

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ

Работа когерентного рефлектометра в условиях сильного локального воздействия на волокно

Д.М.Бенгальский, Д.Р.Харасов, Э.А.Фомиряков, С.П.Никитин, О.Е.Наний, В.Н.Трещиков

Экспериментально обнаружено и подтверждено численным моделированием, что сильное локальное виброакустическое воздействие на участок волокна вносит искажения в сигнал, детектируемый когерентным рефлектометром (рефлектограмму), от всех участков волокна, расположенных за областью сильного воздействия. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими оценками и результатами численного моделирования позволяет утверждать, что физический механизм искажений рефлектограммы связан с вызванным внешним воздействием переменным сдвигом частоты оптической несущей зондирующего импульса.

Ключевые слова: оптический волоконный датчик, распределенный датчик, фазочувствительный оптический рефлектометр, пьезоэлектрический эффект, пьезоволоконный модулятор, сильное воздействие на волокно, частотная модуляция, корреляция.

1. Введение

Когерентные фазочувствительные рэлеевские рефлектометры (фОТДР) находят применение в качестве распределенных датчиков деформации, давления, температуры для мониторинга и охраны протяженных объектов, таких как трубопроводы, железнодорожные и автомобильные пути и др. [1–3]. Чувствительным элементом фОТДР обычно служит стандартное оптическое одномодовое волокно [1–3], однако для увеличения дальности работы или для специальных применений используются чувствительные элементы на основе комбинации волокон или специальные волокна с увеличенным коэффициентом рассеяния [4–9].

Рефлектометры фОТДР обычно работают в амплитудном режиме, в котором измеряется интенсивность обратно рассеянного сигнала [1]. Существуют также методы, позволяющие перейти к фазовому режиму, в котором можно анализировать приращения фазы в разных точках волокна. К основным таким методам относится использование двухимпульсной схемы [10–12] и интерферометра в приемной части [13].

Чувствительность фОТДР к внешним воздействиям зависит от собственного уровня шумов, в частности от стабильности и воспроизводимости параметров тестиру-

ющего лазерного излучения [14]. Если шумы фотоприемного тракта малы, то чувствительность на первых километрах волокна определяется фазовыми шумами и вариацией частоты излучения используемого лазера. В работе [15] было показано, что для лазеров с медленными вариациями центральной частоты (менее 1 МГц/с) отношение сигнал/шум фототоков фОТДР, измеренное за интервал времени 0.1 с, обратно пропорционально мгновенной лоренцевской ширине лазерной линии.

Известно, что фОТДР чувствителен к сдвигам оптической частоты. Так, в [16] показано, что при изменении центральной частоты зондирующих импульсов (ЗИ) прямоугольной формы, соответствующие рефлектограммы меняются. Изменение формы рефлектограммы можно количественно охарактеризовать степенью корреляции двух сравниваемых рефлектограмм. Если сдвиг оптической частоты $\Delta\nu \ll 1/\tau_p$, где τ_p – длительность ЗИ, то степень корреляции близка к единице и форма рефлектограммы изменяется мало. По мере увеличения $\Delta\nu$ искажение формы рефлектограммы возрастает, и при $\Delta\nu = 1/\tau_p$ рефлектограммы от двух сравниваемых импульсов полностью декоррелированы. Столь сильные вариации несущей частоты, разумеется, редко встречаются на практике, но даже значительно более слабые изменения частоты за время между последовательными рефлектограммами ограничивают чувствительность фОТДР. Влияние дрейфа центральной частоты излучения лазера на отношение сигнал/шум рефлектограммы численно и экспериментально исследовалось в работе [17]. В [18] предложен корреляционный метод автостабилизации частоты лазера.

Возможность увеличения дальности работы фОТДР путем увеличения мощности ЗИ ограничивают нелинейные эффекты: модуляционная неустойчивость [19–21], фазовая самомодуляция [20], вынужденное комбинационное (рамановское) и бриллюэновское рассеяния (ВКР и ВРМБ) [20, 22]. В то же время распределенный рамановский (ВКР) усилитель [23, 24] или распределенный бриллюэновский (ВРМБ) усилитель со встречной накачкой [25] позволяет увеличить дальность работы фОТДР.

Д.М.Бенгальский, Э.А.Фомиряков, О.Е.Наний. ООО «Т8 Сенсор», Россия, 107076 Москва, ул. Краснобогатерская, 44/1; Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: bengalskiy@t8.ru

Д.Р.Харасов. ООО «Т8 Сенсор», Россия, 107076 Москва, ул. Краснобогатерская, 44/1; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9

С.П.Никитин, В.Н.Трещиков. ООО «Т8 Сенсор», Россия, 107076 Москва, ул. Краснобогатерская, 44/1

Поступила в редакцию 16 мая 2020 г., после доработки – 10 августа 2020 г.

В [26, 27] исследовалась точность работы ФОТДР при детектировании сигнала от продольного акустического возмущения и было показано, что точность зависит от линейности отклика к внешнему воздействию и нелинейных искажений, вызванных случайным характером многолучевой интерференции. При этом ранее считалось, что локальные воздействия на участок волоконного кабеля сказываются только на сигнале ФОТДР от данного участка. Однако, как следует из настоящей работы, это справедливо только для относительно слабых (по величине растяжения волокна) и медленных воздействий. Относительно сильные локальные воздействия создают помеху сигналу ФОТДР от участков волокна, расположенных за областью воздействия, что может приводить к снижению чувствительности рефлектометра к внешнему воздействию на этих участках.

Предварительные исследования показали, что при мониторинге объектов, где наблюдаются сильные воздействия на волокно, в сигнале ФОТДР могут возникать искажения. Так как данное явление довольно универсально, была поставлена цель установить количественную связь между характеристиками внешнего воздействия и степенью искажения рефлектограммы, а также физический механизм возникновения искажений. Поскольку ранее проведенные исследования указывали на то, что вариации частоты ЗИ, вызванные дрейфом частоты генерации задающего узкополосного лазера, приводят к искажению всей рефлектограммы [16, 17], то мы предположили, что обнаруженный эффект также связан с вариацией частоты, вызванной внешним сильным воздействием.

Для достижения поставленной цели были проведены экспериментальные исследования и численное моделирование влияния внешнего детерминированного локального воздействия на форму амплитудных и фазовых рефлектограмм. Переменное внешнее воздействие создавалось пьезоволоконным модулятором (PZT), расположенным в тестируемой области волокна. В этом случае свет проходит через PZT дважды: как ЗИ в прямом направлении и как рассеянный назад свет. Влияние локального воздействия на форму рефлектограмм исследовалось при таких положениях PZT, когда вклады от этих двух разных физических процессов разделены.

2. Схема экспериментальной установки

Для экспериментального подтверждения предположения, что причина искажений рефлектограмм – это вариации частоты, вызванные внешним сильным воздействием, на основе ФОТДР была создана экспериментальная установка, позволяющая наряду с измерением характеристик амплитудных и фазовых рефлектограмм регистрировать вызванные внешним воздействием вариации частоты ЗИ и рассеянного излучения.

Сильное детерминированное воздействие создавалось пьезоволоконным модулятором, представляющим собой участок волокна, намотанный на пьезоэлемент, к которому приложено напряжение с внешнего генератора сигналов (SG). Изменение фазы излучения φ_{mod} на выходе PZT пропорционально растяжению волокна ΔL в PZT, а оно, в свою очередь, пропорционально напряжению на пьезоэлементе, т. е. $\Delta L \propto U$. Таким образом, между U и φ_{mod} существует линейная связь:

$$\varphi_{\text{mod}}(t) = K(f_{\text{SG}})U(t), \quad (1)$$

где $K(f_{\text{SG}})$ – коэффициент пропорциональности, который при наличии механических резонансов зависит от частоты f_{SG} а также от материала, геометрии пьезоэлемента и способа крепления к нему волокна.

В случае, когда к PZT приложено синусоидальное напряжение $U(t) = U_0 \sin(2\pi f_{\text{SG}} t)$, наводимая в нем фазовая модуляция (1) приводит к зависящему от времени сдвигу оптической несущей частоты излучения:

$$\Delta\omega(t) = \varphi'_{\text{mod}}(t) = \Delta\omega_0 \cos(2\pi f_{\text{SG}} t), \quad (2)$$

$$\Delta\omega_0 = K(f_{\text{SG}}) U_0 2\pi f_{\text{SG}}. \quad (3)$$

Прохождение через PZT квазинепрерывного оптического сигнала, длительность которого сравнима с периодом следования ЗИ, будет сопровождаться синусоидальной частотной модуляцией, описываемой формулой (2). Так, проходящее через PZT рассеянное назад (в сторону рефлектометра) излучение сопровождается частотной модуляцией, описываемой выражениями (2) и (3). Частота модуляции f_{SG} определяется частотой модуляции PZT, а амплитуда $\Delta\omega_0$ – выражением (3).

Прохождение через PZT коротких оптических импульсов, в частности ЗИ рефлектометра, длительность τ_p которых много меньше периода воздействия ($t_{\text{SG}} = f_{\text{SG}}^{-1}$), сопровождается сдвигом частоты оптической несущей, при этом вариация сдвига частоты в пределах импульса мала ($\delta\omega_0 \ll \Delta\omega_0$), и ею можно пренебречь. Действительно, максимальный сдвиг $\Delta\omega_0$ и максимальная вариация сдвига $\delta\omega_0$ оптической несущей в пределах ЗИ связаны между собой простым соотношением

$$\delta\omega_0(\tau_p) = \Delta\omega_0 2\pi f_{\text{SG}} \tau_p, \quad (4)$$

а поскольку $\tau_p \ll f_{\text{SG}}^{-1}$, то $\delta\omega_0 \ll \Delta\omega_0$, и изменение частоты в пределах импульса можно не учитывать.

В большинстве ФОТДР волокно зондируется короткими импульсами длительностью в десятки-сотни наносекунд, следующими с частотой $f_p \sim 1$ кГц и периодом $T_p \sim 1$ мс. Сдвиг частоты оптической несущей ЗИ, создаваемый PZT, определяется формулой (2) для дискретных значений времени $t(N) = t_1 + (N-1)T_p$. Подставляя время прохождения PZT N -м импульсом в (2), получаем для сдвига частоты импульса с номером N следующее выражение:

$$\Delta\omega(N) = \omega(t(N)) = \Delta\omega_0 \cos[\varphi_1 + 2\pi f_{\text{SG}}(N-1)T_p], \quad (5)$$

где φ_1 – фаза прохождения PZT первым импульсом. При $f_{\text{SG}} > f_p$ наблюдается стробоскопический эффект, из-за которого центральная частота импульса будет осциллировать не на частоте f_{SG} , как в уравнении (5), а на частоте $f_{\text{mod}} = f_{\text{SG}} - f_p [f_{\text{SG}}/f_p + 0.5]$, равной разности между f_{SG} и ближайшей к ней частоте, кратной частоте зондирования f_p , где квадратные скобки означают целую часть дробного числа; причем f_{mod} не превышает величину $f_p/2$ и находится в пределах от $-f_p/2$ до $f_p/2$. Выражение для сдвига частоты принимает вид

$$\Delta\omega(N) = \Delta\omega_0 \cos[\varphi_1 + 2\pi f_{\text{mod}}(N-1)T_p]. \quad (6)$$

В эксперименте и при численном моделировании частота модуляции f_{SG} выбиралась высокой для увеличения сдвига частоты ЗИ. В то же время отстройка частоты f_{SG}

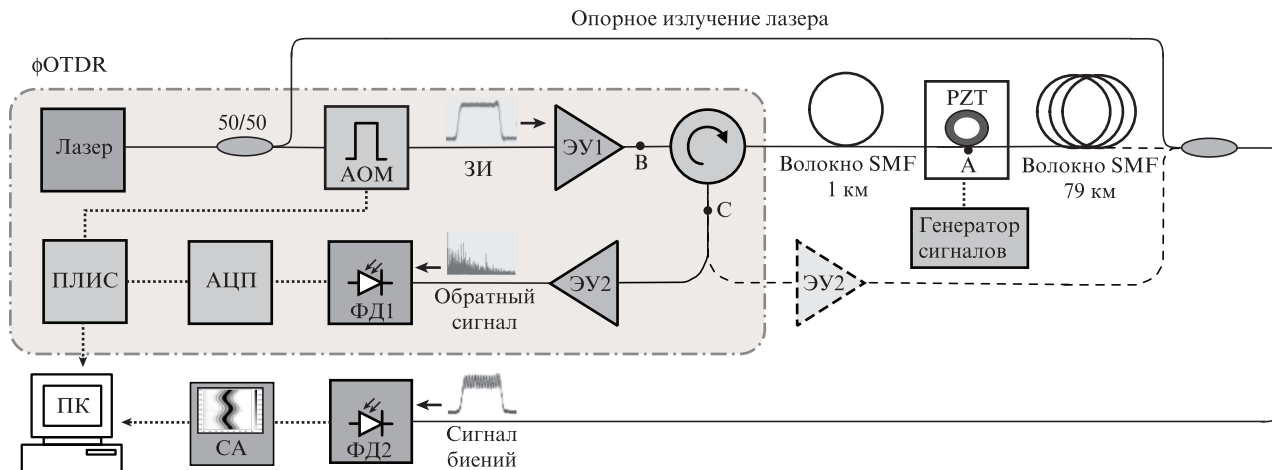


Рис.1. Схема экспериментальной установки (PZT устанавливался в трех позициях, отмеченных точками А, В и С). Для измерения сдвига частоты ЗИ волокно с опорным излучением лазера соединялось с концом линии, а для измерения ухода частоты в рефлектограмме – с выходом усилителя ЭУ2.

от значений, кратных частоте ЗИ, наоборот, выбиралась близкой к единицам герц для удобства анализа и интерпретации экспериментальных данных. Большинство измерений было проведено при фиксированной частоте $f_{SG} = 12.001$ кГц, при этом частота следования ЗИ f_p составила 1 кГц. В этом случае сдвиг частоты оптической несущей ЗИ из-за стробоскопического эффекта медленно меняется во времени по гармоническому закону с частотой $f_{mod} = 1$ Гц (см. (6)) и амплитудой $\Delta\omega_0$, определяемой формулой (3).

Изменения в спектре излучения, проходящего через PZT, настолько малы, что их можно зафиксировать только с помощью интерферометрических или гетеродинных методов измерений.

Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Она состоит из рефлектометра фотодетектора (на рисунке выделен штрих-пунктирной линией), волоконной линии из двух катушек волокна длиной 1 и 79 км с участком сильного детерминированного воздействия (PZT) и схемы измерения вариации частоты ЗИ и сигнала обратного рассеяния. Для контрольных измерений PZT мог располагаться не только в волоконной линии (положение, отмеченное точкой А), но также в точках В и С. В точке В PZT воздействует только на ЗИ и не оказывает влияния на рассеянное излучение, а в точке С он воздействует только на рассеянное излучение.

В фотодетекторе с помощью акустооптического модулятора (АОМ) из непрерывного излучения лазера формировались ЗИ, которые усиливались с помощью волоконного эрбиевого усилителя (ЭУ1) и посылались в волоконную линию. Сигнал обратного рассеяния через циркулятор попадал в приемную часть рефлектометра, состоящую из волоконного эрбиевого предусилителя (ЭУ2), фотоприемного устройства (ФД1), аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС). Данные с ПЛИС обрабатывались на компьютере (ПК). Рефлектометр фотодетектора работал в двух режимах: амплитудном (одноимпульсном) и фазовом (двухимпульсном). В обоих случаях частота следования импульсов $f_p = 1$ кГц, длительность импульсов $\tau_p = 200$ нс. При этом в амплитудном режиме волокно зондировалось одиночными импульсами [1] и анализировались только амплитудные рефлектограммы – зависимости от

времени тока фотодетектора, пропорционального мощности (интенсивности) излучения: $P(t) \sim |E(t)|^2$. По амплитудным рефлектограммам можно определять место внешнего воздействия, но величину растяжения волокна нельзя определить из-за нелинейности отклика. В фазовом режиме волокно зондировалось последовательно из четырех пар импульсов с разностью фаз $\psi \in [0, \pi/2, \pi, 3\pi/2]$ и расстоянием между импульсами в паре $\tau_d = 300$ нс, что позволяет восстановить так называемую дифференциальную фазу – разность фаз между сигналами, формируемыми в результате обратного рассеяния первого и второго импульсов [10, 11]. По измеренному значению дифференциальной фазы оценивают величину растяжения волокна.

Для исследования вариаций несущей ЗИ использовался метод гетеродинирования. Для этого в схему был добавлен интерферометр Маха–Цендера (МЦИ), по короткому плечу которого распространялось опорное излучение лазера, находящегося в фотодетекторе. Длинным плечом интерферометра служила исследуемая волоконная линия с PZT. Сигнал биений на выходе МЦИ регистрировался с помощью фотоприемника Alphas UPD-15-IR2 (ФД2) и анализатора спектра и сигналов R&S FSW8 (СА), данные с которого также обрабатывались на ПК.

Аналогично измерялись вариации оптической несущей частоты обратного рассеянного излучения. Для этого излучение на выходе ЭУ2 также «сбивалось» с излучением опорного лазера.

3. Описание численной модели работы фотодетектора

В качестве основы использовалась модель, описанная в [16], в которой излучение ЗИ предполагается квазимонохроматическим, ЗИ – прямоугольной формы, средняя плотность равномерно распределенных эрбиевых центров (РЦ) составляет 1 м^{-1} , шаг дискретизации по времени $dt = 1$ нс и шаг по времени между рефлектограммами $dT = f_p^{-1} = 1$ мс, а также волокно предполагается одномерным, т. е. РЦ распределены случайным образом вдоль оси волокна. Комплексную амплитуду рефлектограммы во временной точке t , соответствующей продольной координате $z = v_g t/2$, можно представить в виде суммы парци-

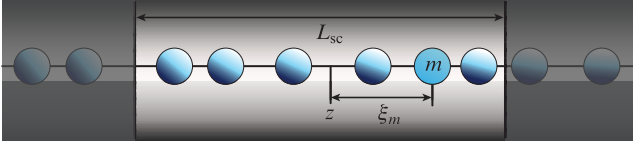


Рис.2. Расположение РЦ в одномодовом оптическом волокне в области точки z .

альных импульсов, обратно рассеянных на РЦ с координатами ξ_m в диапазоне $L_{sc} = v_g \tau_p / 2$ с центром в точке z (здесь v_g – групповая скорость ЗИ):

$$E(t) = \gamma E_0 \exp(-\alpha z) \exp(2iknz) \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_m^M \exp(2ikn\xi_m), \quad (7)$$

где γ – амплитудный коэффициент обратного рэлеевского рассеяния; E_0 – амплитуда ЗИ; α – коэффициент затухания по интенсивности в волокне; n – показатель преломления волокна; $k = \omega/v_\varphi$ – волновое число; v_φ – фазовая скорость ЗИ в волокне; M – число РЦ в диапазоне L_{sc} . Расположение РЦ в области точки z волокна схематически показано на рис.2.

Интенсивность рефлектограммы в двухимпульсном режиме $R(t)_{K,l}$, где K – номер измерения фазы и $l = 1-4$ – номер рефлектограммы одного измерения, может быть представлена в виде суммы амплитуд рефлектограмм в одноимпульсном режиме с соответствующим сдвигом на время задержки t_d и с учетом добавочной фазы $\psi_l = [0, \pi/2, \pi, 3\pi/2]$:

$$R(t)_{K,l} = |E(t) + E(t - \tau_d) \exp(i\psi_l)|^2. \quad (8)$$

Реальный номер рефлектограммы $N = 4(K - 1) + l$. Из последовательности таких четырех рефлектограмм изменение фазы за время t_d вдоль волокна вычисляется как аргумент комплексного числа:

$$\varphi(K, t) = \arg[(R(t)_{K,1} - R(t)_{K,3}) + i(R(t)_{K,2} - R(t)_{K,4})]. \quad (9)$$

Для моделирования PZT, установленного в волоконную линию, в уравнение (7) необходимо добавить экспоненциальный множитель $\exp[2i\varphi_{mod_m}(z_m, N)]$, который учитывает смещение РЦ при растяжении волокна под действием PZT, где $\varphi_{mod_m}(z_m, N)$ является функцией от координаты РЦ $z_m = z + \xi_m$ и номера рефлектограммы N :

$$\varphi_{mod_m}(z, N) = \begin{cases} 0, & z_m \leq z_{PZT}, \\ \frac{z_m - z_{PZT}}{L} \left[KU_0 \sin\left(2\pi f_{SG} \frac{z_m n}{c}\right) + \Delta\omega(N) \frac{z_m n}{c} \right], & z_{PZT} < z_m \leq z_{PZT} + L, \\ KU_0 \sin\left[2\pi f_{SG} \frac{(z_{PZT} + L)n}{c}\right] + \Delta\omega(N) \frac{z_m n}{c}, & z_m > z_{PZT} + L \end{cases} \quad (10)$$

(здесь L – длина волокна в PZT, z_{PZT} – координата ближней границы PZT). Тогда уравнение (7) с имитацией PZT, установленного в линии, принимает следующий вид:

$$E(t)_N = \gamma E_0 \exp(-\alpha z) \exp(2iknz) \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_m^M \exp(2ikn\xi_m) \exp[2i\varphi_{mod_m}(z + \xi_m, N)]. \quad (11)$$

4. Полученные результаты и их обсуждение

4.1. Изменение спектра сигналов под воздействием PZT

Сдвиг частоты оптической несущей и спектр ЗИ измерялись методом гетеродина: непрерывное опорное излучение лазера смешивалось с ЗИ на выходе из линии. Исследуемое внешнее воздействие создавалось работающим модулятором PZT, располагаемым в точке А или В (см. рис.1). В эксперименте частота следования ЗИ $f_p = 1$ кГц меньше частоты модуляции PZT f_{SG} , поэтому изменение во времени частоты несущей ЗИ происходило на частоте f_{mod} , определяемой стробоскопическим эффектом (см. (6)). Из сигнала биения опорного излучения и ЗИ была получена спектрограмма, с помощью которой сдвиг частоты определялся по величине сдвига максимума спектра. На рис.3,а приведена зависимость смещения несущей оптической частоты от времени при $f_{SG} = 12.001$ кГц, $f_p = 1$ кГц: огибающая частоты несущей ЗИ изменяется по гармоническому закону с частотой $f_{mod} = 1$ Гц в полном соответствии с формулой (6). При напряжении на PZT, равном 5 В, максимальное смещение частоты оптической несущей $\Delta\nu_0 = 5.34 (\pm 0.1)$ МГц (при модуляции на частоте 12.001 кГц). На вставке к рис.3,а показаны спектры ЗИ, снятые при смещении несущей частоты 0, +5.34 и –5.34 МГц, что соот-

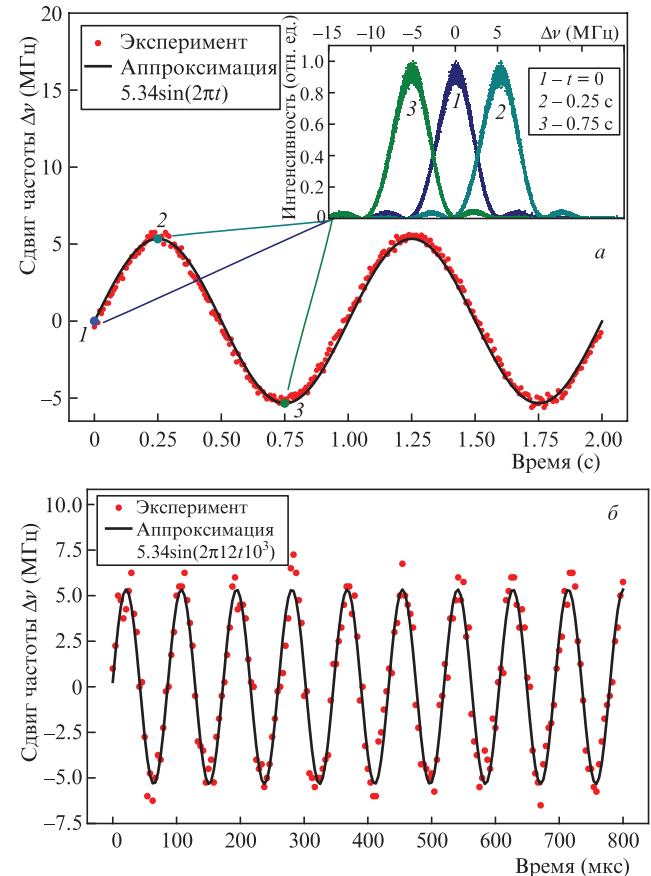


Рис.3. Смещение частоты оптической несущей, вызванное воздействием периодического растяжения участка PZT: зависимость смещения несущей оптической частоты ЗИ от времени при $f_{SG} = 12.001$ кГц, $f_p = 1$ кГц (на вставке показаны спектры ЗИ при $\Delta\nu = 0, 5.34$ и -5.34 МГц, что соответствует 0, 0.25 и 0.75 с) (а) и временная зависимость смещения несущей оптической частоты обратно рассеянного излучения (PZT расположен в точке С) (б). Частота модуляции совпадает с $f_{SG} = 12.001$ кГц.

ветствует времени 0, 0.25 и 0.75 с. Отсутствие изменений в форме линии (кроме положения центра) подтверждает возможность пренебрежения влиянием частотной модуляции в пределах ЗИ.

Аналогично анализировалась временная зависимость смещения оптической несущей частоты обратного рэлеевского рассеяния, вызванного воздействием PZT, расположенного в точке С. На рис.3,б показано, что при частоте $f_{SG} = 12.001$ кГц центральная частота рефлектограммы также осциллирует на частоте f_{SG} с амплитудой $\Delta\nu_0 = 5.34$ МГц. Таким образом, сильное воздействие на короткий ЗИ приводит к сдвигу его оптической несущей частоты, а воздействие на обратно рассеянный сигнал ($\tau_p \geq f_{SG}^{-1}$) приводит к зависящему от времени частотному сдвигу несущей обратно рассеянного излучения. В случае, когда PZT расположен в точке А, происходит как сдвиг частоты несущей ЗИ, так и частотная модуляция рассеянного излучения. Однако, как экспериментально показано в разд.4.2, сдвиг частоты несущей ЗИ изменяет амплитудные рефлектограммы участков волокна за область воздействия, в то время как частотная модуляция уже сформировавшегося рассеянного излучения не изменяет временной зависимости интенсивности рассеянного излучения, т. е. амплитудные рефлектограммы не меняются.

4.2. Влияние PZT на работу ФОТДР в амплитудном режиме

В фазочувствительном рефлектометре время когерентности источника больше длительности ЗИ, поэтому парциальные волны, рассеянные от РЦ, расположенных в пределах половины пространственной длины импуль-

са L_{sc} , складываются с учетом фаз (см. рис.2). Поскольку РЦ расположены случайно, то и фазы парциальных волн являются случайными величинами, и в результате регистрируемое временное распределение интенсивности рассеянного излучения, называемое амплитудной рефлектограммой, имеет сильно изрезанную форму и является одномерным аналогом спекл-картины. Примеры рефлектограмм приведены во многих работах (см., напр., [28]).

Когерентный рефлектометр при внешнем виброакустическом воздействии регистрирует последовательность рефлектограмм и изменения их формы. На рис.4,а–в приведены рассчитанные с помощью уравнения (11) разностные рефлектограммы $P_{\Delta T}^*(z)$ для четырех значений ΔT : 10, 50, 100 и 200 мс. Разностная рефлектограмма – это разность между двумя рефлектограммами, задержанными на интервал времени ΔT :

$$P_{\Delta T}^*(z) = P_{\Delta T}(z) - P_0(z). \quad (12)$$

Приведенные кривые отличаются частотой модуляции, при этом амплитуда растяжения одинакова на участке длиной 30 м (координаты от 1110 до 1140 м). Внешнее воздействие изменяет положения РЦ в области воздействия, что приводит к изменению рефлектограмм в области растяжения. Поскольку относительное расположение РЦ вне области воздействия не изменилось, то в случае слабого влияния внешнего воздействия на ЗИ рефлектограммы не изменяются вне области воздействия (рис.4,а). Если же внешнее воздействие изменяет частоту ЗИ, то во всей рефлектограмме, расположенной за область воздействия, появляются изменения, нарастающие с ростом

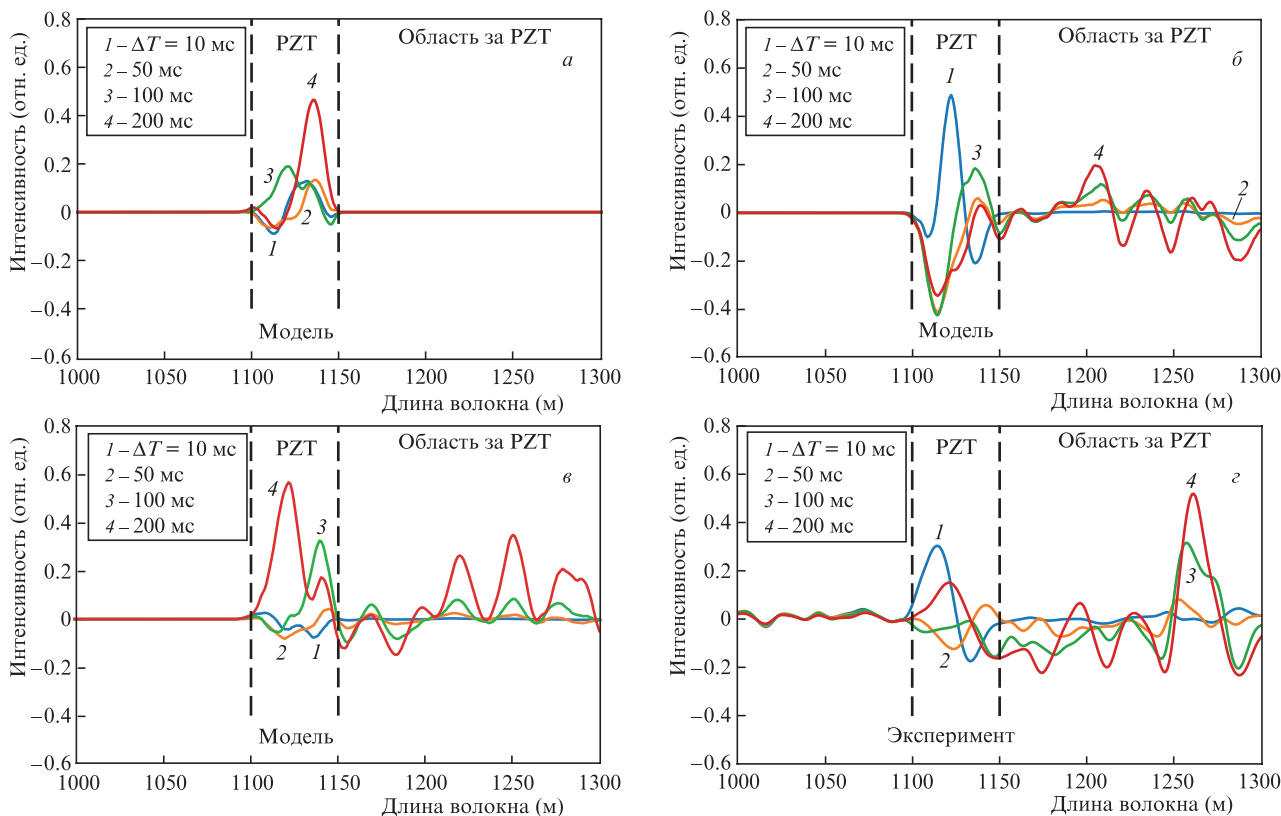


Рис.4. Разностные рефлектограммы при частоте модуляции 1 (а), 6001 (б) и 12001 Гц (в и г); соответствующий максимальный сдвиг частоты $\Delta\nu = (d\varphi_{mod}/dt)/2\pi - 0.0004, 2.67$ и 5.34 МГц. Амплитуда растяжения ΔL на участке 1110–1140 м одинакова и составляет 2.6 мкм/м ($\varphi_{mod} = 140\pi$). Сигнал PZT наблюдался на длине от 1100 до 1150 м из-за вклада разрешающей способности ФОТДР, равной 20 м.

сдвига частоты, как показано на рис.4,*б* и *в*. Для распределенных датчиков такие изменения в рефлектограммах являются помехой, т.к. на их фоне труднее обнаружить реальные внешние воздействия.

Как следует из рис.4, ключевой параметр, определяющий величину наводимой помехи, – относительный сдвиг частоты $\Delta\nu_r$. Максимальный уровень помехи, наведенной на рефлектограмме, достигается при $\Delta\nu_r = 1$, что соответствует сдвигу частоты 5 МГц при длительности импульса $\tau_p = 200$ нс. Помехи при малом сдвиге частоты (порядка 0.4 кГц) практически отсутствуют, и, как видно из рис.4,*а*, рефлектометр в этом случае регистрирует только локальное воздействие. Размер участка, на котором регистрируются изменения рефлектограммы, больше самой области, т.к. отклик рефлектометра на воздействие PZT – это свертка пространственной формы импульса и области воздействия, умноженная на случайную функцию отклика.

С увеличением амплитуды сдвига несущей частоты ЗИ за область воздействия возникает помеха. Таким образом, численное моделирование подтвердило, что наблюдаемые экспериментально помехи в сигнале рефлектометра, возникающие за область сильного локального воздействия, можно объяснить сдвигом частоты оптической несущей ЗИ (см. рис.2,*а*). Наоборот, смещение частоты уже сформированного рассеянного излучения в результате прохождения через PZT в обратном направлении (рис.2,*б*) не оказывает влияния на форму рефлектограммы и не вызывает помех. Отметим, что при численном моделировании мы включали и отключали функцию

частотной модуляции рассеянного излучения, и форма рефлектограммы не менялась.

Для прямого экспериментального подтверждения отсутствия влияния частотной модуляции уже сформированного рассеянного излучения на форму рефлектограммы PZT устанавливался в точках В и С. При установке модулятора в точке В помеха возникает во всей рефлектограмме, хотя модуляции рассеянного излучения не наблюдается. Напротив, при установке PZT в точке С модуляция рассеянного излучения возникает, но никаких изменений в форме рефлектограмм не обнаружено, т.к. в этом случае модуляция несущей оптической частоты ЗИ отсутствует.

Для постоянного мониторинга внешних воздействий на чувствительный элемент распределенного датчика необходимо постоянно анализировать разностные рефлектограммы. Такой анализ проводился как в автоматическом режиме с использованием специализированного ПО, так и визуально. Для визуального анализа на экран монитора в режиме реального времени выводятся последовательности разностных рефлектограмм, в результате чего формируется трехмерный график зависимости распределения вариации мощности от времени и координаты вдоль распределенного датчика. Ввиду постоянного обновления рефлектограмм наблюдаемая картина непрерывно движется по экрану монитора. В дальнейшем будем называть такие «движущиеся» трехмерные графики пространственно-временной диаграммой (ПВД).

На рис.5 показаны ПВД вариации мощности амплитудного ФOTDR, полученные в результате численного

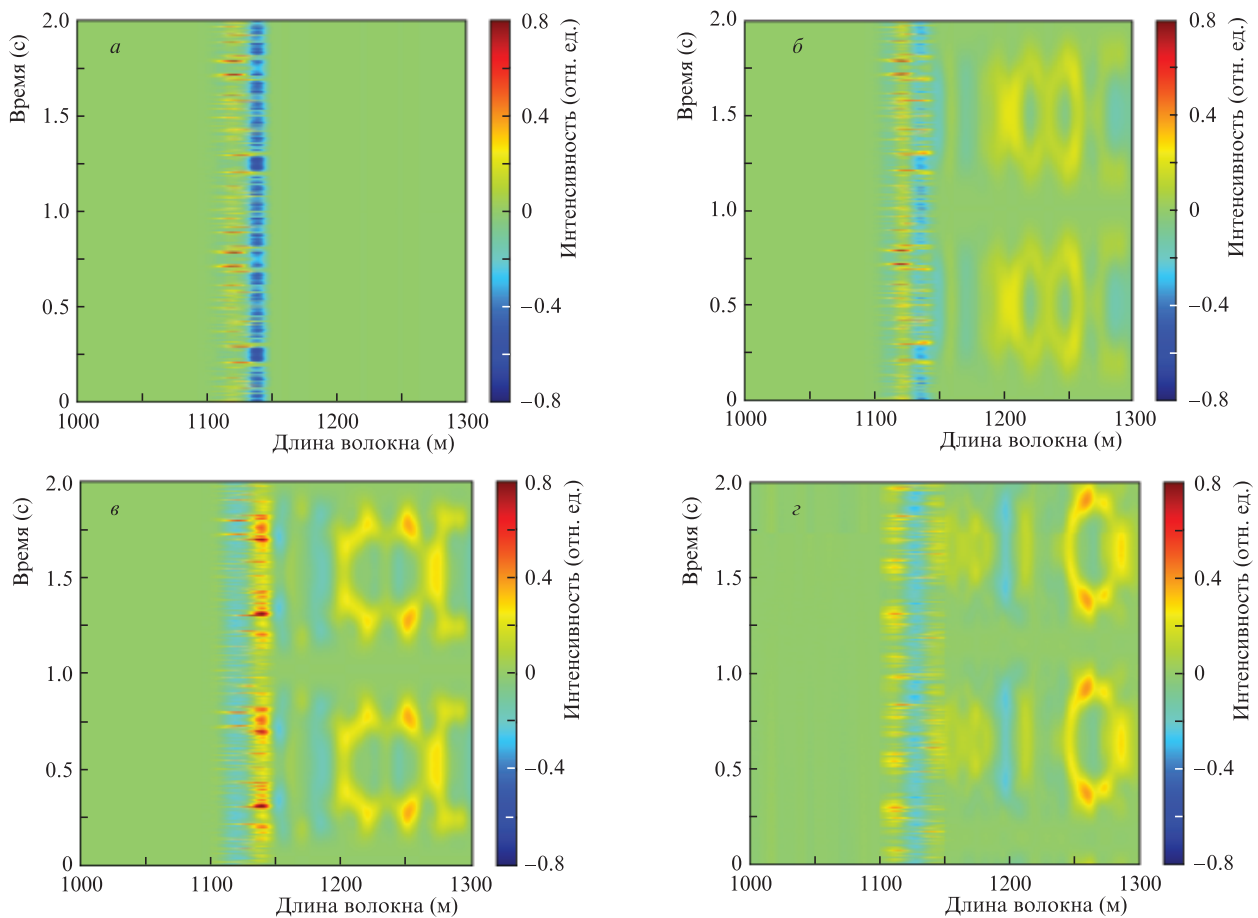


Рис.5. Пространственно-временные диаграммы разностных рефлектограмм, полученные в результате численного моделирования (*а–в*) и экспериментально (*з*) при частоте модуляции 1 (*а*), 6001 (*б*) и 12001 Гц (*в* и *з*); соответствующий максимальный сдвиг частоты $\Delta\nu = (d\varphi_{\text{mod}}/dt)/2\pi$ составляет 0.0004, 2.67 и 5.34 МГц. Цветные варианты рис.5 и 7 помещены на сайте журнала КЭ <http://www.quantum-electron.ru>.

моделирования и экспериментально в условиях, аналогичных условиям получения разностных рефлектограмм (см. рис.4). Во всех случаях PZT находится в точке А, и внешнему воздействию подвергается участок волокна с координатами 1110–1140 м. Максимальное изменение частоты равно 5.34 МГц.

На расчетных ПВД величина растяжения на последовательных рефлектограммах одинакова, а величина сдвига оптической несущей ЗИ последовательно увеличивается. На рис.5,а сдвиг частоты ЗИ мал (0.4 кГц) и помеха практически незаметна. С увеличением максимального сдвига частоты (2.67 и 5.34 МГц) на рис.5,б и в отчетливо видны помехи за областью расположения PZT – после точки с координатой 1150 м (на ПВД, как и на отдельных рефлектограммах (см. рис.4), отклик от PZT – это свертка пространственной формы импульса и области воздействия, умноженная на случайную функцию отклика). Экспериментальная ПВД (рис.5,з) хорошо согласуется с расчетной ПВД, приведенной на рис.5,в.

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено, что сильная и быстро меняющаяся модуляция растяжения некоторого конечного участка волокна (область сильного локального воздействия) вызывает появление помехи в части рефлектограммы, расположенной за областью воздействия. Предполагаемый механизм возникновения помехи от сильного локального воздействия – сдвиг частоты зондирующего импульса, поэтому степень искажения рефлектограммы вне самой области воздействия определяется производной набега фаз от времени $d\varphi_{\text{mod}}/dt$ (рад/с), которая равна сдвигу угловой частоты зондирующего импульса $\Delta\omega$ (рад/с). Эту величину удобно перевести в сдвиг частоты $\Delta\nu$ (Гц): $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi$.

Численно величину наведенной помехи в области, расположенной за местом локального воздействия, можно оценить, воспользовавшись корреляцией Пирсона: если корреляция близка к единице, то локальное воздействие относительно мало влияет на сигнал рефлектометра вне самой области воздействия. Если корреляция близка к нулю, то рефлектометр вне области воздействия регистрирует ложный сигнал (помеху) максимальной амплитуды, который препятствует нормальной работе рефлектометра. Однако даже существенно меньшие искажения рефлектограммы, вызванные сдвигом частоты ЗИ из-за локального воздействия, ограничивают чувствительность рефлектометра. Действительно, поскольку чувствительность ФОТDR при большом значении отношения сигнал/шум ограничена шириной полосы $\Delta\nu_{\text{las}}$ излучения задающего непрерывного лазера, то регистрируемая помеха возникает при выполнении условия $d\varphi_{\text{mod}}/dt > 2\pi\Delta\nu_{\text{las}}$, которое можно считать условием сильного воздействия. В связи с тем, что ширина полосы задающих лазеров современных ФОТDR составляет единицы кГц, то при частоте внешнего воздействия порядка 10 кГц воздействие оказывается сильным даже при амплитуде модуляции фазового набега $\Delta\Phi$ всего в несколько радиан.

Корреляция Пирсона согласно [16] определяется следующим выражением:

$$C_{i,j} = \frac{\langle \Delta I_i \Delta I_j \rangle}{\sqrt{\langle \Delta I_i^2 \rangle \langle \Delta I_j^2 \rangle}}, \quad (13)$$

где $\Delta I = I - \langle I \rangle$; I – интенсивность; i, j – номера рефлектограмм. На рис.6 показаны экспериментальная и модельная зависимости коэффициента корреляции Пирсона

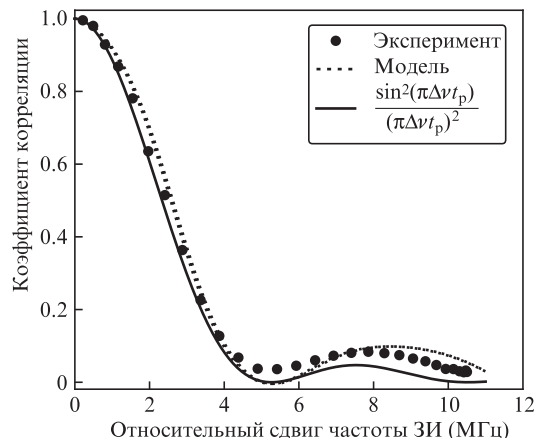


Рис.6. Зависимость корреляции Пирсона от относительной разности частот ЗИ сравниваемых рефлектограмм (точки – эксперимент, пунктирная кривая – численное моделирование, сплошная кривая – аналитическая зависимость [16]).

между парами рефлектограмм от разности частот оптических несущих ЗИ сравниваемых рефлектограмм.

В эксперименте сдвиг частоты ЗИ относительно частоты непрерывного лазера изменялся от -5.34 до $+5.34$ МГц. Исследовалась корреляция Пирсона между рефлектограммами от ЗИ со сдвигом частоты -5.34 МГц и остальными рефлектограммами, сдвиг частоты ЗИ которых изменялся в указанном диапазоне (соответственно, разность частот ЗИ варьировалась в диапазоне $0 - 10.7$ МГц). Вычисление корреляции проводилось на участке длиной 5 км, при этом PZT находился в позиции В.

Зависимости корреляций Пирсона от разности оптических частот ЗИ, полученных в результате обработки экспериментальных и численно рассчитанных рефлектограмм, практически совпадают между собой и с теоретической аналитической зависимостью корреляции $C(\Delta\nu) = \text{sinc}^2(\pi\Delta\nu t_p)$ из работы [16] в области малых разностей частот. Менее точное совпадение кривых при частотах порядка и больше частоты полной декорреляции (5 МГц) можно объяснить снижением точности вычислений близких к нулю корреляций.

Таким образом, экспериментально и численным моделированием подтверждено, что изменение центральной частоты ЗИ, вызываемое внешним воздействием на волокно, приводит к возникновению помех за областью воздействия. Напротив, вариации частоты оптической несущей уже сформировавшейся волны обратного рэлеевского рассеяния никак не сказываются на работе ФОТDR в одноимпульсном режиме. Данный факт объясняется тем, что модуляция частоты (фазы) оптической несущей сама по себе не изменяет амплитуду и интенсивность волны и, соответственно, регистрируемой амплитудной рефлектограммы.

4.3. Влияние PZT на работу ФОТDR в фазовом режиме

Как отмечалось во многих работах, недостатком амплитудного ФОТDR является нелинейность отклика распределенного датчика на внешнее воздействие. Такой рефлектометр позволяет локализовать место воздействия, но его нельзя использовать для количественных измерений. Измерить количественно величину растяжения волокна под действием внешних воздействий можно с помощью ФОТDR, работающего в фазовом режиме, на-

пример используя двухимпульсный фазовый фОТDR [2, 10, 11]. В фазовом фОТDR анализ последовательности из четырех рефлектограмм позволяет вычислить разность фаз между волной, образующейся в результате рассеяния первого импульса, и волной, образующейся в результате рассеяния второго импульса. Полученную в результате поточечной обработки четырех амплитудных рефлектограмм зависимость дифференциальной фазы (или восстановленной фазы) от координаты будем называть фазовой рефлектограммой. Как и амплитудная рефлектограмма, фазовая рефлектограмма является случайной функцией координаты и не содержит информации о внешнем воздействии.

Экспериментальное исследование влияния сильных локальных воздействий на работу двухимпульсного фазового фОТDR проводилось путем регистрации изменений в фазовых рефлектограммах при помощи разностных дифференциальных рефлектограмм. Дифференциальные рефлектограммы показывают разность фаз между волнами, рассеянными первым и вторым импульсами в паре:

$$\Phi(t) = \phi(t) - \phi(t - \tau_d). \quad (14)$$

Наиболее информативный и удобный для визуального анализа способ обнаружения изменений в фазовых рефлектограммах – вывод на экран монитора в режиме реального времени последовательности разностных дифференциальных фазовых рефлектограмм, т. е. разности

между дифференциальными фазовыми рефлектограммами, задержанными на интервал времени ΔT :

$$\Phi_{\Delta T}^*(z) = \Phi_{\Delta T}(z) - \Phi_0(z). \quad (15)$$

В результате формируется трехмерный график зависимости распределения разности дифференциальных фаз от времени и координаты вдоль распределенного датчика. Ввиду постоянного обновления рефлектограмм наблюдаемая картина непрерывно движется по экрану монитора, так же, как ПВД. В дальнейшем по аналогии с ПВД будем называть такие «движущиеся» трехмерные графики пространственно-временными диаграммами дифференциальной фазы (ПВДДФ).

На рис.7 показаны ПВДДФ фазового фОТDR, полученные в результате численного моделирования и экспериментально; они представляют собой развертку по времени в вертикальном направлении множества последовательных одномерных горизонтально расположенных разностных дифференциальных фазовых рефлектограмм. Горизонтальное положение точек на этих рефлектограммах соответствуют координате, а цвет – величине изменения разности фаз рассеянных назад волн от двух импульсов. Из-за сильного воздействия PZT сигнал фОТDR на ПВДДФ в области PZT некорректно отображает величину набега фазы, т.к. амплитуда воздействия превышает динамический диапазон линейного измерения дифференциальной фазы.

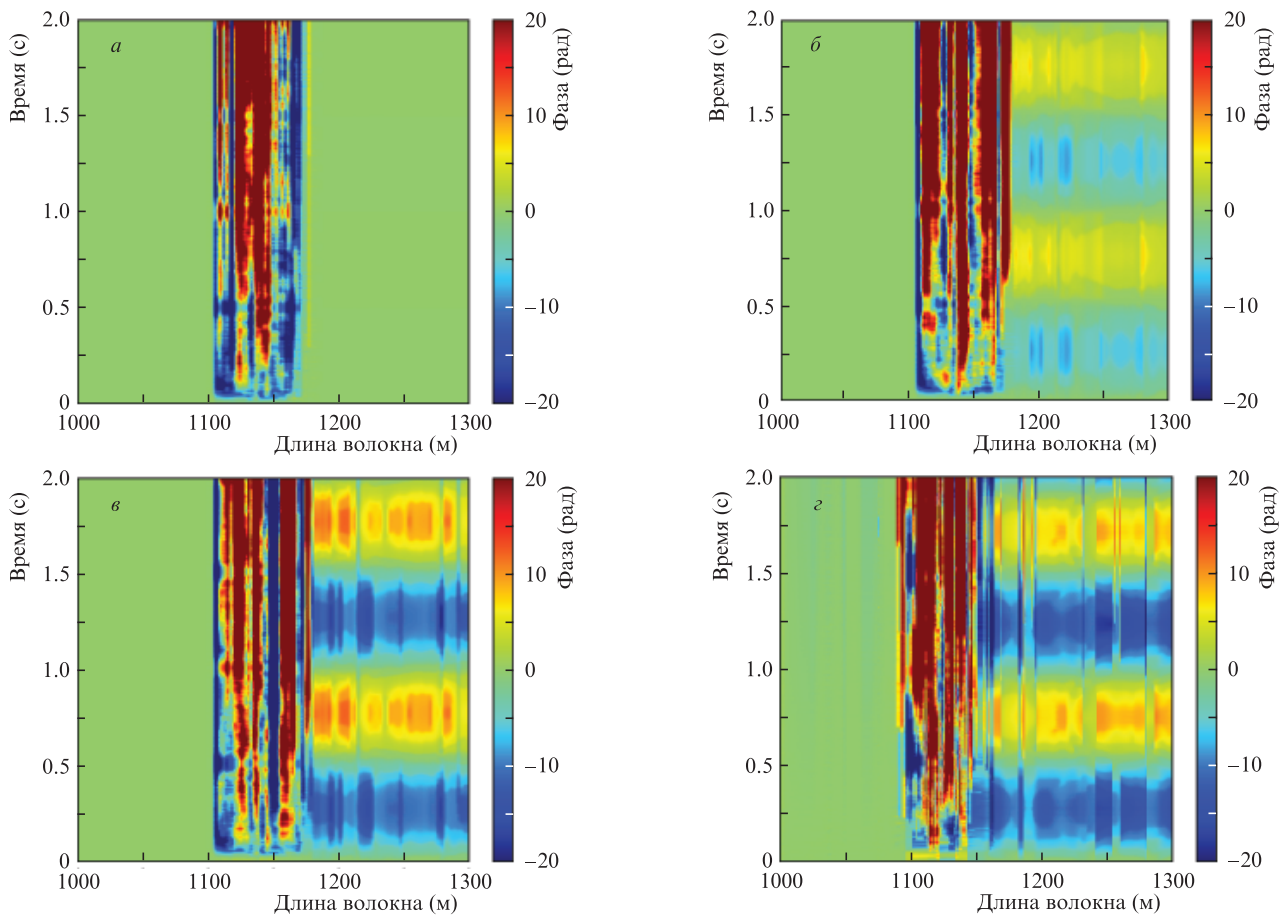


Рис.7. ПВДДФ фазового фОТDR при локальном периодическом растяжении с помощью PZT участка волокна длиной 30 м (от 1110 до 1140 м), полученные в результате численного моделирования (а–в) и экспериментально (з) при одинаковой амплитуде растяжения и частоте модуляции 1 (а), 6001 (б) и 12001 Гц (в и з); соответствующий максимальный сдвиг частоты $\Delta\nu = (d\varphi_{\text{mod}}/dt)/2\pi$ составляет 0.0004, 2.67 и 5.34 МГц.

Результаты проведенных исследований показывают, что изменение центральной частоты ЗИ в области сильного воздействия приводит к возникновению помех в фазовых рефлектограммах за областью воздействия из-за изменения фаз парциальных рассеянных на случайных неоднородностях волн, не связанных с реальным воздействием на волокно в этой области. При синусоидальном сильном воздействии искажения проявляются в виде возникающих на ПВДДФ за областью сильного воздействия ложных сигналов, представляющих собой вытянутые в горизонтальном направлении структуры. Так же, как и в случае одноимпульсного амплитудного ФОТДР, модуляция частоты рассеянного назад излучения в области сильного воздействия не сказывается на работе двухимпульсного фазового ФОТДР, поскольку вычисление фазы осуществляется из измеряемых интенсивностей рефлектограмм, которые при фазовой модуляции рассеянного излучения не изменяются. Этот вывод проверен и подтвержден экспериментально при установке PZT в точке С: включение и выключение PZT не сказывается на форме сигналов фазового ФОТДР.

5. Заключение

Впервые экспериментально обнаружено и подтверждено численным моделированием возникновение искажений рефлектограммы ФОТДР на участках волокна, расположенных за областью сильного локального воздействия. Искажения проявляются в виде помехи (ложного сигнала), затрудняющей регистрацию слабых воздействий ФОТДР вдоль всей длины волокна за местом локального воздействия.

Показано, что механизм возникновения помехи связан с изменением интенсивности рефлектограммы, вызванным сдвигом оптической частоты зондирующих импульсов в области сильного локального воздействия. Поскольку сдвиг оптической частоты, создаваемый локальным сильным воздействием, пропорционален скорости изменения набега фазы, то при постоянной амплитуде локального воздействия этот сдвиг увеличивается с ростом частоты воздействия, которая в общем случае может быть гораздо выше частоты зондирующих импульсов.

Степень искажения сигнала рефлектометра в области, расположенной за местом локального воздействия, можно охарактеризовать, численно вычислив корреляцию Пирсона для интенсивности рефлектограмм, которая в идеальном случае равна единице (интенсивность рефлектограммы не меняется от импульса к импульсу), а при появлении помехи уменьшается. В условиях проведенного эксперимента при длительности зондирующего импульса 200 нс корреляция Пирсона уменьшается до нуля при сдвиге частоты зондирующего импульса $\Delta\nu = 5$ МГц. Разумеется, в реальных условиях практического использования ФОТДР столь сильные воздействия встречаются крайне редко. Тем не менее даже значительно менее интенсивные локальные воздействия, приводящие к меньшему на три порядка сдвигу частоты (несколько килогерц), могут приводить к снижению чувствительности распределенного датчика за областью локального воздействия.

Экспериментально и в результате численного моделирования показано, что при локальном сильном воздействии помеха за областью воздействия возникает и в фазовом режиме работы ФОТДР. В этом случае на фазовых рефлектограммах регистрируются ложные дифференци-

альные фазовые набеги, которые хорошо видны на пространственно-временных диаграммах дифференциальной фазы (см. рис.7).

Полученные результаты представляют практическую значимость, поскольку ФОТДР применяется в таких областях, где требуется исключительно высокая чувствительность для обнаружения и регистрации слабых воздействий [29–33]. Возможность появления помех от относительно сильных локальных воздействий, способных затруднить регистрацию сигнала от слабого воздействия, необходимо учитывать, например, при использовании ФОТДР для мониторинга состояния железных дорог, когда требуется обнаружить и зарегистрировать слабый сигнал от идущего человека при наличии очень сильных воздействий, создаваемых движущимися поездами [29, 32]. Этот эффект также следует учитывать и при использовании иных фазочувствительных волоконно-оптических датчиков.

1. Shatalin S.V., Treschikov V.N., Rogers A.J. *Appl. Opt.*, **37** (24), 5600 (1998).
2. Лукашова Т.О. и др. *Квантовая электроника*, **50** (9), 882 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (9), 882 (2020)].
3. Peng F. et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **26** (20), 2055 (2014).
4. Нестеров Е.Т., Трещиков В.Н., Озеров А.Ж. и др. *Письма в ЖТФ*, **37** (9), 55 (2011) [*Techn. Phys. Lett.*, **37** (5), 417 (2011)].
5. Liu T., Wang F., Zhang X., Zhang L., Yuan Q., Liu Y., Yan Z. *Opt. Eng.*, **56**, 084104 (2017).
6. Wang C., Shang Y., Liu X.-H., Wang C., Yu H.-H., Jiang D.-S., Peng G.-D. *Opt. Express*, **23**, 29038 (2015).
7. Харасов Д.Р., Бенгальский Д.М., Вяткин М.Ю., Наний О.Е., Фомиряков Э.А., Никитин С.П. и др. *Квантовая электроника*, **50** (5), 510 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (5), 510 (2020)].
8. Zhu F., Zhang Y., Xia L., Wu X., Zhang X. *J. Lightwave Technol.*, **33**, 4775 (2015).
9. Hicke K., Eisermann R., Chruscicki S. *Sensors*, **19** (19), 4114 (2019).
10. Nikitin S.P. et al. *Laser Phys.*, **28** (8), 085107 (2018).
11. Трещиков В.Н. и др. Патент RU2562689C1 (2014).
12. Alekseev A.E. et al. *Laser Phys.*, **24** (11), 115106 (2014).
13. Posey R., Johnson G.A., Vohra S.T. *Electron. Lett.*, **36** (20), 1688 (2000).
14. Kirkendall C.K., Dandridge A. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37** (18), R197 (2004).
15. Nikitin S. et al. *J. Lightwave Technol.*, **38** (6), 1446 (2020).
16. Mermelstein M.D., Posey R., Johnson G.A., Vohra S.T. *Opt. Lett.*, **26** (2), 58 (2001).
17. Жиринов А.А. и др. *Оптика и спектроскопия*, **127** (10), 603 (2019).
18. Zhu F. et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **27** (24), 2523 (2015).
19. Nikitin S.P., Ulanovskiy P.I., Kuzmenkov A.I., Nanii O.E., Treschikov V.N. *Laser Phys.*, **26** (10), 105106 (2016).
20. Nesterov E.T. et al. *J. Phys.: Conf. Series*, **584** (1), 012028 (2015).
21. Martins H.F. et al. *Opt. Lett.*, **38** (6), 872 (2013).
22. Харасов Д.Р. и др. *Труды 8-го Российского семинара по волоконным лазерам* (Новосибирск, 2018, с. 208–210).
23. Martins H.F. et al. *J. Lightwave Technol.*, **32** (8), 1510 (2014).
24. Kharasov D.R. et al. *Proc. Int. Conf. Laser Optics (ICLO) 2018* (St. Petersburg, 2018, p. 285).
25. Wang Z.N. et al. *Opt. Lett.*, **39** (15), 4313 (2014).
26. Alekseev A.E., Gorshkov B.G., Potapov V.T. *Laser Phys.*, **29** (5), 055106 (2019).
27. Alekseev A.E. et al. *Laser Phys.*, **30** (3), 035107 (2020).
28. Горшков Б.Г. и др. *Квантовая электроника*, **36** (10), 963 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (10), 963 (2006)].
29. Nan Q. et al. *Sensors*, **19** (12), 2666 (2019).
30. Daley T.M., Freifeld B.M., Ajo-Franklin J., Dou S., Pevzner R., Shulakova V., Kashikar S., Miller E.D., Goetz J., Hennings J., Lueth S. *Leading Edge*, **32** (6), 699 (2013).
31. Peng F., Duan N., Rao Y.-J., Li J. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **26** (20), 2055 (2014).
32. Li Z. et al. *Opt. Express*, **28** (3), 2925 (2020).
33. Wu H., Wang Z., Peng F., Peng Z., Li X., Wu Y., Rao Y. *Proc. SPIE*, **9157**, 915790 (2014).