1}} \exp\left(-\frac{\mu D}{D_{\text{mode}}}\right), \quad (11)$$

где μ — параметр распределения, отвечающий за его ширину; D — диаметр гексагонального основания кристалла; D_{mode} — модальный размер частиц в распределении; Γ — гамма-функция.

Результаты расчета представлены на рис. 3.

При сравнении рис. 3, а и 3, б видно, что ширина гамма-распределения по размерам оказывает значительное влияние на элементы добавочной матрицы. По данным натурных наблюдений параметр μ распределения в природе не превышает 4 [30]. Также из рисунка видно, что для длин волн, используемых в лидарных исследованиях (0,355; 0,532; 1,064 мкм), добавочную матрицу можно с хорошей точностью принять нулевой (величина элементов меньше 10^{-3}), а коэффициент экстинкции — равным $2s$.

Для подтверждения гипотезы о том, что при переходе от горизонтальной ориентации пластинок к хаотической величина добавочной матрицы уменьшается, проведено исследование влияния флаттера и угла падения света. Расчет сделан для частицы размером $D_{\text{mode}} = 30$ мкм на длине волны 2,8 мкм, что соответствует значению $\delta_{11} \approx 0,309$ (см. рис. 3). Поскольку в данной задаче при угле падения, отличном от вертикального, вместо осевой симметрии появляется зеркальная, то добавочная матрица является блочной с тремя независимыми элементами δ_{11} , δ_{12} , δ_{34} . Из рис. 4 видно, что в случае хаотической ориентации элементы добавочной матрицы

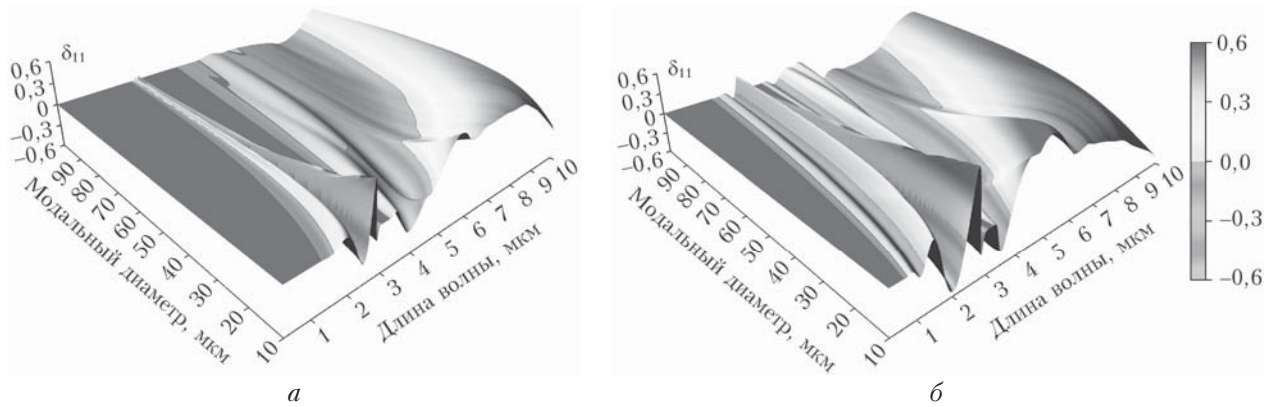


Рис. 3. Элемент δ_{11} добавочной матрицы в зависимости от модального размера пластинки и длины волны падающего излучения для двух параметров гамма-распределения: $\mu = 1$ (а) и 4 (б)

существенно меньше, чем при горизонтальной. Этот вывод справедлив для любого угла падения, модального размера и длины волны.

Подобные расчеты проведены и для другого вида частиц – гексагонального столбика. Важно отметить, что характерным параметром для квазигоризонтально ориентированных ледяных пластинок является их толщина, примерно пропорциональная \sqrt{D} ($h = 2,02D^{0,449}$ [37]). Для гексагональных столбиков, как и для некоторых других видов кристаллов (дроксталлов, «пуль», bullet-rosette), характерным параметром является диаметр частицы D [38]. Поэтому выводы о поведении матрицы экстинкции для столбика характерны и для других указанных видов кристаллов.

Максимальная средняя добавочная матрица для гексагонального столбика имеет место в случае его горизонтальной ориентации, поскольку тогда его оп-

тическая толщина минимальна. Предполагается, что столбик равновероятно вращается вокруг своей оси. При наклоне столбика площадь прошедшего сквозь него пучка уменьшается, а оптический путь увеличивается, что приводит к уменьшению добавочной матрицы. То же самое характерно и для других указанных выше видов кристаллов.

Численный расчет показывает, что в случае горизонтально ориентированного столбика практически всегда добавочная матрица близка к нулю (рис. 5).

На рисунке видны лишь две особенности: пик интенсивности для частиц с малым модальным размером в окрестности длин волн 2,8 мкм для узкого гамма-распределения ($\mu = 4$) и в диапазоне длин волн от 8,5 до 10 мкм. Первый пик связан с тем, что вещественная часть показателя преломления для данных длин волн близка к единице и, следовательно,

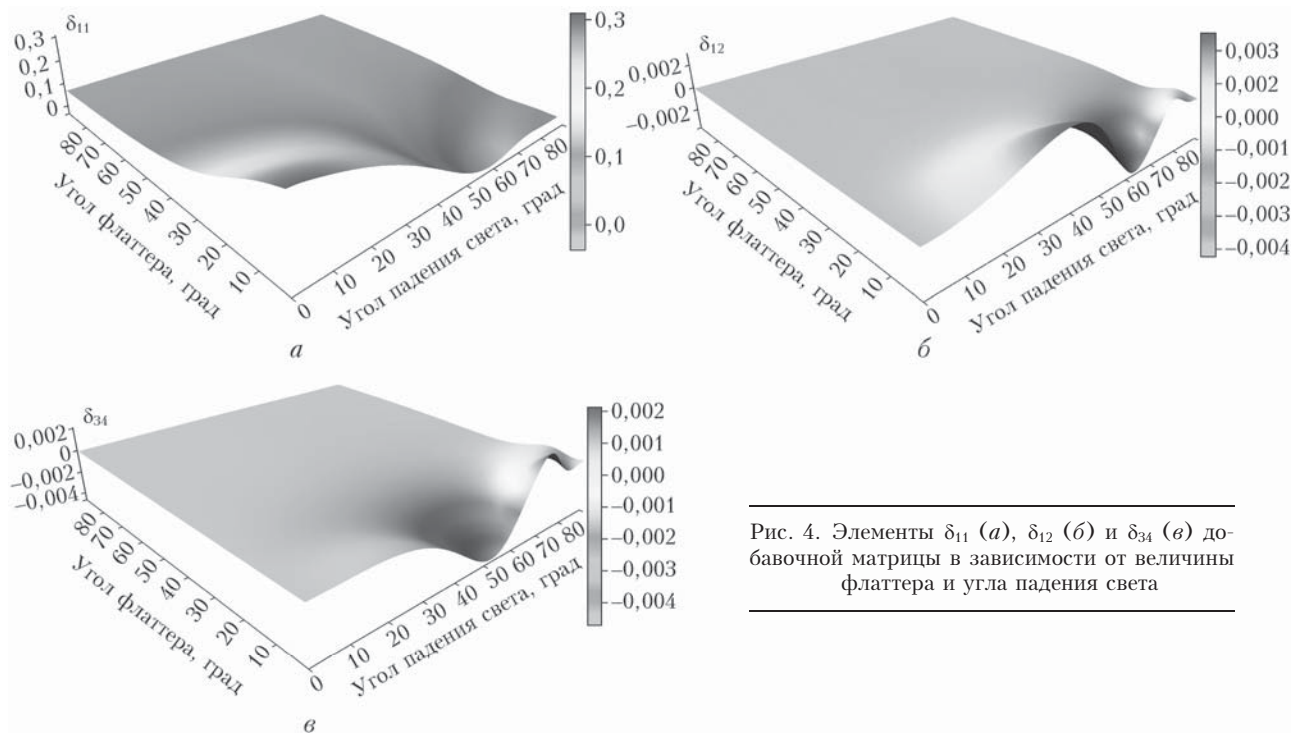


Рис. 4. Элементы δ_{11} (а), δ_{12} (б) и δ_{34} (в) добавочной матрицы в зависимости от величины флаттера и угла падения света

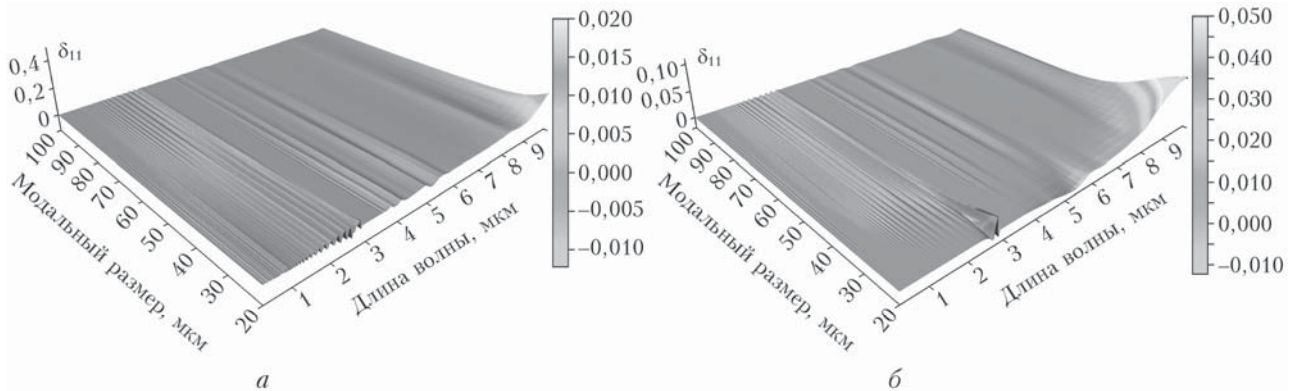


Рис. 5. Элемент δ_{11} добавочной матрицы в зависимости от модального размера столбика и длины волны падающего излучения для двух параметров гамма-распределения: $\mu = 1$ (а) и 4 (б)

величина $\Delta\phi$ из (10) медленно меняется при изменении размера частицы. Поэтому для мелких частиц при усреднении по размерам не происходит взаимной компенсации интерференционных осцилляций.

Второй пик также связан с медленным изменением величины t , однако в этом случае основной причиной является тот факт, что длина волны сопоставима с размером частиц в этой области.

Таким образом, для горизонтально ориентированных столбиков с модальным размером больше 20 мкм можно с хорошей точностью считать, что матрица экстинкции диагональная и равна $2s$ для длин волн от 0,3 до 8,5 мкм. Небольшое отклонение от этого правила происходит для узкого гамма-распределения ($\mu > 4$) для длин волн в диапазоне 2,65–2,9 мкм. При этом для частиц с модальным размером больше 40 мкм матрица экстинкции диагональная и равна $2s$ с погрешностью менее 1% во всем исследуемом диапазоне длин волн (от 0,3 до 10 мкм).

Поскольку случай горизонтальной ориентации столбика — это максимальная верхняя оценка для добавочной матрицы, то указанный вывод справедлив для любой пространственной ориентации гексагонального столбика, а также может быть обобщен для частиц вида «пуля», bullet-rosette и дроксталл, для которых минимальным размером также является диаметр гексагонального основания частицы.

Заключение

В работе показано, что для гексагональных столбиков, дроксталлов, «пуля» и bullet-rosette с характерными для реальных перистых облаков размерами, подчиняющихся гамма-распределению по размерам с параметром формы $\mu < 4$, модальным размером от 40 мкм и больше, при любой пространственной ориентации матрица может быть представлена в виде $2s\mathbf{U}$, где \mathbf{U} — единичная матрица; s — средняя площадь проекции частицы на плоскость, перпендикулярную направлению излучения. Погрешность такого представления не превышает 1% для каждого элемента матрицы.

Матрица экстинкции для характерных ансамблей перистых облаков квазигоризонтальных пластинок имеет более сложный вид. В частности, только для

длин волн менее 1 мкм матрица экстинкции может быть представлена в виде $2s\mathbf{U}$ с погрешностью, не превышающей 1% при любой пространственной ориентации частиц. Для инфракрасного диапазона длин волн (> 1 мкм) матрица имеет более сложный недиагональный вид. При этом в некоторых случаях величина диагональных элементов существенно (до 60%) отличается $2s$. Однако величина недиагональных элементов матрицы экстинкции не превышает 1% от $2s$ при любой пространственной ориентации и любом направлении падения излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 16-35-60089, 18-05-00568, 18-55-53046), гранта Президента РФ (МК-2495.2017.5), фонда Менделеева ТГУ. Расчеты квазигоризонтально ориентированного столбика выполнялись при поддержке РНФ (соглашение № 18-77-10035).

1. IPCC, Climate change 2007: The physical science basis: Contribution of working group I to the fourth assessment Report of the IPCC. Cambridge, VK: Cambridge University Press, 2007. 996 p.
2. Hayman M., Spuler S., Morley B. Polarization lidar observations of backscatter phase matrices from oriented ice crystals and rain // Opt. Express. 2014. V. 22. P. 16976–16990.
3. Hayman M., Thayer J.P. General description of polarization in lidar using Stokes vectors and polar decomposition of Mueller matrices // J. Opt. Soc. Am. A. 2012. V. 29. P. 400–409.
4. Reichardt J., Wandinger U., Klein V., Mattis I., Hilber B., Begbie R. RAMSES: German Meteorological Service autonomous Raman lidar for water vapor, temperature, aerosol, and cloud measurements // Appl. Opt. 2012. V. 51. P. 8111–8131.
5. Borovoi A., Kustova N., Konoshonkin A. Interference phenomena at backscattering by ice crystals of cirrus clouds // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 24557–24571.
6. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шишко В.А., Боровой А.Г. Методика решения задачи рассеяния света на ледяных кристаллах перистых облаков в направлении рассеяния назад методом физической оптики для лидара с зенитным сканированием // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 1. С. 40–50; Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Shishko V.A., Borovoi A.G. The technique for solving the problem of light backscattering by ice crystals of cirrus clouds by the physical optics method for a lidar with zenith scanning // Atmos. Ocean. Opt. 2016. V. 29, N 3. P. 252–263.

7. Zhou C., Yang P. Backscattering peak of ice cloud particles // *Opt. Express*. 2015. V. 23. P. 11995–12003.
8. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // *Ann. Phys.* 1908. V. 25. P. 377–445.
9. Waterman P.C. Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering // *Phys. Rev. D*. 1971. V. 3. P. 825–839.
10. Peterson B., Ström S. T-matrix formulation of electromagnetic scattering from multilayered scatterers // *Phys. Rev. D*. 1974. V. 10. P. 2670–2684.
11. Kunz K.S., Luebbers R.J. *Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. Boca Raton, FL: CRC Press, 1993. 464 p.
12. Taflov A. *Advances in computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method*. Boston: Artech House, 1998. 735 p.
13. Purcell E.M., Pennypacker C.R. Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains // *Astrophys. J.* 1973. V. 186. P. 705–714.
14. Yurkin M.A., Maltsev V.P., Hoekstra A.G. The discrete dipole approximation for simulation of light scattering by particles much larger than the wavelength // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2007. V. 106. P. 546–557.
15. Попов А.А. Разработка и исследование вычислительных методов для некоторых классов прикладных задач электродинамики: автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск, 1992. 44 с.
16. Del Guasta M. Simulation of lidar returns from pristine and deformed hexagonal ice prisms in cold cirrus by means of “face-tracing” // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 12589–12602.
17. Bi L., Yang P., Kattawar G.W., Hu Y., Baum B.A. Scattering and absorption of light by ice particles: Solution by a new physical-geometric optics hybrid method // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2011. V. 112. P. 1492–1508.
18. Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N. The physics-optics approximation and its application to light backscattering by hexagonal ice crystals // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2014. V. 146. P. 181–189.
19. Попов А.А. Сечения ослабления и обратного рассеяния поляризованного излучения на круглой пластинке в приближении физической оптики // *Оптика атмосфер. и океана*. 1988. Т. 1, № 5. С. 19–24.
20. Попов А.А., Шефер О.В. Аналитическое выражение коэффициента ослабления оптического излучения полидисперсной системой кристаллов в виде пластинок // *Оптика атмосфер. и океана*. 1989. Т. 2, № 5. С. 532–535.
21. Попов А.А., Шефер О.В. Оценка ослабления оптического излучения кристаллами, не имеющими плоскопараллельных граней // *Оптика атмосфер. и океана*. 1990. Т. 3, № 5. С. 456–461.
22. Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Beam-splitting code for light scattering by ice crystal particles within geometric-optics approximation // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2015. V. 164. P. 175–183.
23. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г. Алгоритм трассировки пучков для задачи рассеяния света на атмосферных ледяных кристаллах. Часть 2. Сравнение с алгоритмом трассировки лучей // *Оптика атмосфер. и океана*. 2015. Т. 28, № 4. С. 331–337; Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Beam splitting algorithm for the problem of light scattering by atmospheric ice crystals. Part 2. comparison with the ray tracing algorithm // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 5. P. 448–454.
24. Боровой А.Г., Попов А.А., Шефер О.В. Теоретическое исследование хода коэффициента ослабления оптического излучения для системы ориентированных ледяных пластинок // *Оптика атмосфер. и океана*. 1991. Т. 4, № 9. С. 899–906.
25. Шефер О.В. Энергетические и поляризационные характеристики оптического излучения, рассеянного в направлении вперед пластинчатым кристаллом // *Оптика атмосфер. и океана*. 2006. Т. 19, № 4. С. 278–283.
26. Попов А.А., Шефер О.В. Численное исследование матрицы экстинкции для пластинчатого кристалла // *Изв. вузов. Физика*. 2009. Т. 52, № 8. С. 73–83.
27. Shefer O., Popov A. Extinction and small angle scattering by thin plate crystals // *Appl. Opt.* 2010. V. 49, N 8. P. 1434–1445.
28. Шефер О.В. Особенности матрицы экстинкции для преимущественно ориентированных пластинчатых кристаллов // *Изв. вузов. Физика*. 2012. Т. 55, № 5. С. 40–48.
29. Shefer O. Numerical study of extinction of visible and infrared radiation transformed by preferentially oriented plate crystals // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2013. V. 117. P. 104–113.
30. McFarquhar G.M., Hsieh T.-L., Freer M., Mascio J., Jewett B.F. The characterization of ice hydrometeor gamma size distributions as volumes in N_0 - λ - μ phase space: Implications for microphysical process modeling // *J. Atmos. Sci.* 2015. V. 72, N 2. P. 892–909.
31. Шефер О.В. Энергетические и поляризационные особенности ослабления видимого и ближнего ИК-диапазона длин волн крупными кристаллами // *Изв. вузов. Физика*. 2014. Т. 57, № 10. С. 61–68.
32. Shefer O. Extinction of radiant energy by large atmospheric crystals with different shapes // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2016. V. 178. P. 350–360.
33. Shefer O. Numerical study of influence of different dispersed components of crystal cloud on transmission of radiant energy // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2017. V. 201. P. 148–155.
34. Tsang L., Kong J.A., Shin R.T. *Theory of microwave remote sensing*. New York: Wiley, 1985. 632 p.
35. Ван де Хюльст Г. *Рассеяние света малыми частицами*. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.
36. Кустова Н.В., Боровой А.Г. Метод теневых функций в ореольном рассеянии // *Оптика атмосфер. и океана*. 2006. Т. 19, № 10. С. 865–871.
37. Auer A.H., Veal D.L. The dimension of ice crystals in natural clouds // *J. Atmos. Sci.* 1970. V. 29. P. 311–317.
38. Mitchell D.L. A model predicting the evolution of ice particle size spectra and radiative properties of cirrus clouds. Part 1. Microphysics // *J. Atmos. Sci.* 1994. V. 51. P. 797–816.

N.V. Kustova, A.V. Konoshonkin, D.N. Timofeev, V.A. Shishko. Extinction matrix of quasi-horizontally oriented atmospheric ice crystals for visible and IR light.

The paper presents an extinction matrix for an ensemble of ice hexagonal plates and columns. The extinction matrix for droxtals and bullets was estimated. The calculations were carried out for particles with characteristic sizes from 10 to 100 μm , for wavelengths from 0.3 to 10 μm , assuming a gamma distribution over particle size with the width parameter $\mu < 4$. It is found out that for the visible light, the extinction matrix of an ensemble of atmospheric ice crystals is a unit matrix with a scale coefficient being equal to the doubled area of the particle projection. The error of such a representation does not exceed a tenths of a percent and does not depend on the type of crystals and their spatial orientation. It is also established that this representation of the extinction matrix is applicable in the IR region only to hexagonal columns, bullets, and similar crystals with the characteristic size larger than 20 μm when the wavelengths is less than 8 μm .