

В.В. Веретенников

Метод асимптотического сигнала в теории лидарного зондирования при многократном рассеянии*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 1.12.2000 г.

В рамках малоуглового приближения рассмотрен метод представления лидарного сигнала с учетом многократного рассеяния как составной части полного потока в заднюю полусферу при неограниченном возрастании угла поля зрения приема. Это позволяет рассматривать многократно рассеянное излучение в качестве полезной компоненты сигнала, используемой при интерпретации лидарных измерений. Исходя из асимптотических свойств лидарного сигнала при больших углах поля зрения приема показана возможность упрощения лидарного уравнения с заменой индикатрисы рассеяния одним параметром – эффективным размером частиц. На базе нового представления разработан итерационный метод решения лидарного уравнения.

Теория и методы лазерного дистанционного зондирования атмосферы, разработанные к настоящему времени, основаны, как правило, на приближении однократного рассеяния (ОР). В задачах зондирования оптически плотных сред становятся существенными эффекты многократного рассеяния (МР). При решении обратных задач вклад МР обычно учитывается с помощью поправок, вносимых в традиционное лидарное уравнение. Эти поправки определяются из численных решений нестационарного уравнения переноса излучения (УПИ). Задача усложняется тем обстоятельством, что МР-составляющая лидарного сигнала сама зависит от оптических характеристик среды, которые неизвестны и подлежат определению.

Большая трудоемкость решения УПИ при значительных временных затратах служит препятствием для оперативной диагностики плотных сред лидарными методами. Частично преодолеть указанные затруднения удается за счет параметризации МР-компоненты сигнала на основе обширных модельных расчетов при различной геометрии лидарных экспериментов и различных оптических свойствах среды [1, 2].

Уже в ранних работах (см., например, [3, 4]), в которых приводились результаты расчетов лидарных сигналов на основе решения УПИ методом Монте-Карло, было показано, что вклад МР может значительно превышать (в десятки и даже сотни раз) уровень сигнала ОР. Поэтому очевидно, что такую энергетически значимую часть лидарного сигнала целесообразно использовать более эффективно для повышения информативности лидарных экспериментов при зондировании плотных сред. Это, естественно, возможно в тех случаях, когда в МР-сигнале «запоминается» информация об оптических свойствах среды на пути распространения зондирующего импульса. Такие условия реализуются в грубодисперсных средах, обладающих сильной анизотропией рассеяния, для которых применимо малоугловое приближение теории переноса [5–7]. В рамках малоуглового приближения, как показано, например, в [8, 9], МР-компонента лидарного сигнала, в отличие от сигнала ОР, содержит информацию не только о профилях

коэффициентов ослабления и обратного рассеяния, но и об индикатрисе рассеяния, а следовательно, и о микроструктуре среды. В настоящей статье рассмотрена одна из возможностей учета информации, которую несет МР-сигнал, при решении обратных задач лидарного зондирования. В основе предлагаемого подхода лежит использование асимптотических свойств лидарных сигналов в случае, когда угол поля зрения приема неограниченно возрастает.

1. Исходные соотношения

В данном разделе представлены исходные аналитические соотношения для описания лидарного сигнала с учетом МР в малоугловом приближении. При этом будем опираться на результаты работы [9], в которой приведено уравнение, устанавливающее связь между мощностью сигнала, поступающего на вход приемной системы лидара, и оптическими характеристиками рассеивающей среды в зависимости от геометрических параметров схемы зондирования при посылке в атмосферу δ -импульса с энергией W :

$$P(z, R_r, \gamma_r, d) = W \frac{c}{4\pi} \beta_\pi(z) \int_0^\infty v J_0(vd) \tilde{D}(v, zv) F(v) dv. \quad (1)$$

При записи уравнения (1) были приняты следующие условия и обозначения. Источник и приемник расположены в плоскости $z = 0$, их оптические оси параллельны оси Oz , а расстояние между центрами источника и приемника равно d . $\tilde{D}(v, p)$ – преобразование Ганкеля функции чувствительности приемной системы $D(r, \gamma)$ с круговой симметрией по пространственной $r = |\mathbf{r}|$ и угловой γ переменным, где $\mathbf{r} = (x, y)$ – поперечные координаты, а γ – угол, образованный заданным направлением с осью Oz . В случае, когда $D(r, \gamma)$ – ступенчатая функция по обоим переменным, будем иметь

$$\tilde{D}(v, zv) = S_r \frac{2J_1(R_r v)}{R_r v} \Omega_r \frac{2J_1(z\gamma_r v)}{z\gamma_r v}, \quad (2)$$

где $S_r = \pi R_r^2$ – площадь приемной апертуры; $\Omega_r = \pi \gamma_r^2$ – телесный угол приема; R_r и γ_r – соответственно радиус входного зрачка и угол (половинный) поля зрения приемника. В формулах (1) и (2) $J_0(\cdot)$, $J_1(\cdot)$ – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка.

Информацию об оптических свойствах среды в уравнении (1) несут коэффициент обратного рассеяния $\beta_\pi(z)$ и оптическая передаточная функция (ОПФ)

$$F(v) = \exp[-2\tau(z) + g(v)], \quad (3)$$

где

$$\tau(z) = \int_0^z \varepsilon(s) ds; \quad (4)$$

$$g(v) = 2 \int_0^z \sigma(z-s) \tilde{x}(vs) ds; \quad (5)$$

$\varepsilon(s)$ и $\sigma(s)$ – коэффициенты ослабления и рассеяния; $\tilde{x}(p)$ – преобразование Ганкеля малоугловой индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ с нормировкой $\tilde{x}(0) = 1$.

При выводе уравнения (1) предполагалось, что индикатриса рассеяния сильно вытянута вперед, МР учитывалось в малой окрестности направления зондирующего импульса при его прямом и обратном распространении, а рассеяние на большие углы учитывалось в однократном приближении. Также считалось, что в области углов рассеяния, близких к π , можно пренебречь изменением индикатрисы рассеяния. Наконец, предполагалось, что можно пренебречь размерами выходного отверстия и угловой расходимостью источника по отношению к аналогичным параметрам приемной системы.

При лазерном зондировании ставится задача восстановления по лидарному сигналу $P(z)$ оптических характеристик рассеивающей среды, две из которых (профили коэффициентов обратного рассеяния $\beta_\pi(z)$ и ослабления $\varepsilon(z)$) присутствуют в качестве неизвестных в обычном уравнении лазерного зондирования в приближении ОР. В дополнение к ним в рассматриваемом уравнении (1) имеются еще две неизвестные функции, характеризующие оптические свойства среды, – коэффициент рассеяния $\sigma(z)$, а также малоугловая индикатриса рассеяния $x(\gamma)$, вид которой тесно связан с микроструктурой среды, ее дисперсным составом и показателем преломления. Поэтому локационный сигнал $P(z)$ также содержит информацию о микроструктуре среды.

Обратные задачи для уравнения (1) могут рассматриваться в упрощенной постановке, когда в роли неизвестных выступают только некоторые из оптических характеристик среды, входящих в это уравнение, при заданных априорно остальных оптических характеристиках.

Так, например, для восстановления из уравнения (1) профилей $\beta_\pi(z)$ и $\varepsilon(z)$ необходимо знание индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ и альbedo однократного рассеяния $\Lambda = \sigma/\varepsilon$. При этом дополнительно может также привлекаться априорная информация о функциональных связях между коэффициентами ослабления $\varepsilon(z)$ и обратного рассеяния $\beta_\pi(z)$, подобно тому как это делается при решении обычного лидарного уравнения в приближении ОР.

Ввиду особой важности априорных представлений об оптических и микрофизических свойствах среды, учиты-

ваемых при решении обратных задач лидарного зондирования, остановимся на данном вопросе подробнее. В задачах зондирования грубодисперсных сред, для которых $kr|m-1| \gg 1$, где r , m – размер и показатель преломления частицы; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны света, индикатриса рассеяния может быть представлена с удовлетворительной точностью в виде линейной комбинации дифракционной $x^{(D)}(\gamma)$ и геометрооптической $x^{(GO)}(\gamma)$ составляющих. Наиболее изменчивой является дифракционная компонента $x^{(D)}(\gamma)$, которая содержит основную информацию о микроструктурных параметрах среды (размер, форма частиц) и при рассеянии на больших сферических частицах описывается известной формулой Эйри [10]. Геометрооптическая компонента индикатрисы рассеяния $x^{(GO)}(\gamma)$ не зависит от дисперсного состава среды (для непоглощающих частиц) и в области малых углов рассеяния может быть аппроксимирована линейной комбинацией экспоненциальной $\sim \exp(-a\gamma)$ и гауссовой $\sim \exp(-b\gamma^2)$ функций [11] с параметрами, которые зависят только от показателя преломления частиц. Это позволяет в обратных задачах лидарного зондирования с учетом МР рассматривать геометрооптическую компоненту $x^{(GO)}(\gamma)$ как известную априорно. Априорно заданным можно также считать и альbedo однократного рассеяния $\Lambda = \sigma/\varepsilon$, величина которого для индикатрисы рассеяния в дифракционном приближении равна 1/2 и является функцией показателя преломления частиц при дополнительном учете геометрооптической части индикатрисы рассеяния.

2. Разделение лидарного сигнала на однократно и многократно рассеянные компоненты

В связи с решением обратных задач значительное внимание специалистов по лазерному зондированию уделяется изучению роли МР и способам его учета в лидарных сигналах. Исторически сложилось так, что первоначально существенный прогресс был достигнут в разработке методов обращения традиционного лидарного уравнения при восстановлении профилей коэффициентов ослабления и обратного рассеяния из сигнала ОР. Поэтому при решении уравнения лидарного зондирования с учетом МР его обычно представляют в такой форме, чтобы в явном виде выделить из принимаемого сигнала ту часть, которая формируется в результате ОР. Выражение для мощности сигнала ОР $P_1(z)$ следует из общих формул (1) и (3), если в них положить $g(v) = 0$. Тогда при условии $\gamma_r > (R_r + d)/z$, определяющем дальнюю зону приема, можно получить хорошо известное соотношение

$$P_1(z) = W \frac{c}{2} z^{-2} S_r \beta_\pi(z) e^{-2\tau(z)}, \quad (6)$$

а исходное уравнение (1) представить в виде

$$P(z) = P_1(z) [1 + m(z)], \quad (7)$$

где функция

$$m(z) = \frac{2z\gamma_r}{R_r} \int_0^\infty v^{-1} J_0(vd) J_1(vR_r) J_1(vz\gamma_r) (e^{g(v)} - 1) dv \quad (8)$$

определяет отношение между МР- и ОР-компонентами лидарного сигнала. Поведение отношения $m(z, \gamma_r)$ как функ-

ции угла поля зрения приемника γ_r подробно исследовано в работе [9]. С увеличением угла γ_r функция $m(z, \gamma_r)$ монотонно возрастает и при $\gamma_r \rightarrow \infty$ стремится к пределу

$$m_\infty = \exp(2\Lambda\tau) - 1. \quad (9)$$

Как показано в [9], при достаточно больших углах поля зрения приема помеха МР в лидарном сигнале может стать доминирующей даже при оптической толщине порядка единицы, а с увеличением оптической толщины величина сигнала ОР $P_1(z)$ может составить лишь доли процента от полного сигнала и оказаться на уровне ошибок измерения. Это будет отрицательно сказываться на точности интерпретации экспериментальных данных, основанной на анализе сигнала ОР, и накладывает ограничения на выбор допустимых значений угла γ_r .

Формально уравнение (7) эквивалентно исходному уравнению (1). Однако для решения обратных задач запись (7) привлекательна тем, что позволяет рассматривать задачу восстановления профиля коэффициента ослабления $\epsilon(z)$ из сигнала ОР $P_1(z)$ (6) в присутствии помехи в виде МР. Такой подход разумно применять, когда помеха МР не превосходит уровень полезного сигнала. Как видно из формулы (8), эта помеха зависит от всех оптических характеристик среды, входящих в уравнение (1), за исключением профиля коэффициента обратного рассеяния $\beta_\pi(z)$, и поэтому сама оказывается неопределенной. Существуют алгоритмы итерационной коррекции помехи МР на основе информации о профиле коэффициента ослабления $\epsilon(z)$, которую несет сигнал ОР $P_1(z)$ [1, 2]. Применение таких алгоритмов требует априорного задания индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$.

3. Асимптотические свойства лидарного сигнала

Стремление выделить сигнал ОР $P_1(z)$ из полного лидарного сигнала обусловлено существенным упрощением уравнения при переходе к этой компоненте и богатым арсеналом имеющихся к настоящему времени методов его обращения. Указанные достоинства можно сохранить, не прибегая к выделению сигнала ОР. С этой целью рассмотрим структуру лидарного сигнала $P_\infty(z)$ при неограниченном угле поля зрения приема. Из соотношений (7) и (9) при $\gamma_r \rightarrow \infty$ следует

$$P_\infty(z) = \frac{c}{2} z^{-2} S_r \beta_\pi(z) e^{-2\tau(z)(1-\Lambda)}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что при $\gamma_r \rightarrow \infty$ лидарный сигнал перестает зависеть от индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ и от расстояния d между источником и приемником излучения. Сигнал $P_\infty(z)$ определяется так же, как и в случае приближения ОР, двумя оптическими характеристиками среды – коэффициентами ослабления $\epsilon(z)$ и обратного рассеяния $\beta_\pi(z)$, дополненными еще одним параметром – альбедо однократного рассеяния Λ . При заданном альбедо однократного рассеяния Λ уравнение (10) имеет структуру, сходную со структурой уравнения для сигнала ОР $P_1(z)$ (6) для дальней зоны приема. Для решения уравнений (6) и (10) могут применяться одни и те же методы и алгоритмы. В отличие от сигнала ОР $P_1(z)$ в сигнале $P_\infty(z)$ просуммированы вкла-

ды рассеяния всех кратностей. Связь между сигналами $P_\infty(z)$, $P(z)$ и $P_1(z)$ устанавливается соотношениями:

$$P_\infty(z) = P_1(z) e^{2\tau(z)\Lambda}, \quad (11)$$

$$P(z) = P_\infty(z)[1 - \Delta(z)]. \quad (12)$$

Из формулы (11) видно, что превышение суммарного лидарного сигнала $P_\infty(z)$ над сигналом ОР $P_1(z)$ тем больше, чем больше оптическая толщина $\tau(z)$ и альбедо однократного рассеяния Λ . Сигнал $P_\infty(z)$ затухает медленнее по сравнению с $P_1(z)$ по мере проникновения вглубь рассеивающей среды.

Поправочный коэффициент $\Delta(z)$ в уравнении (12) определяет ту часть лидарного сигнала, которая формируется в рассеивающем объеме, расположенном вне конуса, образованного телесным углом приема, и вычисляется по формуле [8]:

$$\Delta(z) = \int_0^\infty v^{-1} J_0(vd) J_1(vR_r) J_1(vz\gamma_r) [1 - e^{-2\tau\Lambda + g(v)}] dv. \quad (13)$$

Функции $m(z)$ (8) и $\Delta(z)$ (13) связаны простым соотношением

$$\Delta(z) = 1 - [m(z) + 1] e^{-2\tau(z)\Lambda}. \quad (14)$$

В отличие от функции $m(z)$ (8) поправочный коэффициент $\Delta(z)$ (13) всегда меньше единицы и стремится к нулю $\Delta(z) \rightarrow 0$ при $\gamma_r \rightarrow \infty$ (рис. 1). Это свойство является существенным положительным фактором при решении лидарного уравнения в форме (12).

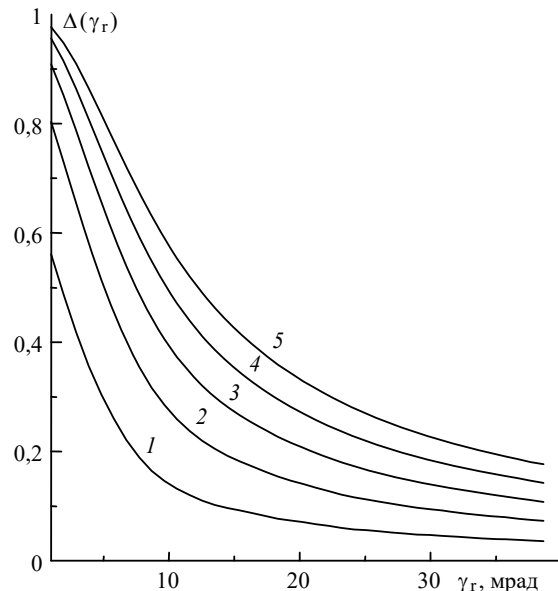


Рис. 1. Поведение функции $\Delta(\gamma_r)$ для однородного 1-км слоя при оптической толщине $\tau = 1$ (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4) и 5 (5)

Таким образом, если за основу при интерпретации сигнала $P(z)$ взять решение лидарного уравнения для $P_\infty(z)$ (10), то роль помехи будет играть та часть лидарного сигнала, которая не приходит на приемник из рассеивающего объема, расположенного вне конуса, образованного телесным углом приема.

При больших углах приема γ_r выражение для определения поправки $\Delta(z)$ (13) можно упростить, если воспользоваться формулой разложения в асимптотический степенной ряд интеграла вида [12]:

$$\int_0^{\infty} J_1(\xi\omega) h(\omega) d\omega \sim \frac{h(0)}{\xi} + \frac{h'(0)}{\xi^2} - \frac{h''(0)}{\xi^4} + \dots \quad (15)$$

Особенностью асимптотического ряда (15) является тот факт, что его коэффициенты определяются только нечетными производными функции $h(\omega)$ в нулевой точке. Для рассматриваемой задачи указанное свойство имеет важные последствия. В случае, когда модель индикатрисы рассеяния представляется в виде линейной комбинации экспоненциальных и гауссовых функций, как, например, при аппроксимации геометрооптической части индикатрисы рассеяния, применение разложения (15) к интегралу (13) приводит к ряду, все коэффициенты которого обращаются в нуль. Это связано с обращением в нуль производных нечетного порядка от преобразования Ганкеля индикатрисы рассеяния указанного типа в нулевой точке.

Ограничение двумя первыми членами ряда (15) приводит к следующему асимптотическому приближению для функции $\Delta(z)$:

$$\Delta(z) \cong \Delta_1(z) = -\frac{2\Lambda\tilde{x}'(0)}{2\gamma_r} \int_0^z s\varepsilon(z-s)ds, \quad (16)$$

в котором произведение $\Lambda\tilde{x}'(0)$ зависит только от дифракционной части индикатрисы рассеяния и определяется простой формулой

$$\Lambda\tilde{x}'(0) = \Lambda^{(d)} [\tilde{x}^{(d)}(0)]' = -1/(\pi k R_{\text{eff}}), \quad (17)$$

где $\Lambda^{(d)} = 1/2$ – альbedo однократного рассеяния в приближении дифракции Фраунгофера; R_{eff} – эффективный размер рассеивающих частиц, вычисляемый по формуле

$$R_{\text{eff}} = \left[\int_0^R r^{-1} f(r) dr \right]^{-1}, \quad (18)$$

$f(r)$ – функция распределения геометрического сечения частиц по размерам.

Таким образом, в первом приближении поправка $\Delta(z) \cong \Delta_1(z)$ (16) не зависит от геометрооптической компоненты индикатрисы рассеяния $x^{(go)}(\gamma)$. Кроме того, поправка $\Delta_1(z)$ не зависит от параметров схемы эксперимента – радиуса приемной апертуры R_r и расстояния d между источником и приемником излучения. Влияние параметров d и R_r , как и геометрооптической части индикатрисы рассеяния $x^{(go)}(\gamma)$, на функцию $\Delta(z)$ при ее разложении в ряд (15) будет проявляться при учете последующих членов этого ряда. Причем геометрооптическая компонента индикатрисы рассеяния присутствует в старших членах ряда (15) только в сочетании с дифракционной компонентой.

Подводя итоги, можно утверждать, что использование асимптотического приближения функции $\Delta \cong \Delta_1$ (16) при описании лидарного сигнала с учетом МР позволяет заменить информацию о малоугловой индикатрисе рассеяния $\tilde{x}(p)$ значением одного параметра – эффективного размера частиц R_{eff} . Этот результат представляет особый интерес для решения задач лидарной диагностики размеров частиц по многократному рассеянию.

Для примера на рис. 1 представлен ряд типичных зависимостей функций $\Delta(\gamma_r)$, рассчитанных при различной оптической толщине τ для однородного слоя протяженностью 1 км. Расстояние H до ближней границы слоя равно также 1 км. Приведенные на рис. 1 зависимости $\Delta(\gamma_r)$ рассчитаны для индикатрисы рассеяния в приближении дифракции Фраунгофера на длине волны $\lambda = 0,55$ мкм. Дисперсный состав среды описывался модифицированным гамма-распределением с эффективным размером частиц $R_{\text{eff}} = 10$ мкм.

В отличие от рис. 1 на рис. 2 показано поведение функций $\Delta(\gamma_r)$ для профиля коэффициента ослабления, возрастающего по линейному закону: $\varepsilon(z) = a(z - H)$, $z > H$, $a = 2$, $H = 1$ км. Для глубины проникновения в слой $z - H = 1$ км оптическая толщина τ составляет единицу, а для максимального расстояния $z = 3,5$ км $\tau = 6,25$.

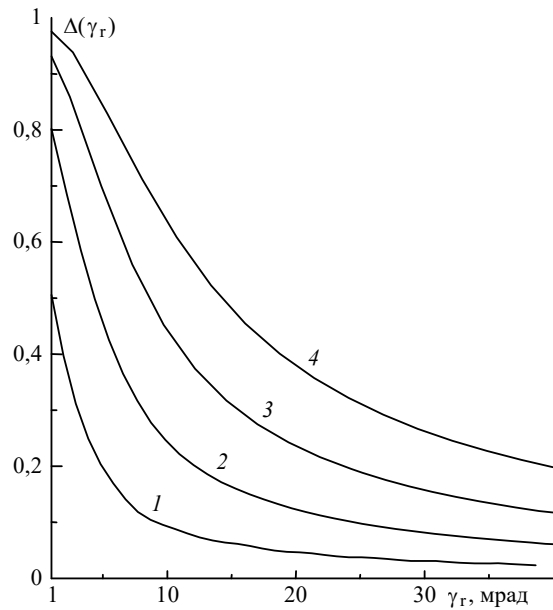


Рис. 2. Трансформация функции $\Delta(\gamma_r)$ для линейно возрастающего профиля коэффициента ослабления в зависимости от глубины проникновения в слой. Расстояние от лидара до ближней границы слоя равно 1 км; $z = 2$ (1), 2,5 (2), 3 (3), 3,5 (4)

Примеры, позволяющие сравнить поведение характеристик $\Delta(\gamma_r)$, рассчитанных по точной формуле (13) и на основе асимптотического приближения (16), показаны на рис. 3. Из приведенных на рис. 3 данных следует, что при $\tau = 1$ угол поля зрения приема γ_r должен быть не менее 3,4 мрад для того, чтобы ошибка асимптотического приближения функции $\Delta(\gamma_r)$ не превышала 10%. Это граничное значение угла γ_r увеличивается до 12,5 мрад при возрастании оптической толщины до 4. Указанные оценки получены для расстояния до слоя $H = 1$ км и мало меняются при перемещении положения слоя до $H = 5$ км.

Наконец, на рис. 4 показано поведение погрешности $\delta_p = [P(z) - P^{(d)}(z)]/P(z)$, допускаемой при использовании точной (13) (кривые 1–3) и асимптотической (16) (кривые 1'–3') формул в расчетах лидарного сигнала $P^{(d)}(z)$ в приближении дифракции Фраунгофера по отношению к сигналу, рассчитанному с учетом геометрооптической компоненты индикатрисы рассеяния. Оптическая толщина τ однородного слоя изменялась в пределах 1–3. При расчетах поправочного коэффициента $\Delta(\gamma_r)$ по точной формуле (13)

ошибка δ_p монотонно возрастает во всей области изменения аргумента вследствие повышения роли геометрической компоненты индикатрисы рассеяния при больших углах γ_r . При этом различие между функциями $\Delta(\gamma_r)$ и $\Delta_1(\gamma_r)$ становится малым и кривые 1–3 асимптотически сближаются с соответствующими кривыми 1'–3'. Для малых углов γ_r точность

дифракционного приближения повышается, однако при этом растет расхождение между функциями $\Delta(\gamma_r)$ и $\Delta_1(\gamma_r)$ (см. рис. 3). В результате противоположного действия указанных факторов зависимости δ_p , полученные с использованием асимптотической формулы (16) (кривые 1'–3') приобретают немонотонный характер.

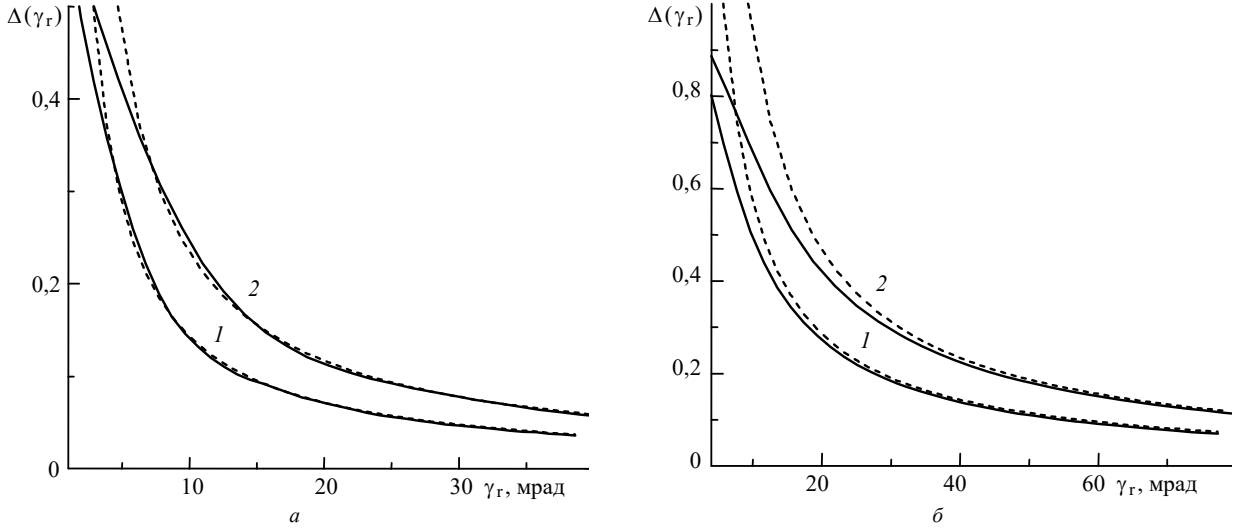


Рис. 3. Угловой ход функций $\Delta(\gamma_r)$ (сплошные линии) и $\Delta_1(\gamma_r)$ (штриховые) для различных геометрических H и оптических толщин $\tau = 1$ (а) и 4 (б): 1 – $H = 1$ км, 2 – $H = 5$ км

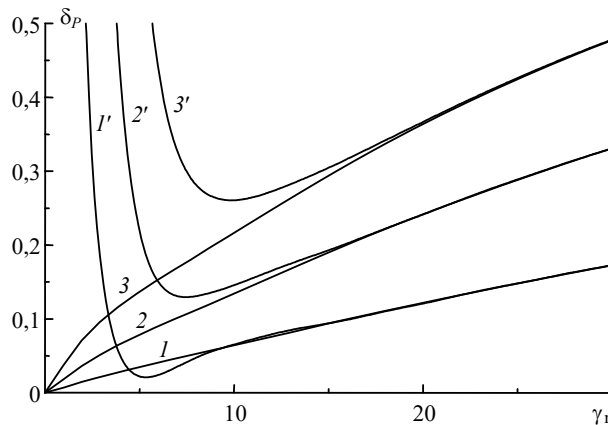


Рис. 4. Относительная погрешность δ_p расчета лидарного сигнала в дифракционном приближении при использовании точной (13) (кривые 1–3) и асимптотической (16) (кривые 1'–3') формул при изменении оптической толщины однородного слоя $\tau = 1$ (1, 1'), 2 (2, 2') и 3 (3, 3')

4. Алгоритм восстановления профиля коэффициента ослабления

Исходя из лидарного уравнения с учетом МР в виде (12), можно построить итерационную схему восстановления профиля коэффициента ослабления $\epsilon(z)$ в следующем виде. Для некоторого k -го приближения профиля коэффициента ослабления $\epsilon^{(k)}(z)$ рассчитываются функции

$$\Delta^{(k)}(z) = \Delta[\epsilon^{(k)}(z)]; \quad (19)$$

$$P_\infty^{(k)}(z) = P(z)/[1 - \Delta^{(k)}(z)]. \quad (20)$$

Затем находится $(k + 1)$ -е приближение $\epsilon^{(k+1)}(z)$ из решения уравнения для $P_\infty(z)$ (10), что можно сделать, применяя различные методы. В качестве примера рассмотрим алгоритм восстановления профиля коэффициента ослабления $\epsilon(z)$, основанный на одной из модификаций метода интегрального накопления [13], или метода Клетта [14], с заданием граничного значения $\epsilon^* = \epsilon(z^*)$ в некоторой точке $z = z^*$ трассы зондирования:

$$\epsilon^{(k+1)}(z) = \frac{S^{(k)}(z)}{S^{(k)}(z^*) / \epsilon(z^*) + 2(1 - \Lambda) \int_z^{z^*} S^{(k)}(x) dx}, \quad (21)$$

где $S^{(k)}(z) = P_{\infty}^{(k)}(z) z^2$. В качестве нулевого приближения можно положить $\varepsilon^{(0)}(z) = 0$. Итерации прекращаются, когда значения $\varepsilon^{(k)}(z)$ и $\varepsilon^{(k+1)}(z)$ на двух последующих шагах стабилизируются достаточно близкими.

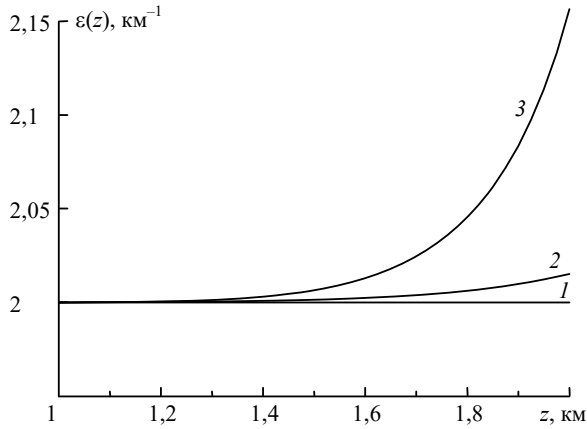


Рис. 5. Результаты обращения лидарного уравнения по алгоритму (19)–(21) в численном эксперименте для постоянного модельного профиля коэффициента ослабления (1) с использованием асимптотического приближения (16) для поправочного коэффициента $\Delta_1(\gamma_r)$ при углах поля зрения $\gamma_r = 10$ (2) и 20 (3) мрад

Численные оценки показывают, что для сходимости процесса достаточно, как правило, 3–6 шагов. Итерационная процедура (19)–(21) записана в предположении постоянства отношения $\beta_{\pi}(z)/\varepsilon(z)$ по трассе зондирования.

Рис. 5 иллюстрирует влияние погрешности, допускаемой при замене поправочного члена $\Delta(\gamma_r)$ (13) на его асимптотическое приближение $\Delta_1(\gamma_r)$ (16) в численном эксперименте по восстановлению профиля коэффициента ослабления $\varepsilon(z)$ из лидарного уравнения (12) на основе алгоритма (19)–(21).

Заключение

Нами рассмотрена задача лазерного зондирования оптически плотных грубодисперсных сред с учетом многократного рассеяния света в малоугловом приближении. Предложен метод расщепления лидарного уравнения, основу которого образует асимптотическое выражение для полного потока в заднюю полусферу при неограниченном возрастании угла поля зрения приемника. Это выражение имеет простой аналитический вид и зависит от тех же оптических характеристик среды, что и сигнал однократного

рассеяния, при одном дополнительном параметре – альbedo однократного рассеяния. Но в отличие от однократно рассеянного сигнала в полном потоке просуммировано рассеяние всех порядков. Лидарный сигнал для произвольного конечного угла поля зрения приемника выражается через полный поток и поправочный член, который описывает ту часть потока, которая формируется вне конуса, образованного телесным углом приема. Показано, что с увеличением угла поля зрения приема поведение поправочного члена приобретает асимптотический характер и его аналитическое описание значительно упрощается. В этом случае индикатриса рассеяния заменяется в лидарном уравнении одним параметром – значением производной ее преобразования Ганкеля в нуле или эффективным размером частиц. В результате уменьшается объем априорной информации при обращении лидарного уравнения. Для восстановления профиля коэффициента ослабления предложен численно-аналитический метод решения лидарного уравнения с учетом многократного рассеяния, основанный на обращении лидарного сигнала для неограниченного угла поля зрения приема с итерационной коррекцией поправочного члена, учитывающего конечные угловые размеры приемника.

1. Коршунов В.А. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 2. С. 115–122.
2. Jinhuan Q., Quenzel H., Wiegner M. // 15 International laser radar conference: Abstracts of papers. Part 1. Tomsk, USSR. 1990. Institute of atmospheric optics. P. 345–348.
3. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М. // Изв. вузов СССР. Физика. 1974. № 8. С. 13–20.
4. Белов В.В., Глазов Г.Н., Креков Г.М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 2. С. 275–280.
5. Ермаков Б.В., Ильинский Ю.А. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 5. С. 694–701.
6. Долин Л.С., Савельев В.А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1971. Т. 7. № 5. С. 505–510.
7. Зега Э.П., Кацев И.Л., Полонский И.Н. // Изв. АН. Сер. ФАО. 1998. Т. 34. № 1. С. 45–50.
8. 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.
9. Веретенников В.В. // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 5. С. 385–391.
10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
11. Зега Э.П., Кохановский А.А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1994. Т. 30. № 6. С. 812–818.
12. Willis H.F. // Phil. Mag. 1948. V. 39. P. 455.
13. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М. // Дистанционное зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1978. С. 3–46.
14. Klett J.D. // Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 211–220.

V.V. Veretennikov. The asymptotic signal method in the lidar sensing theory for the case of multiple scattering.

The method of lidar signal representation with accounting for multiple scattering as a component of the total flow to the back hemisphere at unlimitedly increasing angle of the field-of-view of reception is considered in terms of the small-angle approximation. This approach allows us to treat the multiply scattered radiation as a useful component of a signal, which can be used in interpretation of lidar measurements. Based on asymptotic properties of the lidar signal at large angles of the field-of-view of reception, the possibility is demonstrated to simplify the lidar equation by replacement of the scattering phase function by one parameter – the particles' efficient size. On the basis of the new representation, the iteration method for solving the lidar equation is devised.