УДК 621.371.562.4

В. А. ЕЛИСЕЕВНИН

ВЛИЯНИЕ АПЕРТУРЫ ПРИЕМНОГО УСТРОЙСТВА НА ФЛУКТУАЦИИ ВОЛН РАЗЛИЧНОЙ ЧАСТОТЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

Влияние апертуры приемного устройства на флуктуации волн различной частоты, распространяющихся в среде со случайными неоднородностями, исследовалось в работах [1, 2]. Рассматриваемая в них среда являлась статистически однородной и для флуктуаций ее показателя преломления принимался гауссов закон корреляции. Ниже приводятся результаты расчетов, учитывающих влияние апертуры приемного устройства на флуктуации волн различной частоты, распространяющихся в локально однородной изотропной среде, каковой, например, может считаться турбулентная атмосфера. Задача решается аналогично случаю волны одной частоты, распространяющейся в турбулентной среде [3].

Две плоские монохроматические волны с волновыми числами $k_1=k_0(1-\delta)$ и $k_2=k_0(1+\delta)$ распространяются в изотропной турбулентной среде. Величина $\delta=\dfrac{\Delta k}{2k_0}$, где $\Delta k=k_2-k_1$ определяет частотный разнос распространяющихся волн. Предполагается, что неоднородности среды крупномасштабны, структурная функция показателя преломления такой среды подчиняется закону двух третей Колмогорова—Обухова и ее трехмерная спектральная плотность описывается выражением

$$\Phi_n(\varkappa)=0{,}033C_n^2\varkappa^{-11/3}e^{-\varkappa^2/\varkappa_m^2}, \tag{1}$$

где C_n^2 — структурная постоянная показателя преломления среды, $\varkappa$ — пространственное волновое число, а $\varkappa_m$ — его максимальное значение.

В точке приема расположено приемное устройство с линзой (или зеркалом антенны), ориентированной перпендикулярно направлению распространяющихся волн. Ниже рассчитывается изменение взаимных флуктуаций интенсивности волн различных частот в фокусе линзы в зависимости от ее радиуса.

Обозначим интенсивность волны частоты ω_i $(i=1,\ 2)$ в точке поля $(y,\ z)$ через $I_i(y,\ z)$. Ее флуктуации определяются выражением $I_1(y,\ z)-\overline{I_1(y,\ z)}$ и полный поток энергии через объектив приемного устройства равен

$$p_i=\iint\limits_s I_i(y,z)\,dydz, \tag{2}$$

где s — площадь объектива. Черта сверху означает усреднение по ансамблю. Взаимная корреляция флуктуаций двух потоков энергии частот ω_1 и ω_2 через один и тот же объектив приемного устройства с площадью s выразится:

$$\overline{p_1'p_2'}=\overline{(p_1-\overline{p_1})(p_2-\overline{p_2})}=\iint\limits_s\iint\limits_s\overline{[I_1(y',z')-\overline{I_1(y',z')}][I_2(y'',z'')-\overline{I_2(y'',z'')}]}\times$$

$$\times\,dy'dz'dy''dz''=\iint\limits_s\iint\limits_s B_{I_1I_2}(y'-y'',z'-z'')\,dy'dz'dy''dz'', \tag{3}$$

где частотная корреляционная функция флуктуаций интенсивности $B_{I_1I_2}$ зависит лишь от расстояния между точками $(y',\ z')$ и $(y'',\ z'')$.

Далее, согласно [3], введем функцию $F(x,\ y)$, равную нулю вне поверхности объектива и единице на его поверхности, что дает возможность заменить конечные пределы в интегралах последнего выражения на бесконечные. Вводя также новые переменные интегрирования $y=y'-y''$ и $z=z'-z''$, последнее выражение можно записать в виде

$$\overline{p_1'p_2'} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int B_{I_1I_2}(y, z)\, dydz \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int F(y, z)\, F(y' - y, z' - z)\, dy'dz' =$$

$$= \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int B_{I_1I_2}(y, z)\, K(y, z)\, dydz. \qquad (4)$$

В случае, когда апертура приемного устройства представляет собой круг радиуса R, функция $K(y, z)$ согласно [3] принимает вид

$$K(y, z) = K(\rho) = \begin{cases} 2R^2 \left(\arccos \dfrac{\rho}{2R} - \dfrac{\rho}{2R}\sqrt{1 - \dfrac{\rho^2}{4R^2}}\right) & \rho < 2R \\ 0 & \rho > 2R \end{cases} \qquad (5)$$

и формула (4) может быть записана в виде

$$\overline{p_1'p_2'} = 4\pi R \int\limits_0^{2R} B_{I_1I_2}(\rho) \left(\arccos \frac{\rho}{2R} - \frac{\rho}{2R}\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{4R^2}}\right) \rho d\rho. \qquad (6)$$

Если размеры апертуры приемного устройства много меньше радиуса корреляции флуктуаций волнового поля, то полный поток энергии через апертуру флуктуирует так же, как и интенсивность. В этом случае $B_{I_1I_2}(\rho)$ приблизительно равна $B_{I_1I_2}(0)$, ее можно вынести из-под знака интеграла и

$$(\overline{p_1'p_2'})_{R=0} = (\pi R^2)^2 B_{I_1I_2}(0). \qquad (7)$$

Усредняющее действие объектива на флуктуации потоков энергии различных частот характеризуется функцией, показывающей, во сколько раз относительные флуктуации потоков энергии разных частот через объектив радиуса R меньше, чем для точечного объектива

$$G_{12}(R) = \frac{\overline{p_1'p_2'}}{(\overline{p_1'p_2'})_{R=0}} = \frac{4}{\pi R^2} \int\limits_0^{2R} \frac{B_{I_1I_2}(\rho)}{B_{I_1I_2}(0)} \left(\arccos \frac{\rho}{2R} - \frac{\rho}{2R}\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{4R^2}}\right) \rho d\rho. \qquad (8)$$

Предполагая, что интенсивность каждой из волн распределена по нормальному закону, определим выражение

$$\frac{B_{I_1I_2}(\rho)}{B_{I_1I_2}(0)} = \frac{\overline{[I_1(y', z') - \bar{I}_1][I_2(y'', z'') - \bar{I}_2]}}{\overline{[I_1(0) - \bar{I}_1][I_2(0) - \bar{I}_2]}} =$$

$$= \frac{\overline{I_1(y', z')\, I_2(y'', z'')} - \bar{I}_1\bar{I}_2}{\overline{I_1(0)\, I_2(0)} - \bar{I}_1\bar{I}_2} = \frac{e^{4\overline{\chi_1(y', z')\,\chi_2(y'', z'')}} - 1}{e^{4\overline{\chi_1(0)\chi_2(0)}} - 1}, \qquad (9)$$

где

$$\overline{I_1(y', z')\, I_2(y'', z'')} = I_{01}I_{02}\overline{e^{2\chi_1(y', z') + 2\chi_2(y'', z'')}} = I_{01}I_{02}e^{1/2\overline{[2\chi_1(y', z') + 2\chi_2(y'', z'')]^2}} =$$

$$= I_{01}I_{02}e^{2[\bar{\chi}_1^2 + \bar{\chi}_2^2 + 2\overline{\chi_1(y', z')\,\chi_2(y'', z'')}]},$$

$$\overline{I_1(0)\, I_2(0)} = I_{01}I_{02}e^{2[\bar{\chi}_1^2 + \bar{\chi}_2^2 + 2\overline{\chi_1(0)\chi_2(0)}]}$$

и I_{0i} $(i = 1, 2)$ — интенсивность невозмущенной волны частоты ω_i, χ_i — флуктуации уровня амплитуды волны частоты ω_i.

В случае слабых флуктуаций волнового поля, рассмотрением которого мы и ограничиваемся, $\chi_1\chi_2 \ll 1$. Тогда приближенно можно считать

$$\frac{B_{I_1I_2}(\rho)}{B_{I_1I_2}(0)} = \frac{\overline{\chi_1(y', z')\,\chi_2(y'', z'')}}{\overline{\chi_1(0)\,\chi_2(0)}} = \frac{B_{\chi_1\chi_2}(\rho)}{B_{\chi_1\chi_2}(0)} = \frac{b_{\chi_1\chi_2}(\rho)}{b_{\chi_1\chi_2}(0)}, \tag{10}$$

где $b_{\varkappa_1\varkappa_2}(\rho)$ — нормированный поперечный коэффициент частотной корреляции флуктуаций уровня амплитуды, расчет которого для рассматриваемого нами случая изотропной турбулентной среды приводится в работах [3, 4]. В обозначениях, принятых в настоящей работе, он описывается выражениями

$$b_{\chi_1\chi_2}(\rho) = \frac{B_{\chi_1\chi_2}(\rho)}{\sqrt{B_{\chi_1}(0)\,B_{\chi_2}(0)}} =$$

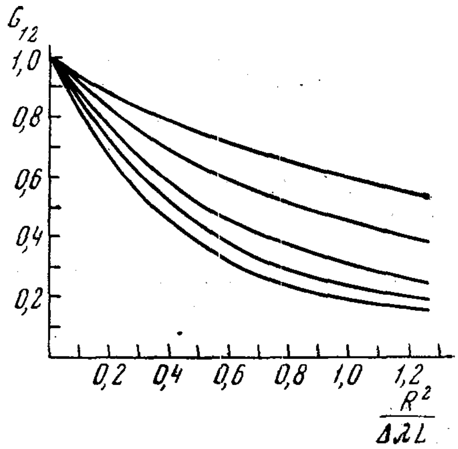
$$= \frac{\delta^{5/6}\,\mathrm{Re}\left[i^{11/6}\,{}_1F_1\left(-\frac{11}{6}, 1, \frac{ig(1-\delta^2)}{D\delta}\right)\right] - \mathrm{Re}\left[i^{17/6}\,{}_1F_1\left(-\frac{11}{6}, 1, \frac{ig(1-\delta)^2}{D}\right)\right]}{(1-\delta^2)^{5/12}\sin\frac{\pi}{12}}$$

и

$$b_{\chi_1\chi_2}(0) = \frac{1-\delta^{5/6}}{(1-\delta^2)^{5/12}}, \tag{11}$$

где i — мнимая единица, D — волновой параметр,

$g = \frac{\chi_m^2\rho^2}{4}$, ${}_1F_1$—вырожденная гипергеометрическая функция.



Подставляя их в формулы (10) и далее в (8) и решая численно получающееся выражение, получаем зависимость $G_{12}\left(\frac{R^2}{\Delta\lambda L}\right)$, представленную графически на рисунке для нескольких частных значений параметра δ (L — расстояние между передатчиком и приемником излучения, $\Delta\lambda = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахарева М. Ф. «Радиотехника и электроника», № 10, 1961.
2. Алимов В. А., Ерухимов Л. М. «Изв. вузов», радиофизика, № 5, 1967.
3. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
4. Татарский В. И., Жукова Л. Н. ДАН СССР, 124, № 3, 1959.

Поступила в редакцию
17.9 1968 г.

Кафедра
океанологии

УДК 621.378.325

Э. В. ПОГОРЕЛОВА

К НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ОПТИЧЕСКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Теории полупроводникового лазера с оптическим возбуждением посвящены работы [1, 2, 3, 4]. В них расчет полупроводникового лазера выполнен на основе анализа уравнений для квазиуровней Ферми. Недостатком такой теории является, во-первых, неполная информация, поскольку балансовые уравнения не содержат фазовой харак-