

Угловая структура интенсивности света вблизи углов зеркального отражения от граней кристаллических частиц льда

В.П. Галилейский, Б.В. Кауль, Г.Г. Матвиенко, А.М. Морозов*

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

Поступила в редакцию 22.07.2008 г.

Получены соотношения, связывающие угловые и спектральные характеристики излучения отраженного гранями ледяных частиц с их концентрацией, размером и отклонением отражающих граней от горизонтального положения – флаттером. Обсуждается возможность использования зеркального отражения для оценок размера частиц и их ориентации в пространстве.

Ключевые слова: ледяные облака, оптическое зондирование, ориентация частиц.

Введение

Отражением света от граней кристалликов льда обусловлены известные оптические феномены в атмосфере, такие как нижнее Солнце, солнечные столбы и столбы от наземных локальных источников света, которые обычно наблюдаются в зимнее время при безветренной морозной погоде. С появлением лазерного зондирования атмосферы отражение от граней кристаллов проявилось в виде эффекта аномально большого обратного рассеяния [1]. От оптически тонких перистых облаков, через которые можно видеть звезды, были получены сигналы, соответствующие коэффициенту обратного рассеяния порядка $10 \text{ км}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. Эффект сразу был увязан с наличием в облаках пластинчатых кристаллов, ориентированных так, что нормали к их граням совпадают с оптической осью лидара. Ориентация является также неизменным условием существования всех перечисленных выше оптических феноменов. Другое условие заключается в том, что размеры кристаллов должны быть намного больше длины волны света.

В публикации [2] авторы привели результаты прожекторного зондирования ледяного аэрозоля. В ней особо отмечен эффект, который обозначен как появление мнимого изображения источника света (прожектора). В работах [3, 4] на основе геометрико-оптических построений дана интерпретация возникновения мнимого изображения точечного источника света и обозначена возможность оценки среднего размера частиц и их флаттера из углового

размера пика зеркального отражения, полученного на нескольких длинах волн. Приведенное описание не касалось соотношений, связывающих размер и концентрацию частиц со спектральной и угловой структурой пика зеркального отражения при облучении слоя ограниченным пучком света. Ниже обсуждаются эти вопросы.

1. Зависимость интенсивности и спектрального состава излучения, отраженного слоем горизонтально ориентированных пластинок, от размера пластинок и ширины диаграммы направленности источника света

Рассмотрим отражение от тонкого слоя ΔH горизонтально ориентированных пластинок одного размера, расположенного на высоте H , освещенного пучком полихроматического света с угловой расходимостью 2θ . Распределение интенсивности по сечению пучка будем считать равномерным. Смысл понятия «тонкий слой» в том, что можно пренебречь продольным смещением изображения объекта в пространстве изображений при его перемещении от нижней границы слоя к верхней. При наблюдении глазом или фотографировании короткофокусным объективом этому условию удовлетворяет широкий класс ситуаций, для которых $\Delta H/H \ll 1$.

Ледяная частица моделируется в виде круглой пластинки диаметром $d = 2a$ и показателем преломления 1,31. То обстоятельство, что реальные частицы являются гексагональными пластинками или столбиками, в значительной мере будет сглаживаться при усреднении по азимутальным ориентациям.

*Виктор Петрович Галилейский (gvp@iao.ru); Бруно Валентинович Кауль (kaul@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru); Александр Михайлович Морозов (moro@iao.ru).

Отражение будем характеризовать коэффициентом отражения R , пренебрегая спектральной зависимостью показателя преломления. Если ограничиться малыми углами отклонения прожектора от вертикали, то можно пренебречь излучением, проникающим в пластинки через боковые грани. Тогда для расчета отраженного потока можно воспользоваться формулами для пропускания и отражения излучения диэлектрическим слоем [5].

Коэффициент отражения является периодической функцией толщины пластинок и, кроме того, зависит от угла падения. Реальные частицы имеют разброс по толщине, по крайней мере, в несколько длин волн. Усредненный по толщинам пластинок коэффициент отражения при нормальном падении составляет 0,038. С увеличением угла падения до 25–30° его величина для излучения, поляризованного перпендикулярно плоскости падения, возрастает до 0,05, а для параллельного компонента уменьшается до 0,028. В среднем для неполяризованного излучения $R = 0,0385$.

В приближении однократного рассеяния, используя принцип суперпозиции и принцип Бабины, отражение от слоя пластинок различных размеров можно свести к известной задаче дифракции на плоском экране со случайно расположенными отверстиями одинакового размера [5]. Распределение интенсивности при дифракции Фраунгофера на круглом отверстии с радиусом a дается формулой

$$I_0(\beta) = \omega \pi a^2 \lambda^{-2} \left[\frac{2J_1(ka\beta)}{ka\beta} \right]^2, \quad (1)$$

где β — синус угла отклонения от центра дифракционной картины; λ — длина волны излучения; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; J_1 — функция Бесселя; ω — мощность падающего на отверстие излучения в заданном достаточно узком интервале длин волн $\Delta\lambda$. Согласно принципу Бабины отверстие заменяется пластинкой, которая отражает поток

$$\omega = Rq(\lambda)\Delta\lambda\pi a^2 H^{-2}, \quad (2)$$

где $q(\lambda)$ — спектральная сила света источника, Вт·ср⁻¹·мкм⁻¹.

Согласно [5] распределение интенсивности при дифракции на N случайно расположенных пластинках определяется формулой

$$I(\beta) \cong NI_0(\beta). \quad (3)$$

Равенство является приближенным, потому что не все пластинки в одинаковой мере участвуют в формировании интенсивности отраженного излучения. Наибольший вклад дают пластинки, непосредственно прилегающие к линии, содержащей точку наблюдения и волновой вектор отраженной волны. В дальнейшем считаем направление этой линии совпадающим с вертикалью, полагая, что точка наблюдения находится в непосредственной близости к источнику пучка света, направленного в зенит. Это позволяет привлечь соображения симметрии, упрощающие формулы и облегчающие понимание сути явления без нарушения общности.

Рассмотрим спектральную зависимость интенсивности в центре ($\beta = 0$) пика отраженного света. Для этого найдем элемент площади слоя $dS(\theta)$ через высоту H и угол отклонения θ от вертикали:

$$dS = 2\pi H^2 \theta d\theta,$$

а статистический вес этого элемента $p(\theta)$, исходя из принципа взаимности, запишем в виде

$$p(\theta) = [2J_1(ka\theta)/ka\theta]^2.$$

Обозначим через n среднюю поверхностную плотность пластинок и определим их эффективное число следующей формулой:

$$N_s = nS_s = 2\pi H^2 n \int_0^\Theta p(\theta) \theta d\theta, \quad (4)$$

где Θ — угловой радиус освещенной области экрана. Обозначим интеграл, стоящий в этой формуле, как $\Phi(\Theta, a, \lambda)$. Его асимптотическое значение равно

$$\Phi_{\Theta \rightarrow \infty} \cong \lambda^2 / 2\pi^2 a^2. \quad (5)$$

Фактически хорошее приближение к этому значению достигается, если $\Theta \geq 2\lambda/a$.

Подстановка N_s в (3) вместо N и объединение формул (1)–(3) дают следующее выражение для интенсивности:

$$I(\beta, \lambda) = 2\pi^3 Rq(\lambda)\Delta\lambda a^4 \lambda^{-2} n \Phi(\Theta, a, \lambda) \left[\frac{2J_1(ka\beta)}{ka\beta} \right]^2. \quad (6)$$

Значение функции, стоящей в квадратных скобках, в нуле тождественно равно единице. Если условие $\Theta \geq 2\lambda/a$ выполняется для всех длин волн спектра источника, то, подставляя (5) в (6), получаем

$$I(0) = Rq(\lambda)\Delta\lambda\pi a^2 n. \quad (7)$$

В этой формуле отсутствует зависимость от длины волны. Следовательно, спектральный состав отраженного излучения будет таким же, как у источника излучения, т.е.

$$I_{i0}(0, \lambda_i) / I_j(0, \lambda_j) = q(\lambda_i)\Delta\lambda_i / q(\lambda_j)\Delta\lambda_j. \quad (8)$$

Рассмотренный случай соответствует отражению без изменения спектрального состава излучения, как это происходит, например, при отражении пучка белого света от сплошного неселективного зеркала.

В общем случае, если условие $\Theta \geq 2\lambda/a$ не выполняется для всех или отдельных длин волн, формулу (8) можно записать в следующем виде:

$$I_i(0, \lambda_i, \Theta) / I_j(0, \lambda_j, \Theta) = \alpha_{ij} \lambda_j^2 q(\lambda_i)\Delta\lambda_i / \lambda_i^2 q(\lambda_j)\Delta\lambda_j, \quad (9)$$

где

$$\alpha_{ij}(\Theta) = \Phi(\Theta, a, \lambda_i) / \Phi(\Theta, a, \lambda_j). \quad (10)$$

Для наглядности примем, что $q(\lambda_i)\Delta\lambda_i = q(\lambda_j)\Delta\lambda_j$. Тогда нетрудно видеть, что коэффициент α_{ij} характеризует спектральное поведение отраженного излучения между двумя крайними случаями.

1. $\Theta \geq 2\lambda/a$. Тогда $\alpha_{ij} = \lambda_i^2/\lambda_j^2$ и реализуется случай (8), т.е.

$$I_i(0, \lambda_i) / I_j(0, \lambda_j) = 1. \quad (11)$$

2. Если $\Theta \ll 2\lambda/a$, то выполняется

$$I_i(\lambda_i) / I_j(\lambda_j) \cong (\lambda_j / \lambda_i)^2. \quad (12)$$

Это следует, например, из явного вида интеграла, стоящего в (4). Если положить $\theta = \delta(\theta - \Theta)$, то получится $\Phi_i = \Phi_j = p(0) = 1$.

Приведенные выше соотношения представляют интерес для лазерного зондирования кристаллических аэрозолей. Из них следует, что отношение мощности принимаемых на двух длинах волн сигналов обратного рассеяния может зависеть от соотношения между ширинами диаграмм направленности передатчика и приемника. Поясним сказанное. Допустим, что зондирование производится в интервале длин волн $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$. Если взять диаграмму направленности приемника из $\varphi_{\text{пр}} \ll \lambda_{\min}/2a$, то, не прибегая к интегрированию по угловой апертуре приемника, можно допустить, что интенсивность отраженного излучения равна интенсивности в центральной части пика отражения — формула (6). Тогда, изменяя ширину диаграммы направленности источника света Θ в пределах величин, соответствующих условиям (12) и (11), можно получить, при условии равенства излучаемых мощностей, отношение принимаемых мощностей рассеянного излучения от

$$P(\lambda_{\min}) / P(\lambda_{\max}) = \lambda_{\max}^2 / \lambda_{\min}^2$$

до

$$P(\lambda_{\min}) / P(\lambda_{\max}) = 1.$$

При регистрации изображения рассеивающего объема фотокамерой, когда $\varphi_{\text{пр}} \gg \lambda_{\max}/2a$, невыполнение условия (11) приводит к тому, что спектральный состав излучения в центре изображения испытывает трансформацию в сторону уменьшения доли длинноволнового излучения. Следовательно, изображение точечного источника белого света окажется не только размытым, но и окрашенным.

От рассмотренной выше задачи отражения плоским слоем случайно расположенных пластинок одинакового размера легко перейти к отражению тонким, в определенном выше смысле, объемным слоем частиц разных размеров. Предположения о тонкости слоя и пренебрежимой роли переотражений позволяют интерпретировать поверхностную концентрацию частиц n как проекцию на плоскость объемной концентрации $n_{\text{об}}$ и связать их простым соотношением

$$n = n_{\text{об}} \Delta H. \quad (13)$$

Обобщение формулы (6) на полидисперсный ансамбль достаточно тривиально, но интерпретация экспериментальных результатов по угловой зависимости интенсивности излучения в этом случае пред-

ставляет собой большую проблему, если учесть еще и то обстоятельство, что частицы подвержены флаттеру.

2. Влияние флаттера на интенсивность и угловую структуру отраженного излучения

Из соображений, изложенных в [3], ясно, что флаттер приводит к расширению углового распределения интенсивности отраженного излучения. Кроме того, как будет показано ниже, происходит уменьшение интенсивности отраженного света и «замывание» зависимости угловой структуры интенсивности от длины волны излучения.

Число нормалей к отражающим граням частиц, попадающих в элемент телесного угла $d\omega = \gamma d\gamma d\psi$, где γ — угол флаттера, определим следующей формулой:

$$dn(\omega) = \frac{1}{2\pi} n\rho(\gamma)\gamma d\gamma d\psi, \quad (14)$$

где n — полная концентрация частиц в освещенном объеме; $\rho(\gamma)$ — плотность вероятности распределения нормалей по углу γ . Распределение по азимутальным направлениям ψ считаем равномерным. Здесь, как и выше, полагаем, что источник света направлен в зенит, а наблюдение ведется в непосредственной близости от него. Тогда распределение интенсивности $I(\beta, \psi)$ обладает симметрией вращения относительно вертикали, т.е. направления $\beta = 0$. Определим некоторый произвольный угол ψ_0 за начало отсчета углов ψ и будем искать распределение $I(\beta, \psi_0)$. Схема расчета поясняется на рис. 1.

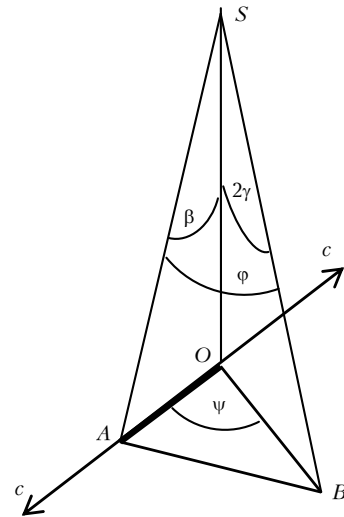


Рис. 1. Схема углов, принятая при выводе формулы (16)

Пусть элемент освещенного объема находится в точке S . Его проекцией на горизонтальную плоскость, находящуюся на произвольном расстоянии H , является точка O . Пересечение ss вертикальной

плоскости, содержащей треугольник AOS , с упомянутой горизонтальной плоскостью определяет направление $\psi_0 = 0$ и является тем сечением двумерного распределения интенсивности $I(\beta, \psi)$, по которому ищется функция $I(\beta, \psi_0)$. Скользящее по линии ss положение точки A задает значение аргумента β . При отклонении нормали отражающей грани от направления падающего излучения на углы γ , ψ центр определяемого этой гранью дифракционного распределения интенсивности займет положение $(2\gamma, \psi)$. Пересечение этого направления с горизонтальной плоскостью обозначено точкой B . Цель данного построения — показать значение углового расстояния ϕ между направлениями SA и SB .

Длина отрезка AB по теореме косинусов запишется как

$$(AB)^2 = (OA)^2 + (OB)^2 - 2(OA)(OB)\cos\psi.$$

Заметим, что длины отрезков здесь играют вспомогательную роль. Если измерять их в единицах H , то $OA = \sin\beta$ и $OB = \sin 2\gamma$. Если ограничиться углами флаттера в пределах нескольких градусов, то вместо синусов углов можно записывать сами углы, как это и сделано ниже. Используя снова теорему косинусов для угла ϕ , можно показать, что при условии $\beta \ll 1$ и $2\gamma \ll 1$ будет справедлива формула

$$\sin^2\phi = \beta^2 + (2\gamma)^2 - 4\beta\gamma\cos\psi. \quad (15)$$

В направлении $[\beta, \psi_0]$ — (точка A) наибольший вклад в интенсивность дадут те грани, у которых нормали направлены так, что выполняются условия $2\gamma - \beta = 0$ и $\psi = 0$. Но в это направление, кроме того, будет попадать излучение от граней, для которых направления зеркального отражения попадают в прилегающую окрестность углов. Значимый угловой радиус этой окрестности имеет величину порядка $\lambda/2a$. Угловые расстояния ϕ множества точек B , попадающих в эту окрестность, найдем по формуле (15). Чтобы определить, какой вклад в интенсивность $I(\beta, \psi_0)$ дают пластинки, которые отражают в телесный угол $\gamma d\gamma d\psi$, нужно в формуле (1) аргумент β заменить на $\sin\phi$, определенный формулой (15). Для расчета вклада всей окрестности нужно проинтегрировать по всем значимым γ и ψ с учетом весовой функции, определенной формулой (14). Расчетная формула имеет следующий вид:

$$I(\beta, \psi_0) = \frac{1}{2} \omega a^2 \lambda^{-2} n \times \int_0^{2\pi} \int_0^F \left[\frac{2J_1 \left[ka\sqrt{\beta^2 + 4\gamma^2 - 4\beta\gamma\cos\psi} \right]}{ka\sqrt{\beta^2 + 4\gamma^2 - 4\beta\gamma\cos\psi}} \right]^2 \rho(\gamma) \gamma d\gamma d\psi. \quad (16)$$

Эта формула позволяет вычислить распределение интенсивности по диаметальному сечению двумерного распределения $I(\beta, \psi)$. Вследствие при-

нятой симметрии в качестве ψ_0 можно взять любое значение ψ в интервале $[0, 2\pi]$. Следовательно, формула (16) полностью описывает распределение интенсивности в двумерном пространстве (β, ψ) при отражении излучения от слоя круглых пластинок одного размера, подверженных флаттеру с заданной функцией распределения по углам отклонения нормалей к отражающим граням от вертикали.

На рис. 2 можно видеть влияние флаттера на угловое распределение интенсивности отраженного света для двух длин волн при трех функциях, определяющих флаттер. В качестве таковых были приняты нормальные распределения по углам флаттера γ с параметрами $\sigma = 0,001; 0,005; 0,0175$ рад.

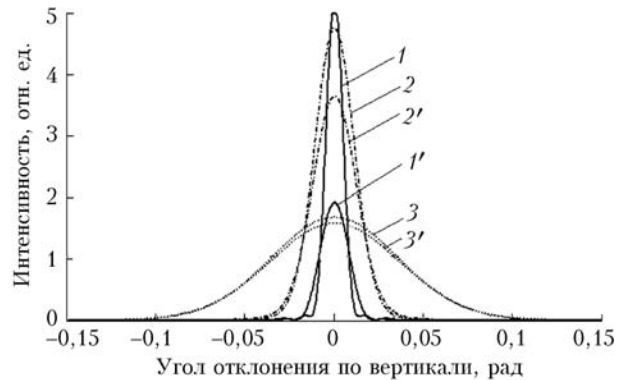


Рис. 2. Влияние флаттера на ширину и спектральный состав излучения, отраженного от слоя пластинок диаметром 40 мкм, при флаттере, который моделировался нормальными распределениями с параметрами: $\sigma = 0,001$ (1 и 1'); 0,005 (2 и 2'); 0,0175 рад (3 и 3'). Кривые 1, 2, 3 — $\lambda = 0,4$ мкм, 1', 2', 3' — 0,7 мкм

При практически полном отсутствии флаттера ($\sigma = 0,001$ рад) вид распределения, как можно было ожидать, близок к дифракционному. Излучение на $\lambda_1 = 0,4$ мкм дает узкий дифракционный пик большой интенсивности. Для $\lambda_2 = 0,7$ мкм пик излучения шире и менее интенсивен. Здесь легко выделить положение первого минимума и определить размер частиц из соотношения $2a = 0,61 \lambda/\beta$. Но уже при флаттере со среднеквадратическим отклонением $\sigma = 0,005$ рад происходят значительное уменьшение и сближение интенсивностей центральных частей углового распределения излучения на λ_1 и λ_2 . Вид распределения начинает приближаться к нормальному с параметром 2σ . Например, выполняется $\Delta \cong 2\sigma$, где Δ — полуширина пика распределения на уровне $I = 0,6I_{\max}$, как это должно быть для любого нормального распределения. При флаттере с $\sigma = 0,0175$ рад кривые 3 и 3' почти не отличимы.

Реальный аэрозоль представлен частицами разных размеров. Согласно существующим моделям [6, 7] флаттер зависит от интенсивности турбулентности и размера частиц, поэтому стоящая в (15) функция распределения по углам флаттера должна быть записана в форме $\rho(\gamma, a, \varepsilon)$, где ε — скорость диссипации энергии. Кроме того, необходимо ввести функцию распределения по размерам

и проинтегрировать по размерам частиц. В данной статье мы не будем обсуждать этот вопрос — он требует отдельного рассмотрения. Можно предположить, что полидисперсность аэрозоля приводит к существенной трансформации вида углового распределения интенсивности. В частности, присутствие большого количества относительно мелких частиц должно приводить к расширению крыльев распределения.

Резюмируя результаты данного раздела, отметим, что вид углового распределения интенсивности вблизи угла зеркального отражения в основном определяется флаттером частиц. Флаттер нивелирует различия в угловом распределении интенсивности излучения разных длин волн.

3. Сравнение с экспериментальными результатами и обсуждение

Рассмотрим некоторые экспериментальные результаты с позиций материала, изложенного в разд. 1 и 2.

Кратко отметим наиболее существенные для данного рассмотрения параметры установки.

В качестве направленного источника света использовался прожектор с ксеноновой лампой сверхвысокого давления ДКсШ 3000 в качестве излучающего элемента. Спектральная энергетическая яркость излучения лампы в интервале длин волн 0,4–0,7 мкм остается практически постоянной. Это, в первом приближении, позволяет считать, что произведение $q(\lambda)\Delta\lambda$, определяющее в (2) мощность падающего на пластинку излучения w , оставалось одним и тем же для всех трех выбранных участков спектра $\Delta\lambda$.

Зеркало прожектора формирует яркую центральную часть пучка с угловой расходимостью

излучения примерно $1,2^\circ$. Остальная часть излучения распределяется в конус с углом при вершине порядка $7\text{--}10^\circ$.

В качестве фоторегистратора использовалась камера CANON EOS 5D, в конструкции которой в качестве фоточувствительного элемента применена CMOS-структура. В сочетании с аналогово-цифровым преобразователем структура позволяет регистрировать интенсивность света в трех участках спектра — красном, синем и зеленом. Полосовые фильтры фирмы Bayer позволяют выделять спектральные полосы 390–560, 470–620 и 530–720 нм на уровне отсечки пропускания 5%. Разрядность АЦП — 12 бит. Камера укомплектована двумя объективами: с переменным фокусом — CANON EF 28–200 мм $f/3,5\text{--}5,6$ USM и с постоянным фокусом — SIGMA EX DG 20 мм $f/1,8$.

На рис. 3 представлено достаточно типичное распределение яркости по сечению прожекторного пучка. Распределение в нижнем сечении не имеет отношения к обсуждаемым здесь эффектам. Оно связано с поперечным размером пучка, а наблюдаемое различие амплитуд объясняется более интенсивным рассеянием коротковолнового излучения в чистой атмосфере. Обратимся к распределению в верхнем сечении.

Сразу обращает на себя внимание то, что помимо интенсивного центрального пика у распределения наблюдаются протяженные крылья. Заметный спад интенсивности имеет место до углов примерно $0,25$ рад. Это невозможно объяснить ни наличием строго ориентированных мелких частиц, поскольку их размер должен был бы быть порядка 2 мкм, а такие частицы не ориентируются вообще, ни наличием более крупных, но слабо ориентированных частиц, поскольку ориентация с параметром распределения $\sigma = 0,25$ рад означает практически полное отсутствие таковой.

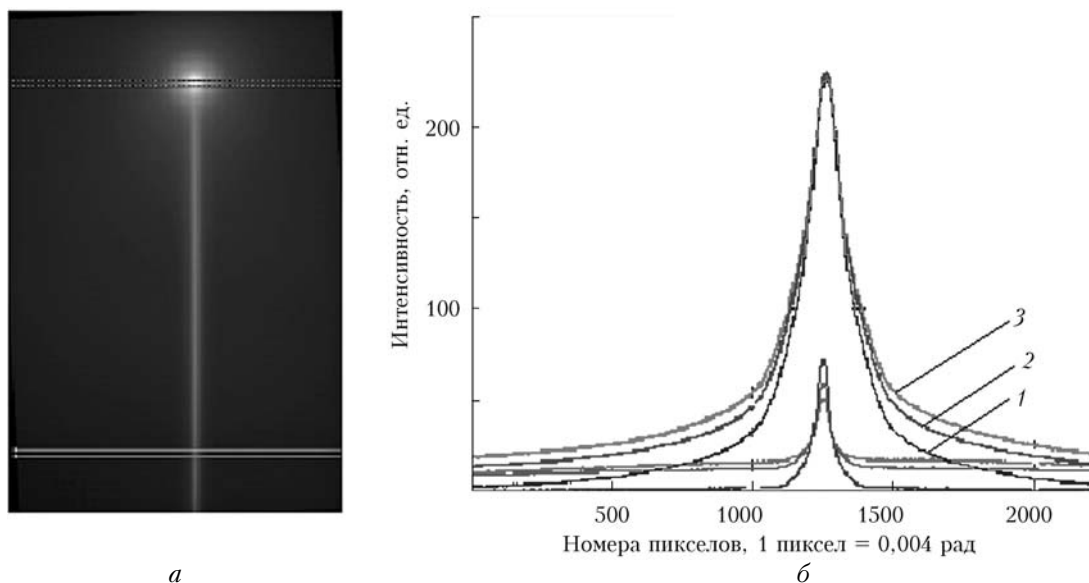


Рис. 3. Изображение прожекторного луча и светового пятна, обусловленного отражением от слоя кристаллических частиц (а). Поперечный разрез яркости изображения на двух уровнях, отмеченных на а двойными линиями: $\lambda = 0,45$ (1); $0,55$ (2); $0,65$ мкм (3) (б)

Наиболее вероятная причина наличия протяженных крыльев распределения видится в рассеянии света частицами, освещенными широкой периферийной частью прожекторного пучка с малой интенсивностью. Полагая это издержками эксперимента, займемся центральным пиком распределения. В пользу этого подхода приведем следующие соображения. Если взглянуть на формулу (6), то можно видеть, что интенсивность зависит как четвертая степень размера частицы. По вкладу в интенсивность одна частица радиусом 100 мкм эквивалентна 10^4 частицам радиусом 10 мкм. Кроме того, согласно существующим моделям процесса ориентации [6, 7], крупные частицы ориентируются в большей степени. Все это означает, что эффект зеркального отражения создается не всем полидисперсным ансамблем частиц, а наиболее крупной его частью.

Нейтральный спектральный ход интенсивности подтверждается видом центральной части кривых распределения (рис. 3). На цветном оригинале рис. 3 (в статье не представлен) видно, что спектральный состав излучения близок к белому свету.

В данном эксперименте из-за достаточно широкой и фиксированной диаграммы направленности невозможно воспользоваться положениями, изложенными выше в разд. 1, 2, и определить, является ли нейтральный спектральный ход результатом отражения от строго ориентированных в горизонтальное положение пластинок или же это результат нивелирования дифракционных индикатрис вследствие флаттера.

Если принять первое предположение, то при наибольшей длине волны $\lambda_m = 0,65$ мкм и угловом диаметре освещенной области $2\Theta = 0,021$ рад из формулы (11) можно получить оценку минимального диаметра пластинок, которые способны дать эффект нейтрального хода отражательной способности слоя. Диаметр пластинок должен быть около 60 мкм. Но, как показано в предыдущем разделе, этот же эффект могут дать пластинки других размеров при наличии флаттера. Приняв, что функция распределения по углам флаттера соответствует нормальному распределению, по ширине распределения на уровне 0,6 от максимального найдем, что параметр распределения $\sigma \approx 0,034 = 1,8^\circ$.

Попробуем косвенно оценить размер пластинок из величины флаттера, обратившись к двум альтернативным моделям процесса ориентации частиц [6, 7].

Логично предположить, что условием образования отражающего слоя является низкий уровень турбулентности, например наличие температурной инверсии. Примем скорость диссипации энергии $\varepsilon = 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$. Согласно [6] флаттер не более 2° имеют пластинки диаметром свыше 20 мкм даже при $\varepsilon = 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$, а пластинки диаметром свыше 40 мкм оказываются практически строго ориентированными отражающими гранями в горизонтальное положение. Но это не согласуется с результатами, полученными в лабораторных условиях в Институте экспериментальной метеорологии путем определения

пространственных положений ледяных кристаллов с помощью телекамеры [8]. Кроме того, как показывают результаты лидарных измерений деполяризации и матриц обратного рассеяния [9–11], облачные ситуации с сильно выраженной ориентацией не так часты, как это следовало бы ожидать, исходя из модели [6]. В эксперименте, приведенном в [11], авторы получили следующие вероятностные оценки для моды и среднеквадратического отклонения углов флаттера: «теплые облака» ($t > -25^\circ \text{C}$) – мода 2° , $1,75 < \sigma < 2,25^\circ$; «холодные облака» ($t < -25^\circ \text{C}$) – мода 1° , $0,75 < \sigma < 1,25^\circ$. При этом доля ориентированных частиц составляет 25–50% и только 7–15% из них можно отнести к величинам флаттера, лежащим в интервале $[0–0,003 \text{ рад}]$. Примерно о том же говорят результаты исследований [9]. Собственно данные поляризационных лидарных исследований и дали повод усомниться в правильной оценке моделью [6] роли турбулентности в разрушении ориентации частиц.

Альтернативная модель [7], в которой деструктивное влияние турбулентности на ориентацию частиц играет более существенную роль, показывает, что флаттер $\sigma = 1,8^\circ$ при $\varepsilon = 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ соответствует диаметру пластинок порядка 200 мкм.

Оставаясь в рамках модели пластин одного размера, следует, видимо констатировать, что отсутствие угловой зависимости распределения интенсивности от длины волны будет определяться флаттером. Тогда варьирование диаграммами направленности с целью определения размера частиц, как это обсуждалось в разд. 1, окажется неэффективным. Но, если предположить, что центральная часть пятна обусловлена отражением от наиболее крупных частиц, которые имеют малый флаттер и часть которых в данный конкретный момент времени ориентирована строго (в пределах нескольких мрад) горизонтально, то можно ожидать, что, варьируя диаграммами направленности лидара, можно воспользоваться положениями, изложенными в разд. 2 для определения размера частиц, ответственных за возникновение яркой центральной части пятна. Высказанное предположение требует дальнейших исследований, в частности соответствующих расчетов с полидисперсным ансамблем частиц и экспериментов с изменяемыми диаграммами направленности.

Если допустить, что центральная часть пятна создается относительно небольшой долей крупных частиц с нулевым отклонением от горизонтального положения, то следует ожидать, что интенсивность в центре пятна будет испытывать значительные флуктуации по сравнению с периферийной частью. Авторы располагают предварительными экспериментальными данными, подтверждающими это предположение.

Заключение

Эффект зеркального отражения от слоя ориентированных ледяных частиц исследован как результат суммирования действия независимых источников света с диаграммами направленности, обу-

словенными дифракцией света при отражении от плоских граней частиц одного размера. Показано, что при строгой ориентации отражающих граней в горизонтальное положение сохраняется угловая структура излучения, обусловленная дифракцией. При угловом размере освещенной области слоя, меньшей чем ширина первого дифракционного пика, отражательная способность слоя зависит от длины волны, что может быть зафиксировано измерением мощности отраженных сигналов разных длин волн приемником с узкой диаграммой направленности. При этом изображение рассеивающего объема, освещенного белым светом, окажется окрашенным. Нейтральный ход отражательной способности слоя наступает тогда, когда угловой размер освещенной области становится заметно больше ширины первого дифракционного пика на максимальной длине волны используемого спектрального интервала.

Флаттер частиц приводит к «замыванию» угловой структуры отраженного излучения, обусловленной дифракцией, и дает эффект нейтрального спектрального хода отражательной способности слоя уже при малых угловых размерах освещенной области слоя.

В полидисперсных ансамблях частиц при узких диаграммах направленности источника света можно ожидать, что угловая структура и спектральная зависимость интенсивности будут определяться суперпозицией распределения интенсивности, обусловленного флаттером, на которое налагается распределение, обусловленное отражением от строго ориентированных наиболее крупных частиц. Эта часть излучения должна сохранять угловую структуру и спектральную зависимость интенсивности, присущую дифракции, и, следовательно, содержать информацию о размере наиболее крупной фракции частиц. Вопрос заключается в том, возможно ли выделение этой части из нейтрального по спектральному составу фона, который создается из-за флаттера.

Для прояснения этого вопроса следует использовать лазерные источники света с варьируемыми диаграммами направленности. При этом следует предусмотреть возможность точной (в пределах нескольких угловых минут) установки диаграммы по направлению в зенит. Иначе ввиду острой направленности пика отражения могут быть получены искаженные результаты или эффект зеркального отражения может быть вообще не замечен. Наряду с обычной процедурой измерения интенсивности обратнорассеянного излучения необходимо иметь возможность определять угловое распределение

излучения по изображению рассеивающего объема. Это позволит оценить величину флаттера. Постановка такого рода экспериментов даст дополнительную информацию по дискуссионному вопросу о влиянии турбулентности на ориентацию частиц кристаллических облаков.

Авторы благодарят А.Г. Борового и В.В. Колосова за полезные обсуждения и замечания.

Тематика работы поддерживается грантами РФФИ № 07-05-00672, 06-05-89500 ННС, 07-05-12031-офи, 07-05-91102-АФГИР, 08-05-13544-офи_ц, 08-05-90006-Бел., а также Федеральным агентством по образованию АВИЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», проект № 2.1.1/6936.

1. Platt C.M.R. Some microphysical properties of an ice cloud from lidar observation of horizontally oriented crystals // *J. Appl. Meteorol.* 1978. V. 17. P. 1220–1224.
2. Галилейский В.П., Гришин А.И., Морозов А.М., Ошляков В.К. Зеркальное отражение от атмосферных несферических частиц // *Оптика атмосфер. и океана.* 1994. Т. 7. № 9. С. 1301–1305.
3. Галилейский В.П., Боровой А.Г., Матвиенко Г.Г., Морозов А.М. Зеркально отраженная компонента при рассеянии света на ледяных кристаллах с преимущественной ориентацией // *Оптика атмосфер. и океана.* 2008. Т. 21. № 9. С. 773–778.
4. 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.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
6. Klett J.D. Orientation model for particles in turbulence // *J. Atmos. Sci.* 1995. V. 52. N 12. P. 2276–2285.
7. Кaulь Б.В., Самохвалов И.В. Ориентация частиц кристаллических облаков *Ci*: Часть 1. Ориентация при падении // *Оптика атмосфер. и океана.* 2005. Т. 18. № 11. С. 963–967.
8. Кузнецов В.В., Никифорова Н.К., Павлова Л.Н. Об измерении микроструктуры кристаллических туманов телевизионным спектрометром аэрозолей «Аспект-10» // *Тр. ИЭМ.* 1983. Вып. 7 (112). С. 101–106.
9. Kaul B.V., Samokhvalov I.V., Volkov S.N. Investigating Particle Orientation in Cirrus Clouds by Measuring Backscattering Phase Matrices with Lidar // *Appl. Opt.* 2004. V. 43. N 36. P. 6620–6628.
10. 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.
11. Noel V., Sassen K. Study of ice crystals orientation in ice clouds based on polarized observations from the fars scanning lidar // *Proc. of the 22nd Int. Laser Radar Conf. (ILRC 2004).* Matera, Italy. 2004. V. 1. P. 309–312.

V.P. Galileyskii, B.V. Kaul, G.G. Matvienko, A.M. Morozov. Angular structure of the light intensity near the angles of mirror reflection from the faces of the ice crystalline particles.

The relationships are obtained, which connect the angular and spectral characteristics of radiation reflected by faces of ice particles with their concentration, size, and deflection of reflecting faces from the horizontal position (flutter). The paper describes the possibilities of the use of the mirror reflection for estimating the particle size and their orientation in the space.