

УДК 535.31; 535.36

Граница применимости приближения геометрической оптики для решения задачи обратного рассеяния света на квазигоризонтально ориентированных гексагональных ледяных пластинках

А.В. Коношонкин^{1,2}, Н.В. Кустова¹, А.Г. Боровой^{1,2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

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

Поступила в редакцию 7.04.2014 г.

В последнее время квазигоризонтально ориентированные ледяные кристаллы перистых облаков стали объектом активного исследования. Экспериментальные наблюдения осуществляются посредством многоволновых и поляризационных лидаров, для интерпретации сигналов которых используются решения, полученные в приближении как физической, так и геометрической оптики. В статье проводится сравнение данных приближений для решения задачи обратного рассеяния света на квазигоризонтально ориентированных гексагональных ледяных пластинках. Отдельное внимание уделено границе применимости метода геометрической оптики для решения такого рода задач.

Ключевые слова: геометрическая оптика, физическая оптика, рассеяние света, ледяные кристаллы; geometrical optics, physical optics, light scattering, ice crystals.

Введение

В настоящее время не существует общепринятого метода, позволяющего решать задачу рассеяния света на ледяных кристаллах перистых облаков. Вместе с тем именно перистые облака являются основным источником неопределенности при разработке численных моделей радиационного баланса планеты [1]. По этой причине в последние 20 лет активно предпринимаются попытки решения данной проблемы совершенно различными подходами [2, 3].

Классическим строгим решением данной задачи является прямое решение уравнений Максвелла. Попытки получить такое решение предпринимаются постоянно. Так, научная группа во главе с М.И. Мищенко успешно решает указанную задачу методом Т-матриц для частиц, сопоставимых с длиной волны падающего света [4]. Хороших результатов для небольших частиц удается получить методом DDA, в частности алгоритмом ADDA, разработанным М.А. Юркиным [5]. Тем не менее прямое решение уравнений Максвелла — очень ресурсоемкая задача, сложность которой растет с увеличением эффективного размера частицы. И, несмотря на существенный рост вычислительных мощностей за послед-

нее время, едва удается получить решение для частиц размерами, в десятки раз превышающими длину волны падающего света [6], не говоря уже о том, что эффективно данный подход применяется только для частиц, сопоставимых по размеру с длиной волны.

Другим активно используемым подходом является решение задачи в приближении геометрической оптики [7, 8]. Как правило, такое решение строится методом трассировки лучей (ray-tracing) [9], однако в некоторых случаях эффективнее использовать метод трассировки пучков [10]. Явными преимуществами приближения геометрической оптики являются высокая скорость вычислений и простота построения алгоритма, а недостатками — пренебрежение волновыми свойствами света и, как результат, образование бесконечных значений интенсивности в направлении рассеяния назад [11].

В последнее время нами [7, 12–14], а также многими зарубежными исследователями [15–17] разрабатывается приближение физической оптики, которое является улучшением приближения геометрической оптики за счет учета волновых свойств света: дифракции и интерференции. Данный метод лишен недостатков приближения геометрической оптики, однако он более сложен и требует больших компьютерных мощностей.

Ввиду того что в настоящее время не удается эффективно получать прямое решение уравнений

* Александр Владимирович Коношонкин (sasha_tvo@iao.ru); Наталья Валентиновна Кустова (kustova@iao.ru); Анатолий Георгиевич Боровой (borovoi@iao.ru).

Максвелла для ледяных кристаллов, размеры которых существенно превосходят длину волны падающего света, данная задача, как правило, решается в приближении либо геометрической, либо физической оптики. В связи с этим исследователю необходимо знать различие между данными методами и границы их применимости.

В настоящей статье проводится сравнение методов геометрической и физической оптики для решения задачи рассеяния света на квазигоризонтально ориентированных гексагональных ледяных пластинках перистых облаков в окрестности направления рассеяния назад, являющихся объектом исследования в целом ряде статей [18–20]. Отдельное внимание уделено границе применимости метода геометрической оптики для решения данной задачи.

Микрофизическая модель кристаллов перистых облаков

К настоящему времени проведено большое количество экспериментальных работ, посвященных исследованию кристаллических ледяных частиц, входящих в состав перистых облаков. Одна из первых фундаментальных работ по изучению микрофизических параметров такого рода частиц представлена в статье А.Н. Аuer [21]. В ней показано, что размеры ледяных кристаллов в облаке не являются независимыми и подчиняются некоторым соотношениям. В частности, для гексагональных ледяных пластинок установлено соотношение между толщиной и диаметром частицы

$$h = 2,02D^{0,449}, \quad (1)$$

где h – толщина; D – диаметр частицы (рис. 1). Данная зависимость неоднократно подтверждалась экспериментально [22–24] и является широко используемой при решении задачи рассеяния света на кристаллических частицах перистых облаков, о чем свидетельствует множество работ, например [25–27].

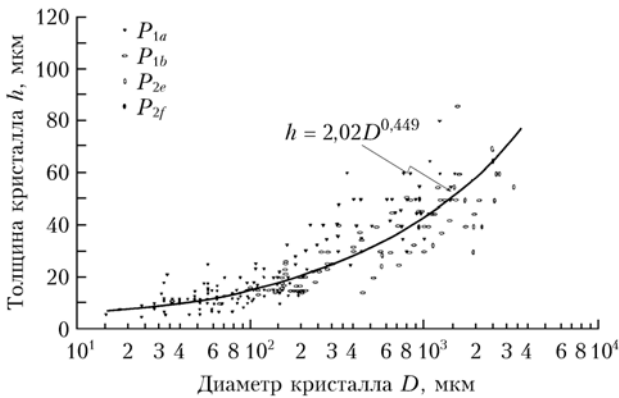


Рис. 1. Результаты экспериментальных наблюдений (значки) и аппроксимирующая функция (линия) зависимости толщины гексагональной пластинки от диаметра [21]

Эмпирические зависимости, устанавливающие соотношения между геометрическими размерами кристаллической частицы, позволяют при моделировании сократить количество независимых параметров. Например, формула (1) позволяет при моделировании количественного распределения частиц в облаке в зависимости от размера использовать только один параметр – эквивалентный радиус. Как правило, для моделирования облака используют гамма-распределение [27–29]:

$$n(r) = \frac{N_0}{\Gamma(p)r_m} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{p-1} \exp\left(-\frac{r}{r_m}\right). \quad (2)$$

Здесь N_0 – количество кристаллов льда на единицу объема облака; $\Gamma(p)$ – гамма-функция; r_m – характеристический радиус; p – параметр распределения; r_{eq} – эквивалентный радиус (радиус сферы объемом, равным объему несферической частицы).

Минимальный и максимальный диаметры частиц задают от нескольких микрон до нескольких тысяч микрон. Таким образом, основная часть частиц укладывалась в диапазон 10–1000 мкм [30]. Ввиду того что точные параметры распределения неизвестны и, как правило, являются объектом исследования, их вариация часто производится таким образом, чтобы удельное содержание воды в единице объема (IWC, Ice water content) оставалось неизменным [27]. Удельное содержание воды определяется выражением

$$\omega = \frac{4}{3}\pi\rho_{ice} \int_0^\infty n(r_{eq})r_{eq}^3 dr_{eq} = \frac{4}{3}\pi\rho_{ice} N_0 r_m^3 f, \quad (3)$$

где ρ_{ice} – плотность льда;

$$f(m) = \frac{\Gamma(p+m)}{\Gamma(p)}. \quad (4)$$

Пространственная ориентация частиц в облаке существенным образом зависит от погодных условий и может варьироваться от полностью хаотической [31] до ярко выраженной квазигоризонтальной ориентации частиц в пространстве [32, 33].

В данной статье рассматривается случай квазигоризонтальной ориентации частиц, которая задается тремя углами Эйлера – α , β , γ . Предполагается, что в силу осевой симметрии частицы в облаке равномерно распределены относительно углов α и γ , а распределение частиц по углам наклона β подчиняется распределению Гаусса. Таким образом, усреднение производится согласно выражению

$$\langle f \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\gamma \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \frac{1}{\int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2t^2}\right) \sin\beta d\beta} \times \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2t^2}\right) \sin\beta d\beta f(\alpha, \beta, \gamma) \quad (5)$$

(t – эффективный угол наклона).

Зеркальная компонента рассеянного света

Как уже было показано ранее [34–36], основной вклад в направление рассеяния назад от гексагональных ледяных частиц вносится двумя качественно различными типами траекторий и может быть разделен на зеркальную и уголковую компоненты рассеянного света. Зеркальная компонента, в свою очередь, может быть разделена на внешнюю и внутреннюю (рис. 2).

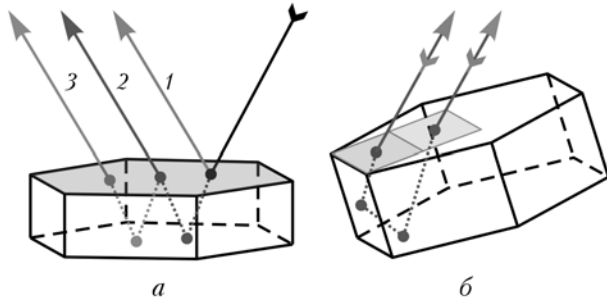


Рис. 2. Зеркальная (а) и уголковая (б) компоненты рассеянного света. Зеркальная компонента состоит из внешней (траектория 1) и внутренней (траектории 2 и 3)

Рассмотрим сначала только внешнюю зеркальную компоненту рассеянного света. Проведем сравнение между решениями, полученными методами геометрической и физической оптики.

В случае неподвижной, строго горизонтально ориентированной пластинки, как уже было показано в [14], вклад в рассеяние назад от уголковой компоненты равен нулю, т.е. решение определяется только зеркальной компонентой. Решение в рамках геометрической оптики для внешней зеркальной компоненты в данном случае дается выражением вида

$$\sigma(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}| s F(\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}) \delta(\mathbf{n} - \mathbf{r}), \quad (6)$$

где $\sigma(\mathbf{i}, \mathbf{n})$ – дифференциальное сечение рассеяния (ДСР); s – площадь шестиугольной грани пластинки; $F(\mathbf{i} \cdot \mathbf{N})$ – коэффициент отражения Френеля; \mathbf{N} – нормаль к пластинке; $\mathbf{i}, \mathbf{n}, \mathbf{r}$ – направления падения, рассеяния, отражения соответственно.

Как видно из (6), дифференциальное сечение рассеяния в рамках геометрической оптики описывается функцией Дирака, т.е. математически содержит в себе сингулярность. При этом сечение рассеяния не содержит сингулярности и определяется выражением

$$\sigma(\mathbf{i}) = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}| s F(\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}). \quad (7)$$

Решение для дифференциального сечения рассеяния в приближении физической оптики, полученное на основе модифицированного метода трассировки пучков [37], дает качественно другой результат для случая 30-микронной частицы при длине волны падающего света 0,532 мкм (рис. 3, а). Для сравнения приведена дифракция на круглой частице той же площади (рис. 3, б).

Несмотря на то что сечения рассеяния, полученные методами геометрической и физической оптики, оказываются одинаковыми, дифференциальные сечения рассеяния (как и индикатриса рассеяния) существенно различаются.

На практике рассеянное поле измеряется приемником с конечной апертурой, размер которой влияет на величину принимаемого сигнала. На рис. 4 представлены значения интенсивности рассеянного в направлении назад поля, рассчитанные в приближении геометрической и физической оптики, в зависимости от отношения углового размера апертуры T приемника к дифракционному углу $\theta_d = \lambda/D$.

Как видно из рис. 4, для случая, когда дифракционная картина усредняется по углу рассеяния размером, превышающим 4 дифракционных кольца, решения, полученные методами физической и геометрической оптики, совпадают с точностью 95%.

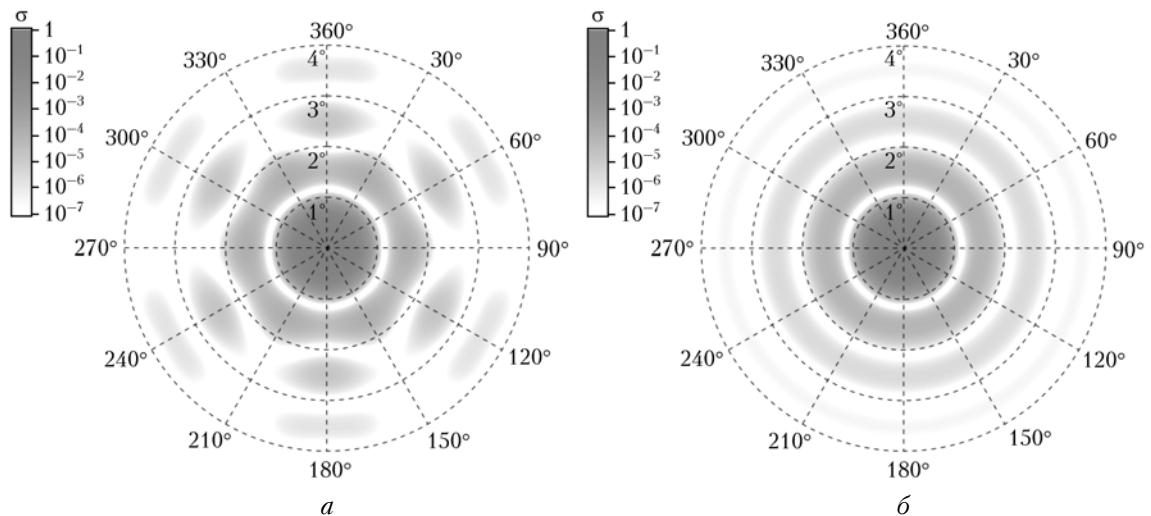


Рис. 3. ДСР от зеркальной компоненты в приближении физической оптики для гексагональной частицы диаметром 30 мкм (а) и круглой пластинки той же площади (б) при длине волны падающего света 0,532 мкм. ДСР нормировано на значение в направлении строго назад

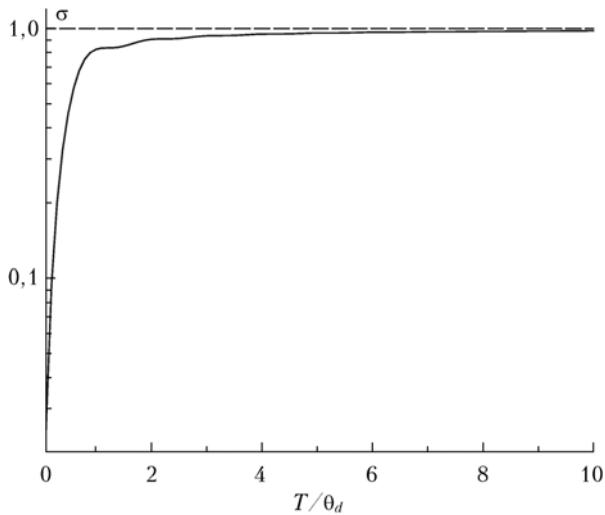


Рис. 4. Значения интенсивности рассеянного в направлении назад поля, рассчитанные в приближении геометрической (штриховая кривая) и физической (сплошная) оптики. По оси абсцисс отложено отношение углового размера приемной апертуры к угловому размеру дифракционного угла

Таким образом, на практике для строго горизонтально ориентированной ледяной пластинки применимо только приближение физической оптики.

Наличие флаттера (небольших осцилляций относительно горизонтальной плоскости) у горизонтально ориентированной ледяной пластинки существенным образом меняет границы применимости метода геометрической оптики. В данном случае получаемый приемником сигнал является усредненным не только по апертуре приемника, но и по пространственным ориентациям частицы согласно (5). В силу независимости усреднения по апертуре приемника и по пространственной ориентации частицы изменим порядок интегрирования и проведем сначала усреднение по ориентации.

Как известно из [36, 38], решение для дифференциального сечения рассеяния в приближении геометрической оптики для квазигоризонтально ориентированной частицы имеет вид

$$\langle \sigma(\mathbf{i}, \mathbf{n}) \rangle = \frac{s}{4} F(\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{n})) p \left(\frac{\mathbf{n} - \mathbf{i}}{|\mathbf{n} - \mathbf{i}|} \right), \quad (8)$$

где $\langle \rangle$ обозначает среднее по ориентации; p – плотность вероятностей распределения по углам наклона. Используя (5), для случая вертикального распространения падающей волны ($\mathbf{i} = \mathbf{z}$), можно переписать (8) в следующем виде:

$$\langle \sigma(\theta | t) \rangle = \frac{s}{4} F(\theta/2) p(\theta/2 | t). \quad (9)$$

Здесь $\theta = \arccos(\mathbf{z} \cdot \mathbf{n})$, \mathbf{z} – единичный вектор, направленный вертикально вверх;

$$p(\beta | t) = \frac{\exp(-\beta^2/2t^2)}{\int_0^{\pi/2} \exp(-\beta^2/2t^2) \sin \beta d\beta}. \quad (10)$$

Как видно из выражения (9), решение для квазигоризонтально ориентированной пластинки в приближении геометрической оптики не содержит функций Дирака (сингулярностей) в отличие от решения для строго горизонтально ориентированной пластинки.

На рис. 5 проиллюстрировано влияние флаттера на решения, полученные методами геометрической и физической оптики для внешней зеркальной компоненты рассеянного света на примере частицы диаметром 100 мкм и длине волны 1,064 мкм.

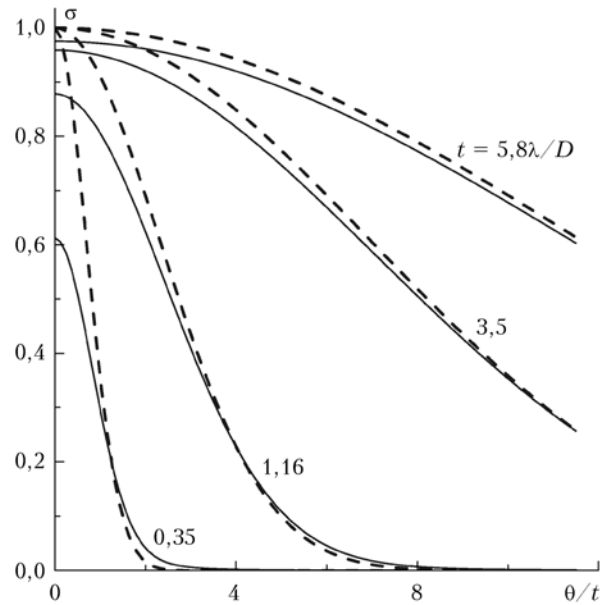


Рис. 5. ДСР при различных значениях флаттера (t), полученное в приближении физической (сплошная кривая) и геометрической (штриховая) оптики. Решения нормированы на величину ДСР по геометрической оптике в направлении рассеяния назад

Из рис. 5 следует, что наличие флаттера оказывает на решения интегрирующее действие с весовой функцией p . Очевидно, что с увеличением флаттера, когда величина эффективного угла станет много больше углового размера дифракционного кольца, решение будет определяться видом функции p и методы физической и геометрической оптики будут приводить к одному результату. Данный факт имеет экспериментальное подтверждение, например в работе [39].

В общем случае решение, содержащее зеркальную и уголковую компоненты, полученное методом физической оптики, представлено в виде базы данных на ftp-сервере ИОА СО РАН [40]. Зеркальную компоненту рассеянного света в случае вертикального зондирования удастся представить в окрестности направления назад в безразмерных координатах, выделив два характерных масштаба: дифракционный угол λ/D и эффективный угол наклона частицы t .

Для малых углов флаттера, когда $t \ll \lambda/D$, характерным масштабом на сфере направлений рассеяния является дифракционный угол $\theta_d = \lambda/D$. Дифференциальное сечение рассеяния $\langle \sigma \rangle$ в данном случае удобно нормировать на величину ДСР в нуле для строго горизонтально ориентированной частицы $\sigma_{spec}(0 | 0)$, которая определяется выражением

$$\sigma_{spec}(0|0) \equiv \langle \sigma(0|0) \rangle = F_{\cos 0} \frac{s^2}{\lambda^2}. \quad (11)$$

Полученные результаты расчета представлены на рис. 6. Видно, что при увеличении угла флаттера ДСР постепенно теряет вид дифракционной кривой, переходя к виду функции $p(\beta|t)$.

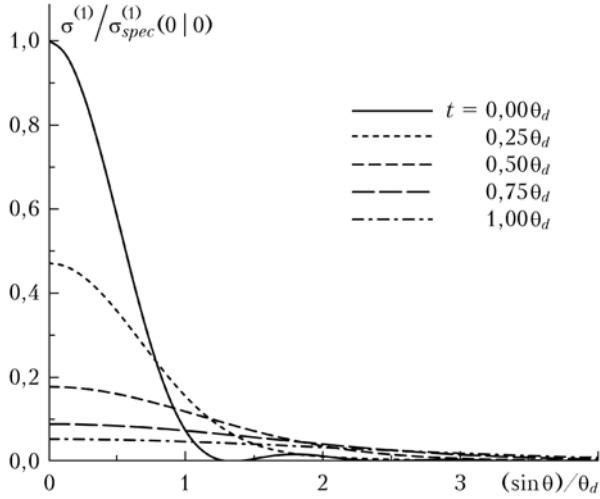


Рис. 6. Внешняя зеркальная компонента рассеянного света в зависимости от угла флаттера для случая $t < \theta_d$

Для больших углов флаттера, когда $t \gg \lambda/D$, характерным масштабом на сфере направлений рассеяния является эффективный угол t . Дифференциальное сечение рассеяния $\langle \sigma \rangle$ в данном случае удобно нормировать на величину ДСР в нуле для геометрической оптики $\sigma_{spec}^{go}(0|t)$, рассчитанную при заданном t , которая определяется выражением

$$\sigma_{spec}^{go}(0|t) \equiv \langle \sigma^{go}(0|t) \rangle = \frac{s}{4} F_{\cos 0} p(0|t). \quad (12)$$

При заданной таким образом нормировке ДСР в рамках геометрической оптики будет всегда на графике соответствовать одной кривой (рис. 7, жирная линия), а ДСР в рамках физической оптики будет сходиться к геометрической оптике с увеличением отношения t/θ_d .

Как видно из рис. 7, граница применимости геометрической оптики для внешней зеркальной компоненты рассеянного света при наличии флаттера определяется соотношением величины флаттера к угловому размеру дифракционного кольца. В частности, для частицы диаметром 100 мкм, при длине волны 1,064 мкм и величине флаттера больше 3° , решение можно получать методом геометрической оптики с погрешностью менее 5%. Напомним, что в данном выводе подразумевается только внешняя зеркальная компонента рассеянного света.

В общем случае зеркальная компонента рассеянного света представляет собой зеркальное рассеяние на плоскопараллельной пластинке. При этом наряду с внешней зеркальной траекторией существует большое количество внутренних зеркальных траекторий, которые при усреднении по ансамблю частиц

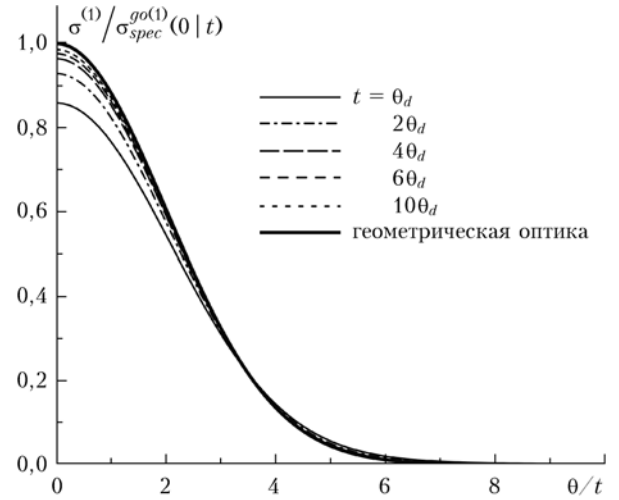


Рис. 7. Внешняя зеркальная компонента рассеянного света в зависимости от угла флаттера для случая $t > \theta_d$

являются существенно некогерентными и их интенсивности должны складываться без учета интерференции [37].

Для ледяной пластинки с показателем преломления 1,31 при углах флаттера, близких к нулю, вклад траекторий, испытавших больше трех актов преломления/отражения, может быть оценен следующим соотношением:

$$\rho_2 = 0,9643; \quad \rho_3 = 0,0003128; \quad \rho_i = T^2 F^{2i-4}, \quad i > 1, \quad (13)$$

где ρ_i – вклад i -й траектории по сравнению с вкладом внешней зеркальной компоненты; F и T – коэффициенты отражения и прохождения соответственно. Из (13) видно, что суммарный вклад всех траекторий кроме, ρ_1 и ρ_2 , не превосходит 0,000313 и, следовательно, пренебрежение данными траекториями ведет к ошибке не более 0,0313%.

Остановимся подробнее на внутренней зеркальной компоненте рассеянного света. При нормальном падении в приближениях физической и геометрической оптики решение для внутренней зеркальной компоненты рассеянного света совпадает с решением для внешней с точностью до коэффициента $\rho_2 = 0,9643$ и, соответственно, может быть получено на его основе.

При наклоне частицы площадь внутреннего зеркального пучка начнет уменьшаться по сравнению с площадью внешнего зеркального пучка. Эта разница будет тем значительнее, чем больше угол наклона и параметр формы частицы (отношение толщины пластинки к диаметру ее гексагональной грани). При малых значениях параметра формы и малых углах наклона данной ошибкой можно пренебречь.

Значительно упростить задачу можно заменой шестигранной пластинки на круглую пластинку той же площади, как это сделано, например, в [41]. Для такой пластинки решение для внешней зеркальной компоненты получается на основе аналитической формулы дифракции Фраунгофера на круглом экране. Решение для внутренней зеркальной компоненты можно получить, умножив решение для внешней на

коэффициент $\rho_2 = 0,9643$. Таким образом, численное решение методом трассировки пучков заменяется аналитическим решением. На рис. 8 представлена ошибка такого упрощения (в процентах).

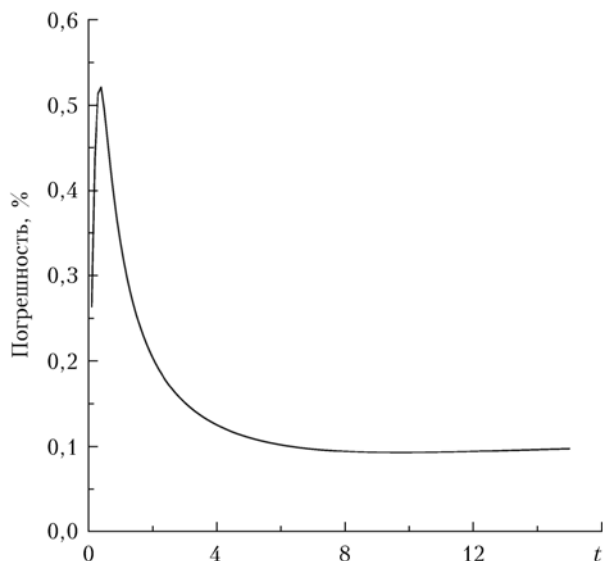


Рис. 8. Погрешность при использовании приближенного решения для зеркальной компоненты рассеянного света

Видно, что основное отличие наблюдается в пределах первого дифракционного кольца, где ошибка не превышает 0,5%. Для частиц размером 100 мкм при углах флаттера меньше 16° решение для зеркальной компоненты рассеянного света может быть получено в приближении физической оптики с точностью до 0,5% на основе простой аналитической формулы дифракции Фраунгофера на круглом отверстии.

Угловая компонента рассеянного света

Угловая компонента рассеянного света в отличие от зеркальной компоненты за счет своей геометрии сохраняет сингулярности даже при наличии флаттера [11, 13, 42]. Следовательно, применение метода геометрической оптики для описания угловой компоненты рассеянного света является неприемлемым.

Тем не менее расчеты, полученные методом трассировки пучков, показывают, что в некоторых случаях данной компонентой можно пренебречь ввиду ее малости по сравнению с зеркальной компонентой (рис. 9).

Рисунок показывает, что при вертикальном зондировании квазигоризонтальной пластинки с флаттером не более 8° , подчиняющейся соотношению (1), вклад угловой компоненты не превышает 10% и, следовательно, может быть отброшен.

Для частиц с большим параметром формы вклад углового члена может быть значительно выше и, следовательно, существеннее. Также необходимо отметить, что для наклонных лидаров (например,

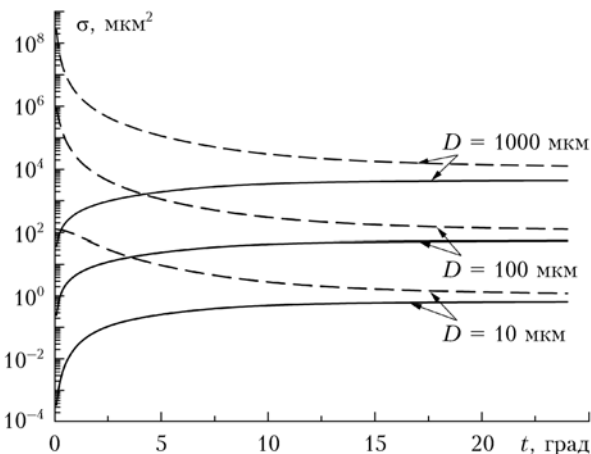


Рис. 9. Сравнение интенсивностей угловой (сплошная кривая) и зеркальной (штриховая) компонент рассеянного света

CALIPSO, см. [14, 43]) угловая компонента вносит существенный вклад и не может быть проигнорирована.

Заключение

На основании результатов проведенных исследований формулируется граница применимости приближения геометрической оптики при решении задачи рассеяния назад для строго горизонтально ориентированной пластинки: применение приближения геометрической оптики вносит погрешность не более 5% в случае, когда угловой размер апертуры приемника в 4 раза превышает отношение λ/D .

Наличие флаттера существенно расширяет границы применимости геометрической оптики, а именно: погрешность приближения геометрической оптики вне зависимости от размера апертуры приемника не превышает 5%, когда угол флаттера более чем в 3 раза превосходит дифракционный угол.

Установлено, что в подавляющем большинстве случаев точное решение задачи рассеяния в окрестности направления назад на квазигоризонтальной частице может быть получено на основе аналитического решения дифракции на круге с погрешностью, не превышающей единицы процентов. В частности, для частицы диаметром 100 мкм данное приближение вносит ошибку менее 0,5%.

Результаты численного расчета показали, что для наблюдаемых в перистых облаках пластинчатых кристаллов вклад угловой компоненты не превосходит 10% при флаттере менее 8° .

Полученные авторами данные могут быть применены для построения эффективных решений задачи рассеяния света на квазигоризонтально ориентированных пластинках, учитывающих границы применимости приближения геометрической оптики.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-05-00675а) и гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-4714.2014.5.

1. *Liou K.N.* Influence of cirrus clouds on the weather and climate process: a global perspective // *Mon. Weather Rev.* 1986. V. 114, N 6. P. 1167–1199.
2. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Scattering, absorption, and emission of light by small particles. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 445 p.
3. *Concepts* in electromagnetic scattering for particulate-systems characterization / Ed. by M.J. Berg and G. Videen // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* (special issue). 2013. V. 131. P. 1–234. (December 2013).
4. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Mackowski D.W.* T-matrix method and its applications to electromagnetic scattering by particles: A current perspective // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2010. V. 111, N 11. P. 1700–1703.
5. *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, N 1–3. P. 546–557.
6. *Yurkin M.A., Hoekstra A.G.* The discrete-dipole-approximation code ADDA: Capabilities and known limitations // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2011. V. 112, N 13. P. 2234–2247.
7. *Borovoi A.G., Grishin I.A.* Scattering matrices for large ice crystal particles // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 2003. V. 20, N 11. P. 2071–2080.
8. *Yang P., Liou K.N.* Light scattering and absorption by nonspherical ice crystals // *Light Scattering Reviews* / A.A. Kokhanovsky (Ed.). V. 1. Chichester: Springer-Praxis, 2006. P. 31–72.
9. *Macke A., Mishchenko M.I., Cairns B.* The influence of inclusions on light scattering by large ice particles // *J. Geophys. Res. D.* 1996. V. 101, N 18. P. 23311–23316.
10. *Кустова Н.В.* Методы геометрической и физической оптики в задаче рассеяния света атмосферными ледяными кристаллами: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 2009. 22 с.
11. *Бурнашов А.В., Коношонкин А.В.* Матрица рассеяния света на усеченном пластинчатом докстателе, ориентированном преимущественно в горизонтальной плоскости // *Оптика атмосф. и океана.* 2012. Т. 25, № 12. С. 1043–1050.
12. *Borovoi A.G.* Light scattering by large particles: physical optics and the shadow-forming field // *Light Scattering Reviews* / A.A. Kokhanovsky (Ed.). V. 8. Springer-Praxis. 2013. 435 p. Chapter 3. P. 115–138.
13. *Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N.* Backscattering reciprocity for large particles // *Opt. Lett.* 2013. V. 38, N 9. P. 1485–1487.
14. *Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N., Okamoto H.* Backscattering Mueller matrix for quasihorizontally oriented ice plates of cirrus clouds: application to CALIPSO signals // *Opt. Express.* 2012. V. 20, N 27. P. 28222–28233.
15. *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, N 9. P. 1492–1508.
16. *Yang P., Liou K.N.* Geometric-optics-integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals // *Appl. Opt.* 1996. V. 35, N 33. P. 6568–6584.
17. *Yang P., Liou K.N.* Light scattering by hexagonal ice crystals: solutions by a ray-by-ray integration algorithm // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 1997. V. 14, N 9. P. 2278–2289.
18. *Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д.* Матрица обратного рассеяния света зеркально отражающих слоев облаков верхнего яруса, образованных кристаллическими частицами, преимущественно ориентированными в горизонтальной плоскости // *Оптика атмосф. и океана.* 2012. Т. 25, № 5. С. 403–411.
19. *Balin Yu.S., Kaul B.V., Kokhanenko G.P., Penner I.E.* Observations of specular reflective particles and layers in crystal clouds // *Opt. Express.* 2011. V. 19, N 7. P. 6209–6214.
20. *Насонов С.В., Самохвалов И.В.* Исследование кристаллических облаков верхнего яруса с преимущественно ориентированными частицами на поляризационном лидаре ТГУ // *Изв. вузов. Физ.* 2012. № 9/2. С. 134–135.
21. *Auer A.H., Veal D.L.* The dimension of ice crystals in natural clouds // *J. Atmos. Sci.* 1970. V. 27, N 6. P. 919–926.
22. *Heymsfield A.* Ice crystal terminal velocities // *J. Atmos. Sci.* 1972. V. 29, N 7. P. 1348–1357.
23. *Heymsfield A.J., Iaquinta J.* Cirrus crystal terminal velocities // *J. Atmos. Sci.* 2000. V. 57, N 7. P. 916–938.
24. *Heymsfield A.J., Lewis S., Bansemmer A., Iaquinta J., Miloshevich L.M., Kajikawa M., Twohy C., Poellot M.R.* A general approach for deriving the properties of cirrus and stratiform ice cloud particles // *J. Atmos. Sci.* 2002. V. 59, N 1. P. 3–29.
25. *Yang P., Hu Y.X., Winker D.M., Zhao J., Hostetler C.A., Poole L., Baum B.A., Mishchenko M.I., Reichardt J.* Enhanced lidar backscattering by quasi-horizontally oriented ice crystal plates in cirrus clouds // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2000. V. 79–80. P. 1139–1157.
26. *Sato K., Okamoto H.* Characterization of Ze and LDR of nonspherical and inhomogeneous ice particles for 95-GHz cloud radar: Its implication to microphysical retrievals // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. D22213.
27. *Stephens G.L., Tsay S.-C., Stackhouse P.W., Flatau P.J.* The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climatic feedback // *J. Atmos. Sci.* 1990. V. 47. P. 1741–1753.
28. *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.
29. *Petty G.W., Huang W.* The modified gamma size distribution applied to inhomogeneous and nonspherical particles: key relationships and conversions // *J. Atmos. Sci.* 2011. V. 68. P. 1460–1473.
30. *Sato K., Okamoto H.* Refinement of global ice microphysics using spaceborne active sensors // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. D20202.
31. *Heymsfield A.J., Bansemmer A., Field P.R., Durden S.L., Stith J., Dye J.E., Hall W.* Observations and parameterizations of particle size distributions in deep tropical cirrus and stratiform precipitating clouds: Results from in situ observations in TRMM field campaigns // *J. Atmos. Sci.* 2002. V. 59, N 24. P. 3457–3491.
32. *Самохвалов И.В., Насонов С.В., Брюханов И.Д., Боровой А.Г., Кауль Б.В., Кустова Н.В., Коношонкин А.В.* Анализ матрицы обратного рассеяния перистых облаков с аномальным обратным рассеянием // *Изв. вузов. Физ.* 2013. № 8/3. С. 281–283.
33. *Балин Ю.С., Кауль Б.В., Коханенко Г.П.* Наблюдение зеркально отражающих частиц и слоев в кристаллических облаках // *Оптика атмосф. и океана.* 2011. Т. 24, № 4. С. 293–299.
34. *Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N.* Backscattering by hexagonal ice crystals of cirrus clouds // *Opt. Lett.* 2013. V. 38, N 15. P. 2881–2884.
35. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г.* Особенности в деполяризованном отношении лидарных

- сигналов для хаотически ориентированных ледяных кристаллов перистых облаков // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 385–387.
36. Коношонкин А.В., Боровой А.Г. Зеркальное рассеяние света на ледяных кристаллах облаков и взволнованной поверхности воды // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 1. С. 64–69.
37. Коношонкин А.В. Рассеяние света на гексагональных ледяных кристаллах перистых облаков в приближении физической оптики: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 2013. 24 с.
38. Borovoi A., Konoshonkin A., Kolokolova L. Glints from particulate media and wavy surfaces // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2012. V. 113, N 18. P. 2542–2551.
39. Галлейский В.П., Боровой А.Г., Матвеев Г.Г., Морозов А.М. Зеркально отраженная компонента при рассеянии света на ледяных кристаллах с преимущественной ориентацией // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21, № 9. С. 773–778.
40. URL: ftp://ftp.iao.ru/pub/GWDT/Physical_optics/Backscattering/Quasi-horizontally_oriented_plate/
41. Галлейский В.П., Кауль Б.В., Матвеев Г.Г., Морозов А.М. Угловая структура интенсивности света вблизи углов зеркального отражения от граней кристаллических частиц льда // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22, № 7. С. 643–649.
42. Yang P., Baum B.A., Heymsfield A.J., Hu Y.X., Huang H.-L., Tsay S.-C., Ackerman S. Single-scattering properties of droxtals // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2003. V. 79–80. P. 1159–1169.
43. Коношонкин А.В., Боровой А.Г. Рассеяние света на атмосферных ледяных кристаллах и взволнованной поверхности воды // Изв. вузов. Физ. 2012. № 9/2. С. 128–130.

A.V. Konoshonkin, N.V. Kustova, A.G. Borovoi. Limits of applicability of geometrical optics approximation for light backscattering on a quasihorizontally oriented hexagonal ice plate.

At present, quasihorizontally oriented ice crystals of cirrus clouds are the object of active research. Experimental observations are made by multiwavelength and polarization lidar for interpreting their signals based on solutions obtained in the approximation of physical or geometrical optics. The article compares these approximations for the solution of the inverse scattering of light by quasihorizontally oriented hexagonal ice plates. Special attention is paid to the limits of applicability of geometrical optics method for solving such problems.