

УДК 537.86:519.2

ВРЕМЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ И ВЕРОЯТНОСТНАЯ СТРУКТУРА ИНТЕНСИВНОСТИ СЛУЧАЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

В. И. Хименко,

доктор техн. наук, профессор

Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения

Основные характеристики временной когерентности оптического излучения рассмотрены с позиций спектрально-корреляционной теории случайных функций. Показаны новые результаты по исследованию «тонкой» вероятностной структуры интенсивности излучений.

Ключевые слова — когерентность, случайные поля, характеристики выбросов, фазовые траектории, фазовые портреты.

Введение

В оптике вопросы когерентности, по-видимому, можно отнести к классу наиболее распространенных и наиболее изученных (см., например, [1–5] и библиографию [2, 4]). В той или иной мере свойства когерентности рассматриваются (или используются) в подавляющем большинстве работ, относящихся к линейной оптике, спектроскопии, голографии, радио- и оптической интерферометрии. Однако, несмотря на это, постоянное усложнение решаемых задач, развитие статистической радиооптики и внедрение оптических методов обработки в системы дистанционного зондирования, системы связи, локации и навигации требуют повышения информативности оптических измерений, а следовательно, и дополнительных, более детальных исследований вероятностной структуры колебательных и волновых процессов.

Цель данной работы — выделить наиболее важные (с точки зрения обработки информации) характеристики временной когерентности оптических излучений и выполнить исследования взаимосвязи таких характеристик с «тонкой» вероятностной структурой интенсивности излучения. Подобная взаимосвязь позволяет получать дополнительную информацию о свойствах оптических полей при обнаружении, классификации и оценке параметров излучений.

Временная когерентность излучения

Традиционное рассмотрение вопросов когерентности в оптике [2–6], как правило, опирает-

ся на анализ интерференционных эффектов. Вместе с тем ясно, что свойства когерентности излучений и явления интерференции — это вполне самостоятельные вопросы и во многих задачах обработки информации их удобнее рассматривать раздельно.

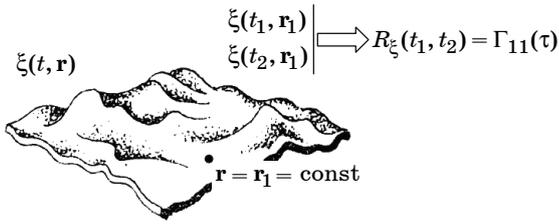
Предположим, что $\xi(t, \mathbf{r}) \equiv \xi(t, x, y, z)$ — случайное оптическое поле, являющееся функцией времени t и координат (x, y, z) пространства \mathbf{r} . Для простоты будем считать, что это поле является скалярным, обладает свойством стационарности и имеет математическое ожидание $m_\xi(t, \mathbf{r}) = M\{\xi(t, \mathbf{r})\} = 0$. Если рассматривать такое поле в некоторой фиксированной точке пространства $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$, то $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ при $\mathbf{r}_1 = \text{const}$ будет случайной функцией времени, т. е. случайным процессом. Для действительных стационарных случайных процессов $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ при описании взаимосвязи между значениями $\xi(t_1, \mathbf{r}_1)$ и $\xi(t_2, \mathbf{r}_1)$ в два различных момента времени t_1 и t_2 можно воспользоваться структурной функцией

$$B_{11}(\tau) = B_\xi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \tau) = M\left\{\left[\xi(t_1, \mathbf{r}_1) + \xi(t_2, \mathbf{r}_1)\right]^2\right\},$$

$$\tau = |t_2 - t_1|. \quad (1)$$

При стационарности процесса $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ выполняются равенства $M\{\xi^2(t_1, \mathbf{r}_1)\} = M\{\xi^2(t_2, \mathbf{r}_1)\} = M\{\xi^2(t, \mathbf{r}_1)\}$ и, следовательно, с учетом $M\{\xi(t, \mathbf{r}_1)\} = 0$ для функции (1) будет справедливо

$$B_{11}(\tau) = 2\sigma_\xi^2 \left[1 + \Gamma_{11}(\tau)/\Gamma_{11}(0)\right] = 2\sigma_\xi^2 \left[1 + \gamma_{11}(\tau)\right]. \quad (2)$$



■ **Рис. 1.** Определение временной когерентности или функции собственной когерентности излучения

Выражение

$$\Gamma_{11}(\tau) = M \{ \xi(t_1, \mathbf{r}_1) \xi(t_2, \mathbf{r}_1) \} = \sigma_\xi^2 \gamma_{11}(\tau) \quad (3)$$

соответствует здесь определению [1–5] функции временной когерентности излучения, $\gamma_{11}(\tau)$ — степени временной когерентности, а $\sigma_\xi^2 = \Gamma_{11}(0)$ характеризует дисперсию случайного процесса $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ или среднюю интенсивность оптического поля $\xi(t, \mathbf{r})$ в выбранной точке пространства $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$.

Из формулы (3) легко заметить, что функция $\Gamma_{11}(\tau)$ по своей сути является корреляционной функцией $R_\xi(t_1, t_2)$ процесса $\xi(t, \mathbf{r}_1)$, и именно поэтому свойства когерентности оптических излучений (когда это представляется более удобным) могут описываться в привычных для задач обработки информации терминах спектрально-корреляционной теории (рис. 1).

Временная когерентность интенсивности излучения

В оптическом диапазоне мгновенные значения поля $\xi(t, \mathbf{r})$, как правило, не поддаются непосредственным измерениям, и свойства $\xi(t, \mathbf{r})$ приходится оценивать по изменениям параметров интенсивности $I(t, \mathbf{r})$.

По аналогии с выражением (3) запишем для интенсивности оптического поля $\xi(t, \mathbf{r})$ в точке $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$ функцию временной когерентности

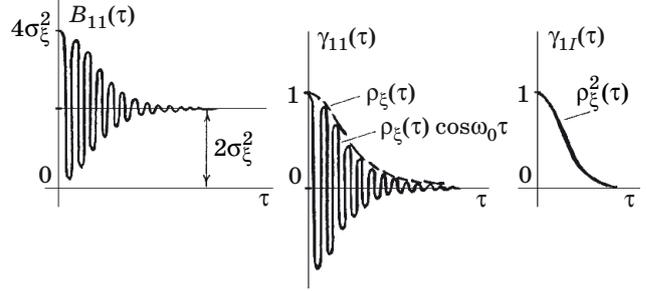
$$\Gamma_{II}(\tau) = \Gamma_I(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \tau) = M \{ I(t_1, \mathbf{r}_1) I(t_2, \mathbf{r}_1) \} - M^2 \{ I(t, \mathbf{r}_1) \}. \quad (4)$$

Для определенности будем считать, что излучение является квазимонохроматическим и его временные флуктуации описываются простой и наиболее распространенной на практике моделью [7–9]

$$\xi(t, \mathbf{r}_1) = A(t, \mathbf{r}_1) \cos [\omega_0 t + \varphi(t, \mathbf{r}_1)], \quad (5)$$

в которой мгновенные значения $\xi(t, \mathbf{r})$ характеризуются гауссовым распределением, а огибающая $A(t, \mathbf{r})$ и фаза $\varphi(t, \mathbf{r})$ имеют соответственно распределение Рэлея и равномерное распределение:

$$p_\xi(\xi) = \frac{1}{\sigma_\xi \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{\xi^2}{2\sigma_\xi^2} \right), \quad \xi \in (-\infty, \infty);$$



■ **Рис. 2.** Характерный вид структурной функции $B_{11}(\tau)$ оптического излучения $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ и степени временной когерентности $\gamma_{11}(\tau)$ и $\gamma_{II}(\tau)$ для значений случайного поля $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ и значений его интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$

$$p_A(A) = \frac{A}{\sigma_\xi^2} \exp \left(-\frac{A^2}{2\sigma_\xi^2} \right), \quad A \in (0, \infty);$$

$$p_\varphi(\varphi) = \frac{1}{2\pi}, \quad \varphi \in [-\pi, \pi]. \quad (6)$$

Для такой модели функцию когерентности $\Gamma_{11}(\tau)$ удобно представить в виде

$$\Gamma_{11}(\tau) = \Gamma_{11}(0) \gamma_{11}(\tau) = \Gamma_{11}(0) \rho_\xi(\tau) \cos \omega_0 \tau, \quad \Gamma_{11}(0) = \sigma_\xi^2, \quad (7)$$

где ω_0 — средняя частота излучения, а $\rho_\xi(\tau)$ — некоторая медленно изменяющаяся (по сравнению с $\cos \omega_0 \tau$) функция, зависящая от формы спектральной плотности излучения $\xi(t, \mathbf{r})$.

Результаты (3)–(7), в соответствии с определением $I(t, \mathbf{r}_1) = \frac{1}{2} A^2(t, \mathbf{r}_1)$, позволяют по общим правилам функциональных преобразований найти простую взаимосвязь функций когерентности (7) излучений $\xi(t, \mathbf{r})$ и функций когерентности (4) интенсивности $I(t, \mathbf{r})$ рассматриваемых оптических излучений:

$$\Gamma_{II}(\tau) = \Gamma_{II}(0) \gamma_{II}(\tau) = \sigma_\xi^4 \rho_\xi^2(\tau), \quad \gamma_{II}(\tau) = \gamma_I(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \tau). \quad (8)$$

Степень временной когерентности $\gamma_{II}(\tau)$ интенсивности $I(t, \mathbf{r})$ определяется в данном случае (рис. 2) лишь формой функции $\rho_\xi(\tau)$. При переходе от анализа мгновенных значений $\xi(t, \mathbf{r})$ к анализу интенсивности излучения $I(t, \mathbf{r})$ и измерениям $\Gamma_{II}(\tau)$ теряется информация о фазе $\varphi(t, \mathbf{r})$ и средней частоте ω_0 процесса (5).

Вероятностный анализ интенсивности излучения

По существу, характеристики интенсивности — это основные характеристики, на которые реагируют все приемники оптического излуче-

ния. Оптимизация алгоритмов приема и оптимизация последетекторной обработки существенно зависят при этом от полноты априорных данных о вероятностной структуре интенсивности $I(t, \mathbf{r})$ исследуемого случайного поля $\xi(t, \mathbf{r})$.

Если оптическое излучение $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ в некоторой выбранной точке пространства $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$ описывается моделью (5)–(7), то хорошо известно [7–9], что интенсивность $I(t, \mathbf{r}_1)$ будет характеризоваться здесь экспоненциальной плотностью вероятностей (рис. 3)

$$p_I(I) = \sigma_\xi^{-2} \exp(-I\sigma_\xi^{-2}),$$

$$I = I(t, \mathbf{r}_1) \in (0, \infty). \quad (9)$$

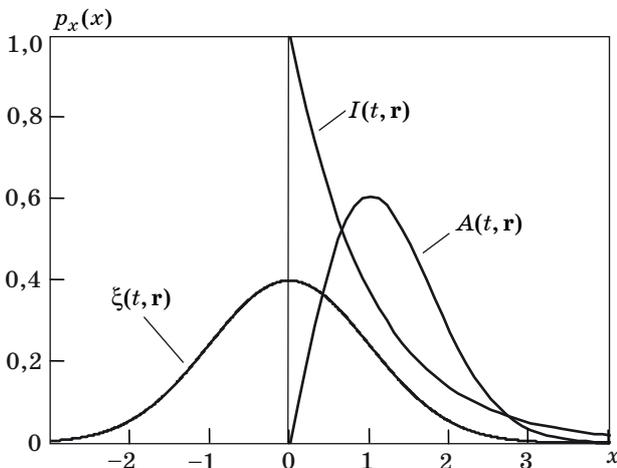
Математическое ожидание и дисперсия такого распределения выражаются через параметр σ_ξ^2 :

$$m_I = M\{I(t, \mathbf{r}_1)\} = \sigma_\xi^2,$$

$$\sigma_I^2 = M\{[I(t, \mathbf{r}_1) - m_I]^2\} = \sigma_\xi^4. \quad (10)$$

Таким образом, при $m_\xi(t, \mathbf{r}) = M\{\xi(t, \mathbf{r}_1)\} = 0$ все основные свойства распределений (6) и (9) зависят лишь от σ_ξ^2 и, следовательно, для описания одномерных характеристик процессов $\xi(t)$, $A(t)$, $\varphi(t)$ и $I(t)$ достаточно знать (или измерить) только среднее значение $m_I = \sigma_\xi^2$ интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$ излучения $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ в рассматриваемой области $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$.

Выделенные результаты (6), (9) и (3), (8) имеют одну важную особенность — они дают полное описание вероятностных свойств модели (5) на уровне корреляционной теории или теории когерентности излучений. Однако при более тонких исследованиях структуры случайных оптических полей этих результатов оказывается недостаточно.



■ Рис. 3. Одномерные плотности вероятностей для мгновенных значений оптического поля $\xi(t, \mathbf{r}_1)$, его огибающей $A(t, \mathbf{r}_1)$ и интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$ в точке пространства $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$ при $m_\xi = m_\xi(t, \mathbf{r}_1) = 0$ и дисперсии $\sigma_\xi^2 = 1$

Воспользуемся общей теорией выбросов случайных процессов [10, 11] и выполним вероятностный анализ характеристик типа «пересечений уровней» для интенсивности $I(t, \mathbf{r})$. Целесообразность такого анализа подтверждается тем, что характеристики превышений достаточно просто измеряются аппаратно, они физически наглядны и обладают высокой информативностью.

Предположим (рис. 4), что на некотором интервале времени $[t_0, t_0 + T]$ длительностью $T < \infty$ наблюдается реализация процесса $I(t, \mathbf{r}_1)$ при $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 = \text{const}$. Если в области изменения функции $I(t, \mathbf{r})$ выбрать некоторый произвольный, но фиксированный уровень H , то в моменты времени t_k , $k = 1, 2, \dots$, траектория $I(t, \mathbf{r}_1)$ будет пересекать этот заданный уровень, т. е. интенсивность $I(t, \mathbf{r}_1)$ излучения $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ будет превышать пороговое значение H . Моменты возникновения таких выбросов t_k , число выбросов $n^+(H, T)$ на интервале $[t_0, t_0 + T]$ и длительности отдельных выбросов $\tau^+(H)$ будут при этом случайными.

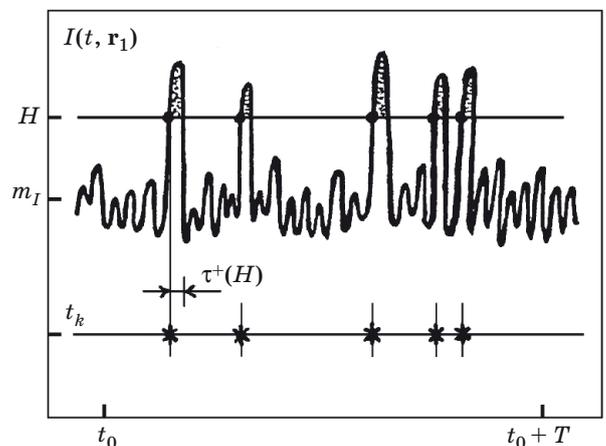
Среднее число положительных выбросов $N^+(H, T)$ будет здесь зависеть от порогового уровня H , длительности наблюдения T и вероятностных свойств интенсивности $I(t, \mathbf{r})$ рассматриваемого излучения $\xi(t, \mathbf{r})$. Общая формула для вычисления $N^+(H, T)$ в данном случае будет иметь вид

$$N^+(H, T) = M\{n^+(H, T)\} =$$

$$= \int_{t_0}^{t_0+T} dt \int_0^\infty I' p(H, I'; t) dI', \quad (11)$$

где $p(H, I'; t) = p(I(t, \mathbf{r}_1), I'(t, \mathbf{r}_1))|_{I=H}$ — совместная плотность вероятностей для значений интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$ и значений ее производной $I'(t, \mathbf{r}_1) = \partial I(t, \mathbf{r}_1)/\partial t$ в один и тот же момент времени t .

Предполагая, что исследуемое излучение $\xi(t, \mathbf{r})$ характеризуется функцией когерентности $\Gamma_{11}(\tau)$



■ Рис. 4. Выходы траектории случайного процесса $I(t, \mathbf{r}_1)$, $t \in [t_0, t_0 + T]$ за заданный уровень H

вида (7), для плотности вероятностей $p(I, I'; t)$ при экспоненциальном распределении значений $I(t, \mathbf{r}_1)$ получим [10]

$$p(I, I'; t) = p_I(I) \frac{1}{2\sqrt{2\pi\sigma_\xi^2 I(-\rho''_{\xi_0})}} \exp\left\{-\frac{(I')^2}{8I\sigma_\xi^2(-\rho''_{\xi_0})}\right\},$$

где $(-\rho''_{\xi_0}) = d^2\rho_\xi(\tau)/d\tau^2|_{\tau=0}$. Подставив эту плотность вероятностей в общую формулу (11) и выполнив интегрирование при $I = I(t, \mathbf{r}_1) = H$, найдем

$$\begin{aligned} N^+(H, T) &= T\sigma_\xi \left(\frac{2H(-\rho''_{\xi_0})}{\pi}\right)^{1/2} p_I(H) = \\ &= T \left(\frac{2H}{\pi\sigma_\xi^2}\right)^{1/2} (-\rho''_{\xi_0})^{1/2} \exp\left\{-\frac{H}{\sigma_\xi^2}\right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Параметр $-\rho''_{\xi_0}$ связан здесь со спектральными свойствами излучения $\xi(t, \mathbf{r})$, и для наглядности его можно представить в виде [10]

$$\begin{aligned} -\rho''_{\xi_0} &= \left(\int_0^\infty S_{11}(\omega) d\omega\right)^{-1} \int_0^\infty (\omega - \omega_0)^2 \times \\ &\times S_{11}(\omega) d\omega = \kappa^2 \Delta\omega_\vartheta^2, \end{aligned} \quad (13)$$

где $S_{11}(\omega) = \int_{-\infty}^\infty \Gamma_{11}(\tau) \exp(-j\omega\tau) d\tau$ — спектральная плотность оптического излучения $\xi(t, \mathbf{r}_1)$; параметр $\kappa = (-\rho''_{\xi_0})^{1/2} \Delta\omega_\vartheta^{-1}$ — коэффициент формы; $\Delta\omega_\vartheta$ — эффективная ширина спектральной плотности $S_{11}(\omega)$.

С учетом этого результирующая формула (12) для среднего числа выбросов интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$ примет окончательный вид

$$\begin{aligned} N^+(H, T) &= T \left(\frac{2h}{\pi}\right)^{1/2} \kappa \Delta\omega_\vartheta e^{-h}, \\ h &= H/\sigma_I > 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Если теперь воспользоваться экспоненциальным распределением и в соответствии с выражением (9) найти вероятность

$$P\{I(t, \mathbf{r}_1) > H\} = \int_H^\infty p_I(I) dI = \exp(-H/\sigma_I), \quad (15)$$

то несложно определить и среднюю длительность положительных выбросов функции $I(t, \mathbf{r}_1)$ над заданным уровнем H :

$$\begin{aligned} \bar{\tau}^+(H) &= \frac{P\{I(t, \mathbf{r}_1) > H\}}{N^+(H, 1)} = \left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2} \frac{1}{\kappa \Delta\omega_\vartheta}, \\ h &= \frac{H}{\sigma_I} > 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Полученные результаты (14)–(16) показывают простую функциональную связь характеристик выбросов интенсивности $I(t, \mathbf{r})$ с величиной порогового уровня H , коэффициентом формы κ и шириной $\Delta\omega_\vartheta$ спектральной плотности $S_{11}(\omega)$ исследуемого оптического излучения.

В целях конкретизации результатов на рис. 5, а показан характер изменения среднего числа выбросов $N^+(h, 1)$ реализации $I(t, \mathbf{r}_1)$, $t \in [0, T] = [0, 1]$ в зависимости от нормированного порогового уровня $h = H/\sigma_I$, где $\sigma_I = \sigma_\xi^2 = m_I$, для трех наиболее распространенных моделей нормированной функции когерентности (7):

$$\begin{aligned} \gamma_{11}(\tau) &= \rho_{\xi_i}(\tau) \cos \omega_0 \tau, \quad i = 1, 2, 3, \\ \rho_{\xi_1}(\tau) &= \frac{\sin(\Delta\omega_\vartheta \tau / 2)}{\Delta\omega_\vartheta \tau / 2}, \\ \rho_{\xi_2}(\tau) &= \exp\left(-\Delta\omega_\vartheta^2 \tau^2 / (4\pi)\right), \\ \rho_{\xi_3}(\tau) &= (1 + \alpha|\tau|) \exp(-\alpha|\tau|), \\ \alpha &= 2\Delta\omega_\vartheta / \pi. \end{aligned} \quad (17)$$

Эти модели соответствуют прямоугольной, гауссовой (или доплеровской) и лоренцевской (резонансной) формам спектральной плотности $S_{11}(\omega)$ оптического излучения $\xi(t, \mathbf{r})$. Согласно формуле (13) и определению

$$\Delta\omega_\vartheta = S_{11}^{-1}(\omega_0) \int_0^\infty S_{11}(\omega) d\omega, \quad (18)$$

для моделей (17) коэффициент формы κ_i спектральной плотности удовлетворяет условию $\kappa_1 < \kappa_2 < \kappa_3$ и соответственно

$$\kappa_1 = 1/\sqrt{12}, \quad \kappa_2 = 1/\sqrt{2\pi}, \quad \kappa_3 = 2/\pi.$$

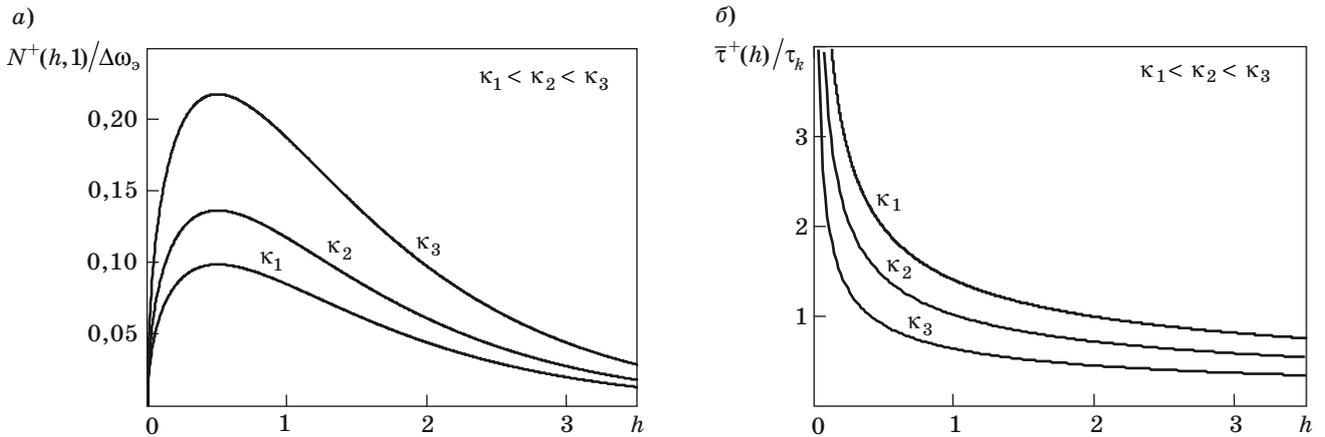
При рассмотрении средней длительности выбросов (16) значение $\bar{\tau}^+(H)$ для большей наглядности удобно сравнивать с длительностью интервала временной когерентности τ_k излучения. Если для τ_k использовать определение

$$\tau_k = \Gamma_{11}^{-1}(0) \int_0^\infty |\Gamma_{11}(\tau)| d\tau = \int_0^\infty |\gamma_{11}(\tau)| d\tau, \quad (19)$$

то, в соответствии с формулой (18), для параметров τ_k и $\Delta\omega_\vartheta$ будет выполняться соотношение $(2\pi)^{-1} \Delta\omega_\vartheta \tau_k = 1/2$. Выражение (16) для $\bar{\tau}^+(h)$ можно переписать при этом в виде

$$\bar{\tau}^+(h) = \left(\frac{1}{2\pi h}\right)^{1/2} \frac{1}{\kappa} \tau_k, \quad h > 0. \quad (20)$$

На рис. 5, б показан характер изменения относительной длительности выбросов $\bar{\tau}^+(h)/\tau_k$ интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$ в зависимости от нормиро-



■ Рис. 5. Характер изменения среднего числа выбросов $N^+(h, 1)$ (а) и относительной длительности выбросов $\bar{\tau}^+(h)/\tau_k$ (б) интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$ в зависимости от нормированного порогового уровня h при различной форме спектральной плотности $S_{11}(\omega)$ излучения

ванного порогового уровня $h = H/\sigma_I$ при трех различных функциях когерентности (17) или, что то же самое, трех различных формах спектральной плотности $S_{11}(\omega)$ оптического излучения $\xi(t, \mathbf{r}_1)$.

Результаты (14)–(16) и (20) достаточно полно отражают вероятностную структуру интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$ в области $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$. Они просты по своему виду, физически понятны и позволяют не только описать качественный характер поведения функции $I(t, \mathbf{r}_1)$, но и выполнить количественную оценку вероятностных характеристик интенсивности оптического излучения. В частности, из формул (14), (16) и рис. 5 видно, что увеличение ширины спектра $\Delta\omega_0$ и затягивание «хвостов» (возрастание коэффициента формы κ) спектральной плотности $S_{11}(\omega)$ излучения $\xi(t, \mathbf{r})$ всегда приводит к росту флуктуаций интенсивности $I(t, \mathbf{r})$, возрастанию среднего числа выбросов $N^+(h, 1)$ и уменьшению их средней длительности $\bar{\tau}^+(h)$ (за счет появления в спектре более высокочастотных составляющих). В другом частном, идеализированном, случае при уменьшении ширины спектра $\Delta\omega_0 \rightarrow 0$ излучение $\xi(t, \mathbf{r}_1)$ приближается к монохроматическому, флуктуации его интенсивности уменьшаются $I(t, \mathbf{r}_1) \rightarrow I_0 = \text{const}$ и соответственно число выбросов интенсивности $N^+(h, 1) \rightarrow 0$.

Исследования фазовых траекторий интенсивности

При более детальном рассмотрении вероятностной структуры оптических полей $\xi(t, \mathbf{r})$, в дополнение к анализу отдельных реализаций интенсивности $I(t, \mathbf{r})$, $t \in [t_0, t_0 + T]$, можно рассмотреть фазовые траектории (или фазовые портреты) случайной функции $I(t, \mathbf{r})$. Поведение фазо-

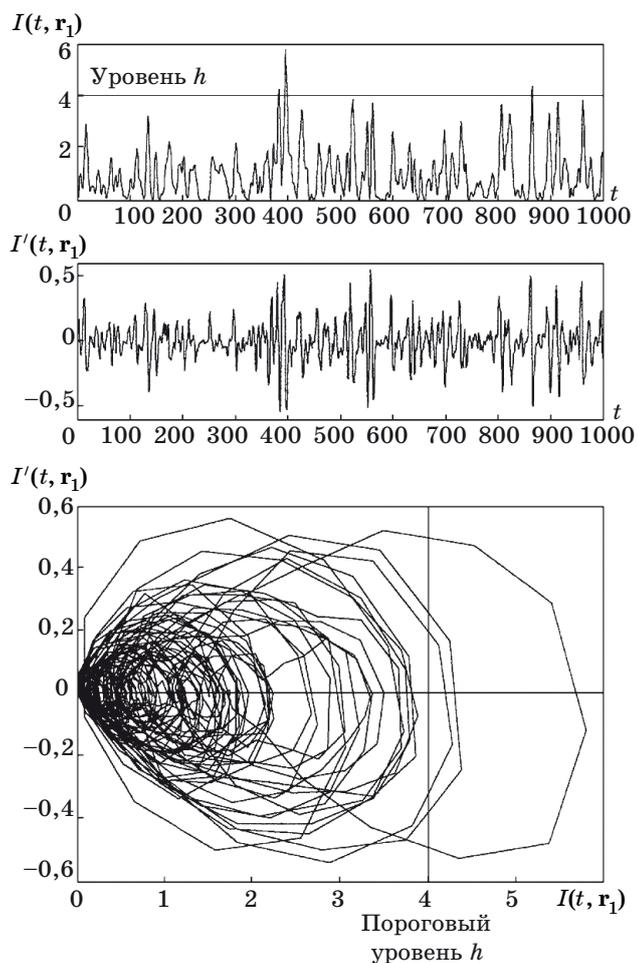
вых траекторий $L(I, I')$ отражает дополнительную информацию о совместных изменениях значений интенсивности $I(t, \mathbf{r})$ и значений ее производной $I'(t, \mathbf{r}) = dI(t, \mathbf{r})/dt$ на фазовой плоскости (I, I') .

На рис. 6 представлены результаты компьютерного моделирования одной из реализаций процесса $I(t, \mathbf{r}_1)$ с плотностью вероятностей (9) и нормированной функцией когерентности (17) излучения $\xi(t, \mathbf{r}_1)$, соответствующей модели лоренцевской (резонансной) формы спектральной плотности. Для этой реализации приведены также результаты вычисления производной $I'(t, \mathbf{r}_1)$ и показан характерный вид фазового портрета $L(I, I')$, построенного по компонентам $I(t, \mathbf{r}_1)$ и $I'(t, \mathbf{r}_1)$.

При анализе фазовых портретов $L(I, I')$ на плоскости $(I, I') = (I(t, \mathbf{r}_1), I'(t, \mathbf{r}_1))$ теряется зависимость выборочных функций $I(t, \mathbf{r}_1)$ и $I'(t, \mathbf{r}_1)$ от времени. Однако здесь наглядно отражается информация о совместном поведении реализаций $I(t, \mathbf{r}_1)$ и $I'(t, \mathbf{r}_1)$ в совпадающие моменты времени t . Характер фазовых траекторий на рис. 6 позволяет сделать несколько общих выводов.

- Значения интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$ излучения характеризуются существенно большей концентрацией в окрестностях малых значений $I(t, \mathbf{r}_1)$. Это хорошо согласуется с экспоненциальной формой (9) плотности вероятностей $p_I(I)$, представленной на рис. 3.

- Изменения значений производной $I'(t, \mathbf{r}_1)$ в положительную и отрицательную сторону носят приближенно одинаковый характер. Это показывает, что функция $I'(t, \mathbf{r}_1)$ имеет математическое ожидание $M\{I'(t, \mathbf{r}_1)\} = 0$ и, кроме того, подтверждает известное свойство [10] четности $p(I'|I) = p(-I'|I)$ условной плотности вероятностей $p(I'|I)$ производной $I'(t, \mathbf{r}_1)$ стационарного случайного процесса $I(t, \mathbf{r}_1)$.



■ Рис. 6. Выборочная функция $I(t, \mathbf{r}_1)$, поведение ее производной $I'(t, \mathbf{r}_1)$ и фазовый портрет $L(I, I')$ интенсивности оптического излучения

• Расположение фазовых траекторий относительно координатных осей на плоскости (I, I') показывает, что значения $I(t, \mathbf{r}_1)$ и $I'(t, \mathbf{r}_1)$ в совпадающие моменты времени t обладают свойством некоррелированности. Такое свойство характерно для стационарных процессов.

• Фазовые траектории по своей форме имеют в основном «расходящийся» характер. Относительные отклонения производной $I'(t, \mathbf{r}_1)$ от ее математического ожидания возрастают с ростом значений интенсивности $I(t, \mathbf{r}_1)$. Иначе говоря, поведение фазовых траекторий $L(I, I')$ показывает, что дисперсия производной $I'(t, \mathbf{r}_1)$ зависит от исследуемого процесса $I(t, \mathbf{r}_1)$ и возрастает при увеличении интенсивности излучения $I(t, \mathbf{r}_1)$. Такая особенность согласуется с общим выражением условной плотности вероятностей $p(I'|I)$ для процессов $I(t, \mathbf{r}_1)$ с экспоненциальным распределением (9).

• Представленные на рис. 6 реализации $I(t, \mathbf{r}_1)$, $I'(t, \mathbf{r}_1)$ и фазовые траектории $L(I, I')$ согласу-

ются между собой и во многом отражают одну и ту же информацию о вероятностных свойствах исследуемого процесса $I(t, \mathbf{r}_1)$. Однако информация эта представляется здесь в различной форме. В качестве иллюстрации на рис. 6 показан простой пример появления положительных выбросов траектории $I(t, \mathbf{r}_1)$ над некоторым пороговым уровнем h . Значение уровня для простоты и наглядности задано величиной $h \sim 4$. На фазовой плоскости (I, I') появление таких выбросов эквивалентно появлению пересечений фазовой траекторией $L(I, I')$ уровня $I = I(t, \mathbf{r}_1) = h$ в области положительных значений производной $I'(t, \mathbf{r}_1)$, т. е. в моменты начала выброса фазовая траектория $L(I, I')$ пересекает слева направо заданный уровень h в области $I'(t, \mathbf{r}_1) \geq 0$. Моменты окончания выбросов эквивалентны возвращению фазовой траектории под уровень h в области $I'(t, \mathbf{r}_1) < 0$.

Для выбранного порогового уровня $h \sim 4$ на рис. 6 видно, что реализация $I(t, \mathbf{r}_1)$ имеет три положительных выброса над этим уровнем. Фазовые траектории $L(I, I')$, соответственно, имеют такое же количество выходов за уровень $I(t, \mathbf{r}_1) = h \sim 4$. В качестве дополнительной информации фазовые траектории наглядно отражают характер поведения производной $I'(t, \mathbf{r}_1)$ во время этих выбросов.

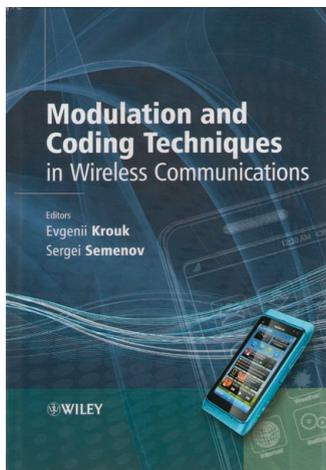
Заключение

Теория когерентности играет в оптических измерениях такую же важную роль, как и корреляционная теория в исследованиях случайных функций. В данной работе, по существу, сделана еще одна попытка к сближению двух самостоятельных развивающихся направлений — статистической радиооптики со статистической радиофизикой и радиотехникой. Представлено более удобное (для задач обработки информации) изложение традиционных вопросов временной когерентности и показаны новые результаты по анализу вероятностной структуры интенсивности оптических излучений. Основное внимание было при этом уделено «измеряемым» характеристикам — параметрам оптических полей, которые реально могут быть измерены. Именно поэтому в работе подробно рассмотрены характеристики выбросов и фазовых траекторий интенсивности. Использование этих результатов позволяет получать дополнительную информацию о вероятностной структуре исследуемых случайных полей при анализе и классификации оптических излучений. Изложение основных результатов выполнено с учетом их потенциальной полезности для радиофизических и радиооптических приложений.

Литература

1. Когерентность // Физическая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия, 1990. С. 394–395.
2. Перина Я. Когерентность света. — М.: Мир, 1974. — 368 с.
3. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. — М.: Наука, 1967. — 80 с.
4. Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. — М.: Физматлит, 2000. — 896 с.
5. Ларкин А. И., Юу Ф. Т. С. Когерентная фотоника. — М.: Бином. Лаборатория знаний, 2007. — 319 с.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970. — 856 с.
7. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981. — 640 с.
8. Гудмен Дж. Статистическая оптика. — М.: Мир, 1988. — 528 с.
9. Хименко В. И., Тигин Д. В. Статистическая акустооптика и обработка сигналов. — СПб.: Изд-во СПбГУ, 1996. — 292 с.
10. Тихонов В. И., Хименко В. И. Выбросы траекторий случайных процессов. — М.: Наука, 1987. — 304 с.
11. Тихонов В. И., Хименко В. И. Проблема пересечений уровней случайными процессами. Радиофизические приложения // Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43. № 5. С. 501–523.

Krouk Evgenii, Semenov Sergei
 Modulation and Coding Techniques in Wireless Communications. — UK.: John Wiley & Sons Ltd., 2011. — 680 p.: il. ISBN-978-0-4709-7677-7



Большое количество технических деталей, содержащихся в спецификациях стандартов, затрудняет определение взаимосвязи между стандартами и теоретическими результатами. Эта книга имеет целью охватить обе эти области, объясняя текущие и перспективные направления теории связи и показывая, как эти результаты используются в современных стандартах беспроводной связи.

Книга разделена на два основных раздела, описывающих методы модуляции, кодирования и множественного доступа. Вначале излагаются основы теории кодирования и модуляции, затем указывается, как эти концепции определяются и реализуются в современных системах беспроводной связи. Первый раздел посвящен основным процедурам и методам физического уровня сети, включая модуляцию, кодирование, выравнивание канала и множественный доступ. Во втором разделе рассматривается использование этих про-

цедур и методов в широком диапазоне стандартов беспроводной связи, включая WLAN, WiMax, WCDMA, HSPA, LTE и cdma2000.

Книгу можно приобрести на сайте издательства Wiley: <http://eu.wiley.com/WileyCDA/WileyTitle/productCd-0470745053.html>