

МЕТОДИКА ДВУНАПРАВЛЕННОГО РЕЖИМА РЕГИСТРАЦИИ СЕНСОРНЫХ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКИМ РЕФЛЕКТОМЕТРОМ ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ

М.Е. Белокрылов, Ю.А. Константинов

«Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук» -
филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения
Российской академии наук ("ИМСС УрО РАН")

614013, Россия, г. Пермь, ул. Академика Королёва, 1

Аннотация. В работе представлена схема оптического рефлектометра частотной области (Optical Frequency Domain Reflectometer – OFDR) с использованием комбинации стандартного опорного осциллятора и обратного отражения от конца измеряемой линии. Применение отражения от конца измеряемой линии влечет за собой инверсию рефлектограммы в частотной области, а опорное излучение от такого отражателя получило название «обратного опорного осциллятора». Проведено математическое моделирование влияния внешних воздействий на исследуемую линию, с учетом фазовых шумов и шумов интенсивности для стандартного и обратного опорного осциллятора. Результаты моделирования проверены на натурном эксперименте. Показано, что использование обратного опорного осциллятора снижает влияние шумов и увеличивает коэффициент корреляции измерений в дальних точках тестируемой линии, что способствует повышению качества демодуляции внешних воздействий.

Ключевые слова. Оптическая рефлектометрия, рефлектометр частотной области, распределенный сенсор, оптическое волокно, измерение температуры и деформации, рассеяние Рэлея, фазовый шум.

Введение

Волоконно-оптические датчики [1-3], в том числе распределённые [4-6], нашли широкое применение в различных отраслях науки и техники. В частности, рефлектометрия частотной области является уникальным методом исследования оптоволоконных и интегрально-оптических компонентов, а также находит широкое применение в распределенных датчиках температуры и деформации [7-11]. Несмотря на преимущества технологии OFDR перед оптическими рефлектометрами временной области, такими как высокий динамический диапазон и субмиллиметровое пространственное разрешение, на текущем уровне развития технология не лишена некоторых недостатков. Так, например, нелинейные фазовые шумы, а также оптические потери при увеличении длины линии вызывают пространственное искажение отражающих событий и снижение коэффициента корреляции рефлектограмм. Несмотря на применяемые методы компенсации фазовых шумов и нелинейности перестройки путем применения вспомогательного интерферометра, уменьшить влияние шумов на рефлектограммы возможно лишь частично. Кроме того, при воздействии внешних факторов на большой участок исследуемого волокна (ИВ), происходит изменение его длины, что вызывает смещение пространственного положения отражающих событий. В связи с этим демодуляция внешних воздействий с помощью использования оконной корреляционной функции становится затруднительной по мере накопления внешних воздействий вдоль ИВ. Существуют методы, позволяющие компенсировать кумулятивное приращение фазы сигнала по мере его распространения

вдоль волокна, однако они требуют дополнительных расчетов, вносят вычислительные ошибки и не являются универсальными [12-14]. Применение этих методов возможно в том случае, если изменение длины линии происходит с малой скоростью относительно времени измерения. Даже в том случае, если воздействие на ИВ происходит локально и не приводит к существенному изменению оптического пути, коэффициент корреляции между измерениями снижается по мере распространения сигнала по волокну ввиду оптических потерь и накопления фазового шума. Для снижения влияния эффекта накопления фазовых шумов, шумов интенсивности и влияния внешних воздействий по мере увеличения длины ИВ, в настоящей работе предложено ввести дополнительное опорное плечо интерферометра (располагаемое в конце ИВ, т.н. «обратный опорный осциллятор»). Снижения влияния шумов предполагается достичь путем комбинации измерений с использованием «обратного» и «классического» опорного осциллятора. Принципиальная схема установки, реализующей данный подход, представлена на рис. 1.

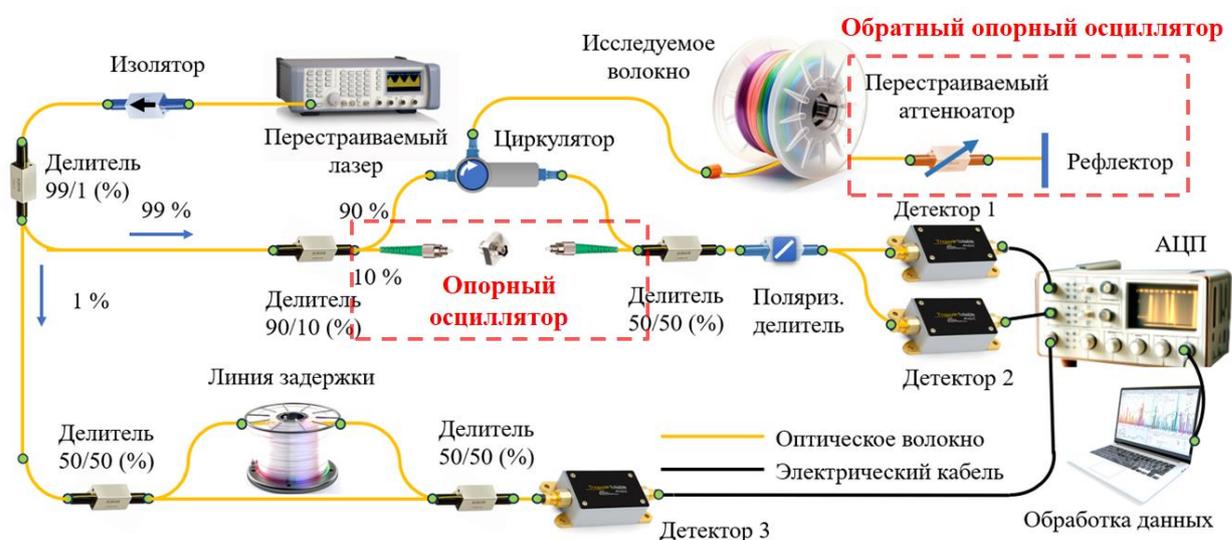


Рис. 1. Схема OFDR с дополнительным опорным плечом интерферометра в конце измеряемой линии

В представленной схеме опорный осциллятор разомкнут. Вместо него к концу измеряемой линии подключается волоконный рефлектор с высоким коэффициентом отражения. Для возможности изменения интенсивности отражения, перед рефлектором устанавливается перестраиваемый аттенуатор. При такой схеме подключения интерференция сигнала происходит между рассеянным светом в ИВ и отражением от рефлектора. Ввиду того, что задержка между опорным сигналом от рефлектора и отражениями в линии увеличивается по мере удаления от рефлектора, низким частотам на рефлектограмме соответствуют дальние точки измеряемого ИВ. В результате развертка рефлектограммы получается инвертированной. Благодаря этому подходу предполагается достичь следующих преимуществ:

- 1) снизить влияние шумов интенсивности и нелинейных фазовых шумов в конце измеряемой линии, вследствие чего повысится коэффициент корреляции между измерениями;
- 2) при воздействии на ИВ длина опорного осциллятора, следовательно, и задержка сигнала, увеличиваются пропорционально. Таким образом, происходит частичная компенсация изменения длины ИВ и повышается коэффициент корреляции.

В случае длинных линий и существенных воздействий на протяженные участки волокон, комбинирование стандартного метода с прямым опорным осциллятором и

отражением от конца линии позволяет повысить коэффициент корреляции и более достоверно определять положение пика корреляционной функции в конце измеряемой линии. Такой подход повышает средний коэффициент корреляции демодуляции внешних воздействий при измерении температур и деформаций методом OFDR.

Для первичной оценки эффективности подхода была разработана математическая модель, описывающая сигнал рефлектометра частотной области для двух режимов работы схемы на рис. 1: с использованием классического и обратного опорного осциллятора.

Математическая модель OFDR для прямого и обратного осциллятора

Предлагаемая модель OFDR базируется на расчете сигнала интерференции между отражениями в измеряемом плече и опорным сигналом. Для моделирования рассеяния Рэлея в оптическом волокне применяется подход, основанный на эффекте частичного отражения излучения на границе изменения показателя преломления (Рис. 2). В таком подходе локальные неоднородности в волокне, вызывающие рассеяние Рэлея, представляются как малые случайные флуктуации показателя преломления.

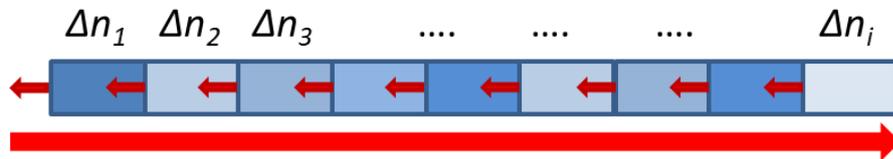


Рис. 2. Визуализация модели рассеяния излучения в оптическом волокне

Пространственные размеры неоднородностей принимаются одинаковыми, приблизительно равными реальным размерам неоднородностей в волокне, составляющим менее 10^{-7} метра [15]. Диапазон флуктуаций неоднородностей показателя преломления определялся по экспериментальным данным бриллюэновского анализа оптического волокна типа SMF-28, как это было сделано в [16], и составил порядка $\Delta n_i \approx 10^{-7}$. Коэффициент r отражения на границе неоднородностей вычисляется с помощью формул Френеля.

Электрическое поле, генерируемое линейно перестраиваемым по частоте лазером, можно представить в виде:

$$E(t) = E_0 \exp \left[j \left(\omega_0 t + \pi \gamma t^2 + \varphi_0 \right) \right], \quad (1)$$

где, E_0 – амплитуда волны, j – мнимая единица, ω_0 – круговая частота лазерного излучения, t – время, γ – скорость перестройки лазера по частоте, φ_0 – начальная фаза. Не зависящая от времени начальная фаза φ_0 не оказывает влияния на сигнал в частотной области и может быть опущена. Для моделирования временной задержки между отражением излучения в измерительном плече от i -го сегмента и опорным осциллятором вводится параметр τ_i . Таким образом, значение электрического поля, отраженного от измеряемого волокна в момент времени t , вычисляется путем суммирования произведения коэффициента отражения r_i от i -го сегмента на экспоненциальный член, с учетом задержки τ_i :

$$E_F(t) = \sum_i r_i E_0 \exp \left\{ j \left[\omega_0 (t - \tau_i) + \pi \gamma (t - \tau_i)^2 \right] \right\}. \quad (2)$$

Сигнал интерференции измерительного плеча с опорным осциллятором представляется в виде:

$$I_F(t) = \text{Re} \left[E(t) \times E_F^*(t) \right] = \sum_i r_i E_0^2 \cos \left(2\pi \gamma \tau_i t + \omega_0 \tau_i - \pi \gamma \tau_i^2 \right). \quad (3)$$

Данное выражение описывает принципы формирования сигнала интерференции в рефлектометрии частотной области.

Учет оптических потерь и шумов интенсивности

Для расчета потерь оптического сигнала в измеряемом плече необходимо учесть уменьшение интенсивности излучения по мере распространения по измерительному плечу. Характерные вносимые потери для одномодового волокна составляют $\alpha = 0.2$ дБ/км. Таким образом, можно рассчитать оптические потери между i и $i+1$ элементами моделируемого волокна:

$$I_{i+1} = I_i \cdot \exp(-\alpha \cdot \Delta l), \quad (4)$$

где Δl – характерный размер одного сегмента.

Шум интенсивности включает в себя дробовой шум, тепловые шумы фотодетектора, шумы интенсивности лазера, шумы квантования, флуктуации коэффициентов рассеяния в ИВ и другие. Ввиду большого количества факторов влияния, шумы интенсивности в рассматриваемой задаче моделируются как аддитивный белый гауссовский шум (АБГШ, или AWGN в зарубежных источниках) $E_{\text{noise}} = \text{AWGN}(A)$, где A – характерная амплитуда шумов [15,17] Значение амплитуды A выбрано на основе экспериментальных данных, исходя из соображений получения отношения сигнал/шум рассеяния Рэлея рефлектограммы на уровне ~ 20 дБ.

Фазовые шумы и нелинейность перестройки лазера

К фазовым шумам, применительно к рефлектометрии частотной области, относятся все источники шумов, вызывающие случайные изменения фазы интерферирующих сигналов и влияющие на регистрируемый сигнал интерференции. Реальную скорость перестройки $\gamma(t)$ лазерного источника можно представить в виде:

$$\gamma(t) = \gamma_0 + \varphi(t) + F(t), \quad (5)$$

где γ_0 – линейная составляющая скорости, $\varphi(t)$ – случайный быстроменяющийся фазовый шум, $F(t)$ – медленно изменяющаяся функция нелинейности перестройки в диапазоне сканирования. Данная функция может быть определена по-разному, в зависимости от используемого перестраиваемого лазера, его характеристик и режима работы. В работе [17] предлагается использовать функцию $F(t) = \beta \cdot \cos(2\pi ft)$, предполагая, что флуктуации частоты перестройки имеют периодичность с некоторой характеристической частотой f и амплитудой β .

Для оценки характера функции нелинейности перестройки лазера в работе экспериментально проанализирована характеристика используемого лазера, входящего в состав рефлектометра Luna OBR4600. Для ее определения измерялся и анализировался сигнал вспомогательного интерферометра, представляющего собой интерферометр Маха – Цендера с линией задержки длиной 200 метров в одном из плеч. На рис. 3 изображен экспериментально измеренный фрагмент сигнала вспомогательного интерферометра и спектр всего сигнала.

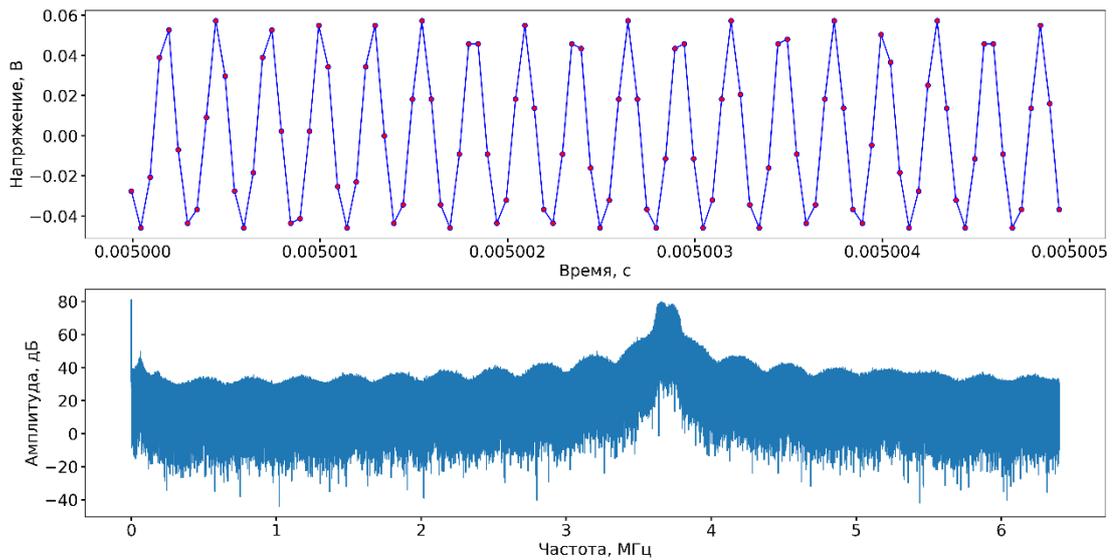


Рис. 3. Фрагмент сигнала вспомогательного интерферометра во времени (вверху) и спектр всего сигнала (внизу)

С помощью дискретного преобразования Гилберта $H(t)$ рассчитывался аналитический сигнал $S(t)$, из которого вычислялась мгновенная фаза сигнала по формуле:

$$\varphi(t) = \arctan\left(\frac{\text{Im}(S(t))}{\text{Re}(S(t))}\right). \quad (6)$$

Восстановление накопленной фазы производилось путем алгоритма развертки фазы с периодом 2π . Из полученных значений восстановленной фазы вычиталась линейная составляющая, полученная путем аппроксимации между начальной и конечной частотой. Остаточная нелинейная составляющая изображена на рис. 4.

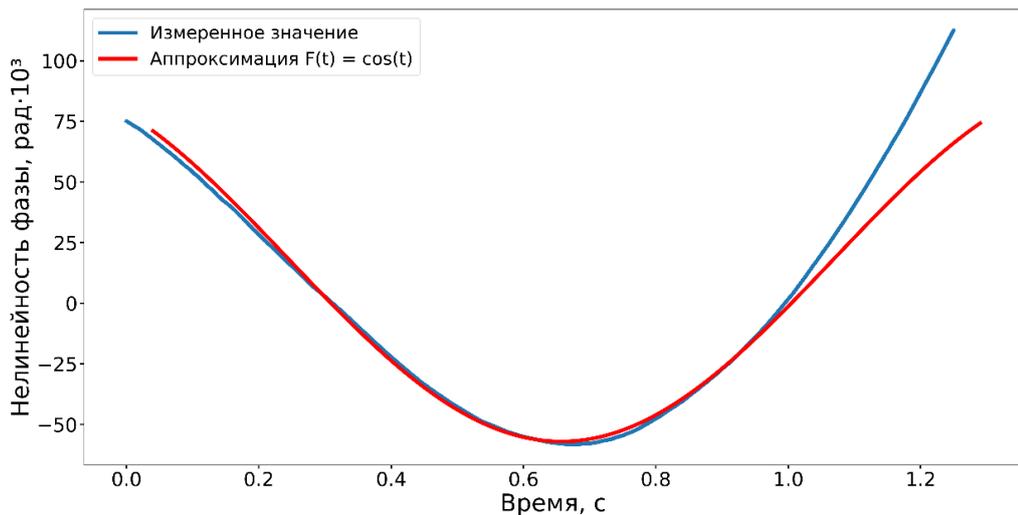


Рис. 4. Нелинейность изменения фазы перестройки лазера. Синий – измеренное значение, красный – аппроксимация функцией $F(t) = \beta \cos(2\pi ft)$

Из полученных результатов можно сделать вывод, что в целом характер нелинейности используемого лазерного источника можно аппроксимировать гармонической функцией $\beta \cdot \cos(2\pi ft + \varphi_0) + c$ со следующими параметрами: $\beta = 75202$, $f = 3.62$, $\varphi_0 = 0.78 \cdot \pi$, $c = 18054$. Первая половина перестройки хорошо совпадает с

аппроксимирующей функцией, однако в конце перестройки наблюдается значительное отклонение. Для более точной аппроксимации нелинейности можно использовать кусочную функцию, однако качественного влияния на модель это не оказывает. Таким образом, решено моделировать функцию нелинейности перестройки лазера в виде гармонической функции $F(t) = \beta \cdot \cos(2\pi ft + \varphi_0) + c$, со значениями параметров, полученными в результате аппроксимации экспериментальных данных. Для перехода от изменения фазы к изменению частоты необходимо взять производную по времени от функции изменения фазы $F(t)$. С целью статистического подтверждения характера нелинейности было проведено 10 последовательных экспериментов, в которых выяснено, что вариация параметров аппроксимирующей функции не превышает 10%.

График мгновенной частоты, вычисленный как производная мгновенной фазы по времени, изображен на рис. 5 совместно с нелинейностью приращения фазы (масштаб нелинейности фазы изменен для наглядности).

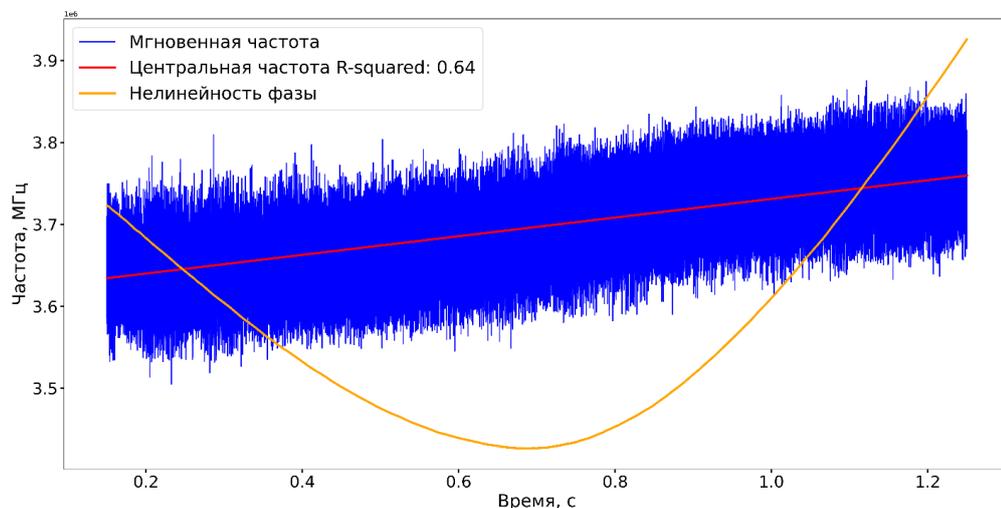


Рис. 5. Функции изменения мгновенной частоты перестройки (синий) и нелинейности фазы (оранжевый, масштаб изменен)

Слагаемое $\varphi(t)$ в формуле 5 характеризует фазовый шум мгновенной частоты перестройки. Экспериментально измеренное распределение амплитуды фазового шума (рис. 5, синяя кривая) и аппроксимация функцией Гаусса приведены на рис. 6.

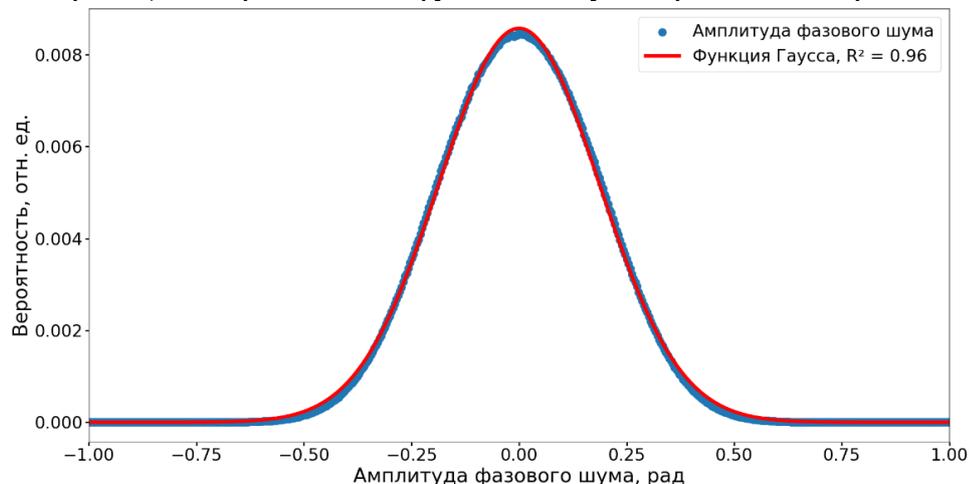


Рис.6. Экспериментально определенное распределение амплитуды фазового шума (синяя) и аппроксимация функцией Гаусса (красная)

Полученный высокий коэффициент детерминации R^2 подтверждает возможность моделирования распределения амплитуды фазового шума в виде гауссового шума.

Для определения и моделирования частотного распределения фазового шума $\varphi(t)$ был применен следующий подход:

1. По экспериментальным результатам рассчитывалась спектральная плотность мощности (СПМ) фазового шума S_{pn} (рис. 7, синяя кривая)

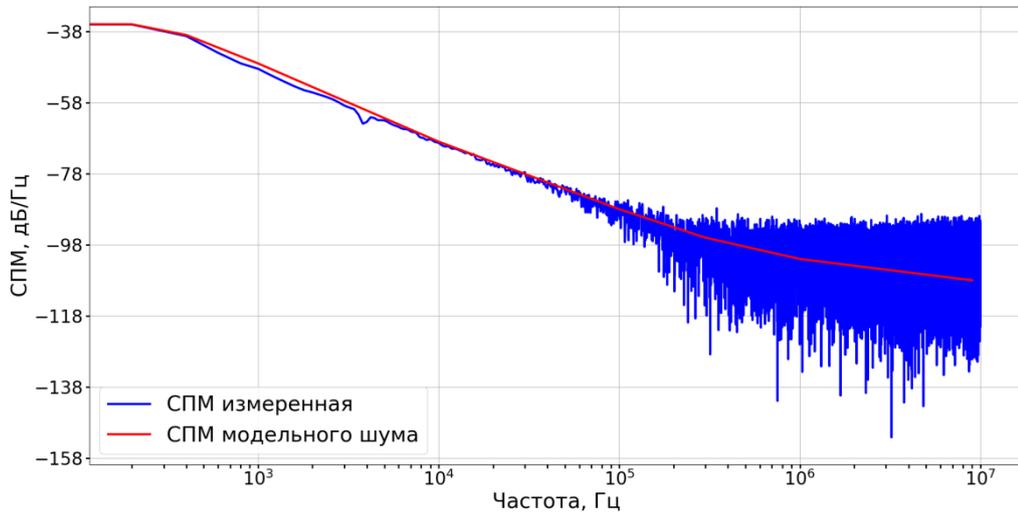


Рис. 7. Спектральная плотность мощности фазового шума. Результат измерения (синяя кривая) и модельные значения (красная кривая)

2. На полученной зависимости выделялись характерные ключевые точки, по которым строилась модельная зависимость СПМ фазового шума (Рис. 7, красная кривая). Промежуточные значения вычислялись путем аппроксимации.
3. Из полученной зависимости вычислялась величина $S(f)$ – спектральная маска фазового шума $S(f) = 2 \cdot 10^{S_{pn}/20}$
4. Спектр сгенерированного АБГШ единичной амплитуды умножался на вычисленную спектральную маску: $S(f)_{\text{model}} = \text{FFT}(\text{AWGN}(A)) \cdot S(f)$, где FFT – оператор преобразования Фурье.
5. Значения фазового шума во временной области вычислялись с помощью обратного преобразования Фурье: $s(t) = \text{IFFT}(S(f)_{\text{model}})$, где IFFT – оператор обратного преобразования Фурье
6. Амплитуда фазового шума A нормировалась в соответствии с экспериментальными значениями.

Итоговая формула для моделирования сигнала с учетом нелинейности перестройки и фазовых шумов выглядит следующим образом.

$$\text{signal}(t) = \sum_{i=1}^N r_i \cdot E_i \cdot E_{LO} \cdot \cos(2\pi\gamma(t)\tau_i t + \omega_0 \tau_i - \pi\gamma(t)\tau_i^2), \quad (7)$$

где $\gamma(t) = \gamma_0 + s(t) - 2\pi f \beta \cdot \sin(2\pi f t + \varphi_0)$, $E_i = E_{0,i} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha l}{N_i}\right) + E_{\text{noise}}$.

Также в модели используются следующие параметры (таблица 1):

Таблица 1. Параметры модели

Параметр	Значение	Ед. измерения	Обоснование выбора
Флуктуация показателя преломления Δn	$\sim 10^{-7}$	отн. ед.	Характерное значение рассеяния Рэлея в SMF волокнах оценивается в -70 дБ/м.
Размеры неоднородностей	10^{-7}	м	$l_i \ll \lambda$, [15]
Центральная скорость перестройки лазера, γ_0	10	нм/с	Экспериментальное значение
Диапазон перестройки по длине волны, $\Delta\lambda$	10	нм	Выбирается по пикам газовой ячейки 1529.8 – 1539.8 нм
Частота дискретизации	20	МС/с	Характеристика используемого в экспериментах АЦП
Мощность вводимого излучения	5	мВт	Экспериментальное значение

Для проверки адекватности влияния параметров модели на вид рефлектограмм было проведено моделирование тестовой линии, представляющей собой оптическое волокно с несколькими отражениями Френеля, моделирующими оптоволоконные коннекторы. На рис. 8 изображены полученные в результате моделирования рефлектограммы тестовой линии. Синий график соответствует случаю, получаемому при идеально линейной функции перестройки лазера без учета шумов; красный график — то же, с учетом модельных фазовых шумов.

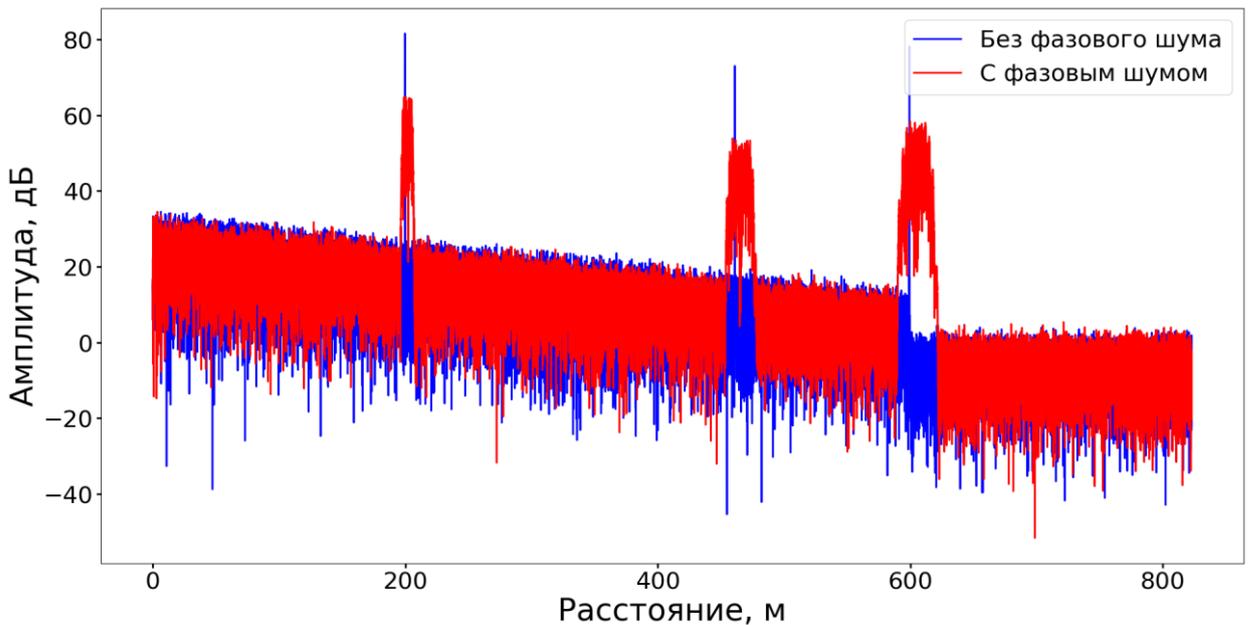


Рис. 8. Модельные рефлектограммы тестовой линии. Без учета фазовых шумов и нелинейности перестройки (синий цвет). С учетом фазовых шумов и нелинейности перестройки (красный цвет)

Результат моделирования демонстрирует уширение и смещение пространственного положения отражающих событий под влиянием фазовых шумов и нелинейности перестройки частоты, а также снижение обратно-рассеянной мощности ввиду оптических потерь в линии. Причем, смещение и уширение отражающих событий растет по мере увеличения длины. Вариации других входных параметров программной реализации модели также приводили к физически адекватному изменению расчетных выходных значений.

Моделирование схемы с обратным опорным осциллятором

Для моделирования обратного опорного осциллятора в модель вводится ряд изменений. Во-первых, мощность опорного сигнала, соответствующего сигналу отражения от торца линии, в таком случае определяется по формуле:

$$E_{\text{RLO},i} = \left(E_{\text{input}} - \sum_{i=1}^N E_{\text{loss}}(\tau_i) \right) \cdot R - E_{\text{loss}}(\tau_{N-i}), \quad (8)$$

где $\sum_{i=1}^N E_{\text{loss}}(\tau_i)$ — суммарные потери в линии при прямом прохождении, R — коэффициент отражения рефлектора в конце линии, $E_{\text{loss}}(\tau_{N-i})$ — потери на обратное распространение в исследуемом волокне в момент времени, равный задержке τ_{N-i} . Во-вторых, аналогичную замену индексов суммирования необходимо сделать в формуле (7) с учетом того, что нулевая задержка соответствует положению отражателя в конце линии. Для верификации факта, что рефлектограмма действительно является инвертированной относительно положения опорного осциллятора, в конец линии было добавлено отражающее событие, моделирующее оптоволоконный коннектор.

Результат моделирования обратной рефлектограммы (красная кривая) для волоконной линии, длиной 600 метров изображен на рис. 9 в сравнении с прямой рефлектограммой (синяя кривая).

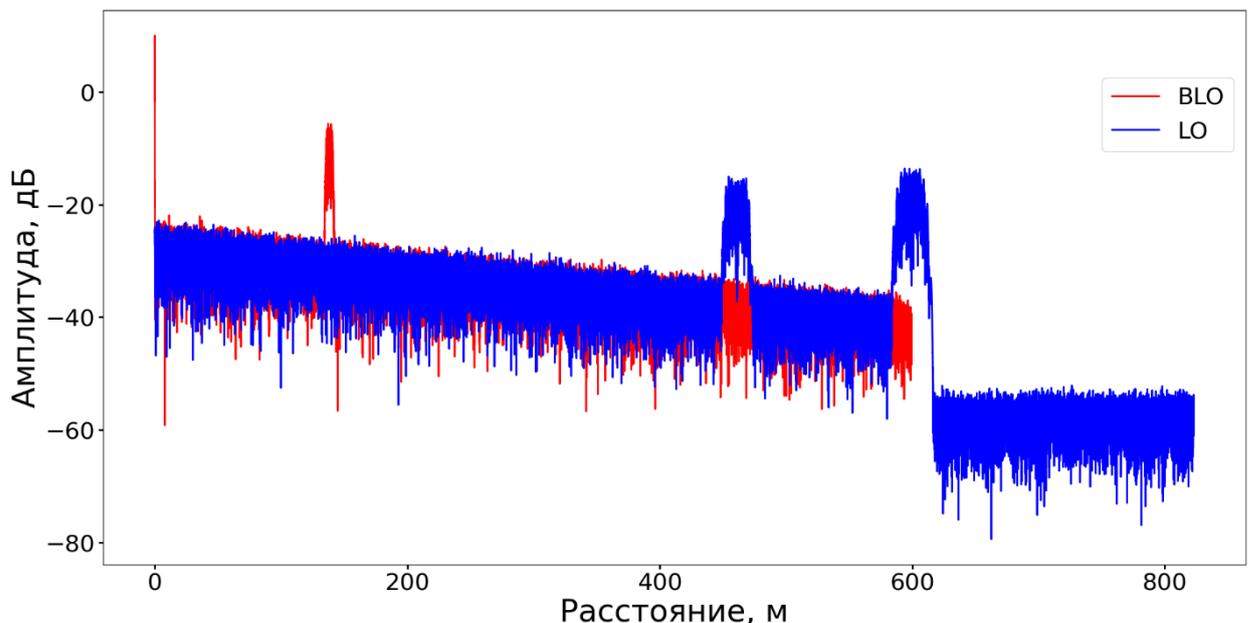


Рис. 9. Модельные рефлектограммы волоконно-оптической линии. Модель с прямым осциллятором (синий цвет). Модель с обратным осциллятором (красный цвет)

По положению отражающих событий в линии видно, что рефлектограмма модели с обратным осциллятором действительно является инвертированной в частотной области и отражатель от рефлектора на конце линии является началом рефлектограммы. Идентичный наклон рефлектограмм, расположение на них отражающих событий и прочие особенности также свидетельствуют в пользу физически адекватного поведения модельных данных. Кроме того, видно, что пик отражения, находящийся на расстоянии порядка 440 метров, имеет меньшую ширину при измерении с помощью обратного осциллятора. Этот факт свидетельствует о меньшем влиянии фазовых шумов в конце линии при использовании схемы с обратным осциллятором.

Моделирование внешних воздействий на исследуемое волокно

Известно, что изменение длины ИВ и показателя преломления оптического волокна под влиянием внешних воздействий вызывает изменение фазы сигнала рэлеевского рассеяния [15, 17, 18], что в свою очередь изменяет регистрируемый сигнал интерференции. Далее рассмотрены вклады в изменение фазы рассеянного излучения под действием деформации и изменения температуры.

Деформация волокна

В случае приложения внешнего напряжения к ИВ изменение фазы описывается формулой [18]:

$$\Delta\varphi_\varepsilon = \varepsilon l \left(\beta - \frac{1}{2} \beta n^2 [(1-\mu)p_{12} - \mu p_{11}] \right), \quad (9)$$

где ε – приложенное напряжение, l – длина рассматриваемого участка ИВ до приложения воздействия, n – показатель преломления, β – постоянная распространения, μ – коэффициент Пуассона, p – эластооптические коэффициенты. В случае ИВ марки SMF-28 формула приобретает вид

$$\Delta\varphi_\varepsilon = 0.78 \cdot \varepsilon \beta l. \quad (10)$$

Преобразуя формулу для учета воздействия на участок волокна на расстоянии l_0 получим:

$$\Delta\varphi_\varepsilon = 0.78 \cdot \varepsilon \beta (l_i - l_0) = 0.78 \cdot \varepsilon \tau_i \omega_0 - 0.78 \cdot \varepsilon \beta l_0. \quad (11)$$

Первое слагаемое вызывает линейный сдвиг сигнала во времени без его искажения. Второе слагаемое соответствует постоянному фазовому сдвигу и не влияет на положение сигнала во времени. Для определения величины деформации волокна, необходимо вычислить сдвиг сигнала Δt во временной области с помощью корреляционной функции

$$signal_{\text{free}}(t + \Delta t) = signal_{\text{load}}(t), \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{i=a}^b r_i \cdot E_i \cdot E_{LO} \cdot \exp(2\pi\gamma\tau_i(t + \Delta t) + \omega_0\tau_i - \pi\gamma\tau_i^2) = \\ & \sum_{i=a}^b r_i \cdot E_i \cdot E_{LO} \cdot \exp(2\pi\gamma\tau_i t + \omega_0\tau_i - \pi\gamma\tau_i^2 + 0.78\varepsilon\omega_0\tau_i - 0.78\varepsilon\beta l_0) \end{aligned}, \quad (13)$$

где пределы суммирования a и b соответствуют деформируемому участку волокна. Приравнявая значения фазы сигналов, получаем выражение, связывающее деформацию волокна со сдвигом сигнала во временной области:

$$\varepsilon = \frac{2\pi\gamma\Delta t}{0.78 \cdot \omega_0}. \quad (14)$$

Воздействие температуры

Воздействие температуры на фазовый сдвиг сигнала можно разделить на две части, отвечающим различным механизмам изменения оптического пути: термооптический эффект и эффект теплового расширения

$$\Delta\varphi_T = \Delta\varphi_T [dn(T) + dl(T)]. \quad (15)$$

Зависимость показателя преломления кварцевого стекла от температуры описана в работе [19]

$$dn(T) = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) = 0.68 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}. \quad (16)$$

$$\Delta\varphi(n) = \frac{2\pi l \gamma (t - \tau)}{c} \frac{1}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right), \quad (17)$$

где, l – участок изменения температуры волокна. Тогда, с учетом формулы (15)

$$\Delta\varphi(n) = 0.68 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{2\pi l \gamma (t - \tau)}{c} \Delta T. \quad (18)$$

Воздействие температуры также сопровождается изменением длины ИВ ввиду температурного расширения:

$$dl(T) = \alpha_T \Delta T, \quad (19)$$

$$\Delta\varphi(T) = \frac{n\gamma(t - \tau)}{c} l \alpha_T \Delta T. \quad (20)$$

Коэффициент теплового расширения кварцевого стекла в широкой области температур не превышает $10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Изменение температуры определяется по величине сдвига сигнала во временной области с помощью корреляционной функции, аналогично формуле (12).

Полученные значения для фазовых сдвигов, вызванных изменением температуры, были добавлены в модель (формула 7) в качестве вкладов в фазу интерференционного сигнала.

Результаты моделирования воздействий с прямым и обратным осциллятором

Для сравнения результатов моделирования воздействий было проведено два численных эксперимента. В первом эксперименте использовался стандартный метод прямого опорного плеча. Моделировался сигнал без воздействия и с воздействием. С помощью оконной корреляционной функции производилась демодуляция воздействия и определение коэффициента корреляции. Во втором эксперименте проводились аналогичные расчеты для случая обратного осциллятора. На рис. 10 приведены рефлектограммы для классического и обратного опорного осциллятора. Рефлектограмма для обратного осциллятора инвертирована для возможности сравнения сигнала по физической длине исследуемой линии.

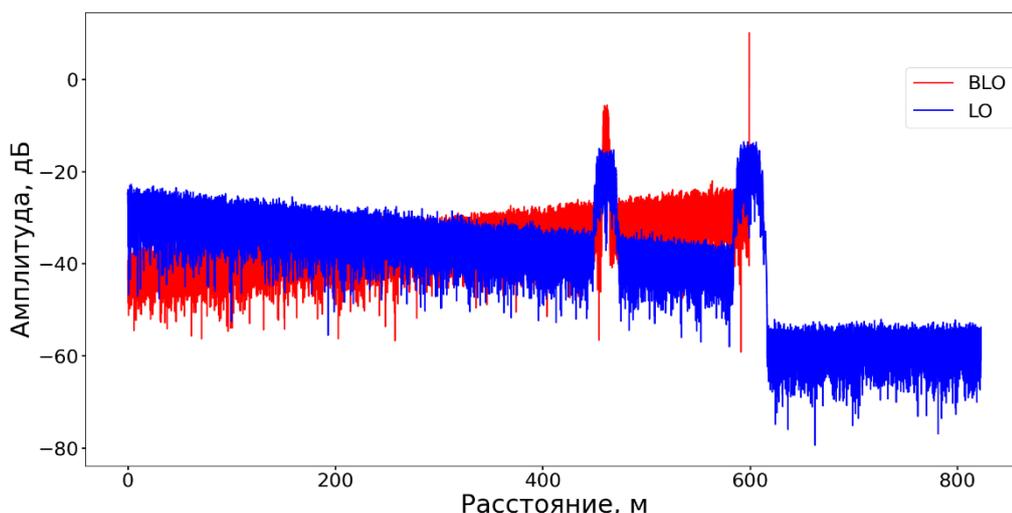


Рис. 10. Результат рефлектограмм с прямым (синий цвет) и обратным (красный цвет) опорным осциллятором. Обратная рефлектограмма инвертирована по оси расстояния

Моделирование воздействия температуры применялось к участку от 100 до 600 метров моделируемой рефлектограммы. Первые 100 метров в начале волокна оставались в свободном состоянии.

На рис. 11 приведены изменения значений коэффициентов корреляции (максимальные значения корреляционной функции) по длине линии и их линейная аппроксимация. Случаи для прямого и обратного осцилляторов изображены синим и оранжевым цветами соответственно.

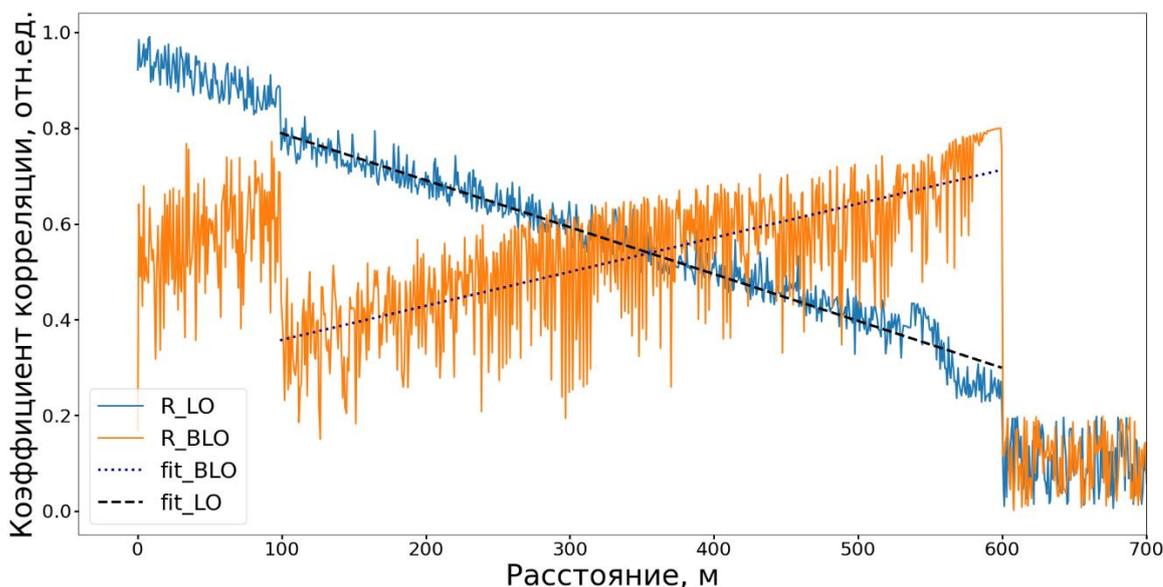


Рис. 11. Зависимость значений коэффициента корреляции R по длине ИВ для прямого и обратного опорного осциллятора

Видно, что, начиная с расстояния ~370 метров, средний коэффициент корреляции при измерении методом обратного осциллятора превосходит соответствующий коэффициент, полученный стандартным методом. Таким образом, с помощью численного моделирования была первоначально подтверждена гипотеза о снижении влияния шумов и повышении коэффициента корреляции в конце линии при использовании в качестве опорного осциллятора отражение от конца линии.

Тем не менее, чтобы эффективно использовать сенсорные данные, полученные при использовании прямого и обратного осциллятора, нужен некоторый алгоритм, поскольку вычисление величин воздействий по двум подходам в отдельности не принесёт нужного результата: один имеет преимущества в начале сенсорной линии, другой — в её конце. К тому же амплитуда корреляционного пика зависит не только от позиции в волокне, но и от величины воздействия. Именно поэтому для восстановления распределения воздействий из двух рефлектограмм предлагается использовать сравнение амплитуд корреляционного пика в каждой точке ИВ для случаев прямого и обратного осциллятора. Таким образом, в каждом отдельном случае для расчета величины воздействия на ИВ используется та корреляционная функция, пик которой имеет большую амплитуду. Для данных моделирования было определено, что средняя амплитуда корреляционного пика в линии увеличилась на 35 %. Наблюдаемый эффект необходимо оценить на экспериментальных данных, чему посвящён следующий раздел.

Экспериментальное измерение воздействий с использованием прямого осциллятора

Для практического подтверждения полученного при моделировании эффекта были проведены два эксперимента. Первый эксперимент проводился с использованием классического (прямого) опорного осциллятора, когда коннекторы, разомкнутые на рис.1, были соединены через адаптер. Во втором эксперименте коннекторы в опорном плече разъединялись, а в конец линии встраивался оптоволоконный отражатель. Конфигурация остальной схемы и измеряемой линии оставалась неизменной.

В качестве исследуемого волокна использовался отрезок волокна SMF-28 длиной 440 м, соединенный с отрезком волокна, длиной порядка 80 м с помощью FC/APC коннектора. В качестве отражателя выступал оптический патчкорд длиной 1 м, один торец которого покрыт металлическим напылением. Коэффициент отражения от покрытия составлял порядка 98%. В остальной схеме выглядела стандартно: свет лазерного источника OBR4600 линейно перестраиваемый в диапазоне от 1529 до 1539 нм, через изолятор IO-N-1550 (Thorlabs,) вводилось в оптический разветвитель с коэффициентом деления 99/1 (все разветвители в схеме — серии AFR SBC). После прохождения первого разветвителя излучение повторно разделяется в пропорции 90/10. Излучение через оптический циркулятор AFR FCIR1310/1550 поступает в исследуемое оптическое волокно, обладающее оптическими характеристиками, сравнимыми с SMF-28. Первая часть рассеянного в волокне излучения возвращается через циркулятор и интерферирует с излучением опорного плеча интерферометра. Сигнал интерференционных биений, несущий информацию о координате и оптических свойствах среды, делится поляризационным делителем PBS-55-PNB-2-Q (Advanced Fiber Resources) и поступает на два фотодетектора Femto HCA-S-200 с полосой пропускания 200 МГц. Электрический сигнал с детекторов направляется на входы аналого-цифрового преобразователя. Для визуализации необработанных данных в реальном времени в качестве АЦП был использован осциллограф Rigol DHO924. Данные с осциллографа отправлялись на компьютер для постобработки. Рассмотрим часть оптического сигнала, которая образовалась после разветвления 1% излучения. Это излучение направлялось на классический интерферометр Маха – Цендера (вспомогательный интерферометр), состоящий из двух симметричных ответвителей и линии задержки. Фотодетектор 2 регистрировал сигнал, представляющий собой сигнал биений. Электрический сигнал, поступающий с этого детектора, также оцифровывался с помощью осциллографа. С помощью настройки перестраиваемого аттенюатора интенсивность отражения от рефлектора настраивалась для получения максимального ОСШ рефлектограммы (Рис. 12).

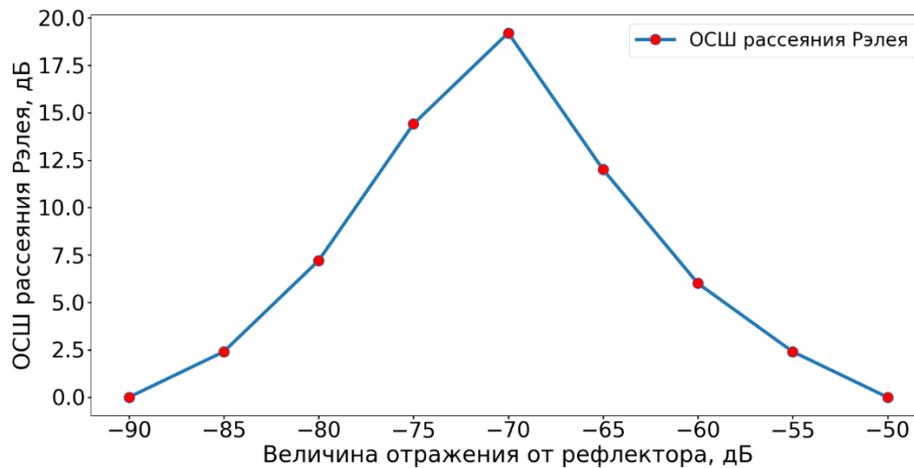


Рис. 12. Зависимость ОСШ рассеяния Рэлея от мощности отражения рефлектора

В экспериментальных данных сравнивался коэффициент корреляции рефлектограмм без воздействия и с воздействием, в случае использования классического опорного осциллятора и в случае с опорным осциллятором от конца линии. Длина линии задержки опорного интерферометра была выбрана равной 600 метров и оставалась неизменной для всех экспериментов. Катушка с отрезком волокна длиной 420 метров помещалась в термокамеру. Отрезок волокна в начале линии длиной порядка 100 м не подвергался воздействиям. Исходное, ненагруженное состояние, измерялось при температуре +23 °С. Нагруженное состояние достигалось путем нагрева катушки в термокамере с +23 до +34 °С. Исследуемое волокно было намотано на катушку с пересечениями витков и небольшим натяжением, таким образом, моделировалась реальная ситуация, когда измеряемая линия уже подвержена исходным деформациям и наблюдаемый эффект деградации корреляционных функций более ярко выражен.

На рис. 13 изображена тепловая карта корреляционных функций, для наглядности к ней добавлена рефлектограмма. Красные значения соответствуют положению максимума корреляции по длине линии и соответствуют степени изменения температуры.

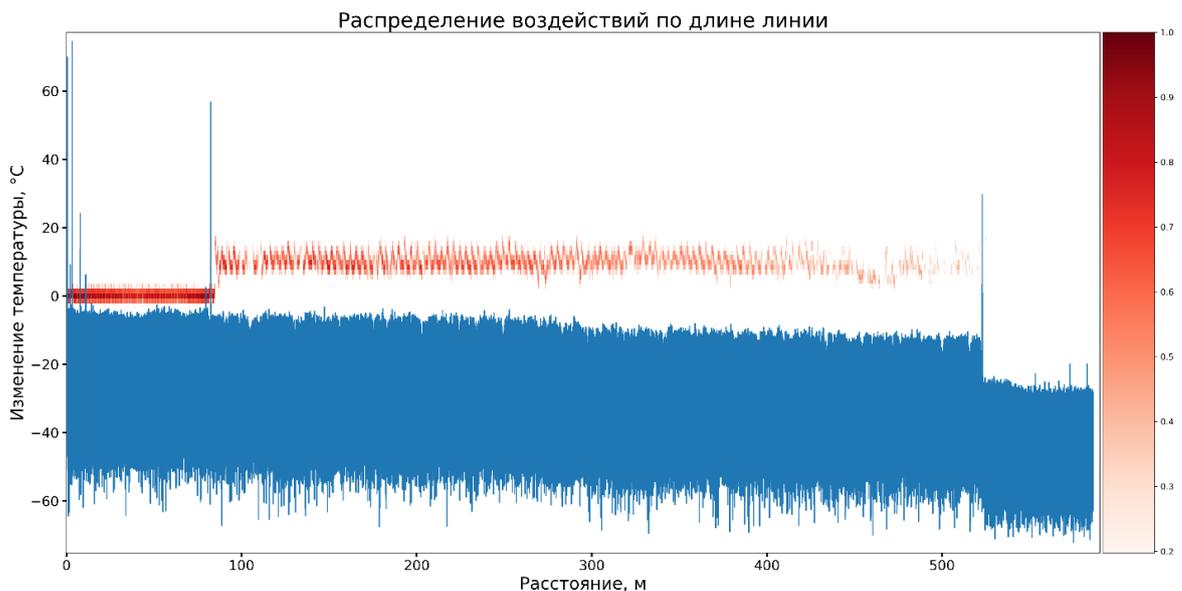


Рис. 13. Тепловая карта корреляционных функций, полученных в эксперименте с прямым осциллятором.

На отрезке волокна длиной 80 метров, от начала линии до оптического коннектора, наблюдается ярко выраженная корреляция, соответствующая нулевому изменению температуры. Участок волокна от коннектора на расстоянии 80 метров и до конца линии на расстоянии 520 метров помещался в термокамеру и подвергался нагреву. Наблюдаемая на тепловой карте характерная периодичность воздействия возникает вследствие намотки волокна на катушку и неравномерного нагрева. Также наблюдается снижение контрастности пика корреляционной функции по мере удаления от точки начала воздействия, ввиду накопления фазовых шумов и удлинения линии.

На рис. 14 приведено изменение коэффициентов корреляции по длине линии при измерении по стандартному методу.

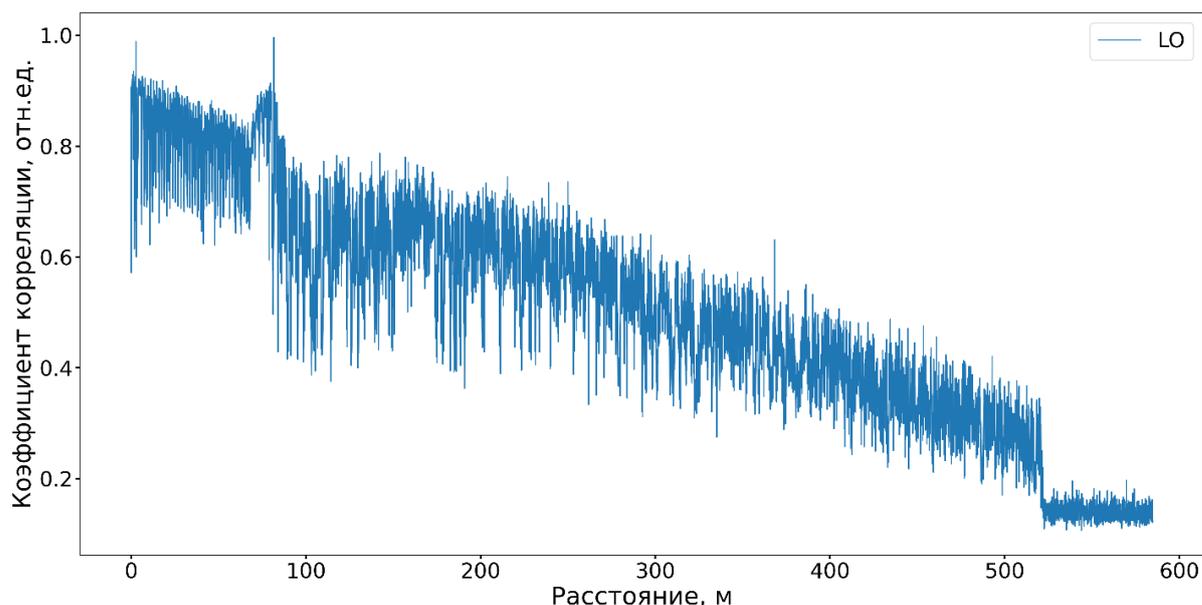


Рис. 14. Амплитуда максимума корреляционной функции по длине линии для LO-OFDR.

Полученная зависимость демонстрирует снижение среднего значения нормированного коэффициента корреляции к концу линии с 0.8 до 0.3.

Экспериментальное измерение воздействий с использованием обратного осциллятора

Следующим этапом исследования шагом была экспериментальная проверка эффективности функционирования схемы с прямым и обратным осциллятором с точки зрения повышения коэффициента корреляции вдоль ИВ. Для этого, как и в случае с данными моделирования, были получены двумерные массивы, представляющие собой набор взаимно-корреляционных функций, связанных с каждой позицией в ИВ. Пиковое значение корреляционной функции по длине волокна для измерения методом прямого и обратного осциллятора изображены на рис. 15.

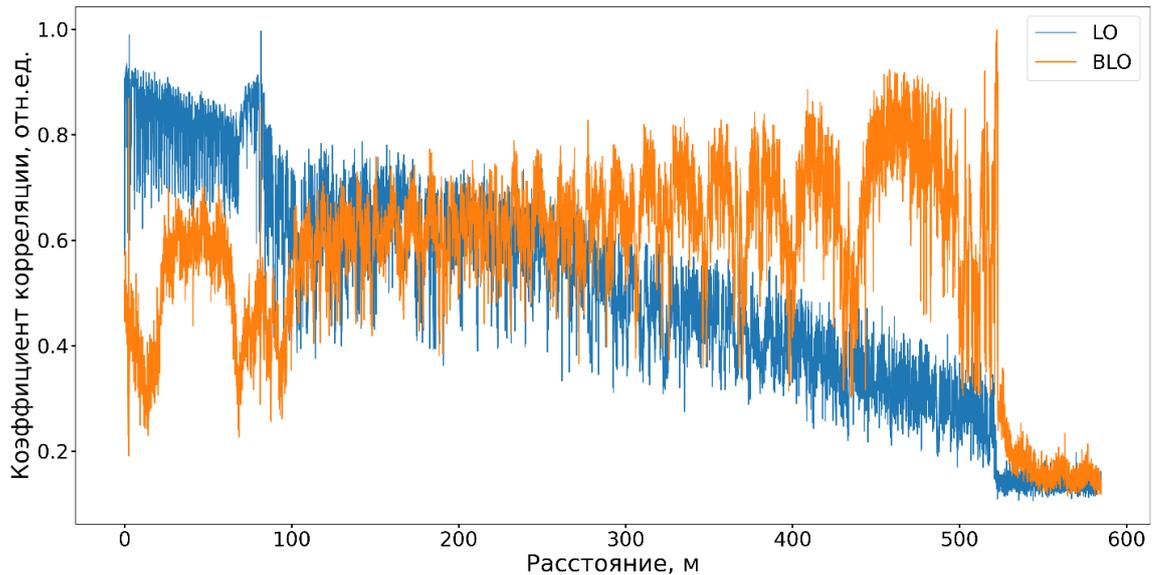


Рис. 15. Зависимость коэффициента корреляции по длине для стандартного метода измерений (синий цвет) и с использованием обратного осциллятора (оранжевый цвет)

При измерении по схеме обратного осциллятора, коэффициент корреляции модулирован в соответствии с изменением интенсивности исходной рефлектограммы. Данные модуляции не соответствуют изменению состояния поляризации, т.к. их не удалось устранить путем использования схемы с поляризационным разделением каналов, и их природа подлежит дальнейшему изучению.

Несмотря на наличие модуляции интенсивности, коэффициент корреляции рефлектограммы, начиная с расстояния ~200 метров, в среднем выше, чем при измерении по схеме с классическим опорным осциллятором. После оптимизации массива корреляционных сдвигов по длине волокна за счёт использования данных, полученных с прямым и обратным осциллятором, как это было показано при обработке показаний модели, было установлено, что в среднем коэффициент взаимной корреляции в ИВ вырос на ~37%: с 0.48 до 0.66 (Рис. 16).

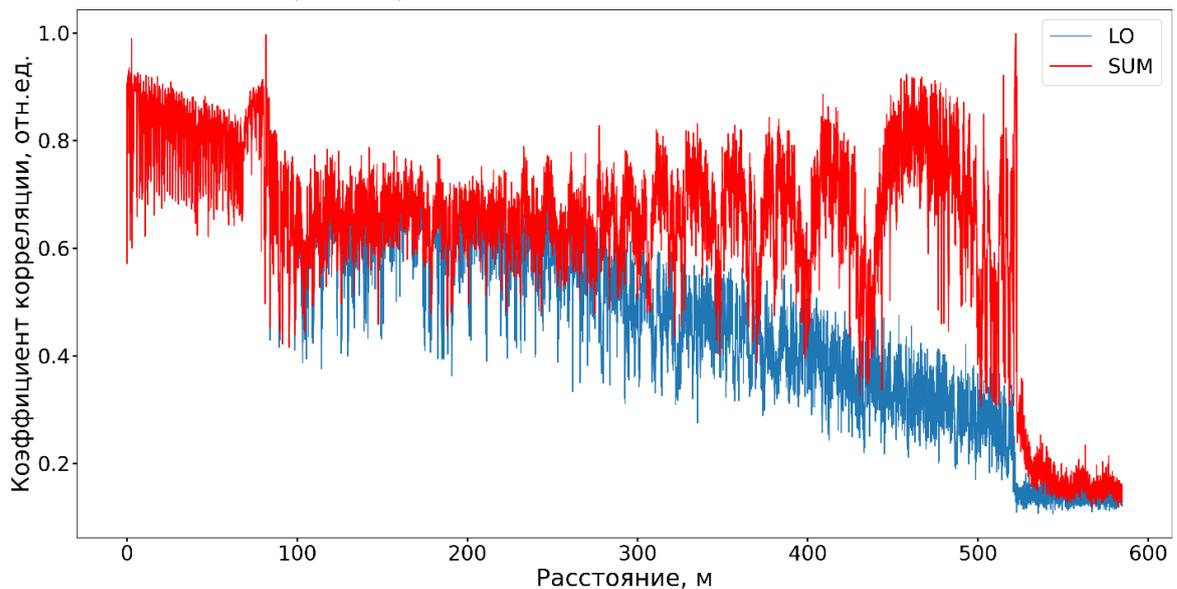


Рис. 16. Зависимость коэффициента корреляции по длине для стандартного метода измерений (синий цвет) и результат выборки наибольшего значения корреляции прямого и обратного метода (красный цвет)

Сопоставление результатов моделирования и экспериментальных данных позволяет сделать вывод о хорошем совпадении полученных данных. Экспериментально продемонстрирована эффективность применения метода на практике.

Заключение и будущие работы

В работе проанализированы результаты моделирования рефлектометра частотной области на основе концепции слабой брэгговской решетки, учитывающая оптические потери, шумы интенсивности, фазовый шум и нелинейность скорости перестройки лазера. Предложена модификация модели, когда в качестве опорного осциллятора выступает отражение от дальнего торца измеряемой линии. Несмотря на то, что практическое применение обратного осциллятора сопряжено с рядом трудностей, техника его использования в совокупности со стандартным методом позволяет увеличить качество детектирования внешних воздействий с помощью OFDR. Помимо этого, схема позволяет вдвое увеличить измеряемую линию в случае, если длина измеряемой линии лимитирована полосой пропускания и частотой дискретизации платы сбора данных или когерентностью источника излучения. Экспериментально показано, что средняя интенсивность корреляционного пика по длине рефлектограммы возрастает при использовании двунаправленной схемы измерения на 37% в сравнении с использованием схемы со стандартным прямым осциллятором. Схема двунаправленного зондирования не предусматривает серьезной аппаратной модификации системы на базе OFDR и может использоваться в качестве дополнения к уже существующим системам. Тем не менее, влияние дополнительно введенных в измеряемую линию оптического аттенуатора и рефлектора может повлиять на качество получаемых данных при измерении по стандартной схеме. В таком случае рекомендуется разделять эти два подхода путем отсоединения дополнительно введенных компонентов от линии или максимального увеличения коэффициента ослабления отражения от рефлектора.

Важной задачей будущих исследований является изучение природы периодических флуктуаций коэффициента корреляции при измерении по методу обратного осциллятора. Выявление их причин и последующее устранение позволит дополнительно повысить амплитуду пиков корреляционных функций по длине рефлектограммы, а значит достигнуть еще большего повышения качества демодуляции сенсорных данных. Также, по мнению авторов, ещё одним важным направлением является комбинирование предложенного метода с алгоритмами искусственного интеллекта и машинного обучения.

Финансирование

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 124020600009-2.

Список литературы

1. Аглиуллин Т.А. Моделирование спектра отражения комбинированного волоконно-оптического датчика / Т.А. Аглиуллин // Электроника, фотоника и киберфизические системы. – 2022. – Т. 2. – №. 3. – С. 46-61.
2. Дашков М.В. Сравнительный анализ вариантов изготовления волоконно-оптических зондов методом перетяжки / М. В. Дашков, А. Ж. Сахабутдинов, Э. В. Белов // Электроника, фотоника и киберфизические системы. – 2023. – Т. 3. – №. 3. – С. 71-78.
3. Аглиуллин Т.А. Сравнительный анализ методов моделирования спектра волоконных брэгговских решеток / Т.А. Аглиуллин и др. // Электроника, фотоника и киберфизические системы. – 2023. – Т. 3. – №. 1. – С. 13-28.

4. Stepanov K. V. Sensitivity improvement of phi-OTDR by fiber cable coils / K.V. Stepanov et al. // *Sensors*. – 2021. – Т. 21. – №. 21. – С. 7077. <https://doi.org/10.3390/s21217077>
5. Чернуцкий А. О. Исследование метода активного термостатирования опорного участка оптического волокна в составе распределенного волоконно-оптического датчика температуры / А.О. Чернуцкий и др. // *Приборы и техника эксперимента* – 2023. – №. 5. – С. 121-128. doi: 10.31857/S0032816223050075
6. Орлова М. В. Исследование оптимальных параметров схемы распределенного волоконного микрофона на основе ф-OTDR для распознавания речи / М. В. Орлова и др. // *Приборы и техника эксперимента* – 2023. – №. 5. – С. 129-133. doi: 10.31857/S0032816223050208
7. Poddubrovskii N. R. Signal Processing in Optical Frequency Domain Reflectometry Systems Based on Self-Sweeping Fiber Laser with Continuous-Wave Intensity Dynamics / N.R. Poddubrovskii, I.A.Lobach, S.I. Kablukov // *Algorithms*. – 2023. – Т. 16. – №. 5. – С. 260. <https://doi.org/10.3390/a16050260>
8. Tkachenko A. Y. Optical frequency domain reflectometry based on self-sweeping fiber laser / A.Y. Tkachenko, I.A. Lobach, Kablukov S. I. // *Seventh European Workshop on Optical Fibre Sensors*. – SPIE, 2019. – Т. 11199. – С. 379-382. <https://doi.org/10.1117/12.2541275>
9. Matveenko V. Measurement of gradient strain fields with fiber-optic sensors / V. Matveenko // *Sensors*. – 2022. – Т. 23. – №. 1. – С. 410. <https://doi.org/10.3390/s23010410>.
10. Matveenko, V. Distributed Strain Measurements Based on Rayleigh Scattering in the Presence of Fiber Bragg Gratings in an Optical Fiber / V. Matveenko, G. Serovaev // *Photonics*. – 2023. – 10 (8). – P. 868. <https://doi.org/10.3390/photonics10080868>.
11. Matveenko V. Distributed Strain Measurements Based on Rayleigh Scattering in the Presence of Fiber Bragg Gratings in an Optical Fiber / V. Matveenko, G. Serovaev // *Photonics*. – MDPI. – 2023. – Т. 10. – №. 8. – С. 868. <https://doi.org/10.1016/j.prostr.2022.12.038>.
12. Fan X. Phase-noise-compensated optical frequency-domain reflectometry / X. Fan, Y. Koshikiya, F. Ito // *IEEE journal of quantum electronics*. – 2009. – Т. 45. – №. 6. – С. 594-602.
13. Guo Z. High-resolution phi-OFDR using phase unwrap and nonlinearity suppression / Guo Z. et al. // *Journal of Lightwave Technology*. – 2023. – Т. 41. – №. 9. – С. 2885-2891.
14. Zhu T. Improve accuracy and measurement range of sensing in km-level OFDR using spectral splicing method / T. Zhu et al. // *Optics Express*. – 2023. – Т. 31. – №. 13. – С. 20980-20993.
15. Bao X. Recent advancements in Rayleigh scattering-based distributed fiber sensors / X. Bao, Y. Wang // *Advanced devices & instrumentation*. – 2021. <https://doi.org/10.34133/2021/8696571>
16. Barkov F.L. Modelling of polarised optical frequency domain reflectometry of axially twisted anisotropic optical fibres / F.L. Barkov et al. // *Quantum Electronics*. – 2019. – Т. 49. – №. 5. – С. 514. DOI 10.1070/QEL16832
17. Fang Z. Tuning Rate Estimation for Improving Positioning Accuracy in OFDR System / Z. Fang et al. // *IEEE Sensors Journal*. – 2023. doi: 10.1109/JSEN.2023.3335383.
18. Zhang Z. Long-range distributed static strain sensing with \leq \$100 nano-strain resolution realized using OFDR / Z. Zhang, X. Fan, Z. He // *Journal of Lightwave Technology*. – 2019. – Т. 37. – №. 18. – С. 4590-4596. doi: 10.1109/JLT.2019.2913284
19. Резак Е.В. Учет погрешности измерения длины оптического волокна / Е.В. Резак, М.Р. Прокопович // *Вестник тихоокеанского государственного университета*. – 2008. – №. 4. – С. 167-172.

BI-DIRECTIONAL TECHNIQUE OF SENSORY DATA REGISTRATION BY OPTICAL FREQUENCY DOMAIN REFLECTOMETER

M.E. Belokrylov, Yu.A. Konstantinov

"Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences" - branch of the Federal State Budgetary Scientific Institution
Perm Federal Research Center of the Ural Branch
of the Russian Academy of Sciences ("IMSS UB RAS")

1, Academician Korolev str., Perm, 614013, Russian Federation

Abstract. The paper presents a scheme of optical frequency domain reflectometer (OFDR) using back reflection from the end of the measured line as a local oscillator. The use of back reflection from the end of the measured line entails the inversion of the trace in the frequency domain, the local oscillator from such a reflector is called "back local oscillator". Mathematical modeling of the influence of external influences on the investigated line, taking into account phase noise and intensity noise for the standard and back local oscillator was carried out. The results of modeling are verified on the field experiment. It is shown that the use of the inverse oscillator reduces the influence of noise and increases the correlation coefficient of measurements at the far points of the tested line, which contributes to improving the demodulation quality of external influences.

Keywords. Optical reflectometry, optical frequency domain reflectometry, distributed sensor, optic fiber, temperature and strain measurement, Rayleigh scattering, phase noise.

Статья представлена в редакцию 02.09.2024г.