

УДК 538.574.8 : 530.18

ВЛИЯНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ ФАЗ НА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН ВО ФЛУКТУИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

В. Г. Лапин, В. В. Тамойкин

Рассмотрено параметрическое взаимодействие волн в слое хаотически-неоднородной среды с идеально отражающим зеркалом на одном конце. Получены уравнения и исследованы их решения для средних чисел и средних квадратов чисел квантов взаимодействующих волн. Показано, что корреляция фаз падающих и отраженных волн увеличивает инкремент (декремент) средних интенсивностей волн, а при преобразовании с повышением частоты приводит к отсутствию равномерного распределения по средним числам квантов волн. Получены численные решения для коэффициента мерцаний, из которых следует, что интенсивности волн флуктуируют заметно слабее, чем в слое двойной толщины в отсутствие зеркала.

Усиление обратного рассеяния на мелкомасштабных (по сравнению с длиной волны) флуктуациях в среде, содержащей крупномасштабные случайные неоднородности, по-видимому, впервые рассматривалось де Вольфом [1]. В дальнейшем в ряде работ [2-4] было проведено обобщение этой задачи на случай рассеяния от тел, помещенных во флуктуирующую среду, и указано на возможность появления эффекта усиления обратного рассеяния. Отметим также работу [5], в которой показано, что в условиях, когда рассеивающий объект имеет квазиплоскую площадку, должен иметь место эффект ослабления поля рассеяния в обратном направлении. Физически перечисленные явления объясняются корреляцией параметров прямой и отраженной волн, проходящих через одни и те же неоднородности. Очевидно, что наличие такой корреляции может сильно влиять на параметрическое взаимодействие волн, распространяющихся в хаотически неоднородной среде. Это связано с тем, что эффективность как параметрического [6], так и нелинейного взаимодействия [7] существенно зависит от случайного фазового рассогласования, приводящего к установлению стационарного равномерного распределения по средним числам квантов волн в достаточно протяженной среде.

Ниже рассмотрено параметрическое взаимодействие волн в слое, содержащем одномерные крупномасштабные неоднородности, при наличии идеально отражающего зеркала на одном конце. Получены выражения для средних чисел и средних квадратов чисел квантов на выходе из слоя. Показано, что корреляция фаз прямых и отраженных волн увеличивает инкремент (декремент) интенсивностей волн. В случае преобразование частоты вверх изменяется стационарное состояние, и на больших трассах равномерное распределение по средним числам квантов уже не имеет места. Численные решения показывают, что интенсивности волн при этом флуктуируют слабее, чем в слое двойной толщины в отсутствие эффекта корреляции фаз.

1. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ВВЕРХ

Пусть нелинейная плоскостойкая среда с крупномасштабными случайными неоднородностями занимает слой толщиной L ($x \in [0, L]$).

На него справа нормально падают три плоских волны с частотами $\omega_1, \omega_2, \omega_H$, для которых выполнены условия

$$\omega_1 + \omega_H = \omega_2; \quad (1)$$

$$\Delta k(x) \equiv k_2(x) - k_1(x) - k_H(x), \quad (2)$$

где $\Delta k(x)$ — случайная волновая расстройка, вызванная неоднородностями. С левой стороны слоя ($x = 0$) находится идеально отражающее плоское зеркало. Считая нелинейность среды слабой, а неоднородности крупными по сравнению с длиной волны, можно записать электрическое поле в слое в виде

$$E(x, t) = \sum_{j=1,2,H} \left\{ \exp(-i\omega_j t) \left[A_j(x) \exp\left(-i \int_x^L k_j(x') dx'\right) + B_j(x) \exp\left(i \int_x^L k_j(x') dx'\right) \right] + \text{к.с.} \right\}. \quad (3)$$

Здесь $A_j(x), B_j(x)$ — медленно меняющиеся на длине волны комплексные амплитуды прямой и отраженной волн на частоте ω_j . В приближении заданной амплитуды накачки ($A_H, B_H = \text{const}$) обычным путем (см. [6]) легко получить укороченные стохастические уравнения

$$\frac{dA_1}{dx} = -i\beta_1 A_H^* A_2 \exp[-i\psi(x)], \quad \frac{dA_2}{dx} = -i\beta_2 A_H A_1 \exp[i\psi(x)], \quad (4)$$

$$\frac{dB_1}{dx} = -i\beta_1 B_H^* B_2 \exp[i\psi(x)], \quad \frac{dB_2}{dx} = -i\beta_2 B_H B_1 \exp[-i\psi(x)],$$

где $\psi(x) = \int_x^L \Delta k(x') dx'$ — случайное фазовое рассогласование. При преобразовании частоты вверх краевые условия имеют вид

$$A_1(L) = A_{10}, \quad A_2(L) = 0. \quad (5)$$

Недостающие граничные условия и связь между A_H и B_H найдем, используя идеальность зеркала ($E(x, t) = 0$ при $x = 0$):

$$B_1(0) = -A_1(0) \exp\left[-2i \int_0^L k_1(x') dx'\right],$$

$$B_2(0) = -A_2(0) \exp\left[-2i \int_0^L k_2(x') dx'\right], \quad (6)$$

$$B_H = -A_H \exp\left[-2i \int_0^L k_H(x') dx'\right].$$

Заметим, что в (4) учтено только взаимодействие волн, в среднем находящихся в резонансе

$$\langle \Delta k(x) \rangle = 0, \quad (7)$$

где символ $\langle \dots \rangle$ означает статистическое усреднение.

Первая пара уравнений (4) описывает волны, бегущие к зеркалу. Краевые условия (5) для нее заданы при $x = L$, поэтому такая задача удовлетворяет условию причинности. Для отраженных волн мы имеем систему уравнений со стохастическими краевыми условиями (6),

в которых содержится информация о прохождении волнами слоя в направлении к зеркалу. Таким образом, задача (4) — (6) в целом не является причинной, и для нее непосредственно не применим аппарат теории диффузионного случайного процесса [10]. Переформулировать линейную не причинную систему уравнений в виде задачи Коши можно, следуя [8], мы же использовали более общий метод инвариантного погружения [9, 10].

Ниже будем интересоваться поведением энергетических характеристик волн. Исследуем статистические свойства числа квантов прямых и отраженных волн:

$$N_1 = \beta_1^{-1} |A_1|^2, \quad N_2 = \beta_2^{-1} |A_2|^2, \\ n_1 = \beta_1^{-1} |B_1|^2, \quad n_2 = \beta_2^{-1} |B_2|^2.$$

Получив из (4) — (6) систему уравнений для этих величин, легко заметить, что справедливо соотношение Мэнли — Роу, соответствующее сохранению потока мощности:

$$N_1(x) + N_2(x) = n_1(x) + n_2(x) = N_0 \equiv \beta_1^{-1} |A_{10}|^2. \quad (8)$$

Применим к системе уравнений, определяющей N_i, n_i ($i = 1, 2$), метод инвариантного погружения [9, 10]. Предполагая при усреднении, что нормальный случайный процесс $\Delta k(x)$ (см. (6)) дельта-коррелирован:

$$\langle \Delta k(x) \Delta k(x') \rangle = 2D\delta(x - x'), \quad D = \langle \Delta k^2 \rangle l \quad (9)$$

(l — масштаб неоднородностей), получим для определения

$$N(\tau, \tau_L) \equiv [\langle N_1(\tau, \tau_L) \rangle - \langle N_2(\tau, \tau_L) \rangle] / N_0 \quad \text{и}$$

$$n(\tau, \tau_L) \equiv [\langle n_1(\tau, \tau_L) \rangle - \langle n_2(\tau, \tau_L) \rangle] / N_0$$

уравнения

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau_L^2} + \frac{\partial}{\partial \tau_L} + \delta^2 \right) \begin{Bmatrix} N(\tau, \tau_L) \\ n(\tau, \tau_L) \end{Bmatrix} = 0. \quad (10)$$

Начальными условиями будут

$$N(\tau, \tau) = 1, \quad (\partial/\partial \tau_L) N(\tau, \tau) |_{\tau_L=\tau} = 0; \quad (11)$$

$$n(\tau, \tau) = \langle a_1(\tau) \rangle, \quad (\partial/\partial \tau_L) n(\tau, \tau) |_{\tau_L=\tau} = \langle a_2(\tau) \rangle. \quad (12)$$

Здесь введены безразмерные координаты $\tau \equiv Dx$ и $\tau_L \equiv DL$, а также обозначения $\delta = 2\gamma/D$, $\gamma = \sqrt{\beta_1 \beta_2 |A_n|^2}$.

Величина $a_1(\tau_L)$ определяет $n_{1,2}$ на выходе из слоя:

$$n_{1,2}(\tau, \tau_L) |_{\tau_L=\tau} = (1/2) N_0 (1 \pm a_1(\tau_L)). \quad (13)$$

Для определения $\langle a_1(\tau) \rangle$ и $\langle a_2(\tau) \rangle$ метод погружения дает систему

$$\begin{aligned} \langle a_1 \rangle' &= M_1, & \langle a_1(0) \rangle &= 1, \\ \langle a_2 \rangle' &= -\langle a_2 \rangle - \delta^2 M_3, & \langle a_2(0) \rangle &= 0, \\ M_1' &= -M_1 - 2\delta^2 M_3, & M_1(0) &= 0, \\ M_2' &= -4M_2 + M_1, & M_2(0) &= 2, \\ M_3' &= -2M_2 + 2M_1, & M_3(0) &= 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где $M_i(\tau)$ — некоторые вспомогательные величины.

Решая (10) — (12), можно явно выразить средние числа квантов в слое через функции $\langle a_1(\tau) \rangle$, $\langle a_2(\tau) \rangle$:

$$\langle N_1(\tau, \tau_L) \rangle = \frac{N_0}{2} \left\{ 1 + \exp\left(\frac{\tau - \tau_L}{2}\right) \left[\operatorname{ch}\left(\frac{\tau_L - \tau}{2} \sqrt{1 - 4\delta^2}\right) + \frac{1}{\sqrt{1 - 4\delta^2}} \operatorname{sh}\left(\frac{\tau_L - \tau}{2} \sqrt{1 - 4\delta^2}\right) \right] \right\}; \quad (15)$$

$$\langle n_1(\tau, \tau_L) \rangle = \frac{N_0}{2} \left\{ 1 + \exp\left(\frac{\tau - \tau_L}{2}\right) \left[\langle a_1(\tau) \rangle \operatorname{ch}\left(\frac{\tau_L - \tau}{2} \sqrt{1 - 4\delta^2}\right) + \frac{\langle a_1(\tau) \rangle + \langle a_2(\tau) \rangle}{\sqrt{1 - 4\delta^2}} \operatorname{sh}\left(\frac{\tau_L - \tau}{2} \sqrt{1 - 4\delta^2}\right) \right] \right\}. \quad (16)$$

Соответствующие выражения для N_2 , n_2 можно получить из (8). Заметим, что формула (15) совпадает с полученной в [6] после замены системы координат $(\tau_L - \tau \rightarrow \tau)$. Это естественно, так как (15) можно получить без метода инвариантного погружения, как это было сделано в [6].

Характер решений $\langle a_1(\tau) \rangle$, $\langle a_2(\tau) \rangle$ зависит от параметра δ ($\delta = 2\gamma/D = 2L_p/L_{\text{нел}}$, $L_{\text{нел}} = \gamma^{-1}$ — нелинейный масштаб, $L_p = D^{-1}$ — масштаб многократного рассеяния [6]).

При $\delta > \delta_*$ нелинейность проявляется на меньших масштабах, чем многократное рассеяние, и решения носят колебательный характер с затуханием (δ_* определяется как действительный корень уравнения $\Phi(\delta) = 0$, где $\Phi(\delta) = (4D^6/3^3)(2^4\delta^6 - 2^2\delta^4 + 103\delta^2 - 9)$, $\delta_* \simeq 0,29$).

В случае $\delta > \delta_*$ выражения $\langle a_1(\tau) \rangle$ и $\langle a_2(\tau) \rangle$ будут:

$$\langle a_1(\tau) \rangle = \frac{1}{3} + \frac{16\delta^2}{9u^2 + 4v^2} e^{-5\tau/3} \left\{ \frac{3u + 1}{5 - 3u} e^{u\tau} + \frac{e^{-u\tau/2}}{v^2 + (5/3 + u/2)^2} \left[\left(v^2 - \frac{3}{2} \left(\frac{5}{3} + \frac{u}{2} \right) + \left(\frac{u}{2} - \frac{1}{3} \right) \left(2u + \frac{5}{3} \right) \right) \cos v\tau + \right. \right. \quad (17)$$

$$\left. \left. + \left(v^2 \left(2 + \frac{3}{2}u \right) - \frac{3}{2} \left(\frac{5}{3} + \frac{u}{2} \right) \left(\frac{1}{3} - \frac{u}{2} \right) \right) \frac{\sin v\tau}{v} \right] \right\};$$

$$\langle a_2(\tau) \rangle = -\frac{8\delta^2}{9u^2 + 4v^2} \left\{ \frac{3u + 1}{3} e^{-(5/3 - u)\tau} + e^{-(5/3 + u/2)\tau} \times \left[-\frac{3u + 1}{3} \cos v\tau + \left(v^2 + \frac{u}{2} \left(\frac{3u}{2} - 1 \right) \right) \frac{\sin v\tau}{v} \right] \right\}, \quad (18)$$

где

$$u(\delta) = \left(\sqrt{\Phi(\delta)} - \frac{35}{27} - \frac{8}{3}\delta^2 \right)^{1/3} - \left(\sqrt{\Phi(\delta)} + \frac{35}{27} + \frac{8}{3}\delta^2 \right)^{1/3},$$

$$v(\delta) = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\left(\sqrt{\Phi(\delta)} - \frac{35}{27} - \frac{8}{3}\delta^2 \right)^{1/3} + \left(\sqrt{\Phi(\delta)} + \frac{35}{27} + \frac{8}{3}\delta^2 \right)^{1/3} \right].$$

В случае $\delta < \delta_* < a_1(\tau)$, $\langle a_2(\tau) \rangle$ становятся аperiодическими функциями (без зеркала переход к монотонным решениям происходит при $\delta = 1/2$). Мы имеем для $\delta < \delta_*$

$$\begin{aligned} \langle a_1(\tau) \rangle &= \frac{1}{3} + \frac{12\delta^2}{F^2} \exp\left(-\frac{5\tau}{3}\right) \times \\ &\times \left\{ \frac{1 + 2F \cos(\alpha/3)}{[5 - 2F \cos(\alpha/3)][1 + 2 \cos(2\alpha/3)]} \exp\left[\left(\frac{2F}{3} \cos \frac{\alpha}{3}\right)\tau\right] + \right. \\ &+ \frac{1 + 2F \cos(\alpha/3 + 2\pi/3)}{[5 - 2F \cos(\alpha/3 + 2\pi/3)][1 - 2 \cos(2\alpha/3 + \pi/3)]} \times \\ &\times \exp\left[\left(\frac{2F}{3} \cos\left(\frac{\alpha}{3} + \frac{2\pi}{3}\right)\right)\tau\right] + \\ &+ \frac{1 + 2F \cos(\alpha/3 - 2\pi/3)}{[5 - 2F \cos(\alpha/3 - 2\pi/3)][1 - 2 \cos(2\alpha/3 - \pi/3)]} \times \\ &\times \left. \exp\left[\left(\frac{2F}{3} \cos\left(\frac{\alpha}{3} - \frac{2\pi}{3}\right)\right)\tau\right] \right\}; \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \langle a_2(\tau) \rangle &= -\frac{2\delta^2}{F^2} \exp\left(-\frac{5\tau}{3}\right) \times \\ &\times \left\{ \frac{1 + 2F \cos(\alpha/3)}{1 + 2 \cos(2\alpha/3)} \exp\left[\left(\frac{2F}{3} \cos \frac{\alpha}{3}\right)\tau\right] + \right. \\ &+ \frac{1 + 2F \cos(\alpha/3 + 2\pi/3)}{1 - 2 \cos(2\alpha/3 + \pi/3)} \exp\left[\left(\frac{2F}{3} \cos\left(\frac{\alpha}{3} + \frac{2\pi}{3}\right)\right)\tau\right] + \\ &+ \left. \frac{1 + 2F \cos(\alpha/3 - 2\pi/3)}{1 - 2 \cos(2\alpha/3 - \pi/3)} \exp\left[\left(\frac{2F}{3} \cos\left(\frac{\alpha}{3} - \frac{2\pi}{3}\right)\right)\tau\right] \right\}, \\ F &= \sqrt{13 - 12\delta^2}, \quad \alpha = \arccos\left(-\frac{35 + 72\delta^2}{F^3}\right). \end{aligned} \quad (20)$$

Выражения (13), (17)–(19) дают средние числа квантов на выходе из слоя в зависимости от τ_L и δ . В частности, при любом δ

$$\langle n_1(\tau_L) \rangle / N_0 \rightarrow 2/3, \quad \langle n_2(\tau_L) \rangle / N_0 \rightarrow 1/3 \quad \text{при } \tau_L \rightarrow \infty.$$

Без учета корреляции фаз [6] эти значения были равны 1/2. Таким образом, корреляция прямых и отраженных волн уменьшает эффективность параметрического процесса преобразования частоты вверх, и равномерное распределение средних чисел квантов уже не имеет места.

Если $\delta \ll 1$, т. е. процесс многократного рассеяния преобладает над нелинейностью, получим из (19) и (13)

$$\langle n_1(\tau_L) \rangle / N_0 = (1/3) [2 + \exp(-3\delta^2 \tau_L)]. \quad (21)$$

Отметим, что стационарное состояние достигается быстрее, чем при отсутствии эффекта корреляции.

Выражения для средних чисел квантов $\langle N_{1,2}(\tau, \tau_L) \rangle$, $\langle n_{1,2}(\tau, \tau_L) \rangle$ в любой точке слоя задаются с помощью (8), (15)–(20). Эти формулы охватывают весь диапазон значений параметра δ . Наглядные выражения для $n_1(\tau, \tau_L)$ и $N_1(\tau, \tau_L)$ получаются при $\delta \ll 1$:

$$\frac{\langle N_1(\tau, \tau_L) \rangle}{N_0} \simeq \frac{1}{2} \left\{ 1 + \exp[-\delta^2(\tau_L - \tau)] \right\}; \quad (22)$$

$$\frac{\langle n_1(\tau, \tau_L) \rangle}{N_0} \simeq \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{3} [1 + 2 \exp(-3\delta^2\tau)] \exp[-\delta^2(\tau_L - \tau)] \right\}. \quad (23)$$

Видно, что для оптически толстого слоя вблизи зеркала и прямая, и отраженная волны выходят на стационарный уровень, такой же, как и без корреляции. На пути от зеркала (выражение (23)) волна повторно проходит через те же неоднородности, что и на пути к зеркалу. При этом накапливается эффект корреляции, который приводит к изменению стационарного уровня в (23) при $\tau \approx \tau_L \rightarrow \infty$: $\langle n_1(\tau_L) \rangle = 2/3 N_0$, $\langle n_2(\tau_L) \rangle = 1/3 N_0$.

Исследуем теперь флуктуации числа квантов. Для этого, заметив, что с учетом (8) имеют место соотношения

$$\begin{aligned} N_1^2(\tau) - N_2^2(\tau) &= N_0^2 N(\tau), \\ n_1^2(\tau) - n_2^2(\tau) &= N_0^2 n(\tau), \end{aligned} \quad (24)$$

получим замкнутую систему уравнений для определения $G(\tau) = N_1^2(\tau) + N_2^2(\tau)$ и $g(\tau) = n_1^2(\tau) + n_2^2(\tau)$. Поскольку наибольшее влияние эффекта корреляции обнаруживается при $\tau = \tau_L$, будем интересоваться поведением средних квадратов чисел квантов волн на выходе из слоя. Применяя ту же процедуру, что и ранее, получим для определения $Q(\tau_L) = (1/2)(1 + \langle g(\tau_L) \rangle / N_0^2)$ систему обыкновенных дифференциальных уравнений 20-го порядка.

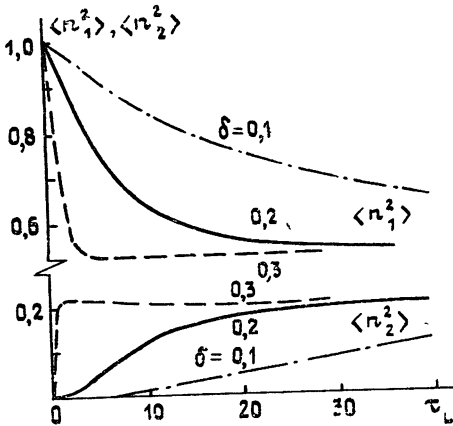


Рис. 1.

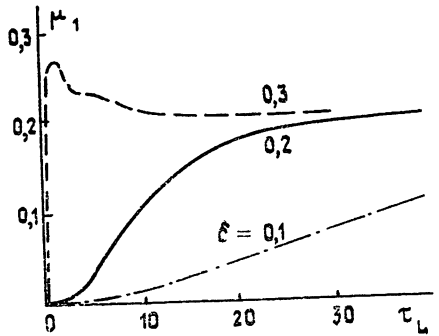


Рис. 2.

Результаты численного расчета этой системы представлены на рис. 1, 2. На рис. 1 показаны зависимости $\langle n_1^2(\tau_L) \rangle / N_0^2$ и $\langle n_2^2(\tau_L) \rangle / N_0^2$ для нескольких значений δ . Видно, что для толстого слоя эти величины практически постоянны: $\langle n_1^2(\tau_L) \rangle / N_0^2 \rightarrow 8/15$, $\langle n_2^2(\tau_L) \rangle / N_0^2 \rightarrow 1/5$ при $\tau_L \rightarrow \infty$.

На рис. 2 изображена величина, характеризующая относительную флуктуацию интенсивности (коэффициент мерцаний) волны с частотой ω_1 : $\mu_1 = (\langle n_1^2 \rangle - \langle n_1 \rangle^2) / \langle n_1 \rangle^2$. Из рисунка видно, что флуктуации сначала растут, а затем стремятся к стационарному уровню $\mu_1(\tau_L \rightarrow \infty) = 1/5$. Причем этот уровень меньше, чем без учета кор-

реляции фаз волн [6] ($\mu_1(\infty) = 1/3$). Таким образом, система взаимодействующих волн в случайно-неоднородной среде становится менее стохастической, если фазы волн коррелированы. С этим согласуется также тот факт, что переход к чисто апериодическому типу решения (19), (20) происходит при наличии корреляции при меньших δ , чем в работе [6].

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС РАСПАДА

Для параметрического процесса распада можно провести аналогичные вычисления. В этом случае соотношение между частотами имеет вид

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_n,$$

а укороченные уравнения —

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dx} &= -i\beta_1 A_n A_2^* \exp[-i\psi(x)], & \frac{dB_1}{dx} &= -i\beta_1 B_n B_2^* \exp[i\psi(x)], \\ \frac{dA_2}{dx} &= -i\beta_2 A_n A_1^* \exp[-i\psi(x)], & \frac{dB_2}{dx} &= -i\beta_2 B_n B_1^* \exp[i\psi(x)] \end{aligned} \quad (25)$$

с краевыми условиями (5), (6). Здесь $\Delta k(x) = k_n(x) - k_1(x) - k_2(x)$.

Анализ показывает, что все энергетические характеристики такого процесса монотонно возрастают при любых δ . Причем точные решения для средних чисел квантов могут быть получены из (15), (16), (19), (20) заменой δ^2 на $-\delta^2$ ($\delta \rightarrow i\delta$).

В частности, при $\delta \ll 1$ для процессов распада получим

$$\frac{\langle N_1(\tau, \tau_L) \rangle}{N_0} \simeq \quad (26)$$

$$\simeq \frac{1}{2} \{ \exp[\delta^2(\tau_L - \tau)] + 1 \};$$

$$\frac{\langle n_1(\tau, \tau_L) \rangle}{N_0} \simeq \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{3} [2 \exp(2\delta^2 \tau) + \right. \quad (27)$$

$$\left. + \exp(-\delta^2 \tau)] \exp(\delta^2 \tau_L) + 1 \right\}.$$

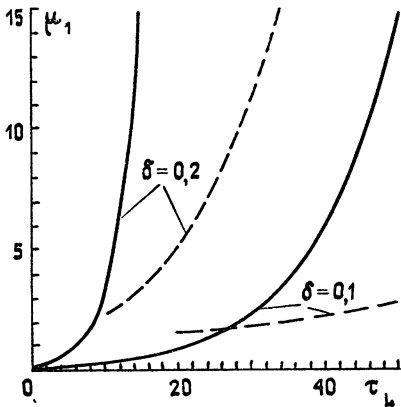


Рис. 3.

Из сравнения (26) и (27) видно, что у отраженной волны инкремент в два раза больше. Это обусловлено корреляцией фаз волн. Такое увеличение инкремента может оказаться практически важным в реальных средах.

Численные расчеты коэффициента мерцаний показывают более быстрый рост флуктуаций интенсивности, чем без корреляции. Это согласуется с тем фактом, что масштаб изменения моментов уменьшается. На рис. 3 сплошными линиями показан ход коэффициента мерцаний с учетом корреляции фаз волн, а штриховыми — без учета корреляции [6] для $\delta = 0,1$ и $\delta = 0,2$.

Авторы благодарны Е. Е. Бенедиктовой за проведение расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Wolf D. A. — IEEE Trans., 1971, AP-19, № 2, p. 254.
2. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 7, с. 1055.
3. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 7 с. 1064.
4. Виноградов А. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 10, с. 1584.
5. Тамойкин В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 3, с. 380.
6. Абрамович Б. С., Тамойкин В. В. — Физика плазмы, 1980, 6, № 3 с. 531.
7. Абрамович Б. С., Тамойкин В. В. — ЖЭТФ, 1980, 78, № 2, с. 458.
8. Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 10, с. 1163.
9. Кастн Дж., Калаба Р. Методы погружения в прикладной математике. — М.: Мир, 1976.
10. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1980.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
15 января 1981 г.

AN EFFECT OF PHASE CORRELATION ON PARAMETRIC WAVE INTERACTION IN A FLUCTUATING MEDIUM

V. G. Lapin, V. V. Tamoikin

The parametric wave interaction is considered in a layer of chaotically inhomogeneous medium with an ideally conducting mirror at one end. Equations have been derived and their solutions is investigated for average numbers and average quadrate of quantum numbers of interacting waves. It is shown that phase correlation of incident and reflected waves increases the increment (decrement) of average wave intensities. For the case of transformation with the frequency increase it leads to the absence of equal distribution between the average numbers of the wave quanta. Numerical solutions have been obtained for the scintillation coefficient from which it follows that the wave intensities fluctuate markedly weaker than in a layer of double depth in the absence of the mirror.

ГОТОВИТСЯ К ПУБЛИКАЦИИ

Обзор Я. Б. Зельдовича, Б. А. Маломеда

СЛОЖНЫЕ ВОЛНОВЫЕ РЕЖИМЫ В РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

(Радиофизика, № 6, 1982)

Работа посвящена описанию нестационарных и стационарных физических процессов в нелинейных распределенных неравновесных диссипативных системах и установлению частичной аналогии этих процессов с термодинамическими явлениями в равновесных неидеальных системах, а также математическому описанию соответствующих нелинейных волн с точки зрения теории распределенных динамических систем различного типа.
