

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.361

В.В. Веретенников

Учет анизотропии обратного рассеяния в лидарном сигнале при зондировании плотных сред

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 4.10.2004 г.

В рамках малоуглового приближения теории переноса получено новое выражение для мощности лидарного сигнала с учетом многократного рассеяния на малые углы и анизотропного однократного рассеяния на большие. Показано, что решение задачи сводится к вычислению освещенности в среде с сохранением полной информации об индикатрисе рассеяния в малоугловой области и в окрестности направления назад. На основе предложенной методики оценены границы применимости приближения изотропной индикатрисы обратного рассеяния в задаче самолетного зондирования моря.

Введение

К настоящему времени достигнут существенный прогресс в построении численно-аналитических моделей, описывающих лидарный сигнал с учетом многократного рассеяния. При выводе лидарного уравнения обычно учитываются многократное рассеяние на малые углы и только один акт рассеяния на большие углы [1–10]. Однако даже в таком упрощенном варианте расчет вклада многократного рассеяния в лидарном сигнале остается достаточно трудоемкой задачей в случае, когда индикатриса рассеяния в области углов, близких к направлению назад, является переменной величиной.

Задача значительно упрощается при замене индикатрисы в области обратного рассеяния некоторой средней величиной, которая в общем случае зависит как от оптических характеристик среды, так и от геометрических параметров лидарной системы.

Для описания лидарных сигналов в [1, 2] предложена феноменологическая модель, в которой многократное рассеяние рассматривается в виде диффузионного процесса. Анизотропия обратного рассеяния в указанных работах учитывается за счет введения безразмерных коэффициентов, которые характеризуют меру изменчивости индикатрисы рассеяния в окрестности направления назад и определяются путем ее усреднения различными способами в этой окрестности.

Другая модель лидарного сигнала [3] построена на основе последовательного учета отдельных актов рассеяния на малые углы. В данной модели для каждой кратности рассеяния рассматриваются «эффективные» значения индикатрисы обратного рассеяния, которые считаются постоянными и вычисляются с помощью взвешенного усреднения реальной индикатрисы. Существенным элементом в моделях [1–3] является использование гауссовой аппроксимации для малоугловой индикатрисы рассеяния.

Более общая теория, основанная на разложении решения уравнения переноса излучения (УПИ) по кратностям рассеяния на большие углы и применении метода функции Грина, разработана в [4, 5] для случая изотропного рассеяния назад. Исходя из результатов [5], в работах [6, 7] получены уравнения для лидарных сигналов с учетом дисперсного состава среды при зондировании атмосферы и морской воды, основанные на асимптотических свойствах сигналов в случае, когда угол поля зрения приема неограниченно возрастает. Такой подход позволяет использовать в расчетах вместо малоугловой индикатрисы рассеяния только один числовой параметр, который определяется эффективным размером частиц.

Теория [5] обобщена и развита в [8, 9] с учетом анизотропии индикатрисы обратного рассеяния. Однако практическая реализация результатов [8, 9] значительно усложнена в связи с необходимостью проведения трудоемких численных расчетов многократных интегралов. В [10] для упрощения расчетов мощности сигнала обратного рассеяния по формулам [8, 9] при определении интенсивности излучения в среде предлагается использовать малоугловое диффузионное приближение (МДП) теории переноса. Вместе с тем следует учитывать, что при переходе к МДП теряется информация о тонкой структуре светового поля в малоугловой области, что существенно при решении обратных задач лазерного зондирования.

В данной работе в рамках малоуглового приближения предлагается новый подход к приближенному учету анизотропии обратного рассеяния в лидарных сигналах. При сохранении полной информации об индикатрисе рассеяния в малоугловой области разработанная методика позволяет свести решение задачи к вычислению распределения освещенности в среде, что значительно снижает вычислительные затраты.

Методика применена для оценки влияния анизотропии обратного рассеяния в расчетах вклада многократного рассеяния при зондировании морской воды. Результаты расчетов позволили определить границы применимости приближения изотропной индикатрисы рассеяния в зависимости от микроразличий свойств дисперсной взвеси в морской воде, оптической толщины слоя и угла поля зрения приемной системы лидара.

1. Постановка задачи и схема решения

Целью настоящего раздела является математическое описание сигнала обратного рассеяния в плотных грубодисперсных средах с учетом анизотропии индикатрисы рассеяния в окрестности направления назад. Многократное рассеяние будет учитываться в рамках малоуглового приближения теории переноса. Поскольку такой подход уже достаточно подробно описан в целом ряде монографий, в которых можно найти нужный справочный материал (см., например, [11–13]), здесь будут обозначены только основные этапы решения задачи в той их части, которая содержит новые элементы.

При решении задач переноса излучения в средах с анизотропным рассеянием в коэффициенте направленного светорассеяния $\beta(\gamma) = \sigma x(\gamma)$, где σ – коэффициент рассеяния, $x(\gamma)$ – индикатриса рассеяния с нормировкой $\int_{4\pi} x(\gamma) d\Omega = 1$, обычно выделяют сильно вытянутую вперед часть $\beta_1(\gamma) = \sigma_1 x_1(\gamma)$, описывающую рассеяние на малые углы. Обозначая остаточный член $\beta_2(\gamma) = \beta(\gamma) - \beta_1(\gamma)$, можно записать следующее разложение индикатрисы рассеяния:

$$x(\gamma) = a_1 x_1(\gamma) + a_2 x_2(\gamma) \quad (1)$$

с весовыми коэффициентами $a_1 = \sigma_1/\sigma$ и $a_2 = \sigma_2/\sigma$, $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$. Как уже упоминалось во введении, в теории лазерного зондирования обычно учитываются многократное рассеяние на малые и один акт рассеяния на большие углы. Это приводит к решению уравнения переноса излучения с функцией плотности источников Q в виде

$$Q(\mathbf{R}, \mathbf{n}) = \sigma_2 \int_{4\pi} x_2(\mathbf{n}, \mathbf{n}') I_1(\mathbf{R}, \mathbf{n}') d\mathbf{n}', \quad (2)$$

где $\mathbf{R} = (x, y, z)$ – радиус-вектор точки пространства; \mathbf{n} – единичный вектор направления; функция $I_1(\mathbf{R}, \mathbf{n}')$ описывает в рамках малоуглового приближения пространственно-угловое распределение интенсивности излучения при прямом распространении зондирующего импульса. На практике индикатрису рассеяния в формуле (2) часто заменяют некоторой эффективной величиной, полагая, например, $x_2(\gamma) \approx x_2(\pi)$. Такая замена не приводит к большим искажениям в случае плавного изменения $x_2(\gamma)$ в окрестности направления рассеяния назад и при малых углах поля зрения приемника.

В рамках малоуглового приближения интенсивность $I_1(\mathbf{R}, \mathbf{n}')$ имеет значительную величину только в малой окрестности первоначального направления освещающего среду светового пучка. Пусть это направление совпадает с направлением оси Oz . Тогда в случае, когда угол $\gamma = (\mathbf{n} \hat{=} \mathbf{n}')$ между направлениями \mathbf{n} и \mathbf{n}' близок к π , и, следовательно, угол $\theta = \pi - \gamma$ мал, можно записать приближенное соотношение

$$\theta \approx |\mathbf{n}_\perp + \mathbf{n}'_\perp|, \quad (3)$$

где \mathbf{n}_\perp и \mathbf{n}'_\perp – проекции векторов \mathbf{n} и \mathbf{n}' на плоскость, ортогональную оси Oz . При сделанных предположениях правую часть в формуле (2) можно представить в виде двумерного интеграла

$$Q(\mathbf{R}, \mathbf{n}_\perp) = \sigma_2 \iint x_\pi(|\mathbf{n}_\perp + \mathbf{n}'_\perp|) I_1(\mathbf{R}, \mathbf{n}'_\perp) d\mathbf{n}'_\perp, \quad (4)$$

где $x_\pi(\theta) = x_2(\pi - \theta)$. Последующая процедура построения решения основывается на обычном применении метода функции Грина и теоремы оптической взаимности. Для упрощения рассуждений ниже будет рассмотрена задача в случае, когда среда освещается импульсным точечным мононаправленным (ТМ) источником, который создает на границе среды $z = 0$ распределение интенсивности излучения

$$I(\mathbf{r}_\perp, z = 0, \mathbf{n}_\perp, t) = \delta(\mathbf{n}_\perp - \mathbf{n}_{0\perp}) \delta(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}_{0\perp}) \delta(t) \quad (5)$$

при $\mathbf{n}_{0\perp} = 0$, $\mathbf{r}_{0\perp} = 0$. Обобщение на случай произвольного распределения интенсивности на границе $I(\mathbf{r}_\perp, z = 0, \mathbf{n}_\perp, t)$ не вызывает затруднений. Таким образом, функция

$$I_1(\mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{n}'_\perp, t) = G(\mathbf{r}_{0\perp}, z = 0, \mathbf{n}_{0\perp} \rightarrow \mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{n}'_\perp) \delta(t - z/c) \quad (6)$$

в формуле (4) является просто функцией Грина для УПИ в малоугловом приближении с условием на границе среды в виде (5). Малоугловая функция Грина стационарной задачи $G(\mathbf{r}_{0\perp}, z = 0, \mathbf{n}_{0\perp} \rightarrow \mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{n}'_\perp)$ имеет острый пик в направлении $\mathbf{n}'_\perp = \mathbf{n}_{0\perp}$ освещающего среду светового пучка и быстро спадает при отклонении угла $\gamma' = |\mathbf{n}'_\perp|$ от нуля. Напротив, индикатриса рассеяния $x_\pi(|\mathbf{n}_\perp + \mathbf{n}'_\perp|)$ изменяется гораздо медленнее. Поэтому можно ожидать, что замена малоугловой функции Грина на двумерную δ -функцию

$$G(\mathbf{r}_{0\perp}, z = 0, \mathbf{n}_{0\perp} \rightarrow \mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{n}'_\perp) = E_1(\mathbf{r}_\perp) \delta(\mathbf{n}'_\perp - \mathbf{n}_{0\perp}) \quad (7)$$

с нормирующим множителем

$$E_1(\mathbf{r}_\perp) = \iint G(\mathbf{r}_{0\perp}, z = 0, \mathbf{n}_{0\perp} \rightarrow \mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{n}'_\perp) d\mathbf{n}'_\perp \quad (8)$$

не приведет к большой погрешности в интеграле (4). Из формулы (8) видно, что нормирующий множитель $E_1(\mathbf{r}_\perp)$ есть пространственная освещенность в точке \mathbf{r}_\perp , создаваемая ТМ-источником (5). С учетом приближения (7) получим следующее вы-

ражение для функции источников стационарной задачи:

$$Q(\mathbf{R}, \mathbf{n}_\perp) = \sigma_2 x_\pi(|\mathbf{n}_\perp|) E_1(\mathbf{r}_\perp). \quad (9)$$

Предположим далее, что наблюдения при лидарных измерениях проводятся в плоскости $z = 0$. Тогда, пользуясь методом функции Грина и теоремой оптической взаимности, можно записать следующее выражение для светового поля в плоскости наблюдений, соответствующего плотности источников $Q(\mathbf{R}, \mathbf{n}_\perp)$ (9):

$$I(\mathbf{r}_\perp, z = 0, \mathbf{n}_\perp, t) = (\sigma_2 c / 2) \iint_S E_1(\mathbf{r}'_\perp) d\mathbf{r}'_\perp \times \\ \times \iint x_\pi(|\mathbf{n}'_\perp|) G(\mathbf{r}_\perp, z = 0, -\mathbf{n}_\perp \rightarrow \mathbf{r}'_\perp, z', -\mathbf{n}'_\perp) d\mathbf{n}'_\perp. \quad (10)$$

Здесь S — плоскость интегрирования $z' = ct/2$. По аналогии с вышерассмотренным случаем при интегрировании по угловой переменной в (10) аппроксимируем функцию Грина:

$$G(\mathbf{r}_\perp, z = 0, -\mathbf{n}_\perp \rightarrow \mathbf{r}'_\perp, z', -\mathbf{n}'_\perp) = E_2 \delta(\mathbf{n}'_\perp - \mathbf{n}_\perp), \quad (11)$$

где

$$E_2(\mathbf{r}_\perp, -\mathbf{n}_\perp \rightarrow \mathbf{r}'_\perp, z') = \\ = \iint G(\mathbf{r}_\perp, z = 0, -\mathbf{n}_\perp \rightarrow \mathbf{r}'_\perp, z', -\mathbf{n}'_\perp) d\mathbf{n}'_\perp \quad (12)$$

— пространственная освещенность, создаваемая в точке $\mathbf{R} = (\mathbf{r}'_\perp, z')$ фиктивным ТМ-источником, расположенным в точке \mathbf{r}_\perp плоскости $z = 0$ и действующим в направлении $-\mathbf{n}_\perp$. Это приводит к следующему выражению для распределения интенсивности светового поля в плоскости $z = 0$:

$$I(\mathbf{r}_\perp, z = 0, \mathbf{n}_\perp, t) = (\sigma_2 c / 2) x_\pi(|\mathbf{n}_\perp|) \times \\ \times \iint_S E_1(\mathbf{r}'_\perp) E_2(\mathbf{r}_\perp, -\mathbf{n}_\perp \rightarrow \mathbf{r}'_\perp, z') d\mathbf{r}'_\perp. \quad (13)$$

В малоугловом приближении выполняется следующее свойство инвариантности для пространственной освещенности:

$$E_2(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{n}_\perp \rightarrow \mathbf{r}'_\perp, z') = E_0(|\mathbf{r}'_\perp - \mathbf{r}_\perp - z' \mathbf{n}_\perp|), \quad (14)$$

где $E_0(\mathbf{r}_\perp)$ — функция рассеяния светового пучка (ФРП), т.е. распределение освещенности в плоскости z , создаваемое ТМ-источником, расположенным в начале координат и действующим в направлении оси Oz . С учетом свойства (14), интеграл в (13) приобретает вид двумерной свертки на плоскости S :

$$I(\mathbf{r}_\perp, z = 0, \mathbf{n}_\perp, t) = (\sigma_2 c / 2) x_\pi(|\mathbf{n}_\perp|) \times \\ \times \iint_S E_1(\mathbf{r}'_\perp) E_0(|\mathbf{r}_\perp - z' \mathbf{n}_\perp - \mathbf{r}'_\perp|) d\mathbf{r}'_\perp. \quad (15)$$

Применение к (15) теоремы о свертке позволяет окончательно записать

$$I(\mathbf{r}_\perp, z = 0, \mathbf{n}_\perp, t) = (c / 4\pi) \sigma_2 x_\pi(|\mathbf{n}_\perp|) \times$$

$$\times \int_0^\infty v J_0(v |\mathbf{r}_\perp - z' \mathbf{n}_\perp|) F(v) dv, \quad (16)$$

где

$$F(v) = \exp[-2\tau(z) + g(v)] \quad (17)$$

— оптическая передаточная функция (ОПФ) фиктивной среды, коэффициенты ослабления и рассеяния в которой вдвое превышают их истинные значения;

$$\tau(z) = \int_0^z \epsilon(s) ds; \quad g(v) = 2 \int_0^z \sigma_1(z-s) \tilde{x}_1(vs) ds. \quad (18)$$

В формулах (16)–(18) приняты следующие обозначения: v — пространственная частота; $J_0(\cdot)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка; $\tau(z)$ и $\epsilon(z)$ — оптическая толщина и коэффициент ослабления; $\tilde{x}_1(p)$ — преобразование Ганкеля малоугловой индикатрисы рассеяния.

Структура формулы (16) с точностью до множителя, стоящего перед знаком интеграла, напоминает запись для интенсивности светового поля точечного изотропного источника [13]. Главное отличие от упомянутого случая состоит в явной зависимости индикатрисы обратного рассеяния $x_\pi(|\mathbf{n}_\perp|)$ от угловой координаты. Пользуясь формулой (16), легко рассчитать мощность лидарного сигнала для заданных параметров приемной системы. В последующем анализе ограничимся случаем, когда функция чувствительности приемной системы лидара имеет круговую симметрию и ступенчатый вид по переменным $r = |\mathbf{r}_\perp|$ и $\gamma = |\mathbf{n}_\perp|$:

$$D(r, \gamma) = U(R_r - r) U(\gamma_r - \gamma), \quad (19)$$

где $U(\cdot)$ — единичная ступенчатая функция; R_r и γ_r — радиус входного зрачка и угол поля зрения (половинный) приемной системы. Для указанных условий мощность лидарного сигнала, регистрируемого в момент времени $t = 2z/c$ при посылке δ -импульса с единичной энергией, будет определяться следующим выражением:

$$P(z) = (c\pi) \sigma_2(z) \int_0^{\gamma_r} x_\pi(\gamma) B(z\gamma) \gamma d\gamma, \quad (20)$$

где

$$B(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty v J_0(rv) F(v) \tilde{U}(v, R_r) dv, \quad (21)$$

$$\tilde{U}(v, R_r) = S_r \frac{2J_1(vR_r)}{vR_r}$$

— преобразование Ганкеля от первого сомножителя в формуле (19); $S_r = \pi R_r^2$ — площадь входного зрачка приемной системы. При достаточно малых

размерах входного зрачка $\tilde{U}(v, R_r) \rightarrow S_r$, а функция $B(r) = S_r E(r)$ с точностью до постоянного множителя S_r совпадает с ФРП $E(r)$ в фиктивной среде.

Разделение однократно и многократно рассеянных сигналов

Для последующего анализа лидарного сигнала $P(z)$ удобно, как обычно, разделить в уравнении (20) компоненты, обусловленные однократным и многократным рассеянием. Этим компонентам соответствуют слагаемые в ОПФ

$$F(v) = F_0 + F_{sc}(v),$$

где $F_0 = e^{-2\tau(z)}$. Тогда, производя в уравнении (21) соответствующую подстановку, получим следующее выражение для лидарного сигнала в приближении однократного рассеяния с учетом угловой зависимости индикатрисы рассеяния в окрестности направления назад:

$$P_1(z) = (c\pi) e^{-2\tau(z)} \int_0^{R_r/z} \beta_\pi(z, \gamma) \gamma d\gamma, \quad (22)$$

где

$$\beta_\pi(z, \gamma) = \sigma_2(z) x_\pi(\gamma) \quad (23)$$

— коэффициент направленного светорассеяния, $\beta_\pi(\gamma) = \beta(\pi - \gamma)$. Формула (22) получена при условии $z\gamma_r > R_r$, определяющем дальнюю зону зондирования [13], которая представляет наибольший практический интерес.

В случае, когда в пределах области интегрирования в формуле (22) индикатриса обратного рассеяния остается постоянной, т.е. $\beta_\pi(z, \gamma) = \beta_\pi(z)$, уравнение (22) приобретает привычный стандартный вид:

$$P_1(z) = (c/2) S_r z^{-2} \beta_\pi(z) e^{-2\tau(z)}. \quad (24)$$

Для большинства реальных ситуаций (за исключением, например, зеркального отражения на кристаллических частицах) последнее допущение является вполне справедливым, что обосновывает применимость уравнения лидарного зондирования в форме (24) в рамках приближения однократного рассеяния.

Выражение для вклада в лидарный сигнал многократного рассеяния, отнесенного к величине $P_1(z)$:

$$m = [P(z) - P_1(z)] / P_1(z), \quad (25)$$

легко получить из общих формул (20), (21) при подстановке $F_{sc}(v)$ вместо $F(v)$. С учетом (24) это приводит к следующему соотношению:

$$m(\gamma_r) = \frac{2\pi}{F_0} \int_0^{\gamma_r} \hat{x}(\rho/z) E_{sc}(\rho) \rho d\rho, \quad (26)$$

где функция

$$\hat{x}(\gamma) = x_\pi(\gamma) / x_\pi(0) \quad (27)$$

описывает угловую изменчивость индикатрисы $x_\pi(\gamma)$ относительно направления назад, а функция $E_{sc}(\rho)$ есть составляющая ФРП, соответствующая рассеянной компоненте $F_{sc}(v)$ при прямом распространении света в фиктивной среде. При $x_\pi(\gamma) = \text{const}$, $0 \leq \gamma \leq \gamma_r$, функция $m(\gamma_r)$ (26) становится независимой от индикатрисы рассеяния $x_\pi(\gamma)$ и формула (26) полностью совпадает с решением, полученным ранее для случая изотропной индикатрисы обратного рассеяния [13]. В сочетании с уравнением (24) формула (26) дает полное описание лидарного сигнала, формируемого при многократном рассеянии на малые углы и однократном анизотропном рассеянии, учитываемом в окрестности направления назад.

2. Результаты численного моделирования

В данном разделе будут рассмотрены примеры расчета функции $m(\gamma_r)$ (26) с учетом анизотропии обратного рассеяния в сравнении с аналогичными результатами, полученными в предположении $x_\pi(\gamma) = \text{const}$ применительно к задаче лидарного самолетного зондирования моря.

Предпосылкой для детального рассмотрения указанного случая послужили полученные ранее [14] результаты исследования индикатрис рассеяния света на длине волны $\lambda = 0,532$ мкм частицами взвеси в морской воде, образованной двумя фракциями — минерального (t-фракция) и органического происхождения (b-фракция).

Напомним кратко условия численного моделирования, рассмотренные в [14]. Дисперсный состав t-фракции характеризовался функцией распределения геометрического сечения частиц по размерам степенного вида:

$$s_t(r) = \begin{cases} A_t r^0, & 0,01 \leq r \leq 0,05 \text{ мкм}, \\ A_t r^{-\nu}, & 0,05 \leq r \leq 2 \text{ мкм} \end{cases} \quad (28)$$

с показателем $\nu = 1 - 4$. Относительный показатель преломления частиц t-фракции $n_t = 1,15$. Функция распределения по размерам для частиц b-фракции моделировалась с помощью модифицированного гамма-распределения

$$s_b(r) = A_b \left(\frac{r}{r_m} \right)^\alpha \exp \left\{ -\frac{\alpha}{\gamma} \left[\left(\frac{r}{r_m} \right)^\gamma - 1 \right] \right\} \quad (29)$$

с варьируемым модальным радиусом $r_m = 5 \div 15$ мкм и фиксированными параметрами $\alpha = 8$ и $\gamma = 3$. Для относительного показателя преломления n_b рассматривались значения в интервале 1,03–1,05. Весовые множители A_t и A_b в распределениях $s_t(r)$ и $s_b(r)$ выбирались таким образом, чтобы обеспечить заданное соотношение между вкладами указанных фракций в суммарный коэффициент рассеяния $\sigma = \sigma_t + \sigma_b$.

Суммарная индикатриса рассеяния света для двух фракций определялась по формуле

$$x(\theta) = px_t(\theta) + (1-p)x_b(\theta), \quad (30)$$

где $x_t(\theta)$ и $x_b(\theta)$ – индикатрисы рассеяния t- и b-фракций взвеси соответственно, а параметр $p = \sigma_t/\sigma$ определяет относительный вклад t-фракции в полный коэффициент рассеяния σ . Типичный пример угловой зависимости $x(\theta)$, рассчитанной по формуле (30) для микроструктурной модели взвеси, определяемой формулами (28), (29), изображен на рис. 1.

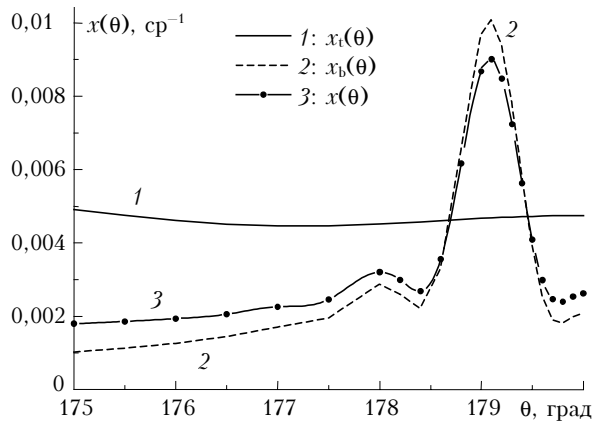


Рис. 1. Примеры расчета индикатрис рассеяния $x_t(\theta)$ при $v = 2$ (кривая 1), $x_b(\theta)$ для модального радиуса $r_m = 10$ мкм (кривая 2) и их взвешенная сумма $x(\theta)$ при $p = 0,2$ (кривая 3)

На основе численных расчетов в работе [14] установлены следующие свойства индикатрис рассеяния взвеси. Во-первых, свойством изотропии в области углов $175-180^\circ$ обладает, главным образом, индикатриса рассеяния света мелкими частицами t-фракции. Во-вторых, угловые зависимости индикатрис рассеяния света более крупными частицами b-фракции имеют дифракционный пик (глорию) при $\theta > 179^\circ$, наблюдаемый на рис. 1, положение и амплитуда которого зависят от размера и показателя преломления частиц. Следовательно, можно ожидать, что при определенных условиях наблюдаемая анизотропия индикатрисы рассеяния в окрестности угла 180° отразится в поведении лидарного сигнала при учете многократного рассеяния.

Схема и условия зондирования в представленных ниже результатах численного моделирования были выбраны аналогично данным, приведенным в работе [15]. При этом полагалось, что зондирование водной толщи проводится лидаром, расположенным на высоте $H = 300$ м над поверхностью моря; регистрация сигнала осуществляется с глубины 20 м; угол поля зрения приемника γ_r изменялся в пределах от 0 до 15 мрад.

Как и в работе [15], для учета границы раздела «атмосфера–море» величина z в формуле (26) заменялась на $l = H + (z - H)/n_w$, где n_w – показатель преломления морской воды. Кроме этого, аргумент γ индикатрисы рассеяния в формуле (26) следует заменить на γ/n_w .

Результаты расчета отношения $m(\gamma_r)$ в зависимости от угла поля зрения приемника γ_r для ука-

занных условий представлены на рис. 2–5. На рис. 2 показано поведение функции $m(\gamma_r)$ при различной оптической толщине слоя $\tau = 1 \div 4$ для индикатрисы рассеяния $x(\theta)$, изображенной на рис. 1. Сочетание параметров микроструктуры ($v = 2$, $r_m = 10$ мкм, $p = 0,2$), для которых получены зависимости $m(\gamma_r)$ на рис. 2, соответствует ситуации, когда b-фракция частиц взвеси играет ведущую роль в индикатрисе рассеяния как в направлении назад [14], так и в малоугловой области [16].

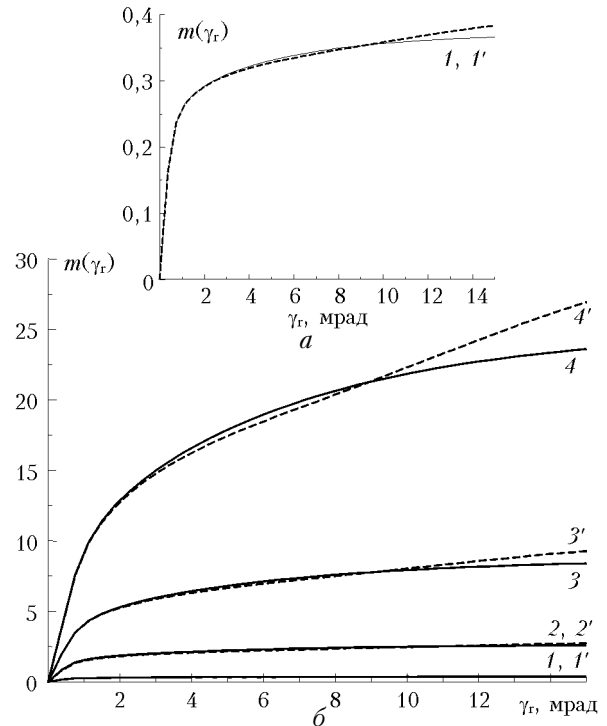


Рис. 2. Влияние оптической толщины на зависимости отношения $m(\gamma_r)$ без учета (кривые 1–4) и с учетом (кривые 1'–4') анизотропии обратного рассеяния: $\tau = 1$ (1, 1'); 2 (2, 2'); 3 (3, 3'); 4 (4, 4')

Как видно из рис. 2, анизотропия в обратном рассеянии, обусловленная дифракционным пиком на индикатрисе $x_b(\theta)$ в окрестности угла $\theta_1 = 179,1^\circ$, проявляется на зависимостях $m(\gamma_r)$ при достаточно больших углах γ_r .

Максимальное расхождение между кривыми $m(\gamma_r)$, рассчитанными с учетом и без учета анизотропии в обратном рассеянии, наблюдается на правом конце рассмотренного интервала углов поля зрения ($\gamma_r = 15$ мрад), составляя 4,4% при невысокой оптической плотности слоя ($\tau = 1$) и достигая около 12% с увеличением τ до 4. Отмеченное усиление роли анизотропии обратного рассеяния с ростом оптической толщины имеет простое физическое объяснение, связанное с уширением за счет многократного рассеяния ФРП $E_{sc}(\rho)$, которая играет роль весовой функции при индикатрисе рассеяния $x_\pi(\gamma)$ в уравнении (26).

Влиянием анизотропии обратного рассеяния можно пренебречь для углов $\gamma_r < 10,5$ мрад. Допускаемая при этом погрешность не превышает 3% при $\tau < 4$.

Рис. 3 иллюстрирует влияние дисперсного состава b-фракции взвеси на поведение отношения $m(\gamma_r)$ при учете анизотропии обратного рассеяния. В данном случае следует учитывать две тенденции, имеющие противоположные направления. Как установлено в работе [14], с увеличением размеров частиц b-фракции их вклад в обратное рассеяние повышается. При этом увеличивается амплитуда дифракционного пика в окрестности направления назад, а его положение смещается к углу рассеяния $\theta = 180^\circ$. Очевидно, что перечисленные факторы обуславливают усиление влияния анизотропии обратного рассеяния на угловой ход $m(\gamma_r)$ с ростом модального радиуса r_m частиц b-фракции.

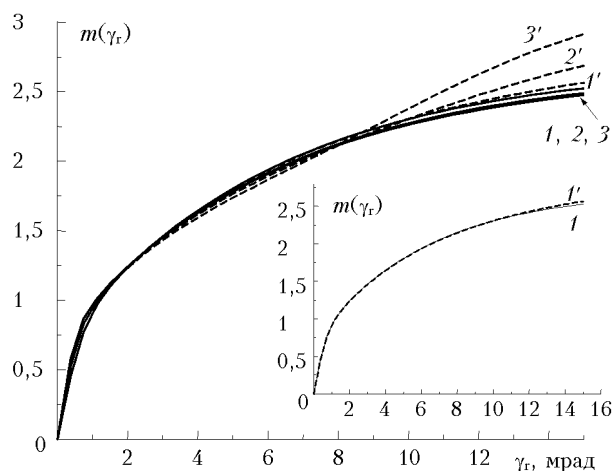


Рис. 3. Зависимости отношения $m(\gamma_r)$ без учета (кривые 1–3) и с учетом (кривые 1'–3') анизотропии обратного рассеяния при вариациях модального радиуса частиц b-фракции взвеси: $r_m = 8$ (1, 1'); 10 (2, 2') и 12 (3, 3') мкм

Вместе с тем следует иметь в виду, что увеличение размеров частиц приводит к сужению ФРП $E_{sc}(\rho)$ вследствие повышения вытянутости малоугловой индикатрисы рассеяния. В итоге анизотропная часть $x_r(\gamma)$ будет представлена в зависимости $m(\gamma_r)$ (26) с меньшим весом. Результирующее влияние указанных факторов на изменчивость характеристики $m(\gamma_r)$ можно оценить только расчетным путем (типичный случай показан на рис. 3).

Из рис. 3 видно, что если модальный радиус частиц r_m не превышает 8 мкм, влияние анизотропии обратного рассеяния на поведение функции $m(\gamma_r)$ пренебрежимо мало во всем рассматриваемом диапазоне углов поля зрения γ_r . Приближение изотропии обратного рассеяния с погрешностью менее 2,5% допустимо в диапазоне углов $\gamma_r < 9$ мрад для частиц с модальным радиусом $r_m \leq 12$ мкм. Для больших углов γ_r неучет анизотропии при обратном рассеянии приводит к возрастанию погрешности расчета $m(\gamma_r)$, достигающей, например, 15% при $\gamma_r = 15$ мрад и $r_m = 12$ мкм.

Влияние параметров микроструктуры частиц t-фракции на поведение отношения $m(\gamma_r)$ иллюстрирует рис. 4. Как было показано в работе [14], индикатриса рассеяния света частицами t-фракции

в окрестности направления назад является квазиизотропной, а увеличение параметра ν в распределении (28) приводит к возрастанию роли этой фракции в обратном рассеянии. В результате (рис. 4), при больших значениях ν анизотропия обратного рассеяния проявляется в поведении функции $m(\gamma_r)$ в минимальной степени. Из анализа данных рис. 4 следует, что в рассматриваемом случае, как и ранее, влиянием анизотропии обратного рассеяния для углов поля зрения $\gamma_r < 11$ мрад можно пренебречь. Допускаемая при этом погрешность не выше 3%.

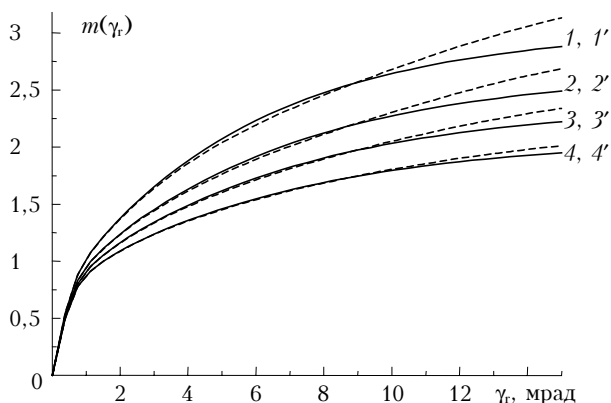


Рис. 4. Зависимости отношения $m(\gamma_r)$ без учета (сплошные кривые) и с учетом (штриховые) анизотропии обратного рассеяния при вариациях параметра ν распределения по размерам частиц t-фракции взвеси: $\nu = 1$ (1, 1'); 2 (2, 2') 2,5 (3, 3') и 3 (4, 4')

Наконец, на рис. 5 представлено параметрическое семейство функций $m(\gamma_r)$, полученных при различном вкладе в коэффициент рассеяния света частицами t-фракции, определяемом параметром ρ в формуле (30). С точки зрения влияния анизотропии обратного рассеяния на характер зависимостей $m(\gamma_r)$ данный пример интересен тем, что в нем наглядно проявляются противоположные тенденции, связанные с ролью b-фракции при рассеянии вперед и назад.

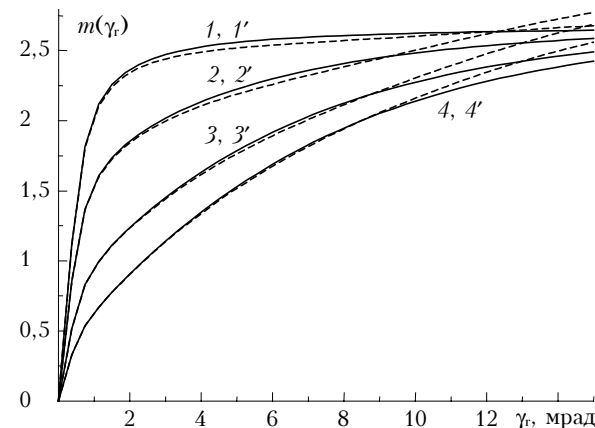


Рис. 5. Зависимости отношения $m(\gamma_r)$ без учета (сплошные кривые) и с учетом (штриховые) анизотропии обратного рассеяния при различном относительном вкладе ρ минеральной фракции в суммарное ослабление света: $\rho = 0$ (1, 1'); 0,2 (2, 2') 0,5 (3, 3') и 0,7 (4, 4')

Действительно, при $p = 0$, т.е. когда взвесь образована большими частицами органического происхождения, индикатриса рассеяния обладает наиболее выраженной анизотропией как в малоугловой области [16], так и при рассеянии в окрестности угла $\theta = 180^\circ$ (см. рис. 1, кривая 2). Однако вследствие сильной вытянутости вперед малоугловой части индикатрисы рассеяния ширина функции $E_{sc}(\rho)$ оказывается недостаточной для того, чтобы на формирование функции $m(\gamma_r)$ (26) оказал влияние дифракционный максимум индикатрисы $x_\pi(\gamma)$, наблюдаемый на рис. 1. В результате расхождение кривых 1 и 1' на рис. 5, полученных соответственно без учета и с учетом угловой зависимости $x_\pi(\gamma)$ при $p = 0$, оказывается незначительным (менее 1,6%).

Появление мелкодисперсной t-фракции в составе взвеси приводит к уширению малоуглового пика индикатрисы рассеяния и ФРП $E_{sc}(\rho)$ и, как следствие, более весомому вкладу дифракционного максимума индикатрисы $x_\pi(\gamma)$ на периферии угловой зависимости $m(\gamma_r)$. Как видно из сравнения кривых 2 и 2' на рис. 5, указанный фактор начинает играть заметную роль уже при малых значениях параметра p . Однако дальнейшее увеличение параметра p от 0,2 до 0,7 не оказывает существенного влияния на роль анизотропии обратного рассеяния в поведении функции $m(\gamma_r)$. Это связано с тем, что при увеличении параметра p индикатриса рассеяния $x_\pi(\gamma)$ становится все более гладкой [14] и оказывает компенсирующее воздействие на проявление рассматриваемого эффекта в поведении $m(\gamma_r)$. Максимальное различие в зависимостях $m(\gamma_r)$, рассчитанных с учетом и без учета угловой зависимости $x_\pi(\gamma)$, при $0,2 \leq p \leq 0,7$ составляет 5–7%. Таким образом, в большинстве случаев соотношение между b- и t-фракциями оказывается несущественным фактором при учете анизотропии обратного рассеяния в поведении функции $m(\gamma_r)$.

Заключение

В рамках малоуглового приближения теории переноса получено новое выражение для мощности лидарного сигнала с учетом многократного рассеяния на малые углы и однократного анизотропного рассеяния на большие углы. Учет однократного рассеяния на большие углы основывался на решении УПИ с функцией плотности источников в виде интеграла по телесному углу от произведения малоугловой функции Грина и индикатрисы рассеяния на большие углы. Решение УПИ было получено с использованием метода функции Грина и теоремы оптической взаимности.

Принципиальное допущение, введенное при получении нового лидарного уравнения, заключалось в δ -аппроксимации функции Грина по угловой координате. Благодаря этому удалось существенно упростить решение задачи, которое свелось к вычислению распределения освещенности в среде.

Предположение об изотропности обратного рассеяния намного упрощает решение обратных задач

лазерного зондирования плотных сред с учетом многократного рассеяния. Разработанная теория позволяет осуществлять контроль за обоснованностью данного предположения для конкретных схем и условий лидарных экспериментов.

Для апробации возможностей такого подхода в статье исследована применимость приближения изотропной индикатрисы обратного рассеяния для описания лидарного сигнала при самолетном зондировании моря. С этой целью для моделирования рассеивающих свойств были взяты данные расчета индикатрис рассеяния света частицами взвеси в морской воде, образованной двумя фракциями — минерального и органического происхождения. Анизотропия индикатрисы обратного рассеяния проявилась в дифракционном пике, амплитуда и положение которого в области углов $\theta > 179^\circ$ зависели от микроструктурных параметров взвеси.

Анализ результатов выполненных расчетов показал, что

1. При описании лидарных сигналов в диапазоне углов поля зрения $\gamma_r < 9 \div 11,5$ мрад можно использовать приближение изотропной индикатрисы обратного рассеяния; допускаемая при этом погрешность не превышает 2,5–3% при вариациях параметров микроструктуры дисперсной взвеси в широких пределах и оптической толщине $\tau < 4$.

2. Чем больше модальный размер имеют частицы b-фракции и чем выше оптическая толщина среды, тем существеннее возрастает влияние анизотропии обратного рассеяния с увеличением угла поля зрения приема.

3. Роль анизотропии обратного рассеяния в лидарных сигналах слабо зависит от соотношения между вкладами обеих фракций в суммарный коэффициент рассеяния.

1. *Bissonnette L.R.* Multiple-scattering lidar equation // *Appl. Opt.* 1996. V. 35. N 33. P. 6449–6465.
2. *Bissonnette L.R., Hutt D.L.* Multiply scattered aerosol lidar returns: inversion method and comparison with in situ measurements // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. N 30. P. 6959–6975.
3. *Eloranta E.W.* Practical model for the calculation of multiply scattered lidar returns // *Appl. Opt.* 1998. V. 37. N 12. P. 2464–2472.
4. *Ермаков Б.В., Ильинский Ю.А.* О распространении световых импульсов в рассеивающей среде // *Изв. вузов СССР. Радиофиз.* 1969. Т. 12. № 5. С. 694–701.
5. *Долин Л.С., Савельев В.А.* О характеристиках сигнала обратного рассеяния при импульсном облучении мутной среды узким направленным световым пучком // *Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана.* 1971. Т. 7. № 5. С. 505–510.
6. *Веретенников В.В.* Асимптотические уравнения лидарного зондирования с учетом многократного рассеяния в малоугловом приближении // III Межреспубл. симп. «Оптика атмосферы и океана»: Тезисы докл. Томск: ИОА СО РАН, 1996. С. 25–26.
7. *Veretennikov V.V.* Structure of a lidar return from sea water in the small-angle multiple scattering approximation // *Proc. SPIE.* 1999. V. 3983. P. 260–270.
8. *Кацев И.Л., Зега Э.П., Прихач А.С., Полонский И.Н.* Эффективный подход к расчету сигнала обратного рассеяния в задачах лазерного зондирования и видения

- в атмосфере и океане // II Межреспубл. симп. «Оптика атмосферы и океана»: Тезисы докл. Ч. 1. Томск: ИОА СО РАН, 1995. С. 105–106.
9. *Зега Э.П., Кацев И.Л., Полонский И.Н.* Учет многократного рассеяния при лазерном зондировании стратифицированной рассеивающей среды. 1. Общая теория // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1998. Т. 34. № 1. С. 45–50.
 10. *Барун В.В.* Анализ сигнала обратного рассеяния от крупнодисперсных аэрозолей // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1997. Т. 33. № 4. С. 500–506.
 11. *Оптика океана.* Т. 1. Физическая оптика океана / Под ред. А.С. Монина. М.: Наука, 1983. 372 с.
 12. *Зега Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л.* Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.
 13. *Зув В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В.* Теория систем в оптике дисперсных сред. Томск: Изд-во «Спектр» ИОА СО РАН, 1997. 402 с.
 14. *Веретенников В.В.* Влияние микрофизических свойств взвеси в морской воде на характеристики обратного рассеяния // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 9. С. 764–768.
 15. *Веретенников В.В.* Влияние микроструктурных параметров дисперсной взвеси на характеристики многократного рассеяния при лидарном зондировании моря // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 12. С. 1124–1130.
 16. *Веретенников В.В.* Численное моделирование оптико-микрофизических характеристик морской воды в задачах лидарного зондирования // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 2. С. 161–167.

V.V. Veretennikov. **Accounting for backscattering anisotropy in lidar return signal when sensing dense media.**

Within the framework of the small-angle approximation of radiative transfer theory, a new equation is obtained for the power of the lidar return taking into account the multiple scattering to small angles and anisotropic single scattering to large angles. It is shown that the solution of the problem can be reduced to calculation of medium irradiance with the preserved complete information about the scattering phase function in the small-angle region and in the vicinity of the backward direction. The technique proposed is used to assess the domain of applicability for the approximation of isotropic backscattering phase function in the problem of airborne sensing of sea.