

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 535.5

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ
ТОМОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ КОНСТАНТ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МОД ОТ РАСТЯЖЕНИЯ
ОПТОВОЛОКНА**

**©2026 г. В. М. Геликонов, С. Ю. Ксенофонтов*, П. А. Шилягин,
В. Н. Ромашов, Г. В. Геликонов**

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук*

Россия, 603951, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

**E-mail: xen@ipfran.ru*

Поступила в редакцию 02.02.2026

После доработки 05.03. 2026

Принята к публикации 07.04.2026

Предложен метод исследования влияния растяжения поддерживающего поляризацию оптоволокон (Polarization Maintaining, РМ-волокна) с относительным удлинением 10^{-3} на его двулучепреломление с помощью низкокогерентной спектральной интерферометрии, которая широко используется в оптической когерентной томографии. Способ обеспечивает одновременную регистрацию удлинения геометрической и оптической длин и связанного с этим изменения констант распространения (групповых задержек) поляризационных мод при продольном растяжении РМ-волокна. При этом гарантируется отсутствие таких факторов, как изгиб, кручение и боковое давление, которые дополнительно могут повлиять на двулучепреломление. В отличие от традиционных поляризационных методов исследования, этот метод не требует точного согласования интенсивностей ортогональных мод. Получено значение коэффициента $Q \approx 21.2$, равное отношению разности фазовых сдвигов мод, вызванной изменением собственного двулучепреломления при растяжении волокна, к разности, вызванной увеличением его геометрической длины.

1. ВВЕДЕНИЕ

Волоконные датчики широко применяются во многих областях [1, 2], где измерение различных физических величин может быть обеспечено путем точных интерференционных измерений разности оптических путей. Некоторые из них используют поляриметрические

измерения. В таких датчиках измеряемой величиной является относительное изменение длины оптического пути между двумя ортогональными волнами, которое происходит при поперечных или продольных напряжениях [2]. Особое место занимают датчики на волокне с сильным двулучепреломлением, в которых дифференциальная оптическая фаза между собственными ортогональными модами изменяется под действием продольного растяжения волокна [1]. Эти анизотропные волоконные датчики проще в проектировании, поскольку волокна имеют определенные оси анизотропии.

Показатели преломления n_x и n_y собственных ортогональных мод поддерживающего поляризацию волокна (Polarization Maintaining, РМ-волокна) определяют линейное двулучепреломление, которое также характеризуется длиной биения этих мод $L_b = \lambda / (n_x - n_y)$, где λ – длина волны излучения (при длине волокна, равной L_b , изменение дифференциальной оптической фазы достигает 2π). Продольное растяжение волокна изменяет длину биения из-за разницы в коэффициенте Пуассона стекол, из которых изготовлено волокно [2, 3]. В этих работах предполагается, что двулучепреломление линейно зависит от растяжения и что выражение, связывающее удлинение волокна на величину Δl , необходимую для получения изменения фазы между ортогональными модами на 2π для волокна с высоким двулучепреломлением произвольной длины, с длиной биения L_b , записывается в виде

$$\Delta l \approx - \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)T}{\mu_2 - \mu_1} L_b, \quad (1)$$

где T – разница между температурой окружающей среды и самой низкой фиктивной температурой стекол оптоволокна, а α_i и μ_i – соответственно коэффициенты теплового расширения и коэффициенты Пуассона в различных областях РМ-волокна. Проверка соотношения (1) для различных волокон показала, что экспериментальные значения отличаются от теоретической линейной зависимости на десятки процентов.

В работе [2] изменение двулучепреломления при механическом воздействии на волокно определялось с помощью ряда методов, сравнительный анализ которых приведен в работах [4, 5]. В наиболее широко используемых методах влияние на дифференциальную фазу исследовалось при поляризационных измерениях [6–9]. В большинстве случаев применялись специальные методы с использованием дистанционного управления [10] и низкокогерентное излучение от суперлюминесцентного диода [11].

В настоящем исследовании регистрация значений L_b и Δl была выполнена с использованием низкокогерентной интерферометрии. В качестве приемного регистрирующего устройства использовалась система спектральной оптической когерентной томографии (ОКТ) [12–14]. При изменении длины исследуемого волокна одновременно

регистрировались различия в длине оптического пути в обеих ортогональных поляризационных модах. Высокая точность определения значений L_b и Δl с погрешностью в десятые доли микрометра была достигнута путем извлечения данных из набора последовательно зарегистрированных А-сканов, общих для обеих ортогональных поляризационных мод.

Использование широкополосного низкокогерентного излучения в предложенном методе предоставляет определенные преимущества. К их числу можно отнести отсутствие влияния паразитных отражений и нарушений поляризационной экстинкции в области сварки или в области оптоволоконных разъемов и волоконных элементов оптической схемы из-за малой длины когерентности излучения. Кроме того, в предложенном методе согласование интенсивности ортогональных мод практически не влияет на точность целевых измерений, так как за счет методов обработки в спектральной области отклики от ортогональных мод фиксируются независимо и одновременно. Согласование интенсивности ортогональных мод влияет только на амплитуду соответствующих откликов, но не на их взаимное положение в регистрируемом сигнале. От амплитуды откликов зависит отношение сигнал/шум, что несколько ухудшает точность определения положения отклика, однако это влияет на конечный результат значительно меньше, чем в традиционной поляриметрии.

Эти факторы в совокупности обеспечивают лучшую технологичность метода и позволяют использовать его в более жестких условиях (таких как вибрационные шумы или температурные перепады).

Стоит отметить, что существуют и другие методы исследования поляризационных свойств РМ-волокна, использующие широкополосное излучение и спектральный анализ. Например, к ним можно отнести распределенные методы исследования двулучепреломления, основанные на бриллюэновской рефлектометрии [15], а также методы, использующие корреляционно-спектральный анализ [16]. Основное назначение этих методов – дефектоскопия больших катушек РМ-оптоволоконной или длинных оптоволоконных линий (несколько километров) и локализация и оценка степени поляризационных возмущений. Предлагаемый нами метод можно охарактеризовать не как распределенный, а как интегральный. В нашем случае исследуется влияние продольного растяжения сравнительно короткого участка РМ-волокна. Этот метод потенциально может быть использован в соответствующих оптоволоконных датчиках или для уточнения соответствующих технических характеристик образцов оптоволоконной.

Стоит также отметить, что для спектрального анализа, в отличие от метода [16], в нашем случае используется не перестраиваемый источник, а суперлюминесцентный диод и спектроанализатор, основными элементами которого являются дифракционная решетка и

камера линейного сканирования (одномерная ПЗС-матрица). Это значительно дешевле, чем перестраиваемый источник. Кроме того, такой метод избавлен от шумов и фазовой нестабильности зондирующего излучения.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Свет от широкополосного источника – суперлюминесцентного диода с центральной длиной волны 1300 нм – направлялся на два плеча интерферометра с равной длиной оптических путей через циркулятор, на ответвитель с ослаблением 3 дБ и пару контроллеров поляризации Лефевра. В конец измерительного плеча было встроено одномодовое РМ-волокно типа “галстук бабочка” (Bow-Tie) HB1250(9/125) (FIBERCORE, Великобритания) длиной $L_{\Sigma} = 1375$ мм. Этот участок волокна был вытянут в линию для исключения влияния поперечных возмущений различного типа. Все остальные элементы плеч интерферометра были изготовлены из волокна SMF-28. Потери на сварке волокон SMF-28 и HB1250 не превысили 0.1 дБ. Согласно паспортным техническим характеристикам, длина волны отсечки в волокне HB1250(9/125) составляла $\lambda_c = 1100$ нм, числовая апертура $N_a = 0.11$, а длина биений $L_b = 3.28$ мм.

Дистальная часть волокна HB1250 длиной $L = 1240$ мм была закреплена на каждом конце эпоксидной смолой, а удлинение при растяжении в направлении Z было достигнуто с помощью электромагнитной системы в диапазоне $Z = 0 - 1275$ мкм. Контроллер поляризации ПУ1 был настроен для возбуждения обеих линейно поляризованных ортогональных мод волокна HB1250, а контроллер поляризации ПУ2 был настроен для достижения максимальной интенсивности интерференционного сигнала на выходе интерферометра. Зеркала на концах каждого плеча интерферометра, расположенные с воздушными зазорами, обеспечивали обратное отражение излучения к плечам интерферометра. Интерферирующие зондирующие и опорные волны, поступающие с выхода интерферометра, регистрировались оптическим спектрометром, и после преобразования Фурье измерялась результирующая разница в длинах плеч интерферометра. Оптическая установка и метод обработки сигнала были идентичны таковым при использовании спектральной ОКТ-системы [13, 14] с отключенным режимом поперечного сканирования.

Следует отметить, что эта оптическая схема не содержит никаких анизотропных элементов, обычно используемых в поляризационных экспериментах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результат растяжения волокна представлен в виде ОКТ-изображения (рис. 2), иллюстрирующего зависимость разности оптических длин плеч интерферометра Майкельсона от номера А-скана ($m = 0...1023$) (где А-скан – вертикальный столбец двумерного яркостного распределения). А-сканы регистрировались непрерывно с постепенным увеличением усилия растяжения, прикладываемого к волокну, т. е. на рис. 2 ось абсцисс соответствует номеру А-скана, ось ординат Z соответствует направлению увеличения оптической длины плеч интерферометра Майкельсона.

Рис. 2. ОКТ-изображение результата эксперимента, состоящее из 1024 А-сканов

Кривые на рис. 2 соответствуют полученным интерферометрическим методом изображениям сигналов, отраженных от конца волокна (a) и от зеркала (b) для волокна, растянутого от точки В (нулевая точка оси абсцисс) до точки С (рис. 1) для быстрой (F) и медленной (S) поляризационных мод, возбуждаемых на входе с одинаковыми весами. Значения приращения оптического пути на участке АВ (рис. 1) оптического волокна вдоль его оси Z обозначены на рис. 2 следующим образом: $(\delta\tilde{L}_F)_m$ для быстрой поляризационной моды и $(\delta\tilde{L}_S)_m$ для медленной поляризационной моды, где $m = 0...1023$. Знак тильды подчеркивает тот факт, что измеряется оптический путь, а не геометрическая длина волокна. Две нижние кривые b на рис. 2 соответствуют отражению соответствующей моды от зеркала. Оптическое расстояние от начального положения конца волокна до поверхности зеркала для каждой моды обозначается как $(G_{F,S})_m$. Величина разности $(\delta G)_m = (G_F - \delta\tilde{L}_F)_m = (G_S - \delta\tilde{L}_S)_m$ определяет длину воздушного зазора в плече интерферометра. Она одинакова для обеих поляризационных мод и не зависит от дисперсии волокна.

О сохранении возбуждения обеих ортогональных поляризационных мод во время всей процедуры растяжения свидетельствует сохранение парных откликов (a) и (b) на рис. 2. О некотором изменении интенсивности ортогональных мод можно судить по изменению яркости этих откликов.

При интерферометрическом приеме сигнала для отдельных точечных отражателей, которыми являются торец волокна и поверхность зеркала, точность определения приращений значительно превышает точность, обусловленную длиной когерентности излучения. В нашем случае при определении центра вдоль вертикальной оси Z аппаратной функции она составляла десятые доли микрометра.

4. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Интерференционный сигнал, зарегистрированный спектрометром и обработанный в соответствии со стандартной процедурой ОКТ, представлен на рис. 3.

Рис. 3. Рассчитанный интерференционный сигнал **(а)** и действительная часть выбранного ($m = 512$) комплексного А-скана **(б)**

Отклики были разделены с помощью фильтра в виде гауссовского множителя амплитуды (рис. 3г). Для определения положения центра фильтра сигнал (рис. 3в) был обработан с использованием метода, основанного на методе Стегера [17]. Этот алгоритм подразумевает нахождение собственных векторов результата свертки гессииана изображения с помощью функции Гаусса. Мы использовали модификацию этого метода, описанную в работе [18].

Из фильтрованного сигнала вычислялся фурье-образ (рис. 4а), который соответствует спектральному распределению результата интерференции:

$$F(k) = S(k)\cos(kz), \quad (2)$$

где $F(k)$ – спектральное распределение интерференционного сигнала, $S(k)$ – множитель, соответствующий огибающей спектра, k – волновое число, а z – координата отражателя. В случае с одним отражателем (что верно при использовании узкополосного пространственного фильтра, показанного на рис. 3г) восстановленная функция $F(k)$ принимает вид гладкой синусоидальной функции с огибающей, аргумент которой kz (рис. 4б) после процедуры “разматывания” (“развертки”) фазы становится линейной функцией (рис. 4в), а ее наклон зависит от положения отражателя по оси Z .

Рис. 4. Обработка положения интерференционного отклика

Эти расчеты были выполнены для каждого А-скана и для всех четырех ярких пиков, что дало нам возможность определить все четыре оптические задержки для каждой записанной интерферограммы (рис. 5). Отметим, что в методе, использованном в данной работе, не было необходимости в точном выравнивании амплитуд откликов от границ, как, например, в спектральной версии работы [5], поскольку процедура определения координатного положения их центров выполнялась индивидуально.

Рис. 5. Экспериментальные значения изменения оптического пути при растяжении волокна.

Экспериментальных данных, представленных на рис. 5, достаточно для вычисления значений L_b и Δl . Длина биений была определена по значениям кривых 1 и 2 при нулевом растяжении (рис. 5а). Разница в задержках поляризационных мод перед растяжением

составляет $(\delta\tilde{L}_S - \delta\tilde{L}_F)_0 = 534.6$ мкм. Очевидно, что разница в показателях преломления составляет

$$n_S - n_F = (\delta\tilde{L}_S - \delta\tilde{L}_F)_0 / L_\Sigma = 534.6 \text{ мкм} / (1375 \cdot 10^3 \text{ мкм}) \approx 3.9 \cdot 10^{-4}. \quad (3)$$

Поскольку добавочный член, обусловленный дисперсией материала, не влияет на эту разницу в групповой задержке, в первом порядке малости мы можем записать

$$(\delta\tilde{L}_S - \delta\tilde{L}_F)_0 = 534.6 \text{ мкм} = [(\beta_S - \beta_F)L_\Sigma] \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (4)$$

Из уравнения (4) можно найти длину биений L_b в виде

$$L_b = \frac{2\pi}{\beta_S - \beta_F} = \frac{\lambda \cdot L_\Sigma}{(\delta\tilde{L}_S - \delta\tilde{L}_F)_0} = \frac{1.3 \cdot 10^{-3} \cdot 1375}{0.5346} \text{ мм} = 3.34 \text{ мм}. \quad (5)$$

Значение длины биений, полученное в данном эксперименте, на 2% превышает паспортное значение.

Линейная зависимость 1 на рис. 5б позволяет нам определить удлинение волокна, необходимое для изменения разницы фаз на 2π . Таким образом, максимальное удлинение δL участка волокна L равно максимальному изменению воздушного зазора:

$$\delta L = (G_F - \delta\tilde{L}_F)_0 - (G_S - \delta\tilde{L}_S)_{1023} = 1.273 \text{ (мм)}. \quad (6)$$

Далее необходимо определить протяженность Δl участка волокна L , необходимую для увеличения межмодовой разницы фаз на 2π . Это можно легко сделать, используя полученное значение общего приращения межмодовой разности хода при $m=1024$:

$$\Delta L_m = [(\delta\tilde{L}_S)_m - (\delta\tilde{L}_S)_0] - [(\delta\tilde{L}_F)_m - (\delta\tilde{L}_F)_0] = 10.6 \cdot 10^{-3} \text{ мм}, \quad (7)$$

т.е. для максимального удлинения $\Delta L_{1023} = 10.6 \cdot 10^{-3}$ мм. Это соответствует числу приращений разницы фаз на 2π , равному $10.6 / 1.3 = 8.15$ раз. Очевидно, что растяжение Δl , необходимое для того, чтобы вызвать изменение фазы на 2π между ортогональными модами, равно $\Delta l = 1.273 \text{ мм} / 8.15 \approx 0.156 \text{ мм}$.

В итоге значение коэффициента выражения (1) равно

$$-\frac{(\alpha_2 - \alpha_1)T}{\mu_2 - \mu_1} = \frac{\Delta l}{L_b} = \frac{0.156 \text{ мм}}{3.34 \text{ мм}} = 0.047 \quad (8)$$

В работе [2] это значение предполагалось равным 0.05.

Следует отметить, что величины L_b и Δl были определены на основе одной томограммы В-скана, состоящего из 1024 А-сканов. Высокая точность измерений обусловлена использованием спектрометра с остаточной неэквидистантностью регистрации спектральных составляющих менее 0.02% [12].

Экспериментальный линейный график 1 на рис. 5б, представляющий, как описано выше, величину приращения разности хода мод, можно сравнить с рассчитанной разностью оптических путей мод в волокне, $\Delta L(n_S - n_F)$, при неизменных скоростях волн, т.е. с графиком 2. Согласно работам [2, 4], когда волокно длиной L растягивается в продольном направлении на малую величину δL , внутреннее двулучепреломление β и его изменение на величину $\Delta\beta$ связаны соотношением $Q = (\Delta\beta L)/\Delta L \beta$. В работе [4] экспериментально определенные значения Q для волокна “галстук-бабочка” находились в диапазоне 20–25. Согласно нашим результатам, показанным на рис. 5, значение Q равно среднему отношению значений на линии 1 к значениям на линии 2 на рис. 5б или может быть определено из значений при максимальном растяжении $Q = 10.6 \text{ мкм}/0.5 \text{ мкм} \approx 21.2$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Были исследованы групповые задержки ортогональных мод в анизотропном оптоволокне “галстук-бабочка” в зависимости от растяжения при упругом продольном растяжении. Выявлена линейная зависимость задержек ортогональных мод на оптическом тракте от растяжения с точностью до одной десятой длины волны.

Разница в задержках на оптическом тракте ортогональных мод, определенных таким образом, позволяет просто определить длину биений с целью корректировки характеристик волокна. Измерения, выполненные в настоящей работе, дополняют результаты работы [2]. А именно, мы экспериментально определили отношение $-(\alpha_2 - \alpha_1)T/(\mu_2 - \mu_1) = 0.047$, связывающее удлинение Δl , необходимое для обеспечения изменения фазы на 2π между ортогональными модами для волокна с высоким двулучепреломлением любой длины, с длиной его биений.

В эксперименте также было получено значение коэффициента Q , равное отношению фазового сдвига, вызванного изменением собственного двулучепреломления, к фазовому сдвигу, вызванному увеличением геометрической длины волокна “галстук-бабочка”. Усреднение по всему диапазону расширения дало значение коэффициента $Q \approx 21$, которое близко к значению, приведенному в работе [4]. Метод измерения, возможности которого были продемонстрированы в настоящей работе, может быть использован для исследования любых анизотропных оптических систем.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье предложен и апробирован метод измерения групповых задержек РМ-волокна и их изменений при продольном растяжении. Метод позволяет одновременно измерять изменения геометрической длины волокна, групповые задержки независимых быстрых и медленных мод РМ-волокна, а также изменения общего оптического пути измерительного плеча интерферометра. Метод может быть полезен для уточнения параметров РМ-волокна и изучения его механических свойств.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН (проект № FFUF-2024-0029).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rashleigh S.C.* First international conference on optical fibre sensors / ed. D.E.N. Davies. London: The Institution of Electrical Engineers, 1983. P. 210.
2. *Varnham M.P., Barlow A.J., Payne D.B., Okamoto K.* // *Electron. Lett.* 1983. V. 19. № 17. P. 699. <https://doi.org/10.1049/el:19830476>
3. *Varnham M.P., Payne, D.N., Barlow, A.J. Birch, R.D.* // *J. Lightwave Technol.* 1983. V. 1. № 2. P. 332. <https://doi.org/10.1109/JLT.1983.1072123>
4. *Котов О.И., Лукумович Л.Б., Марков С.И., Медведев А.В., Хлыбов А.В.* // *ЖТФ.* 2004. Т. 74. № 1. С. 72. <https://elibrary.ru/item.asp?id=20336498>
5. *Головченко А.И., Петров А.В., Темкина В.С., Арчелков А.Б., Цибиногина М.К., Котов О.И.* // *НТБ СПбГПУ. Физико-математические науки.* 2025. Т. 18. № 1. С. 182. [*Golovchenko A.I., Petrov A.V., Temkina V.S., Archelkov A.B., Tsibinogina M.K., Kotov O.I.* // *St. Petersburg Polytechnic University Journal: Physics and Mathematics.* V. 18. № 2. P. 182. <https://doi.org/10.18721/JPM.18115>]
6. *Filippov V.N., Kotov O.I., Nikolayev V.M.* // *Electron. Lett.* 1990. V. 26. № 10. P. 658. <https://doi.org/10.1049/el:19900431>
7. *Kim B.Y., Sang S.C.* // *Opt. Lett.* 1981. V. 6. № 11. P. 578. <https://doi.org/10.1364/OL.6.000578>
8. *Tian, S., Tang Y., Zhang Y. et al.* // *J. Lightwave Technol.* 2022. V. 40. № 14. P. 4878. <https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3166276>
9. *Xu S., Shao H., Li C., Xing F., Wang Y., Li W.* // *Sensors.* 2017. V. 17. № 7. P. 1556. <https://doi.org/10.3390/s17071556>

10. Petrov A.V., Chapalo I.E., Bisyarin M.A., Kotov O.I. // Appl. Opt. 2020. V. 59. № 33. P. 10422. <https://doi.org/10.1364/AO.400345>
11. Petrov A.V., Chapalo I.E., Bisyarin M.A., Kotov O.I. // Tech. Phys. Lett. 2022. V. 48. № 15. P. 7. <https://doi.org/10.21883/TPL.2022.15.53809.18968>
12. Шильягин П.А., Ксенофонтов С.Ю., Моисеев А.А., и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. № 10. С. 859. <https://elibrary.ru/item.asp?id=30771339>
13. Ksenofontov S.Y., Shilyagin P.A., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V. // Photonics. 2023. V. 10 № 7. P. 736. <https://doi.org/10.3390/photonics10070736>
14. Ксенофонтов С.Ю., Шильягин П.А., Терпелов Д.А., Шабанов Д.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В. // ПТЭ. 2023. № 6. С. 154. <https://doi.org/10.31857/S0032816223050312>
15. Смирнов А.С., Бурдин В.В., Константинов Ю.А., Петухов А.С., Дроздов И.Р., Кузьминых Я.С., Беспрозванных В.Г. // Квантовая Электроника. 2015. Т. 45. № 1 С. 66. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=23453154>
16. Lin C., Xie D., Yang J., Zhang X., Zou C., Yu Z., Wang Y., Qin Y. // IEEE J. Lightwave Technol. 2024. V 42. № 18. P. 6555. <https://doi.org/10.1109/JLT.2024.3402332>
17. Steger C. // IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell. 1998. V. 20. № 2. P. 113. <https://doi.org/10.1109/34.659930>
18. Matkivsky V.A., Shilyagin P.A., Moiseev A.A., Novozhilov A.A., Abubakirov T.E., Gelikonov G.V., Shakhov A.V., Gelikonov V.M. // Laser Phys. Lett. 2020. V. 17. № 2. P. 025602. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/ab60ad>

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Рис. 2. ОКТ-изображение результата эксперимента, состоящее из 1024 А-сканов (вертикальных столбцов), визуализирующих конечную часть оптического пути. Растяжение волокна происходило вдоль координаты Z . Масштаб А-скана по вертикали составляет 4.8 мм. По горизонтали слева направо натяжение волокна увеличивается с увеличением индекса m . Кривые b отображают положение зеркала (D на рис. 1) для быстрой (верхняя) и медленной (нижняя) волн в РМ-волокне. Кривые a отображают положение дистального конца волокна (C на рис. 1) в терминах оптических длин для соответствующих волн

Рис. 3. Рассчитанный интерференционный сигнал (**а**) и действительная часть выбранного ($m = 512$) комплексного А-скана (**б**). Пики интерференции (**б**) соответствуют поляризационным модам, отраженным от конца волокна и зеркала. Изолированный отклик от первой границы (**в**) и форма фильтра для его выделения с целью детального анализа (**г**)

Рис. 4. Обработка положения интерференционного отклика: **а** – фурье-образ отфильтрованного сигнала, **б** – вычисленное распределение аргумента, **в** – результат “разматывания” (“развертки”) аргумента. Волновые числа k указаны в произвольных единицах измерения (точках выборки)

Рис. 5. Экспериментальные значения изменения оптического пути при растяжении волокна. На рис. **а** показано удлинение оптических путей для быстрой $(\delta\tilde{L}_F)_m$ (кривая 1) и медленной $(\delta\tilde{L}_S)_m$ (кривая 2) поляризационных мод, а также изменения общей длины плеча интерферометра с воздушным зазором для быстрой $(G_F)_m$ (кривая 3) и медленной $(G_S)_m$ (кривая 4) поляризационных мод в волокне. На рис. **б** приведена разность между приращением оптического пути в медленном, $(\delta\tilde{L}_S)_i - (\delta\tilde{L}_S)_0$, и быстром, $(\delta\tilde{L}_F)_i - (\delta\tilde{L}_F)_0$, режимах при растяжении волокна (кривая 1), а также рассчитанная разность оптических путей ортогональных мод в волокне, $\Delta L(n_S - n_F)$, с неизменными скоростями волн (кривая 2)

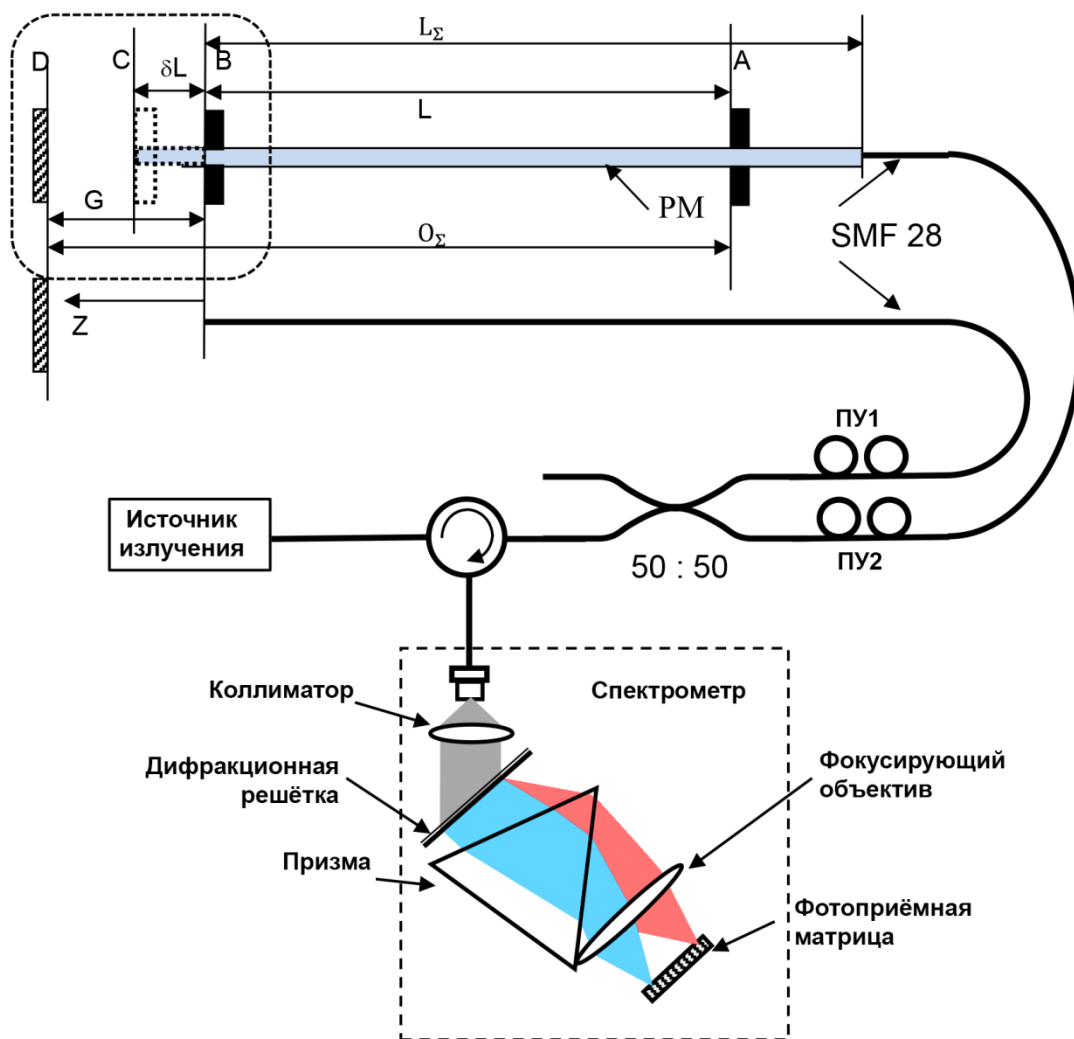


Рис. 1

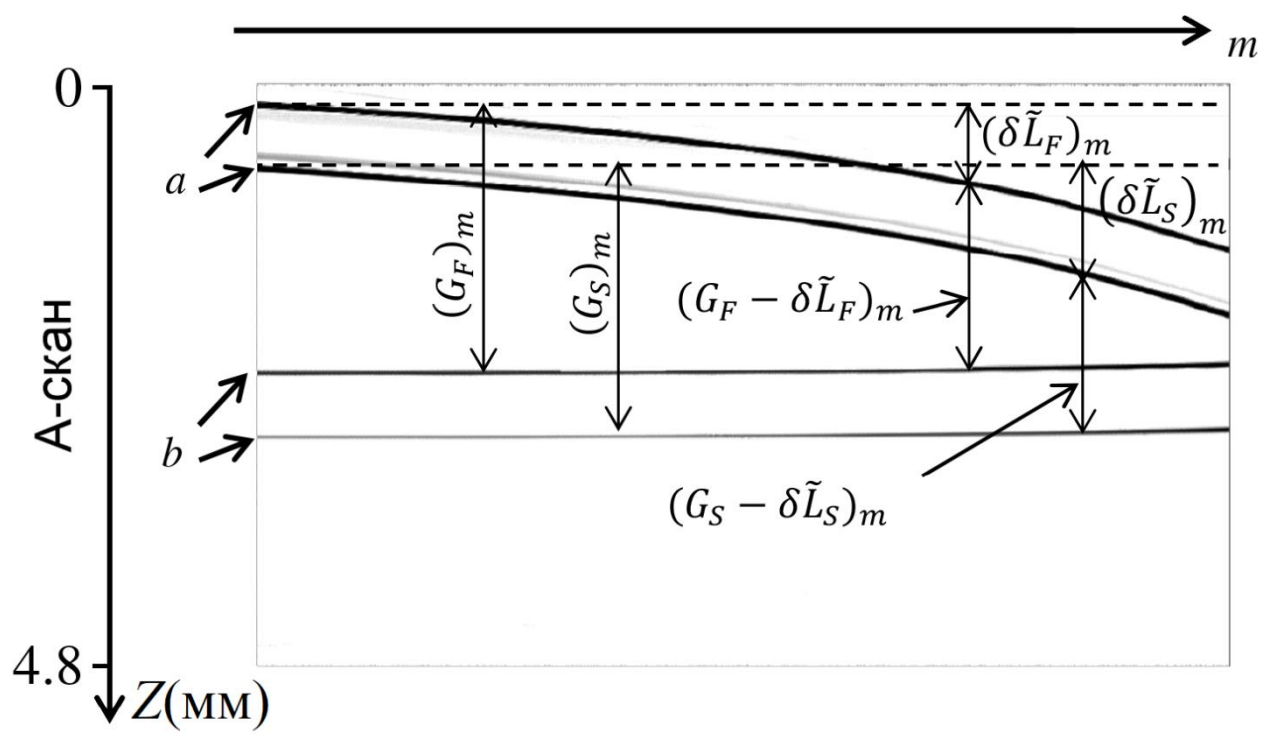
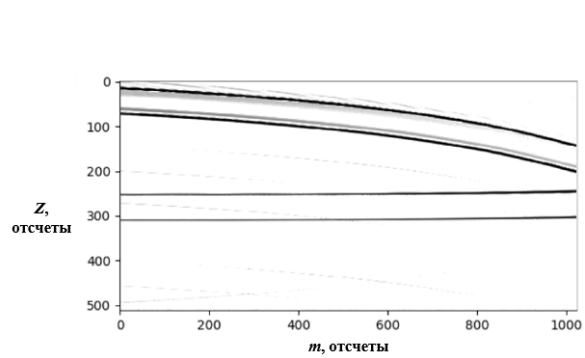
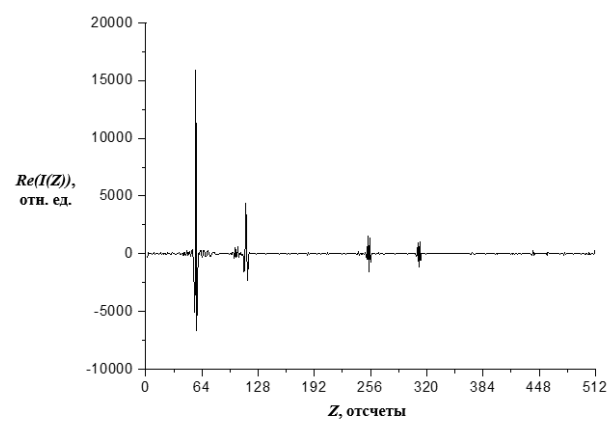


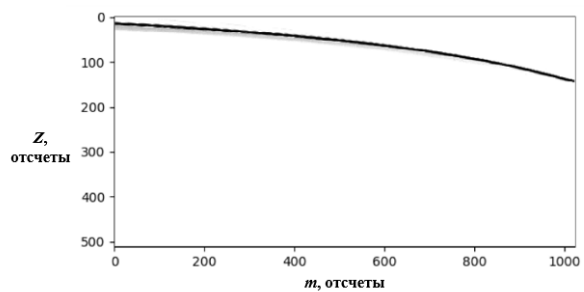
Рис. 2



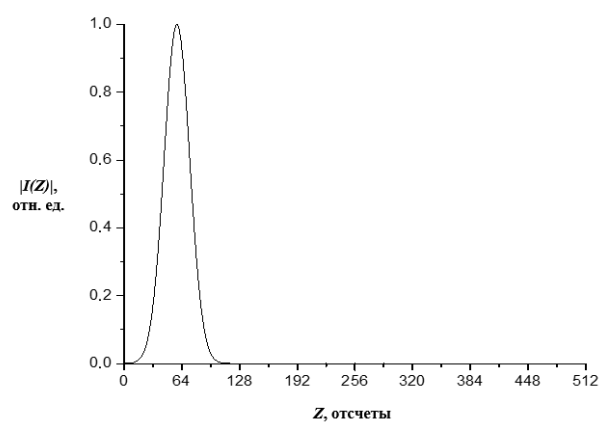
а)



б)

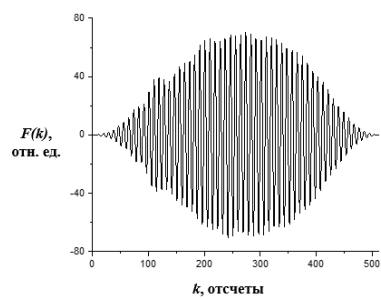


в)

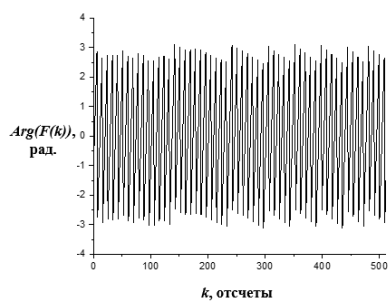


г)

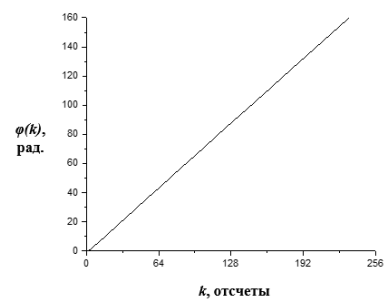
Рис. 3



а)

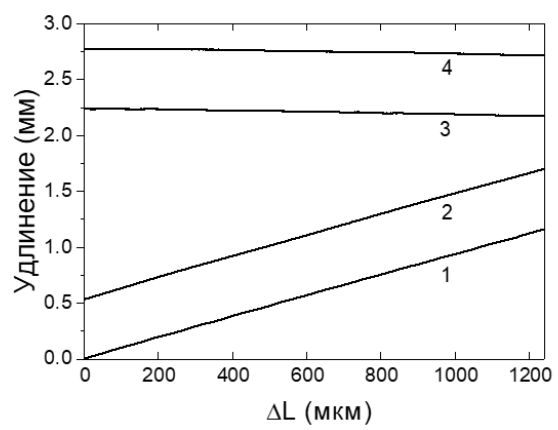


б)

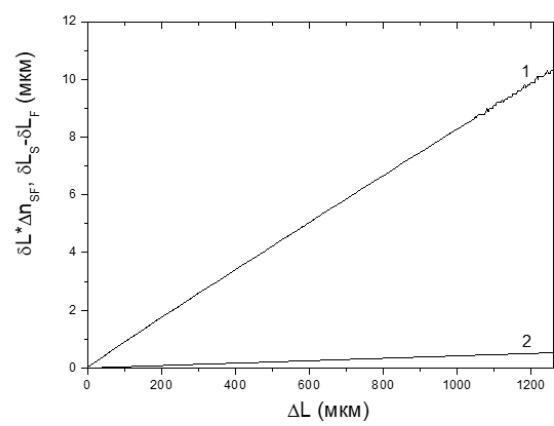


в)

Рис. 4



а)



б)

Рис. 5