

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.373.626:551.510.5

В.А. Банах

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИИ НА КРАЯХ ОТРАЖАТЕЛЯ НА ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Показано, что в режиме слабой турбулентности на трассе дифракция на отражателе может оказывать существенное влияние на распределение интенсивности отраженной волны и величину эффекта усиления обратного рассеяния. При этом зависимость фактора усиления от числа Френеля отражателя носит осциллирующий характер как для плоского, так и углового зеркальных отражателей. С переходом в режим сильной турбулентности на трассе влияние дифракции на краях отражателя на эффект усиления обратного рассеяния становится несущественным.

При анализе эффективности коррекции атмосферных искажений адаптивными оптическими системами обычно рассматривается ситуация, когда предискажения в контур обратной связи вносятся на основании информации, поставляемой опорными волнами [1, 2]. Как правило, опорные волны создаются путем освещения лазерным источником специальных отражателей (бакенов), так что в ряде случаев падающая волна и отраженная (опорная) могут распространяться вдоль одной и той же трассы, пересекая одни и те же неоднородности среды. Аналогичная ситуация реализуется и при оптической локации различных объектов. Хорошо известно [3, 4], что в этом случае могут возникать эффекты, обусловленные корреляцией встречных волн: усиление средней интенсивности отраженной волны (усиление обратного рассеяния), увеличение флуктуаций ее интенсивности и фазы по сравнению с распространением на двойное расстояние в одном направлении и т.п. Поэтому при решении задач локации и коррекции атмосферной турбулентности важно знать, как проявляются эффекты усиления на фоне других явлений, в том числе и таких, как дифракция на отражателе.

В настоящем сообщении рассмотрено влияние дифракции на краях отражателя на эффект усиления обратного рассеяния при различных значениях числа Френеля эффективного радиуса отражающей поверхности. В ранее выполненных в этом направлении работах [5, 6] авторы ограничивались рассмотрением случая <плавных> границ отражателя, когда коэффициент отражения изменяется по гауссовому закону, что не всегда приводит к результатам, согласующимся с экспериментом [7]. Работа [8], где осуществляется учет дифракционных эффектов путем численного моделирования распространения волн на трассах с отражением, содержит результаты расчета при параметрах, не позволяющих провести сравнение с экспериментальными данными [7, 9] и сделать определенные физические выводы.

Пусть, как это было в экспериментах [7, 9], на отражатель падает сферическая волна. Тогда, в соответствии с представлением для волнового поля в случайно-неоднородной среде в виде континуального интеграла [10, 11], комплексная амплитуда отраженной волны в плоскости источника может быть записана в виде

$$U^R(x_0, \rho) = [i(x - x_0)]^2 \int d\rho'^2 dr^2 V(\rho', \mathbf{r}) \exp\left\{i \frac{k}{2(x - x_0)} [\rho'^2 + (\mathbf{r} - \rho)^2]\right\} \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{k}{2\pi i(x - x_0)}\right)^{2(N-1)} \times \\ \times \int da_1^2 \dots da_{N-1}^2 \dots db_1^2 \dots db_{N-1}^2 \exp\left\{i \frac{k}{2(x - x_0)} \sum_{l=1}^{N-1} (a_l^2 + b_l^2) + i \frac{k}{2} \int_{x_0}^x dx' \left[\varepsilon_1\left(x', \frac{x' - x_0}{x - x_0} \rho' + \sum_{l=1}^{N-1} v_l(x') a_l\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \varepsilon_1\left(x', \left(1 - \frac{x' - x_0}{x - x_0}\right) \rho + \frac{x' - x_0}{x - x_0} \mathbf{r} + \sum_{l=1}^{N-1} v_l(x') b_l\right)\right]\right\}, \quad (1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число; $x - x_0$ – расстояние между источником, находящимся в плоскости $x' = x_0$, и отражателем (бакеном) в плоскости $x' = x$; $\rho = \{y, z\}$; $\rho', \mathbf{r}, \mathbf{a}, \mathbf{b}$ – двумерные векторы; $\varepsilon_1(x', \rho)$ – флуктуирующая часть диэлектрической проницаемости среды;

$$v_1(x') = \sin\left(l \pi \frac{x' - x_0}{x - x_0}\right) / \sqrt{2} N \sin(l\pi/2 N).$$

Функция

$$V(\rho', \mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \delta(\rho' \pm \mathbf{r})$$

характеризует локальный коэффициент отражения поверхности, $A(\mathbf{r})$ – амплитудная функция, $\delta(\rho)$ – дельта-функция Дирака, знак <минус> соответствует плоскому зеркалу, <плюс> – уголкового отражателю.

Использование выражения (1) в предположении, что интеграл вдоль трассы от поля ε_1 в экспоненте является нормальной случайной величиной, а само поле локально однородно, изотропно и удовлетворяет условию дельта-коррелированности [12], позволяет получить формулу для средней интенсивности отраженной сферической волны в виде континуального интеграла. Однако в общем случае проанализировать получающееся выражение не удастся. Для анализа средней интенсивности отраженной сферической волны в предельных случаях слабых ($\beta_0^2 < 1$) и сильных ($\beta_0^2 \gg 1$) флуктуаций интенсивности можно было бы использовать известные подходы, достаточно подробно изложенные, например, в [13, 11]. Мы же воспользуемся некоторой аппроксимацией выражения (1) для отраженного поля типа обобщения метода Гюйгенса-Кирхгофа на плавно-неоднородные среды [15]. Обоснование ряда аппроксимаций такого рода содержится в монографии [14]. Используемое в настоящей работе приближенное выражение для комплексной амплитуды поля волны дает абсолютное совпадение с результатами, получаемыми в области слабых флуктуаций методами возмущений [4, 13] (при аналогичных разложениях по малому параметру β_0^2), но позволяет без ограничений, присущих методам возмущений, учитывать турбулентное ослабление интенсивности отраженной волны. При расчетах сильных флуктуаций данная аппроксимация приводит к занижению результатов по сравнению со строгими асимптотическими методами [4, 13], что проявляется в коэффициентах при членах разложения $O(\beta_0^{-4/5})$.

В результате для средней интенсивности сферической волны, отраженной от круглого зеркала и круглого уголкового отражателя при $\beta_0^2 < 1$, будем соответственно иметь

$$\begin{aligned} I_m^R(x_0, \rho) &= \left(\frac{\Omega_r}{2}\right)^2 \int_0^1 dr_1 \int_0^1 dr_2 \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \cos\{\Omega_r(r_1 - r_2 - \rho p)\} \times \\ &\times \exp\left\{7,02 \beta_0^2 \int_0^1 d\xi \operatorname{Re} \left\{ [i\xi(1-\xi)]^{5/6} {}_1F_1\left(-5/6, 1; i\Omega_r \rho^2 \frac{1-\xi}{4\xi}\right) \right\} - 1,175 \Omega_r^{5/6} \beta_0^2 \times \right. \\ &\left. \times \int_0^1 d\xi \left\{ \sum_{j=1,2} [\rho^2(1-\xi)^2 + \xi^2 q + (-1)^j 2\xi(1-\xi)\rho p]^{5/6} + 2\xi^{5/6} q^{5/6} \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} I_R^R(x_0, \rho) &= \left(\frac{\Omega_r}{2}\right)^2 \int_0^1 dr_1 \int_0^1 dr_2 \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \cos\left\{\Omega_r(r_1 - r_2 - \rho p) + 3,51 \beta_0^2 \int_0^1 d\xi \sum_{j=1,2} \operatorname{Im} R_j\right\} \times \\ &\times \exp\left\{3,51 \sum_{j=1,2} \operatorname{Re} R_j - 2,35 \beta_0^2 \Omega_r^{5/6} \int_0^1 d\xi \left\{ \xi^{5/3} q^{5/6} + Q_j^{5/6} \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где введены следующие обозначения: $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} (x - x_0)^{11/6}$; C_n^2 – структурная характеристика показателя преломления; $\Omega_r = ka^2/(x - x_0)$ – число Френеля отражателя радиуса a ; $p = \sqrt{r_1} \cos 2\pi x_1 - \sqrt{r_2} \cos 2\pi x_2$; $Q_j = \rho^2(1 - \xi)^2 + \xi^2 q + (-1)^j 2\xi(1 - \xi)\rho p$; $q = r_1 + r_2 - 2\sqrt{r_1 r_2} \cos 2\pi(x_1 - x_2)$; $R_j = [(-1)^j i \xi(1 - \xi)]^{5/6} {}_1F_1\left(-5/6, 1; (-1)^j \Omega_r \left[\frac{\rho^2}{4} \frac{1 - \xi}{\xi} + \rho \sqrt{r_j} \cos 2\pi x_j + \frac{\xi r_j}{1 - \xi} \right]\right)$.

В случае, когда прямая и обратная волны распространяются по некоррелированным путям, независимо от типа отражателя имеем

$$\langle I_{\text{нк}}^R(x_0, \rho) \rangle = \left(\frac{\Omega_r}{2}\right)^2 \int_0^1 dr_1 \int_0^1 dr_2 \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \cos\{\Omega_r(r_1 - r_2 - \rho p)\} \exp\{-0,88 \beta_0^2 \Omega_r^{5/6} q^{5/6}\}. \quad (4)$$

Формулы (2)–(4) представлены в виде, удобном для численного интегрирования, которое осуществлялось последовательно с использованием квадратурных формул Гаусса [16]. Расчеты проводились для области слабых флуктуаций интенсивности ($\beta_0^2 < 1$).

Введем фактор

$$N(\rho) = \langle I^R(x_0, \rho) \rangle / \langle I_{\text{нк}}^R(x_0, \rho) \rangle - 1, \quad (5)$$

позволяющий количественно оценивать степень влияния корреляции встречных волн на распределение интенсивности отраженной волны по сравнению со случаем распространения излучения до отражателя и обратно по некоррелированным путям.

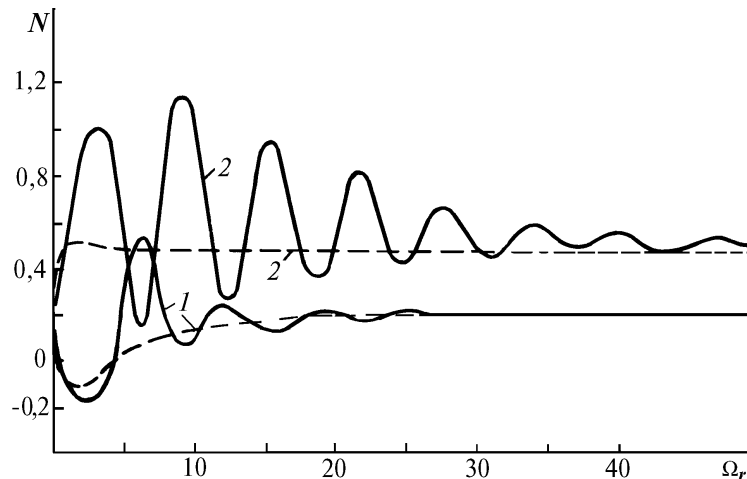


Рис. 1. Зависимость фактора усиления N от числа Френеля отражателя: 1 – зеркало; 2 – уголок; сплошные кривые – строгий расчет, штриховые – с использованием гауссовой модели $A(r)$

На рис. 1 представлены результаты расчета $N(0)$ для режима слабых флуктуаций интенсивности при $\beta_0^2 = 0,5$, когда прием осуществляется в точке расположения источника. Пунктиром нанесены расчетные данные [5], соответствующие гауссовой модели распределения амплитуды коэффициента отражения $A(r) = \exp\{-r^2/2 a_r^2\}$. Видно, что учет дифракции на краях отражателя существенно меняет характер зависимости фактора усиления от числа Френеля отражателя в области значений $\Omega_r \lesssim 10^2$. Как для уголкового отражателя, так и для плоского зеркала эта зависимость носит осциллирующий характер. Однако если для уголкового отражателя $N(0)$, несмотря на значительную амплитуду осцилляций, остается положительным, то для плоского зеркала в области $\Omega_r < 5$ $N(0)$ принимает отрицательные значения, то есть имеет место уменьшение средней интенсивности отраженной волны в направлении строго назад по сравнению со случаем некоррелированности прямой и обратной трасс. Эф-

эффект ослабления средней интенсивности дает и гауссова модель [5], однако она не описывает существенное увеличение интенсивности отраженной волны по сравнению с $I_{нк}$ при $5 < \Omega_r < 10$. И лишь при достаточно больших значениях Ω_r ($\Omega_r > 25$ в случае плоского зеркала и $\Omega_r > 60$ в случае уголкового отражателя) влияние дифракции на краях отражателя становится несущественным и практически не сказывается на уровне усиления средней интенсивности.

Следует отметить и то обстоятельство, что эффект усиления интенсивности при отражении от <безграничного> плоского зеркала ($\Omega_r > 10^2$) проявляется при $\beta_0^2 < 1$ значительно слабее, чем для уголкового отражателя. Превышение интенсивностью отраженной волны значения, соответствующего $I_{нк}$, в этом случае достигает лишь 25–35 %, что лежит в пределах разброса экспериментальных данных, получаемых на натуральных трассах в атмосфере [17]. Вероятно, именно это обстоятельство является причиной того, что эффект усиления средней интенсивности сферической волны в случае отражения от плоского зеркала, на существование которого было указано значительное время назад [18], нашел недавно [19] уверенное экспериментальное подтверждение лишь при значениях β_0^2 , превышающих единицу ($\beta_0^2 \approx 1,1 \div 7,6$).

Выполненные расчеты подтверждают вывод [7], что гауссова модель распределения амплитуды коэффициента отражения, не учитывающая дифракцию на краях отражателя, дает правильные результаты для распределения интенсивности отраженной волны при $\beta_0^2 < 1$ лишь в предельных случаях $\Omega_r \ll 1$ и $\Omega_r \gg 1$. Качественное совпадение со строгими расчетами наблюдается в области $10^{-1} \ll \Omega_r \leq 1$. На рис. 2 дано сопоставление модельных и строгих расчетов распределения интенсивности отраженной волны при $\Omega_r = 1$, $\beta_0^2 = 0,5$. Видно, что имеется по крайней мере качественное согласие и по величине, и по масштабам спада интенсивности к нулевому уровню. Кривые и в том и в другом случае отнормированы на соответствующие максимальные значения интенсивности I_m , отвечающие трассе с некоррелированными прямой и обратной волнами.

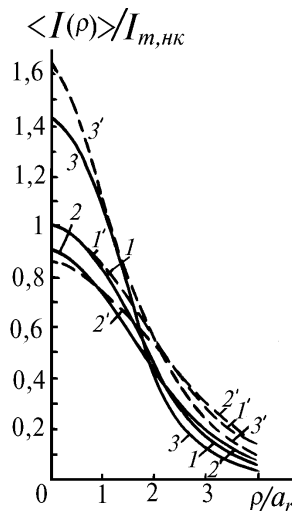


Рис. 2. Распределение средней интенсивности отраженной сферической волны при $\Omega_r = 1$: 1 — трасса с некоррелированными путями в прямом и обратном направлениях; 2, 3 — расчет с учетом корреляции встречных волн; 2' — отражатель — плоское зеркало; 3' — уголкового отражателя; сплошные линии — строгий расчет, штриховые — для гауссовой модели $A(r)$

Дальнейшее увеличение параметра Ω_r ($1 \ll \Omega_r \leq 10^2$), когда влияние дифракционных эффектов, как это видно из рис. 1, становится существенным, приводит не только к количественным, но и к качественным различиям в распределениях интенсивности отраженной волны. Наиболее заметно это проявляется при числах Френеля отражателя, кратных 2π , когда в

его пределах укладывается четное число зон Френеля. В этом случае вместо максимума в центре дифракционной картины имеет место минимум интенсивности [20].

Результаты расчетов и экспериментальные данные [7], соответствующие значению $\Omega_r = 6,28$, представлены на рис. 3. Нормировка кривых осуществлена на соответствующие каждой из них максимальные значения. Из рисунка видно, что дифракционная картина в однородной среде ($\beta_0^2 = 0$) при наличии турбулентности размывается (кривая 2). Корреляция встречных волн при отражении от зеркала приводит к еще большему размыванию дифракционной картины, а при отражении от уголкового отражателя вследствие частичного обращения волнового фронта влияние турбулентности сказывается существенно меньше. Наблюдается лишь качественное соответствие расчетов и экспериментальных данных. Одной из возможных причин различия масштабов экспериментального и рассчитанного распределений интенсивности является, как это отмечалось в [7], отклонение реального уголкового отражателя от идеального, которое неизбежно возникает в процессе его изготовления и приводит к <развалу> дифракционной картины.

Проведенный анализ показывает, что при $\beta_0^2 < 1$ (слабые флуктуации) дифракция на отражателе может оказывать существенное влияние на распределение интенсивности отраженной волны и величину эффекта усиления обратного рассеяния. Это необходимо учитывать как при исследовании эффектов сверхразрешения когерентных изображений объектов в случайно-неоднородных средах [21], возникающих за счет усиления обратного рассеяния, так и при анализе эффективности адаптивных систем, использующих в качестве опорного сигнала отраженное излучение.

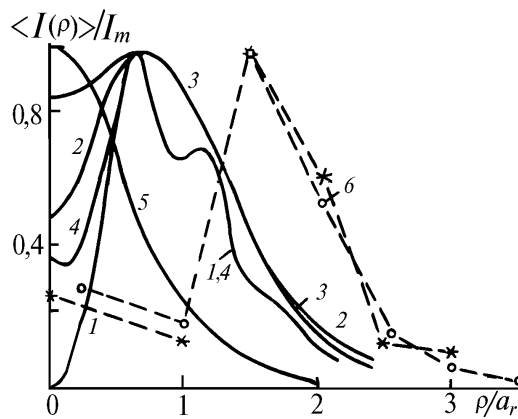


Рис. 3. Распределение средней интенсивности отраженной сферической волны при $\Omega_r = 6,28$: 1 — $\beta_0^2 = 0$; 2 — 6 — $\beta_0^2 = 0,3$; 2, 3, 4 — расчет по формулам (4), (2), (3) соответственно (3 — отражение от зеркала; 4 — от уголкового отражателя); 5 — расчет для гауссовой модели $A(r)$ (уголковый отражатель); 6 — эксперимент [7] (уголковый отражатель)

При больших значениях параметра β_0^2 турбулентные искажения отраженной сферической волны преобладают над дифракционными эффектами, и использование гауссовой модели не приводит к сколько-нибудь заметным погрешностям. Ее применение в этом случае вполне оправдано. Этот же вывод справедлив и для отражателей с диффузно рассеивающей поверхностью. Для них дифракционные эффекты несущественны при любой интенсивности турбулентности на трассе.

Автор выражает благодарность О.В. Тихомировой и Ю.Э. Райнфельду за помощь в проведении численных расчетов.

1. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 336 с.
2. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
3. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. // УФН. 1982. Т. 137. Вып. 3. С. 501–527.
4. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 171 с.

5. Банах В.А., Булдаков В.М., Смалихо И.Н. // Волны и дифракция - 85. Т. 1. XI Всес. симпозиум по дифракции и распространению волн. Тбилиси, 1985. 547 с.
6. Agrovskii B.S., Bogaturov A.N., Gurvich A.S., et al. // JOSA. 1991. V. A8. N. 7 P. 1142–1147.
7. Патрушев Г.Я., Петров А.И., Покасов В.В. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. Вып. 3. С. 587–590.
8. Коняев П.А., Лукин В.П., Патрушев Г.Я., Табакаев С.Ю. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 12. С. 1321–1324.
9. Churnside J. H. Statistic of a Reflected Beam in Strong Turbulence. – NOAA Technical Memorandum. Wave Propagation Laboratory, 1991. 33 p.
10. Tatarskii V.I., Zavorotnyi V.U. // Proc. SPIE. 1986. V. 642. P. 276–281.
11. Банах В.А., Вагнер А.З. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 1. С. 37–43.
12. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
13. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
14. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
15. Фейзулин З.И., Кравцов Ю.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. N 1. С. 68–73.
16. Крылов В.И. Приближенное вычисление интегралов. М.: Наука, 1967. 500 с.
17. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
18. Аксенов В.П., Банах В.А., Миронов В.Л. // Тез. докл. IV Всес. конф. по физическим основам передачи информации лазерным излучением. Киев, 1976. С. 149.
19. Гурвич А.С., Иванов А.П., Кашкаров С.С. и др. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 1. С. 44–49.
20. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
21. Bogaturov A.N. et. al. // In: Scintillation International Meeting for Wave Propagation in Random Media. Meeting Digest. 1992. P. T11.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
25 декабря 1992 г.

V. A. Banakh. Influence of Reflector Edges Diffraction on the Amplification of Backscattering in a Turbulent Atmosphere.

It is shown in this paper that under conditions of weak turbulence on a path the diffraction on a reflector can cause an essential influence on the distribution of a reflected wave intensity and on the effect of the backscattering amplification. Therewith the dependence of the amplification factor on the Fresnel number of a reflector radius has oscillating nature both for corner reflector and for plane mirrors one. In going to regime of strong turbulence on a path the effect of diffraction on a reflector backscattering amplification becomes negligible.