

# Спектральная плотность мощности шума волоконного интерферометра рассеянного излучения с полупроводниковым лазерным источником

А.Э.Алексеев, В.Т.Потапов

*Рассмотрены спектральные характеристики шумовых флуктуаций интенсивности на выходе интерферометра рассеянного излучения, вызванные флуктуациями фазы излучения полупроводникового лазера. Данный вид шума является одним из основных факторов, ограничивающих чувствительность интерферометрических датчиков. Впервые, по нашим сведениям, получено выражение для средней спектральной плотности мощности шума на выходе интерферометра в зависимости от степени когерентности источника и длины рассеивающего участка. Рассмотрены также приближенные выражения, определяющие спектральную плотность мощности в области низких частот (до 200 кГц) и в пределе больших длин рассеивающих участков. Полученное выражение для спектральной плотности мощности шума с хорошей точностью согласуется с экспериментальными нормированными спектрами мощности.*

**Ключевые слова:** рассеянное излучение, полупроводниковый лазер, спектральная плотность мощности шума, интерферометр рассеянного излучения.

## 1. Введение

Задача об определении спектральной характеристики шума волоконного интерферометра рассеянного излучения возникает при изучении вопроса о чувствительности интерферометра к внешним фазовым воздействиям. Кроме того, рассмотрение спектра мощности шума интерферометра рассеянного излучения с непрерывным источником излучения является первым шагом к рассмотрению шума когерентного рефлектометра, в котором непрерывное излучение лазера модулируется короткими импульсами [1, 2].

В настоящей работе исследуется один из основных видов шумов интерферометра с непрерывным источником излучения, причина возникновения которого лежит в случайных флуктуациях фазы поля этого источника. Фазовый шум источника преобразуется интерферометром во флуктуации интенсивности на его выходе подобно тому, как это происходит в классических интерференционных схемах Майкельсона и Маха–Цендера [3, 4]. Однако, в отличие от интерферометров с двумя интерферирующими лучами, в интерферометре рассеянного излучения происходит многолучевая интерференция случайных полей, рассеянных большим количеством рассеивающих центров, расположенных в пределах рассматриваемого участка. В таком интерферометре между интерферирующими полями всегда существует фазовая задержка, максимальное значение которой возрастает с увеличением длины рассеивающего участка.

Базовая конфигурация рассматриваемого интерферометра, таким образом, представляет собой один рассеи-

вающий участок и может быть реализована, например, с использованием волоконного циркулятора (рис.1). Основной особенностью интерферометра рассеянного излучения является то, что все поля, участвующие в интерференции, имеют случайные амплитуды и фазы, которые изменяются во времени под действием окружающей среды. В результате среднее значение интенсивности рассеянного излучения на выходе интерферометра испытывает временные флуктуации или случайный дрейф, статистические закономерности которых рассмотрены в работах [5–7].

Кроме флуктуаций среднего значения интенсивности, наблюдаются ее шумовые флуктуации, причем мощность шума изменяется во времени случайным образом. Именно эти шумовые флуктуации являются одним из факторов, ограничивающих чувствительность датчика внешних воздействий на основе интерферометра рассеянного излучения [8, 9]. Цель настоящей работы – исследование спектральных свойств шумовых флуктуаций интенсивности на выходе интерферометра рассеянного излучения, вызванных флуктуациями фазы поля полупроводникового лазерного источника, работающего в непрерывном режиме генерации.

## 2. Теоретическая часть

Рассмотрим две основные схемы интерферометров рассеянного излучения: с одним (рис.1) и двумя (рис.2) рассеивающими участками. Первая схема является базовой, вторая позволяет получить интерференцию излучений, рассеянных двумя независимыми участками. Особенности второй схемы интерферометра, методы демодуляции рассеянного излучения и регистрация с ее помощью внешнего фазового воздействия на волокно описаны в наших предыдущих работах [8, 9]. Спектральные характеристики шума для обеих схем при условиях, о которых будет сказано далее, совпадают друг с другом, однако для второй схемы они проще проверяются экспериментально. Отметим, что необходимым элементом, обеспечивающим возможность корректного измерения спектра во второй схеме,

А.Э.Алексеев. Научно-техническое объединение «ИРЭ-Полус», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1, стр. 3; e-mail: aleksey.e.alekseev@gmail.com

В.Т.Потапов. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1

Поступила в редакцию 12 марта 2013 г., после доработки – 18 июня 2013 г.

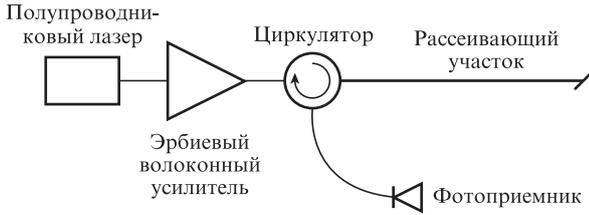


Рис.1. Базовая конфигурация интерферометра рассеянного излучения. Излучение полупроводникового лазерного источника усиливается и заводится с помощью циркулятора в рассеивающий участок, а рассеянное участком излучение выводится тем же циркулятором и направляется на широкополосный фотоприемник.

является акустооптический модулятор, который смещает частоту излучения в одном из плеч интерферометра на известную величину  $f_0 = 200$  МГц.

Для определения спектральной плотности мощности шумовых флуктуаций интенсивности, возникающих в интерферометре рассеянного излучения, необходимо воспользоваться теоремой Винера–Хинчина [10], согласно которой для процессов, стационарных в широком смысле, автокорреляционная функция и спектральная плотность мощности являются фурье-образами друг друга.

Рассмотрим процесс рассеяния излучения в изотропном оптическом волокне. В качестве модели рассеивающей среды примем модель, использованную нами ранее [5–7, 11], в которой центры рассеяния распределены равномерно по объему волокна длиной  $L$ , много большей радиального размера среды. Размер каждого центра рассеяния много меньше длины волны излучения, а амплитуды рассеяния центров являются некоррелированными круговыми комплексными гауссовыми случайными величинами [10, 11], для которых справедливы выражения

$$\langle \rho^*(z_n)\rho(z_m) \rangle_\rho = \rho_0 \delta(z_n - z_m), \quad (1)$$

$$\langle \rho(z_n)\rho(z_m) \rangle_\rho = 0, \quad (2)$$

где  $\rho(z_n)$  и  $\rho(z_m)$  – дифференциальные амплитудные коэффициенты рэлеевского рассеяния, т. е. коэффициенты рассеяния бесконечно малых участков волокна с координатами  $z_n$  и  $z_m$  ( $m, n = 1, \dots, N$ );  $\langle \dots \rangle_\rho$  – усреднение по ансамблю всех возможных реализаций  $\{\rho\}$ ;  $\rho_0/2$  – дисперсия действительной и мнимой частей коэффициента рассеяния;  $\delta$  – дельта-функция.

Рассмотрим базовую схему интерферометра рассеянного излучения (рис.1). Аналитическое представление вектора

напряженности электрического поля источника на входе в рассеивающее волокно может быть записано в виде

$$U_s(t) = A_s(t) \exp(i\omega_0 t), \quad A_s(t) = p_s \sqrt{I_s} \exp[i\varphi_s(t)], \quad (3)$$

где  $A_s(t)$  – вектор комплексной амплитуды поля источника;  $p_s$  – вектор поляризации;  $I_s$  – интенсивность излучения источника;  $\varphi_s(t)$  – фаза излучения источника;  $\omega_0$  – оптическая частота. Для упрощения будем считать, что состояние поляризации неизменно в пределах рассматриваемого рассеивающего участка и интенсивность лазерного излучения постоянна. Тогда для первой схемы интерферометра (рис.1) комплексная амплитуда рассеянного излучения на его входе, для некоторой реализации распределения коэффициентов рассеяния  $\{\rho\} = \{\rho(z_1), \rho(z_2), \dots, \rho(z_N)\}$ , имеет вид [11]

$$A_{\text{scat}}^{(\rho)} = \int_0^L A_s(t - 2z/v_{\text{gr}}) \exp(-\alpha z/2) \exp(-2ikz) \rho(z) dz, \quad (4)$$

где  $\alpha$  – погонный коэффициент затухания интенсивности излучения в волокне длиной  $L$ ;  $k$  – постоянная распространения излучения;  $v_{\text{gr}}$  – групповая скорость излучения; индекс  $\rho$  означает, что величина относится к одной фиксированной реализации распределения коэффициентов рассеяния. Будем считать, что в пределах рассматриваемого участка волокна комплексная амплитуда поля излучения источника затухает слабо, т. е. коэффициент  $\alpha$  достаточно мал (что имеет место для стандартного одномодового волокна SMF-28 на длинах волн вблизи 1555 нм,  $\alpha = 0.2$  дБ/км). Для мгновенной интенсивности излучения, рассеянного участком волокна, из (4) получим выражение

$$I_{\text{scat}}^{(\rho)} = \int_0^L \int_0^L A_s^*(t - 2z_1/v_{\text{gr}}) A_s(t - 2z_2/v_{\text{gr}}) \times \exp(2ikz_1) \exp(-2ikz_2) \rho^*(z_1) \rho(z_2) dz_1 dz_2. \quad (5)$$

В силу того что фаза поля источника  $A_s(t)$  изменяется случайным образом, мгновенная интенсивность (5) испытывает шумовые флуктуации около среднего значения. Кроме того, при изменении конкретной реализации распределения коэффициентов рассеяния  $\{\rho\}$  среднее значение интенсивности (5) также меняется. Спектральную плотность мощности флуктуаций интенсивности рассеянного излучения для некоторой фиксированной реализации распределения коэффициентов рассеяния  $\{\rho\}$  можно получить с помощью фурье-преобразования автокорреляционной или автоковариационной функции интенсивности (5) [3, 4, 11].

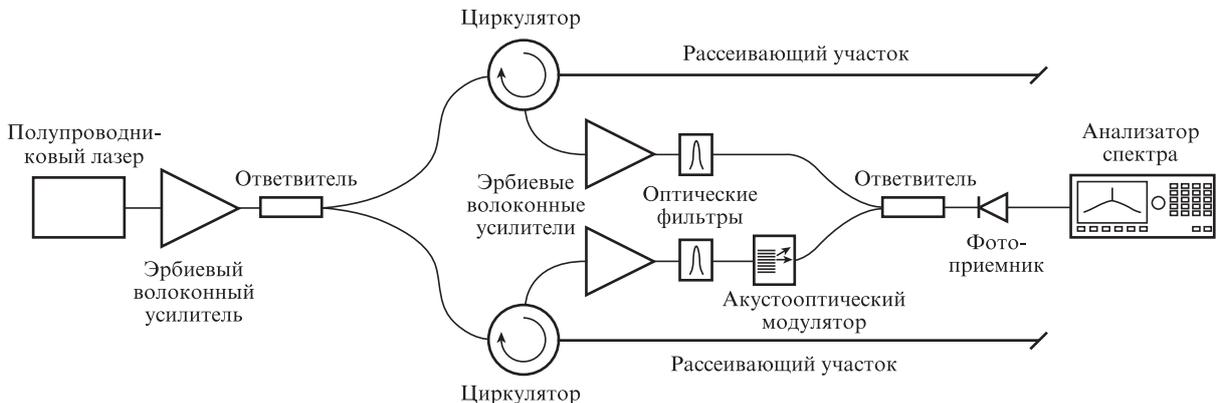


Рис.2. Схема экспериментальной установки: интерферометр рассеянного излучения с двумя рассеивающими участками.

Запишем выражения для автокорреляционной и автоковариационной функций мгновенной интенсивности (5) для конкретной реализации  $\{\rho\}$ :

$$R_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t, t + \tau) = \langle I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t) I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t + \tau) \rangle_t, \quad (6)$$

$$C_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t, t + \tau) = \langle I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t) I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t + \tau) \rangle_t - \langle I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t) \rangle_t \langle I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t + \tau) \rangle_t, \quad (7)$$

где  $\langle \dots \rangle_t$  – усреднение по времени. В реальных физических условиях статистическая реализация распределения коэффициентов рассеяния  $\{\rho\}$  не является фиксированной, она изменяется под действием окружающей среды – меняются взаимные расположения центров рассеяния и фазы рассеянных полей, что приводит к изменению как среднего значения интенсивности, так и ее шумовых характеристик. Для практических целей полезно знать средний уровень шума на выходе интерферометра, т. е. спектральную плотность мощности шума рассеянного излучения, усредненную по всем возможным статистически эквивалентным распределениям коэффициентов рассеяния  $\{\rho\}$  или по всем возможным статистически эквивалентным рассеивающим участкам. Для ее вычисления усредним автокорреляционную функцию (6) по всем возможным реализациям  $\{\rho\}$ :

$$R_{\text{scat1}}(t, t + \tau) = \langle R_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t, t + \tau) \rangle_\rho = \langle \langle I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t) I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t + \tau) \rangle_t \rangle_\rho. \quad (8)$$

В выражении (8) усреднение по времени и по ансамблю можно проводить независимо, поскольку амплитуды рассеяния и комплексная амплитуда поля источника статистически независимы друг от друга. При усреднении (8) необходимо воспользоваться теоремой о моментах для комплексных гауссовых случайных величин [12], согласно которой для момента четвертого порядка, а также в силу (1) имеем

$$\langle \rho^*(z_1) \rho(z_2) \rho^*(z_3) \rho(z_4) \rangle_\rho = \rho_0^2 \delta(z_1 - z_2) \delta(z_3 - z_4) + \rho_0^2 \delta(z_2 - z_3) \delta(z_1 - z_4). \quad (9)$$

В результате выражение для усредненной по ансамблю корреляционной функции (8) сводится к виду

$$R_{\text{scat1}}(t, t + \tau) = \rho_0^2 \int_0^L \int_0^L I_s^2 dz_1 dz_2 + \rho_0^2 \int_0^L \int_0^L \langle A_s^*(t - 2z_1/v_{\text{gr}}) A_s(t - 2z_2/v_{\text{gr}}) \times A_s^*(t + \tau - 2z_2/v_{\text{gr}}) A_s(t + \tau - 2z_1/v_{\text{gr}}) \rangle_t dz_1 dz_2. \quad (10)$$

Первое слагаемое в выражении (10) – квадрат средней по ансамблю  $\{\rho\}$  интенсивности излучения, рассеянного одним участком длиной  $L$ , которая согласно (5) и (1) определяется выражением [11]

$$I_{\text{scat1}}^m = \langle I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t) \rangle_\rho = \rho_0 \int_0^L I_s dz = \frac{v_{\text{gr}}}{2} \rho_0 I_s T, \quad (11)$$

где  $T = 2L/v_{\text{gr}}$ . Второе слагаемое – двойной интеграл от момента четвертого порядка для поля источника  $A_s(t)$  –

можно преобразовать с учетом того, что фаза излучения полупроводникового лазера  $\varphi_s(t)$  изменяется в соответствии со статистикой случайного блуждания [6, 7, 13]. Выполняя усреднение подынтегрального выражения (10) по времени, как в работах [3, 4], и делая замену переменных  $\tau_1 = 2z_1/v_{\text{gr}}$ ,  $\tau_2 = 2z_2/v_{\text{gr}}$ , получаем выражение для автокорреляционной функции интенсивности рассеянного излучения, усредненной по ансамблю  $\{\rho\}$ , которая не зависит от времени  $t$ :

$$R_{\text{scat1}}(\tau) = \frac{v_{\text{gr}}^2}{4} \rho_0^2 \int_0^T \int_0^T I_s^2 d\tau_1 d\tau_2 + \frac{v_{\text{gr}}^2}{4} \rho_0^2 \int_0^T \int_0^T I_s^2 \exp\left(-\frac{2|\tau_2 - \tau_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) d\tau_1 d\tau_2 + \frac{v_{\text{gr}}^2}{4} \rho_0^2 \int_0^T \int_0^T I_s^2 \left[ \exp\left(-\frac{2|\tau|}{\tau_{\text{coh}}}\right) - \exp\left(-\frac{2|\tau_2 - \tau_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) \right] \times \Pi\left(\frac{\tau}{2|\tau_2 - \tau_1|}\right) d\tau_1 d\tau_2, \quad (12)$$

где  $|\tau_2 - \tau_1|$  – временная задержка интерферирующих полей;  $\tau_{\text{coh}} = 1/(\pi\Delta\nu)$  – время когерентности источника излучения;  $\Delta\nu$  – спектральная ширина полосы излучения источника; прямоугольная функция  $\Pi$  задается выражением

$$\Pi\left(\frac{\tau}{2|\tau_2 - \tau_1|}\right) = \begin{cases} 1, & |\tau| \leq |\tau_2 - \tau_1|, \\ 0, & |\tau| > |\tau_2 - \tau_1|. \end{cases} \quad (13)$$

Аналогично усредняется по ансамблю  $\{\rho\}$  произведение средних по времени интенсивностей:

$$\langle \langle I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t) \rangle_t \langle I_{\text{scat1}}^{(\rho)}(t + \tau) \rangle_t \rangle_\rho = \frac{v_{\text{gr}}^2}{4} \rho_0^2 \int_0^T \int_0^T I_s^2 d\tau_1 d\tau_2 + \frac{v_{\text{gr}}^2}{4} \rho_0^2 \int_0^T \int_0^T I_s^2 \exp\left(-\frac{2|\tau_2 - \tau_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) d\tau_1 d\tau_2. \quad (14)$$

Вычитая (14) из (12), получаем выражение для автоковариационной функции интенсивности для интерферометра рассеянного излучения с одним рассеивающим участком длиной  $L$ , усредненной по всем возможным распределениям коэффициентов рассеяния:

$$C_{\text{scat1}}(\tau) = \frac{(I_{\text{scat1}}^m)^2}{T^2} \int_0^T \int_0^T \left[ \exp\left(-\frac{2|\tau|}{\tau_{\text{coh}}}\right) - \exp\left(-\frac{2|\tau_2 - \tau_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) \right] \times \Pi\left(\frac{\tau}{2|\tau_2 - \tau_1|}\right) d\tau_1 d\tau_2. \quad (15)$$

Выражение (15) имеет довольно простой физический смысл, для его понимания рассмотрим известную автоковариационную функцию интенсивности для интерферометра Маха–Цендера или Майкельсона [3, 4, 13, 14], которая может быть представлена в виде [4]

$$C_{\text{MZ}}(\tau) = \frac{I_{\text{MZ}}^2}{2} \left\{ \exp\left(-\frac{2|\tau|}{\tau_{\text{coh}}}\right) - \exp\left(-\frac{2|\tau_2 - \tau_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) + \left[ \exp\left(-\frac{4|\tau_2 - \tau_1| - 2|\tau|}{\tau_{\text{coh}}}\right) - \exp\left(-\frac{2|\tau_2 - \tau_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) \right] \cos 2\varphi \right\} \times \Pi\left(\frac{\tau}{2|\tau_2 - \tau_1|}\right), \quad (16)$$

где  $\varphi = k(z_2 - z_1)$  – разность оптических путей в интерферометре;  $I_{MZ}$  – средняя интенсивность излучения на выходе интерферометра. Интерферометр Маха–Цендера или Майкельсона имеет минимальное или максимальное пропускание при  $\cos \varphi = \pm 1$  ( $\varphi = \pi l$ , где  $l$  – целое число), при этом говорят, что рабочая точка интерферометра находится вне квадратуры. Напротив, при  $\cos \varphi = 0$  ( $\varphi = \pi/2 + \pi l$ ) пропускание интерферометра соответствует интенсивности  $I_{MZ}$ , при этом говорят, что рабочая точка интерферометра находится в квадратуре [4, 14]. Для квадратурного и внеквadrатурного режимов работы шум на выходе интерферометра различны. Заметим теперь, что если выражение (16) усреднить по всем значениям рабочей точки  $\varphi$ , то второе слагаемое в (16) обнуляется и (16) будет соответствовать подынтегральному выражению в (15) с точностью до постоянного множителя. Таким образом, можно считать, что усредненная по ансамблю  $\{\rho\}$  автоковариационная функция интенсивности для интерферометра рассеянного излучения (15) является суммой автоковариационных функций для всех возможных элементарных интерферометров, образованных рассеивающими центрами, с временными задержками полей  $0 \leq |\tau_1 - \tau_2| \leq T$ , усредненных по всем положениям их рабочих точек  $\varphi$ . В силу линейности преобразования Фурье усредненная по ансамблю  $\{\rho\}$  спектральная плотность мощности для интерферометра рассеянного излучения представляет собой сумму усредненных по всем положениям рабочих точек спектральных плотностей мощности всех элементарных интерферометров Майкельсона, образованных центрами рассеяния.

Для интерферометра рассеянного излучения, имеющего два рассеивающих участка (рис.2), гораздо более трудоемкое вычисление, требующее усреднения по ансамблю 16 членов автокорреляционной функции и 16 членов произведений интенсивностей, приводит в итоге к следующему выражению для усредненной автоковариационной функции:

$$C_{\text{scat}2}(\tau) = 2 \frac{(I_{\text{scat}1}^m)^2}{T^2} \left[ 2 \int_0^T \int_0^T F(\tau, \tau_1, \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \right. \\ \left. + \exp(2\pi i f_0 \tau) \int_0^T \int_{T_0}^{T+T_0} F(\tau, \tau_1, \tau_2') d\tau_1 d\tau_2' \right. \\ \left. + \exp(-2\pi i f_0 \tau) \int_{T_0}^{T+T_0} \int_0^T F(\tau, \tau_1', \tau_2) d\tau_1' d\tau_2 \right], \quad (17)$$

где

$$F(\tau, \tau_1, \tau_2) = \left[ \exp\left(-\frac{2|\tau|}{\tau_{\text{coh}}}\right) - \exp\left(-\frac{2|\tau_2 - \tau_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) \right] \Pi\left(\frac{\tau}{2|\tau_2 - \tau_1|}\right);$$

$f_0$  – частота акустооптического модулятора;  $T_0$  – дополнительная временная задержка полей в интерферометре. Первое слагаемое в (17), аналогичное выражению (15), отвечает сумме автоковариационных функций интенсивностей полей, рассеянных независимо первым и вторым рассеивающими участками интерферометра, второе и третье слагаемые соответствуют перекрестным автоковариационным функциям для первого и второго рассеивающих участков интерферометра, т.е., подобно выражению (15), в (17) происходит суммирование автоковариационных функций для всех возможных интерферометров, образованных центрами рассеяния, но уже для двух участков.

Важным частным случаем является равенство нулю дополнительной временной задержки полей ( $T_0 = 0$ ), т.е. слу-

чай, когда интерферометр с двумя рассеивающими участками сбалансирован. Тогда выражение (17) может быть представлено через выражение (15):

$$C_{\text{scat}2}(\tau) = 2C_{\text{scat}1}(\tau) + \exp(2\pi i f_0 \tau) C_{\text{scat}1}(\tau) \\ + \exp(-2\pi i f_0 \tau) C_{\text{scat}1}(\tau). \quad (18)$$

Таким образом, автоковариационная функция для интерферометра со второй схемой (рис.2) отличается от таковой для интерферометра с первой схемой (рис.1) наличием двух дополнительных копий автоковариационной функции (15) с фазовыми множителями, различающимися только знаком фазы. В силу линейности фурье-преобразования спектральная характеристика для второй схемы, полученная из (18), отличается от таковой для первой схемы, полученной из (15), наличием двух дополнительных копий спектра для первой схемы, сдвинутых в положительную и отрицательную области частот на частоту  $f_0$ . При этом компонента спектра на частоте  $f_0$  может быть относительно легко измерена экспериментально.

После громоздких вычислений фурье-преобразования выражения (15) и двойного интегрирования с учетом соотношений для спектральных характеристик интерферометра Маха–Цендера [4] можно получить следующее выражение для спектральной плотности мощности шума, определяемой усредненной автоковариационной функцией (15):

$$S_{\text{scat}1}(f) = \frac{2(I_{\text{scat}1}^m)^2}{T^2} \frac{\tau_{\text{coh}}}{1 + (\pi f \tau_{\text{coh}})^2} \left( \frac{T^2}{2} + \frac{4}{\tau_{\text{coh}}} \right) \\ \times \frac{\tau_{\text{coh}}^4}{[4 + (2\pi f \tau_{\text{coh}})^2]^2} \left\{ \exp\left(-\frac{2T}{\tau_{\text{coh}}}\right) \left[ -\frac{2}{\tau_{\text{coh}}} \cos(2\pi f T) \right. \right. \\ \left. \left. + 2\pi f \sin(2\pi f T) \right] + \frac{2}{\tau_{\text{coh}}} \right\} + \left( 2\pi f - \frac{2}{\pi f \tau_{\text{coh}}} \right) \\ \times \frac{\tau_{\text{coh}}^4}{[4 + (2\pi f \tau_{\text{coh}})^2]^2} \left\{ \exp\left(-\frac{2T}{\tau_{\text{coh}}}\right) \left[ \frac{2}{\tau_{\text{coh}}} \sin(2\pi f T) \right. \right. \\ \left. \left. + 2\pi f \cos(2\pi f T) \right] - 2\pi f \right\} - \frac{4T}{\tau_{\text{coh}}} \frac{\tau_{\text{coh}}^2}{4 + (2\pi f \tau_{\text{coh}})^2}. \quad (19)$$

Выражение для спектральной плотности мощности шума в случае схемы с двумя рассеивающими участками, наблюдаемой на частоте  $f_0$ , имеет в соответствии с (18) такой же вид. Если для расчета использовать автокорреляционную функцию (12), то спектр будет содержать дополнительные компоненты –  $\delta$ -функции на нулевой частоте с амплитудами, определяемыми (14); можно показать, что аналогичные компоненты на частотах  $\pm f_0$  появятся и в спектральной характеристике интерферометра с двумя рассеивающими участками.

Спектральные плотности мощности (19) для источников со спектральными ширинами 2 и 500 кГц, нормированные на квадрат средней интенсивности рассеянного излучения, показаны на рис.3. Зависимости имеют схожую форму, хотя зависимость для лазера с меньшей когерентностью более пологая. Видно, что в области частот до 200 кГц (которая включает в себя область акустических частот) спектральные плотности мощности для двух источников слабо зависят от частоты, поэтому в этой области для каждой из спектральных характеристик справедлива аппроксимация постоянным значением спектральной

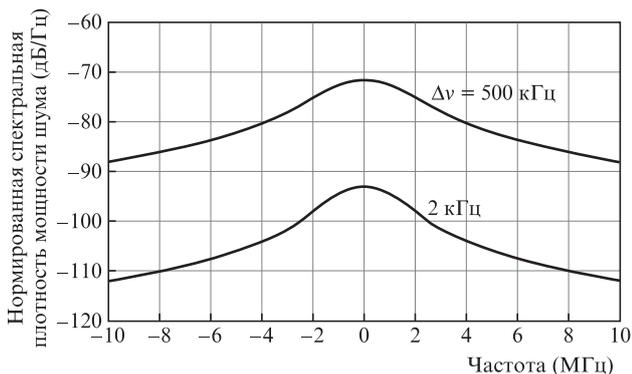


Рис.3. Теоретические усредненные спектральные плотности мощности шума на выходе интерферометра рассеянного излучения для лазеров с ширинами спектров  $\Delta\nu = 2$  и  $500$  кГц и длиной рассеивающего участка  $50$  м.

плотности мощности, т. е. белым шумом. Разлагая выражение (19) в ряд в окрестности нулевой частоты и оставляя только члены нулевого порядка, можно получить соотношение

$$S_{\text{scat1}}(f) \approx \frac{2(I_{\text{scat1}}^m)^2}{T^2} \tau_{\text{coh}} \left[ \frac{T^2}{2} + \frac{3\tau_{\text{coh}}^2}{4} - T\tau_{\text{coh}} - \exp\left(-\frac{2T}{\tau_{\text{coh}}}\left(\frac{3\tau_{\text{coh}}^2}{4} + \frac{T\tau_{\text{coh}}}{2}\right)\right) \right]. \quad (20)$$

Прямой подстановкой легко убедиться в том, что на частоте  $200$  кГц относительная разность плотностей мощности, рассчитанных по формулам (19) и (20), составляет менее  $1\%$ . Зависимость  $S_{\text{scat1}}(f)$  (20) от длины рассеивающего участка  $L = Tv_{\text{gr}}/2$  для лазеров с различными степенями когерентности показана на рис.4. Для длин  $L > 10$  м относительная разность мощностей шумов для двух лазеров монотонно уменьшается, достигая нулевого значения при  $L = 1750$  м, для рассеивающего участка с  $L = 50$  м она составляет  $21$  дБ. Отметим в заключение, что при длинах рассеивающих участков, много больших длины когерентности источника, т. е. при  $T \gg \tau_{\text{coh}}$ , в предположении, что на протяжении рассеивающего участка распространяющееся излучение затухает слабо, выражение (19) упрощается и принимает вид

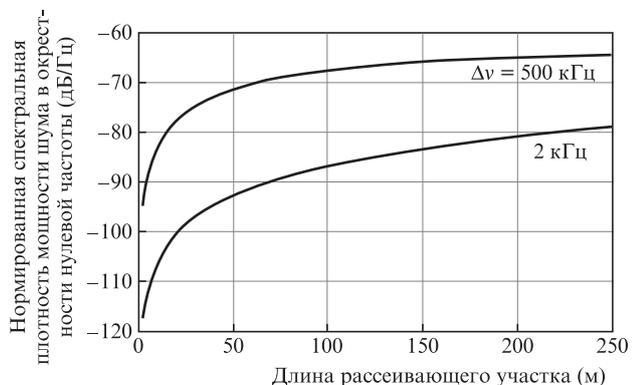


Рис.4. Теоретические зависимости усредненной спектральной плотности мощности шума интерферометра рассеянного излучения в окрестности нулевой частоты от длины рассеивающего участка для лазеров с ширинами спектров  $\Delta\nu = 2$  и  $500$  кГц. Для участка длиной  $50$  м средние уровни шумов на выходе интерферометра для двух лазеров различаются на  $21$  дБ.

$$S_{\text{scat1}}(f) \approx (I_{\text{scat1}}^m)^2 \frac{\tau_{\text{coh}}}{1 + (\pi f \tau_{\text{coh}})^2}, \quad (21)$$

откуда видно, что спектральная характеристика имеет лоренцевскую форму с полушириной, равной удвоенной спектральной ширине полосы излучения источника  $2\Delta\nu$ . Данный предельный случай находится в соответствии с результатом работы [11] и справедлив для полупроводниковых источников с невысокими степенями когерентности.

### 3. Экспериментальная часть

Для подтверждения теоретических результатов была создана экспериментальная установка, соответствующая схеме интерферометра на рис.2. Излучение полупроводникового лазера, работающего в непрерывном режиме на длине волны вблизи  $1555$  нм, усиливалось эрбиевым волоконным усилителем до мощности  $25$  дБм. После прохождения через  $50\%$ -ный ответвитель излучения поступали через циркуляторы в два рассеивающих участка, которыми являлись отрезки одномодового волокна SMF-28. Излучения, рассеянные каждым участком, выводились теми же циркуляторами и усиливались эрбиевыми волоконными предусилителями. После фильтрации оптическими фильтрами со спектральной шириной полосы  $100$  ГГц каждый излучение, распространяющееся по одному из плеч интерферометра, проходило через акустооптический модулятор, который смещал частоту излучения на величину  $f_0 = 200$  МГц.

Интерференционный сигнал, регистрируемый широкополосным фотоприемником, анализировался с помощью радиочастотного анализатора спектра Agilent E4411B. Дополнительные оптические пути, проходимые излучением в двух плечах интерферометра от выходного ответвителя до входа в рассеивающие участки и от выходов рассеивающих участков до фотоприемника (с учетом длин усиливающего волокна в предусилителях), выбирались равными друг другу. Длины рассеивающих участков могли изменяться от  $50$  до  $90$  м, оставаясь при этом равными друг другу. Для предотвращения отражения от торцов рассеивающих участков оптическое излучение высвечивалось через узлы малого радиуса на концах отрезков. В работе использовались два типа лазеров: лазер с высокой степенью когерентности и спектральной шириной полосы  $\Delta\nu = 2$  кГц, а также стандартный телекоммуникационный лазер с  $\Delta\nu = 500$  кГц. Для нахождения статистически среднего спектра мощности на анализаторе спектра был установлен режим усреднения по  $500$  реализациям, сканирование проводилось с разрешением  $\Delta f = 10$  кГц.

Теоретические и экспериментальные спектры мощности, нормированные на среднее значение мощности рассеянного излучения, для двух описанных типов лазеров при длинах рассеивающих участков  $L = 50$  м каждый приведены на рис.5,а, а при  $L = 90$  м – на рис.5,б. Видно, что при увеличении длины рассеивающих участков спектральные характеристики становятся более крутыми. Пики на частоте  $200$  МГц соответствуют гармонической составляющей автокорреляционной функции. Подобные экспериментальные зависимости наблюдались и в области нулевой частоты для схемы как с одним, так и с двумя рассеивающими участками. Сплошными кривыми показаны экспериментальные спектры мощности рассеянного излучения, а кружками – спектры мощности, рассчитанные с помощью (19) для спектральной ширины полосы  $10$  кГц. Для лазера

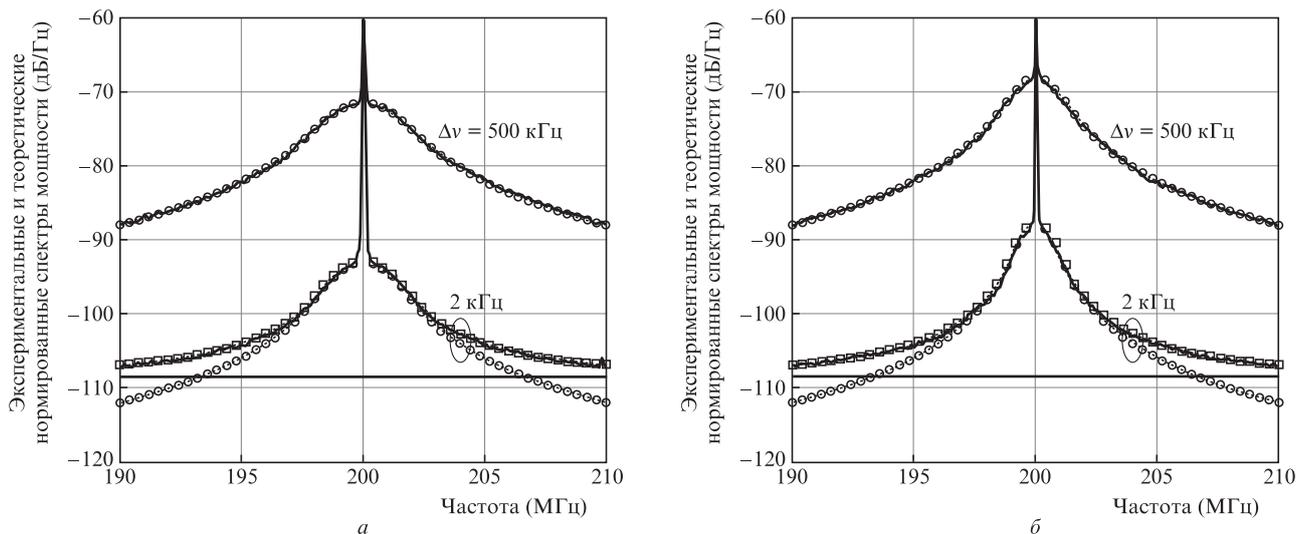


Рис.5. Нормированные спектры мощности шума на выходе интерферометра рассеянного излучения с длинами рассеивающих участков 50 (а) и 90 м (б) каждый для лазеров с ширинами спектров  $\Delta\nu = 2$  и 500 кГц. Сплошные кривые – экспериментальные спектры мощности шума, усредненные по 500 реализациям (разрешение анализатора спектра 10 кГц, его видеополоса 10 кГц), кружки – теоретические спектры мощности шума, квадраты – теоретические спектры мощности шума с учетом шумов предусилителей и фотоприемника. Сплошные горизонтальные линии – уровень шума, обусловленный влиянием оптических предусилителей и фотоприемника.

с низкой степенью когерентности кривые совпадают с хорошей точностью. Однако для лазера с высокой степенью когерентности хорошее совпадение наблюдается при частотах, отличающихся от центральной менее чем на 2 МГц. Такое поведение, по нашему мнению, является следствием того, что спектральные компоненты на более высоких частотах имеют очень низкую мощность, поэтому на этих частотах становится заметным влияние шума, образованного биениями сигнала со спонтанным излучением оптического предусилителя и биениями спонтанного излучения с самим собой, а также дробового и теплового шумов фотоприемника. Все указанные виды шумов имеют равномерное распределение по спектру в полосе частот, в которой проводилось измерение [15]. Для нашей экспериментальной установки общий нормированный уровень этих шумов составил  $-109$  дБ/Гц (на рис.5 он показан горизонтальной линией). Спектры мощности рассеянного излучения с учетом влияния этих шумов показаны на рис.5 квадратами. Таким образом, при учете дополнительных шумов спонтанного излучения и фотоприемника теоретические и экспериментальные спектральные характеристики шума для интерферометра рассеянного излучения совпадают с хорошей точностью.

#### 4. Заключение

В настоящей работе рассмотрены спектральные характеристики шума для волоконного интерферометра рассеянного излучения с полупроводниковым лазерным источником. Впервые, по нашим сведениям, получено выражение для усредненной спектральной плотности мощности шумовых флуктуаций на выходе интерферометра, вызванных флуктуациями фазы источника излучения. Мощность шумовых флуктуаций интенсивности зависит от степени когерентности лазерного источника, а также от длины рассеивающего участка интерферометра. В области низких частот (до 200 кГц) для спектральной плотности мощности шума справедлива аппроксимация белым шумом, спектральная плотность которого может быть рассчитана по формуле (20).

Экспериментальные нормированные спектры совпадают с теоретическими с хорошей точностью. Однако для лазера с высокой степенью когерентности в области частот, в которой спектральная плотность мощности шума мала, необходимо учитывать шумы оптического предусилителя и фотоприемника. Полученные выражения после нормировки на квадрат экспериментально измеряемого для конкретного волокна интерферометра статистически среднего значения интенсивности рассеянного излучения могут применяться для оценки чувствительности и минимального детектируемого сигнала при использовании интерферометра рассеянного излучения в качестве датчика внешних фазовых воздействий.

Авторы благодарны Я.А.Тезадову за предоставление лазерного источника, фотоприемника и акустооптического модулятора.

1. Горшков Б.Г., Парамонов В.М., Курков А.С., Кулаков А.Т., Заирный М.В. *Квантовая электроника*, **36**, 963 (2006).
2. Нестеров Е.Т., Трещиков В.Н., Озеров А.Ж., Слепцов М.А., Камынин В.А., Наний О.Е., Сусьян А.А. *Письма в ЖТФ*, **37** (9), 55 (2011).
3. Petermann K., Weidel E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17** (7), 1251 (1981).
4. Moslehi B. *J. Lightwave Technol.*, **4** (11), 1704 (1986).
5. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **38** (2), 74 (2012).
6. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Радиотехника и электроника*, **56** (12), 1522 (2011).
7. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Квантовая электроника*, **42** (1), 76 (2012).
8. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **38** (24), 67 (2012).
9. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Радиотехника и электроника*, **58** (3), 292 (2013).
10. Гудмен Дж. *Статистическая оптика* (М.: Мир, 1988).
11. Gysel P., Staubli R.K. *J. Lightwave Technol.*, **8** (4), 561 (1990).
12. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2000).
13. Tkach R., Chraplyvy A. *J. Lightwave Technol.*, **4** (11), 1711 (1986).
14. Salehi M.R., Cabon B. *J. Lightwave Technol.*, **22** (6), 1510 (2004).
15. Desurvire E. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Principle and Applications* (New York: Wiley, 1994).