

В.А.Банах, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык

ЭФФЕКТ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ОБЪЕКТОВ С КОНЕЧНЫМИ РАЗМЕРАМИ

Приводятся результаты экспериментальных исследований влияния дифракционных размеров отражателя на уровень средней интенсивности на оси пучков, распространяющихся по коррелированным и некоррелированным трассам в неоднородной среде. Показано, что на коррелированной трассе по сравнению с некоррелированной средняя интенсивность увеличивается при размерах отражателя, кратных четному числу зон Френеля, и уменьшается при размерах, кратных нечетному числу зон. При усилении турбулентности уровень средней интенсивности на оси пучков как на коррелированной, так и на некоррелированной трассах стремится к значению интенсивности в сферической волне.

Использование в системах адаптивной оптики для формирования сигналов управления опорных бакенов [1] приводит к необходимости изучения эффектов обратного рассеяния излучения для отражателей конечных размеров, имеющих коэффициент отражения, постоянный по всей поверхности. Количественная оценка влияния корреляции волн, прошедших до бакена и обратно по одной и той же трассе, проводится, как правило, по изменению фактора <усиления> средней интенсивности [2]:

$$N(\rho) = \langle I_k^R(x_0, \rho) \rangle / \langle I_{нк}^R(x_0, \rho) \rangle ,$$

где $\langle I_k^R(x_0, \rho) \rangle$ – средняя интенсивность излучения на трассе с отражением; $\langle I_{нк}^R(x_0, \rho) \rangle$ – средняя интенсивность излучения на некоррелированной трассе длиной $2L$; L – расстояние до бакена.

Расчеты, проведенные в [3] для зеркала и уголкового отражателя, показывают, что при слабых флуктуациях интенсивности, когда дифракционная картина, формируемая отражателем в плоскости приема, достаточно четкая, зависимость фактора усиления от числа Френеля отражателя $\Omega_r = k a_r^2 / L$ (где $k = 2\pi/\lambda$; a_r – радиус отражателя) имеет осциллирующий характер. При этом если для уголкового отражателя численные значения фактора усиления больше 1 для всех Ω_r , то для зеркала при $\Omega_r < 5$ наблюдается уменьшение средней интенсивности отраженного строго назад излучения. Качественно в эти результаты вписываются расчеты, проведенные ранее в [4] для двух размеров отражателей – в одну и две зоны Френеля.

Экспериментальное исследование эффекта обратного рассеяния от зеркального отражателя с размером $\Omega_r = 1 \div 16$ проводилось в случайно-неоднородной среде с использованием установки, моделирующей условия развитой конвективной турбулентности. Проведенные ранее исследования [4] структуры турбулентности, моделируемой над нагреваемой поверхностью, показали, что спектр флуктуаций показателя преломления среды удовлетворительно аппроксимируется моделью Кармана в диапазоне масштабов 0,5 – 15 см.

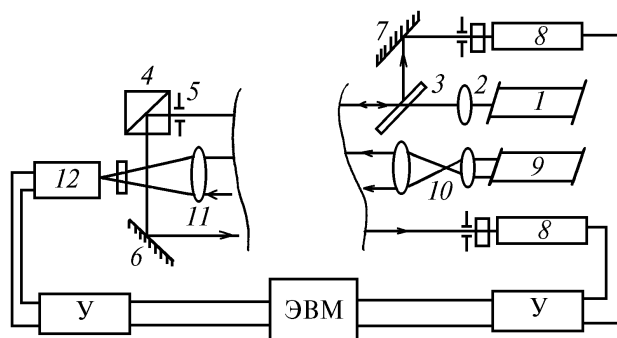


Рис. 1

Банах В.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш.

Схема эксперимента показана на рис. 1. В качестве источника излучения использовался лазер ЛГН-302 1, стабилизированный по частоте. С помощью линзы 2 формировалась квазисферическая волна с равномерным распределением интенсивности на отражателе 4. Отражателем служила передняя грань кубика, вплотную к которой устанавливались сменные диафрагмы 5. Развязка падающей и отраженной волн в этом канале осуществлялась с помощью оптического клина 3.

Излучение, отраженное от диагонали кубика, разворачивалось зеркалом 6 параллельно обратно отраженному лучу и проходило от него на расстоянии, исключающем возможность прохождения лучей в прямом и обратном направлениях по коррелированным неоднородностям. Излучение в обоих каналах принималось на фотоэлектронные умножители 8, перед которыми были установлены одинаковые диафрагмы (~120 мкм) и интерференционные фильтры, вырезающие длину волны используемого излучателя. Расстояния от диафрагмы 5 до приемников были одинаковыми и равнялись 265 см.

Турбулентное состояние среды контролировалось по дисперсии флуктуаций углов прихода плоской волны. Для этих целей была организована дополнительная трасса, где использовалось излучение лазера 9, коллимирующая оптика 10, приемный объектив 11 с фокусным расстоянием 1 м и следящая система на диссекторе 12, позволяющая измерять смещения изображения источника по двум взаимно перпендикулярным координатам $\sigma_r^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2$. Излучение лазеров основной и дополнительной трасс проходило над нагревателем на одной высоте.

Сигналы с измерителя смещений и с обоих ФЭУ через четырехканальный усилитель постоянного тока подавались на ЭВМ. Схема эксперимента и используемая аппаратура позволяли одновременно измерять среднее значение интенсивности и флуктуации интенсивности в обоих пучках, а также дисперсию флуктуаций смещения изображения источника σ^2 . По значениям σ^2 рассчитывались структурная характеристика флуктуации показателя преломления среды C_n^2 и параметр турбулентности

$$\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} .$$

Измерения проведены для различных уровней турбулентности среды. Для этого менялась мощность, подводимая к нагревателям, и варьировалась высота прохождения излучения над нагреваемой поверхностью, что давало возможность длительное время получать устойчивые состояния турбулентности среды, необходимое для проведения измерений. Для каждой диафрагмы регистрировалось 10 – 15 реализаций длительностью 50 с каждая с частотой выборки 100 Гц при практически одинаковых значениях β_0^2 . Кроме того, при этом же уровне β_0^2 регистрировались сигналы на коррелированной и некоррелированной трассах от неограниченного отражателя (сферическая волна). Во время измерений постоянно контролировалась точность совмещения прямого и обратного распространения излучения на коррелированной трассе и точность установки приемных диафрагм ФЭУ на осях пучков.

Влияние дифракционных эффектов на краях отражателя приводит к тому, что в среде на обратном пути распространяется пучок сложной формы. Изменение средней интенсивности (рис. 2) на оси пучка определяется распределением интенсивности в плоскости приема и качанием пучка как целого относительно приемной апертуры. Для эксперимента были выбраны восемь диафрагм, которые согласно [3] при уровне турбулентности $\beta_0^2 < 1$ соответствовали экстремальным значениям фактора усиления N (диаметр диафрагм равен 1, 2, 3, 4, 5 зонам Френеля) и промежуточным значениям N ($2 a_r = 0,56; 1,56; 2,6$ зон Френеля).

В качестве примера на рис. 2 показаны изменения средней интенсивности для коррелированного $\langle I_k^R(0) \rangle$ и некоррелированного $\langle I_{нк}^R(0) \rangle$ путей распространения для двух крайних ситуаций в распределении интенсивности пучков в плоскости приема. Здесь же показаны изменения интенсивности сферической волны.

Анализ результатов, полученных для отражателей с размерами, кратными четному числу зон Френеля, показал, что в турбулентной среде уровень интенсивности на оси пучка на коррелированной трассе растет быстрее, чем у пучков на некоррелированной трассе. Для отражателя размером в две зоны Френеля интенсивность насыщается при $\beta_0^2 \sim 0,6-0,7$, а для отражателя размером в четыре зоны Френеля средняя интенсивность насыщается на более низком уровне уже при

$\beta_0^2 \sim 0,2 - 0,3$. Значения уровня интенсивности при насыщении стремятся к уровню средней интенсивности сферической волны, отраженной от безграничного отражателя.

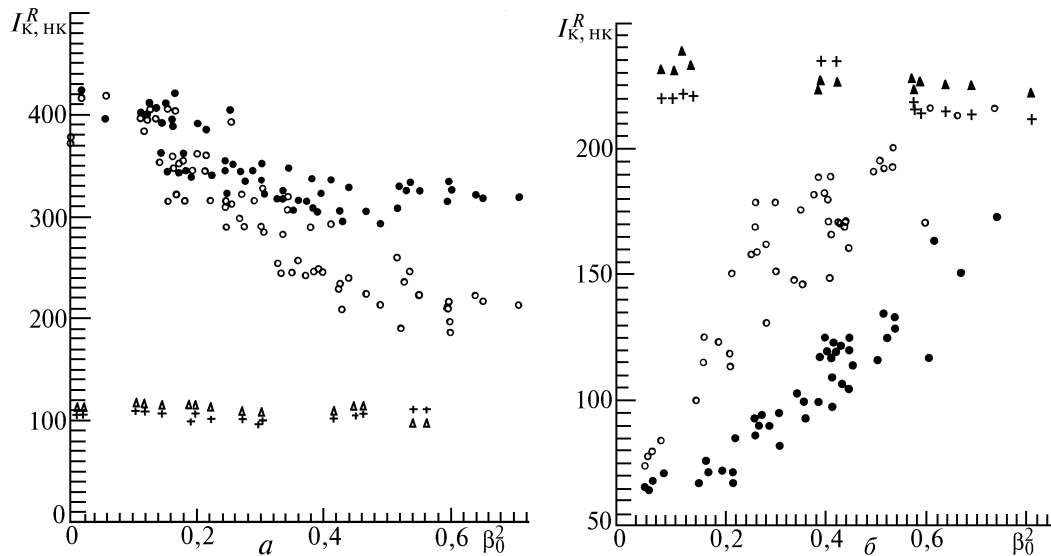


Рис. 2. Изменение интенсивности на коррелированной (o, Δ) и некоррелированной (\bullet , +) трассах в зависимости от уровня турбулентности (o, \bullet – ограниченный отражатель; Δ , + – сферическая волна): a – размер отражателя равен одной зоне Френеля ($n = 1$), b – размер отражателя равен двум зонам Френеля ($n = 2$)

Для отражателей, размер которых равен нечетному числу зон Френеля, интенсивность при увеличении β_0^2 уменьшается. Наибольшая скорость спада интенсивности наблюдается у пучков на коррелированных трассах, отраженных от отражателя с $n = 1$, в этом случае интенсивность линейно уменьшается при увеличении β_0^2 от 0 до 0,8 и при $\beta_0^2 = 0,8$ составляет всего 40% от интенсивности в однородной среде. При увеличении размера отражателя ($n = 3, n = 5$) интенсивность спадает быстро и практически линейно при изменении β_0^2 от 0 до 0,3, затем скорость спада замедляется, и при $\beta_0^2 > 0,6$ средние значения интенсивности остаются на постоянном уровне на коррелированной и некоррелированной трассах, но всегда остаточный уровень интенсивности выше на некоррелированной трассе.

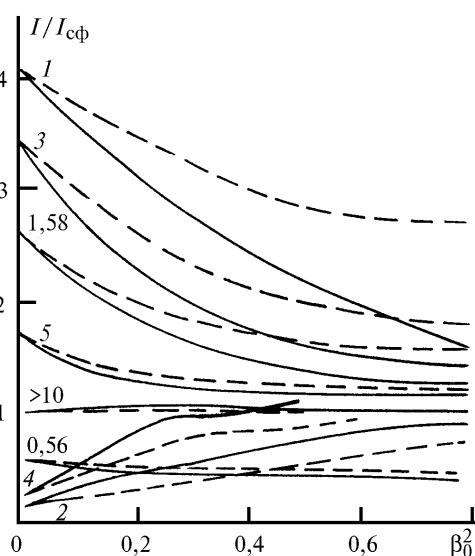


Рис. 3. Усредненные значения средней интенсивности на осях пучков коррелированной (сплошные линии) и некоррелированной (штриховые линии) трассах. Цифрами указан размер отражателя в зонах Френеля

Сказанное выше иллюстрируется рис. 3, где приведены усредненные по 10 – 15 реализациям средние значения интенсивности, нормированные на средние значения интенсивности в сферической волне, на осях пучков на коррелированной (сплошные линии) и некоррелированной (штриховые линии) трассах для различных размеров отражателя в зависимости от уровня турбулентности. Как видно из рис. 3, при увеличении размера отражателя и усилении турбулентности на трассе значения интенсивности на осях пучков стремятся к среднему значению интенсивности в сферической волне.

На рис. 4 приведены полученные в эксперименте значения фактора усиления $N(0) = \langle I_{\text{нк}}^R(0) \rangle / \langle I_{\text{нк}}^R(0) \rangle$ для отражателей размером в одну и две зоны Френеля. Сплошные линии – расчетные, взятые из [3]. Как видно из рис. 4, для отражателя с $n = 2$ (для $n = 4$ аналогичная зависимость) $N(0)$ больше 1 и теоретическая зависимость неплохо подтверждается экспериментальными данными при уровне турбулентности $\beta_0^2 > 0,2$. Максимальное значение фактора усиления $N(0) \approx 2$ при $\beta_0^2 \sim 0,2 - 0,3$. Для отражателей с размером, кратным нечетному числу зон Френеля, значение фактора усиления $N(0)$ меньше 1, теоретические и экспериментальные результаты совпадают при малых β_0^2 , а при $\beta_0^2 > 0,4$ теоретический расчет предполагает увеличение фактора усиления, что не наблюдается в эксперименте.

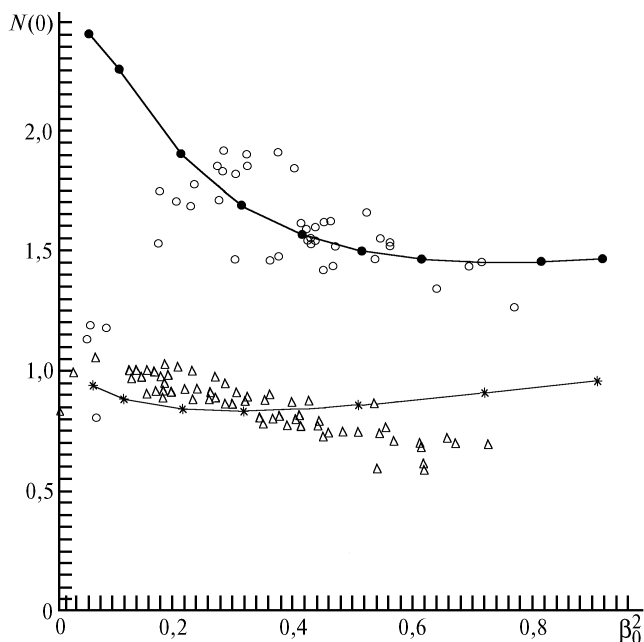


Рис. 4. Зависимость фактора усиления $N(0)$ от уровня турбулентности на трассе: Δ – размер отражателя равен одной зоне Френеля, \circ – размер отражателя равен двум зонам Френеля, сплошные линии – теоретический расчет [3]

Серия измерений, проведенных для отражателей размером $n = 0,56; 1,6; 2,6$, в целом подтверждает теоретические соотношения для $N(0)$ в диапазоне изменения $\beta_0^2 = 0,2 \div 0,6$, за пределами этого диапазона теоретические и экспериментальные результаты не совпадают.

Таким образом, на коррелированной трассе по сравнению с некоррелированной средняя интенсивность увеличивается при размерах отражателя, кратных четному числу, и уменьшается при размерах, кратных нечетному числу зон Френеля. При усилении турбулентности уровень средней интенсивности на осях пучков как на коррелированной, так и некоррелированной трассах стремится к значению интенсивности в сферической волне.

1. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
2. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 171 с.
3. Банах В. А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. №4. С. 369–376.

4. Коняев П.А., Лукин В.П., Патрушев Г.Я., Табакаев С.Ю. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. №12. С. 1321–1324.
5. Емалеев О.Н., Лукин В.П., Покасов В.В. и др. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1976. №9. С. 100–105.

Институт оптики атмосферы
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
20 июля 1994 г.

V. A. Banakh, V. M. Sazanovich, R. Sh. Tsvyk. **Backscattering Amplification Effect at Reflection of Radiation from Objects of Finite Size.**

Experimental results of studying the dependence of mean intensity at the center of beams propagating along correlated and uncorrelated paths in inhomogeneous medium on diffraction dimensions of a reflector are presented in the paper. The mean intensity is shown to increase on correlated paths comparatively to uncorrelated ones when the reflector's dimensions are multiple of even quantity of Fresnel zones and to decrease in the case of odd quantity of those. With increase of strength of the turbulence the mean intensity at the beam center of both correlated and uncorrelated paths approaches to the intensity magnitude in a spherical wave.