

Об избыточных шумах широкополосного излучения при равных интенсивностях в плечах интерферометра

В.М.Геликонов, В.Н.Ромашов, Г.В.Геликонов

Теоретически и экспериментально изучены избыточные шумы фототока при детектировании низкокогерентного излучения, обусловленные биениями случайных компонент оптического спектра, при равных интенсивностях в плечах интерферометра. Показано, что в этом случае спектральная плотность флуктуаций фототока в $\sqrt{1.5}$ раз больше, чем при детектировании излучения без интерференции. Данный результат позволяет уточнить величину предельного уровня суммарного фундаментального шума низкокогерентного излучения при интерференции. Избыточный шум нельзя полностью вычесть при балансном детектировании.

Ключевые слова: интерферометрия, шумы излучения, флуктуации фототока.

1. Введение

Избыточные флуктуации (шумы биений) в низкокогерентной интерферометрии являются одним из фундаментальных факторов, обуславливающих предельную чувствительность. При детектировании излучения низкокогерентного шумового источника света они добавляются к дробовым шумам фототока и к тепловым шумам приемной системы. Как известно, избыточные флуктуации обусловлены биениями случайных спектральных компонент. Избыточный шум на частоте приема F определяется суммарным эффектом от биений всех пар спектральных компонент, отстоящих друг от друга на частоту F , в пределах всего оптического спектра [1]. Шумы технического происхождения не являются фундаментальными, они принципиально устранимы и далее рассматриваться не будут.

Представляет интерес нахождение спектральной плотности избыточного шума в неравноплечном интерферометре Майкельсона (ИМ) с равными интенсивностями света в плечах. ИМ такой конфигурации может использоваться самостоятельно, а также в тандемных схемах с общим оптическим путем для сигнальной и опорной волн (common path) в качестве вспомогательного для компенсации разности хода в измерительном интерферометре (например, Физо) [2–4]. Применение в оптической когерентной томографии (ОКТ) тандемных схем, выполненных с использованием изотропного оптического волокна, очень важно, поскольку позволяет не только преодолеть влияние паразитной наведенной анизотропии волоконно-оптической трассы зонда, но и обеспечивает воспроизводимость оптических свойств сменных гибких зондов [4–7]. ИМ в тандемных схемах может существенно влиять на уровень шума биений, при этом вклад в уро-

вень избыточных шумов фототока от интерференционного члена сопоставим со вкладом каждой из интерферирующих волн.

Теоретический сравнительный анализ избыточного шума в ряде обычных систем ОКТ с небалансным и балансным детектированием был выполнен в работе [8], однако ее результаты неприменимы для описания избыточного шума в более сложных, тандемных схемах. В работе [9] рассмотрены шумы в низкокогерентной интерферометрии, в которой используется дополнительный компенсирующий интерферометр. Согласно [9], избыточные шумы, превышающие дробовой уровень, состоят из шумов интенсивности, подавляемых за счет балансного детектирования, и шумов биений, определяющих предельную чувствительность. Кроме того, в работе [9] детально рассмотрены поляризационные эффекты при учете уровня избыточного шума. Феноменологический анализ тандемных схем ОКТ, выполненный в [7], предсказывает для них более высокий уровень избыточного шума, чем для обычных схем с одним интерферометром. Кроме того, согласно приведенной оценке, эффективность снижения избыточного шума в тандемных схемах ОКТ при балансном детектировании невысока (не превышает 6 дБ) [7].

В настоящей работе рассмотрены избыточные шумы фототока при детектировании низкокогерентного излучения при равных интенсивностях в плечах ИМ. Приведен расчет полного избыточного шума, обусловленного суммарными биениями случайных компонент оптического спектра каждой из волн и интерференционного члена, который отсутствует в упомянутых выше работах.

2. Расчет спектральной плотности фототока, обусловленной шумом биений

Рассчитаем шумы биений в фототоке на выходах a и b интерферометра Майкельсона без использования системы компенсации шума (рис.1). В отличие от [9], расчеты проведем для полностью поляризованного излучения (например, линейно поляризованного) и интерферометра с изотропными оптическими трактами. Линейно поляри-

В.М.Геликонов, В.Н.Ромашов, Г.В.Геликонов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: grgel@yahoo.com

Поступила в редакцию 16 февраля 2021 г.

зованный свет от широкополосного суперлюминесцентного диода (СЛД) вводится через циркулятор на вход *a* ИМ. После разделения волны в волоконном 3 дБ-ответвителе (с разделением 50:50) получаем волну $E(t)\sqrt{2}$ и волну $-iE(t)\sqrt{2}$ со сдвигом по фазе, которые вводятся в плечи *c* и *d* интерферометра соответственно. После двойного прохождения этих плеч интерферометра с отражением от фарадеевских зеркал с коэффициентами r_1 и r_2 волны на входе в 3 дБ-ответвитель можно представить комплексными аналитическими векторами $r_1E(t)\sqrt{2}$ и $-ir_2E(t + \tau_s)\sqrt{2}$. Здесь $\tau_s = \Delta L/c$ описывает разность времен задержек в плечах интерферометра, где ΔL – разность оптических длин плеч, c – скорость света.

Отметим, что ИМ, представленный на рис.1, при двойном прохождении излучением его плеч можно считать изотропным, поскольку на концах обоих плеч установлены фарадеевские зеркала – невзаимные ячейки с 45-градусным вращением плоскости поляризации [10, 11]. Поэтому при двойном прохождении светом каждого плеча произвольное состояние эллиптичности волны остается прежним с поворотом азимута осей эллипса на 90°. В результате двойное прохождение плеч интерферометра можно описать единичными матрицами, игнорируя поворот осей, поскольку одинаковый поворот произвольного эллипса в обоих плечах не оказывает влияния на интерференционный член фототока.

Итак, после обратного прохождения ответвителя волны на выходах *a* и *b* интерферометра имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_a(t) &= E_1(t) - E_2(t + \tau_s), \\ E_b(t) &= E_1(t) + E_2(t + \tau_s). \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $E_1(t) = r_1E(t)/2$; $E_2(t + \tau_s) = r_2E(t + \tau_s)/2$.

Волны $E_a(t)$ и $E_b(t)$ является результатом сложения волн после двойного прохождения плеч интерферометра. Волна $E_a(t)$ образуется при двойном несимметричном прохождении выходов 3 дБ-ответвителя, волна $E_b(t)$ – при симметричном прохождении.

В общем виде фототок на выходах *a* и *b* интерферометра согласно [12] можно представить как

$$I(t)_{b,a} = \alpha \langle E_{b,a}(t) E_{b,a}^*(t) \rangle =$$

$$\begin{aligned} &= \alpha \langle E_1(t) E_1^*(t) \pm E_2(t + \tau_s) E_1^*(t) \pm E_1(t) E_2^*(t + \tau_s) \\ &+ E_2(t + \tau_s) E_2^*(t + \tau_s) \rangle. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь знаки «плюс» и «минус» соответствуют выходам *b* и *a* волоконного ИМ; $\alpha = (e/h\nu)\eta$ – чувствительность фотодиодов; η – их квантовая эффективность.

Рассчитаем спектральные плотности флуктуаций фототока $\langle I_F^2 \rangle_{b,a}$ на частоте наблюдения F , которая соответствует частоте биений спектральных компонент с частотами ν и ν_1 . Выражения для $\langle I_F^2 \rangle_a$ и $\langle I_F^2 \rangle_b$ различаются знаком в интерференционных членах. Как отмечалось выше, избыточные флуктуации будут рассмотрены для полного фототока, в отличие от работы [9], в которой рассмотрены только флуктуации интерференционного члена для схемы с балансным детектированием.

Согласно [12], корреляционная функция (КФ) интенсивности фототока, полученного при детектировании выходного сигнала интерферометра, может быть выражена через комплексную аналитическую форму электрических векторов, с учетом (2), в виде

$$\begin{aligned} \langle I(t)I(t + \tau) \rangle_{b,a} &= \alpha^2 \langle [E_1(t)E_1^*(t) \pm E_2(t + \tau_s)E_1^*(t) \\ &\pm E_1(t)E_2^*(t + \tau_s) + E_2(t + \tau_s)E_2^*(t + \tau_s)] \\ &\times \langle [(E_1(t + \tau)E_1^*(t + \tau) \pm E_2(t + \tau_s + \tau)E_1^*(t + \tau) \\ &\pm E_1(t + \tau)E_2^*(t + \tau_s + \tau) + E_2(t + \tau_s + \tau)E_2^*(t + \tau_s + \tau))] \rangle. \end{aligned} \tag{3}$$

В Приложении корреляционная функция (3) представлена суммой трех групп частных КФ, которые различаются зависимостью от τ_s .

В представлении шумового излучения в виде стационарного эргодического процесса среднее значение фототока находится путем усреднения по времени. Рассмотрим один из членов первой группы, приведенной в Приложении, вида $\langle E_i E_i^* E_i E_i^* \rangle$, преобразованного с учетом свойства комплексных гауссовых случайных переменных с нулевым средним: $\langle U_1 U_2 U_3^* U_4^* \rangle = \langle U_1 U_3^* \rangle \langle U_2 U_4^* \rangle + \langle U_1 U_4^* \rangle \langle U_2 U_3^* \rangle$ [13]. Тогда имеем

$$\begin{aligned} &\langle E_1(t) E_1^*(t) E_1(t + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle \\ &= \langle E_1(t) E_1^*(t) \rangle \langle E_1(t + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle + \end{aligned}$$

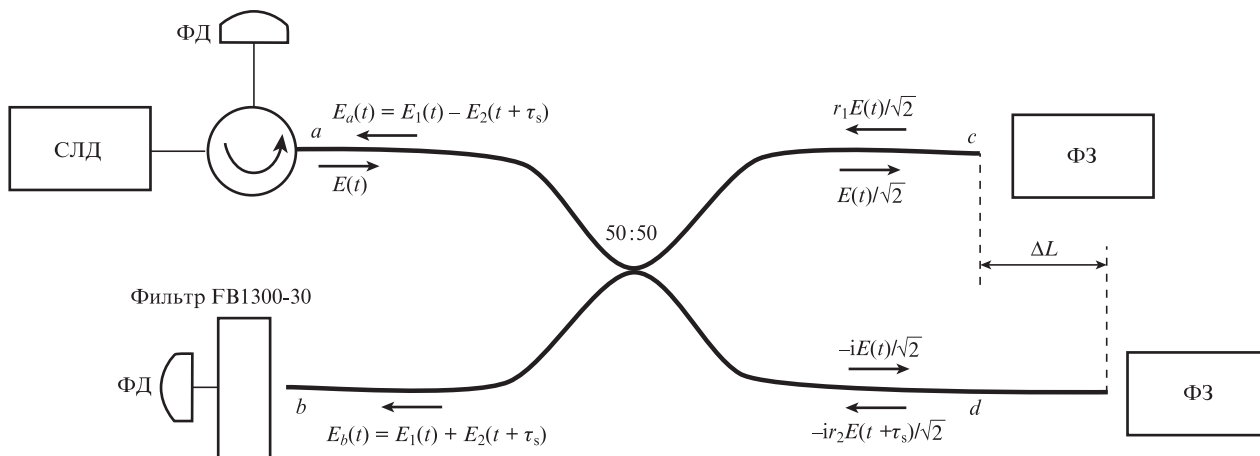


Рис.1. Диаграмма оптических полей на выходах волоконно-оптического интерферометра Майкельсона: СЛД – суперлюминесцентный диод; ФД – фотодиод; ФЗ – фарадеевское зеркало.

$$+ \langle E_1(t)E_1^*(t+\tau) \rangle \langle E_1(t+\tau)E_1^*(t) \rangle. \quad (4)$$

Выразим, согласно [12], корреляционную функцию через спектральную плотность $G(\nu)$:

$$\langle E_1(t)E_1^*(t+\tau) \rangle = 4 \int_0^\infty G_{11}(\nu) \exp(2\pi i \nu \tau) d\nu. \quad (5)$$

При этом произведение КФ может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \langle E_1(t)E_1^*(t)E_1(t+\tau)E_1^*(t+\tau) \rangle &= \langle |E_1(t)|^4 \rangle \\ + 16 \int_0^\infty G_{11}(\nu) \exp(2\pi i \nu \tau) d\nu \int_0^\infty G_{11}(\nu_1) \exp(-2\pi i \nu_1 \tau) d\nu_1, \quad (6) \end{aligned}$$

где учтено, что $\langle E_1(t)E_1^*(t) \rangle = \langle |E_1(t)|^2 \rangle$. Выполним замену переменной интегрирования ν_1 на F при условии, что $F = \nu_1 - \nu$, поскольку нас интересует результат детектирования только на частоте F . Кроме того, поскольку ширина спектральной полосы приема фототока $\Pi \ll \nu$, при усреднении результата детектирования в конечных симметричных пределах $\pm \Pi$ получим

$$\begin{aligned} \langle E_1(t)E_1^*(t)E_1(t+\tau)E_1^*(t+\tau) \rangle &= \langle |E_1(t)|^4 \rangle \\ + 16 \int_{-\Pi}^{\Pi} \exp(-2\pi i F \tau) dF \int_0^\infty G_{11}(\nu) G_{11}(\nu_1) d\nu \\ &= \langle |E_1(t)|^4 \rangle + 16 \times 2\Pi \int_0^\infty G_{11}(\nu) G_{11}(\nu_1) d\nu. \quad (7) \end{aligned}$$

При разности плеч порядка 10^{-2} м и $F \leq 5 \times 10^6$ Гц, что имеет место в системах ОКТ, фаза $2\pi F \tau < 10^{-3}$. При этом $\exp(-2\pi i F \tau) \approx 1$ и интеграл по частоте F в (7) равен 2Π .

Аналогично вычисляются и остальные члены в (3) вида $\langle E_i E_i^* E_j E_j^* \rangle$, $\langle E_i E_i^* E_j E_j^* \rangle$ и $\langle E_i E_j^* E_j E_i^* \rangle$. В результате сумма компонент первой группы корреляционной функции (3) может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} &\alpha^2 [\langle E_i E_i^* E_i E_i^* \rangle + \langle E_i E_i^* E_j E_j^* \rangle + \langle E_i E_j^* E_j E_i^* \rangle] \\ &= \alpha^2 \langle |E_1(t)|^4 \rangle + \langle |E_2(t)|^4 \rangle + 2 \langle |E_1(t)|^2 |E_2(t)|^2 \rangle \\ &+ \alpha^2 16 \times 2\Pi \int_0^\infty [G_{11}(\nu) G_{11}(\nu_1) + G_{22}(\nu) G_{22}(\nu_1) + G_{12}(\nu) G_{21}(\nu_1) \\ &+ G_{21}(\nu) G_{12}(\nu_1) + G_{11}(\nu) G_{22}(\nu_1) + G_{22}(\nu) G_{11}(\nu_1)] d\nu. \quad (8) \end{aligned}$$

С учетом того, что $G_{i,j}(\nu) = G_{j,i}^*(\nu)$, попарные суммы слагаемых в (8) становятся действительными, например

$$\begin{aligned} G_{12}(\nu) G_{21}(\nu_1) + G_{21}(\nu) G_{12}(\nu_1) &= G_{12}(\nu) G_{21}(\nu_1) \\ + G_{12}^*(\nu) G_{21}^*(\nu_1) &\approx 2 \operatorname{Re}[G_{12}(\nu) G_{21}(\nu_1)]. \quad (9) \end{aligned}$$

При этих условиях все попарные суммы в (8) вида $\langle E_i E_i^* E_j E_j^* \rangle + \langle E_i E_i^* E_j E_j^* \rangle$ и $\langle E_i E_j^* E_j E_i^* \rangle + \langle E_j E_i^* E_i E_j^* \rangle$ при $i, j = 1, 2; i \neq j$ будут действительными.

В результате, вследствие справедливости хорошего приближения $G_{i,j}(\nu + F) \approx G_{i,j}(\nu)$ при $F \ll \nu$, формула (8) может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} &\alpha^2 [\langle E_i E_i^* E_i E_i^* \rangle + \langle E_i E_i^* E_j E_j^* \rangle + \langle E_i E_j^* E_j E_i^* \rangle] \\ &= 4\alpha^2 \sigma^4 + 12 \times \alpha^2 16 \times \Pi \int_0^\infty G_{11}(\nu) G_{22}(\nu) d\nu. \quad (10) \end{aligned}$$

Вычислим один из членов второй группы (3), приведенной в Приложении, вида $\langle E_i E_i^* E_i^* E_j^* \rangle$ при $i, j = 1, 2; i \neq j$ по аналогичной схеме:

$$\begin{aligned} &\pm \langle E_1(t)E_1^*(t)E_1(t+\tau)E_2^*(t+\tau_s+\tau) \rangle \\ &= \pm \alpha^2 16 \times 2\Pi \int_0^\infty G_{12}(\nu) G_{11}(\nu_1) \exp(2\pi i \nu \tau_s) d\nu. \quad (11) \end{aligned}$$

Суммируя результат (11) с корреляционной функцией вида $\langle E_1 E_1^* E_2 E_2^* \rangle$ из второй группы и учитывая аналогичное (9) условие, имеем действительную функцию, зависящую от $\cos 2\pi \nu \tau_s$:

$$\begin{aligned} &\pm \alpha^2 [\langle E_1(t)E_1^*(t)E_1(t+\tau)E_2^*(t+\tau_s+\tau) \rangle \\ &+ \langle E_1(t)E_1^*(t)E_2(t+\tau_s+\tau)E_1^*(t+\tau) \rangle] = \pm \alpha^2 16 \\ &\times 2\Pi \int_0^\infty [G_{12}(\nu) G_{11}(\nu_1) \exp(2i\nu \tau_s) + G_{11}(\nu) G_{21}(\nu_1) \exp(-2i\nu \tau_s)] d\nu \\ &= \pm 2\alpha^2 16 \times 2\Pi \int_0^\infty G_{11}(\nu) G_{12}(\nu) \cos 2\pi \nu \tau_s d\nu. \quad (12) \end{aligned}$$

В результате аналогичных вычислений сумму всех членов второй группы при $i, j = 1, 2; i \neq j$ можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} &\pm \alpha^2 [\langle E_i E_i^* E_i E_j^* \rangle + \langle E_i E_i^* E_j E_i^* \rangle + \langle E_i E_j^* E_i E_i^* \rangle + \langle E_j E_i^* E_i E_i^* \rangle] \\ &= \pm 16\alpha^2 16 \times \Pi \int_0^\infty G_{ii}(\nu) G_{ij}(\nu) \cos 2\pi \nu \tau_s d\nu. \quad (13) \end{aligned}$$

И наконец, первый член третьей группы, приведенной в Приложении, вида $\langle E_i E_j^* E_i E_j^* \rangle$ ($i, j = 1, 2; i \neq j$), при аналогичных вычислениях дает следующую зависимость от $2\tau_s$:

$$\begin{aligned} &\alpha^2 \langle E_2(t+\tau_s)E_1^*(t)E_2(t+\tau_s+\tau)E_1^*(t+\tau) \rangle \\ &= 16\alpha^2 \times 2\Pi \int_0^\infty G_{21}(\nu) G_{21}(\nu_1) \exp(-2\pi i \nu 2\tau_s) d\nu. \quad (14) \end{aligned}$$

Вычисляя аналогично второй член третьей группы и суммируя с (14), имеем

$$\begin{aligned} &\alpha^2 [\langle E_2(t+\tau_s)E_1^*(t)E_2(t+\tau_s+\tau)E_1^*(t+\tau) \rangle \\ &+ \langle E_1(t)E_2^*(t+\tau_s)E_1(t+\tau)E_2^*(t+\tau_s+\tau) \rangle] \\ &= 16\alpha^2 \times 2\Pi \int_0^\infty [G_{21}(\nu) G_{21}(\nu_1) \exp(-2i\nu 2\tau_s) \\ &+ G_{12}(\nu) G_{12}(\nu_1) \exp(2i\nu 2\tau_s)] d\nu \\ &= 4\alpha^2 16 \times \Pi \int_0^\infty G_{21}(\nu) G_{21}(\nu_1) \cos 2\pi \nu 2\tau_s d\nu. \quad (15) \end{aligned}$$

Полагая $|I_1| = |I_2|$, что справедливо для приведенной на рис.1 схемы, можно представить КФ (3) с учетом фор-

мул (10), (13) и (15) в виде суммы трех групп корреляционных функций,

$$\begin{aligned} \langle I(t)I(t+\tau) \rangle_{b,a} &= 4\sigma^4 + 4\alpha^2 \times \Pi \int_0^\infty 16 \times G_{11}(\nu)G_{22}(\nu) \\ &\times [3 \pm 4 \cos 2\pi\nu\tau_s + \cos 2\pi\nu 2\tau_s] d\nu \\ &= 4\sigma^4 + 8\alpha^2 \times 16\Pi \int_0^\infty G_{11}(\nu)G_{22}(\nu)(1 \pm \cos 2\pi\nu\tau_s)^2 d\nu, \end{aligned} \quad (16)$$

при очевидном равенстве

$$3 \pm 4 \cos 2\pi\nu\tau_s + \cos 2\pi\nu 2\tau_s = 2(1 \pm \cos 2\pi\nu\tau_s)^2, \quad (17)$$

где $\sigma^2 = |E_1|^2$.

Согласно (4) и (5), спектральную плотность избыточных флуктуаций полного фототока I без интерференции, соответствующую единичной полосе приема ($\Pi = 1$ Гц), можно представить в следующем виде:

$$\langle \Delta I_F^2 \rangle = 2 \times 16\alpha \int_0^\infty G_{11}(\nu)G_{11}(\nu) d\nu = \frac{\langle I \rangle^2}{\Delta\nu}. \quad (18)$$

Здесь использовано определение эффективной ширины спектра [9, 14]

$$\frac{1}{\Delta\nu} = 2 \frac{\int_0^\infty G_{11}(\nu)G_{22}(\nu) d\nu}{\int_0^\infty G_{11}(\nu) d\nu \int_0^\infty G_{22}(\nu) d\nu}, \quad (19)$$

а также определение усредненного значения фототока

$$\langle I_k \rangle = \alpha \langle E_k(t)E_k^*(t+\tau) \rangle = 4\alpha \int_0^\infty G_{kk}(\nu) \exp(2\pi i\nu\tau) d\nu. \quad (20)$$

Согласно (16), при наличии интерференции спектральная плотность избыточных флуктуаций фототока представляется в виде

$$\begin{aligned} \langle \Delta I_F^2 \rangle_{b,a} &= 8 \times 16\alpha^2 \int_0^\infty G_{11}(\nu)G_{22}(\nu)(1 \pm \cos 2\pi\nu\tau_s)^2 d\nu \\ &= 6 \frac{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle}{\Delta\nu}. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь значения фототоков $\langle I_1 \rangle$ и $\langle I_2 \rangle$ соответствуют случаю детектирования света по отдельности, когда плечи интерферометра перекрываются поочередно.

При наличии спектрального множителя, отвечающего использованию интерферометра с равными интенсивностями излучения в плечах,

$$(1 \pm \cos 2\pi\nu\tau_s)^2, \quad (22)$$

значение интеграла (21) увеличивается в 1.5 раза относительно (18) при $\langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle = \langle I \rangle/2$. Кроме того, спектральный множитель (22), являющийся результатом интерференции волн с задержкой, определяет вклад спектральных компонент в формирование избыточного шума.

Характер модуляционной зависимости при детектировании полного интерференционного сигнала, малых задержках и гауссовом виде шума был рассмотрен в работе [15]. При задержках, превышающих длину когерентности, избыточный шум в условиях интерференции отлич

чается от избыточного шума исходного излучения. Множитель (22) проявляется в сигналах на выходах b и a в виде синфазной и противофазной компонент. В связи с этим балансное детектирование не позволяет полностью вычистить избыточный шум на выходах интерферометра, и его величина будет отличаться от шума исходного излучения в $\sqrt{1.5}$ раз. В области больших задержек множитель (22) уменьшается до единицы при увеличении задержки $\tau_s = \Delta L/c$ до значений порядка периода верхних частот полосы интегрирования детектируемого сигнала ($\tau_s \approx 1/\Pi$).

3. Результаты эксперимента

Задачей экспериментальной части работы являлось выявление отклонений в законе, который описывает избыточные флуктуации фототока, обусловленные биениями оптических спектральных компонент, при различных условиях их наблюдения. Наблюдаемый избыточный шум сопоставлялся с дробовыми флуктуациями фототока, что является стандартной процедурой калибровки при измерении флуктуации квантовых источников излучения [16, 17]. Тем не менее на первой стадии измерений были проверены условия, при которых выполняется приближение некогерентности облучения фотоприемника светом лампы накаливания. Для этого измерялась зависимость интенсивности дробового шума в полосе радиотехнического приема от величины постоянного фототока при использовании полного (или части) спектра излучения теплового источника. Ограничение ширины спектра теплового источника излучения (лампа накаливания), которое осуществлялось при помощи оптического фильтра FB1300-30 (Thorlabs Inc.) с эффективной полосой 25.5 нм, не изменяло зависимости спектральной плотности флуктуаций от величины фототока. Это обусловлено пространственной некогерентностью излучения протяженного квазимономатического источника из-за невыполнения необходимого условия поперечной когерентности, следующего из теоремы Ван Циттерта–Цернике [12]. Избыточные флуктуации, вызванные биениями спектральных компонент, подавляются в данном случае путем усреднения множественных некогерентных реализаций даже при заведомо малом поперечном радиусе когерентности в районе фотоприемника. Флуктуации фототока определяются при этом лишь дробовым эффектом. При использовании же СЛД с одномодовым волоконным выводом излучения условия пространственной когерентности подводимого к фотодиоду излучения (приближение точечного источника) заведомо выполняется, что и обуславливает возможность наблюдения избыточных флуктуаций.

На рис.2 приведены оптические спектры на выходе ИМ при перекрытии одного плеча интерферометра и в случае интерференции при равных интенсивностях волн. Источником излучения служил СЛД с выходной мощностью излучения около 10 мВт и шириной полосы 70 нм с центром на длине волны 1300 нм. Фильтр FB1300-30 с полосой пропускания 25.5 нм, установленный перед фотоприемником (см. рис.1), обеспечивал одинаковую и известную ширину спектра излучения во всех измерениях. Для удобства наблюдения модуляции спектра разность длин плеч ИМ составляла около 0.3 мм.

Экспериментально исследовались зависимости шумовой компоненты тока от величины постоянного фотото-

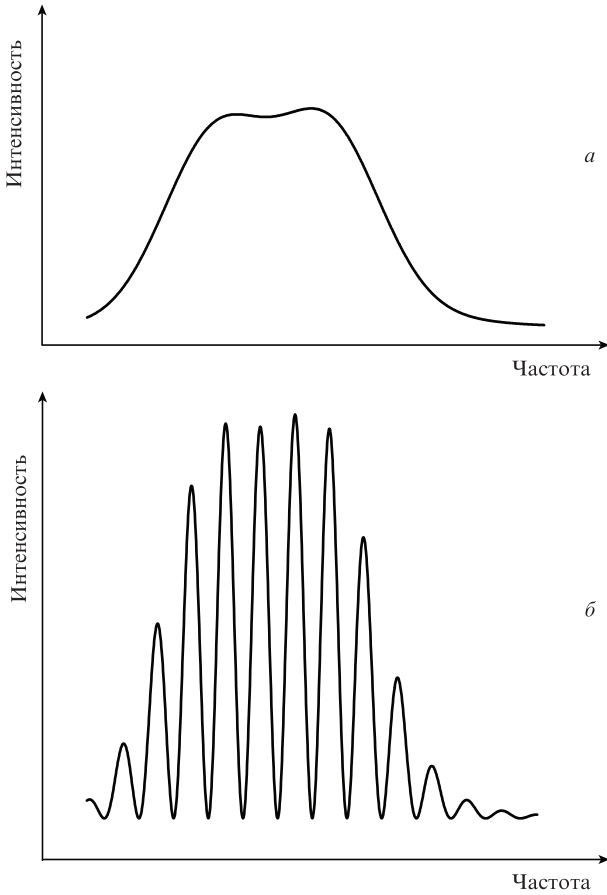


Рис.2. Оптические спектры на выходе интерферометра при одном закрытом плече (а) и при полной интерференции (б).

ка I_{dir} при изменении его среднего значения в диапазоне 0 – 10 мкА. На рис.3 светлыми кружками отмечены экспериментальные эффективные значения переменной составляющей фототока (за вычетом темнового уровня $\langle I_{alt}^2 \rangle^{1/2} = [\langle I_i^2 \rangle - \langle I_0^2 \rangle]^{1/2}$), полученные при наблюдении дробового шума. Источником излучения служил свет лампы накаливания, пропущенный через фильтр FB1300-30. По

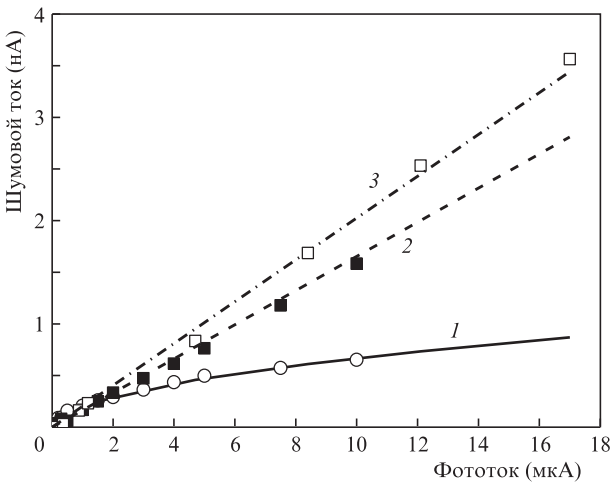


Рис.3. Расчетные (кривые) и экспериментально измеренные (точки) зависимости избыточного амплитудного шума от среднего значения фототока при перекрытом плече интерферометра (без интерференции) (2) и при открытых плечах интерферометра (с интерференцией) (3), а также зависимость для дробового шума (1).

этой экспериментальной зависимости была определена эффективная полоса радиотехнического приема $\Pi_{eff} = \langle I_{alt}^2 \rangle / (2eI_{dir}) \approx 139$ кГц. Теоретическая зависимость переменной составляющей фототока, определяемая дробовым шумом, при полосе приема Π_{eff} представлена на рис.3 кривой 1.

Черными квадратами на рис.3 отмечены экспериментальные значения переменной составляющей фототока $\sqrt{\langle \Delta I^2 \rangle}$, наблюдавшиеся при приеме излучения СЛД, пропущенного через фильтр FB1300-30, в отсутствие интерференции (спектр излучения приведен на рис.2,а). Светлыми квадратами отмечены результаты аналогичных измерений избыточного шума на выходе б интерферометра при разности плеч примерно 0.3 мм (оптический спектр показан на рис.2,б). Все значения $\sqrt{\langle \Delta I^2 \rangle}$ представлены за вычетом дробовых шумов. Здесь же приведены теоретические зависимости 2 и 3, построенные в соответствии с формулами (18) и (21) с учетом эффективной полосы приема $\Pi_{eff} = 139$ кГц и эффективной ширины оптического спектра (25.5 нм). Как видно из рис.3, экспериментальные значения хорошо ложатся на теоретические зависимости 3 и 2, отношение тангенсов угла наклона которых равно $\sqrt{1.5}$.

4. Заключение

Теоретически рассчитано и экспериментально подтверждено различие спектральных плотностей шума фототока при детектировании низкокогерентного излучения шумовой природы в отсутствие и при наличии интерференции. Показано, что при равных интенсивностях в плечах интерферометра и задержке, превышающей длину когерентности излучения, спектральная плотность фототока в $\sqrt{1.5}$ раз больше, чем при детектировании излучения в отсутствие интерференции. Повышение уровня шума эффективно проявляется до задержек $\tau_s \approx 1/\Pi$. Избыточный шум не может быть полностью вычтен при балансном детектировании.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники» и финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2020-906).

Приложение

Приведем вид всех трех групп корреляционных функций, входящих в общую КФ (3), которые различаются зависимостью от τ_s .

Первая группа в (3), члены которой численно не зависят от τ_s , содержит компоненты КФ вида $\langle E_i E_i^* E_i E_i^* \rangle$, $\langle E_i E_i^* E_j E_j^* \rangle$ и $\langle E_i E_j^* E_j E_i^* \rangle$ при $i, j = 1, 2$:

$$\begin{aligned} & \alpha^2 [\langle E_1(t) E_1^*(t) E_1(t + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle \\ & + \langle E_2(t + \tau_s) E_2^*(t + \tau_s) E_2(t + \tau_s + \tau) E_2^*(t + \tau_s + \tau) \rangle \\ & + \langle E_1(t) E_1^*(t) E_2(t + \tau_s + \tau) E_2^*(t + \tau_s + \tau) \rangle \\ & + \langle E_2(t + \tau_s) E_2^*(t + \tau_s) E_1(t + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle \\ & + \langle E_1(t) E_2^*(t + \tau_s) E_2(t + \tau_s + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle \\ & + \langle E_2(t + \tau_s) E_1^*(t) E_1(t + \tau) E_2^*(t + \tau_s + \tau) \rangle]. \end{aligned} \quad (П1)$$

Вторая группа в (3) содержит восемь интерференционных компонент КФ, численно зависящих от τ_s , вида $\langle E_i E_i^* E_j E_j^* \rangle$, $\langle E_i E_i^* E_j E_i^* \rangle$, $\langle E_i E_j^* E_i E_i^* \rangle$ и $\langle E_j E_i^* E_i E_i^* \rangle$ при $i, j = 1, 2$; $i \neq j$:

$$\begin{aligned} & \pm \alpha^2 [\langle E_1(t) E_1^*(t) E_1(t + \tau) E_2^*(t + \tau_s + \tau) \rangle \\ & + \langle E_1(t) E_1^*(t) E_2(t + \tau_s + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle \\ & + \langle (E_2(t + \tau_s) E_1^*(t) E_2(t + \tau_s + \tau) E_2^*(t + \tau_s + \tau)) \rangle \\ & + \langle E_1(t) E_2^*(t + \tau_s) E_2(t + \tau_s + \tau) E_2^*(t + \tau_s + \tau) \rangle \\ & + \langle E_1(t) E_2^*(t + \tau_s) E_1(t + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle \\ & + \langle E_2(t + \tau_s) E_1^*(t) E_1(t + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle \\ & + \langle E_1(t) E_2^*(t + \tau_s) E_2(t + \tau_s + \tau) E_2^*(t + \tau_s + \tau) \rangle \\ & + \langle E_2(t + \tau_s) E_2^*(t + \tau_s) E_2(t + \tau_s + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle]. \quad (\text{П2}) \end{aligned}$$

И наконец, третья группа в (3), состоящая из двух интерференционных компонент КФ вида $\langle E_i E_j^* E_i E_j^* \rangle$ при $i, j = 1, 2$; $i = j$, которые численно зависят от $2\tau_s$:

$$\alpha^2 [\langle E_2(t + \tau_s) E_1^*(t) E_2(t + \tau_s + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle] +$$

$$+ [\langle E_2(t + \tau_s) E_1^*(t) E_2(t + \tau_s + \tau) E_1^*(t + \tau) \rangle]. \quad (\text{П3})$$

1. Берштейн И.Л. *ЖТФ*, **11**, 302 (1941).
2. Takada K., Yokohama I., Chida K., Noda J. *Appl. Opt.*, **26**, 1603 (1987).
3. Hitzemberger C.K. *Appl. Opt.*, **31**, 6637 (1992).
4. Feldchtein F., Bush J., Gelikonov G., Gelikonov V., Piyevsky S. *Proc. SPIE*, **5690**, 349 (2005).
5. Gelikonov V.M., Gelikonov G.V. *Laser Phys. Lett.*, **3**, 445 (2006).
6. Геликонов В.М., Геликонов Г.В. *Квантовая электроника*, **38**, 634 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 634 (2008)].
7. Sharma U., Fried N.M., Kang J.U. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **11**, 799 (2005).
8. Podoleanu A.G. *Appl. Opt.*, **39**, 173 (2000).
9. Takada K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1098 (1998).
10. Геликонов В.М., Гусовский Д.Д., Леонов В.И., Новиков М.А. *Письма в ЖТФ*, **13**, 775 (1987).
11. Геликонов В.М., Леонов В.И., Новиков М.А. Авт. свид. SU 1315797 А, *БИ* № 21 (1984).
12. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
13. Goodman J.W. *Statistical Optics* (New York: Wiley Classics Library, 1985).
14. Morkel P.R., Laming R.I., Payne D.N. *Electron. Lett.*, **26**, 96 (1990).
15. Шабанов Д.В. *Изв. вузов. Радиофизика*, **43**, 350 (2000).
16. Зайцев Ю.И. *Изв. вузов. Радиофизика*, **12**, 60 (1969).
17. Геликонов В.М., Зайцев Ю.И. *Изв. вузов. Радиофизика*, **13**, 904 (1970).