нерезонансного спектра волн. Тогда как в нелинейных консервативных средах случайный разброс аналогичного параметра приводит лишь к затуханию амплитуд спектральных составляющих всех волн [4].

В заключение отметим, что явление конкуренции волн характерно и для других активных волновых систем и сред, например твердотельных [7] и газовых [8] усилителей и генераторов оптического диапазона, потоковой плазмы [5] и т. д., где оно, однако, обусловлено иными физическими причинами и, как правило, наблюдается для волн с близкими частотами. Исследованная здесь экспериментальная модель и подобные ей структуры, по-видимому, могут служить для целей физического моделирования волновых процессов в активных случайно-неоднородных средах, а также основой для построения принципиально новых устройств селективного преобразования спектра частот.

Автор признателен В. В. Тамойкину за ценные замечания, учтенные в работе, и Н. Г. Денисову за полезное обсуждение ее результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ахманов, А. С. Чиркин, Статистические явления в нелинейной оптике, изд. Моск. ун-та, 1971.
2. В. В. Тамойкин, С. М. Файнштейн, ЖЭТФ, **62**, № 1, 213 (1972); **63**, № 2 (1973).
3. Ю. К. Богатырев, С. М. Файнштейн, Изв. вузов — Радиофизика, **18**, № 6, 688 (1975).
4. Ю. К. Богатырев, С. М. Файнштейн, Н. П. Ямпурин, Радиотехника и электроника, **22**, № 9, 1866 (1977).
5. А. В. Гапонов, Л. А. Островский, М. И. Рабинович, Изв. вузов — Радиофизика, **13**, № 2, 163 (1970).
6. С. В. Кияшко, М. И. Рабинович, Изв. вузов — Радиофизика, **15**, № 12, 1806 (1972).
7. С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин, Оптика и спектроскопия, **21**, № 3, 386 (1966).
8. Ю. Л. Климонтович, П. С. Ланда, К. С. Ларионцев, ЖЭТФ, **52**, № 6, 1616 (1967).
9. Э. А. Капер, Изв. вузов — Радиофизика, **2**, № 6, 827 (1959)

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию 25 апреля 1979 г.

УДК 538.574

ОБ ЭФФЕКТЕ ОСЛАБЛЕНИЯ ПОЛЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ОТ БОЛЬШИХ ТЕЛ, ПОМЕЩЕННЫХ В СЛОЙ СО СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В. В. Тамойкин

Известно, что при обратном рассеянии от тел (малых по сравнению с длиной волны размеров), помещенных в слой с хаотическими неоднородностями, в некоторой достаточно узкой области углов наблюдения имеет место эффект усиления [1–3]. Физически это объясняется корреляцией прямой и обратной волн, прошедших одни и те же неоднородности. В настоящем сообщении нам хотелось бы обратить внимание на тот факт, что наличие корреляции параметров прошедших в прямом и обратном направлении волн при рассеянии от достаточно больших тел, имеющих бесконечный радиус кривизны в одном или двух измерениях, может приводить к эффекту ослабления поля обратного рассеяния.

Для простоты рассмотрим конкретную задачу о рассеянии плоской волны, падающей нормально на идеально проводящую бесконечно длинную пластинку шириной b, помещенную в слой с крупномасштабными случайными неоднородностями диэлектрической проницаемости ($kl \gg 1$, $k = k_0 \langle \varepsilon \rangle^{1/2}$, l — масштаб неоднородностей). В этом случае и при условии, что толщина неоднородного слоя L достаточно мала ($\lambda L \ll l^2$), можно учитывать лишь фазовые флуктуации в падающей волне, т. е. поле падающей волны единичной амплитуды в месте расположения пластинки ($z = L$) запишется в виде (см. рис. 1)

$$E_x \approx \exp[-ikL - is_1(x, y, L) + i\omega t], \qquad (1)$$

где

$$s_1(x, y, L) \approx \frac{k_0}{2\langle\varepsilon\rangle^{1/2}} \int_0^L \varepsilon_1(x, y, z)\, dz, \tag{2}$$

$|\varepsilon_1| \ll \langle\varepsilon\rangle$. ε_1 — случайные отклонения ε от своего среднего значения. Если считать $b \gg \lambda$, поверхностный ток, наводимый на поверхности пластинки, можно найти в приближении физической оптики [4]:

$$j_{\text{пов}\, x} = \frac{c}{2\pi} \langle\varepsilon\rangle^{1/2} E_x. \tag{3}$$

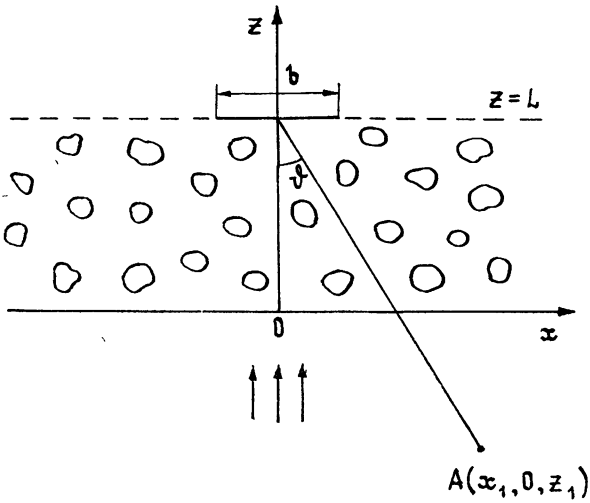

Рис. 1.

Поскольку значения поля, рассеянного пластиной, зависят от угла наблюдения лишь в плоскости xz, вычислим $\boldsymbol{E}$ в точке A с координатами x_1, 0, z_1 ($z_1 < 0$). Для этого можно воспользоваться теоремой взаимности следующим образом. Поместим в точке A точечный диполь с дипольным моментом $\boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}_0 \delta(x - x_1)\, \delta(y)\, \delta(z - z_1) e^{i\omega t}$ Тогда, если точка наблюдения расположена настолько далеко, что угловые размеры пластины $\vartheta_1 \approx b/R_0$ ($R_0 = \sqrt{x_1^2 + (z_1 - L)^2}$ — расстояние от пластины до точки наблюдения) меньше угла $\vartheta_2 \approx l/L$, под которым видна одна неоднородность в конце слоя из начала неоднородного слоя, рассеянное поле можно представить в виде

$$E(\boldsymbol{R}_0) = \frac{i\omega}{c^2} \cos\vartheta \int_S j_{\text{пов}\, x}(x, y) \frac{\exp[-ik\,|\boldsymbol{R}_0 - \boldsymbol{r}_{\text{пов}}| - is_2(\boldsymbol{r}_{\text{пов}})]}{|\boldsymbol{R}_0 - \boldsymbol{r}_{\text{пов}}|}\, dxdy; \tag{4}$$

$$\sin\vartheta = x_1/R_0, \quad \boldsymbol{r}_{\text{пов}} = \boldsymbol{r}_{\text{пов}}(x, y, L),$$
$$s_2(\boldsymbol{r}_{\text{пов}}) \approx \frac{k_0}{2\langle\varepsilon\rangle^{1/2}\cos\vartheta} \int_0^L \varepsilon_1(x\cos\vartheta - z\sin\vartheta,\ y,\ z\cos\vartheta + x\sin\vartheta)\, dz. \tag{5}$$

Используя неравенство $R_0 \gg b$, после несложных преобразований имеем

$$E(\boldsymbol{R}_0) \approx \frac{ik\cos\vartheta}{2\pi R_0} \exp[-ik(L + R_0)] \iint_{-\infty}^{\infty} K(x) \times$$
$$\times \exp\left[ikx\sin\vartheta - ik\frac{x^2\cos^2\vartheta + y^2}{2R_0} - is(x, y)\right] dxdy, \tag{6}$$

где

$$s(x, y) = s_1(x, y, L) + s_2(\boldsymbol{r}_{\text{пов}}),$$

$$K(x) = \begin{cases} 1, & -b/2 \leqslant x \leqslant b/2 \\ 0, & x < -b/2,\ x > b/2 \end{cases}. \tag{7}$$

Возводя (7) в квадрат, усредняя и переходя к выражению для сечения рассеяния $\sigma(\vartheta) = 4\pi R_0^2 \langle |E|^2 \rangle$, получим

$$\sigma(\vartheta) = \frac{k^2\cos^2\vartheta}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dx_1\,dx_2\,dy_1\,dy_2\,K(x_1)K(x_2)\,\exp\Big[ik(x_1-x_2)\sin\vartheta - \\ -\frac{ik\cos^2\vartheta}{2R_0}\left(x_1^2-x_2^2\right)-\frac{ik}{2R_0}\left(y_1^2-y_2^2\right)-\frac{1}{2}D_s(x_1,x_2,y_1,y_2)\Big], \tag{8}$$

где структурная функция флуктуаций фазы

$$D_s = \langle [s_1(x_1,y_1)+s_2(x_1,y_1)-s_1(x_2,y_2)-s_2(x_2,y_2)]^2\rangle .$$

В общем виде выражение (8) довольно громоздкое, однако его можно существенно упростить, если положить, что размеры пластинки малы по сравнению с толщиной неоднородного слоя:

$$b \ll L, \tag{9}$$

и рассматривать наиболее интересный случай сильных фазовых флуктуаций*:

$$\langle s_1^2\rangle \approx \frac{\sqrt{\pi}\,k_0^2 Ll\langle \varepsilon_1^2\rangle}{4\langle\varepsilon\rangle} \gg 1. \tag{10}$$

При этом

$$\sigma(\vartheta) \approx 2kR_0\cos^2\vartheta\iint_{-\infty}^{\infty} d\xi\,dx\,K\left(x+\frac{\xi}{2}\right)K\left(x-\frac{\xi}{2}\right)\times \\ \times\exp\left[ik\xi\sin\vartheta-\frac{ik\cos^2\vartheta}{R_0}\xi x-\frac{\xi^2}{l_E^2}(1+p(\vartheta))\right], \tag{11}$$

где $l_E = l\cos\vartheta/2/\langle s_1^2\rangle^{1/2}$ — масштаб корреляции комплексного поля,

$$p(\vartheta) = 1-\frac{1}{2}\operatorname{tg}^2\vartheta+\frac{1}{\cos\vartheta\, L}\int_0^L\exp\left(-\frac{z^2\vartheta^2}{l^2}\right)dz. \tag{12}$$

Интеграл по ξ вычисляется элементарно Если положить кроме того, что точка наблюдения расположена в зоне Фраунгофера,

$$\frac{kl_E^{\text{эфф}}(\vartheta)\,b}{R_0} \ll 1, \qquad kl_E^{\text{эфф}}(\vartheta) \gg 1, \qquad b \gg l_E^{\text{эфф}}(\vartheta); \tag{13}$$

$$l_E^{\text{эфф}}(\vartheta) = l_E(1+p(\vartheta))^{-1/2} \approx \begin{cases} l_L/\sqrt{2}, & L \ll l/\vartheta \\ l_E, & L \gg l/\vartheta \end{cases}, \tag{14}$$

то окончательно получаем

$$\sigma(\vartheta) \approx 2\sqrt{\pi}\,R_0 kb l_E^{\text{эфф}}(\vartheta)\exp\left[-\frac{1}{4}k^2 l_E^{\text{эфф}^2}(\vartheta)\,\vartheta^2\right]. \tag{15}$$

Из (15) видно, что диаграмма рассеянного излучения определяется произведением двух функций — $l_E^{\text{эфф}}(\vartheta)$ и $\exp\left[-\frac{1}{4}k^2 l_E^{\text{эфф}^2}(\vartheta)\,\vartheta^2\right]$. Если $\vartheta_1 = 2/kl_E^{\text{эфф}}$ (ϑ_1 по существу равно среднеквадратичному значению флуктуаций угла прихода) превышает $\vartheta_2 \approx l/L$, то диаграмма рассеяния носит двугорбый характер Характерная ширина этого провала в диаграмме по порядку величины равна $\vartheta_2 \approx l/L$ Таким образом, из-за корреляции фазовых флуктуаций в падающей и обратно рассеянной волнах величина $\langle s^2\rangle$ возрастает, что приводит к уменьшению $l_E^{\text{эфф}}(\vartheta)$ в узкой области углов наблюдения, а следо-

---

* Для простоты предполагалось также, что функция корреляции флуктуаций ε имеет гауссов вид

$$\Gamma_\varepsilon(\xi,\eta) = \langle\varepsilon_1(x,y)\,\varepsilon_1(x+\xi,\,y+\eta)\rangle = \langle\varepsilon_1^2\rangle\exp\left(-\frac{\xi^2+\eta^2}{l^2}\right).$$

вательно, и $\sigma(\vartheta)$. Ясно, что эффект ослабления (в отличие от усиления при рассеянии от малых тел) должен иметь место для любых достаточно больших тел, имеющих квазиплоские площадки в одном или двух измерениях, при условиях, что 1) угол рассеяния на одной неоднородности мал по сравнению с «угловыми» размерами одной неоднородности (зоны геометрической оптики), $\lambda/l \ll l/L$, 2) фазовые флуктуации велики, $\langle s^2 \rangle \gg 1$, 3) точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера, $\lambda R_0 \gg bl_E$. Этот факт не был ранее замечен в работе автора [5], что привело к ошибочной формуле для $\sigma(\vartheta)$. Кстати, в протяженной среде неравенство 1) может нарушаться, и решение этой задачи представляет самостоятельный интерес Заметим только, что из общих физических соображений следует, что при $\lambda L \gg l^2$ должно происходить «замазывание» эффекта, так как при $\lambda L \gg l^2$ характерный угол рассеяния на одной неоднородности λ/l велик по сравнению с углом корреляции фазовых флуктуаций в прямом и обратном направлениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Виноградов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский, Изв. вузов — Радиофизика, **16**, № 7, 1064 (1973).
2. А. Г. Виноградов, Изв. вузов — Радиофизика, **17**, № 10, 1584 (1974).
3. А. Г. Виноградов, Диссертация, ИФА АН СССР, М, 1974
4. П. Я. Уфимцев, Метод краевых волн в физической теории дифракции, изд. Сов. радио, М., 1962.
5 В. В. Тамойкин, Изв. вузов — Радиофизика, **9**, № 6, 1124 (1966).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 11 марта 1979 г.

УДК 533 951

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ОГРАНИЧЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ПЛАЗМОЙ

Н. И. Айзацкий, В. А. Балакирев, А. П. Толстолужский

Для повышения эффективности взаимодействия пучка с плазменной волной необходимо обеспечить длительный синхронизм между ними. Как известно, этого можно добиться путем изменения параметров плазменной системы, например плотности плазмы или напряженности внешнего магнитного поля, таким образом, чтобы фазовая скорость волны вдоль движения пучка уменьшалась [1–3].

В данной работе обращается внимание на то, что самовоздействие ВЧ волны, обусловленное перераспределением плотности плазмы под действием силы ВЧ давления, может приводить к повышению эффективности преобразования энергии пучка в энергию ВЧ волны С физической точки зрения это связано с тем, что в результате действия силы ВЧ давления нарастающей волны в плазме возникнет неоднородность плотности со спадающим вдоль направления движения пучка профилем. Такая неоднородность приведет к уменьшению фазовой скорости волны, что, в свою очередь, может привести к улучшению синхронизма между сгустками пучка и волной.

Рассмотрим цилиндрический плазменный волновод радиуса a с холодными ионами и горячими электронами ($T_e \gg T_i$), окруженный проводящим кожухом такого же радиуса Пусть вдоль оси такого волновода движется тонкий моноэнергетический пучок электронов радиуса b ($b \ll a$) Система помещена в сильное магнитное поле, так что электроны пучка и плазмы можно считать замагниченными.

Электрическое поле возбуждаемой волны плазменного волновода можно представить в виде [3]

$$E_z = A(z)\cos(kz - \omega t + \varphi(z))\, J_0\left(\lambda \frac{r}{a}\right), \tag{1}$$

где $A(z)$ и $\varphi(z)$ — медленно меняющиеся амплитуда и фаза волны, $k = \sqrt{\dfrac{\omega^2}{c^2} + \dfrac{\lambda^2\omega^2}{a^2\left(\omega_p^2 - \omega^2\right)}} = \dfrac{\omega}{V_0}$ — продольное волновое число, V_0 — скорость пучка, $\lambda = 2{,}4$ — первый корень функции Бесселя $J_0(x)$. Тогда систему уравнений, описывающую процесс стационарного усиления ВЧ волны электронным пучком с учетом самовоздействия волны, можно записать следующим образом.