

В.В. Белов, А.Б. Серебrenников

## Пространственно-временная структура компонент лидарных сигналов, образованных различными кратностями рассеяния излучения в среде

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 22.11.2000 г.

Выполнен анализ компонент лидарного сигнала, соответствующих различным кратностям рассеяния излучения в модельных дисперсных средах. Произведена оценка вклада каждой составляющей в пространственно-временную структуру сигнала при зондировании оптически плотных рассеивающих сред. Оценки получены методом Монте-Карло для коаксиальных схем зондирования с переменными полями зрения приемной системы.

### Постановка задачи

Геометрическая схема численных экспериментов соответствует рассмотренной нами ранее в работе [1]. Пусть в точке  $(0,0,0)$  декартовой системы координат (рис. 1) расположен точечный монохроматический излучатель на длине волны  $\lambda$ , характеризуемый угловой расходимостью  $v_0$  и направлением излучения вдоль оси  $Oy$ .

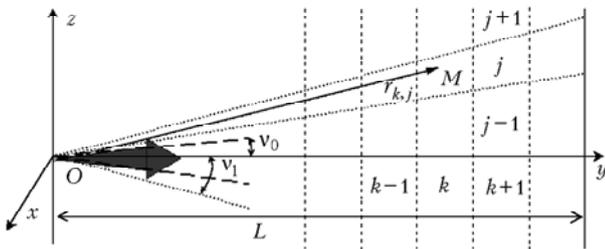


Рис. 1. Геометрическая схема численных экспериментов

Приемник излучения совмещен с источником (коаксиальная схема зондирования), его угол поля зрения  $v_1$ . Рассеивающая среда плоскостратифицирована с границами слоев, параллельными плоскости  $xOz$ , не ограничена в направлениях  $n \perp Oy$  и отсутствует при  $y < 0$  и  $y > L$ . Оптические свойства среды задаются коэффициентами ослабления  $\beta_{ext}(y)$ , рассеяния  $\beta_{scat}(y)$ , поглощения  $\beta_{ab}(y)$  и индикатрисой рассеяния  $g(\mu)$  (здесь  $\mu$  – косинус угла рассеяния), соответствующей полидисперсной системе сферических частиц облачного или аэрозольного типа. Предполагаем, что источник излучает  $\delta(t)$ -импульс.

В работе [1] в этой постановке нас интересовала пространственная структура мгновенного тела яркости  $P(\mathbf{r}/t)$ , образованного фотонами, одновременно приходящими на приемник в момент времени  $t$ . Здесь рассмотрено влияние оптических и геометрических параметров схемы зондирования на сигнал  $P_i(\mathbf{r}/t)$ , формируемый излучением с различными кратностями рассеяния  $i$ . Обратиться к этой проблеме нас побудил вопрос о том, в каких случаях с требуемой точностью можно описать эту функцию приближенно, учитывая лишь первые кратности рассеяния. Ответ на этот

вопрос, с нашей точки зрения, важен для задач корректной интерпретации лидарных сигналов, образованных не только однократно рассеянным излучением. Ссылаясь на результаты таких исследований, можно обоснованно строить теорию и методы решения обратных задач лазерного зондирования, исходя не из уравнения локации, записанного в приближении однократного рассеяния, а из решений, полученных для более высоких кратностей рассеяния (например, [2]).

### Метод исследований и модели среды

Исследования выполнены методом Монте-Карло на прямых траекториях с использованием технологии локальных оценок [3], имеющей в данном случае следующий вид:

$$I_{i,j,k} \approx \frac{\omega_{k,j} g(\mu_{k,j}) \exp(-\tau_{k,j})}{2\pi r_{k,j}^2} \Delta_i,$$

где индекс  $k$  – номер слоя среды, в котором находится очередная точка рассеяния;  $j$  – номер угловой апертуры приемника, начиная с которой точка  $\mathbf{r}_{k,j}$  остается в его поле зрения;  $\Delta_i$  – индикатор интервала  $(t_i - t_{i-1})$  времени «жизни» фотона с момента его излучения вдоль траектории, заканчивающейся на приемнике через точку  $\mathbf{r}_{k,j}$ ;  $\omega_{k,j}$  – статистический вес для учета поглощения.

Оптические модели среды выбраны такие же, как и в [1]. В частности, в качестве моделей направленного светорассеяния среды взяты индикатрисы для атмосферного городского аэрозоля и двух типов тумана (адвективного и радиационного), для длины волны  $\lambda = 0,86$  мкм. [4]. В численных экспериментах предполагалось, что геометрическая протяженность среды  $L$  фиксированна и равна 1000 м. Оптическая толщина среды варьировалась в интервале  $2 \leq \tau \leq 8$  заданием коэффициентов ослабления в каждом слое, при условии постоянства вероятности выживания кванта  $\chi = \beta_{scat}(y)/\beta_{ext}(y) = \text{const}$ . Такая модель оптических свойств среды позволяет выяснить, прежде всего, зависимость исследуемых характеристик от ее оптической толщины и вытянутости (или асимметрии) индикатрисы рассеяния. Для анализа влияния неоднородности оптических свойств среды на процесс формирования сигнала задавались однородный, т.е.

$\beta_{\text{ext}}(\nu) = \text{const}$ , и «нарастающий» профили коэффициента ослабления ([5, рис. 4]).

Зависимость фона многократного рассеяния от поглощения предсказать проще, учитывая, что уменьшение вероятности выживания кванта приводит к подавлению процесса многократного рассеяния и монотонному уменьшению его вклада в лидарный сигнал. Поэтому в статистических экспериментах вероятность выживания кванта не варьировалась.

Форму индикатрисы рассеяния будем характеризовать коэффициентами

$$\gamma = \frac{\int_0^1 g(\mu) d\mu}{\int_{-1}^0 g(\mu) d\mu}; \quad \xi = \frac{g(1)}{g(-1)}. \quad (1)$$

Для выбранных нами моделей  $g(\mu)$  коэффициент  $\gamma$  изменяется от 3,987 (городской аэрозоль) до 61,5 (радиационный туман),  $\xi$  – от 723 (адвективный туман) до 27200 (радиационный туман).

Угловая расходимость зондирующего пучка в расчетах оставалась постоянной ( $\nu_0 = 3'$ ), углы поля зрения приемника варьировались в диапазоне от  $0,2$  до  $5^\circ$ .

## Результаты исследований

Прежде чем приступить к анализу результатов статистических экспериментов, для удобства в дальнейшем изложении введем несколько обозначений. Представим полный сигнал, принимаемый лидаром в данный промежуток времени, в виде следующей суммы:

$$P(t) = P_1(t) + P_2(t) + P_3(t) + P_4(t) + \dots,$$

где  $P_1(t)$  – вклад в  $P(t)$  фотонов, однократно рассеянных в среде;  $P_2(t)$  – вклад в полный сигнал фотонов, двукратно рассеянных и т. д. Тогда относительный вклад разных кратностей рассеяния обозначим как

$$D_1(t) = P_1(t)/P(t), \quad D_2(t) = P_2(t)/P(t),$$

$$D_3 = P_3(t)/P(t), \dots$$

В свою очередь,  $D_i$  можно представить следующей суммой:

$$D_i = D_{i1} + D_{i2} + D_{i3} + D_{i4} + D_{i5} + D_{i6},$$

где второй индекс обозначает номер слоя  $j$ , из которого получен относительный вклад для кратности рассеяния  $i$ . Значения  $D_{1j}$ ,  $D_{2j}$  и  $D_{3j}$  приводятся на рис. 2, 3.

Временной интервал в представленных результатах выбран так, чтобы однократно рассеянные фотоны приходили в приемник из 5-го и 6-го слоев.

Рис. 2 и 3 дают представление о закономерностях формирования компонент  $D_i$  при варьировании поля зрения приемника. Приведенные на рис. 2, 3 обозначения соответствуют кратностям рассеяния. С увеличением апертуры приемника уменьшается относительный вклад рассеяния 1-й кратности, причем для аэрозольной модели (см. рис. 2) при углах поля зрения приемника, достаточно близких к углу расходимости источника ( $3-10'$ ), это уменьшение относительно плавное, а для туманов (см. рис. 3) более резкое. Величина  $D_1(t)$  для аэрозольной модели больше, чем для моделей туманов,

даже при  $\nu = 3'$ , хотя вероятность рассеяния назад для тумана больше. Это объясняется тем, что индикатриса рассеяния для туманов (особенно радиационного) имеет сильную вытянутость вперед, а для таких моделей при нашей постановке эксперимента больший вклад вносят фотоны, рассеянные в ближних к источнику слоях рассеивающей среды [5].

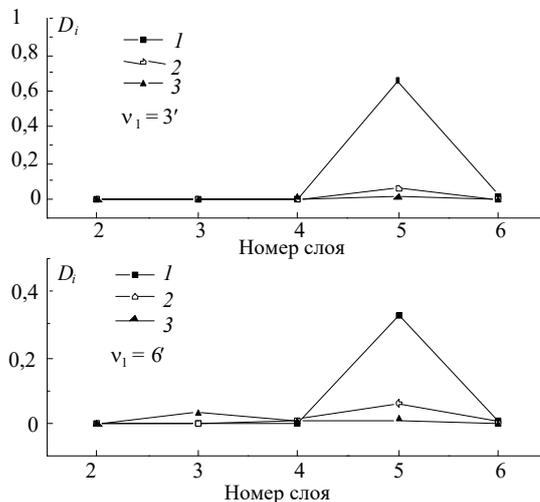


Рис. 2. Зависимость  $D_{ij}$  от различных углов поля зрения приемника для аэрозольной модели и  $\tau = 8$

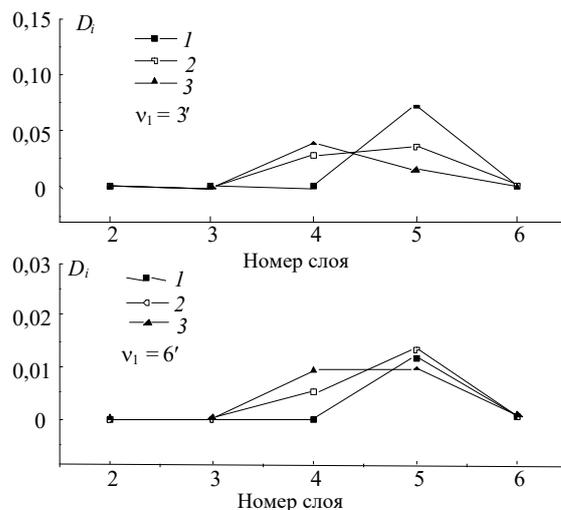


Рис. 3. Зависимость  $D_{ij}$  от различных углов поля зрения приемника для модели радиационного тумана и  $\tau = 8$

Из результатов моделирования следует, что при малых углах поля зрения приемника для аэрозольной модели ( $3-10'$ ) с ростом оптической толщины среды  $D_1(t)$  уменьшается медленнее, чем для модели радиационного тумана. Это связано с тем, что в сигнале растет доля компоненты, образованной фотонами, приходящими из слоев 2–4, а для рассмотренных моделей тумана характерна более высокая энергетическая мощность данной составляющей [5].

Компонента лидарного сигнала  $P_2(t)$ , образованная 2-й кратностью рассеяния при альбедо однократного рассеяния – 0,999, не является определяющей в рассмотренных случаях, и доля ее вклада в общий сигнал не превышает 20%. Вклад рассеяния 3-й кратности  $P_3(t)$  меньше двукратно рассеянной компоненты.

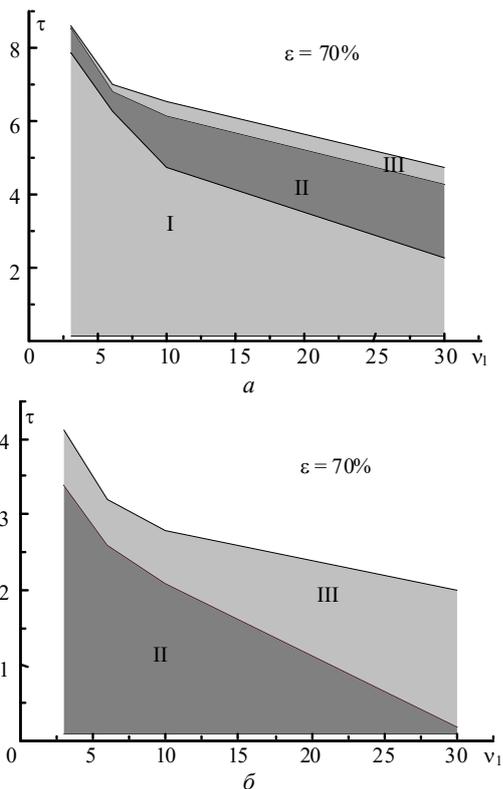


Рис. 4. Области применимости приближений 1, 2 и 3-й кратностей рассеяния к описанию  $P(\mathbf{r},t)$ : а – аэрозольная модель; б – модель радиационного тумана

На рис. 4 приведены области применимости приближений первой, второй и третьей кратностей рассеяния (обозначены цифрами I, II и III) к описанию  $P(\mathbf{r},t)$  с заданной точностью  $\varepsilon = 70\%$ . Под точностью  $\varepsilon$  понимается выполнение следующего неравенства:

$$\frac{\sum_{i=1}^R P_i(\mathbf{r}, t)}{P(\mathbf{r} / t)} \cdot 100\% \geq \varepsilon, \quad (2)$$

где  $R$  – количество учитываемых кратностей рассеяния.

*V.V. Belov, A.B. Serebrennikov. Spatiotemporal structure of components of lidar signals formed by different multiplicities of radiation scattering in a medium.*

Lidar return signal components corresponding to different multiplicities of radiation scattering in a dispersed medium are analyzed in the paper. The contribution of every component to the spatiotemporal signal structure is evaluated in the case of sensing of optically dense dispersed media. Investigations are carried out by the Monte Carlo method for coaxial sensing systems with variable field-of-view angles of receiving systems.

## Выводы

В рамках рассмотренных оптико-геометрических условий формирования лидарных сигналов сформулируем следующие выводы.

1. Для сред, характеризующихся индикатрисами рассеяния с параметрами  $\gamma < 20$  и  $\xi < 5000$  (1), пространственно-временная структура лидарных сигналов может быть описана с точностью  $\varepsilon > 70\%$  [в смысле (2)] в приближении однократного рассеяния до оптических толщин  $\tau < 8$ . Осуществить это возможно, если углы поля зрения приемной системы не превышают угловой расходимости зондирующего пучка, т.е.  $\nu_0 < 3'$ . Воспроизвести сигнал  $P(\mathbf{r},t)$  для сред с более вытянутой индикатрисой рассеяния ( $\gamma > 20$  и  $\xi > 5000$ ) с той же точностью  $\varepsilon$  и при тех же полях зрения приемника можно, но уже в приближении двукратного рассеяния и только при  $\tau < 4$ .

2. При увеличении угловой апертуры приемника точность описания сигнала  $P(\mathbf{r},t)$  в приближении низших кратностей рассеяния уменьшается, оставаясь выше для сред с менее вытянутыми индикатрисами рассеяния (при равенстве всех прочих условий). Так, например, для сред типа радиационного тумана с точностью  $\varepsilon > 70\%$  даже при  $1 < \tau < 2$  он может быть описан только в приближении трехкратного рассеяния, если  $20 < \nu_1 < 30'$ .

3. Статистическими экспериментами не установлено существенное влияние неоднородности рассеивающей среды на точность описания компонент  $P_i(\mathbf{r},t)$ .

1. *Belov V., Serebrennikov A.* Spatiotemporal structure of multiply scattered components of lidar return signals // Sixth International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics. Proc. of SPIE. 1999. V. 3983. P. 271–278.
2. *Кауль Б.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 10. С. 1428–1434.
3. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике* / Под общей ред. акад. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 216 с.
4. *Kneizys F.X. et al.* User Guide to LOWTRAN 7. AFGL-TR-86-01777. ERP N 1010 / Nanscom AFB, MA01731.
5. *Белов В.В., Серебрянников А.Б.* // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т. 13. № 8. С. 723–728.