

В.В. Веретенников

Разделение дифракционной и геометрической компонент в асимптотических оценках многократно рассеянных лидарных сигналов

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 13.05.2002 г.

Анализируется структура лидарного уравнения с учетом многократного рассеяния в малоугловом приближении. При описании лидарного сигнала используется модель малоугловой индикатрисы рассеяния в виде суммы дифракционной и геометрической компонент. Предложен способ разделения дифракционной и геометрической составляющих сигнала. Показано, что при больших углах поля зрения приемника это позволяет заменить информацию о дифракционной компоненте индикатрисы рассеяния значением ее преобразования Ганкеля в нуле.

Введение

При лазерном зондировании оптически плотных сред вклад многократного рассеяния в лидарном сигнале зависит как от оптических характеристик среды (коэффициент ослабления, альbedo однократного рассеяния, индикатриса рассеяния), так и от геометрических параметров схемы эксперимента, к числу которых в первую очередь следует отнести такие параметры, как угол поля зрения приемника, расстояние от лидара до рассеивающего объема. Учет вклада многократного рассеяния в лидарном сигнале в общем случае представляет достаточно трудоемкую задачу, связанную с решением уравнения переноса излучения (УПИ), сложность которой особенно возрастает при интерпретации данных лидарных экспериментов. Различные аспекты указанной проблемы обсуждаются уже в течение достаточно длительного времени на международных конференциях по лазерному зондированию, в том числе в рамках специализированных совещаний по многократному рассеянию в лидарных экспериментах (MUSCLE).

Среди различных подходов к решению проблемы можно особо выделить методы, основанные на использовании малоуглового приближения для решения УПИ [1–4], которые позволяют получить относительно простое аналитическое описание лидарного сигнала с учетом многократного рассеяния в случае сильно вытянутой индикатрисы рассеяния. В [3, 5] показано, что в этом случае лидарное уравнение существенно упрощается при достаточно больших углах поля зрения приемника. При этом малоугловая индикатриса рассеяния заменяется в лидарном уравнении значением производной ее преобразования Ганкеля в нуле, а поведение лидарного сигнала приобретает асимптотический характер. Для атмосферной оптики весьма типичным является случай, когда индикатриса рассеяния может быть представлена в виде суммы дифракционной (D) и геометрической (GO) компонент. Однако в асимптотическом приближении [3, 5] теряется информация о GO-части лидарного сигнала.

В развитие рассмотренного в [3, 5] подхода в настоящей статье получено модифицированное описание лидар-

ного сигнала, позволяющее устранить указанный недостаток. Предложенный метод основан на раздельном решении УПИ для D- и GO-компонент с последующим применением асимптотических формул только к D-компоненте. Это позволяет более точно описать поведение лидарного сигнала при больших углах поля зрения приемника и, следовательно, с более высокой точностью решать обратные задачи лидарного зондирования плотных сред.

1. Лидарное уравнение с учетом многократного рассеяния в малоугловом приближении

Предположим, что рассеивающая среда имеет сильно вытянутую вперед индикатрису рассеяния и ее оптические характеристики зависят только от одной пространственной координаты z . Будем также полагать, что источник и приемник лазерного излучения расположены в плоскости $z = 0$, их оптические оси совмещены и зондирование осуществляется в положительном направлении оси Oz . Как и в предшествующих работах [3, 5], будем исходить из упрощенной модели лидарного сигнала, в которой рассеяние на большие углы, включая направление назад, учитывается только в однократном приближении, а многократное рассеяние учитывается при описании распространения зондирующего импульса от источника до рассеивающего объема и от рассеивающего объема до приемника излучения в рамках нестационарного УПИ в малоугловом приближении.

При сделанных предположениях в случае точечного мононаправленного (TM) источника, излучающего δ -импульс с единичной энергией в момент времени $t = 0$, можно получить следующее выражение для мощности лидарного сигнала, поступающего в момент времени $t = 2z/c$ на вход приемной системы моностатического лидара:

$$P(z) = \frac{c}{2} z^{-2} S_t \beta_\pi(z) (z\gamma_t) \int_0^\infty J_1(v\gamma_t) F(v) dv, \quad (1)$$

где

$$F(v) = \exp[-2\tau(z) + g(v)], \quad \tau(z) = \int_0^z \varepsilon(s) ds, \quad (2)$$

$$g(v) = 2 \int_0^v \sigma(z-s) \tilde{x}(vs) ds; \quad (3)$$

S_r и γ_r – площадь и угол поля зрения приемника; $J_1(\cdot)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка; $\beta_\pi(z)$ – коэффициент рассеяния назад; $F(v)$ – оптическая передаточная функция (ОПФ) стационарного источника в фиктивной среде, коэффициенты ослабления и рассеяния в которой вдвое превышают их реальные значения $\varepsilon(z)$ и $\sigma(z)$. ОПФ $F(v)$ зависит также от малоугловой индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$, которая входит в выражение для функции $g(v)$ (3) в виде преобразования Ганкеля $\tilde{x}(\cdot)$.

Известное выражение для лидарного сигнала в приближении однократного рассеяния следует из (1), если положить в нем $g(v) = 0$:

$$P_1(z) = \frac{c}{2} z^{-2} S_r \beta_\pi(z) e^{-2\tau(z)}. \quad (4)$$

Уравнение (1) обобщает обычное лидарное уравнение (4) при учете вклада многократного рассеяния в малоугловом приближении теории переноса излучения. Исходный лидарный сигнал $P(z)$ (1) можно выразить через однократно рассеянный сигнал $P_1(z)$ с помощью включения добавочного члена $m(z)$ в виде

$$P(z) = P_1(z)[1 + m(z)]. \quad (5)$$

Функция $m(z)$, описывающая отношение между многократно рассеянной и однократно рассеянной компонентами лидарного сигнала, определяется следующим выражением:

$$m(z, \gamma_r) = z\gamma_r \int_0^\infty J_1(vz\gamma_r) (e^{\varepsilon(v)} - 1) dv. \quad (6)$$

Отношение $m(z, \gamma_r)$ монотонно возрастает как функция угла поля зрения приемника γ_r и стремится к пределу $m_\infty = \exp(2\Lambda\tau) - 1$ при $\gamma_r \rightarrow \infty$, где $\Lambda = \sigma/\varepsilon$ – альbedo однократного рассеяния. Из последнего выражения видно, что при определенной оптической толщине и достаточно большом угле поля зрения приемника γ_r вклад многократно рассеянного излучения в лидарном сигнале может стать преобладающим, в десятки раз превышая сигнал однократного рассеяния.

Как показано в [3, 5], при больших углах поля зрения приемника поведение функции $m(z)$ (6) приобретает асимптотический характер и может быть описано с помощью следующей формулы:

$$\hat{m}(z) = (e^{2\tau(\varepsilon)\Lambda} - 1) - e^{2\tau(\varepsilon)\Lambda} \Delta(z), \quad (7)$$

где

$$\Delta(z) = -\frac{2\Lambda\tilde{x}'(0)}{z\gamma_r} \int_0^z \varepsilon(z-s) ds. \quad (8)$$

Из формул (7) и (8) видно, что при больших значениях γ_r лидарный сигнал $P(z)$ (5) зависит не от всей малоугловой индикатрисы рассеяния, а определяется лишь производной ее преобразования Ганкеля в нуле.

Ввиду особой роли, которую играет производная $\tilde{x}'(0)$ в дальнейших построениях, кратко остановимся на модели индикатрисы рассеяния для рассматриваемой задачи. В задачах атмосферной оптики при рассеянии на больших частицах, для которых $kr|m-1| \gg 1$, где r, m – размер и показатель преломления частицы; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны света, удовлетворительное описание индикатрисы рассеяния даст ее представление в виде суперпозиции двух основных компонент:

$$x(\gamma) = a^{(D)} x^{(D)}(\gamma) + a^{(GO)} x^{(GO)}(\gamma), \quad (9)$$

$$a^{(D)} = \sigma^{(D)}/\sigma, \quad a^{(GO)} = \sigma^{(GO)}/\sigma.$$

Первая из них обусловлена дифракцией света на частицах, а формирование второй подчиняется законам геометрической оптики. В случае сферических частиц дифракционная компонента $x^{(D)}(\gamma)$ описывается известной формулой Эйри [6], а геометрическая компонента $x^{(GO)}(\gamma)$ в области малых углов рассеяния может быть аппроксимирована линейной комбинацией экспоненциальной и гауссовой функций [7]:

$$x^{(GO)}(\gamma) = c_1 e^{-\alpha\gamma} + c_2 e^{-\beta\gamma^2}, \quad (10)$$

в которой параметры c_1, c_2, α и β зависят от показателя преломления частиц. Для рассматриваемой модели малоугловой индикатрисы рассеяния произведение

$$2\Lambda\tilde{x}'(0) = [\tilde{x}^{(D)}(0)]' = -2/(\pi k R_{\text{eff}}) \quad (11)$$

определяется только дифракционной компонентой индикатрисы рассеяния и не зависит от ее геометрической составляющей. В формуле (11) R_{eff} – эффективный размер частиц.

К положительным сторонам использования асимптотического представления добавочного члена $m(z)$ в виде (7) при описании лидарного сигнала относится возможность решения как прямых, так и обратных задач лазерного зондирования без привлечения полной информации об индикатрисе рассеяния при ее замене одним параметром, который определяется эффективным размером частиц. Недостатком же является потеря информации о геометрической части индикатрисы рассеяния. В разд. 3 влияние указанных факторов будет исследовано численно в модельных расчетах. Целью проводимого ниже анализа является более корректный учет геометрической компоненты в лидарном уравнении при сохранении прежних требований к априорной информации об индикатрисе рассеяния.

2. Разделение дифракционной и геометрической компонент в лидарном уравнении

Как уже было отмечено, использование добавочного члена $m(z)$ в асимптотическом приближении (7) для описания лидарного сигнала при многократном рассеянии эф-

эффективно с учетом только дифракционной компоненты индикатрисы рассеяния. Это дает основание выделить в полном сигнале $P(z)$ (1) составляющую $P^{(D)}(z)$, которая описывает лидарный сигнал в случае, когда индикатриса рассеяния рассматривается чисто в дифракционном приближении. Уравнение для составляющей $P^{(D)}(z)$ можно представить в виде, аналогичном (5), если заменить функцию $m(z)$ на подобную ей функцию $m^{(D)}(z)$, которая в дифракционном приближении определяется из общих формул (3), (6) и (7) при подстановке в них $\sigma^{(D)}(z)$, $\tilde{x}^{(D)}(\cdot)$ и $\Lambda^{(D)} = 1/2$ вместо $\sigma(z)$, $\tilde{x}(\cdot)$ и Λ . При этом выражение для асимптотического приближения отношения $\hat{m}^{(D)}(z)$ приобретает следующий вид:

$$\hat{m}^{(D)}(z) = (e^{\tau(z)} - 1) - e^{\tau(z)} \Delta(z). \quad (12)$$

Таким образом, получены все необходимые расчетные соотношения для нахождения дифракционной составляющей $P^{(D)}(z)$ лидарного сигнала.

Обратимся далее к анализу остаточного члена $\delta = P(z) - P^{(D)}(z)$. По аналогии с (5) его можно записать в виде

$$\delta P = P_1(z) [m(z) - m^{(D)}(z)], \quad (13)$$

где разность $\delta m(z) = m(z) - m^{(D)}(z)$ определяется по формуле

$$\delta m(z) = z \gamma_r \int_0^\infty J_1(vz\gamma_r) \exp[g^{(D)}(v)] \{ \exp[g^{(GO)}(v)] - 1 \} dv. \quad (14)$$

В подынтегральном выражении в формуле (14) функции, стоящие под знаком экспоненты, имеют вид, аналогичный (3):

$$g^{(p)}(v) = 2 \int_0^{\tilde{z}} \sigma^{(p)}(z-s) \tilde{x}^{(p)}(vs) ds, \quad p = \{D, GO\}. \quad (15)$$

При относительно малых углах поля зрения приемника γ_r определяющий вклад в формирование сигнала многократного рассеяния вносит составляющая $m^{(D)}(z, \gamma_r)$, достигая насыщения с увеличением γ_r . Поэтому следует ожидать, что в дальнейшем ведущая роль перейдет к добавочному члену $\delta m(z, \gamma_r)$ (14). Как видно из формул (14) и (15), добавочный член $\delta m(z, \gamma_r)$ зависит от обеих составляющих индикатрисы рассеяния, дифракционной и геометрической. Однако из физических соображений ясно, что на периферии угловой диаграммы приема, т.е. в той области, где наиболее значима поправка $\delta m(z, \gamma_r)$, роль компоненты $x^{(GO)}(\gamma)$ будет повышаться, а компоненты $x^{(D)}(\gamma)$ падать.

Преобразуем выражение для $\delta m(z, \gamma_r)$ (14) таким образом, чтобы не привлекать информацию о дифракционной компоненте индикатрисы рассеяния в большей степени, чем она имеется в асимптотическом описании отношения $\hat{m}^{(D)}(z, \gamma_r)$ (12). Напомним, что асимптотическая зависимость отношения $\hat{m}^{(D)}(z, \gamma_r)$ от индикатрисы рассеяния в дифракционном приближении $x^{(D)}(\gamma)$ и, следовательно, от дисперсного состава среды сводится к зависимости от эффективного размера частиц R_{eff} , а индикатриса рассеяния в приближении геометрической оптики $x^{(GO)}(\gamma)$ вообще не зависит от дисперсного состава среды.

Возможность требуемого преобразования становится видной, если учесть, что монотонно убывающие функции $\exp[g^{(D)}(v)]$ и $\exp[g^{(GO)}(v)]$ имеют существенно различную ширину [3]. Это связано с различиями в ширине дифракционного пика индикатрисы рассеяния и ее геометрической части. Именно ширина функции $\exp[g^{(D)}(v)]$ значительно превышает ширину функции $(\exp[g^{(GO)}(v)] - 1)$. В области частот, где происходит основное изменение второго сомножителя $(\exp[g^{(GO)}(v)] - 1)$ в формуле (14), первый сомножитель $\exp[g^{(D)}(v)]$ изменяется незначительно. Поэтому множитель $\exp[g^{(D)}(v)]$ можно разложить в ряд Тейлора и ограничиться линейным приближением

$$\exp[g^{(D)}(v)] \approx e^{\tau} \left\{ 1 + v [\tilde{x}^{(D)}(0)]' \int_0^{\tilde{z}} s \varepsilon(z-s) ds \right\}. \quad (16)$$

В результате подстановки разложения (16) в формулу (14) на основании равенства (11) функция $\delta m(z, \gamma_r)$, так же как и функция $\hat{m}^{(D)}(z, \gamma_r)$, будет уже зависеть не от всей дифракционной компоненты индикатрисы рассеяния $x^{(D)}(\gamma)$, а только от производной $[\tilde{x}^{(D)}(0)]'$ и, следовательно, от эффективного размера частиц R_{eff} .

Как показывают результаты модельных расчетов, представленные в разд. 3, линейный член в (16), а вместе с ним и дифракционная составляющая индикатрисы рассеяния $x^{(D)}(\gamma)$ играют столь незначительную роль в формировании функции $\delta m(z, \gamma_r)$, что их можно отбросить без большой потери точности и положить $\tilde{x}^{(D)}(vs) \approx \tilde{x}^{(D)}(0) = 1$ при расчетах функции $\delta m(z, \gamma_r)$. Это эквивалентно замене дифракционной компоненты индикатрисы рассеяния $x^{(D)}(\gamma)$ на δ -функцию. Такое приближение является достаточно распространенным при решении УПИ (см., например, транспортное приближение [8]). При такой замене поправочный член $\delta m(z, \gamma_r)$ полностью теряет зависимость от дисперсного состава среды и приобретает особенно простой вид

$$\hat{\delta} m(z, \gamma_r) = e^{\tau} m^{(GO)}(z, \gamma_r), \quad (17)$$

где функция $m^{(GO)}(z, \gamma_r)$ определяется по аналогии с функцией $m^{(D)}(z, \gamma_r)$. В результате поправочный член $\hat{\delta} m(z, \gamma_r)$ (17) будет представлять собой функцию $m^{(GO)}(z, \gamma_r)$, «растянутую» в e^{τ} раз.

С учетом вышеизложенного окончательное выражение для лидарного сигнала можно приближенно представить в форме (5) с заменой функции $m(z, \gamma_r)$ на асимптотическое приближение вида

$$\hat{m}(z, \gamma_r) = \hat{m}^{(D)}(z, \gamma_r) + e^{\tau} m^{(GO)}(z, \gamma_r). \quad (18)$$

Замечание. К формуле (17) для поправочного члена $\hat{\delta} m(z, \gamma_r)$ можно прийти другим путем, применяя метод покомпонентного разложения УПИ [9]. Рассмотрим стационарное УПИ в среде без источников:

$$DI = LI \quad (19)$$

для интенсивности I с дифференциальным оператором переноса $D = \mathbf{n}\nabla + \varepsilon$ и интегралом столкновений

$$LI = \sigma \int_{4\pi} I x(\gamma) d\mathbf{n}'. \quad (20)$$

В соответствии с представлением индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ в виде суммы (9) оператор L допускает разложение $L = L^{(D)} + L^{(GO)}$, в котором составляющие $L^{(D)}$ и $L^{(GO)}$ определяются по аналогии с (20). Далее обозначим через I_1 решение УПИ

$$DI_1 = L^{(D)}I_1 \quad (21)$$

в среде с индикатрисой $x^{(D)}(\gamma)$ и коэффициентом рассеяния $\sigma^{(D)}$. Тогда разность интенсивностей $\delta I = I - I_1$ будет удовлетворять уравнению

$$D(\delta I) = L(\delta I) + B, \quad (22)$$

которое отличается от (19) появлением в правой части функции источников $B = L^{(GO)}I_1$.

Рассматривая фиктивную среду с удвоенными коэффициентами рассеяния 2σ и ослабления 2ϵ , из решения уравнения (21) в малоугловом приближении можно получить выражение для ОПФ $F_1(v)$, аналогичное функции $F(v)$ (2):

$$F_1(v) = \exp[-2\tau(z) + g^{(D)}(v)]. \quad (23)$$

Разности интенсивностей δI , определяемой из решения уравнения (22), будет соответствовать разность функций

$$\delta F(v) = F(v) - F_1(v). \quad (24)$$

Ширина дифракционной части индикатрисы $x^{(D)}(\gamma)$ значительно меньше, чем у функции δI , зависящей от полной индикатрисы рассеяния. Поэтому без существенных потерь в точности при решении уравнения (22) индикатрису рассеяния $x^{(D)}(\gamma)$ можно аппроксимировать δ -функцией. Это приводит к следующему приближенному выражению для разности функций:

$$\hat{\delta} F(v) = e^{-\tau(z)} [e^{g^{(GO)}(v)} - 1]. \quad (25)$$

С учетом общей формулы (6) нетрудно заметить, что функции $\hat{\delta} F(v)$ (25) соответствует поправочный член $\hat{\delta} m(z, \gamma_r)$ в виде (17).

3. Результаты модельных расчетов

Эффективность предлагаемого описания лидарных сигналов в случае зондирования плотных грубодисперсных сред иллюстрируется представленными ниже результатами расчетов характеристики $m(\gamma_r)$. В качестве модели среды рассматривался плоский однородный слой, микроструктура которого задавалась обобщенным гамма-распределением с эффективным размером частиц $R_{\text{eff}} = 10$ мкм. Глубина проникновения в слой, расстояние до которого равно 1 км, составляла также 1 км. В приведенных результатах индикатриса рассеяния выбиралась согласно модели (9), (10) на длине волны $\lambda = 0,55$ мкм. Рис. 1–3 представляют ситуацию для слоя с оптической толщиной $\tau = 1$, а рис. 4, 5 – для более плотного слоя с $\tau = 3$.

Кривые 1 и 2 на рис. 1 и 3 описывают поведение отношения $m(\gamma_r)$ для полной индикатрисы рассеяния $x(\gamma_r)$ (9) и ее дифракционной части соответственно. В пределах углов $\gamma_r < 15$ мрад отклонение между функциями $m(\gamma_r)$ и $m^{(D)}(\gamma_r)$ не превышает 15%. С увеличением угла поля зрения приемника γ_r эти кривые все более расходятся и при $\gamma_r \rightarrow \infty$ асимптотически стремятся каждая к своему пределу $m_\infty = 5,55$ и

$m_\infty^{(D)} = 1,72$. Кривая 3 на рис. 1 изображает поведение асимптотической функции $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$. Ошибка аппроксимации дифракционной компоненты $m^{(D)}(\gamma_r)$ с помощью функции $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$ монотонно убывает с ростом угла γ_r и уже при $\gamma_r > 3,4$ мрад не превышает 15%, а ошибка аппроксимации суммарного отношения $m(\gamma_r)$ имеет минимум в окрестности угла $\gamma_r = 5,5$ мрад, равный 4%.

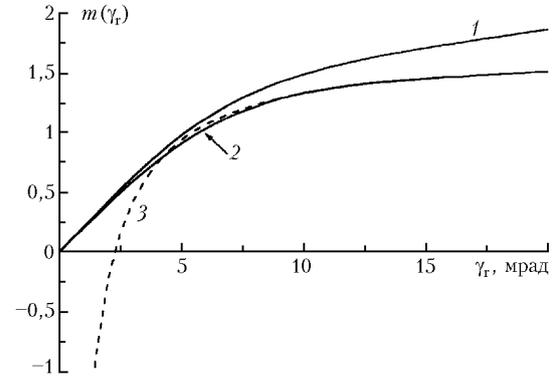


Рис. 1. Угловая зависимость отношения $m(\gamma_r)$ при учете (1) и без учета (2) геометрооптической части индикатрисы рассеяния на глубине 1 км однородного слоя с оптической толщиной $\tau = 1$ на расстоянии 1 км от лидара. Кривая 3 – асимптотическая аппроксимация $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$

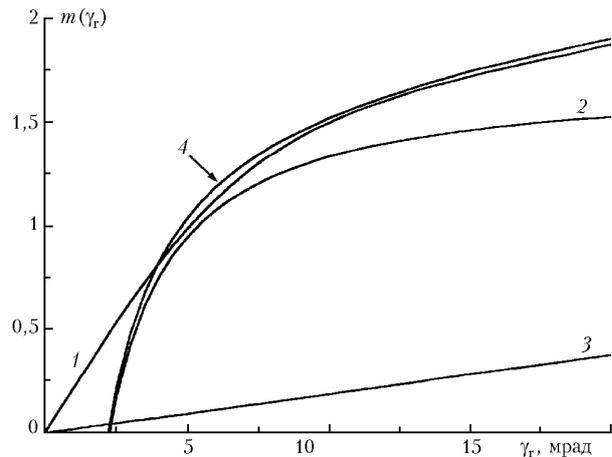


Рис. 2. Асимптотическая аппроксимация отношения $m(\gamma_r)$ при учете геометрооптической части индикатрисы рассеяния: 1 – точная зависимость $m(\gamma_r)$; 2 – асимптотическая аппроксимация $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$; 3 – поправочный член $\hat{\delta} m(\gamma_r)$; 4 – приближение $\hat{m}(\gamma_r)$ по формуле (18). Условия наблюдения аналогичны данным рис. 1

Рис. 2 иллюстрирует эффективность предлагаемого метода разделения компонент при описании отношения $m(\gamma_r)$. Здесь точная зависимость $m(\gamma_r)$ изображена кривой 1. А кривая 4 описывает приближенную зависимость $\hat{m}(\gamma_r)$ (18), образованную суммой дифракционной компоненты $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$ в асимптотическом виде (кривая 2) и добавочного члена $\hat{\delta} m(\gamma_r)$ в виде (17) (кривая 3). Как видно из сравнения кривых на рис. 1 и 2, область применимости приближения $\hat{m}(\gamma_r)$ (18) для аппроксимации отношения $m(\gamma_r)$ по крайней мере не меньше области, в которой асимптотическая функция $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$ удовлетворительно описывает дифракционную компоненту $m^{(D)}(\gamma_r)$.

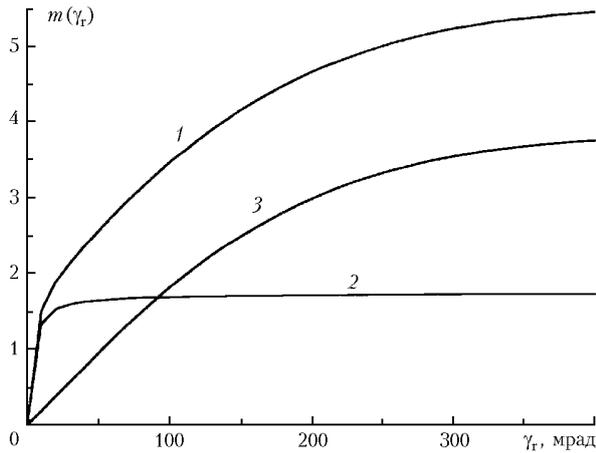


Рис. 3. Отношение $m(\gamma_r)$ (1) и его составляющие $m^{(D)}(\gamma_r)$ (2), $\hat{\delta} m(\gamma_r)$ (3) при оптической толщине слоя $\tau = 1$ для больших углов γ_r .

Рис. 3 дает представление о поведении функций $m(\gamma_r)$, $m^{(D)}(\gamma_r)$ и добавочного члена $\delta m(\gamma_r)$ при очень больших углах поля зрения приемника γ_r . На кривой $m(\gamma_r)$ выделяются два участка с различным наклоном. Начальный участок с крутым подъемом при $\gamma_r < 11-13$ мрад формируется главным образом за счет дифракционной компоненты $m^{(D)}(\gamma_r)$ (кривая 2), которая в указанной области углов поля зрения приемника также сначала круто нарастает, а затем выходит на уровень насыщения и практически не меняется. С этого момента зависимость $m(\gamma_r)$ становится более пологой и ее наклон определяется вторым слагаемым $\hat{\delta} m(\gamma_r)$ (кривая 3). Тем не менее дифракционная компонента $m^{(D)}(\gamma_r)$ продолжает вносить основной вклад в суммарную зависимость $m(\gamma_r)$ в области углов $\gamma_r < 92$ мрад. Добавочный член $\hat{\delta} m(\gamma_r)$ в этой области растет практически линейно и при $\gamma_r > 92$ мрад становится преобладающим, плавно переходя затем к насыщению.

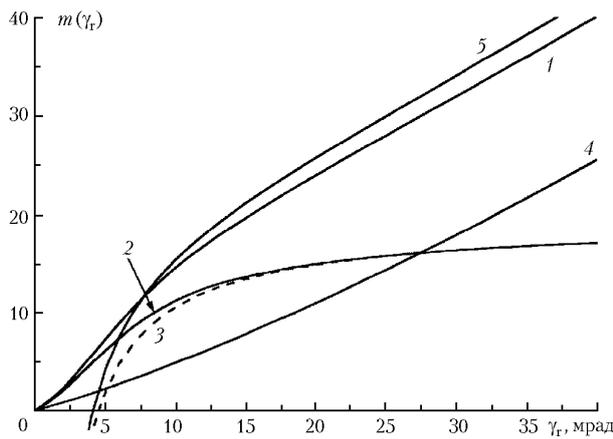


Рис. 4. Асимптотическая аппроксимация отношения $m(\gamma_r)$ при учете геометрооптической части индикатрисы рассеяния для слоя с оптической толщиной $\tau = 3$: 1 – точная зависимость $m(\gamma_r)$; 2 – дифракционная компонента $m^{(D)}(\gamma_r)$; 3 – асимптотическая аппроксимация $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$; 4 – поправочный член $\hat{\delta} m(\gamma_r)$; 5 – приближение $\hat{m}(\gamma_r)$ по формуле (18)

Обсудим далее основные тенденции, которые наблюдаются в поведении отношения $m(\gamma_r)$ с ростом оптической толщины слоя. На рис. 4 и 5 показана зависимость $m(\gamma_r)$ для оптической толщины $\tau = 3$.

Прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что переход от $\tau = 1$ к $\tau = 3$ сопровождается значительным увеличением уровня насыщения отношения $m(\gamma_r)$. Дифракционная компонента вырастает более чем на порядок и стремится к пределу $m_\infty^{(D)} = 19,09$ (см. рис. 4 и 5, кривая 2). Дополнительный учет геометрооптической компоненты в индикатрисе рассеяния приводит к еще более значительному росту асимптотического предела отношения $m(\gamma_r)$, который возрастает от $m_\infty = 5,55$ при $\tau = 1$ до $m_\infty = 280,5$ при $\tau = 3$ (рис. 5, кривая 1). Причем основной вклад в столь значительное увеличение отношения $m(\gamma_r)$ при больших углах γ_r вносит добавочный член $\hat{\delta} m(\gamma_r)$ (рис. 5, кривая 3).

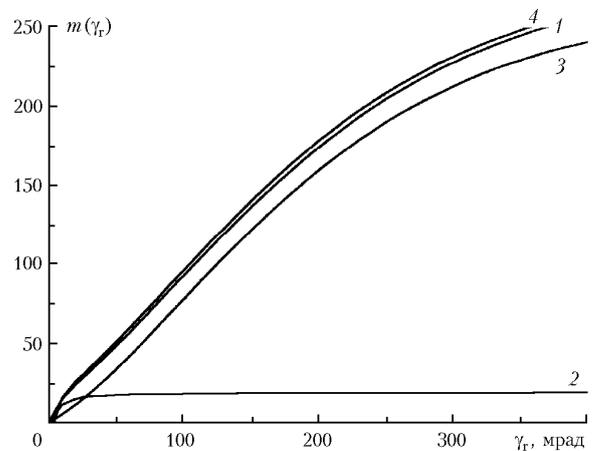


Рис. 5. Отношение $m(\gamma_r)$ (1) и его составляющие $m^{(D)}(\gamma_r)$ (2), $\hat{\delta} m(\gamma_r)$ (3) при оптической толщине слоя $\tau = 3$ для больших углов γ_r ; 4 – асимптотическое приближение $\hat{m}(\gamma_r)$

С увеличением оптической толщины становится более узкой область углов γ_r , в которой преобладает дифракционная компонента $m^{(D)}(\gamma_r)$. Граница этой области определяется на рис. 4 точкой пересечения кривых 2 и 4, в которой $\gamma_r = 27,5$ мрад. Аналогично сдвигается влево верхняя граница области углов γ_r , в пределах которой для описания функции $m(\gamma_r)$ применимо дифракционное приближение. Допускаемая погрешность такого приближения в рассматриваемом случае составляет менее 15% для углов $\gamma_r < 4,6$ мрад.

Напротив, нижняя граница области углов γ_r , в пределах которой для описания дифракционной компоненты $m^{(D)}(\gamma_r)$ применимо асимптотическое приближение $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$ (см. рис. 4, кривая 3) с ошибкой, не превышающей 15%, сдвигается вправо до значения $\gamma_r = 7,7$ мрад. Из приведенных оценок следует, что при $\tau = 3$, в отличие от случая $\tau = 1$, ни при каких углах поля зрения приемника γ_r асимптотическое приближение $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$ не обеспечивает заданной 15%-й погрешности аппроксимации суммарного отношения $m(\gamma_r)$. Оценки показывают, что минимально достижимая погрешность в этом случае составляет 28%.

Ситуация кардинально меняется в случае, когда дополнительно к дифракционной компоненте учитывается

поправка $\hat{\delta} m(\gamma_r)$ (см. рис. 4, кривая 4). Кривая 5 на рис. 4 описывает поведение суммарной оценки $\hat{m}(\gamma_r)$. Как видно из рис. 4, оценка $\hat{m}(\gamma_r)$ дает хорошие результаты даже при несколько меньших углах поля зрения приемника, чем те углы, при которых аппроксимация $\hat{m}^{(D)}(\gamma_r)$ применима для описания дифракционной компоненты $m^{(D)}(\gamma_r)$. В области углов, при которых дифракционная компонента $m^{(D)}(\gamma_r)$ достигает насыщения ($\gamma_r > 20$ мрад), поведение $\hat{m}(\gamma_r)$ определяется поправкой $\hat{\delta} m(\gamma_r)$, сдвинутой на постоянную $m_\infty^{(D)}$ (см. рис. 5).

Заключение

Рассмотрена структура лидарного уравнения с учетом многократного рассеяния в малоугловом приближении. Исследована роль дифракционной и геометрической компонент индикатрисы рассеяния в зависимости от угла поля зрения приемника. Предложен метод разделения дифракционной и геометрической составляющих в лидарном сигнале. Достоинством такого подхода является возможность покомпонентного анализа лидарного сигнала. В частности, показано, что при больших углах поля зрения приемника можно использовать асимптотическое приближение к описанию дифракционной компоненты лидарного сигнала. Это позволяет заменить информацию о дифракционной компоненте индикатрисы рассеяния на значение эффективного размера частиц при одновременном сохранении информа-

ции о геометрической части индикатрисы без изменения. Предложенное описание может быть полезным при разработке методов и алгоритмов решения обратных задач лазерного зондирования плотных сред.

1. Ермаков Б.В., Ильинский Ю.А. О распространении световых импульсов в рассеивающей среде /Изв. вузов СССР. Радиофиз. 1969. Т. 12. № 5. С. 694–701.
2. 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.
3. Зуев В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В. Теория систем в оптике дисперсных сред. Томск: Изд-во «Спектр» ИОА СО РАН, 1997. 402 с.
4. 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.
5. Веретенников В.В. Метод асимптотического сигнала в теории лидарного зондирования при многократном рассеянии /Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 1. С. 42–48.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
7. Зега Э.П., Кохановский А.А. Связь характеристик световых полей и передаточных функций грубодисперсных аэрозолей с параметрами их микроструктуры: аналитические решения /Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1994. Т. 30. № 6. С. 812–818.
8. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах /Под ред. Ж. Ленобль. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 263 с.
9. Зега Э.П., Кацев И.Л., Полонский И.Н. Аналитическое решение уравнения переноса излучения в среде с сильно анизотропным рассеянием /Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1992. Т. 28. № 6. С. 588–598.

V.V. Veretennikov. Separation of diffraction and geometric-optics components in asymptotic estimates of multiple-scattered lidar signals.

The structure of lidar equation is analyzed taking into account multiple scattering in the small-angle approximation. To describe a lidar signal, the model of the small-angle scattering phase function as a sum of diffraction and geometric-optics components is used. A method is proposed for separation of the diffraction and geometric-optics components of the signal. It is shown that, at large receiver's field of view, this allows the information about the diffraction component of the scattering phase function to be replaced by its Hankel transform at zero point.