

УДК 535.23; 535.34

Усиление средней мощности эхосигнала пространственно ограниченного лазерного пучка в турбулентной атмосфере

В.А. Банах, А.В. Фалиц, И.В. Залозная*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 28.02.2019 г.

Представлены результаты численного анализа проявления эффекта усиления обратного рассеяния в режиме слабой оптической турбулентности при различных дифракционных размерах передающей апертуры. Показано, что величина и локализация усиления средней мощности обратнорассеянного в турбулентной атмосфере излучения зависят от числа Френеля передающей апертуры. Так как число Френеля изменяется с расстоянием, с которого приходит лидарный сигнал, при расчете из лидарных данных профиля интенсивности оптической турбулентности по значению коэффициента усиления средней мощности рассеянного излучения необходимо учитывать это изменение.

Ключевые слова: усиление обратного рассеяния, турбулентность, пространственно ограниченный пучок; backscatter amplification, turbulence, spatially limited beam.

Введение

В последнее время исследования эффекта усиления обратного рассеяния (УОР) в случайных средах переживают ренессанс в связи с возможностью создания на его основе методов и средств лидарного измерения интенсивности оптической турбулентности в атмосфере. Задача создания дистанционного измерителя структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха C_n^2 , характеризующей интенсивность оптической турбулентности в атмосфере, давно привлекает внимание исследователей. Однако лидарный способ определения интенсивности оптической турбулентности, когда приемником регистрируется средняя мощность эхосигнала и не требуется использовать матричный приемник для регистрации распределения интенсивности принимаемого сигнала, как в [1, 2], впервые предложен в [3, 4].

Способ основан на использовании эффекта усиления обратного рассеяния в случайных средах [5] и сводится к регистрации двух эхосигналов двумя разнесенными в приемной плоскости приемниками, в одном из которых, соосном с передающим каналом, средняя принимаемая мощность зависит от интенсивности оптической турбулентности вследствие прохождения зондирующим излучением и рассеянной волной одних и тех же случайных неоднородностей показателя преломления на трассе распространения, а в другом — нет. Отношение средних мощностей регистрируемых приемниками сигналов определяет

величину усиления эхосигнала в соосном с передающим приемном канале. Величина усиления зависит от интенсивности турбулентных флуктуаций показателя преломления. Таким образом, измеряя коэффициент усиления, можно оценивать интенсивность турбулентности.

Эффекты корреляции встречных волн, в частности УОР, подробно изучены для интенсивности рассеянного излучения [6]. В работе [4] впервые выполнены исследования усиления средней мощности электромагнитного излучения, рассеянного атмосферным аэрозолем в турбулентной атмосфере, для режима слабой оптической турбулентности. Параллельно были проведены расчеты коэффициента усиления средней мощности для режимов промежуточной и сильной оптической турбулентности [7, 8]. В [9–11] представлены теоретические результаты решения обратной задачи восстановления структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления C_n^2 из измерений средней мощности рассеянного оптического излучения. Теоретический анализ [4, 9–11] выполнен для светового источника в виде сферической волны. Режим сферической волны реализуется на трассах большой протяженности при числах Френеля передающей апертуры Ω , не превышающих 0,1. Для длины волны 0,5 мкм и передающей апертуры диаметром 4 см таким значениям Ω соответствуют трассы протяженностью более 50 км. На трассах меньшей протяженности при анализе эффекта усиления требуется учитывать пространственную ограниченность оптического пучка, формируемого передающей апертурой.

В работе представлены результаты анализа проявления эффекта усиления обратного рассеяния в режиме слабой оптической турбулентности при

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru); Ия Викторовна Залозная (iya@iao.ru).

различных дифракционных параметрах передающей апертуры и размеров отражающей поверхности; рассматривается рассеяние гауссова оптического пучка на диффузной поверхности.

Расчетная формула

Согласно [6. С. 44] выражение для средней интенсивности гауссова оптического пучка, рассеянного диффузной поверхностью в обратном направлении в турбулентной атмосфере, в плоскости излучения имеет вид

$$\langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle = \frac{u_0^2 V_0^2 \Omega^2 \Omega_r}{kL(gg^* + \Omega \Omega_r)} \times \left\{ 1 - 3,51 \frac{3}{8} \beta_0^2 \left(\frac{\Omega}{gg^* + \Omega \Omega_r} \right)^{5/6} + P(\mathbf{R}) \right\}, \quad (1)$$

где

$$P(\mathbf{R}) = 7,02 \beta_0^2 \operatorname{Re} \int_0^1 d\xi f(\xi) \times \left[\left(\alpha - i\xi(1-\xi) \right)^{5/6} {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; -\frac{(1-\xi)^2 R_f^2}{4(\alpha - i\xi(1-\xi))} \right) - \alpha^{5/6} {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; -\frac{(1-\xi)^2 R_f^2}{4\alpha} \right) \right];$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\Omega(1-\xi)^2 [1 + \Omega \Omega_r / 2 - i\Omega(1-L/F)]}{gg^* + \Omega \Omega_r},$$

$g = 1 + i\Omega(1-L/F)$; g^* – комплексное сопряжение; $\Omega = ka^2/L$; L – расстояние между источником и рассеивающей поверхностью; F – радиус кривизны волнового фронта в центре передающей апертуры; a – начальный радиус гауссова пучка; x_0 – координата плоскости излучения; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны излучения; $\Omega_r = ka_r^2/L$; a_r – радиус рассеивающей поверхности; u_0 – амплитуда пучка на оси; V_0 – амплитудный коэффициент рассеяния поверхности; $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^7/6 L^{11/6}$ – индекс мерцаний плоской волны; $f(\xi)$ – функция, характеризующая изменение структурной постоянной вдоль трассы распространения; $\mathbf{R}_f = \mathbf{R}\sqrt{k/L}$; R – расстояние от оси источника излучения; ${}_1F_1(\alpha, \beta; z)$ – вырожденная гипергеометрическая функция.

Формула (1) соответствует режиму слабой оптической турбулентности, когда параметр β_0^2 не превышает единицу. В случае однородных горизонтальных трасс $f(\xi) \equiv 1$.

Эффект усиления определяется слагаемым $P(\mathbf{R})$. Он максимален в направлении строго назад при $\mathbf{R} = 0$ и убывает до нуля при $|R_f| \gg 1$. Если рассеивающая поверхность имеет большие размеры ($\Omega_r \gg 1$), то второе слагаемое в фигурных скобках обращается в нуль. В этом случае средняя интенсивность рас-

сеянного излучения при отсутствии корреляции встречных волн, когда $P(\mathbf{R}) = 0$, не зависит от турбулентности.

Результаты расчетов

На рис. 1 представлены результаты расчета слагаемого $P(\mathbf{R})$, нормированного на параметр β_0^2 , при различных значениях Ω . Трасса считалась однородной ($f(\xi) = 1$). Рассеивающая поверхность задавалась безграничной.

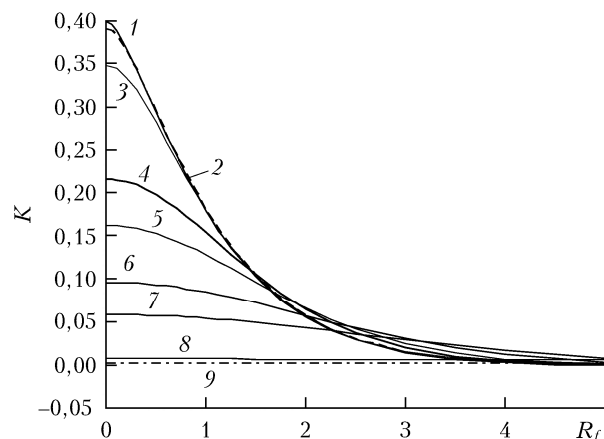


Рис. 1. Коэффициент усиления $K(R_f) = P(\mathbf{R})/\beta_0^2$; $\Omega = 0,001$ (1); 0,01 (2); 0,1 (3); 1 (4); 2 (5); 5 (6); 10 (7); 100 (8); 1000 (9)

Из рис. 1 следует, что: 1) эффект усиления локализуется в поперечной плоскости вблизи направления «строго назад» в пределах окружности радиусом, равным нескольким зонам Френеля $\sqrt{k/L}$; 2) коэффициент усиления K зависит от Ω . Для передающей апертуры диаметром 4 см и длины волны 0,5 мкм приведенным на рисунке значениям Ω от 1000 до 0,1 соответствуют расстояния от 50 м до 50 км. Таким образом, из рис. 1 следует, что при регистрации лидарного эхосигнала с различных расстояний коэффициент усиления $P(\mathbf{R})/\beta_0^2$ может изменяться в зависимости от удаленности плоскости рассеяния в 10 и более раз.

Поскольку радиус зоны Френеля зависит от L , это затрудняет визуальную оценку масштабов локализации эффекта усиления в плоскости приема при регистрации рассеянного излучения, пришедшего с разных расстояний. На рис. 2 представлены результаты расчета коэффициента усиления $K(R/a) = P(\mathbf{R})/\beta_0^2$ в масштабе R/a . Обычно в УОР-лидарах [12, 13] приемные апертуры имеют одинаковые размеры, а приемная апертура осевого канала используется также для вывода в атмосферу зондирующего пучка. Диаметр приемных апертур определяется начальным диаметром зондирующего пучка $2a$. Поэтому представление коэффициента усиления в масштабе R/a позволяет видеть, как соотносятся размеры приемной апертуры с областью, где коэффициент усиления принимает большие значения.

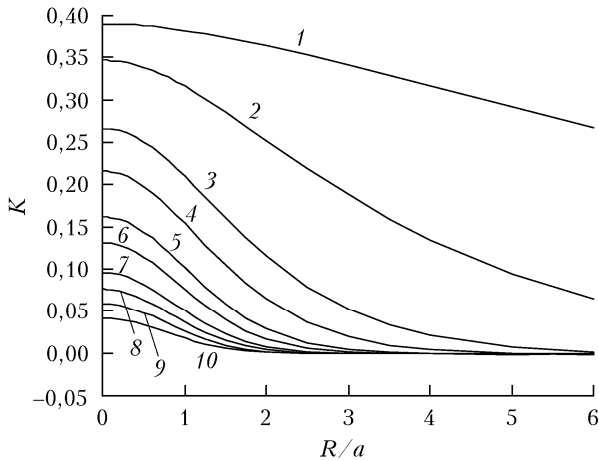


Рис. 2. Коэффициент усиления $K(R/a) = P(\mathbf{R})/\beta_0^2$: $\Omega = 0,01$ (1); 0,1 (2); 0,5 (3); 1 (4); 2 (5); 3 (6); 5 (7); 7 (8); 10 (9); 15 (10)

На рис. 3 показаны расчеты коэффициента усиления средней мощности рассеянного излучения

$$\text{Int}[0, A] = \int_0^A K(R/a) dR, \text{ регистрируемой приемной апертурой радиуса } A = R/a.$$

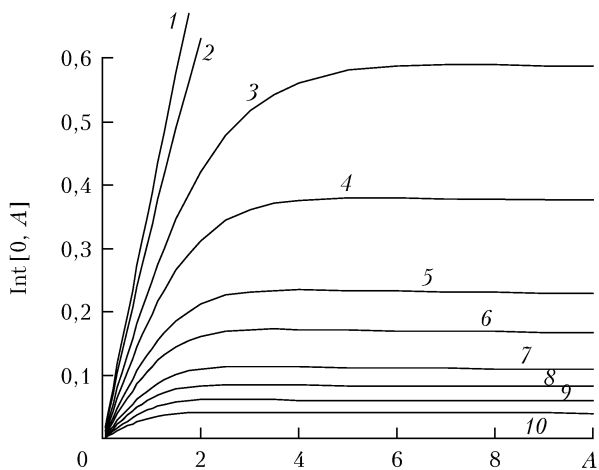


Рис. 3. Коэффициент усиления средней мощности рассеянного излучения, регистрируемой приемной апертурой радиуса A . Обозначение кривых см. рис. 2

Из рис. 2 и 3 следует, что эффект усиления в зависимости от Ω (расстояния до плоскости рассеяния) локализуется в пределах окружности с диаметром от $3a$ для $\Omega = 15$ до $12a$ для $\Omega = 0,5$. Это означает, что для регистрации «полного» эффекта усиления при $\Omega = 0,5$, чему соответствует трасса протяженностью 9120 м в случае зондирующего пучка диаметром 4 см на длине волны 0,5 мкм, требуется приемная апертура диаметром 24 см.

Из рис. 3 видно, что «полный» коэффициент усиления средней мощности рассеянного излучения при изменении Ω от 15 до 0,5 возрастает в 10 и более раз.

Таблица 1 показывает, как изменяется коэффициент усиления средней мощности в зависимости

от Ω при фиксированных размерах приемной апертуры $A = 1, 2, 10$.

Таблица 1
Коэффициент усиления средней мощности

Ω	$A = 1$	$A = 2$	$A = 10$
0,0100	0,3887	0,7709	3,0129
0,1000	0,3402	0,6352	1,4101
0,5000	0,2497	0,4191	0,5779
1,0000	0,1964	0,3120	0,3693
2,0000	0,1421	0,2104	0,2254
3,0000	0,1131	0,1613	0,1649
5,0000	0,0806	0,1097	0,1082
7,0000	0,0627	0,0828	0,0806
10,0000	0,0472	0,0608	0,0581
15,0000	0,0333	0,0417	0,0393

Так как число Френеля передающей апертуры зависит от расстояния, с которого приходит лидарный сигнал, то при расчете профиля коэффициента усиления необходимо учитывать эту зависимость.

На рис. 4 представлены результаты расчета коэффициента усиления средней мощности рассеянного излучения, регистрируемой приемной апертурой радиуса A , для наклонной трассы.

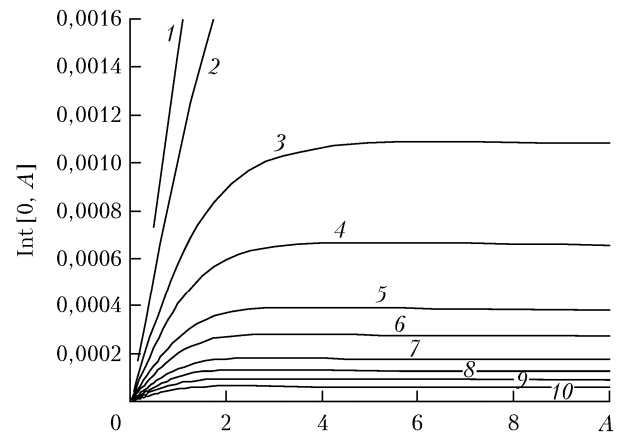


Рис. 4. Коэффициент усиления средней мощности рассеянного излучения, регистрируемой приемной апертурой радиуса A на наклонной трассе C_n^2 протяженностью 9120 м для зенитного угла $\theta = 80^\circ$. Обозначение кривых см. рис. 2

Высотный профиль структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха $C_n^2(z)$ в расчетах по формуле (2) задавался в соответствии с моделью [14. С. 54]:

$$C_n^2(z) = C_{n0}^2(z/z_0)^{-2/3}, \quad z_0 \leq z \leq z_1;$$

$$C_n^2(z) = C_n^2(z_1)(z/z_1)^{-4/3}, \quad z_1 \leq z \leq z_2; \quad (3)$$

$$C_n^2(z) = C_n^2(z_2) \exp[-(z - z_2)/z_3], \quad z > z_2,$$

где $z_0 = 1$ м; $z_1 = 50$ м; $z_2 = 1000$ м; $z_3 = 9000$ м; $C_{n,0}^2$ — структурная постоянная на высоте z_0 . Параметр β_0^2 задавался для значения $C_n^2 = C_{n,0}^2$, функция $f(\xi)$ в подынтегральном выражении (2) — по фор-

муле $f(\xi) = z_0 + \xi L \cos(\theta)$, где θ – зенитный угол наклона трассы [14. С. 113].

Из рис. 4 видно, что коэффициент усиления даже при слабом наклоне трассы к горизонту под углом 10° уменьшается по сравнению с однородной по C_n^2 трассой (см. рис. 3) более, чем на два порядка.

Таблица 2 показывает, как изменяется коэффициент усиления на наклоненной под углом 10° к горизонту трассе $L = 9120$ м в зависимости от Ω при фиксированных размерах приемной апертуры $A = 1, 2, 10$.

Таблица 2
Коэффициент усиления средней мощности на наклонной под углом 10° к горизонту трассе $L = 9120$ м

Ω	$A = 1$	$A = 2$	$A = 10$
0,0100	0,0014	0,0028	0,0083
0,1000	0,0010	0,0018	0,0029
0,5000	0,0006	0,0009	0,0011
1,0000	0,0004	0,0006	0,0007
2,0000	0,0003	0,0004	0,0004
3,0000	0,0002	0,0003	0,0003
5,0000	1,4E-4	1,8E-4	1,7E-4
7,0000	1,0E-4	1,3E-4	1,3E-4
10,0000	7,5E-5	9,5E-5	9,0E-5
15,0000	5,2E-5	6,4E-5	6,0E-5

Из рис. 4 и количественных данных в табл. 2 следует, что качественно зависимость коэффициента усиления от Ω на наклонной трассе такая же, как и для однородной трассы (см. рис. 3). При изменении Ω от 15 до 0,5 коэффициент усиления средней мощности рассеянного излучения возрастает в 10 и более раз.

Заключение

Из проведенных расчетов и, в частности, из представленных на рис. 2–4 расчетных данных следует, что в режиме слабой оптической турбулентности $\beta_0^2 < 1$ как на однородных, так и неоднородных по C_n^2 трассах эффект усиления локализуется в пределах окружности, диаметр которой возрастает с увеличением дистанции от источника до рассеивающего слоя (появляется зависимость от числа Френеля Ω). Область локализации может достигать нескольких диаметров передающей апертуры. Например, для $\Omega = 0,5$ он равен 6 диаметрам передающей апертуры. Величина самого коэффициента усиления средней мощности рассеянного излучения при изменении Ω от 15 до 0,5 возрастает в 10 и более раз. Так как число Френеля передающей апертуры зависит от расстояния, с которого приходит лидарный сигнал, то необходимо учитывать эту зависимость при профилировании интенсивности оптической турбулентности из лидарных данных. Коэффициент усиления средней мощности рассеянного излучения даже на наклонных трассах при $\beta_0^2 < 1$ уменьшается по сравнению с однородными по C_n^2 приземными

трассами более, чем на два порядка. Это делает проблематичным измерение интенсивности оптической турбулентности на наклонных трассах лидарным способом на основе эффекта усиления обратного рассеяния.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН № АААА-А17-117021310149-4 при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-05-00220).

1. *Беленький М.С., Бороноев В.В., Гомбоев Н.Ц., Миронов В.Л.* Оптическое зондирование атмосферной турбулентности. Новосибирск: Наука, 1986. 92 с.
2. *Zilbermen A., Kopeika N.S.* Lidar measurements of atmospheric turbulence profiles // Proc. SPIE. XVI Free Space Laser Commun. Technol. Bellingham, WA, 2004. V. 5338. P. 288–297.
3. *Гурвич А.С.* Лидар. Патент на полезную модель № 116245. Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 20 мая 2012 г.
4. *Гурвич А.С.* Лидарное зондирование турбулентности на основе эффекта усиления обратного рассеяния // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2012. Т. 48, № 6. С. 655–665.
5. *Виноградов А.Г., Крайцов Ю.А., Татарский В.И.* Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 1973. Т. 16, № 7. С. 1064–1070.
6. *Банах В.А., Миронов В.Л.* Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-е, 1986. 173 с.
7. *Смалихо И.Н.* Расчет коэффициента усиления обратного рассеяния лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 796–800; *Smalikhov I.N.* Calculation of the backscatter amplification coefficient of laser radiation propagating in a turbulent atmosphere using numerical simulation // Atmos. Ocean. Opt. 2013. V. 26, N 2. P. 135–139.
8. *Банах В.А.* Усиление средней мощности обратно рассеянного в атмосфере излучения в режиме сильной оптической турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 10. С. 857–862; *Banakh V.A.* Enhancement of the laser return mean power at the strong optical scintillation regime in a turbulent atmosphere // Atmos. Ocean. Opt. 2013. V. 26, N 2. P. 90–95.
9. *Гурвич А.С.* Лидарное позиционирование областей повышенной турбулентности ясного неба // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2014. Т. 50, № 2. С. 166–174.
10. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. I. Уравнения // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 10. С. 870–875; *Vorob'ev V.V.* On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar sounding data: I – equations // Atmos. Ocean. Opt. 2017. V. 30, N 2. P. 156–161.
11. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. II. Результаты численного моделирования // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 11. С. 987–993; *Vorob'ev V.V.* On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar sounding data: II – results of numerical

- simulation // Atmos. Ocean. Opt. 2017. V. 30, N 2. P. 162–168.
12. *Банах В.А., Разенков И.А., Смалихо И.Н.* Аэрозольный лидар для исследования усиления обратного атмосферного рассеяния. I. Компьютерное моделирование // Оптика атмосф. и океана. 2015. Т. 28, № 1. С. 5–11.
13. *Banakh V.A., Razenkov I.A., Smalikhov I.N.* Laser echo-signal amplification in a turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2015. V. 54, N 24. P. 7301–7307.
14. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.

V.A. Banakh, A.V. Falits, I.V. Zaloznaya. **Amplification of the mean power of the echo signal of a spatially limited laser beam in a turbulent atmosphere.**

The results of a numerical analysis of the manifestation of the backscatter amplification effect in the regime of weak optical turbulence in dependence on diffractive size of the transmitting aperture are presented. It is shown that the magnitude and localization of the amplification of the mean power of the radiation back scattered in a turbulent atmosphere depends on the Fresnel number of the transmitting aperture. Since the Fresnel number changes with changes in the distance from which the lidar signal arrives, this must be taken into account when profiling the intensity of optical turbulence from the lidar data on the amplification of the mean power of scattered radiation.