«Оптика атмосферы и океана», **13,** № 11 (2000)

АДАПТИВНАЯ И ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА

УДК 551.511.6:535.2

Р.Х. Алмаев, А.А. Суворов*

Интенсивность отраженного от зеркала ОВФ-сигнала в турбулентной атмосфере с поглощением

Институт экспериментальной метеорологии, г. Обнинск Калужской области
**ГНЦ РФ Физико-энергетический институт, г. Обнинск Калужской области*

Поступила в редакцию 29.09.2000 г.

Исследовано влияние флуктуаций действительной и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости диссипативной случайной среды на интенсивность отраженной от зеркала ОВФ-волны. Проанализирована особенность проявления эффекта усиления обратного рассеяния по отношению к средней интенсивности излучения. Показано, что в рассматриваемом случае эффект усиления обратного рассеяния обусловлен влиянием на волну только крупномасштабных флуктуаций мнимой части диэлектрической проницаемости.

Изучению трансформации параметров излучения на атмосферных трассах с отражением от зеркал с различными свойствами в последние годы посвящено довольно большое количество работ (см., например, [1, 2] и ссылки в них). Рассматривались, главным образом, локационные задачи для прозрачных случайных сред. Однако в ряде работ [3–5] была поставлена и исследована проблема распространения электромагнитных волн (в том числе оптического диапазона) по локационным трассам в поглощающих случайно-неоднородных средах, которые характеризуются флуктуациями не только действительной, но и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости ε, а также корреляциями этих составляющих. Наличие пульсаций мнимой части ε в среде приводит к ряду нетривиальных особенностей как в методах решения локационных задач в диссипативных случайных средах, так и в поведении характеристик отраженной волны, по сравнению с локационным распространением излучения в прозрачных случайных средах.

В работах [3–5] были рассмотрены локационные схемы, включающие в качестве отражающего объекта обычное зеркало, моделирующее пассивные рассеиватели естественного или искусственного происхождения. Однако в задачах адаптивной оптики для борьбы с нежелательными искажениями, вносимыми случайной средой в полезный сигнал (в частности, при функционировании оптических систем в турбулентной атмосфере), широко используются схемы с зеркалами, обращающими волновой фронт (зеркала ОВФ). Установлено, что применение ОВФ-зеркал при определенных условиях приводит к полной компенсации индуцированных средой флуктуаций фазы и, следовательно, обусловленных ими пульсаций амплитуды отраженной волны.

Эффективность использования ОВФ-зеркал в целях уменьшения влияния случайных возмущений прозрачной среды на распространение излучения была проверена не только в лабораторных, но и в натурных экспериментах. Возникает вопрос, как будет функционировать локационная схема с зеркалом ОВФ в поглощающей случайной среде в условиях, когда диэлектрическая проницаемость среды имеет случайную составляющую не только действительной, но и мнимой частей? Каким образом изменятся статистические характеристики отраженного сигнала? В настоящей статье рассматривается один из аспектов этой проблемы, исследуется совместное влияние флуктуаций действительной и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости диссипативной случайной среды на интенсивность отраженной от зеркала ОВФ-волны, анализируются особенности проявления эффекта усиления обратного рассеяния.

Будем рассматривать распространение излучения в диссипативной случайной среде по локационной трассе, сформированной следующим образом: источник излучения с заданным амплитудно-фазовым распределением расположен в плоскости $z = 0$; волна от источника распространяется в положительном направлении оси z; отражающий объект – зеркало ОВФ с заданными характеристиками – находится в плоскости $z = L$; приемник отраженного сигнала расположен в той же плоскости, что и источник ($z = 0$).

Поскольку в турбулентной атмосфере масштабы случайных неоднородностей диэлектрической проницаемости существенно превышают длину волны излучения оптического диапазона, то для описания локационного распространения оптического излучения в такой среде можно использовать параболическое уравнение квазиоптики для комплексной амплитуды как прямой волны

$$2ik\,\frac{\partial}{\partial z}U_+ + \Delta_\perp U_+ + k^2\Delta\varepsilon U_+(\rho, z) = 0 \qquad (1)$$

с граничным условием

$$U_+(\rho, z)\big|_{z=0} = U_0(\rho)\,,$$

так и отраженной волны

$$-2ik\,\frac{\partial}{\partial z}U_- + \Delta_\perp U_- + k^2\Delta\varepsilon U_-(\rho, z) = 0 \qquad (2)$$

с граничным условием

$$U_-(\rho, z)\big|_{z=L} = U_+^*(\rho, L) f(\rho) ,$$

где $U_\pm(\rho, z)$ – комплексная амплитуда прямой (индекс «+» при U) и отраженной (индекс «–») волн; $\rho = \{x, y\}$ – поперечный радиус-вектор; $k = 2\pi\sqrt{\varepsilon_{0R}}/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; $\Delta_\perp$ – оператор Лапласа по переменным x, y; $\Delta\varepsilon = (\varepsilon - \varepsilon_{0R})/\varepsilon_{0R}$ – относительное изменение диэлектрической проницаемости среды; ε_{0R} – среднее значение действительной части ε невозмущенной среды (для излучения оптического диапазона длин волн в атмосфере $\varepsilon_{0R} \approx 1$); $f(\rho)$ – комплексный коэффициент отражения зеркала; «*» – комплексное сопряжение.

В диссипативной случайной среде распределение $\Delta\varepsilon$ имеет вид

$$\Delta\varepsilon = \frac{\bar{\varepsilon}_R - \varepsilon_{0R}}{\varepsilon_{0R}} + i\,\frac{\bar{\varepsilon}_I}{\varepsilon_{0R}} + \frac{\tilde{\varepsilon}_R(\mathbf{r}, t)}{\varepsilon_{0R}} + i\,\frac{\tilde{\varepsilon}_I(\mathbf{r}, t)}{\varepsilon_{0R}} ,$$

где $\bar{\varepsilon}$, $\tilde{\varepsilon}$ – средняя и пульсационная (с заданными статистическими характеристиками) составляющие комплексной диэлектрической проницаемости среды; $\mathbf{r} = \{\rho, z\}$ – радиус-вектор пространства; t – время; индексы R, I при $\bar{\varepsilon}$, $\tilde{\varepsilon}$ означают действительную R и мнимую I части ε.

Заметим, что в некоторых случаях, особенно при нелинейном распространении лазерных пучков, среднее значение ε зависит от пространственных координат. При этом масштабы неоднородности средних значений параметров среды могут быть сравнимы как с поперечными размерами пучка, так и с масштабами случайных неоднородностей.

Для решения локационных задач весьма полезным является представление выражений для U_+, U_-, удовлетворяющих уравнениям (1), (2), в интегральной форме с помощью принципа Гюйгенса–Кирхгофа:

$$U_+(\rho, L) = \int d^2\rho'\, U_0(\rho') G_+(\rho, L; \rho', 0), \qquad (3)$$

$$U_-(\rho, 0) = \iint d^2\rho'\, d^2\rho'' f(\rho'') U_0(\rho')\, G_-(\rho,0;\rho'',L)\, G_+^*(\rho'',L; \rho', 0), \qquad (4)$$

где $G_\pm$ – функции Грина уравнений (1), (2) для прямой (+) и отраженной (–) волн.

Такое представление поля волны позволяет составить различные комбинации из комплексных амплитуд отраженного сигнала и, после усреднения по ансамблю реализаций, записать любой интересующий момент поля.

Поскольку настоящая статья посвящена исследованию поведения средней интенсивности отраженной от зеркала ОВФ-волны, выпишем лишь выражение для второго момента поля U_-:

$$\langle I_-(\rho, 0)\rangle = \frac{c}{8\pi}\left\langle U_-(\rho, 0)\, U_-^*(\rho, 0)\right\rangle =$$

$$= \frac{c}{8\pi}\iiiint d^2\rho'\, d^2\rho'' d^2t' d^2t''\, \Gamma_{20}(\mathbf{t}', \rho') \times$$

$$\times f(\rho'') f^*(t'')\, \langle G_4(\rho'', L; \mathbf{t}'', L\,|_{\rho, 0;\, \rho', 0\,;\mathbf{t}', 0})\rangle, \qquad (5)$$

где $\Gamma_{20}(\mathbf{t}', \rho') = U_0(\rho')\, U_0^*(\mathbf{t}')$ – функция когерентности источника;

$$\langle G_4(\rho'', L; \mathbf{t}'', L\,|_{\rho, 0;\rho', 0;\, \mathbf{t}', 0})\rangle = \langle G_+(\rho'', L; \rho, 0)\; G_+^*(\rho'', L; \rho', 0) \times$$

$$\times\, G_+^*(\mathbf{t}'', L; \rho, 0)\; G_+(\mathbf{t}'', L; t', 0)\rangle$$

и угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций случайного поля ε.

Отметим, что выражение для G_4 записано с учетом связи функций Грина прямой и обратной волн, вытекающей из принципа взаимности, трансформированного на случай поглощающих сред (см. [5]).

При вычислении средней интенсивности отраженной волны в поглощающей случайной среде воспользуемся представлением функции Грина в форме фейнмановского интеграла по траекториям

$$G_+(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int_{\rho'}^{\rho} D^2\rho(\xi)\, \exp\left\{\frac{ik}{2}\int_{z'}^{z} d\xi\, [\dot{\rho}^2(\xi) + \Delta\varepsilon(\rho(\xi), \xi)]\right\}, \qquad (6)$$

где оператор $\int_{\rho'}^{\rho} D^2\rho(\xi)$ означает континуальное интегрирование, т.е. интегрирование по всем траекториям $\rho(\xi)$, начинающимся в точке $\rho(z') = \rho'$ и заканчивающимся в точке $\rho(z) = \rho$; $\dot{\rho}(\xi) = \dfrac{d}{d\xi}\rho(\xi)$.

Конкретный расчет проведем для случая распространения плоской волны в диссипативной случайной среде по локационной трассе с отражением от плоского неограниченного зеркала ОВФ.

Считая статистические характеристики среды заданными и используя (6), для функции G_4 получим следующее выражение:

$$\langle G_4(\rho'', L; \mathbf{t}'', L\,|_{\rho, 0;\, \rho', 0;\, \mathbf{t}', 0})\rangle =$$

$$= \langle G_0(\rho'', L; \rho, 0)\, G_0^*(\rho'', L; \rho', 0)\, G_0^*(\mathbf{t}'', L; \rho, 0)\, G_0(\mathbf{t}'', L; \mathbf{t}', 0)\rangle \times$$

$$\times \exp\{2k^2 A_{II}(0)\, L\}\, \Bigg\{1 - \frac{\pi k^2}{2}\int_0^L d\xi \iint d^2q\;\; (\Phi_{RR}(\mathbf{q}) + \Phi_{II}(\mathbf{q})) \times$$

$$\times\; (2 - e^{i\mathbf{q}\rho_{12}(\xi)} - e^{i\mathbf{q}\rho_{14}(\xi)} - e^{i\mathbf{q}\rho_{23}(\xi)} - e^{i\mathbf{q}\rho_{43}(\xi)} +$$

$$+ \exp\{i\mathbf{q}[\rho_{13}(\xi) - \frac{\mathbf{q}}{k}S(\xi)]\} + \exp\{i\mathbf{q}\,[\rho_{24}(\xi) + \frac{q}{k}S(\xi)]\}) -$$

$$- \pi k^2\int_0^L d\xi \iint d^2q\, \Phi_{II}(\mathbf{q})\;\; (2 - \{\exp[i\mathbf{q}\,\rho_{13}(\xi) - \frac{\mathbf{q}}{k}S(\xi)]\} -$$

$$- \exp\{i\mathbf{q}\,[\rho_{24}(\xi) + \frac{\mathbf{q}}{k}S(\xi)]\}) - i\pi k^2\int_0^L d\xi \iint d^2q\, \Phi_{RI}(\mathbf{q}) \;\times$$

$$\times \left(\exp\{i\mathbf{q}\,[\rho_{13}(\xi) - \frac{\mathbf{q}}{k}S(\xi)]\} - \exp\{i\mathbf{q}\,[\rho_{24}(\xi) + \frac{\mathbf{q}}{k}S(\xi)]\}\right)\Bigg\}, \quad (7)$$

где $\Phi_{RR}(\mathbf{q})$, $\Phi_{II}(\mathbf{q})$, $\Phi_{RI}(\mathbf{q})$ – спектры флуктуаций действительной и мнимой составляющих ε и их корреляций; величина $A_{II}(0)$, исходя из предположения о δ-коррелированности флуктуаций ε, задается соотношением $\langle \tilde{\varepsilon}_I(\xi_1, \rho_1)\, \tilde{\varepsilon}_I(\xi_2, \rho_2)\rangle = \delta(\xi_1 - \xi_2) A_{II}(\rho_1 - \rho_2)$, а функция Грина $G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}')$ однородной среды ($\tilde{\varepsilon} = 0$ и функции $S(\xi)$, $\rho_{ij}(\xi)$ определены следующими соотношениями:

$$G_0(\mathbf{r};\mathbf{r}') = G(\mathbf{r};\mathbf{r}')_{\tilde{\varepsilon}=0} = \frac{k}{2\pi i(z-z')}\times$$

$$\times\ \exp\left\{\frac{ik|\rho-\rho'|^2}{2(z-z')} - \frac{k}{2}\,\bar{\varepsilon}_I\,(z-z')\right\}; \qquad (8)$$

$$S(\xi) = \xi(L-\xi)/L\,;\ \rho_{12}(\xi) = (\rho-\rho')\,\frac{(L-\xi)}{L}\ ,$$

$$\rho_{13}(\xi) = \frac{(\rho''-\mathbf{t}'')\,\xi + (\rho-\mathbf{t}')\,(L-\xi)}{L}\ ,$$

$$\rho_{14}(\xi) = (\rho''-\mathbf{t}'')\,\frac{\xi}{L}\ ;$$

$$\rho_{23}(\xi) = \frac{(\rho''-\mathbf{t}'')\,\xi + (\rho'-\mathbf{t}')\,(L-\xi)}{L}\ ,$$

$$\rho_{43}(\xi) = (\rho-\mathbf{t}')\,\frac{(L-\xi)}{L}\ ;$$

$$\rho_{24}(\xi) = \frac{(\rho''-\mathbf{t}'')\,\xi + (\rho'-\rho)\,(L-\xi)}{L}\ .$$

Для выявления роли флуктуаций поглощения в формировании сигнала, отраженного от зеркала ОВФ, рассчитаем коэффициент усиления обратного рассеяния по отношению к средней интенсивности, определяемый с помощью следующего соотношения:

$$\bar{N}_{\text{ОВФ}}(L) = \langle I_-(\rho,0)\rangle / \langle I_+(\rho,2L)\rangle\ ,$$

где $\langle I_-(\rho,0)\rangle$ представляет среднюю интенсивность отраженного сигнала, прошедшего трассу от источника ($z = 0$) до зеркала ($z = L$), и после отражения – от зеркала ($z = L$) до приемника ($z = 0$), $\langle I_+(\rho,2L)\rangle$ – среднюю интенсивность излучения, прошедшего прямую трассу протяженностью $2L$ от того же источника ($z = 0$) до приемника в плоскости $z = 2L$.

Будем считать, что флуктуации комплексной диэлектрической проницаемости среды заданы подправленным в области крупных и мелких масштабов спектром Колмогорова – Обухова:

$$\Phi_{\alpha\alpha'}(\mathbf{q}) = 0{,}033\ C^2_{\alpha\alpha'}(\kappa_0^2+q^2)^{-11/6}\ \exp\left(-\frac{q^2}{\kappa_m^2}\right), \qquad (9)$$

где $C^2_{\alpha\alpha'} = C^2_{\alpha'\alpha}$ – структурная постоянная флуктуаций действительной ($\alpha = \alpha' = R$) и мнимой ($\alpha = \alpha' = I$) частей ε, а также их корреляций ($\alpha = R$, $\alpha' = I$); $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, L_0 – внешний масштаб турбулентности; $\kappa_m = 5{,}92/l_0$, l_0 – внутренний масштаб турбулентности.

Тогда, используя соотношения (5)–(8), для коэффициента усиления обратного рассеяния получим

$$\bar{N}_{\text{ОВФ}}(L) = \exp\{k^2 A_{II}(0)\,L\}\ . \qquad (10)$$

Как видно из (10), при распространении электромагнитной волны по локационной трассе с зеркалом ОВФ наблюдается увеличение средней интенсивности отраженного сигнала. Это увеличение происходит исключительно благодаря вкладу крупномасштабных флуктуаций мнимой части ε в результате случайного ослабления волны турбулентными вихрями, имеющими характерный размер порядка внешнего масштаба турбулентности. Роль зеркала ОВФ в рассматриваемом случае заключается в подавлении мелкомасштабных флуктуаций фазы волны, обусловленных дифракцией как на прозрачных, так и на поглощающих случайных неоднородностях диэлектрической проницаемости среды.

Чтобы «оттенить» роль зеркала ОВФ при переносе излучения по локационной трассе в поглощающей турбулентной среде, сравним выражение (10) с выражением для коэффициента усиления обратного рассеяния в случае распространения волны по трассе с отражением от обычного зеркала. В последнем случае (см. [5]) для $\bar{N}$ имеем

$$\bar{N}_{\text{пл}}(L) = \exp\{k^2 A_{II}(0)L - 2\sigma^2_{II}(L) - 7{,}4\,\sigma^2_{RI}(L)\}\ , \qquad (11)$$

где σ^2_{II}, σ^2_{RI} – дисперсии флуктуаций уровня интенсивности, обусловленных соответственно пульсациями мнимой части ε и корреляций ε_R и ε_I.

Из сравнения (10), (11) видно, что $\bar{N}_{\text{ОВФ}} \ge \bar{N}_{\text{пл}}$, и если в случае с зеркалом ОВФ в поглощающей случайной среде $\bar{N}_{\text{ОВФ}}$ всегда больше 1 (эффект усиления обратного рассеяния имеет место), то в случае с обычным зеркалом коэффициент $\bar{N}$ может быть меньше единицы, т.е. флуктуации мнимой части ε оказывают на $\bar{N}_{\text{пл}}$ двоякое влияние. С одной стороны, наличие пульсаций ε_I на локационной трассе приводит к уменьшению величины $\bar{N}_{\text{пл}}$ за счет воздействия на волну мелкомасштабных неоднородностей (что определяется величинами σ^2_{II}, σ^2_{RI}), с другой стороны, влияние крупномасштабных неоднородностей ε_I, которое проявляется через величину A_{II} в аргументе экспоненты, приводит к увеличению $\bar{N}_{\text{пл}}$. Такая разница в поведении $\bar{N}_{\text{ОВФ}}$, $\bar{N}_{\text{пл}}$ связана с тем, что вклад волн, дифрагировавших на турбулентных вихрях, размер которых лежит в инерционном интервале ($l_0 \le r \le L_0$), существенный на трассе с обычным зеркалом, а в случае с зеркалом ОВФ компенсируется и не оказывает влияния на флуктуации амплитуды отраженной волны.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-17220).

1. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 5. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 272 с.
2. *Лукин В.П.* Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
3. *Алмаев Р.Х., Суворов А.А.* // Междунар. конф. «Прикладная оптика – 98»: Тезисы докл. Л.: Изд. ГОИ, 1998. С. 138.
4. *Алмаев Р.Х., Суворов А.А.* // Междунар. конф. «Прикладная оптика – 98»: Тезисы докл. Л.: Изд. ГОИ, 1998. С. 150.
5. *Алмаев Р.Х., Суворов А.А.* // Изв. РАН. Сер. ФАО. 2000. Т. 36. № 2. С. 240–249.

R.Kh. Almaev, A.A. Suvorov. **The intensity of radiation reflected from a phase-conjugating mirror in turbulent atmosphere with absorption.**

The effect of fluctuations in the real and imaginary parts of dissipative random medium permittivity on the intensity of the wave reflected from a phase-conjugating mirror is investigated. The peculiarity of manifestation of the effect of the backscattering enhancement with respect to the mean intensity of the radiation is analyzed. It is shown that in the case, considered in the work, the effect of backscattering enhancement takes place and is caused only by the large-scale fluctuations in the imaginary part of permittivity.