

Отсюда следует, что обратное рассеяние на случайных неоднородностях среды ($a \neq 0$) приводит к увеличению средней интенсивности волны по мере приближения к зеркалу ОВФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малахов А. Н., Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 11, с. 1324.
2. Абрамович Б. С., Гурбатов С. Н., Рыжов Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 5, с. 566.
3. Большов Л. А., Власов Д. В., Дахне М. А., Коробкин В. В., Саидов Х. Ш., Старостин А. Н. — Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, вып. 5, с. 311.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
23 сентября 1980 г.

УДК 631.371

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ЗА АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫМИ ЭКРАНАМИ

А. Г. Боровой, Н. И. Вагин, С. Н. Волков

Распространение волн в случайно-неоднородных средах в ряде случаев рассматривается в приближении случайного экрана. В этом приближении статистика поля задается в плоскости экрана, и требуется вычислить статистику дифрагированного поля на произвольном от него расстоянии. В частности, модель логарифмически нормального фазового экрана широко используется в задачах прохождения радиоволн через ионосферу и межпланетную плазму и играет важную роль в задачах распространения света в турбулентной атмосфере [1]. Определенные модели амплитудно-фазовых экранов используются в задачах отражения волн от шероховатых поверхностей [2]. Пуассоновский экран представляет интерес в задаче распространения света в осадках, так как можно показать, что эта задача приближенно сводится к многократной дифракции света на системе пуассоновских черных экранов. В настоящее время все эти задачи рассматриваются независимо друг от друга, часто только для получения отдельных количественных характеристик поля, причем иногда встречается их неправильная качественная интерпретация. В данном сообщении мы показываем, что распространение волн как за фазовыми, так и за амплитудными экранами присущи общие качественные закономерности.

Будем считать, что на амплитудно-фазовый экран падает плоская волна единичной амплитуды $u_- = 1$. Сам экран представляет собой амплитудно-фазовую «маску», т. е. амплитуда поля на экране не может превосходить единицу. Если поле на экране определить комплексной фазой $u_0 = e^{i\Phi} = e^{i\varphi - \chi}$, то фаза φ и уровень χ определяют в интервалах $0 \leq \chi < \infty$, $-\infty < \varphi < \infty$. В частности, гауссовы статистики для $|u_0|$ и для χ неприменимы, так как нарушают это условие. В точках экрана, где $u_0 = 0$, экран будем называть черным.

Как известно [1], среднее поле $\langle u \rangle$ и средняя интенсивность $\langle I \rangle = \langle |u|^2 \rangle$ не зависят от расстояния до экрана. Основной интерес представляет зависимость от расстояния L индекса мерцаний интенсивности $\beta_L^2 = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1$. На больших расстояниях, когда статистика поля становится гауссовой, непосредственно имеем

$$\beta_\infty^2 = 1 - \langle |u| \rangle^2 / \langle I \rangle \equiv 1 - \gamma^2. \quad (1)$$

Параметр γ ($0 \leq \gamma \leq 1$) является важной «оптической» характеристикой экрана, определяющей, в частности, поведение функции β_L^2 при приближении к экрану. При $\gamma > \gamma_0$, где γ_0 — некоторое критическое значение параметра, индекс мерцаний возрастает при приближении к экрану, а при $\gamma < \gamma_0$, наоборот, уменьшается. Эта качественная закономерность известна для фазовых экранов [1]. Ниже покажем, что она выполняется и для амплитудных экранов. Отличие между амплитудными и фазовыми экранами наступает при расстояниях $L \lesssim ka^2$, где k — волновое число, a — размер неоднородностей. Здесь функции β_L^2 уже немонотонны. При $L = 0$, очевидно, для фазовых экранов $\beta_0^2 = 0$, тогда как для амплитудно-фазовых β_0^2 при $\gamma \rightarrow 0$ может иметь произвольно большое значение.

Рассмотрим, например, модель амплитудного черного экрана, где u_0 — кусочно-непрерывная функция, принимающая значения только 0 и 1. Очевидно, что $u_0^{2n} = I_0^n = u_0$, и тогда все моменты будут равны: $\langle u_0^{2n} \rangle = \langle I_0^n \rangle = \langle u_0 \rangle = x$, где x — средняя доля площади светлых «пятен» на экране ($0 \leq x \leq 1$). Индекс мерцаний на экране равен

$$\beta_0^2 = (x - x^2)/x^2 = (1 - x)/x, \quad (2)$$

т. е. $\beta_0^2 \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow 0$. Из формулы (1) для больших расстояний от экрана имеем $\beta_\infty^2 = 1 - \gamma^2 = 1 - x^2$. Из соотношения $\beta_0^2 = \beta_\infty^2$ получаем критическое значение параметра $\gamma_0 \approx 0,62$.

Теперь обратимся к пуассоновскому амплитудно-фазовому экрану [3], где также легко получить аналитическое выражение для β_0^2 и β_∞^2 . Здесь $u_0 = \exp(i \sum_n \Phi_n) = \prod_n u_n$, где u_n — поле на экране при наличии только одной неоднородности. Неоднородность задается положением центра и видом финитной функции, определяющей внутренние параметры, например ее размер. В этом случае имеем

$$\beta_0^2 = \exp [cS_n (|u_n|^2 - 1)^2] - 1, \quad \beta_\infty^2 = 1 - \exp [-2c\bar{S}_n |u_n - 1|^2]. \quad (3)$$

Здесь c — концентрация центров, нижняя черта означает усреднение по плоскости по одной n -й неоднородности с площадью S_n , верхняя черта — усреднение по различным видам неоднородностей. При переходе к черным экранам ($u_n = 0$ или 1) получаем

$$\beta_0^2 = \exp(c\bar{S}) - 1, \quad \beta_\infty^2 = 1 - \exp(-2c\bar{S}) \quad (4)$$

и, естественно, приходим к тому же параметру $\gamma_0 \approx 0,62$. В общем случае формула (3) дает те же качественные закономерности.

Функция β_L^2 может быть получена аналитически в результате громоздкого численного расчета. С другой стороны, амплитудные экраны легко моделируются в лабораторных условиях. На рис. 1 приведены измеренные нами зависимости β_L^2 для двух классов экранов. Пуассоновские черные экраны создавались взвесью в кювете с водой длиной $l = 2$ см полистироловых шариков с радиусом $a = 0,55$ мм. Параллельный

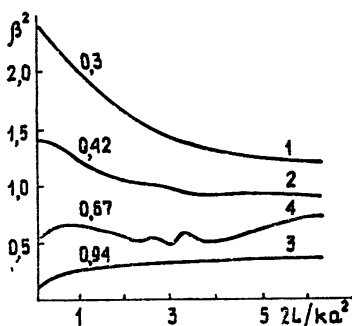


Рис. 1.

пучок света после прохождения такой кюветы за счет взаимного затенения частицами образует пуассоновское поле. Система неперекрывающихся черных дисков с $a = 0,5$ мм на прозрачном экране создавала другой класс амплитудных экранов. На языке статистической физики — это система коррелированных в пространстве центров, взаимодействующих по модели твердых дисков. Кривые 1—3 относятся к пуассоновским и 4 — к коррелированным центрам. Цифры у кривых показывают значение параметра x . Наличие корреляций между центрами приводит к сложной зависимости β_L^2 вблизи экрана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. Н. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. — М.: Наука, 1978.
2. Laser Speckle and Related Phenomena. / Ed By J. C. Dainty. — Berlin—Heidelberg—N. Y.: Springer-Verlag, 1975.
3. Боровой А. Г., Крутиков В. А. — Опт. и спектр., 1976, 40, с 728.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
9 января 1981 г.