

Зависимость параметра асимметрии индикатрисы рассеяния от характеристик среды

М.А. Лобанова¹, А.В. Васильев², И.Н. Мельникова³

¹ Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д.Ф. Устинова,
190005 Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская, д. 1

E-mail: mashula1987@mail.ru ;

² Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет,
198504 Санкт-Петербург, Петродворец, Ульяновская ул., д. 1

E-mail: vsa@lich.phys.spbu.ru ;

³ Российский государственный Гидрометеорологический университет,
195196 Санкт-Петербург, Малоохтинский пр., 98

E-mail: Irina.Melnikova@robox.spbu.ru

Важной характеристикой взаимодействия излучения со средой является индикатриса рассеяния. В общем случае индикатриса рассеяния не выражается явной функцией и описывается таблично. Однако, при решении многих прикладных задач (задачи активного и пассивного дистанционного зондирования и экологического мониторинга атмосферы) желательно иметь ее аналитическое представление. Поэтому применяют различные аппроксимации. Одной из наиболее распространенных аппроксимаций является функция Хенни-Гринстейна, которая удобна тем, что определяется одним параметром асимметрии g и легко раскладывается в ряд по полиномам Лежандра. Несмотря на широкое использование этой функции и ее параметра g в практических применениях, до сих пор не проводилось подробного исследования связи величины g с характеристиками среды. В данной работе рассматривается зависимость g от длины волны излучения, функции распределения частиц по размерам, среднего размера частиц среды и показателя преломления частицы. Получены графики соответствующих зависимостей для ансамблей частиц воды и льда.

Ключевые слова: рассеяние света, индикатриса рассеяния, параметр асимметрии, угол рассеяния, распределение по размерам

Введение

При моделировании процессов взаимодействия излучения со средой с целью определения оптических параметров среды в коротковолновой области спектра особенно сложной задачей является параметризация аэрозольной и облачной индикатрисы рассеяния. Необходимость решения этой задачи связана с построением быстрых алгоритмов решения прямой задачи – расчету характеристик излучения в рассеивающей среде, а также с минимизацией числа параметров рабочего алгоритма при решении обратной задачи. Действительно, восстанавливать индикатрису, в дополнение к таблицам зависимости от высоты и длины волны, еще и как таблично заданную функцию угла рассеяния просто технически невозможно. Поэтому следует стремиться к описанию зависимости индикатрисы от угла рассеяния малым числом параметров. Примером такой параметризации может служить функция Хенни-Гринстейна. Несмотря на то, что эта функция с довольно низкой точностью описывает реальные аэрозольные индикатрисы, все попытки подобрать подобную функцию, имеющую мало параметров и достаточно адекватно описывающую любые аэрозольные индикатрисы, к настоящему времени успехом не увенчались. Поэтому погрешность параметризации аэрозольной индикатрисы остается одним из мощных и “неустранимых” источников систематических ошибок при разработке рабочих алгоритмов решения обратных задач атмосферной оптики в коротковолновой области спектра. Заметим, что различные измеряемые характеристики излучения реагируют на точность пара-

метризации индикатрисы по-разному. Так, в условиях безоблачной атмосферы, поток, являясь интегралом по полусфере, значительно слабее связан с формой индикатрисы рассеяния, чем интенсивность, которая фактически ей прямо пропорциональна (например, в приближении однократного рассеяния). Поэтому неадекватность параметризации индикатрисы является наиболее серьезным препятствием при интерпретации спутниковых измерений интенсивности рассеянного солнечного излучения в безоблачной атмосфере.

Если все же принять функцию Хэнни-Гринстейна для описания индикатрисы рассеяния, встает вопрос о моделировании ее параметра g в зависимости от характеристик среды и излучения. Анализу зависимости параметра асимметрии индикатрисы рассеяния от размера рассеивающих частиц, выбранного типа распределения по размерам, длины волны излучения и посвящена данная статья.

Индикатриса рассеяния

Рассмотрим процесс рассеяния света частицей в некотором направлении \vec{r} . Тогда $dE_d(\vec{r})$ – энергия рассеянного излучения (в интервалах $[\lambda, \lambda + d\lambda]$, $[t, t + dt]$) в телесном угле $d\Omega$, описанным вокруг направления \vec{r} [1]. Определим, *сечение направленного рассеяния* $C_d(\vec{r})$, на длине волны λ в момент времени t

$$C_d(\vec{r}) = \frac{dE_d(\vec{r})}{F_0 d\lambda dt d\Omega}. \quad (1)$$

Полная энергия рассеяния, очевидно, есть интеграл от $dE_d(\vec{r})$ по всем направлениям $dE_s = \int_{4\pi} dE_d d\Omega$. Перейдем к сферическим координатам и, вводя угол *рассеяния* γ , который определим как угол между направлениями исходного и рассеянного излучения ($\gamma = \angle(\vec{r}_0, \vec{r})$), и азимут рассеяния φ , отсчитываемый между проекцией вектора \vec{r} на плоскость, перпендикулярную \vec{r}_0 , и некоторым (произвольно) выбранным направлением на этой плоскости. Сечение направленного рассеяния, как следует из его определения, можно трактовать в том смысле, что чем больше величина $C_d(\gamma, \varphi)$, тем сильнее свет рассеивается именно в направлении (γ, φ) по сравнению с другими направлениями. Для того чтобы можно было сравнивать сечения направленного рассеяния различных частиц, необходимо перейти к некоторой безразмерной величине, Полученная безразмерная характеристика называется *индикатрисой рассеяния* $x(\gamma, \varphi)$ и определяется соотношением

$$x(\gamma, \varphi) = 4\pi \frac{C_d(\gamma, \varphi)}{C_s}. \quad (2)$$

Выбирается условие нормировки индикатрисы рассеяния

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi x(\gamma, \varphi) \sin \gamma d\gamma = 1. \quad (3)$$

Если рассеяние одинаково по всем направлениям, т.е. $C_d(\gamma, \varphi) = \text{const}$ (такое рассеяние называется изотропным), то из нормировки (3) получаем $x(\gamma, \varphi) \equiv 1$. Из этого соображения и выбирается множитель 4π в определении индикатрисы (2). Во многих случаях (молекулярное рассеяние, рассеяние на сферических аэрозольных частицах) индикатриса не зависит от азимута рассеяния, будем рассматривать только такие индикатрисы. Интеграл от индикатрисы в интервале от нуля до некоторого угла рассеяния γ , т.е. $\frac{1}{2} \int_0^\gamma x(\gamma) \sin \gamma d\gamma$, можно трактовать как вероятность рассеяния в интервале углов от 0 до γ .

Легко проверить, что этот интеграл удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к понятию “вероятность”. Таким образом, индикатриса рассеяния $x(\gamma)$ есть *плотность вероятности рассеяния излучения на угол γ* . Часто это утверждение принимают за определение индикатрисы рассеяния.

В общем случае индикатриса рассеяния задается таблицей значений по углам рассеяния и является нерегулярной функцией. Учитывая также то, что индикатриса меняется с высотой в атмосфере, то возникает необходимость задания набора соответствующих таблиц для описания особенностей рассеяния света в атмосфере, что требует большого объема компьютерной памяти и времени расчетов. Некоторым упрощением является разложение индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра. На этом приеме основан ряд методов решения прямой задачи теории переноса излучения. Однако при решении обратных задач необходима параметризация индикатрисы аналитической функцией, в частности, могла бы быть полезна оценка микрофизических характеристик дисперсных сред по значению параметра индикатрисы рассеяния. Одним из удобных для описания параметров индикатрисы, к тому же имеющим физический смысл, является средний косинус угла рассеяния. По определению средний косинус угла рассеяния индикатрисы (параметр асимметрии, параметр индикатрисы Хенни-Гринстейна) g выражается формулой:

$$g = \overline{\cos \gamma} = \frac{x_1}{3} = \frac{1}{2} \int_0^\pi x(\gamma, \varphi) \sin \gamma \cos \gamma d\gamma \quad (4)$$

В формуле (4) x_1 обозначен первый коэффициент разложения индикатрисы по полиномам Лежандра. Одной из наиболее употребительных при выполнении расчетов теории переноса излучения является аппроксимация индикатрисы рассеяния функцией Хенни-Гринстейна:

$$\chi(\gamma) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \gamma)^{\frac{3}{2}}} \quad , \quad 0 \leq g \leq 1 . \quad (5)$$

При ее разложении по полиномам Лежандра параметр функции g связан с коэффициентами разложения простой формулой: $x_i = (2i+1)g^i$. Этот параметр определяет одну из основных характеристик индикатрисы – ее вытянутость вперед. Очевидно, что при значении $g=0$ имеем изотропную индикатрису, при $g \sim 0,8-0,9$ – сильно вытянутую вперед (например, в облачной атмосфере). Параметр g определяется размером рассеивающих частиц r_0 , длиной волны излучения и распределением частиц по размерам. Указанные зависимости и рассмотрены в работе. Следует отметить, что расчет индикатрис рассеяния (и

значений параметра g) для наиболее употребительных моделей атмосферных аэрозолей и капель в облаке предпринимался неоднократно [2], однако исчерпывающих данных об интересующих нас зависимостях найти не удалось. Поэтому в нашей работе предпринята попытка выявить характерные особенности поведения параметра асимметрии g в зависимости от длины волны излучения λ и характеристик среды: среднего радиуса в распределения частиц по размерам r_0 , функции распределения $f(r)$ и двух значений комплексного показателя преломления m , соответствующих воде и льду. Получены и рассмотрены соответствующие зависимости для случая рассеяния излучения разных длин волн на ансамблях частиц воды и льда единичной концентрации $N=1\text{ см}^{-3}$.

Используемые в работе распределения аэрозольных частиц

Монодисперсное распределение

В случае монодисперсного распределения все частицы ансамбля имеют одинаковый размер r_0 . Поэтому все зависимости, определяющие оптические характеристики аэрозоля, значительно упрощаются. Это наиболее простой вид распределения из всех здесь рассмотренных.

Логарифмически нормальное распределение

Его кратко называют логнормальным распределением. Это распределение величины, логарифм от которой распределен по нормальному (гауссову) закону

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi rs}} \exp\left(-\frac{1}{2s^2} \ln^2(r/r_0)\right). \quad (6)$$

Оно полностью характеризуется двумя параметрами: средним (в смысле значения логарифма) радиусом r_0 и дисперсией s . Первый из этих параметров характеризует общие размеры частиц ансамбля (чем больше r_0 , тем, в среднем, крупнее частицы ансамбля), второй – разброс радиусов (чем больше s , тем меньше разница между концентрациями частиц разных радиусов). Логнормальное распределение теоретически получено А.Н. Колмогоровым для размеров частиц, получающихся при случайном дроблении твердого вещества [3].

Распределение Хргиана-Мазина

Это очень распространенное эмпирическое соотношение, применяемое для аппроксимации функции распределения облачных частиц по размерам:

$$f(r) = \frac{b^3}{2} r^2 \exp(-br). \quad (7)$$

Единственный параметр распределения: $b=1/r_0$. Распределение Хргиана-Мазина является частным случаем Гамма-распределения.

Распределение Юнге

Из экспериментов известно, что уменьшение концентрации аэрозольных частиц при увеличении их радиуса идет по закону, близкому к степенному. Это отражено в распределении Юнге, характеризуемом двумя параметрами r_0 и b :

$$f(r) = \begin{cases} 1, & \text{если } r < r_0 \\ (r/r_0)^{-b}, & \text{если } r \geq r_0 \end{cases}. \quad (8)$$

Параметр r_0 имеет размерность радиуса, параметр b безразмерный (играет роль дисперсии).

Сразу заметим, что поведение распределения Юнге при $r < r_0$ физически не определено и является чисто математической моделью. Поэтому рассматриваемый здесь простой вид (8) не является общепринятым, иногда используют двухстепенное распределение Юнге, вводя третий параметр a и полагая $f(r) = (r_0/r)^{-a}$ при $r < r_0$. Альтернативной формой записи распределения Юнге при $r \geq r_0$ является формула $f(r) = (r/r_0)^{-1-b}$, сводящаяся к (8) подстановкой $b = b+1$. Параметр распределения b меняется в пределах от 7 (Рэлеевское рассеяние) до 3 (рассеяние на крупных частицах) из соображений сохранения физического смысла.

Результаты

Итоговая формула для нахождения параметра асимметрии индикатрисы ансамбля частиц с учетом нормировки выглядит следующим образом:

$$g = \int_0^{\infty} r^2 Q_s(r, \lambda, m) g(r, \lambda, m) f(r) dr / \int_0^{\infty} r^2 Q_s(r, \lambda, m) f(r) dr, \quad (9)$$

где r – размер аэрозольных частиц, Q_s – фактор эффективности рассеяния, λ – длина волны рассеиваемого излучения, m -комплексный показатель преломления веществ: в нашем случае воды и льда [4], $f(r)$ -функция распределения частиц по размерам. Параметр асимметрии g одной частицы (средний косинус угла рассеяния), стоящий под интегралом, рассчитывается непосредственно по теории Ми. Формулы теории Ми достаточно громоздки, поэтому мы не будем их здесь приводить. Отметим лишь, что для вычислений воспользовались алгоритмом, приведенным в [5,6], и соответствующей ему компьютерной программой.

Рассматривался широкий диапазон длин волн от 0,3 до 15 мкм. Размер частиц рассматривался в диапазоне от 0,001 до 12,4 мкм. На графике зависимости g от длины волны для монодисперсного случая (рисунок 1) видно, что с ростом размера частиц r_0 параметр g практически перестает зависеть от r_0 и меняется в пределах 0,7–0,9. Нижние плавные кривые соответствуют частицам малых размеров. Поскольку расчеты Ми делаются для величины $y=2\pi r_0/\lambda$, то очевидно, для малых r_0 параметр g быстро убывает до 0 (изотропное рассеяние или близкое к нему рэлеевское), для крупных частиц индикатриса остается

сильно вытянутой вплоть до $\lambda=8$ мкм ($g=0,85$), а затем параметр g медленно убывает до значений 0,5. На графике для воды отчетливо видны максимумы в районах 3 и 6 мкм и слабый максимум на 11,5 мкм. Для льда число максимумов увеличивается и растет глубина скачков.

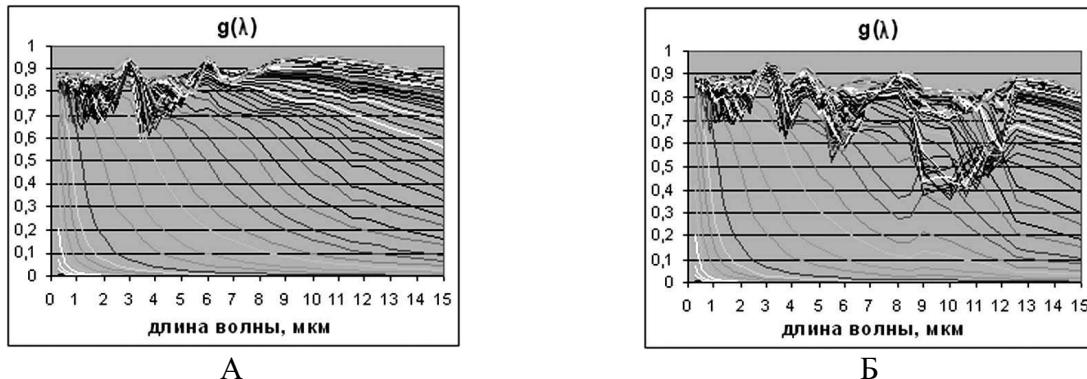


Рис. 1. Зависимость g от длины волны λ для монодисперсного распределения:
а) для воды, б) для льда

Из зависимости параметра g от размера частиц можно сделать вывод о сглаживании кривых с ростом длины волны (рисунок 2). Кривые зависимости g от размера частиц выходят на асимптотическое значение $g \sim 0,9$, причем они тем круче (для меньших значений r_0), чем короче длина волны. Для более коротких длин волн (для воды $\lambda < 5,5$ мкм, для льда $\lambda < 12,5$ мкм) кривые демонстрируют ряд экстремумов, а для более длинных волн кривые гладкие.

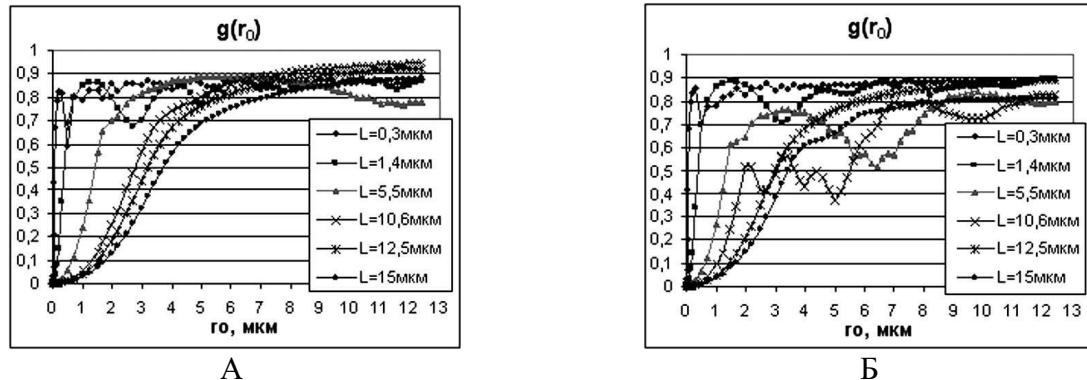
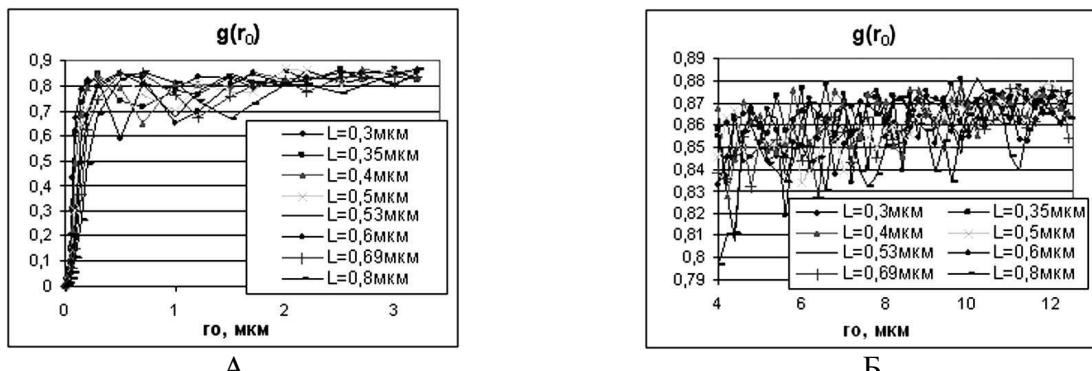


Рис. 2. Зависимость g от размера частиц r_0 для монодисперсного распределения для ряда длин волн, указанных на рисунке, а) для воды, б) для льда

На рисунке 3 показаны зависимости параметра асимметрии g от размера капель воды в коротковолновом спектральном диапазоне (где наиболее существенны процессы рассеяния) для мелких (рисунок 3а) и крупных частиц (рисунок 3б) в монодисперсном случае. Видно, что для мелких частиц колебания параметра весьма существенны. Быстрый и монотонный рост g происходит в диапазоне размеров от 0,001 до 0,5 мкм. Колебания величины g при изменении размера частиц достигают 20%, что существенно влияет на точность расчетов при решении как прямой, так и обратной задачи. Колебания величины g для крупных частиц (типовых размеров капель в облаке) достаточно малы (5-6%) и значения сосредоточены в диапазоне 0,85-0,87, которые обычно и выбираются в качестве модельных.

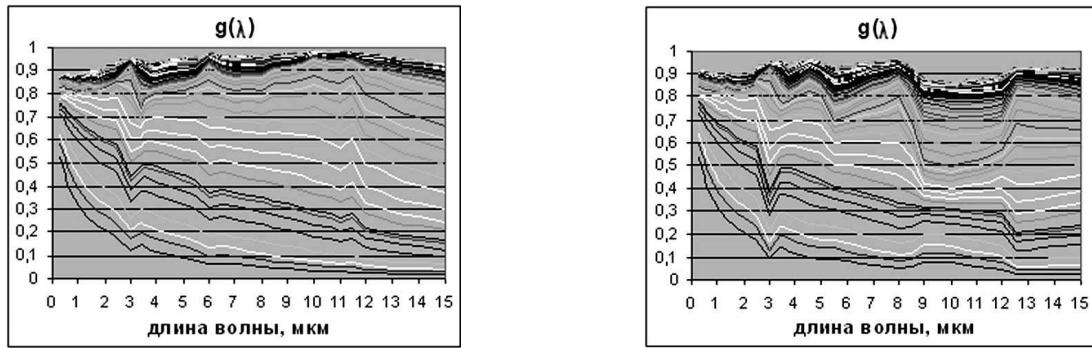


А

Б

Рис. 3. Зависимость g от размера частиц для монодисперсного случая в коротковолновом спектральном диапазоне для мелких (а) и крупных (б) частиц воды

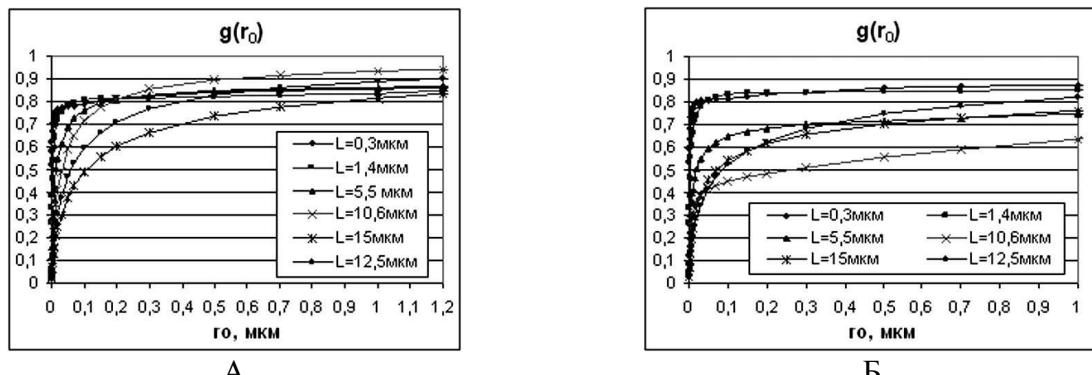
Для логнормального распределения в качестве параметра принимается средний радиус частиц r_0 . Графики выглядят практически, так же, как и в монодисперсном случае (рисунки 4 и 5). Можно отметить, что в коротковолновой области зависимости параметра асимметрии g от длины волны для воды и льда практически совпадают, кривые спектральных зависимостей становятся более упорядоченными для разных размеров частиц, а максимум на длине волны $\lambda=11,5$ мкм на графике для воды более явно выражен, чем в монодисперсном случае. На графиках зависимостей g от среднего размера частиц r_0 исчезли колебания, характерные для монодисперсного случая для более коротких длин волн. На кривых зависимости g от среднего размера частиц r_0 для того же распределения четко виден выход на асимптотику, причем в случае коротковолнового излучения g практически не зависит от среднего размера частиц.



А

Б

Рис. 4. Зависимость g от длины волны λ для логнормального распределения:
а) для воды, б) для льда



А

Б

Рис. 5. Зависимость g от среднего размера r_0 для логнормального распределения:
а) для воды, б) для льда

Следует отметить, что в коротковолновом диапазоне зависимостью от дисперсии s можно пренебречь, а также подчеркнем, что зависимости $g(s)$ для воды и льда почти одинаковы (рисунок 6).

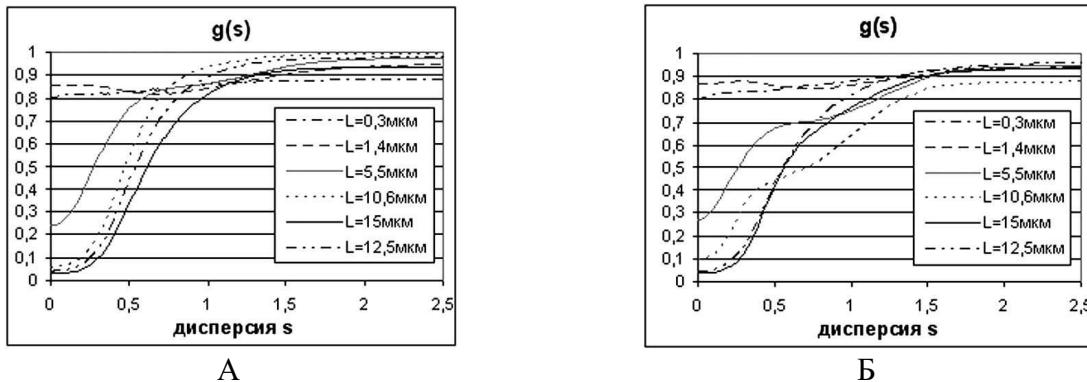


Рис. 6. Зависимость g от дисперсии s для логнормального распределения:
а) для воды, б) для льда

В случае распределения Хргиана-Мазина g как функция от длины волны почти достигает единицы, и вид зависимостей очень напоминает логнормальное распределение. Параметр асимметрии так же не зависит от r_0 в области больших радиусов и имеет экстремумы в тех же областях. Для льда опять же эти скачки более выражены (рисунок 7).

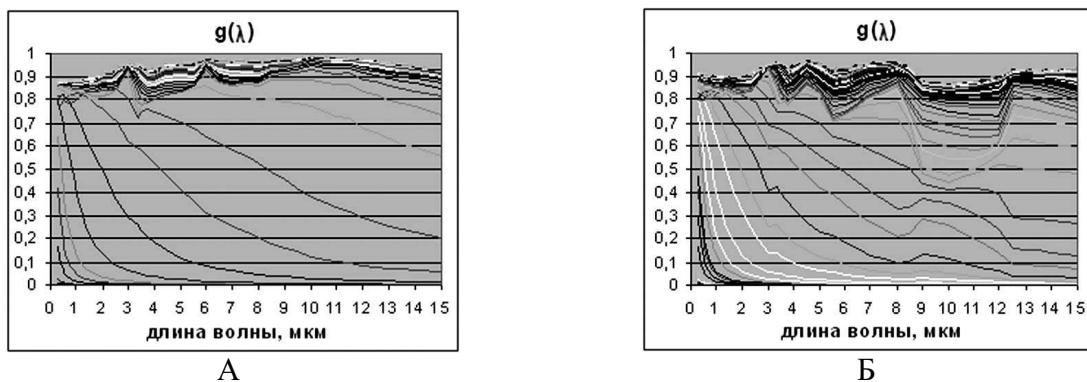


Рис. 7. Зависимость g от длины волны λ для распределения Хргиана-Мазина:
а) для воды, б) для льда

Зависимость g от r_0 для того же распределения также напоминает случай логнормального распределения. Только в области малых размеров частиц ($\sim 0,2$ мкм для воды и $0,3\text{--}0,5$ мкм – для льда) появляются небольшие скачки, плавно выходящие на асимптоту в $0,8\text{--}0,9$ мкм (рисунок 8).

В случае распределения Юнге зависимость параметра асимметрии от длины волны отличается от остальных распределений, в особенности для частиц с малым средним радиусом, хотя носит тот же характер. Все значения g уже лежат в более узком диапазоне $0,4\text{--}0,95$ для воды и $0,4\text{--}0,9$ для льда (рисунок 9). Причем кривые, соответствующие коротковолновой области спектра, для малых частиц образуют отдельную группу с явно выраженным минимумом для значения $r_0=3$ мкм и указывают на большие значения параметра g , чем в предыдущих случаях.

Если говорить о зависимости g от среднего размера частиц, то картина напоминает все предыдущие зависимости. Однако здесь параметр g уже принадлежит более узкому

диапазону: значений 0,4-0,95 для воды и 0,4-0,9 для льда (рисунок 10). Таким образом, использование распределения Юнге плохо описывает параметр g в случаях изотропного и релеевского рассеяния.

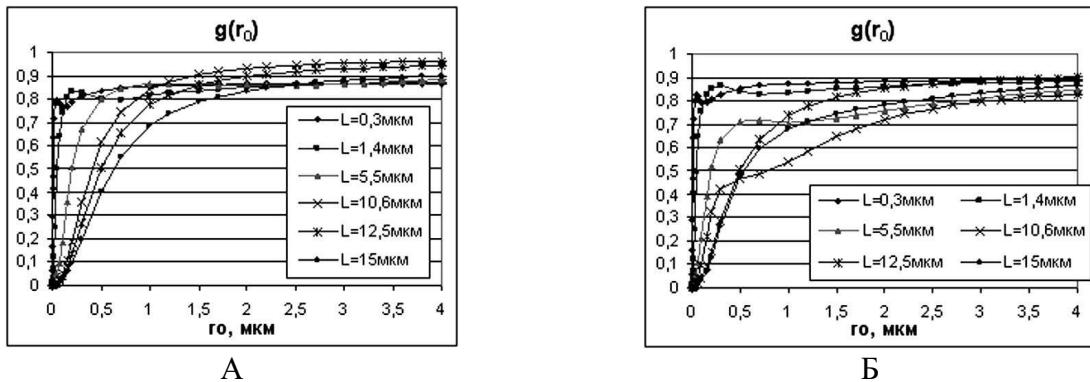


Рисунок 8. Зависимость g от среднего размера r_0 для распределения Хргиана-Мазина:
а) для воды, б) для льда

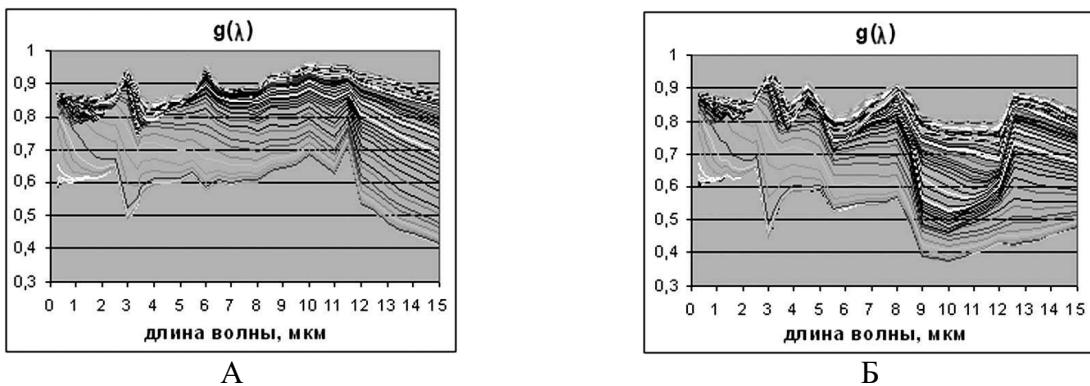


Рис. 9. Зависимость g от длины волны λ для распределения Юнге:
а) для воды, б) для льда

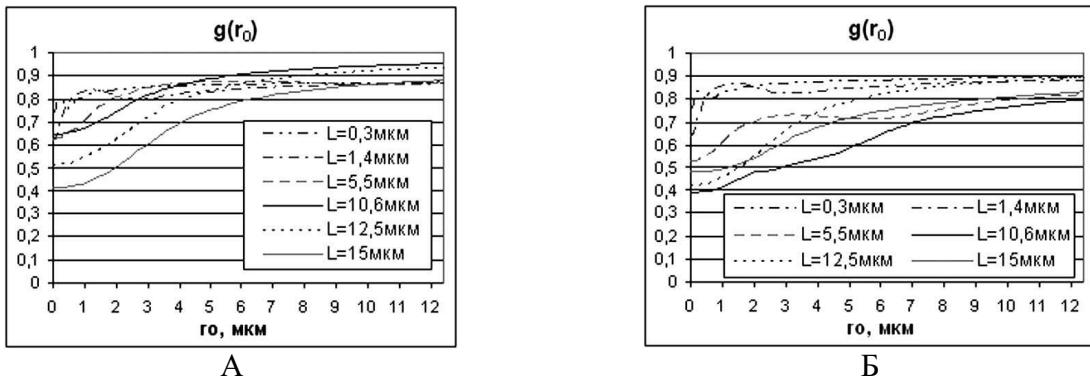


Рис. 10. Зависимость g от среднего размера r_0 для распределения Юнге:
а) для воды, б) для льда

Последний рисунок 11 с зависимостью g от параметра распределения b , который является по своему смыслу дисперсией и характеризует разброс размеров частиц, в корне отличается от той же зависимости для логнормального распределения. В коротковолновой области параметр асимметрии также слабо зависит от параметра b , а в ИК-области излучения он практически линейно падает с ростом параметра распределения.

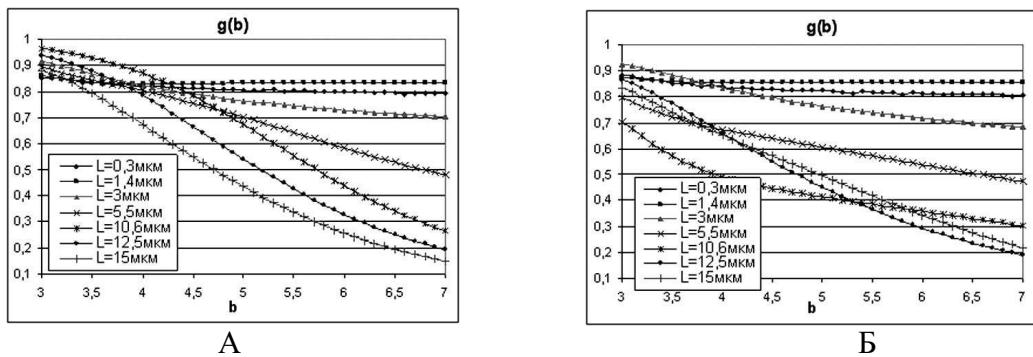


Рис. 11. Зависимость g от параметра распределения b для распределения Юнге:
а) для воды, б) для льда

Заключение

Для исследования зависимостей параметра асимметрии g (среднего косинуса) индикаторы рассеяния от оптических свойств среды были выполнены численные эксперименты. Было рассмотрено монодисперсное распределение частиц по размерам и ряд наиболее употребляемых распределений. Анализ проводился в широком диапазоне длин волн от УФ (0,3 мкм) до ИК (14,5 мкм) спектров и для различных размеров рассеивающих частиц (от 0,001 до 12 мкм). Таким образом, в терминах параметра $y=2\pi r_0/\lambda$, для которого и производятся расчеты, пределы его изменения составили от 0,005 до 207,4. Выявлены следующие характерные особенности поведения параметра асимметрии g в зависимости от свойств среды и падающего излучения:

1. Слабая и монотонная зависимость g от среднего размера частиц в коротковолновом диапазоне ($\lambda < 2$ мкм) при всех $r_0 < 0,5$ мкм. Далее зависимость выходит на «асимптотику» $g = 0,8$;
2. Зависимость g от размера частиц в ИК-диапазоне ($\lambda > 2$ мкм) указывает на возможность восстановления среднего размера частиц из величины g при значениях средних размеров частиц вплоть до $r_0 < 8$ мкм. В коротковолновой области параметр g быстро выходит на асимптоту $g = 0,8$ и зависимость $g(r_0)$ имеет несколько значительных по величине колебаний, поэтому трудно ее использовать для решения обратной задачи.
3. В монодисперсном случае зависимость $g(\lambda)$ не монотонная, а имеет ряд минимумов и максимумов вплоть до $r_0 < 6$ мкм. В коротковолновой области наблюдаются колебания около значения 0,7-0,8;
4. Полидисперсный случай демонстрирует минимумы и максимумы на тех же длинах волн для всех распределений. В случае распределения Юнге вид спектральных кривых для малых частиц резко отличается от других распределений, зависимость $g(r_0)$ имеет обратный ход по сравнению с другими распределениями.
5. Положение минимумов и максимумов несколько отличается для воды и льда;
6. Зависимость g от ширины распределения проявляется в ИК-диапазоне ($\lambda > 5$ мкм).

Поскольку выявленные зависимости носят в большинстве случаев весьма сложный и нерегулярный характер, возможно для упрощения следует рассматривать их в некоторых ограниченных интервалах длин волн и средних размеров частиц, где более гладкий ход зависимостей позволит аналитическую аппроксимацию.

Литература

1. Васильев А.В., Кузнецов А.Д., Мельникова И.Н. Дистанционное зондирование окружающей среды из космоса: практикум // СПб.: Балт. гос. техн. ун-т, 2008. 133с.
2. Stephens G.L. Optical properties of eight water cloud types// Technical Paper of CSIRO. Atmosph. Phys. Division. Aspendale. Australia. 1979, № 36, pp. 1-35.
3. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Теоретические основы атмосферной оптики // СПб.: Наука, 2003. 474с.
4. Зуев В.Е., Креков Г.М. Современные проблемы атмосферной оптики. т. 2. Оптические модели атмосферы // Л., Гидрометеоиздат, 1986. 256с.
5. Васильев А.В. Универсальный алгоритм расчета оптических характеристик однородных сферических частиц. 1.Одиночные частицы // Вестник СПбГУ, сер. 4: Физика, химия, 1996, вып. 4, №25. С. 3-11.
6. Васильев А.В. Универсальный алгоритм расчета оптических характеристик однородных сферических частиц. 2.Ансамбли частиц // Вестник СПбГУ, сер. 4: Физика, химия, 1997, вып. 1, №4. С. 14-24.

The phase function asymmetry parameter dependence on scattering media properties

M.A. Lobanova ¹, A.V. Vasilyev ², I.N. Melnikova ³

¹ Baltic State Technical University «Voenmeh» of D.F. Ustinov,
190005 Saint-Petersburg, 1-st Krasnoarmeiskaya str., 1
E-mail: mashula1987@mail.ru ;

² Saint-Petersburg State University, V. A. Fock Institute of Physics,
198504 Saint-Petersburg, Petrodvorets, Ul'yanovskaya st., 1
E-mail: vsa@lich.phys.spbu.ru ;

³ Russian State Hydrometeorological University,
195196 Saint-Petersburg, Malookhtinsky prospect 98
E-mail: Irina.Melnikova@pobox.spbu.ru

Phase function is important characteristic of the interaction between radiation and turbid medium. In a general way it is not expressed as an explicit function so that it is tabulated. However, while solving most applied problems (active and passive remote sensing problems, direct and inverse problems of the atmospheric optics and ecological monitoring of the atmosphere) it is desirable to have its analytic representation. That's why different approximations are in use. One of the most popular phase function approximation is Henyey-Greenstein function which is suitable for its single asymmetry parameter g and can be easily expanded as a series of Legendre polynomials. In spite high use of this function and its parameter g in practical applications until today detailed study of g value dependence on turbid medium characteristics hasn't been done. In this paper we present the parameter g dependence on radiation wavelength, aerosol distribution function, mean particle size and index of aerosol refraction. Plots of corresponding correlations for ensembles of water and ice particles are received.

Keywords: light scattering, phase function, asymmetry parameter, scattering angle, size distribution function