

Параметрическая модель индикатрисы рассеяния для задач лазерного зондирования аэрозолей

В.В. Брюханова, Э.Ж. Эрдыниева

Томский государственный университет, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
E-mail: leo@elefot.tsu.ru, linawega@mail.ru.

Предложена параметрическая модель облачной индикатрисы рассеяния. Получено аналитическое выражение для мощности лидарного сигнала двукратного рассеяния от однородного облака с использованием предложенной модели индикатрисы рассеяния.

The parametric model of clouds phase function has been proposed. The analytical expression of the lidar returns with account for double scattering from a homogenous cloud with this model was got.

Аэрозоли играют большую роль во многих атмосферных процессах. Лидарные исследования атмосферных аэрозолей проводятся во всех развитых странах мира (Россия, США, Франция, Германия и т.д.), но проблема интерпретации данных лазерного зондирования полностью не решена. Это вызвано рядом причин, одной из которых является проблема учета многократного рассеяния.

В настоящее время интерпретация экспериментальных данных осуществляется на основе уравнения лазерного зондирования (УЛЗ), связывающего мощность отраженного сигнала с параметрами приемо–передающей системы и характеристиками зондируемой среды,

$$P^{(1)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_u}{8\pi r^2} \sigma(r) x(\pi, r) e^{-2\tau(r)}, \quad (1)$$

где $P^{(1)}(r)$ – мощность однократно рассеянного назад излучения, поступающего на вход приёмной системы лидара с расстояния r , P_0 – мощность посылаемого в атмосферу излучения, A – площадь приёмной апертуры лидара, c – скорость света в воздухе, τ_u – длительность импульса излучения лазера, $x(\pi, r)$ – индикатриса рассеяния в направлении π , $\sigma(r)$ – коэффициент рассеяния, $\tau(r)$ – оптическая толщина. Как видно из приведенного выражения, на уровень лидарного сигнала влияет пространственное распределение коэффициента рассеяния и индикатрисы обратного рассеяния.

Индикатриса рассеяния $x(\gamma)$ характеризует относительное угловое распределение света, рассеянного единичным объёмом взвешенных в воздухе частиц. Известно, что индикатриса рассеяния аэрозольных частиц существенно зависит от дифракционного параметра

$$\rho = \frac{2\pi a}{\lambda},$$

определяющего характер рассеяния на частице с эффективным размером a (рис. 1). Индикатриса молекулярного рассеяния является симметричной функцией относительно оси, параллельной направлению распространения излучения и плоскости, перпендикулярной к направлению падающего светового пучка и проходящей через центр рассеивающего объёма (рис. 1,а). По мере увеличения параметра дифракции ρ индикатриса рассеяния $x(\gamma)$ становится все более вытянутой в направлении распространения падающего излучения, в то время как в направлении назад она практически не меняется (рис. 1,б); для достаточно больших частиц ($\rho > 30$) угловое распределение интенсивности рассеяния не зависит от длины волны (рис. 1,в).

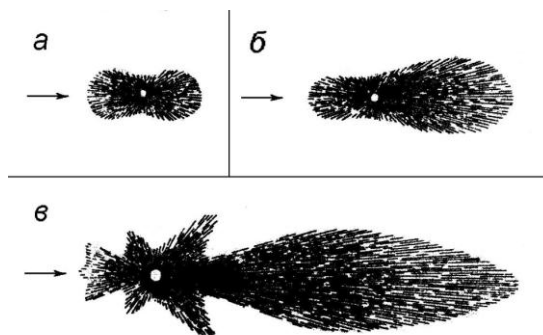


Рис. 1. Угловое распределение интенсивности рассеянного света: а – малые частицы ($a=\lambda/10$), б – большие частицы ($a=\lambda/4$), в – ещё большие частицы ($a>\lambda$) [1]

Поэтому решение УЛЗ обычно направлено на определение коэффициента рассеяния аэрозольной среды. Кроме того, данное уравнение получено в приближении однократного рассеяния, что справедливо при зондировании образований малой оптической плотности ($\tau \leq 1$).

Зондирование оптически плотных аэрозольных образований сопряжено с необходимостью учета вклада многократного рассеяния в лидарный сигнал. Явление многократного рассеяния в аэрозольных средах в полной мере описывается уравнением переноса излучения (УПИ), которое до сих пор в общем виде не решено. Для решения УПИ наибольшее распространение получили метод Монте–Карло и метод малоуглового приближения.

Метод Монте–Карло широко используется для решения прямой задачи, т.к. он позволяет смитировать реальный процесс формирования лидарного сигнала. Недостаток этого метода заключается в том, что, являясь численным методом, он не позволяет сделать априорных оценок величины лидарного сигнала, а также не может быть использован для решения обратной задачи, какой является задача лазерного зондирования.

Выражения для интенсивности лидарного сигнала, полученные при решении уравнения переноса излучения в малоугловом и асимптотическом приближениях, позволяют получить удовлетворительный результат при оценке вклада многократного рассеяния в лидарный сигнал. Однако, для интерпретации данных лазерного зондирования они не всегда применимы, т.к. в этом случае накладываются более жесткие требования на исходные соотношения [2].

Экспериментальные исследования границ применимости УЛЗ, а также результаты численного решения уравнения переноса методом Монте–Карло показывают, что во многих случаях лидарный сигнал от облаков, туманов, плотных дымок может быть достаточно точно описан в приближении двукратного рассеяния [3].

Общее выражение для мощности лидарного сигнала двукратного рассеяния получено в [2] и имеет следующий вид:

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_u}{16\pi} e^{-2\tau(r)} [I_1 + I_2], \quad (2)$$

$$I_1 = \int_0^{\theta_0} \int_0^r \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(z, \gamma, r)} x(z, \gamma) x(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma dz d\gamma, \quad (3)$$

$$I_2 = \int_{\frac{\theta_0}{2}}^{\pi} \int_0^r \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(z, \gamma, r)} x(z, \gamma) x(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma dz d\gamma, \quad (4)$$

где θ_0 – угол поля зрения приёмной системы,

$$R(z, \gamma, r) = r^2 - (2r - z)z \sin^2 \frac{\gamma}{2},$$

$$z_1 = z + \frac{r(r - z) \cos \gamma}{r - z \sin^2 \frac{\gamma}{2}},$$

$$z'(\gamma) = r \left(1 - \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{4} \operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2} \right).$$

Несложно увидеть, что уравнение (2) определяется параметрами приёмо–передающей системы лидара и характеристиками среды, как и (1), но в этом случае учитывается вся угловая зависимость интенсивности рассеянного излучения (от 0° до π). Это позволяет полагать, что мощность лидарного сигнала двукратного рассеяния более чувствительна к изменению микроструктуры рассеивающей среды. Вместе с тем, выражение (2) имеет более сложный вид, который может быть упрощен при использовании аналитических выражений для описания индикатрисы и коэффициента рассеяния.

Рассмотрим однородную среду, т.е. будем считать коэффициент рассеяния и индикатрису рассеяния не зависящими от координаты рассеивающего объёма, т.е.:

$$\sigma(z) = \sigma(z_1) = \sigma,$$

$$x(z, \gamma) = x(\gamma),$$

$$x(z_1, \pi - \gamma) = x(\pi - \gamma).$$

Это позволяет существенно упростить выражения (3) и (4):

$$I_1 = \sigma^2 \int_0^{\frac{\theta_0}{2}} \int_0^r \frac{x(\gamma)x(\pi - \gamma) \sin \gamma}{R(z, \gamma, r)} dz d\gamma, \quad (5)$$

$$I_2 = \sigma^2 \int_{\frac{\theta_0}{2}}^{\pi} \int_0^r \frac{x(\gamma)x(\pi - \gamma) \sin \gamma}{R(z, \gamma, r)} dz d\gamma. \quad (6)$$

В силу сложности аналитического описания реального углового распределения рассеянной интенсивности большинство существующих аналитических моделей индикатрис рассеяния, как правило, близки к реальной угловой зависимости лишь в области малых углов. Поэтому широко используемые на данный момент аналитические модели индикатрис рассеяния, в целом, не соответствуют реальному угловому распределению рассеянной аэрозольными частицами интенсивности. В работе [4] предпринята попытка параметрического описания угловой зависимости рассеянного излучения не только в передней, но и в задней полусфере

$$x(\gamma) = \frac{a}{\mu^2} e^{-\frac{\gamma}{\mu}} + b \cos^{2n} \gamma + c. \quad (7)$$

Первое слагаемое в этом выражении описывает угловую зависимость индикатрисы рассеяния в передней полусфере, второе слагаемое – в задней полусфере, а c – минимальное значение в диапазоне углов $[0, \pi]$.

Для определения параметров аппроксимации использовались: граничные условия, т.е. значения индикатрисы рассеяния в направлении 0° и 180° ; минимальное значение индикатрисы рассеяния; условие нормировки и коэффициента асимметрии

$$\Gamma = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} x(\gamma) \sin \gamma d\gamma}{\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} x(\gamma) \sin \gamma d\gamma}. \quad (8)$$

Известно, что для облачных индикатрис рассеяния характерны значения $\Gamma > 15$, а для дымок $\Gamma \approx 1$.

В этом случае параметры аппроксимации данной модели индикатрисы рассеяния (7) могут быть определены следующим образом:

$$\begin{cases} a = \mu^2 (x(0) - x(\pi)), \\ b = x(\pi) - x\left(\frac{\pi}{2}\right), \\ c = x\left(\frac{\pi}{2}\right), \\ \mu = \sqrt{\frac{2(\Gamma - 1)}{[x(0) - x(\pi)](\Gamma + 1) - 2(\Gamma - 1)}}, \\ n = \frac{(\Gamma + 1)x(\pi) - 2}{2[2 - c(\Gamma + 1)]}. \end{cases}$$

Подставив (7) в выражения для интегральных параметров (5) и (6) по z , получим следующие выражения:

$$I_1 = \left(\frac{ab}{\mu^2} + \frac{ac}{\mu^2} + b^2 + 2bc + c^2 \right) \frac{\theta_0^2}{8},$$

$$I_2 = \int_{\frac{\theta_0}{2}}^{\pi} \left(\frac{ab}{\mu^2} e^{-\frac{\gamma}{\mu}} \cos^{2n} \gamma + \frac{ac}{\mu^2} e^{-\frac{\gamma}{\mu}} + b^2 \cos^{4n} \gamma + 2bc \cos^{2n} \gamma + c^2 \right) d\gamma.$$

Как видно, вычисление интегрального параметра I_1 не представляет сложности, а интегральный параметр I_2 определяется суммой интегралов, некоторые из которых содержат косинус чётной степени и могут быть вычислены с использованием разложения функции $\cos(\gamma)$ в ряд

$$\cos \gamma = \sum_{i=0}^k \frac{(-1)^i \gamma^{2i}}{(2i)!}$$

следующим образом:

$$I_2 = \frac{ac}{\mu^3} \left(e^{-\frac{\theta_0}{2\mu}} - e^{-\frac{\pi}{\mu}} \right) + c^2 \left(\pi - \frac{\theta_0}{2} \right) + b \int_{\frac{\theta_0}{2}}^{\pi} \left(\frac{a}{\mu^2} e^{-\frac{\gamma}{\mu}} + 2c + b \left(\sum_{i=0}^k \frac{(-1)^i \gamma^{2i}}{(2i)!} \right)^{2n} \right) \left(\sum_{i=0}^k \frac{(-1)^i \gamma^{2i}}{(2i)!} \right)^{2n} d\gamma.$$

Таким образом, выражение для мощности лидарного сигнала двукратного рассеяния от однородного облака, может быть записано следующим образом:

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_u}{8\pi} e^{-2\tau(r)} \frac{\theta_0 \sigma^2}{r} [I_1 + I_2], \quad (9)$$

где

$$I_1 = \frac{\theta_0}{4} (b+c) \left(\frac{a}{\mu^2} + b+c \right) \text{ или } I_1 = \frac{\theta_0}{4} x(0) x(\pi),$$

$$I_2 = \frac{ac}{\mu^3} \left(e^{-\frac{\theta_0}{2\mu}} - e^{-\frac{\pi}{\mu}} \right) + c^2 \left(\pi - \frac{\theta_0}{2} \right) + b \int_{\frac{\theta_0}{2}}^{\pi} \left(\frac{a}{\mu^2} e^{-\frac{\gamma}{\mu}} + 2c + b \left(\sum_{i=0}^k \frac{(-1)^i \gamma^{2i}}{(2i)!} \right)^{2n} \right) \left(\sum_{i=0}^k \frac{(-1)^i \gamma^{2i}}{(2i)!} \right)^{2n} d\gamma.$$

Как видно из выражения (9), интегральный параметр I_1 , определяемый в области углов рассеяния, не превышающих угол поля зрения приемной системы лидара, обусловлен этим углом и значениями индикатрисы рассеяния в направлении 0° и π . Второй интегральный параметр I_2 определяется в более широком диапазоне углов и имеет гораздо более сложный вид. Однако, очевидно, что мощность лидарного сигнала двукратного рассеяния от оптически плотных аэрозольных образований будет определяться коэффициентами предложенной аппроксимации, которые, в свою очередь, зависят от распределения частиц облака по размерам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ: ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2012 годы» (ГК № 16.518.11.7048), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (ГК № 14.740.11.1145) и РФФИ (грант № 11-05-01200).

Литература

1. Маккартни Э. Оптика атмосферы. Пер. с англ., М.: Мир, 1979. – 422 с.
2. Зуев В.Е., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. и др. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. Н.: Наука, 1986. – 185 с.
3. Креков Г.М., Кавкянов С.И., Крекова М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Н.: Наука, 1987. – 173 с.
4. Брюханова В.В., Самохвалов И.В., Кожевникова К.Л. Аппроксимация индикатрисы для аналитического представления лидарного сигнала с учетом двукратного рассеяния // II Международный симпозиум "Контроль и реабилитация окружающей среды". Материалы симпозиума. Томск, 2000, с. 88–90.