

ОПТИЧЕСКОЕ СИНХРОННОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ

В. П. Тычинский

Предложен и осуществлен метод разделения спектров амплитудных и фазовых флуктуаций среды с помощью двухлучевого интерферометра. Показана возможность обобщения метода на пространственно когерентные поля. Получены разделенные спектры флуктуаций жидкого кристалла.

1. Спектры рассеянного света содержат информацию о происходящих в среде или на ее поверхности процессах [1, 2]. Автокорреляционная функция фототока $g_i(\tau)$ для гауссовых случайных процессов определяет квадрат модуля корреляционной функции поля

$$g_i(\tau) = 1 + |g_E(\tau)|^2 \quad g_E(\tau) = \langle E^*(t)E(t+\tau) \rangle / |E|^2$$

и поэтому не передает информацию о флуктуациях фазы [1, 3].

Это замечание справедливо для всех применяемых в настоящее время методов светорассеяния, в том числе, для гетеродинамирования света и счета фотонов, а также, по-видимому, для голографии.

2. В настоящем сообщении показано, что спектр фототока двухлучевого интерферометра с рассеивающим объектом дает информацию о полном наборе его спектров первого порядка.

Пусть $\mathcal{E}_C(t) = [1 + a(t)] \cos[\omega_0 t + \phi(t)]$; $\mathcal{E}_R(t) = \gamma \cos[\omega_0 t + \psi]$ – рассеянная и референтная волны, где $a(t)$ и $\phi(t)$ – детерминированные или случайные функции времени ($a, \phi \ll 1$), ψ – стационарная разность фаз. Безразмерная функция фототока имеет вид

$$i(t) = [1 + a(t)]^2 + \gamma^2 + 2\gamma[1 + a(t)] \cos[\psi - \phi(t)], \quad (1)$$

где опущены быстро осциллирующие члены с $2\omega_0$. С точностью до членов второго порядка по $\Phi_{\alpha\alpha} = \langle \alpha\alpha' \rangle$, $\Phi_{\phi\phi} = \langle \phi\phi' \rangle$, $\Phi_{\alpha\phi} = \langle \alpha\phi' \rangle$, где $\alpha' = \alpha(t - \tau)$ и аддитивных постоянных первого порядка $\langle \alpha^2 \rangle$, $\langle \phi^2 \rangle$, $\langle \alpha\phi \rangle$, которые не дают вклада в спектр, для функции автокорреляции можно получить $g_i(\tau) = [1 + \gamma^2 + \tilde{C}]^2 + [2 + \tilde{C}]^2 \Phi_{\alpha\alpha} + S^2 \Phi_{\phi\phi} + 2\tilde{S}[2 + \tilde{C}] \Phi_{\alpha\phi}$, где

$$\tilde{C} = 2\gamma\beta \cos \psi, \quad \tilde{S} = 2\gamma\beta \sin \psi, \quad \beta = \exp[-\langle \phi^2 \rangle / 2] \quad (2)$$

и при усреднении предполагался нормальный закон распределения [4].

В спектре мощности флуктуаций $W(\psi) = \pi^{-1} \int_0^\infty g_i(\tau) \cos \Omega\tau d\tau$ необходимо учесть вклад дробовых шумов $Ge \langle i(\psi) \rangle$, где G — коэффициент усиления фототока [3].

$$W(\psi) = [1 - \gamma^2 + \tilde{C}]^2 \delta(\Omega) + [2 + \tilde{C}]^2 S_{\alpha\alpha}(\Omega) + \tilde{S}^2 S_{\phi\phi}(\Omega) + - 2\tilde{S}[2 + \tilde{C}] S_{\alpha\phi}(\Omega) + Ge[1 + \gamma^2 + \tilde{C}]. \quad (3)$$

Из (3) следует простой метод разделения спектров $S_{ij}(\Omega)$ ($i, j = \alpha, \phi$) по четырем независимым измерениям $W(\psi)$ для $\psi = \pm \pi/2; 0; \pi$.

$$S_{\alpha\alpha}(\Omega) = [W(0) + W(\pi)] / 8(1 + \gamma^2) - \frac{Ge}{4} = [W(0) - W(\pi)] / 16\gamma\beta - \frac{Ge}{4},$$

$$S_{\phi\phi}(\Omega) = \left[W\left(+\frac{\pi}{2}\right) - W\left(-\frac{\pi}{2}\right) \right] / 8\gamma^2\beta^2 - [W(0) + W(\pi)] / 8\gamma^2\beta^2(1 + \gamma^2) - \frac{Ge}{4\beta^2},$$

$$S_{\alpha\phi}(\Omega) = \left[W\left(+\frac{\pi}{2}\right) - W\left(-\frac{\pi}{2}\right) \right] / 16\gamma\beta.$$

В отличие от традиционных методов фотосмещения в предлагаемом методе "оптического синхронного детектирования" (ОСД) существенной является возможность измерений для произвольной фазы ψ .

3. Метод ОСД может быть обобщен на пространственно когерентные поля

$$\xi_n(r, t) = [1 + \alpha_n(r, t)] \cos[\omega_0 t + \phi_n(r, t)]$$

с общим или отдельными референтными пучками $\xi_\Gamma(r, t) = \gamma_n \cos[\omega_0 t + \psi_n(r)]$, где ψ_n — стационарная разность фаз по отношению к соответствующему сигналу $\xi_n(r, t)$. Функция взаимной корреляции фототоков двух приемников $i_n(r, t)$ и $i_m(r + \rho, t + \tau)$ содержит информацию о взаимных корреляциях флуктуаций $\Phi_{\alpha\alpha}^{nm}(\delta, \rho) = \langle \alpha_n(t, r) \alpha_m(t + \tau, r + \rho) \rangle$, $\Phi_{\phi\phi}^{nm}(\delta, \rho) = \langle \phi_n(t, r) \phi_m(t + \tau, r + \rho) \rangle$.

Произведя вычисления в том же приближении, можно получить

$$W(\psi_n, \psi_m) = [1 + \gamma_n^2 + \tilde{C}_n][1 + \gamma_m^2 + \tilde{C}_m] \delta(\Delta\omega) + S_{\alpha\alpha}^{nm}(\Omega, \rho)[2 + \tilde{C}_n][2 + \tilde{C}_m] + S_{\phi\phi}^{nm}(\Omega, \rho) \tilde{S}_n \tilde{S}_m + S_{\alpha\phi}^{nm}(\Omega, \rho) \tilde{S}_m [2 + \tilde{C}_n] + S_{\alpha\phi}^{mn}(\Omega, \rho) \tilde{S}_n [2 + \tilde{C}_m].$$

Из спектра взаимной мощности фототоков можно выделить спектры флуктуаций $S_{ij}^{nm}(\Omega, \rho)$ в точках r_n и $r_m = r_n + \rho$, например,

$$S_{\alpha\phi}^{nm}(\Omega, \rho) = \left[W\left(0, \frac{\pi}{2}\right) - W\left(0, -\frac{\pi}{2}\right) \right] / 8\beta_m \gamma_m (1 + \beta_n \gamma_n);$$

$$S_{\alpha\alpha}^{nm}(\Omega, \rho) = W(0, 0) / 4(1 + \gamma_n \beta_n)(1 + \gamma_m \beta_m).$$

Следует подчеркнуть принципиальное отличие обсуждаемого метода от интерференции интенсивности Брауна – Твисса, в которой не используются референтные пучки и функция $g_i(\tau)$ не содержит фазы ψ .

В технике оптической фильтрации и распознавания образов ОСД корреляционного оптического двумерного сигнала с референтной волной позволяет получить информацию о спектрах флуктуаций объекта.

4. Эксперимент по разделению спектров согласно формулам (4) был проведен на интерферометре Майкельсона с фокусировкой излучения в измерительном плече [5].

Изменение фазы ψ опорного пучка осуществлялось зеркалом с калиброванной по напряжению пьезокерамикой; ток фотодиода, пропорциональный локальной интенсивности интерференционного поля, усиливался и подавался на анализатор.

Для абсолютных измерений медленных флуктуаций фазы использовался описанный ранее [6] метод временных интервалов, в котором при периодическом смещении опорного зеркала электронная схема формирует импульс напряжения, длительность которого пропорциональна фазе рассеянной волны.

В качестве объекта использовалась ячейка жидкого кристалла МББА. При этом регистрировался спектр флуктуаций волны, рассеянной под малыми углами $\theta < 0,05$.

На рис. 1 показаны спектры флуктуаций полученные на многоканальном анализаторе SG-1 при напряжении на ячейке 3,2 В для $\phi = \pm\pi/2, 0, \pi$. F – средние частоты каналов. Спектр дробовых шумов показан пунктиром. На рис. 2 приведены рассчитанные по формулам (4) для $\beta = 1, \gamma = 3,75$ спектры флуктуаций $S_{\alpha\alpha}(F)$, $S_{\phi\phi}(F)$ и $S_{\alpha\phi}(F)$. Абсолютные значения спектральной плотности были определены путем калибровки анализатора. Интенсивные фазовые флуктуации в интервале частот 0,1 – 2 гц были независимо измерены методом временных интервалов. Второй максимум при $F = 16$ гц, по-видимому, связан с характерным для жидких кристаллов временем релаксации $\tau_p = 0,1 \div 0,05$ сек. На этих частотах видна заметная корреляция амплитудных и фазовых флуктуаций.

$U(\psi) \sim W^{1/2}(\psi)$, отн. ед.

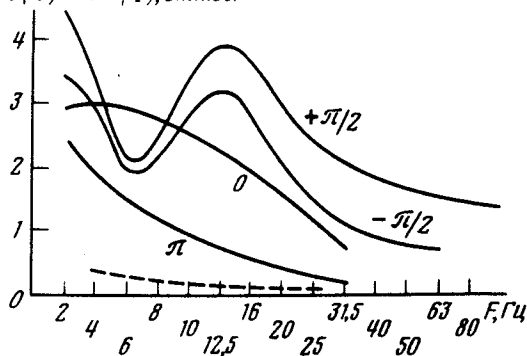


Рис. 1. Спектры флуктуаций для четырех значений фазы ψ интерферирующих волн $\psi = \pm \pi/2, 0, \pi$. Пунктиром показан уровень дробовых шумов, F – средние частоты каналов

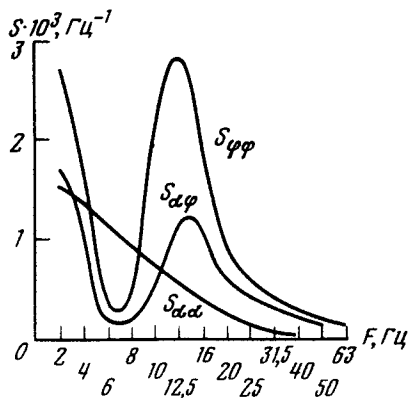


Рис. 2. Вычисленные по данным рис. 1 спектральные плотности мощности амплитудных $S_{\alpha\alpha}$, фазовых $S_{\phi\phi}$ и взаимных $S_{\alpha\phi}$ флуктуаций

В заключение заметим, что предложенный метод может оказаться эффективным для изучения флуктуаций когерентных бозонных полей другой природы, например, в сверхпроводниках.

Корреляционная функция (2) может быть записана в общем виде

$$g_i^{(n)}(\tau) = \text{Sp}[\hat{\rho}_i(\psi, \gamma)\hat{\Phi}_i(\tau)],$$

где $\hat{\rho}_{ij}(\psi, \gamma)$ – матрица плотности определяет вклад в спектр флуктуаций $\hat{\Phi}_{ij}(\tau)$.

Автор выражает свою благодарность за помощь в эксперименте В.Л.Панкову и В.Н.Стрекалову за полезное обсуждение.

Московский
институт радиотехники, электроники
и автоматики

Поступила в редакцию
28 декабря 1978 г.

Литература

- [1] Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов под ред. Г.Камминса и Э.Пайка. М., изд. Мир, 1978.
- [2] И.Л.Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., изд. Наука, 1965.

[3] Дж.Бенедек. УФН, 106, 481, 1972.

[4] А.Н.Малахов. Флуктуации в автоколебательных системах. М., изд. Наука, 1968 г.

[5] В.П. Тычинский, В.Л.Панков. Письма в ЖЭТФ, 28, 437, 1978.

[6] В.П.Захаров, Ю.А.Снежко, Н.Н.Евтихийев, В.П.Тычинский. Измерительная техника, 12, 39, 1977.
