

## Зеркальное рассеяние света на ледяных кристаллах облаков и взволнованной поверхности воды

А.В. Коношонкин<sup>1,2</sup>, А.Г. Боровой<sup>1\*</sup>

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

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 2.08.2012 г.

Зеркальное рассеяние света наблюдается как яркий пик, образующийся при отражении света от перистых облаков, снежного покрова и взволнованной поверхности воды. Получены аналитические выражения, объединяющие зеркальное рассеяние как на совокупности частиц, так и на непрерывной поверхности. Определены условия, при которых по виду дифференциального сечения рассеяния удается идентифицировать тип рассеивающей среды в задачах дистанционного зондирования.

*Ключевые слова:* зеркальное рассеяние, глнт, ледяные кристаллы, водная поверхность; specular scattering, glint, ice crystal, water surface.

### Введение

При дистанционном зондировании природных сред большинство объектов, например поверхность суши, жидкокапельные облака и т.п., являются диффузно отражающими или диффузно рассеивающими средами. Но некоторые из них, в частности снежный покров и перистые облака (когда ледяные кристаллы принимают преимущественно горизонтальную ориентацию), а также поверхность воды являются зеркально-отражающими средами. В этом случае в окрестности направления рассеяния, соответствующего зеркальному отражению, наблюдается яркий пик интенсивности рассеянного света (англ. *glint*, или *glitter*). Общеизвестно зеркальное рассеяние на взволнованной поверхности воды в виде солнечных или лунных дорожек.

Зеркальное рассеяние на поверхности океана — это важное оптическое явление при исследовании Земли из космоса, поскольку, с одной стороны, пик зеркального рассеяния является нежелательной помехой при измерениях диффузно рассеянного света и должен исключаться при обработке экспериментальных данных [1]. С другой стороны, зеркальная компонента рассеянного света может эффективно использоваться для измерения статистических параметров взволнованной поверхности, главным образом распределения углов наклона нормалей к поверхности [2–4]. Распределение углов наклона взволнованной поверхности, углов флаттера требуется,

в частности, для расчета оптических систем наблюдения, работающих над поверхностью океана [5].

Аналогичная ситуация имеет место и при зеркальном рассеянии света на перистых облаках. В том числе при обработке сигналов космического лидара CALIPSO отдельно выделяются случаи, когда часть ледяных кристаллов перистых облаков имеет преимущественно горизонтальную ориентацию [6–13]. Распределения атмосферных ледяных кристаллов по углам наклона исследовались также наземными лидарными или прожекторными установками рядом авторов [14–21].

Поскольку размер атмосферных ледяных кристаллов и масштаб неоднородностей взволнованной поверхности воды намного превышают длину волны света, то в оптическом диапазоне длин волн зеркальная компонента света, рассеянного этими средами, описывается с достаточной точностью в рамках геометрической оптики. В этом разделе оптики понятия рассеяния и отражения/преломления света становятся в значительной степени эквивалентными. Заметим, что в отличие от стандартных задач оптики рассеивающих сред, где рассматриваются сферически симметричные рассеиватели, в данном случае рассеиватели не являются сферически симметричными. В этом случае как дифференциальные сечения рассеяния (ДСР), так и соответствующие индикатрисы рассеяния становятся функциями двух независимых направлений: направления падения и направления рассеяния света.

В данной статье приведены аналитические выражения ДСР для зеркальной компоненты через плотности распределения углов наклона как для

\* Александр Владимирович Коношонкин (sasha\_tvo@iao.ru); Анатолий Георгиевич Боровой (borovoi@iao.ru).

сред, состоящих из преимущественно ориентированных ледяных кристаллов, так и для взволнованной поверхности воды. Также показано, что под малыми углами падения света эти аналитические выражения идентичны и совпадают с точностью до постоянного множителя. Однако под большими углами падения света, когда на взволнованной поверхности появляются затенения, в рассеянном свете видны качественные различия. В статье проиллюстрированы эти различия на основе численных расчетов для простейшей модели взволнованной поверхности воды.

## Дифференциальное сечение рассеяния для ледяных кристаллов с преимущественно горизонтальной ориентацией

Теоретическое описание дифференциального сечения рассеяния  $\sigma(\mathbf{i}, \mathbf{n})$  для ледяных кристаллов было рассмотрено в работах [22, 23]. Ниже представлены основные формулы, которые потребуются для дальнейшего изложения теории.

Для горизонтально ориентированной пластинки ДСР описывается  $\delta$ -функцией Дирака на сфере направлений рассеяния  $\mathbf{n}$ :

$$\sigma(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| s F_{iz} \delta(\mathbf{n} - \mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{i}$  — направление падения;  $\mathbf{z}$  — направление вверх, от которого отсчитывается угол наклона;  $s$  — площадь верхней грани кристалла;  $F_{iz}$  — коэффициент отражения Френеля;  $\mathbf{n}$  — направление рассеяния;  $\mathbf{r}$  — направление зеркального отражения.

В атмосфере ледяные кристаллы ориентированы преимущественно в горизонтальной плоскости, где нормали  $\mathbf{N}$  распределены в узком конусе направлений относительно вектора  $\mathbf{z}$  с некоторой плотностью вероятностей  $p(\mathbf{N})$ . Уравнение (1) при произвольной ориентации пластинки принимает вид уравнения

$$\sigma(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}| s F_{iN} \delta(\mathbf{n} - \mathbf{r}(\mathbf{N})), \quad (2)$$

которое необходимо усреднить с плотностью вероятностей  $p(\mathbf{N})$ , где  $\int p(\mathbf{N}) d\mathbf{N} = 1$ . Для среднего ДСР непосредственно получаем

$$\begin{aligned} \langle \sigma(\mathbf{i}, \mathbf{n}) \rangle &= \int \sigma(\mathbf{i}, \mathbf{n}) p(\mathbf{N}) d\mathbf{N} = \\ &= s \int |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}| F_{iN} \delta(\mathbf{n} - \mathbf{r}(\mathbf{N})) p(\mathbf{N}) d\mathbf{N} = \\ &= s \int |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r})| F_{iN(\mathbf{r})} \delta(\mathbf{n} - \mathbf{r}) p(\mathbf{N}(\mathbf{r})) \frac{DN}{Dr} d\mathbf{r} = \\ &= \frac{s}{4} F_{iN(\mathbf{n})} p(\mathbf{N}(\mathbf{n})) = \frac{s}{4} F_{iN(\mathbf{n})} p\left(\frac{\mathbf{n} - \mathbf{i}}{|\mathbf{n} - \mathbf{i}|}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

При вычислении интеграла здесь использован якобиан преобразования, связывающего направление нормали пластинки и направление отраженного луча:  $DN/Dr = (4|\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}|)^{-1}$  [22].

Интеграл от ДСР по направлениям рассеяния является сечением рассеяния, которое зависит как от направления падения света, так и от распределения нормалей  $p(\mathbf{N})$ . Сечение рассеяния можно получить интегрированием по ориентациям пластинки, воспользовавшись заменой переменных:

$$\langle \sigma(\mathbf{i}) \rangle = \frac{s}{4} \int F_{iN} p(\mathbf{N}) \frac{DN}{DN} d\mathbf{N} = s \int |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}| F_{iN} p(\mathbf{N}) d\mathbf{N}. \quad (4)$$

Таким образом, при появлении флаттера ДСР превращается в регулярную функцию на сфере направлений рассеяния, которая фактически описывается распределением нормалей  $p(\mathbf{N})$ , отображенным на сферу направлений, как уже отмечалось в [21, 22]. Стоит отметить, что полученные в рамках геометрической оптики результаты немного расходятся с данными, полученными в рамках физической оптики. Однако это отличие мало и им можно пренебречь, чему имеется экспериментальное подтверждение [24].

Границы областей на сфере направлений рассеяния, в которой ДСР отлично от нуля, проиллюстрированы на рис. 1.

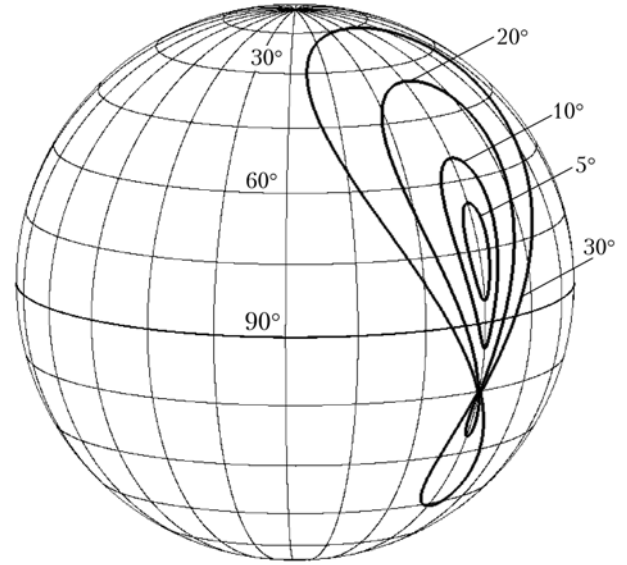


Рис. 1. Границы области на сфере направлений рассеяния, в которой ДСР отлично от нуля, для угла падения  $75^\circ$  градусов и при различных значениях максимального угла наклона  $T$  (5, 10, 20,  $30^\circ$ )

## Дифференциальное сечение рассеяния для шероховатых поверхностей и слоя ориентированных ледяных кристаллов

В отличие от ограниченных в пространстве рассеивателей большинство природных сред, таких как земная поверхность и т.д., моделируются как неограниченные шероховатые поверхности. Здесь понятие

ДСР должно применяться уже к произвольной площадке шероховатой поверхности с единичной площадью. Рассмотрим горизонтальную шероховатую поверхность с внешней нормалью  $\mathbf{z}$ . Здесь поток энергии падающего света равен  $|\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}|$ . Часть этой энергии поглотится или пройдет внутрь рассеивающей среды, а оставшаяся часть, соответствующая альбедо  $\alpha(\mathbf{i})$ , рассеется по различным направлениям  $\mathbf{n}$  в верхнюю полусферу  $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{z}) > 0$ . Распределение этой энергии по направлениям рассеяния и будет ДСР для шероховатой поверхности, которое обозначим как  $C(\mathbf{i}, \mathbf{n})$ , т.е.

$$\alpha(\mathbf{i})|\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| = \int_{(\mathbf{n} \cdot \mathbf{z}) > 0} C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) d\mathbf{n}, \quad C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| \frac{d\alpha(\mathbf{i})}{d\mathbf{n}}. \quad (5)$$

В частности, в предельном случае зеркальной поверхности имеем

$$C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = F_{i,z} |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| \delta(\mathbf{n} - \mathbf{r}(\mathbf{z})), \quad (6)$$

что совпадает с формулой (1) при  $s = 1$ , а в противоположном предельном случае ламбертовской поверхности с альбедо  $\alpha(\mathbf{i}) = 1$  имеем широко известный закон убывания яркости ламбертовской поверхности по косинусу угла наблюдения  $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{z})$  при произвольном угле падения  $C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| (\mathbf{n} \cdot \mathbf{z})/\pi$ , где множитель  $1/\pi$  проверяется подстановкой выражения в формулу (5).

Для тонкого слоя перистых облаков, когда ледяные кристаллы преимущественно ориентированы в горизонтальной плоскости, можно спроецировать кристаллы, моделируемые пластинками, на верхнюю плоскость. Тогда поверхностная концентрация частиц  $c = c'h$ , где  $c'$  — объемная концентрация;  $h$  — толщина слоя. Величина  $\tau = cs$  при этом имеет физический смысл оптической толщи слоя. При малых оптических толщах  $\tau \ll 1$ , которые и будем рассматривать в настоящей статье, перекрывание

проекций частиц пренебрежимо мало. Тогда верхняя плоская граница слоя может быть представлена как шероховатая поверхность, а ее кусок с единичной площадью будет иметь следующее очевидное значение ДСР:

$$C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = c \langle \sigma(\mathbf{i}, \mathbf{n}) \rangle = \frac{cs}{4} F_{i, \mathbf{N}(\mathbf{n})} p(\mathbf{N}(\mathbf{n})) = \frac{\tau}{4} F_{i, \mathbf{N}(\mathbf{n})} p(\mathbf{N}(\mathbf{n})). \quad (7)$$

## Дифференциальное сечение рассеяния для взволнованных поверхностей

Для построения оптической модели отражающей поверхности в рамках геометрической оптики представим взволнованную поверхность в виде совокупности элементов с бесконечно малой площадью  $ds \rightarrow 0$ . Для такой поверхности ДСР может быть записано в приближении однократного отражения, т.е. в предположении, что каждый луч после отражения распространяется, не испытывая повторных отражений. Тогда ДСР примет вид

$$C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| F_{i, \mathbf{N}(\mathbf{n})} P_1(\mathbf{n}). \quad (8)$$

Здесь каждому направлению рассеяния  $\mathbf{n}$  однозначно сопоставляется нормаль  $\mathbf{N}$  к бесконечно малому элементу отражающей поверхности  $ds$ . В данном случае интенсивность рассеянного света определяется френелевским коэффициентом отражения  $F_{i, \mathbf{N}}$ . Величина  $P_1(\mathbf{n})$  в выражении (8) обозначает плотность распределения вероятностей такого события, когда свет, падающий в направлении  $\mathbf{i}$ , рассеялся в направлении  $\mathbf{n}$ . Эта функция должна удовлетворять нормировке  $\int P_1(\mathbf{n}) d\mathbf{n} = 1$ . Для построения этой функции обратимся к рис. 2.

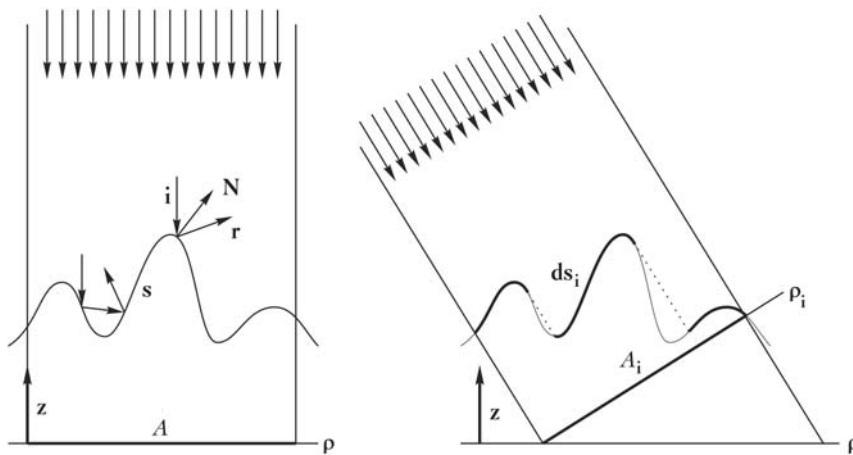


Рис. 2. Иллюстрация построения функции плотности распределения

Рассмотрим произвольный кусок взволнованной поверхности площадью  $S$ . Выделим на нем освещенную часть поверхности  $S_i$ . Введем на плоскости, перпендикулярной направлению падения  $\mathbf{i}$ , систему координат  $\rho_i = (x_i, y_i)$ . Площадь проекции поверхности  $S_i$  на плоскость  $\rho_i$  обозначим как  $A_i$ . В результате рассеяния энергия, упавшая на элемент освещенной поверхности  $ds_i$ , перенаправляется в элемент телесного угла  $d\omega$  в направлении  $\mathbf{n}$ , обозначим его  $d\mathbf{n}$ . Количество энергии, упавшей на элемент  $ds_i$ , равно площади проекции этого элемента  $d\rho_i$ . Данное отображение математически описывается якобианом  $D\rho_i/D\mathbf{n}$ . Очевидно, что  $\int (D\rho_i/D\mathbf{n})d\mathbf{n} = A_i$ . Тогда функция  $P_i(\mathbf{n}) = \frac{1}{A_i} \frac{D\rho_i}{D\mathbf{n}}$  является искомой плотностью вероятности из уравнения (8).

Для нахождения этой функции разобьем якобиан на произведение трех якобианов, имеющих физический смысл соответствующих промежуточных отображений:

$$P_i(\mathbf{n}) = \frac{1}{A_i} \frac{D\rho_i}{D\mathbf{n}} = \frac{1}{A_i} \frac{D\rho_i}{Ds_i} \frac{Ds_i}{DN} \frac{DN}{D\mathbf{n}}. \quad (9)$$

Здесь якобиан  $D\rho_i/Ds_i$  описывает проектирование плоскости  $\rho_i$  на поверхность  $S_i$ , поэтому он равен  $D\rho_i/Ds_i = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}|$ . Якобиан  $Ds_i/DN$  соответствует отображению поверхности  $S_i$  на единичную сферу нормалей  $\mathbf{N}$  к этой поверхности. Заметим, что при этом безразмерная величина

$$p_i(\mathbf{N}) = \frac{1}{S_i} \frac{Ds_i}{DN} \quad (10)$$

имеет смысл плотности вероятностей, так как  $(1/S_i) \int (Ds_i/DN)d\mathbf{N} = 1$ . Функция (10) играет важную роль в дальнейшем изложении и является плотностью распределения нормалей бесконечно малых элементов  $ds_i$ , составляющих всю поверхность  $S_i$ . Якобиан  $DN/D\mathbf{n}$  соответствует отображению нормалей  $\mathbf{N}$  в направления рассеяния света  $\mathbf{n}$ , согласно закону отражения света он равен  $DN/D\mathbf{n} = (4|\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}|)^{-1}$ .

Обозначим отношение площади проекции  $A_i$  к общей площади поверхности  $S_i$  как  $\beta_i$ . Эту величину также можно записать через интеграл от распределения  $p_i(\mathbf{N})$  следующим образом:

$$\begin{aligned} \beta_i &\equiv \frac{A_i}{S_i} = \frac{\int |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}(s_i)| ds_i}{\int ds_i} = \\ &= \frac{1}{S_i} \int |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}| \frac{Ds_i}{DN} d\mathbf{N} = \int |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}| p_i(\mathbf{N}) d\mathbf{N}. \quad (11) \end{aligned}$$

Параметр  $\beta_i$  отражает степень взволнованности поверхности. Для невзволнованной поверхности он

равен единице и затем убывает к нулю с увеличением взволнованности.

Подстановка в (9) всех полученных выражений приводит к следующему простому результату:

$$P_i(\mathbf{n}) = \frac{p_i(\mathbf{N}(\mathbf{n}))}{4\beta_i}. \quad (12)$$

Таким образом, зеркальное рассеяние света взволнованной поверхностью может быть записано через распределение нормалей  $p_i(\mathbf{N})$  с использованием преобразования, связывающего направление нормали с направлением отраженного света.

Окончательное выражение для ДСР взволнованной поверхности в приближении однократного рассеяния имеет вид

$$C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| \int_{F_{i:\mathbf{N}(\mathbf{n})}} \frac{p_i(\mathbf{N}(\mathbf{n}))}{4\beta_i}. \quad (13)$$

Альбедо взволнованной поверхности при этом равно интегралу:

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{i}) &= \int_{F_{i:\mathbf{N}(\mathbf{n})}} p_i(\mathbf{N}(\mathbf{n})) d\mathbf{n} / (4\beta_i) = \\ &= \int_{F_{i:\mathbf{N}}} p_i(\mathbf{N})(DN/DN) d\mathbf{N} / (4\beta_i) = \\ &= \int_{F_{i:\mathbf{N}}} |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}| p_i(\mathbf{N}) d\mathbf{N} / \int |\mathbf{i} \cdot \mathbf{N}| p_i(\mathbf{N}) d\mathbf{N}. \quad (14) \end{aligned}$$

При малых углах падения света и при малой взволнованности океана, когда на поверхности воды не образуются тени, общее уравнение (13) упрощается. Предположим, что при малом угле падения света  $\theta_i$  вся поверхность  $S$  оказывается освещенной. Обозначим максимальный угол наклона взволнованной поверхности как  $T$ , тогда тени не появятся, пока выполняется условие

$$\theta_i + T < \pi/2. \quad (15)$$

В случае, когда вся взволнованная поверхность остается освещенной, т.е.  $S_i = S$ , функция  $p_i(\mathbf{N})$  в формуле (13) не зависит от угла падения света. Обозначим  $p_i(\mathbf{N})$  как  $p_0(\mathbf{N})$ , а площадь проекции поверхности  $S$  при нормальном падении света как  $A_0$ . Поскольку горизонтальный размер поверхности  $S$  произволен, можно предположить, что он существенно превышает как высоту волн, так и их характерные горизонтальные размеры. В этом случае справедливо приближенное равенство

$$A_i \approx |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| A_0. \quad (16)$$

Подстановка принятых выше обозначений в уравнение (13) приводит его к более простому виду

$$C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = F_{i:\mathbf{N}(\mathbf{n})} \frac{p_0(\mathbf{N}(\mathbf{n}))}{4\beta_0}, \quad (17)$$

где величины  $p_0(\mathbf{N})$  и  $\beta_0 = A_0/S$  соответствуют случаю нормального падения света  $\theta_i = 0$ .

Отметим существенную аналогию между зеркальным рассеянием света на колеблющейся пластинке с распределением нормалей  $p(\mathbf{N})$  и рассеянием на взволнованной поверхности с распределением нормалей  $p_0(\mathbf{N})$ . Пусть распределения их нормалей совпадают:  $p(\mathbf{N}) = p_0(\mathbf{N})$ , что должно часто наблюдаться в природе при слабых осцилляциях относительно горизонтальной ориентации. Тогда ДСР, согласно уравнениям (3) и (17), отличны от нуля в одних и тех же конечных областях на сфере направлений рассеяния, показанных на рис. 1, и там они совпадают с точностью до множителя  $\beta_0$ , принимающего для случая  $p_0(\mathbf{N}) = \text{const}$  следующий вид:

$$\beta_0 = \frac{1 + \cos(T)}{2}. \quad (18)$$

Физический смысл этого постоянного множителя проясняется, если рассматривать полное отражение света, т.е. когда  $F_{i,N} = 1$ . Так, для случая отражения света от невзволнованной поверхности, где  $p(\mathbf{N}) = \delta(\mathbf{N} - \mathbf{z})$ ,  $\beta_0 = 1$ , ДСР также описывается  $\delta$ -функцией Дирака

$$C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) = \delta(\mathbf{N}(\mathbf{n}) - \mathbf{z})/4 = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}(\mathbf{z})).$$

Общее количество энергии, отраженной от элемента единичной площади, равно  $\int C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) d\mathbf{n} = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}|$ .

При увеличении взволнованности поверхности общее количество отраженной от непрерывной поверхности энергии не должно измениться:

$$\begin{aligned} \int C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) d\mathbf{n} &= |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| \frac{\int p_i(\mathbf{N}(\mathbf{n})) d\mathbf{n}}{4\beta_i} = \\ &= |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| \frac{\int p_i(\mathbf{N}) D\mathbf{n}/DN d\mathbf{N}}{4\beta_i} = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}|. \end{aligned} \quad (19)$$

Для случая колеблющейся пластинки единичной площади (или совокупности пластинок с единичной суммарной площадью) общее количество энергии будет уменьшаться с ростом максимального угла наклона из-за пропускания некоторого количества света:

$$\int C(\mathbf{i}, \mathbf{n}) d\mathbf{n} = \frac{\int p(\mathbf{N}(\mathbf{n})) d\mathbf{n}}{4} = \frac{\int p_0(\mathbf{N}(\mathbf{n})) d\mathbf{n}}{4} = |\mathbf{i} \cdot \mathbf{z}| \beta_0. \quad (20)$$

Таким образом, параметр  $\beta_0(T)$  можно интерпретировать как фактор, уменьшающий среднее сечение экстинкции (или сечение рассеяния при  $F_{i,N} = 1$ ) пластинки, если пластинка колеблется.

При достаточно сильной взволнованности поверхности, когда нарушается условие (15), функции  $p_i(\mathbf{N})$  и  $p_0(\mathbf{N})$  существенно отличаются, что приводит к различию между ДСР взволнованной поверхности и слоя зеркально отражающих частиц

даже при одинаковом законе распределения углов наклона (рис. 3).

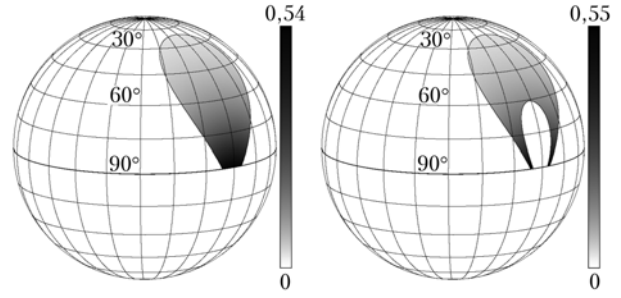


Рис. 3. Различия в ДСР для слоя отражающих пластинок (слева) и ДСР для взволнованной поверхности (справа) при угле падения света  $80^\circ$  и максимальном угле наклона  $30^\circ$ . Углы наклона и падения света отсчитываются от зенита

## Заключение

Таким образом, полученные аналитические выражения для ДСР объединяют оптику рассеивающих сред и теорию отражения света от взволнованной поверхности. Эти выражения принимают одинаковый вид, если для взволнованных поверхностей определить плотность углов наклона относительно площади освещенной поверхности. Показано, что при малых углах падения света и малой взволнованности поверхности зеркальное рассеяние оказывается одинаковым как для преимущественно ориентированных частиц, так и для отражающей поверхности. Однако при больших углах, когда на взволнованной поверхности образуются тени, качественное различие в зеркальном рассеянии позволяет дифференцировать эти среды в различных задачах дистанционного зондирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-05-00675а) и Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение № 8616).

1. Wang M., Bailey S.W. Correction of sun glint contamination on the SeaWiFS ocean and atmosphere products // Appl. Opt. 2001. V. 40, N 27. P. 4790–4798.
2. Cox C., Munk W. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun's glitter // J. Opt. Soc. Amer. 1954. V. 44, N 11. P. 838–850.
3. Walker R.E. Marine Light Field Statistics. N.Y.: Wiley, 1994. 675 p.
4. Breon F.M., Henriot N. Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. C06005. 10 pp. doi:10.1029/2005JC003343.
5. Mermelstein M.D., Shettle E.P., Takken E.H., Priest R.G. Infrared radiance and solar glint at the ocean-sky horizon // Appl. Opt. 1994. V. 33, N 25. P. 6022–6034.
6. Lavigne C., Roblin A., Chervet P. Solar glint from oriented crystals in cirrus clouds // Appl. Opt. 2008. V. 47, N 33. P. 6266–6276.
7. Chepfer H., Brogniez G., Goloub P., Breon F.M., Flamant P.H. Observation of horizontally oriented ice crystals in cirrus clouds with POLDER-1/ADEOS-1 // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1999. V. 63, iss. 2–6. P. 521–543.

8. Noel V., Chepfer H. Study of ice crystal orientation in cirrus clouds based on satellite polarized radiance measurements // *J. Atmos. Sci.* 2004. V. 61, N 16. P. 2073–2081.
9. Hu Y., Vaughan M., Liu Z., Lin B., Yang P., Flittner D., Hunt B., Kuehn R., Huang J., Wu D., Rodier S., Powell K., Trepte C., Winker D. The depolarization-attenuated backscatter relation: CALIPSO lidar measurements vs. theory // *Opt. Express.* 2007. V. 15, N 9. P. 5327–5332.
10. Cho H.-M., Yang P., Kattawar G.W., Nasiri S.L., Hu Y., Minnis P., Trepte C., Winker D. Depolarization ratio and attenuated backscatter for nine cloud types: analyses based on collocated CALIPSO lidar and MODIS measurements // *Opt. Express.* 2008. V. 16, N 6. P. 3931–3948.
11. Noel V., Chepfer H. 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. D00H23.
12. Okamoto H., Sato K., Hagihara Y. Global analysis of ice microphysics from CloudSat and CALIPSO: Incorporation of specular reflection in lidar signals // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. D22209.
13. Sato K., Okamoto H. Refinement of global ice microphysics using spaceborne active sensors // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. D20202. doi:10.1029/2011JD015885.
14. Platt C.M.R., Abshire N.L., McNice G.T. Lidar backscatter from horizontal ice crystal plates // *J. Appl. Meteorol.* 1978. V. 17, N 4. P. 482–488.
15. Sassen K., Benson S. A midlatitude cirrus cloud climatology from the Facility for Atmospheric Remote Sensing. Part II: Microphysical properties derived from lidar depolarization // *J. Atmos. Sci.* 2001. V. 58, N 15. P. 2103–2111.
16. Noel V., Sassen K. Study of planar ice crystal orientations in ice clouds from scanning polarization lidar observations // *J. Appl. Meteorol.* 2005. V. 44, N 5. P. 653–664.
17. Del Guasta M., Vallar E., Riviere O., Castagnoli F., Venturi V., Morandi M. Use of polarimetric lidar for the study of oriented ice plates in clouds // *Appl. Opt.* 2006. V. 45, N 20. P. 4878–4887.
18. Balin Y.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.
19. 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.
20. 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.
21. 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.
22. Borovoi A., Kustova N. Specular scattering by preferentially oriented ice crystals // *Appl. Opt.* 2009. V. 48, N 19. P. 3878–3885.
23. Borovoi A., Kustova N. Display of ice crystal flutter in atmospheric light pillars // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. L04804. doi:10.1029/2008GL036413.
24. Маричев В.Н., Галлилейский В.П., Кузьменков Д.О., Морозов А.М. Экспериментальные наблюдения зеркального отражения лазерного излучения от ориентированных кристаллических частиц, сосредоточенных в слое атмосферы // *Оптика атмосф. и океана.* 2009. Т. 22, № 12. С. 1145–1147.

*A.V. Konoshonkin, A.G. Borovoi. Specular scattering of light by cloud's ice crystals and wavy water surfaces.*

Specular reflection is a bright spot of intensity observed when light is reflected by cirrus clouds, snow blankets, and wavy water surfaces. The analytical expressions, which combine specular scattering on particulate media and rough surfaces, are obtained. The conditions, which allow the identification of the scattering media from the differential cross-section, have been determined for remote sensing applications.