

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК 551.521.3; 535.012

Имитационное моделирование полей яркости солнечной радиации в присутствии оптически анизотропной кристаллической облачности: алгоритм и результаты тестирования

Т.Б. Журавлева*

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

Поступила в редакцию 21.07.2020 г.

Представлен оригинальный алгоритм статистического моделирования переноса солнечного излучения в присутствии кристаллических облаков, оптически анизотропных относительно зенитного угла падающего излучения. Приведены примеры предварительно рассчитанных локальных оптических характеристик облаков, состоящих из горизонтально ориентированных пластинок (без учета внутреннего поглощения). Тестирование разработанного программно-алгоритмического обеспечения выполнено в рамках двух численных экспериментов. В первом из них сопоставлены результаты расчетов отраженной радиации для изотропной среды с использованием разработанного ранее алгоритма для облаков, состоящих из хаотически ориентированных частиц, и алгоритма, представленного в настоящей работе. Во втором эксперименте проведено сравнение угловой зависимости интенсивности восходящей радиации и индикатрисы рассеяния излучения в кристаллических облаках, состоящих из горизонтально ориентированных пластинок. Результаты численных экспериментов свидетельствуют о том, что при моделировании переноса излучения с использованием предложенного алгоритма свойства оптической анизотропии среды учитываются адекватно.

Ключевые слова: перенос излучения, метод Монте-Карло, оптическая анизотропия, горизонтально ориентированные пластинки; radiation transfer, Monte Carlo method, optical anisotropy, horizontally oriented plates.

Введение

Большинство радиационных кодов, традиционно используемых для моделирования переноса излучения в кристаллических и смешанных облаках, основаны на предположении о хаотической ориентации частиц. Однако зафиксированные в ходе экспериментальных исследований оптические явления (световые столбы, ложные Солнца и др.) свидетельствуют о том, что в определенных атмосферных условиях может иметь место преимущественно горизонтальная ориентация (ПГО) ледяных кристаллов [1–8]. Это означает, что облака, содержащие ледяные частицы, в общем случае являются оптически анизотропной средой, характеристики которой зависят не только от формы и размеров частиц, но и от направления распространения оптического излучения и его поляризации [9, 10].

Определение ориентации частиц – сложная задача. Однако на основе результатов спутниковых наблюдений и измерений наземными лидарами получены предварительные оценки доли кристалличе-

ских и смешанных облаков, содержащих частицы с преимущественно горизонтальной ориентацией, а также вклада кристаллов с ПГО в общий объем облачных частиц в глобальном масштабе [11–16]. Базируясь на данных спутника POLDER (Polarization and Directionality of the Earth Reflectances), авторы [11] оценили долю кристаллических облаков, содержащих частицы с ПГО, как ~40%, а в [12] высказано предположение, что горизонтально ориентированные частицы присутствуют в более чем 50% пикселей, идентифицированных как кристаллические. Используя результаты измерений спутниковым лидаром CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations), авторы [13] определили, что кристаллы с ПГО имеют место в ~6% оптически тонких облаков (оптическая толщина $\tau < 3$). Согласно данным измерений наземным лидаром зеркальное отражение как признак наличия горизонтально ориентированных частиц фиксировалось в 26–40% случаев [14].

Вклад частиц с ПГО в смешанных и кристаллических облаках оценивается с большой долей неопределенности. По данным измерений POLDER, доля таких частиц колеблется от 0,1 до 1% [12]

* Татьяна Борисовна Журавлева (ztb@iao.ru).

и в большинстве случаев не превышает 10% [13]. Анализ данных CALIPSO показал, что доля горизонтально ориентированных частиц в оптически тонких облаках составляет ~1–5%, а в целом – 0,1–0,5%.

О необходимости учета пространственной ориентации кристаллов свидетельствуют результаты численного моделирования: наличие частиц с ПГО может привести к увеличению полусферического альбедо Земли более чем на 30% [17], к значительной неопределенности при восстановлении оптических характеристик кристаллической облачности по данным спутниковых наблюдений (в частности, согласно данным [18] переоценка оптической толщины может достигать 100%), к ошибкам в расчетах скорости оседания кристаллов льда [19, 20] и, как следствие, в расчетах времени жизни облаков в моделях атмосферы [21] и т.д.

Для вычисления радиационных характеристик в горизонтально однородной анизотропной среде используются методы добавления-удвоения [17], дискретных ординат [22] и двухпоточкового приближения [23]. В [24–26] описан алгоритм метода Монте-Карло для моделирования переноса солнечной радиации в облачной среде, оптически анизотропной относительно зенитного угла падающего излучения, а также приведены результаты расчетов интенсивности излучения в моделях кристаллических облаков, состоящих из горизонтально ориентированных столбиков (все кристаллы изотропно ориентированы в горизонтальной плоскости, но в одном случае имеет место изотропное вращение частицы вокруг главной оси, а в другом случае две боковые грани лежат в горизонтальной плоскости (столбики Парри)).

В настоящей работе кратко описана оригинальная версия алгоритма [24–26], а также представлены результаты тестирования расчетов полей яркости отраженной радиации в кристаллических облаках, состоящих из горизонтально ориентированных гексагональных пластинок. При проведении численных экспериментов была использована оптическая модель среды, разработанная ранее в группе под руководством д.ф.-м.н. А.Г. Борового (ИОА СО РАН) [27, 28].

1. Особенности алгоритма статистического моделирования переноса солнечной радиации в облаках, оптически анизотропных относительно зенитного угла падающего излучения

Как и в [24–26], будем рассматривать модель оптически анизотропного кристаллического облака в предположении, что его оптические характеристики зависят только от зенитного угла распространяющегося излучения. В этом случае стационарное уравнение переноса излучения выглядит так:

$$I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \int_{R^3} \Lambda(\mathbf{r}', c') \sigma(\mathbf{r}', c') g(\mathbf{r}', c', \psi', c, \psi) \times$$

$$\times \frac{\exp(-\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r}))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \delta\left(\boldsymbol{\omega} - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right) I(\mathbf{r}', \boldsymbol{\omega}') d\mathbf{r}' dc' d\psi' + I_0(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}). \quad (1)$$

Здесь $I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$ – интенсивность излучения в точке фазового пространства координат и направлений $(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$; $\boldsymbol{\omega}'$ и $\boldsymbol{\omega}$ – единичные векторы направления движения фотона до и после столкновения, которые представляются в виде $\boldsymbol{\omega}' = (a', b', c')$ и $\boldsymbol{\omega} = (a, b, c)$, a', b', c' и a, b, c – проекции единичных векторов $\boldsymbol{\omega}'$ и $\boldsymbol{\omega}$ на оси OX , OY и OZ ; $\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ – оптическая длина отрезка $[\mathbf{r}', \mathbf{r}]$; δ – дельта-функция Дирака; $\sigma(\mathbf{r}', c')$ и $\Lambda(\mathbf{r}', c')$ – коэффициент ослабления и альбедо однократного рассеяния. Индикатриса рассеяния излучения $g(\mathbf{r}, c', \psi', c, \psi)$, помимо зависимости от c' и c , определяется разностью углов ψ' и ψ относительно оси OX . Будем считать также, что $g(\mathbf{r}, c', \psi', c, \psi)$ симметрична относительно изменения азимутального угла, т.е. зависит только от модуля $\Delta\psi = |\psi - \psi'|$ и для всех (c', ψ') удовлетворяет условию нормировки

$$\int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 g(\mathbf{r}, c', \psi', c, \psi) dc' d\psi = 1. \quad (2)$$

Предположим, что облачный слой пространственно однородный; рассеяние и поглощение аэрозольными частицами и молекулами воздуха на этом этапе решения задачи не учитываются. Специфика алгоритма метода Монте-Карло в среде с указанными свойствами состоит в том, что:

– моделирование длины свободного пробега l выполняется с использованием распределения плотности в виде

$$p(l) = \sigma(c) \exp\{-l\sigma(c)\}, \quad l > 0; \quad (3)$$

– направление движения фотона после столкновения рассчитывается с учетом зависимости индикатрисы рассеяния излучения от зенитного угла падающего излучения.

Для решения второй, более сложной, задачи был использован подход [24–26], суть которого состоит в следующем.

На первом шаге моделируется косинус зенитного угла c : для этого используется распределение $P(c', c)$ по $c \in [-1, 1]$ для фиксированного значения c' . Второй шаг – моделирование изменения азимутального угла $\Delta\psi$, которое выполняется с использованием распределения $Q(c', c, \Delta\psi)$ по $\Delta\psi \in [0, 180^\circ]$ для фиксированных значений c' и c . Аппроксимации распределений $P(c', c)$ и $Q(c', c, \Delta\psi)$ в виде двух- и трехмерного массивов рассчитываются заранее и зависят от формы и размера частиц (вид аппроксимаций для кристаллов в виде горизонтально ориентированных частиц представлен в разд. 2). После моделирования c и $\Delta\psi$ остальные компоненты вектора нового направления $\boldsymbol{\omega}$ рассчитываются по формулам

$$\begin{aligned} a &= [a' \cos(\Delta\psi) - b' \sin(\Delta\psi)](1 - c^2)^{1/2} [1 - (c')^2]^{-1/2}; \\ b &= [a' \sin(\Delta\psi) - b' \cos(\Delta\psi)](1 - c^2)^{1/2} [1 - (c')^2]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Формулы (4) используются, если $|c'| \neq 1$; в противном случае (a, b) моделируется как изотропный случайный вектор.

Для расчета интенсивности солнечной радиации используется стандартный метод локальной оценки [29], при реализации которого индикатриса рассеяния излучения представляется в виде

$$g(c', \psi', c, \psi) dc d\psi = p(c', c) dc \times q(c', c, |\psi - \psi'|) d\psi, \quad (5)$$

где $p(c', c)$ и $q(c', c, \Delta\psi)$ – плотности распределений $P(c', c)$ и $Q(c', c, \Delta\psi)$ соответственно.

2. Модель оптически анизотропной среды: горизонтально ориентированные пластинки

В настоящей работе используются локальные оптические характеристики среды, рассчитанные для горизонтально ориентированных гексагональных пластинок методом геометрической оптики [27, 28]. Распределения $P(c', c)$ и $Q(c', c, \Delta\psi)$ аппроксимированы массивами с размерностями 101×201 и $101 \times 201 \times 91$ с равномерным шагом по каждой переменной (за исключением граничных интервалов) в диапазонах $c' \in [0, 1]$, $c \in [-1, 1]$ и $\Delta\psi \in [0, 180^\circ]$.

При интерпретации результатов расчетов $P(c', c)$ и $Q(c', c, \Delta\psi)$ учтены данные, представленные в [30]. Согласно [30] в среде, состоящей из горизонтально ориентированных гексагональных пластинок, зенитный угол выходящего излучения θ^* может быть вычислен исходя из значений зенитного угла падающего излучения θ_0 :

$$\theta^* = \begin{cases} \frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{n_r^2 - \sin^2 \theta_0}, \\ \text{если } \theta_0 > \theta_0^{(1)} = \arcsin \sqrt{n_r^2 - 1}; \\ \arcsin \sqrt{n_r^2 - \cos^2 \theta_0}, \\ \text{если } \theta_0 < \theta_0^{(2)} = \arccos \sqrt{n_r^2 - 1}, \end{cases} \quad (6)$$

где n_r – действительная часть показателя преломления. При $n_r = 1,311$ ($\lambda = 0,55$ мкм) углы $\theta_0^{(1)} = 58^\circ$ и $\theta_0^{(2)} = 32^\circ$. Указанные граничные значения определяют количество конусов, описывающих выходящее излучение: при $32^\circ \leq \theta_0 \leq 58^\circ$ излучение распространяется в направлениях, которые задаются двумя конусами (паргелический и субпаргелический круги), тогда как за пределами этого интервала выходящее излучение определяется, кроме основных, двумя дополнительными конусами (при $\theta_0 \leq 32^\circ$ – горизонтальная и околоразногоризонтальная дуги, при $\theta_0 \geq 58^\circ$ – зенитная и околоразногоризонтальные дуги).

На рис. 1, а, б приведены аппроксимации $P(c', c)$ для пластинок с полувисотой $L = 5$ мкм и длиной грани $a = 50$ мкм ($L/2a = 0,1$) на длине волны $\lambda = 0,55$ мкм. Результаты расчетов представлены таким образом, чтобы отразить указанные выше особенности распределения $P(c', c)$, а именно наличие

четырёх или двух конусов в зависимости от зенитных углов падающего излучения. При фиксированном угле падения θ_0 выполняется условие нормировки

$$\sum_c P(c' = \cos \theta_0, c = \cos \theta^*) = 1, \quad (7)$$

а доминирующим направлением рассеяния является зеркальное отражение от слоя горизонтально ориентированных пластинок: $P(c', c < 0) > P(c', c > 0)$.

Условные вероятности распределения $Q(c', c, \Delta\psi)$ по азимутальному углу для $\theta_0 = 60^\circ$ представлены на рис. 1, в, г. При фиксированных значениях θ_0 и θ^* распределения $Q(c', c, \Delta\psi)$ нормированы таким образом, чтобы выполнялось условие

$$\sum_{\Delta\psi} Q(c' = \cos \theta_0, c = \cos \theta^*, \Delta\psi) = 1. \quad (8)$$

Выраженные флуктуации распределений $Q(c', c, \Delta\psi)$ обусловлены, по всей видимости, недостаточной точностью расчетов, что наиболее сильно проявляется в случаях, когда вероятность $P(c', c)$ мала (рис. 1, г).

Расчеты $P(c', c)$ и $Q(c', c, \Delta\psi)$ изначально были выполнены при условии $c' \in [0; 1]$. Учитывая, что область определения косинуса угла падения в радиационных расчетах является интервал $c' \in [-1; 1]$, и ввиду симметрии распределений относительно $c' = \cos \theta_0$ массивы вероятностей в этой версии статистического алгоритма были расширены в область $c' \in [-1; 0]$ на основе соотношений $P(c', c) = P(-c', -c)$ и $Q(c', c, \Delta\psi) = Q(-c', -c, -\Delta\psi)$.

На рис. 2 представлена зависимость отношения коэффициента ослабления как функции косинуса зенитного угла направления движения фотона c' к коэффициенту ослабления при $c' = 0$ (направление в «надир»).

Очевидно, что чем больше косинус угла падения c' , тем больше коэффициент ослабления среды: для заданных размеров пластинок коэффициент ослабления увеличивается приблизительно в 7 раз при $c' \rightarrow 1$.

3. Результаты тестирования

Тестирование вышеописанного алгоритма статистического моделирования угловых характеристик поля яркости в оптически анизотропной среде выполнено в рамках двух численных экспериментов. При проведении радиационных расчетов использованы две геометрические схемы зондирования: зенитный и азимутальный углы в направлении «от Солнца» $SZA = \{60^\circ, 80^\circ\}$, $SAA = 0$; зенитные углы в направлении «на детектор» $DZA = \{10^\circ, 60^\circ\}$ (рис. 3, а). Остальные значения входных параметров: геометрическая толщина облачного слоя $H = 1$ км; коэффициент ослабления в направлении «надир» $\sigma(c = 0) = \{0,1 \text{ км}^{-1}, 1 \text{ км}^{-1}\}$; альbedo однократного рассеяния $\Lambda = 1$; альbedo подстилающей поверхности $A_s = 0$.

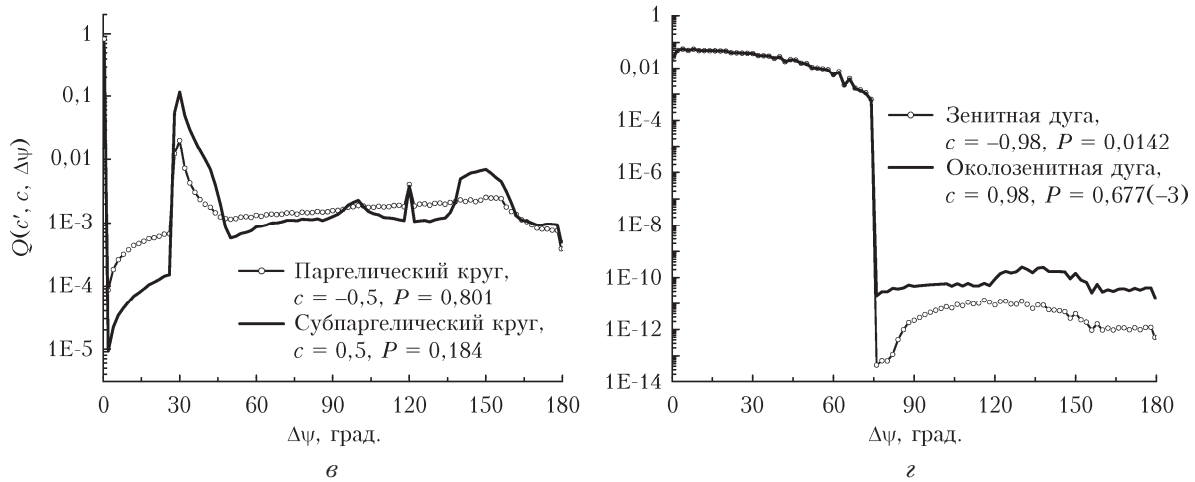
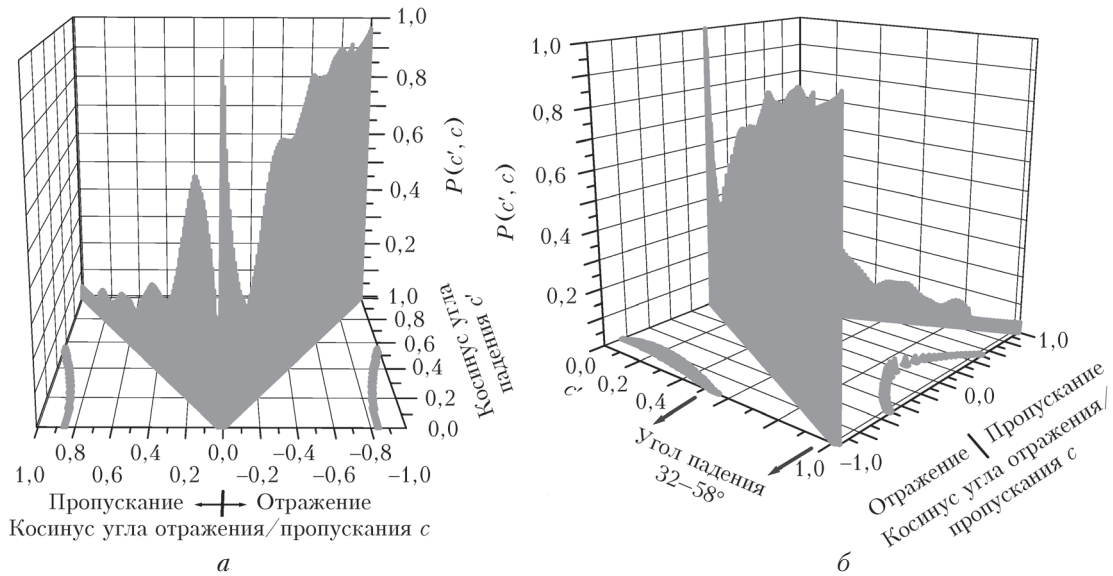


Рис. 1. Распределения $P(c', c)$ (а, б) и $Q(c' = 0,5, c, \Delta\psi)$ (в, г), рассчитанные методом геометрической оптики [27, 28] для среды, состоящей из горизонтально ориентированных пластинок с размерами $L = 5$ мкм, $a = 50$ мкм на $\lambda = 0,55$ мкм

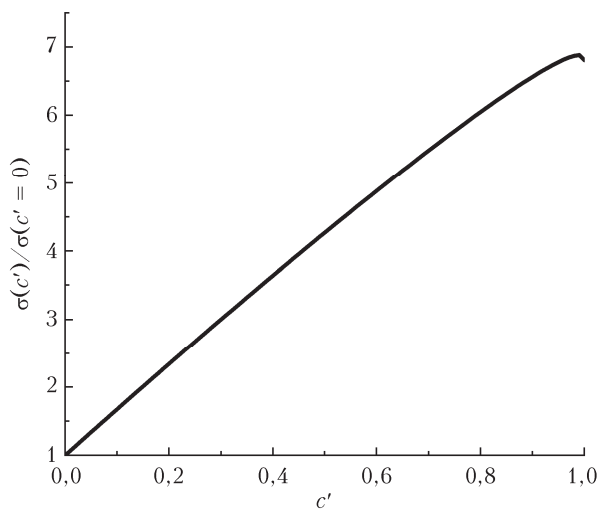


Рис. 2. Отношение коэффициента ослабления горизонтально ориентированных пластинок как функции c' к коэффициенту ослабления при направлении в «надир» $c' = 0$; значения входных параметров см. в подписи к рис. 1

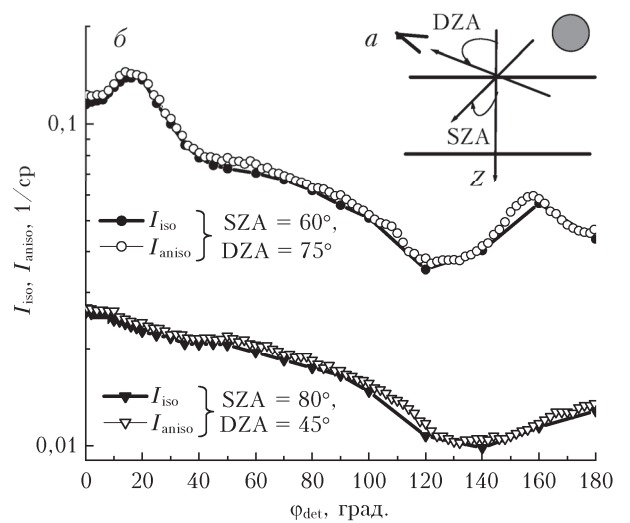


Рис. 3. Схема зондирования (а) и изображение интенсивности отраженной солнечной радиации (б) в зависимости от азимута угла детектора при различных зенитных углах Солнца и детектора

3.1. Изотропная среда

Целью первого численного эксперимента было сопоставление расчетов интенсивности отраженной радиации с использованием развитого ранее алгоритма для оптически изотропной среды I_{iso} [31] и представленного выше алгоритма для оптически анизотропной среды I_{aniso} .

На первом этапе тестирования вычислялись аппроксимации распределений $P_{iso}(c', c)$ и $Q_{iso}(c', c, \Delta\psi)$ для хаотически ориентированных частиц. Расчеты были выполнены для индикатрисы рассеяния излучения в изотропной среде, которая представляется в виде $\tilde{g}_{iso}(\mu, \phi) = g_{iso}(\mu)/2\pi$, где

$$\int_{-1}^1 g_{iso}(\mu) d\mu = 1, \quad (9)$$

μ — косинус угла рассеяния; угол ϕ распределен равномерно в интервале $[0, 2\pi]$. На основе формул [25], связывающих параметры $(c, c', \Delta\psi)$ и (μ, ϕ) :

$$c = c'\mu + \cos\phi\sqrt{1-(c')^2}\sqrt{1-\mu^2},$$

$$\cos\Delta\psi = \frac{\mu - cc'}{\sqrt{1-c^2}\sqrt{1-(c')^2}}, \quad (10)$$

по заданным значениям c', μ, ϕ и индикатрисе рассеяния излучения $g_{iso}(\mu)$ по первой из формул (10) моделировался c , а затем вычислялась $\Delta\psi$.

В качестве $g_{iso}(\mu)$ в первом численном эксперименте рассматривалась таблично заданная индикатриса рассеяния излучения кристаллического облака *Cirrus*3 на $\lambda = 0,55$ мкм, представленная в модели OPAC [32]. Аппроксимационные массивы $P_{iso}(c', c)$ и $Q_{iso}(c', c, \Delta\psi)$, рассчитанные с использованием статистики 100 миллионов, имели размерности 101×201 и $101 \times 201 \times 91$ соответственно. На рис. 3, б приведены результаты моделирования интенсивности отраженной солнечной радиации в зависимости от азимутального угла детектора ϕ_{det} , рассчитанные с использованием двух указанных выше алгоритмов при $\sigma(c' = 0) = 1 \text{ км}^{-1}$. Относительное различие между I_{iso} и I_{aniso} не превышало в большинстве случаев 3%, достигая иногда 6–8% при относительной погрешности расчетов ~ 1 –2%.

3.2. Анизотропная среда

Из общих соображений следует, что в оптически тонких облаках зависимость интенсивности однократно рассеянного излучения I_0 от азимутального угла детектора, рассчитанная без учета зависимости коэффициента ослабления от направления движения фотона, должна соответствовать угловому ходу индикатрисы рассеяния излучения $q(c', c, \Delta\psi)$ при фиксированных значениях c' и c (см. (5), $q(c', c, \Delta\psi) = Q(c', c, \Delta\psi)/\Delta\psi$).

Для проверки достоверности этого утверждения в ходе второго численного эксперимента были выполнены расчеты интенсивности отраженной ра-

диации в кристаллических облаках, состоящих из горизонтально ориентированных пластинок, при $\sigma(c' = 0) = 1 \text{ км}^{-1}$. Как следует из результатов вычислений (рис. 4, а), угловые зависимости $I_0(c' = 0,5, c = -0,5, \Delta\psi)$ и $I_0(c' = 0,5, c = -0,98, \Delta\psi)$ хорошо согласуются с $Q(c' = 0,5, c = -0,5, \Delta\psi)$ и $Q(c' = 0,5, c = -0,98, \Delta\psi)$ (см. рис. 1, в, г): при $DZA = 60^\circ$ имеют место всплески I_0 и Q при $\Delta\psi \approx 30^\circ$ и $\Delta\psi \approx 120^\circ$, а при $DZA = 10^\circ$ наблюдается резкий — на несколько порядков — спад интенсивности при $\Delta\psi \approx 70^\circ$. Отметим, что при заданных входных параметрах качественное соответствие между радиационными и оптическими характеристиками среды имеет место как при учете, так и без учета зависимости коэффициента ослабления от направления распространяющегося излучения. Поскольку коэффициент ослабления облаков растет по мере отклонения от направления в надира ($c = 0$), интенсивность I_0 несколько увеличивается по сравнению с расчетами при $\sigma(c) = \sigma(c = 0)$.

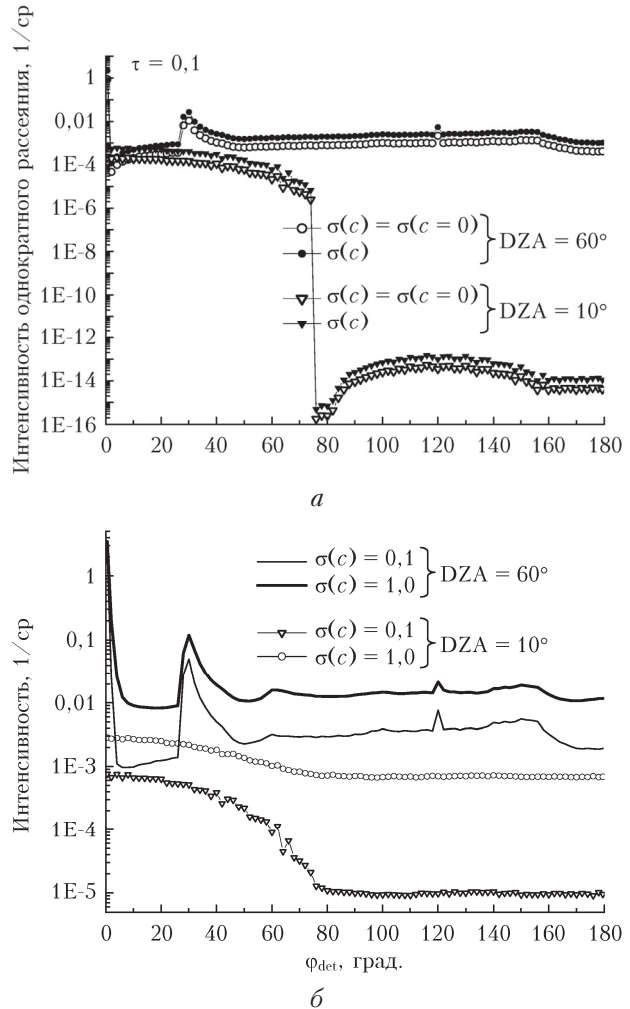


Рис. 4. Интенсивность солнечной радиации для различных условий наблюдения, рассчитанная с учетом (а) и без учета (б) зависимости коэффициента ослабления от направления распространяющегося излучения при $\sigma(c' = 0) = 1 \text{ км}^{-1}$; $SZA = 60^\circ$

На рис. 4, б приведены результаты расчетов интенсивности солнечной радиации для двух различных условий наблюдения и коэффициентов ослабления. В паргелическом круге ($DZA = 60^\circ$) угловая структура отраженной радиации при оптической толщине $\tau(c' = 0) = 1$ и $\tau(c' = 0) = 0,1$ идентична и близка к угловой зависимости компоненты однократного рассеяния (рис. 4, а), поскольку доля однократного излучения сравнительно велика и изменяется от $\sim 80\text{--}90\%$ до $\sim 10\text{--}50\%$ в направлениях «вперед» и «назад» соответственно в зависимости от оптической толщины. Для $DZA = 10^\circ$ (околозенитная дуга) и $\varphi_{\text{det}} > 75^\circ$ вклад I_0 в I резко падает до $\sim 10^{-7} - 10^{-10}\%$, и при увеличении азимутального угла изменение интенсивности за счет многократного рассеяния происходит в существенно меньшем диапазоне значений: например, при $\tau(c' = 0) = 1$ интенсивность излучения меняется в пределах примерно одного порядка при $0^\circ \leq \varphi_{\text{det}} \leq 180^\circ$.

Заключение

Представлена оригинальная версия алгоритма метода Монте-Карло для расчета полей яркости солнечного излучения в кристаллических облаках, оптические характеристики которых зависят только от зенитного угла распространяющегося излучения. Разработанная программная реализация алгоритма имитационного моделирования выполнена в рамках описанного ранее подхода [24–26] и учитывает зависимость коэффициента ослабления и индикатрисы рассеяния от направления распространяющегося излучения. Приведены примеры расчетов локальных оптических характеристик кристаллических облаков, состоящих из горизонтально ориентированных гексагональных пластинок, в видимой области спектра.

Алгоритм протестирован в ходе двух численных экспериментов. В первом из них сопоставлялись результаты расчетов отраженной радиации для изотропной среды с использованием разработанного ранее алгоритма для облаков, состоящих из хаотически ориентированных частиц [31], и алгоритма, представленного в настоящей работе. Аппроксимации распределений $P(c', c)$ и $Q(c', c, \Delta\psi)$ изотропной среды были рассчитаны с таблично заданной индикатрисой рассеяния излучения для кристаллических облаков типа *Cirrus* [32]. Второй численный эксперимент состоял в проверке соответствия между угловой зависимостью интенсивности отраженного солнечного излучения и индикатрисы рассеяния излучения $g(c', c, \Delta\psi)$. Радиационные расчеты были выполнены с использованием локальных характеристик оптически анизотропной среды, состоящей из горизонтально ориентированных пластинок [27, 28]. Результаты обоих численных экспериментов подтверждают адекватность учета особенностей переноса солнечной радиации в моделях кристаллических облаков, оптические характеристики которых зависят от зенитного угла распространяющегося излучения.

Настоящий алгоритм будет расширен для проведения радиационных расчетов с учетом молекулярно-аэрозольного компонента атмосферы и использован для исследования полей яркости восходящего и нисходящего излучения в оптически анизотропных кристаллических облаках с учетом вариаций размеров и флаттера горизонтально ориентированных частиц, а также стохастической геометрии облаков.

Автор выражает признательность С.М. Пригарину (ИВМиМГ, г. Новосибирск) за плодотворные дискуссии по теме настоящего исследования, а также бывшему сотруднику ИОА СО РАН И.А. Гришину, который в рамках совместной работы выполнил расчеты оптических характеристик горизонтально ориентированных частиц (проекты РФФИ, грант № 06-05-64484, и INTAS, грант № 05-1000008-8024).

Разработка программного обеспечения алгоритма статистического моделирования переноса излучения в оптически анизотропных облаках выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-01-00351); проведение радиационных расчетов проводилось в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

1. *Ono A.* The shape and riming properties of ice crystals in natural clouds // *J. Atmos. Sci.* 1969. V. 26, N 1. P. 138–147.
2. *Greenler R.G., Mallmann A.J., Drinkwine M., Blumenthal G.* The origin of sunpillars // *Am. Sci.* 1972. V. 60. P. 292–302.
3. *Sassen K.* Remote sensing of planar ice crystals fall attitude // *J. Meteorol. Soc. Jpn.* 1980. V. 58, N 5. P. 422–429.
4. *Кауль Б.В., Самохвалов И.В.* Ориентация частиц кристаллических облаков *Ci*: Часть 1. Ориентация при падении // *Оптика атмосф. и океана.* 2005. Т. 18, № 11. С. 963–967.
5. *Галлилейский В.П., Боровой А.Г., Матвиенко 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.
6. *Borovoi A., Galileiski V., Morozov A., Cohen A.* Detection of ice crystal particles preferably oriented in the atmosphere by use of the specular component of scattered light // *Opt. Express.* 2008. V. 16, N 11. P. 7625–7633.
7. *Галлилейский В.П., Кауль Б.В., Матвиенко 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; *Galileyskii V.P., Kaul B.V., Matvienko G.G., Morozov A.M.* Angular structure of the light intensity near the angles of mirror reflection from the faces of ice crystalline particles // *Atmos. Ocean. Opt.* 2009. V. 22, N 5. P. 506–512.
8. *Морозов А.М., Галлилейский В.П., Елизаров А.И., Кокарев Д.В.* Наблюдение зеркального отражения освещенной подстилающей поверхности облачным слоем из ледяных пластинок // *Оптика атмосф. и океана.* 2017. Т. 30, № 1. С. 88–92.
9. *Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г.* Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 312 с.

10. *Light Scattering by Nonspherical Particles. Theory, Measurements, and Applications* / M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, I.D. Travis (eds.). San Diego: Academic Press, 2000. 690 p.
11. *Chepfer H., Brogniez G., Goloub P., Francois M.B., Flamant P.H.* Observations of horizontally oriented ice crystals in cirrus clouds with POLDER-1/ADEOS-1 // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1999. V. 63, № 2–6. P. 521–543.
12. *Bréon F.M., Dubrulle B.* Horizontally oriented plates in clouds // *J. Atmos. Sci.* 2004. V. 61, N 23. P. 2888–2898.
13. *Noel V., Chepfer N.* A global view of horizontally oriented crystals in ice clouds from Cloud–Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation (CALIPSO) // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115, N D00H23. DOI: 10.1029/2009JD012365.
14. *Westbrook C.D., Illingworth A.J., O'Connor E.J., Hogan R.J.* Doppler lidar measurements of oriented planar ice crystals falling from supercooled and glaciated layer clouds // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2010. V. 136, N 646. P. 260–276.
15. *Noel V., Chepfer N.* Study of ice crystal orientation in cirrus clouds based on satellite polarized radiance measurements // *J. Atmos. Sci.* 2005. V. 61, N 16. P. 2073–2081.
16. *Zhou C., Yang P., Dessler A.E., Liang F.* Statistical properties of horizontally oriented plates in optically thick clouds from satellite observations // *IEEE Geosci. Remote Sens. Lett.* 2013. V. 10, N 5. P. 996–990.
17. *Takano Y., Liou K.-N.* Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part II: Theory and computation of multiple scattering in an anisotropic medium // *J. Atmos. Sci.* 1989. V. 46, N 1. P. 20–36.
18. *Masuda K., Ishimoto H.* Influence of particle orientation on retrieving cirrus cloud properties by use of total and polarized reflectances from satellite measurements // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2004. V. 85, N 2. P. 183–193.
19. *Heymsfield A., Iaquinta J.* Cirrus crystal terminal velocity // *J. Atmos. Sci.* 2000. V. 57, N 7. P. 916–938.
20. *Westbrook C.D.* The fall speeds of sub – 100 mm ice crystals // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2008. V. 134, iss. 634. P. 1243–1251.
21. *Spichtinger P., Gierens K.M.* Modelling of cirrus clouds – Part 1b: Structuring cirrus clouds by dynamics // *Atmos. Chem. Phys.* 2009. V. 9, N 2. P. 707–719.
22. *Runheng H., Liou K.-N.* Effects of horizontal orientation on the radiative properties of ice clouds // *Adv. Atmos. Sci.* 1985. V. 2, N 1. P. 20–27.
23. *Lavigne C., Roblin A., Chervet P.* Solar glint from oriented crystals in cirrus clouds // *Appl. Opt.* 2008. V. 47, iss. 33. P. 6266–6276.
24. *Prigarin S.M., Borovoi A.G., Bruscaiglioni P., Cohen A., Grishin I.A., Oppel U.G., Zhuravleva T.B.* Monte Carlo simulation of radiation transfer in optically anisotropic clouds // *Proc. SPIE.* 2005. N 5829. P. 88–94.
25. *Призгарин С.М., Боровой А.Г., Гришин И.А., Онпель У.Г.* Статистическое моделирование переноса излучения в оптически анизотропных кристаллических облаках // *Оптика атмосф. и океана.* 2007. Т. 20, № 3. С. 205–210.
26. *Prigarin S.M.* Numerical simulation of halo in crystal clouds by Monte Carlo method // *Russ. J. Num. Anal. Math. Modelling.* 2009. V. 24, N 5. P. 481–494.
27. *Borovoi A., Grishin I., Oppel U.* Mueller matrix for oriented hexagonal ice crystals of cirrus clouds // XI Intern. Workshop on Multiple Scattering LIDAR Experiments (MUSCLE 11). Williamsburg, Virginia, USA: NASA Langley Research Center, 2000. P. 81–89.
28. *Borovoi A., Grishin I.* Scattering matrices for large crystal particles // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2003. V. 20, iss. 11. P. 2071–2080.
29. *Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Еленов Б.С.* Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 280 с.
30. *Takano Y., Liou K.-N.* Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I: Single scattering and optical properties of hexagonal ice crystals // *J. Atmos. Sci.* 1989. V. 46, N 1. P. 3–19.
31. *Журавлева Т.Б.* Моделирование переноса солнечного излучения в различных атмосферных условиях. Часть I: Детерминированная атмосфера // *Оптика атмосф. и океана.* 2008. Т. 21, № 2. С. 99–114.
32. *Hess M., Koepke P., Schult I.* Optical properties of aerosols and clouds: The software package OPAC // *Bull. Am. Meteor. Soc.* 1998. V. 79. P. 831–844.

T.B. Zhuravleva. Simulation of solar radiation brightness fields in the presence of optically anisotropic crystal clouds: algorithm and test results.

An original algorithm for statistical of the solar radiation transfer in the presence of crystal clouds, optically anisotropic with respect to the zenith angle of the incident radiation, is presented. Examples of preliminary calculated local optical characteristics of clouds consisting of horizontally oriented plates (without taking into account internal absorption) are given. The software developed was tested in two numerical experiments. In the first of them, the results of calculations of reflected radiation for an isotropic medium with the use the previously developed algorithm for clouds consisting of chaotically oriented particles and the algorithm presented in this work were compared. In the second experiment the angular dependence of the upward radiation intensity and the phase scattering function in crystal clouds consisting of horizontally oriented plates is compared. The results of numerical experiments indicate that when simulating radiation transfer using this algorithm, the properties of the optical anisotropy of the medium are adequately taken into account.