

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«Пермский национальный исследовательский
политехнический университет»

Пермский инновационный территориальный кластер
волоконно-оптических технологий «ФОТОНИКА»

ПРИКЛАДНАЯ ФОТОНИКА

APPLIED PHOTONICS

Т. 10, № 5

Издательство
Пермского национального исследовательского
политехнического университета
2023

Публикуются статьи, содержащие фундаментальные и прикладные результаты в области лазерной оптики, в том числе связанные с исследованиями в области технологии и свойств оптических компонентов, источников, приемников и преобразователей оптического излучения, оптических коммуникаций, оптических датчиков и информационных систем, лазерных технологий обработки материалов, фотоники в биологии и медицине, радиофотоники.

Предназначено для научных сотрудников, специализирующихся в области фотоники и оптоэлектронного приборостроения, студентов старших курсов направлений «Фотоника и оптоэлектроника», «Приборостроение», «Лазерная техника», «Волоконная оптика».

Главный редактор: *С.Л. Семенов*, д-р физ.-мат. наук, директор НЦВО РАН (Москва, Россия)

Заместитель главного редактора: *В.П. Первадчук*, д-р техн. наук, профессор (Пермь, Россия)

Ответственный за выпуск: *Ю.А. Константинов*, канд. техн. наук, заведующий лабораторией фотоники ПФИЦ УрО РАН (Пермь, Россия)

Ответственный секретарь: *Д.Б. Владимирова*, канд. физ.-мат. наук, доцент (Пермь, Россия)

Редакционная коллегия:

Ю.Н. Кульчин, акад. РАН (Владивосток, Россия)

В.П. Матвеев, акад. РАН (Пермь, Россия)

С.А. Бабин, чл.-корр. РАН (Новосибирск, Россия)

М.П. Федорук, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук, профессор (Новосибирск)

А.А. Аполонский, доктор (Мюнхенский университет Людвига-Максимилиана, Мюнхен, Германия)

А.Б. Волинцев, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)

Н.А. Гиппиус, д-р физ.-мат. наук, профессор (Сколтех, Москва)

В.П. Драчев, профессор (Университет Северного Техаса, Дентон, США)

В.В. Криштон, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)

И.А. Лобач, канд. физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия)

О.Е. Наний, д-р физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)

В.П. Первадчук, д-р техн. наук, профессор (Пермь, Россия)

Д.И. Семенов, д-р физ.-мат. наук, профессор (Ульяновск, Россия)

С.Л. Семенов, д-р физ.-мат. наук, директор НЦВО РАН (Москва, Россия)

Е.В. Сорокин, профессор (Венский технический университет, Австрия)

К.А. Тарабрин, директор департамента (Минпромторг России, Москва, Россия)

С.К. Турицын, профессор (Университет Астон, Бирмингем, Англия)

А.А. Фотиади, доктор (Политехнический университет Монса, Монс, Бельгия)

В.Б. Цветков, д-р физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)

И.Н. Шардаков, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)

В.Я. Шур, д-р физ.-мат. наук, профессор (Екатеринбург, Россия)

Ю.В. Чеботаревский, д-р физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

И.С. Шелемба, канд. техн. наук (Новосибирск, Россия)

Журнал «Прикладная фотоника (Applied Photonics)» зарегистрирован в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций (Роскомнадзор), свидетельство ПИ № ФС 77 – 59184 от 3 сентября 2014 г.

Периодическое печатное издание (выходит 4 раза в год).

Учредитель – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Пермский национальный исследовательский политехнический университет».

Адрес учредителя, издателя, редакции и типографии:

614990, Пермский край, г. Пермь, Комсомольский просп., д. 29.

Тел. +7 (342) 2-198-340, e-mail: photonics.appl.jrn@gmail.com.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>А.А. Крылов, А.К. Сенаторов, А.В. Гладышев, Ю.П. Яценко, А.Ф. Косолапов, А.Н. Колядин, М.М. Худяков, М.Е. Лихачев, И.А. Буфетов</i> Генерация фемтосекундных импульсов с энергией ~10 мкДж на длине волны 1,56 мкм и нелинейное преобразование их частоты в полом револьверном световоде	5
<i>Б.И. Галаган, А.П. Вельмужов, Б.И. Денкер, В.В. Колташев, В.Г. Плотниченко, С.Е. Сверчков, Г.Е. Снопатин, М.В. Суханов, М.П. Фролов</i> Пятимикронный волоконный лазер на ионах Се ³⁺	42
<i>Е.В. Борисова, Б.И. Галаган, И.В. Жлуктова, В.В. Колташев, А.А. Поносова, С.Е. Сверчков</i> Разработка элементной базы волоконных лазеров на основе халькогенидных стёкол для среднего ИК-диапазона	51
<i>Т.А. Аглиуллин, Д.В. Самигуллин, Л.А. Сахабутдинова, М.Р.Т.М. Кауд, Б.И. Валеев</i> Волоконно-оптический датчик температуры на основе стеклянного интерферометра Фабри–Перо	58
<i>А.М. Брезгина, Д.Г. Ризванов, Н.С. Созонов, А.А. Оглезнев, А.В. Перминов</i> Исследование влияния внешних воздействующих факторов на работу волоконно-оптического диэлектрического датчика температуры	75
<i>О.А. Горбунов, И.Д. Ватник, Е.В. Подивилов, С.В. Смирнов, Д.В. Чуркин</i> Численное изучение механизмов генерации и затухания узких спектральных мод в излучении волоконного ВКР-лазера со случайно распределенной обратной связью	87
<i>А.Н. Котов, А.Л. Гурашкин, А.А. Старостин, В.В. Шангин</i> Применение торцевого оптоволоконного датчика для термооптических исследований	98

CONTENTS

<i>A.A. Krylov, A.K. Senatorov, A.V. Gladyshev, Yu.P. Yatsenko, A.F. Kosolapov, A.N. Kolyadin, M.M. Khudyakov, M.E. Likhachev, I.A. Bufetov</i> Generation of femtosecond pulses with energy $\sim 10 \mu\text{J}$ at a wavelength of $1.56 \mu\text{m}$ and nonlinear conversion their frequencies in a hollow revolving light guide	5
<i>B.I. Galagan, A.P. Velmuzhov, B.I. Denker, V.V. Koltashev, V.G. Plotnichenko, S.E. Sverchkov, G.E. Snopatin, M.V. Sukhanov, M.P. Frolov</i> Five-micron Ce^{3+} ion fiber laser	42
<i>E.V. Borisova, B.I. Galagan, I.V. Zhluktova, V.V. Koltashev, A.A. Ponosova, S.E. Sverchkov</i> Components development for mid-infrared chalcogenide fiber glass lasers	51
<i>T.A. Agliullin, D.V. Samigullin, L.A. Sakhabutdinova, M.R.T.M. Qaid, B.I. Valeev</i> Fiber-optic temperature sensor based on glass Fabry-Perot interferometer	58
<i>A.M. Brezgina, D.G. Rizvanov, N.S. Sozonov, A.A. Ogleznev, A.V. Perminov</i> Investigation of the influence of external factors on the operation of a fiber-optic dielectric temperature sensor	75
<i>Gorbunov O.A., Vatnik I.D., Podivilov E.V., Smirnov S.V., Churkin D.V.</i> Numerical study of the mechanisms of generation and attenuation of narrow spectral modes in the radiation of a fiber Raman laser with randomly distributed feedback	87
<i>A.N. Kotov, A.L. Gurashkin, A.A. Starostin, V.V. Shangin</i> Application of end-face fiber optic sensor for thermo-optical research	98

УДК 535

**А.А. Крылов, А.К. Сенаторов, А.В. Гладышев, Ю.П. Яценко,
А.Ф. Косолапов, А.Н. Колядин, М.М. Худяков,
М.Е. Лихачев, И.А. Буфетов**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва, Россия

ГЕНЕРАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЭНЕРГИЕЙ ~10 МКДЖ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,56 МКМ И НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИХ ЧАСТОТЫ В ПОЛОМ РЕВОЛЬВЕРНОМ СВЕТОВОДЕ

Создан и исследован волоконный источник ультракоротких импульсов (УКИ) с мощным гибридным усилителем на основе соединенных последовательно эрбиевого и эрбий-иттербиевого световодов с двойной оболочкой и увеличенным диаметром моды, накачка которого осуществлялась многомодовыми лазерными диодами на длине волны 976 нм. Импульсы с выхода мощного усилителя на центральной длине волны около 1,56 мкм длительностью ~200 пс и энергией до 21,9 мкДж, следующие с частотой 198,5 кГц, сжимались с помощью компрессора на основе пары объемных поляризационно-независимых дифракционных решеток, работающих на пропускание, с эффективностью ≈73 %. Достигнута минимальная длительность сжатых импульсов 742 фс, при этом их максимальная энергия и пиковая мощность составили 15,8 мкДж и ≈13 МВт соответственно (максимальная средняя мощность – 3,14 Вт) на центральной длине волны 1,56 мкм в пучке с гауссовым профилем и измеренными параметрами качества $M_x^2 = 1,58$ и $M_y^2 = 1,38$. При накачке импульсами эрбиевого волоконного источника различной длительности реализовано ВКР-преобразование 1,56 мкм → 1,71 мкм в полном револьверном световоде с сердцевинной диаметром 75 мкм, заполненной молекулярным водородом. Получены импульсы с максимальной энергией около 200 нДж на длине волны 1,71 мкм. Разработанный источник УКИ может быть полезен при создании перспективных систем прецизионной обработки прозрачных материалов, в особенности кремния, а также для других применений, в которых требуются высокая энергия и пиковая мощность импульсов ультракороткой длительности.

Ключевые слова: усиление chirпированных импульсов, эрбиевый усилитель, фемто-секундный импульс, полый световод, вынужденное комбинационное рассеяние.

**A.A. Krylov, A.K. Senatorov, A.V. Gladyshev, Yu.P. Yatsenko,
A.F. Kosolapov, A.N. Kolyadin, M.M. Khudyakov,
M.E. Likhachev, I.A. Buffetov**

Institute of General Physics named after. A.M. Prokhorov RAS,
Research Center for Fiber Optics named after. E.M. Dianov,
Moscow, Russian Federation

**GENERATION OF FEMTOSECOND PULSES
WITH AN ENERGY OF ~10 MJ AT A WAVELENGTH OF 1.56 μM
AND NONLINEAR CONVERSION OF THEIR FREQUENCY
IN A HOLLOW REVOLVER FIBER**

A fiber source of ultrashort pulses (USPs) with a powerful hybrid amplifier based on erbium and erbium-ytterbium fibers connected in series with a double cladding and an increased mode diameter, pumped by multimode laser diodes at a wavelength of 976 nm, was created and studied. Pulses from the output of a powerful amplifier at a central wavelength of about 1.56 μm with a duration of ~200 ps and an energy of up to 21.9 μJ, following with a frequency of 198.5 kHz, were compressed using a compressor based on a pair of volumetric polarization-independent diffraction gratings operating at transmission, with an efficiency of ≈73%. A minimum duration of compressed pulses of 742 fs was achieved, while their maximum energy and peak power were 15.8 μJ and ≈13 MW, respectively (maximum average power - 3.14 W) at a central wavelength of 1.56 μm in a beam with a Gaussian profile and measured quality parameters = 1.58 and = 1.38. When pumped by pulses from an erbium fiber source of various durations, the SRS transformation of 1.56 μm → 1.71 μm was realized in a hollow revolver light guide with a core of 75 μm in diameter filled with molecular hydrogen. Pulses with a maximum energy of about 200 nJ at a wavelength of 1.71 μm were obtained. The developed ultrashort pulse source can be useful in creating advanced systems for precision processing of transparent materials, especially silicon, as well as for other applications that require high energy and peak power of ultrashort pulses.

Keywords: amplification of chirped pulses, erbium amplifier, femtosecond pulse, hollow fiber, stimulated Raman scattering.

Введение

К настоящему моменту удалось достичь существенного прогресса в вопросе повышения энергии и мощности волоконных лазерных источников ультракоротких импульсов (УКИ), работающих в разных диапазонах спектра [1, 2], что сделало возможным их применение в различных областях науки, промышленности и медицины. В частности, мощные волоконные источники УКИ используются для генерации суперконтинуума [1, 2], излучения терагерцового частотного диапазона [2, 3], нелинейной визуализации [2, 4], генерации гармоник высоких порядков [5, 6], а также в системах прецизионной

обработки материалов в условиях атермической абляции [1, 2, 7–9] и хирургии [2, 10, 11]. При этом фемтосекундные импульсы высокой пиковой мощности не заменимы для прецизионной микро- и нано-обработки прозрачных материалов в пятне жестко сфокусированного пучка дифракционно-ограниченного качества, что позволяет за счет комбинации различных нелинейных эффектов модифицировать структуру материала и, как следствие, его оптические свойства, такие как показатель преломления, пассивные потери и двулучепреломление, с высоким пространственным разрешением [12–14]. В частности, мощные источники УКИ на длине волны около 1,55 мкм идеально подходят для прецизионной обработки кремния [15, 16], что, в свою очередь, открывает новые возможности для развития интегральной кремниевой фотоники. Так, недавно в работе [16] была продемонстрирована запись волновода в толще кристалла кремния с изменением показателя преломления на уровне 10^{-4} при использовании импульсов эрбиевого волоконного источника длительностью 350 фс и энергией до 2 мкДж, следующих с частотой повторения 250 кГц.

В основе большинства мощных источников УКИ лежит концепция усиления чирпированных импульсов [1, 2, 8, 9, 11], которая предполагает снижение пиковой мощности усиливаемого импульса за счет существенного увеличения его длительности (т.е. стретчирования или растягивания импульса) до уровня $100 \text{ пс} \div 1 \text{ нс}$, с последующим их усилением в мощном (финальном) каскаде и сжатием с помощью объемных дифракционных решеток [9, 11, 17], комбинации дифракционных решеток и призм (Grism) [18, 19], чирпированной объемной брэгговской решетки [20] либо полого световода [21]. При этом создание эрбиевого волоконного источника УКИ фемтосекундной длительности с энергией на уровне 10 мкДж и пиковой мощностью порядка 10 МВт на длине волны около 1,55 мкм является непростой задачей, особенно в сравнении с иттербиевыми лазерными системами, излучающими вблизи 1 мкм, которые достаточно хорошо освоены и широко представлены на рынке.

Стоит отметить, что в процессе создания мощного эрбиевого волоконного источника УКИ на длине волны около 1,55 мкм возникает ряд серьезных трудностей. Так, нескомпенсированная дисперсия третьего порядка (β_3) в паре стретчер/компрессор [22, 23] совместно с ограниченной полосой усиления (“*gain narrowing effect*”), характерной

для эрбиевых активных световодов [24], приводят к искажению сжатого импульса и при этом ограничивают его длительность на уровне ~ 400 фс. Эта проблема лишь отчасти решается, например, путем предварительного формирования амплитудного и фазового профиля импульса в специальных модуляторах [17], а также использования световодов с отрицательной β_3 [23, 25, 26] либо нелинейно-чирпированной волоконной брэгговской решетки (ВБР) [27] для растягивания импульсов, что позволяет компенсировать положительную β_3 решеточного компрессора [18, 23, 28]. Кроме того, дисперсии второго (β_2) и третьего порядков в паре стретчер/компрессор могут дополнительно балансироваться посредством фазовой самомодуляции (ФСМ) в режиме усиления «кьюбикона», в котором нелинейная фаза усиливаемого импульса за счет повышенного действия ФСМ может существенно превосходить π (в работе [29] продемонстрирована величина нелинейной фазы импульса около 17π). Однако этот режим работы мощного усилителя наиболее ярко выражен в случае гладкого несимметричного спектра усиливаемых импульсов (по форме, напоминающей плавник акулы – “*shark-fin-shape*”) [1, 22, 29–32]. Иначе влияние ФСМ в мощном усилителе, приводящее к возникновению избыточной нелинейной фазы импульса (называемой также «*B-интеграл*») величиной более чем $\sim \pi$, способствует появлению дополнительной модуляции амплитуды и фазы, в результате чего снижается качество сжатых импульсов, что выражается в увеличении их длительности и появлении широкого пьедестала [22, 24, 26, 30, 32–35].

Таким образом, одной из ключевых задач в процессе создания мощного волоконного источника УКИ является разработка подходящего мощного (финального) волоконного усилителя, который должен совмещать в себе низкую нелинейность (за счет увеличения площади моды световода) и эффективную схему накачки (предпочтительна накачка многомодовыми диодами), а также обеспечивать приемлемые эффективность преобразования накачки в сигнал (~ 10 – 20%) и качество пучка ($M^2 < 1,5$).

На данный момент существуют два основных подхода к решению этой задачи. Один из них основан на использовании эрбиевых световодов с увеличенным полем моды (LMA-световод) и накачкой по сердцевине излучением рамановского лазера на длине волны $1,48$ мкм [9, 17, 35]. Другой предполагает использование эрбиевых LMA-

световодов с двойной оболочкой, сердцевина которых дополнительно легирована ионами иттербия (Er/Yb световод), с накачкой многомодовыми лазерными диодами на длине волны 976 нм посредством использования волоконных объединителей накачки и сигнала [25, 27]. Оба подхода позволяют реализовать генерацию УКИ фемтосекундной длительности с энергией ~ 10 мкДж на длине волны вблизи 1,55 мкм, однако каждый из них имеет свои недостатки. Так, использование рамановского лазера усложняет схему накачки и делает ее менее эффективной, тогда как для стабильной и эффективной работы Er/Yb усилителя и подавления нежелательной генерации иттербия в полосе 1,03–1,06 мкм требуется значительная входная мощность сигнала (средняя мощность ~ 100 –200 мВт), что приводит к снижению порога нелинейных эффектов и таким образом ограничивает выходную энергию и мощность усиленных импульсов.

Недавно для усиления узкополосных наносекундных импульсов был продемонстрирован мощный гибридный усилитель на основе соединенных последовательно эрбиевого и эрбий-иттербиевого LMA-световодов с двойной оболочкой, накачка которого осуществлялась многомодовыми лазерными диодами на длине волны 976 нм посредством волоконного объединителя накачки и сигнала [36]. При этом эрбиевый световод выполнял функцию предусилителя, тогда как основное усиление и, соответственно, рост энергии импульса происходят в эрбий-иттербиевом световоде. Эта схема использует преимущества как эрбиевого (низкая мощность насыщения по входному сигналу на уровне нескольких милливатт и высокий допустимый коэффициент усиления), так и иттербиевого (более высокая эффективность преобразования накачки в сигнал и короткая длина) световодов, что способствует существенному улучшению рабочих характеристик мощного усилителя. При этом оптимальные условия работы эрбий-иттербиевого световода длиной ~ 70 см обеспечиваются благодаря приемлемому уровню сигнала и мощности накачки на его входе за счет довольно низкого поглощения накачки (~ 1 –2 дБ/м) и высокого усиления (~ 20 дБ) в эрбиевом световоде. Стоит подчеркнуть, что данный подход перспективен для создания эффективных мощных источников УКИ в спектральном диапазоне вблизи 1,55 мкм.

Помимо других применений эрбиевые волоконные источники УКИ могут использоваться также для генерации мощных фемто-

секундных импульсов в спектральной полосе с центром около 1,7 мкм за счет различных нелинейных процессов, таких как самосдвиг частоты солитона в LMA-световоде [37] и четырехволновое смешение в световоде со смещенной дисперсией [38]. Стоит подчеркнуть, что источники УКИ в диапазоне длин волн вблизи 1,7 мкм привлекают к себе внимание благодаря перспективным применениям в различных областях, включая биофотонику [39], прецизионную хирургию глаза [40], газоанализ [41] и обработку полимерных материалов [7]. Однако создание мощных волоконных источников УКИ на длинах волн вблизи 1,7 мкм является довольно трудной задачей, поскольку традиционные лазерные активные среды на основе инверсии населенностей (это висмутовые [42] и тулиевые [43] активные световоды) в этой спектральной области показывают крайне низкую эффективность по сравнению с эрбиевыми и особенно иттербиевыми световодами в присущих им спектральных областях.

Еще одним перспективным способом генерации УКИ в диапазоне 1,7 мкм является ВКР преобразование 1,56 мкм \rightarrow 1,71 мкм на вращательных степенях свободы молекулярного водорода, заполняющего сердцевину полого световода [44]. Однако из-за влияния дисперсии и керровской нелинейности динамика ВКР в газонаполненных световодах с поллой сердцевиной существенно усложняется в случае накачки ультракороткими импульсами с широким спектром [45]. Более того, в случае преобразования импульсов накачки, длительность которых по порядку величины соответствует или короче времени дефазировки в газе T_2 ($T_2 = 131$ пс для молекулярного водорода (H_2) под давлением 50 атм [46]), ВКР переходит в нестационарный режим, при этом его динамика определяется не столько пиковой мощностью импульса, сколько его энергией [44, 45, 47], что также сопровождается снижением коэффициента комбинационного усиления и ростом порога ВКР. Эти особенности ВКР-преобразования затрудняют использование волоконных источников УКИ в качестве накачки таких ВКР генераторов.

В данной работе представлен волоконный источник ультракоротких импульсов с мощным гибридным усилителем на основе соединенных последовательно эрбиевого и эрбий-иттербиевого световодов с двойной оболочкой и увеличенным диаметром моды, а также реализовано нелинейное преобразование его частоты в газонаполненном

световоде с полой сердцевиной и оболочкой, сформированной одним рядом несоприкасающихся кварцевых капилляров (такие световоды названы револьверными [48]). Достигнута минимальная длительность сжатых импульсов 742 фс, при этом их максимальная энергия и пиковая мощность составили 15,8 мкДж и ≈ 13 МВт соответственно (максимальная средняя мощность – 3,14 Вт) на центральной длине волны около 1,56 мкм в пучке с гауссовым профилем и измеренными параметрами качества $M_x^2=1,58$ и $M_y^2=1,38$. При накачке импульсами эрбиевого волоконного источника различной длительности реализовано ВКР-преобразование 1,56 мкм \rightarrow 1,71 мкм в полном револьверном световоде с сердцевиной диаметром 75 мкм, заполненной молекулярным водородом под давлением 50 атм. Получены импульсы с максимальной энергией около 200 нДж на длине волны 1,71 мкм.

1. Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Стоит подчеркнуть, что мощный эрбиевый волоконный источник УКИ создан на основе концепции усиления чирпированных (т.е. растянутых во времени) импульсов и состоит из нескольких предварительных каскадов усиления и финального (мощного) усилителя. Импульсы длительностью 250 фс с гауссовым профилем огибающей и положительной частотной модуляцией (чирпом) с выхода задающего эрбиевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод (частота повторения импульсов – 38,1 МГц; выходная средняя мощность – 9 мВт; минимальная длительность дечирпированных импульсов – 130 фс) [49] предварительно растягиваются до 6 пс в германо-силикатном световоде (концентрация оксида германия (GeO_2) в сердцевине диаметром $\approx 2,2$ мкм составляет около 30 мол.%) длиной 3 м с положительной дисперсией групповых скоростей (ДГС) $\beta_2 \approx +80$ пс²/км на длине волны 1,56 мкм, и затем проходят через волоконный ответвитель, сигнал с 10%-ного порта которого в дальнейшем используется для синхронизации акустооптического модулятора. Импульсы с 90%-ного порта ответвителя направляются в основной стретчер, состоящий из того же германо-силикатного световода в двухпроходной конфигурации, которая реализована за счет использования волоконного циркулятора (ЦИР) и зеркала Фарадея (ЗФ). В результате

суммарная длина световода-стретчера составляет $L_{str}=360$ м. Такая схема позволяет удвоить длину стретчера, а также частично компенсировать нерегулярное двулучепреломление, возникающее в процессе изготовления световодов данного типа, а именно одномодовых световодов с высокой концентрацией оксида германия в тонкой сердцевине [50]. Рассчитанная дисперсия третьего порядка в световоде-стретчере является отрицательной и составляет $\beta_3 \approx -0.1$ пс³/км на длине волны 1,56 мкм. При этом отрицательная β_3 , что немаловажно, предпочтительна в случае использования компрессора импульсов на основе пары объемных дифракционных решеток, который обладает положительной дисперсией третьего порядка [18, 23, 28]. Принимая во внимание умеренный уровень аттенюации в германо-силикатном световоде ($\alpha_{str} \approx 8,2$ дБ/км), а также незначительные потери, вносимые циркулятором (0,7 дБ) и зеркалом Фарадея (0,26 дБ), средняя мощность импульсов на выходе стретчера (порт 3 ЦИР) составляет 2,35 мВт.

Растянутые импульсы затем усиливались до средней мощности 170 мВт в эрбиевом световоде (Ег:световод#1) длиной 7 м [51] с накачкой по сердцевине непрерывным излучением лазерного диода ЛД#1 средней мощностью 665 мВт на длине волны 976 нм, которая вводилась при помощи гибридного волоконного мультиплексора (ВМ#1), включающего в себя также изолятор и 1%-ный контрольный выход, как показано на рис. 1. Усиленные импульсы направлялись в акустооптический модулятор (АОМ), который использовался для снижения частоты их повторения. Поляризационно-независимый АОМ обеспечивал контраст переключения потерь более 60 дБ, при этом минимальные вносимые потери в нем составляют 3,2 дБ. В результате частота повторения импульсов была уменьшена в 192 раза до 198,5 кГц, что соответствует периоду $T_{rep}=5,038$ мкс.

Поскольку средняя мощность импульсов, прошедших АОМ, слишком мала (≈ 377 мкВт) для эффективного насыщения мощного усилителя, то в схему источника был добавлен еще один каскад предварительного усиления на основе эрбиевого световода (Ег:световод#2) длиной 6 м с накачкой по сердцевине излучением лазерного диода ЛД#2 средней мощностью 77 мВт на длине волны 976 нм, которая вводилась при помощи гибридного волоконного мультиплексора (ВМ#2) с 2%-ным контрольным выходом. После прохождения изоляторов (ИЗО) и вспомогательного ответвителя

с 3%-ным портом контроля мощности импульсы с оптимальной средней мощностью 1,8 мВт поступали на вход мощного (финального) каскада усиления. Мощный усилитель состоял из соединенных последовательно эрбиевого (Er-LMA) и эрбий-иттербиевого (Er/Yb-LMA) LMA-световодов с двойной оболочкой длиной 2,5 и 0,7 м соответственно, с попутной накачкой двумя многомодовыми лазерными диодами (ММ ЛД) мощностью 27 Вт каждый и стабилизированной длиной волны 976 нм, вводимой при помощи волоконного объединителя сигнала и накачки (ВО). Длины эрбиевого и эрбий-иттербиевого световодов были подобраны экспериментально, исходя из необходимости соблюдения компромисса между повышением эффективности усилителя и снижением порога нелинейных эффектов (в основном ФСМ).

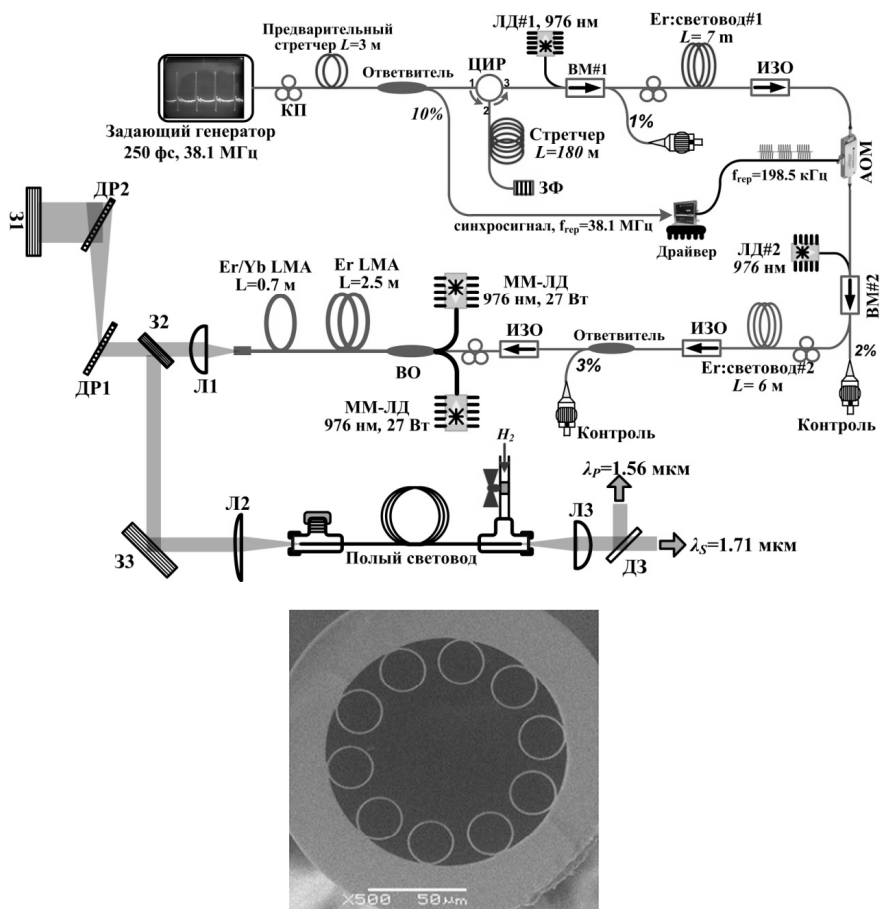


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (сверху) и изображение торца полого револьверного световода (снизу); КП – волоконный контроллер поляризации

Эрбиевый LMA-световод с двойной оболочкой, диаметр поля основной моды которого составляет около 25 мкм, обладает довольно слабым поглощением накачки на длине волны 976 нм ($\alpha_{Er} \approx 2$ дБ/м), которая распространяется по многомодовой оболочке, имеющей форму квадрата со стороной 115 мкм (при этом коэффициент поглощения в пике на длине волны 981 нм составляет 3 дБ/м) [52]. В свою очередь, коммерчески доступный эрбий-иттербиевый LMA-световод (Nufern LMA-EYDF-25-P1300-HE) с диаметром поля моды 18 мкм и длиной волны отсечки 3050 нм обеспечивает высокое поглощение многомодового излучения на длине волны 976 нм с коэффициентом $\alpha_{Er/Yb} = 14,3$ дБ/м [36].

Выходной конец Er/Yb-световода снабжен специальной наваркой из нелегированного кварцевого стекла с целью предотвращения обратных отражений, а также его повреждения мощным импульсным излучением. Для снижения тепловой нагрузки и улучшения качества пучка на выходе усилителя Er/Yb-световод наматывался на алюминиевый цилиндр диаметром 8 см.

Излучение с выхода мощного усилителя коллимировалось просветленной плоско-выпуклой линзой Л1 с фокусным расстоянием 25,4 мм и направлялось в компрессор импульсов, который состоял из пары высокоэффективных поляризационно-независимых дифракционных решеток ДР1 и ДР2 с плотностью штрихов 1000 мм^{-1} и двух высокоотражающих зеркал 31 и 32, при этом последнее располагалось чуть ниже уровня входного пучка и использовалось для вывода сжатых импульсов из компрессора. Эффективность дифракции на решетках превосходила 93 % на длине волны 1,56 мкм для любого состояния поляризации падающего излучения. Благодаря этому эффективность всего компрессора составила 73 %, что соответствует вносимым потерям $\approx 1,34$ дБ. В свою очередь, рассчитанные дисперсии второго и третьего порядков на длине волны 1,56 мкм составили $\beta_2 = -36,3 \text{ пс}^2/\text{м}$ и $\beta_3 = +0,34 \text{ пс}^3/\text{м}$. ДР2 помещалась на трансляционную подвижку с минимальным шагом 10 мкм для прецизионной настройки расстояния между решетками и, как следствие, минимизации длительности сжатых импульсов.

Сжатые импульсы вводились затем в микроструктурированный полый револьверный световод (ПВС) с оболочкой, сформированной одним рядом несоприкасающихся кварцевых капилляров [44, 48],

посредством плоско-выпуклой линзы Л2 с фокусным расстоянием 60 мм. Поперечное сечение световода показано на рис. 1. Полый световод длиной 2,8 м имел сердцевину диаметром 75 мкм, которая окружена 10 капиллярами с толщиной стенок 1,15 мкм. Рассчитанный диаметр основной моды в нем составил ≈ 55 мкм. Полый световод заполнялся молекулярным водородом (H_2) под давлением 50 атм для реализации ВКР преобразования 1,56 мкм \rightarrow 1,71 мкм на вращательных степенях свободы молекул водорода [44, 48]. Рассчитанная величина потерь для излучения основной моды составила 2,5 дБ/км на длине волны 1,56 мкм, которая находится недалеко от центра соответствующей зоны пропускания ПВС [47]. Более того, величина потерь, рассчитанная для излучения основной моды на смещенной в результате ВКР длине волны 1712 нм, не превосходила 4,3 дБ/км. Для удержания комбинационно-активного газа концы полого световода, сколотые под прямым углом, клеивались в герметичные кюветы, снабженные кварцевыми окошками. Сигнал на стоксовой длине волны 1712 нм отфильтровывался при помощи дихроичного зеркала ДЗ.

Полый световод упаковывался в защитный пластиковый кембрик и укладывался в кольца диаметром 35 см. Итоговое пропускание ПВС составило ≈ 79 % на длине волны 1,56 мкм.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Предварительные каскады мощного источника

Спектры импульсов на выходе задающего генератора (кривая 1), стретчера (кривая 2), а также предварительных каскадов усиления на основе Ег:световод#1 (кривая 3) и Ег:световод#2 (кривая 4) показаны на рис. 2, а. Видно, что спектры импульсов на выходе задающего генератора и волоконного стретчера практически идентичны друг другу, что свидетельствует о линейном режиме распространения УКИ в длинном германо-силикатном световоде-стретчере с существенным подавлением ФСМ. Однако вследствие ограниченной полосы усиления (т.е. эффекта “*gain narrowing effect*”) в эрбиевых активных световодах спектр импульсов последовательно сужался до ≈ 20 нм (по уровню – 3 дБ) при прохождении первого каскада предусиления и затем до ≈ 13 нм при прохождении второго, что, в свою очередь, приводило к последовательному укорочению соответствующих положительно-

чирпированных импульсов. Стоит также отметить, что длина эрбиевого световода второго предварительного каскада усиления (Ег:световод#2) была увеличена по сравнению с оптимальной величиной, которая составляет ≈ 3 м, в ущерб его эффективности. Это необходимо для подавления нежелательного сигнала усиленной спонтанной люминесценции (УСЛ) в спектральной полосе 1520–1550 нм (полоса “С”), который возникает в процессе усиления слабых импульсов с выхода АОМ и приводит к существенному снижению соотношения сигнал/шум (т.е. спектральному контрасту). В результате удается избежать применения дополнительных спектральных фильтров, отсекающих сигнал УСЛ, непосредственно перед входом мощного усилителя. При этом кроме сужения спектра происходит смещение его максимума (т.е. центральной длины волны) с 1557 (на выходе первого предусилителя) до 1562 нм – на выходе второго.

Растягивание импульса с большой величиной линейного чирпа в световоде-стретчере предполагает реализацию дисперсионного преобразования Фурье (ДПФ – “*Dispersive Fourier Transformation*”), которое переносит оптический спектр растянутого импульса в его временное представление [54, 55]. Иными словами, медленно меняющаяся огибающая импульса $P(t)$ приобретает форму его спектральной плотности $S(\omega)$ при однозначно устанавливаемой посредством ДПФ связи между временем t и частотой ω . Таким образом, ДПФ позволяет однозначно расположить огибающие импульсов с выхода стретчера и первого предусилителя на временной шкале с учетом их измеренных спектров при условии достаточного разрешения и точности ДПФ. Для измерения огибающей импульса использовалась регистрирующая система с полосой около 29 ГГц на основе стробоскопического осциллографа (*PicoScope 9321-20*) и быстрого фотоприемника. Аппаратная функция регистрирующей системы, показанная на рис. 2, б, имеет измеренную ширину (по уровню мощности -3 дБ) $\tau_r=34,4\pm 0,2$ пс.

Оценка ошибки, вносимой ДПФ, $|\delta\lambda(t)|$ в случае суммарной дисперсии второго порядка волоконного стретчера $|D_2^{str}| = |\beta_2| \cdot L_{str} \approx 28,7$ пс², а также длительности импульса и средней длины волны его спектра на входе стретчера, которые составляют соответственно $\tau_p=6$ пс и $\lambda_0=\langle\lambda^{in}\rangle=1,57$ нм, согласно выражению $|\delta\lambda(t)| \approx \lambda_0^2 \cdot \tau_p / (2\pi c \cdot |\beta_2 \cdot L_{str}|)$ [55], дает величину $|\delta\lambda(t)| \approx 0,3$ нм, которая существенно меньше

ширины спектра как входного ($\Delta\lambda_0 \sim 30$ нм), так и прошедшего первый предварительный усилитель импульсов ($\Delta\lambda_1 \approx 20$ нм). Этот результат подтверждает высокую точность ДПФ. В свою очередь, спектральное разрешение ДПФ R_λ , рассчитанное согласно формуле $R_\lambda = \lambda_0^2 \cdot \tau_r / (2\pi c \cdot |\beta_2 \cdot L_{str}|)$, составляет $R_\lambda = 1,5$ нм, что также является вполне приемлемой величиной, поскольку удовлетворяет условию $R_\lambda \ll \Delta\lambda_0, \Delta\lambda_1$. Таким образом, представленные оценки однозначно свидетельствуют о применимости ДПФ в случае стретчирования и предварительного усиления импульсов.

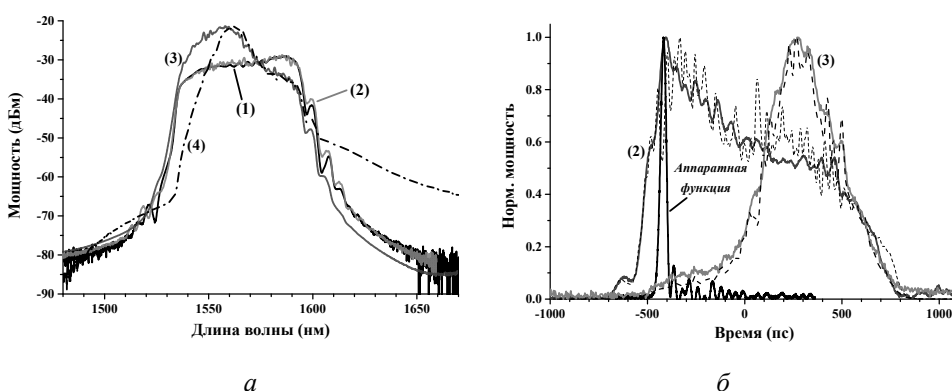


Рис. 2. Оптические спектры (а) и огибающие импульсов совместно с ДПФ-спектрами (пунктирные кривые) (б) на предварительных стадиях мощного эрбиевого источника

Учитывая, что существует однозначная связь между временем t и длиной волны λ , устанавливаемая посредством ДПФ $t = 2\pi c \cdot |D_2^{str}| \cdot (\lambda_0 - \lambda) / (\lambda_0 \cdot \lambda)$ ($\lambda_0 = \langle \lambda^{str} \rangle = 1,57$ нм – средняя длина волны импульса на выходе стретчера), которая относится как к растянутому, так и предварительно усиленному импульсам, можно расположить огибающие этих импульсов на временной шкале в соответствии с их оптическими спектрами, как показано на рис. 2, б. Как и ожидалось, наблюдается хорошее соответствие измеренных огибающих импульсов (сплошные кривые) и соответствующих ДПФ-спектров (пунктирные кривые), которые получены на основе измеренных оптических спектров импульсов (рис. 2, а), кроме наличия достаточно узких модуляционных пиков в ДПФ-спектрах, которые не разрешаются имеющейся регистрирующей аппаратурой с недостаточно широкой полосой. Этот результат свидетельствует, во-первых, о полностью

линейном режиме распространения импульса в световоде-стретчере и первом предварительном каскаде усиления с существенным подавлением нелинейных эффектов, а, во-вторых, подтверждает корректность величины дисперсии второго порядка световода-стретчера, рассчитанной на основе его измеренного профиля показателя преломления. Более того, видно, что импульс на выходе первого предварительного каскада усиления укорачивается и смещается в сторону задней части положительно-чирпированного растянутого импульса, что обусловлено преимущественным усилением коротковолновой части его широкого оптического спектра вследствие ограниченной полосы усиления эрбиевого световода предварительного каскада (т.е. эффекта “*gain narrowing*”). При этом узкие пики в оптическом спектре импульса с соответствующей модуляцией его огибающей, хорошо заметные на рис. 2, возникают в основном при распространении импульса в световоде-стретчере. В дальнейшем амплитуда этой модуляционной структуры возрастает в процессе усиления импульсов в мощном каскаде с возможным влиянием нелинейных эффектов, таких как ФСМ и четырехволнового смешения (ЧВС).

Вследствие сложной формы огибающей импульса на выходе стретчера его длительность оценивалась как среднеквадратичная ширина (т.е. дисперсия) статистического распределения переменной t с плотностью $P(t)$ как $\tau_p^{rms} = 2\sigma_t = 2 \cdot \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2} = 667$ пс. В отличие от растянутого импульса огибающая импульса на выходе первого предусилителя довольно качественно аппроксимируется функцией Гаусса, что дает его длительность (на полувысоте) $\tau_p^1 = 456$ пс.

2.2. Мощный усилитель и компрессор импульсов

Огибающие импульса и соответствующие оптические спектры при различной энергии импульсов на выходе мощного усилителя показаны на рис. 3. Среднеквадратичная длительность усиленных импульсов постепенно возрастает с 205 до 251 пс при увеличении их энергии с $E_p^{amp} = 1,2$ мкДж до максимального значения $E_p^{amp} = 21,9$ мкДж. Следует подчеркнуть, что дополнительное укорочение длительности усиленных импульсов возникает вследствие ограниченной полосы усиления мощного гибридного усилителя, что также сопровождается сужением оптического спектра (так $\Delta\lambda_{amp} \approx 10$ нм при $E_p^{amp} = 1,2$ мкДж).

При этом спектры усиленных импульсов содержат модуляционную структуру, размах которой возрастает с увеличением их энергии. Как будет показано далее, это приводит к заметному снижению качества сжатых импульсов.

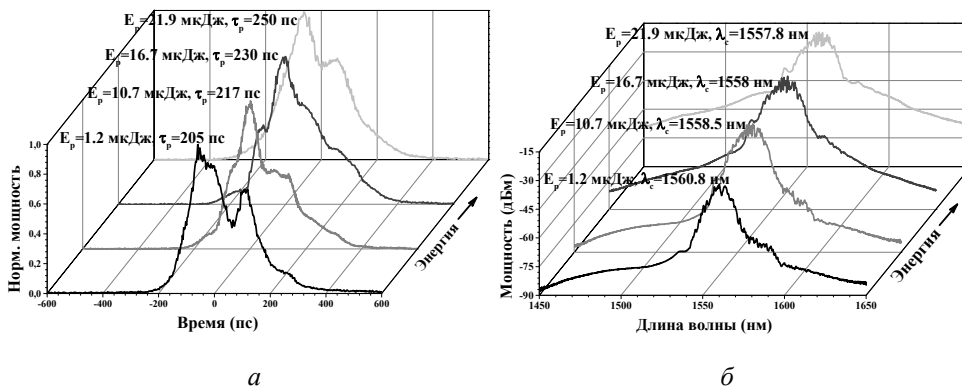


Рис. 3. Огибающие (а) и оптические спектры (б) импульсов на выходе мощного усилителя

Стоит подчеркнуть, что вопрос повышения эффективности мощного каскада усиления имеет большую важность при разработке мощных волоконных источников УКИ. В данном случае именно более высокая эффективность преобразования накачки в сигнал в коротком Er/Yb-световоде, являясь одним из преимуществ гибридной конфигурации мощного усилителя, позволяет достичь вполне конкурентно-способной дифференциальной эффективности $\eta_{\text{amp}} = (14,3 \pm 0,5)\%$. Максимальная средняя мощность усиленного сигнала достигает 4,34 Вт при введенной мощности диодной накачки 35,5 Вт (измеренной на выходе ВО), при этом 98 % всей энергии на периоде повторения сконцентрировано непосредственно в усиленном импульсе, что было подтверждено соответствующим измерением посредством интегрирующего фотоприемника.

Автокорреляционные функции (АКФ) интенсивности сжатых в решеточном компрессоре импульсов при различной энергии изображены на рис. 4. Энергия сжатых УКИ на выходе компрессора варьируется в пределах от 0,8 мкДж до максимального значения 15,8 мкДж при увеличении мощности диодной накачки, что соответствует изменению средней мощности в диапазоне 0,15–3,14 Вт. При этом длительность сжатых импульсов, которая вычисляется на

основе приближения измеренных АКФ функцией Гаусса, сокращается с 965 до минимального значения 742 фс, которое соответствует энергии 14,2 мкДж, и затем незначительно возрастает до 758 фс при максимальном уровне энергии.

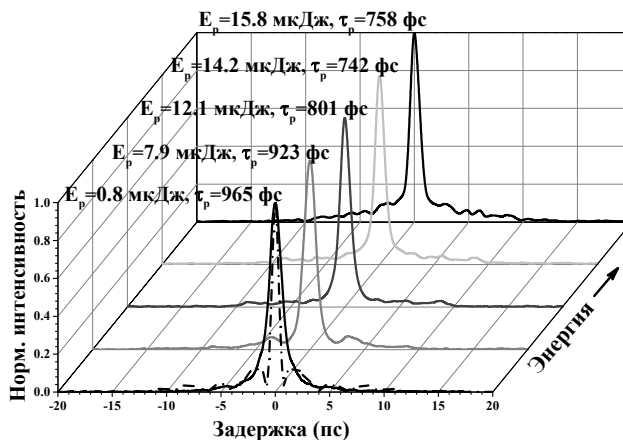


Рис. 4. АКФ интенсивности сжатых импульсов

Следует отметить, что оптимальное расстояние между дифракционными решетками компрессора, необходимое для достижения наименьшей длительности сжатого импульса, составляет $L_{DG}^{opt} \approx 75$ см, что соответствует величинам дисперсий второго и третьего порядков, вносимых компрессором $D_2^c \approx -27,3$ пс² и $D_3^c \approx +0,25$ пс³ соответственно, которые рассчитаны на длине волны $\lambda_0 = 1,56$ мкм. Таким образом, как и ожидалось, дисперсии второго порядка, вносимые волоконным стретчером ($D_2^{str} = +28,7$ пс²) и решеточным компрессором, уравновешивают друг друга в окрестности центральной длины волны спектра импульсов вблизи λ_0 . Однако отрицательная дисперсия третьего порядка, вносимая волоконным стретчером ($D_3^{str} = -0,04$ пс³), слишком мала, чтобы скомпенсировать большую положительную дисперсию третьего порядка, вносимую компрессором. Это обстоятельство значительно сужает интервал длин волн, в котором спектральная фаза сжатого импульса является плоской.

Именно существенная разность дисперсий третьего порядка, вносимых волоконным стретчером и решеточным компрессором, ограничивает длительность сжатых УКИ и препятствует, таким

образом, получению более коротких импульсов в созданном источнике. Чтобы оценить минимально возможную длительность УКИ, сжимаемых идеальным компрессором с полной компенсацией спектральной фазы импульса, было выполнено быстрое преобразование Фурье (БПФ) экспериментальных спектров, изображенных на рис. 3, б. В результате этой процедуры, которая обратна Фурье-спектрометрии, и в соответствии с теоремой Винера – Хинчина получены АКФ интенсивности спектрально-ограниченных импульсов. При этом их длительность, которая вычислялась на основе приближения рассчитанных АКФ функцией Гаусса, монотонно уменьшается с 520 до 370 фс во всем диапазоне энергий, что примерно в 2 раза меньше соответствующих экспериментальных значений. Таким образом, для сокращения длительности сжатых импульсов необходимо использовать световод-стретчер с большой отрицательной дисперсией третьего порядка на уровне $\beta_3 \sim -1$ пс³/км (например, световод с тройной оболочкой, как в работах [23, 26]), что, в свою очередь, позволит скомпенсировать большую отрицательную дисперсию третьего порядка, вносимую решеточным компрессором, вдоль всего спектра УКИ. Более того, согласно расчетам АКФ интенсивности спектрально-ограниченных импульсов, одна из которых показана на рис. 4 (штрихпунктирная кривая), пьедестал в АКФ сжатых импульсов в основном обусловлен модуляционной структурой в его спектре, которая, как уже упоминалось выше, возникает в предварительных каскадах мощного источника и не связан с влиянием ФСМ в мощном усилителе, по крайней мере, на малых и средних уровнях энергии сжатых УКИ.

Монотонное уменьшение ширины как измеренных, так и рассчитанных АКФ с ростом энергии УКИ может быть обусловлено ослаблением влияния эффекта “*gain-narrowing*” в мощном усилителе при возрастании мощности накачки (и интегрального усиления), что связано с зависимостью формы спектра усиления в эрбиевых световодах от уровня накачки [24, 56]. С целью проверки этого предположения были измерены спектры усиления мощного каскада при различной мощности накачки с использованием в качестве входного сигнала непрерывного излучения источника УСЛ средней мощностью 4,5 мВт и гладким спектром шириной около 21 нм (по уровню мощности -3 дБ) с центром на длине волны 1550 нм. Нормированные спектры усиления в случае мощности накачки $P_p = 6,7$ Вт,

которая соответствует интегральному коэффициенту усиления $G \approx 67$ (кривая 1), и $P_p = 22,2$ Вт, что соответствует $G \approx 636$ (кривая 2), а также спектр входного сигнала изображены на рис. 5.

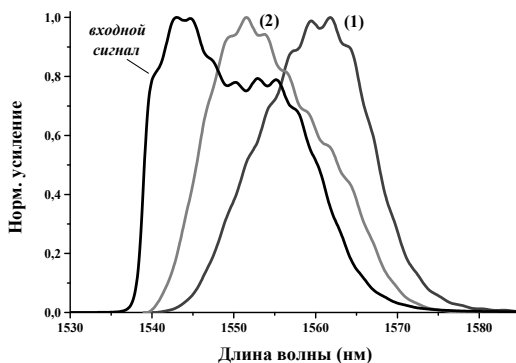


Рис. 5. Нормированные спектры усиления мощного каскада. $G = 67$ (1); $G = 636$ (2)

Помимо смещения максимума спектра усиления в коротковолновую область (с 1560 до 1551 нм) с ростом интегрального усиления наблюдается заметная асимметрия спектра 2 с растянутым длинноволновым крылом [56]. При этом ширина спектра усиления, рассчитанная, исходя из его аппроксимации, функцией Гаусса, несколько возрастает с $\Delta\lambda_G^{(1)} = (15,9 \pm 0,1)$ до $\Delta\lambda_G^{(2)} = (17,0 \pm 0,1)$ нм в диапазоне мощностей накачки $P_p = 6,7 \dots 22,2$ Вт. Уширение спектра усиления, а также появление заметной асимметрии способствуют ослаблению эффекта “*gain-narrowing*” в мощном усилителе с ростом мощности накачки, что и приводит к сокращению длительности УКИ на выходе компрессора. Стоит также отметить, что асимметричный спектр усиления мощного каскада способствует реализации режима усиления “*кьюбикона*” в условиях повышенного влияния ФСМ с дальнейшим улучшением качества сжатых импульсов [1, 22, 29–32].

Для того чтобы оценить влияние ФСМ в процессе усиления импульсов в мощном каскаде, была проанализирована эволюция характеристик УКИ с ростом их энергии, включая долю энергии η_p (1), которая содержится в сжатом пике, пиковую мощность сжатого импульса (2), рассчитанную с учетом η_p , а также эффективную величину *B-интеграла* (3), как показано на рис. 6. При этом *B-интеграл*, который эквивалентен максимальному фазовому сдвигу за счет ФСМ, который

приобретается импульсом при прохождении мощного волоконного усилителя с интегральным коэффициентом усиления G , эффективным коэффициентом нелинейности $\gamma=0,36$ (Вт·км)⁻¹ и длиной $L_{amp}=3,2$ м, а также при входной пиковой мощности $P_0=30$ Вт, определяется как $B = \Phi_{SPM}^{max} \approx \gamma \cdot P_0 \cdot L_{amp} \cdot (G-1) / \ln G$. Исходя из рис. 6, наблюдается линейный рост B -интеграла во всем диапазоне энергий сжатого импульса, при этом его пиковая мощность монотонно возрастает, достигая максимального значения $P_{peak}^{max} \approx 13$ МВт при соответствующих энергии $E_p^c=14,2$ мкДж и величине B -интеграла $\approx 9,4$ (3 π), после чего она начинает снижаться в результате резкого уменьшения η_p и роста длительности, т.е. ухудшения качества сжатого импульса.

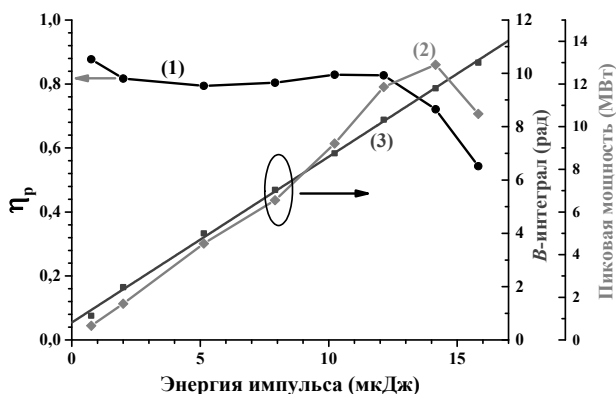


Рис. 6. Доля энергии в сжатом пике η_p (1), пиковая мощность (2) и B -интеграл (3) в зависимости от энергии сжатых импульсов

Эти характерные особенности однозначно свидетельствуют о существенном росте влияния ФСМ в процессе усиления УКИ, который сопровождается переходом мощного усилителя в нелинейный режим работы, что происходит при $B_{max} \approx 8,3$ (2,6 π) и соответствующей энергии сжатого импульса около 12 мкДж. Более того, ФСМ приводит к появлению характерных крыльев в спектре УКИ, а также заметному росту пьедестала АКФ сжатых импульсов при $B \geq B_{max}$, как следует из рис. 3, б, и 4 (при этом энергия импульса на выходе мощного усилителя превосходит $E_p^{amp} \geq 16,7$ мкДж).

Параметр качества пучка M^2 на выходе компрессора измерялся с помощью анализатора пучков *Thorlabs M2MS-BP209IR/M* при макси-

мальной энергии импульсов. Результаты этого измерения, а также изображение профиля пучка, полученное с помощью *CCD*-камеры, показаны на рис. 7.

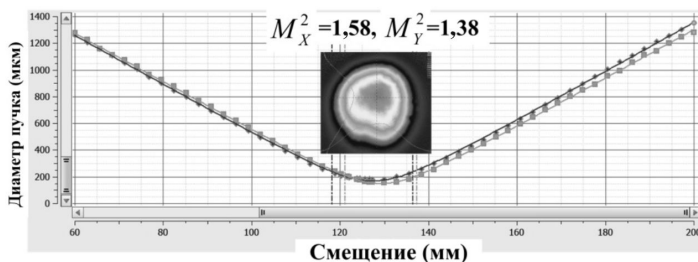


Рис. 7. Результаты измерения параметра качества пучка M^2 на выходе компрессора импульсов, а также изображение его профиля

Согласно измерениям ($M_x^2 = 1,58$, $M_y^2 = 1,38$), качество пучка на выходе компрессора импульсов хотя и не является идеальным, но вполне приемлемо, при этом параметры M^2 , соответствующие двум перпендикулярным направлениям X и Y , несколько отличаются друг от друга. Такие результаты в основном связаны с неодномодовым характером распространения излучения в Er/Yb -световоде мощного гибридного усилителя, а также астигматичными искажениями пучка, которые имеют место в крупноразмерном компрессоре импульсов с большими расстояниями между дифракционными решетками, когда дифракцией пучка при распространении в нем уже пренебречь нельзя [57, 58].

2.3. ВКР-преобразование 1,56 → 1,71 мкм в полном револьверном световоде, заполненном водородом

На рис. 8 представлен спектр излучения на выходе полого револьверного световода, заполненного водородом (H_2) под давлением 50 атм., при различной длительности импульсов широкополосной накачки на длине волны 1,56 мкм, энергия которых составляет ≈ 12 мкДж в сердцевине световода. Помимо сигнала накачки на длине волны 1,56 мкм в спектре также наблюдаются стоксовая компонента (S) с длиной волны около 1,71 мкм и антистоксовая компонента (AS) с длиной волны вблизи 1,42 мкм. В результате максимизации сигнала на стоксовой длине волны за счет настройки состояния поляризации накачки (циркулярная поляризация накачки оптимальна

для реализации ВКР на вращательных степенях свободы молекул (водорода) получены импульсы с энергией $E_S \approx 200$ нДж и соответствующей средней мощностью $P_S^{av} \approx 40$ мВт на стоксовой длине волны $\lambda_S \approx 1712$ нм в случае положительно-чирпированных импульсов накачки длительностью $\tau_p^{pump} = 13$ пс (кривая 1), что соответствует эффективности ВКР-преобразования около 2%. При этом очевидно, что генерация стоксовых импульсов происходит вблизи порога ВКР, который определяется 1%-ным уровнем эффективности. Тем не менее, несмотря на довольно низкую эффективность нестационарного ВКР-преобразования в данном случае, энергия УКИ на длине волны вблизи 1,7 мкм существенно превосходит величины, полученные ранее в волоконных схемах на основе самосдвига частоты солитона [37] и четырехволнового смещения [38]. При этом в случае использования более коротких импульсов накачки длительностью $\tau_p^{pump} \approx 0,76$ пс (кривая 2) обнаружено существенное подавление стоксового сигнала ниже порогового уровня с одновременным уширением крыльев спектра УКИ накачки за счет ФСМ. Похожее поведение наблюдалось и в случае однокаскадного ВКР-преобразования 1,56 мкм \rightarrow 2,84 мкм на колебаниях молекул метана в том же полем световоде при его накачке широкополосными чирпированными импульсами эрбиевого волоконного источника [47], а также двухкаскадного ВКР-преобразования 1,03 \rightarrow 1,49 \rightarrow 2,68 мкм в дейтерии с последующей генерацией многозонного суперконтинуума [59, 60]. Таким образом, деградация эффективности ВКР-преобразования при уменьшении длительности УКИ широкополосной накачки обусловлена в основном переходом ВКР в нестационарный режим, что реализуется, если длительность импульсов накачки по порядку величины соответствует или короче времени дефазировки в газе T_2 [44, 45, 47]. Более того, вследствие сложного параметрического взаимодействия стоксового и антистоксового импульсов с импульсом накачки за счет четырехволнового смещения (ЧВС) совместное действие таких нелинейных эффектов, как ФСМ и ЧВС в газонаполненном световоде, существенно влияет на динамику ВКР, что также ограничивает эффективность преобразования [47]. Исходя из экспериментальных результатов данной работы, а также результатов, полученных ранее, можно заключить, что эффективность ВКР-преобразования в нестационарном режиме можно повысить благодаря использованию положительно-чирпированных

импульсов широкополосной накачки увеличенной длительности, при этом импульсы на стоксовой длине волны, которые имеют тот же линейный чирп, воспроизводящийся в процессе ВКР, могут быть в дальнейшем сжаты внешним компрессором.

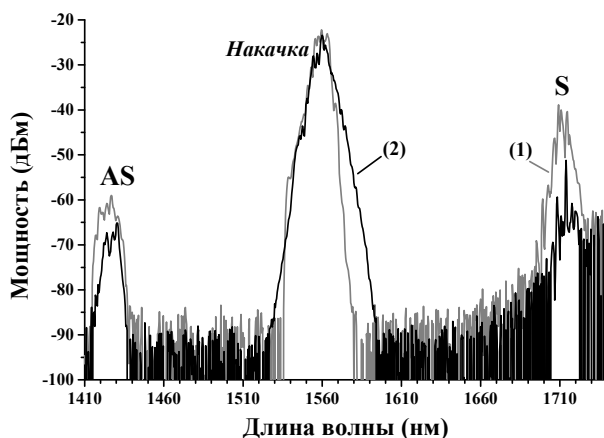


Рис. 8. Спектры излучения на выходе полого револьверного световода, заполненного молекулярным водородом под давлением 50 атм., при различной длительности импульсов накачки на длине волны 1,56 мкм

Заключение

Создан волоконный источник ультракоротких импульсов (УКИ) с мощным гибридным усилителем на основе соединенных последовательно эрбиевого и эрбий-иттербиевого световодов с двойной оболочкой и увеличенным диаметром моды, накачка которого осуществлялась многомодовыми лазерными диодами на длине волны 976 нм, а также реализовано нелинейное преобразование его частоты в газонаполненном полом револьверном световоде с оболочкой, сформированной одним рядом несоприкасающихся кварцевых капилляров.

Достигнута минимальная длительность сжатых импульсов 742 фс, при этом их максимальная энергия и пиковая мощность составили 15,8 мкДж и ≈ 13 МВт соответственно (максимальная средняя мощность – 3,14 Вт) на центральной длине волны 1,56 мкм в пучке с гауссовым профилем и измеренными параметрами качества $M_x^2 = 1,58$ и $M_y^2 = 1,38$.

Показано, что минимальная длительность УКИ ограничена нескомпенсированной дисперсией третьего порядка в паре волоконный

стретчер/решеточный компрессор, при этом пьедестал сжатых импульсов в основном связан с наличием модуляционной структуры в их спектре, которая возникает в предварительных каскадах источника и развивается в мощном усилителе.

При накачке импульсами эрбиевого волоконного источника различной длительности реализовано ВКР-преобразование $1,56 \rightarrow 1,71$ мкм в полном револьверном световоде с сердцевиной диаметром 75 мкм, заполненной молекулярным водородом под давлением 50 атм. Получены импульсы с максимальной энергией около 200 нДж на длине волны 1,71 мкм. Разработанный источник УКИ может быть полезен при создании перспективных систем прецизионной обработки прозрачных материалов, в особенности кремния, а также для других применений, в которых требуются высокая энергия и пиковая мощность импульсов ультракороткой длительности.

Благодарности

Авторы выражают глубокую признательность К.К. Бобкову (ИОФ РАН) и Д.С. Черных (ФИАН) за помощь в создании мощного эрбиевого источника УКИ и измерении его характеристик. Авторы также благодарят сотрудников УНУ «Волокно» ФИЦ ИОФ РАН за изготовление и измерение параметров световода с поллой сердцевиной.

Список литературы

1. Zhao W., Hu X., Wang Y. Femtosecond-pulse fiber based amplification techniques and their applications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2014. – Vol. 20, № 5. – P. 512–524.
2. Generation, optimization, and application of ultrashort femtosecond pulse in mode-locked fiber lasers / Y. Han, Y. Guo, B. Gao, C. Ma, R. Zhang, H. Zhang // Progress in Quantum Electronics. – 2020. – Vol. 71. – P. 100264.
3. High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer / D. Stehr, C.M. Morris, C. Schmidt, M.S. Sherwin // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35, № 22. – P. 3799–3801.
4. Multimodal imaging platform for optical virtual skin biopsy enabled by a fiber-based two-color ultrafast laser source / H.-Y. Chung, R. Greinert, F.X. Kartner, G. Chang // Biomed. Optics Express. – 2019. – Vol. 10, № 2. – P. 514–525.

5. Miniature fiber-optic multiphoton microscopy system using frequency-doubled femtosecond Er-doped fiber laser / L. Huang, A.K. Mills, Y. Zhao, D.J. Jones, S. Tang // *Biomed. Optics Express*. – 2016. – Vol. 7, № 5. – P. 1948–1956.

6. Macklin J.J., Kmetec J.D., Gordon C.L. High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – Vol. 70, № 6. – P. 766–769.

7. Sugioka K., Cheng Y. Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing // *Light Sci. Appl.* – 2014. – Vol. 3, № 4. – P. e149.

8. Ultrafast fiber laser platform for advanced materials processing / M. Mielke, D. Gaudiosi, K. Kim, M. Greenberg, X. Gu, R. Cline, X. Peng, M. Slovick, N. Allen, M. Manning, M. Ferrel, N. Prachayaamorn, S. Sapers // *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*. – 2010. – Vol. 5. – P. 53–58.

9. Pulse and amplifier dynamics in high energy fiber optic ultrashort pulse laser systems / M. Mielke, D. Gaudiosi, K. Kim, T. Yilmaz, M. Greenberg, S. Tong, X. Gu, M. Geusen, R. Cline, M. Slovick, N. Allen, M. Manning, B. Schuler, S. Sapers // *Proc. of SPIE*. – 2009. – Vol. 7214.

10. Femtosecond laser bone ablation with a high repetition rate fiber laser source / L.J. Mortensen, C. Alt, R. Turcotte, M. Masek, T.-M. Liu, D.C. Côté, C. Xu, G. Intini, C.P. Lin // *Biomed. Optics Express*. – 2014. – Vol. 6, № 1. – P. 32–42.

11. Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6 μm for corneal surgery applications / F. Morin, F. Druon, M. Hanna, P. Georges // *Optics Letters* – 2009. – Vol. 34, № 13. – P. 1991–1993.

12. Streltsov A.M., Borrelli N.F. Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 2002. – Vol. 19, № 10. – P. 2496–2504.

13. Bricchi E., Klappauf B.G., Kazansky P.G. Form birefringence and negative index change created by femtosecond direct writing in transparent materials // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, № 1. – P. 119–121.

14. Ultrafast laser processing of materials: from science to industry / M. Malinauskas, A. Žukauskas, S. Hasegawa, Y. Hayasaki, V. Mizeikis, R. Buividas, S. Juodkakis // *Light: Science & Applications*. – 2016. – Vol. 5, № 8. – P. e16133.

15. In-volume structuring of silicon using picosecond laser pulses / H. Kammer, G. Matthaus, S. Nolte, M. Chanal, O. Uteza, D. Grojo // *Applied Physics A*. – 2018. – Vol. 124, № 4. – P. 302.

16. Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon / I. Pavlov, O. Tokel, S. Pavlova, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, Ö. Yavuz, F. Ö. Ilday // *Optics Letters*. – 2017. – Vol. 42, № 15. – P. 3028–3031.

17. Monolithic fiber chirped pulse amplification system for millijoule femtosecond pulse generation at 1.55 μm / X. Peng, K. Kim, M. Mielke, S. Jennings, G. Masor, D. Stohl, A. Chavez-Pirson, D.T. Nguyen, D. Rhonehouse, J. Zong, D. Churin, N. Peyghambarian // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, № 3. – P. 2459–2464.

18. Kane S., Squier J. Grating compensation of third-order material dispersion in the normal dispersion regime: sub-100-fs chirped-pulse amplification using a fiber stretcher and grating-pair compressor // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1995. – Vol. 31, № 11. – P. 2052–2057.

19. Chirped-pulse amplification near the gain-narrowing limit of Yb-doped fiber using a reflection grism compressor / L. Kuznetsova, F.W. Wise, S. Kane, J. Squier // *Appl. Phys. B*. – 2007. – Vol. 88, № 4. – P. 515–518.

20. High-power all-fiber femtosecond chirped pulse amplification based on dispersive wave and chirped-volume Bragg grating / R. Sun, D. Jin, F. Tan, S. Wei, C. Hong, J. Xu, J. Liu, P. Wang // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24, № 20. – P. 22806–22812.

21. High peak-power monolithic femtosecond ytterbium fiber chirped pulse amplifier with a spliced-on hollow core fiber compressor / A.J. Verhoef, K. Jespersen, T.V. Andersen, L. Grüner-Nielsen, T. Flöry, L. Zhu, A. Baltuška, A. Fernández // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, № 14. – P. 16759–16766.

22. Shah L., Fermann M. High-power ultrashort-pulse fiber amplifiers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2007. – Vol. 13, № 3. – P. 552–558.

23. Triple-clad optical fibre for pulse stretching / K.K. Bobkov, A.E. Levchenko, M.Yu. Salganskii, D.V. Ganin, A.D. Lyashedko, D.V. Khudyakov, M.E. Likhachev // *Quantum Electronics*. – 2021. – Vol. 51, № 10. – P. 894–900.

24. Fiber-lasers for ultrafast optics / M.E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, D. Harter // *Appl. Phys. B*. – 1997. – Vol. 65, № 2. – P. 259–275.

25. Er-fiber laser enabled, energy scalable femtosecond source tunable from 1.3 to 1.7 μm / H.-Y. Chung, W. Liu, Q. Cao, F.X. Kartner, G. Chang // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25, № 14. – P. 15760–15771.

26. All-fiber chirped-pulse amplifier emitting 670 fs pulses with 92 MW peak power / K.K. Bobkov, D.S. Lipatov, M.Yu. Salgansky,

A.N. Guryanov, M.M. Bubnov, and M.E. Likhachev // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2022. – Vol. 34, № 18. – P. 977–980.

27. Imeshev G., Hartl I., Fermann M.E. Chirped pulse amplification with a nonlinearly chirped fiber Bragg grating matched to the Treacy compressor // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, № 7. – P. 679–681.

28. Treacy E.B. Optical pulse compression with diffraction gratings // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1969. – Vol. 5, № 9. – P. 454–458.

29. Kuznetsova L., Wise F.W. Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, № 18. – P. 2671–2673.

30. Galvanuskas A. Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems // *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2001. – Vol. 7, № 4. – P. 504–517.

31. High energy femtosecond Yb cubicon fiber Amplifier / L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, G.C. Cho, M.E. Fermann // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13, № 12. – P. 4717–4722.

32. Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber Amplifiers / S. Zhou, L. Kuznetsova, A. Chong, F.W. Wise // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13, № 13. – P. 4869–4877.

33. Perry M.D., Ditmire T., Stuart B.C. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification // *Optics Letters* – 1994. – Vol. 19, № 24. – P. 2149–2151.

34. The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems / D.N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, A. Tunnermann // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16, № 14. – P. 10664–10674.

35. Large-mode-area Er-doped fiber chirped-pulse amplification system for high-energy sub-picosecond pulses at 1.55 μm / T. Yilmaz, L. Vaissie, M. Akbulut, D.M. Gaudiosi, L. Collura, T.J. Booth, J.C. Jasapara, M.J. Andrejco, A.D. Yablon, C. Headley, D.J. DiGiovanni // *Proc. SPIE*. – 2008. – Vol. 6873. – P. 68731I.

36. Highly efficient 3.7 kW peak-power single-frequency combined Er/Er-Yb fiber Amplifier / M.M. Khudyakov, D.S. Lipatov, A.N. Gur'yanov, M.M. Bubnov, M.E. Likhachev // *Optics Letters*. – 2020. – Vol. 45, № 7. – P. 1782–1785.

37. In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain / N.G. Horton, K. Wang, D. Kobat, C.G. Clark, F.W. Wise, C.B. Schaffer, C. Xu // *Nature Photonics*. – 2013. – Vol. 7, № 3. – P. 205–209.

38. All-fiber high-power 1700 nm femtosecond laser based on optical parametric chirped-pulse amplification / Y. Qin, O. Batjargal, B. Cromey, K. Kieu // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28, № 2. – P. 2317–2325.
39. Deep-brain 2-photon fluorescence microscopy in vivo excited at the 1700 nm window / H. Cheng, S. Tong, X. Deng, H. Liu, Y. Du, C. He // *Opt. Lett.* – 2019. – Vol. 44, № 17. – P. 4432–4435.
40. Wavelength optimization in femtosecond laser corneal surgery / C. Crotti, F. Deloison, F. Alahyane, F. Aptel, L. Kowalczyk, J.M. Legeais, D.A. Peyrot, M. Savoldelli, K. Plamann // *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* – 2013. – Vol. 54, № 5. – P. 3340–3349.
41. High peak-power and narrow-linewidth all-fiber Raman nanosecond laser in 1.65 μm waveband / T. Yin, Z. Qi, F. Chen, Y. Song, S. He // *Opt. Express*. – 2020. – Vol. 28, № 5. – P. 7175–7181.
42. NALM-based bismuth-doped fiber laser at 1.7 μm / A. Khagai, M. Melkumov, K. Riumkin, V. Khopin, S. Firstov, E. Dianov // *Opt. Lett.* – 2018. – Vol. 43, № 5. – P. 1127–1130.
43. 1.7 μm figure-9 Tm-doped ultrafast fiber laser / Z.-W. Lin, J.-X. Chen, T.-J. Li, Z.-Y. Zhan, M. Liu, C. Li, A.-P. Luo, P. Zhou, W.-C. Xu, Z.-C. Luo // *Optics Express*. – 2022. – Vol. 30, № 18. – P. 32347–32354.
44. Revolver hollow core optical fibers / I.A. Bufetov, A.F. Kosolapov, A.D. Pryamikov, A.V. Gladyshev, A.N. Kolyadin, A.A. Krylov, Y.P. Yatsenko, A.S. Biriukov // *Fibers*. – 2018. – Vol. 6, № 2. – P. 39.
45. Spence D.J. Spectral effects of stimulated Raman scattering in crystals // *Progress in Quantum Electronics*. – 2017. – Vol. 51. – P. 1–45.
46. Ottusch J.J., Rockwell D.A. Measurement of Raman gain coefficients of hydrogen, deuterium, and methane // *IEEE Journal of Quant. Electr.* – 1988. – Vol. 24, № 10. – P. 2076–2080.
47. A picosecond Raman fiber-optic laser with a wavelength of 2.84 μm / A.A. Krylov, A.V. Gladyshev, A.K. Senatorov, Yu.P. Yatsenko, A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, M.M. Khudyakov, M.E. Likhachev, I.A. Bufetov // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. – 2022. – Vol. 49, № 1. – P. S7–S20.
48. Efficient 1.9- μm Raman generation in a hydrogen-filled hollow-core fibre / A.V. Gladyshev, A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, Yu.P. Yatsenko, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, I.A. Bufetov, E.M. Dianov // *Quantum Electronics* – 2015. – Vol. 45, № 9. – P. 807–812.
49. Leonov S.O., Voropaev V.S., Krylov A.A. Pump- and temperature-induced repetition frequency response study in hybrid mode-locked er-

bium fiber laser with distributed polarizer // *Applied Physics B.* – 2019. – Vol. 125, № 3. – P. 39.

50. Fleming J.W. Dispersion in GeO₂–SiO₂ glasses // *Applied Optics.* – 1984. – Vol. 23, № 24. – P. 4486–4493.

51. Fibre-optic 100 fs pulse amplification and transmission system in the telecom range / A.A. Krylov, S.G. Sazonkin, A.F. Kosolapov, A.D. Pryamikov, A.N. Kolyadin, I.A. Bufetov // *Quantum Electron.* – 2018. – Vol. 48, № 7. – P. 589–595.

52. Submicrojoule femtosecond erbium-doped fibre laser for the generation of dispersive waves at submicron wavelengths / L.V. Kotov, M.Yu. Koptev, E.A. Anashkina, S.V. Muravyev, A.V. Andrianov, M.M. Bubnov, A.D. Ignat'ev, D.S. Lipatov, A.N. Gur'yanov, M.E. Likhachev, A.V. Kim // *Quantum Electronics.* – 2014. – Vol. 44, № 5. – P. 458–464.

53. Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses / E.T.J. Nibbering, G. Grillon, M.A. Franco, B.S. Prade, A. Mysyrowicz // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1997. – Vol. 14, № 3. – P. 650–660.

54. Goda K., Jalali B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements // *Nature Photonics.* – 2013. – Vol. 7, № 2. – P. 102–112.

55. Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers / A.F.J. Runge, C. Aguergaray, N.G.R. Broderick, M. Erkintalo // *Optics Letters.* – 2013. – Vol. 38, № 21. – P. 4327–4330.

56. Fermann M.E., Hartl I. Ultrafast fiber laser technology // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* – 2009. – Vol. 15, № 1. – P. 191–206.

57. Martinez O.E. Grating and prism compressors in the case of finite beam size // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1986. – Vol. 3, № 7. – P. 929–934.

58. Simulation of grating compressor misalignment tolerances and mitigation strategies for chirped-pulse-amplification systems of varying bandwidths and beam sizes / B. Webb, M.J. Guardalben, C. Dorrer, S. Bucht, J. Bromage // *Applied Optics.* – 2019. – Vol. 58, № 2. – P. 234–243.

59. Mid-infrared 10-μJ-level sub-picosecond pulse generation via stimulated Raman scattering in a gas-filled revolver fiber / A. Gladyshev, Y. Yatsenko, A. Kolyadin, V. Kompanets, I. Bufetov // *Opt. Materials Express.* – 2020. – Vol. 10, № 12. – P. 3081–3089.

60. Visible to mid-infrared supercontinuum initiated by stimulated Raman scattering of 1.03 μm ultrashort pulses in a gas-filled silica fiber / A. Gladyshev, Y. Yatsenko, A. Kolyadin, I. Bufetov // *Photonics.* – 2022. – Vol. 9, № 12. – P. 997.

References

1. Zhao W., Hu X., Wang Y. Femtosecond-pulse fiber based amplification techniques and their applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2014, vol. 20, no. 5, pp. 512-524.
2. Han Y., Guo Y., Gao B., Ma C., Zhang R., Zhang H. Generation, optimization, and application of ultrashort femtosecond pulse in mode-locked fiber lasers. *Progress in Quantum Electronics*, 2020, vol. 71, p. 100264.
3. Stehr D., Morris C.M., Schmidt C., Sherwin M.S. High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer. *Opt. Lett.*, 2010, vol. 35, no. 22, pp. 3799-3801.
4. Chung H.-Y., Greinert R., Kartner F.X., Chang G. Multimodal imaging platform for optical virtual skin biopsy enabled by a fiber-based two-color ultrafast laser source. *Biomed. Optics Express*, 2019, vol. 10, no. 2, pp. 514-525.
5. Huang L., Mills A.K., Zhao Y., Jones D.J., Tang S. Miniature fiber-optic multiphoton microscopy system using frequency-doubled femtosecond Er-doped fiber laser. *Biomed. Optics Express*, 2016, vol. 7, no. 5, pp. 1948-1956.
6. Macklin J.J., Kmetec J.D., Gordon C.L. High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, vol. 70, no. 6, pp. 766-769.
7. Sugioka K., Cheng Y. Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing. *Light Sci. Appl.*, 2014, vol. 3, no. 4, p. e149.
8. Mielke M., Gaudiosi D., Kim K., Greenberg M., Gu X., Cline R., Peng X., Slovick M., Allen N., Manning M., Ferrel M., Prachayaamorn N., Sapers S. Ultrafast fiber laser platform for advanced materials processing. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, 2010, vol. 5, pp. 53-58.
9. Mielke M., Gaudiosi D., Kim K., Yilmaz T., Greenberg M., Tong S., Gu X., Geusen M., Cline R., Slovick M., Allen N., Manning M., Schuler B., Sapers S. Pulse and amplifier dynamics in high energy fiber optic ultrashort pulse laser systems. *Proc. of SPIE*, 2009, vol. 7214.
10. Mortensen L.J., Alt C., Turcotte R., Masek M., Liu T.-M., Côté D.C., Xu C., Intini G., Lin C.P. Femtosecond laser bone ablation with a high repetition rate fiber laser source. *Biomed. Optics Express*, 2014, vol. 6, no. 1, pp. 32-42.
11. Morin F., Druon F., Hanna M., Georges P. Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6 μm for corneal surgery applications. *Optics Letters*, 2009, vol. 34, no. 13, pp. 1991-1993.

12. Streltsov A.M., Borrelli N.F. Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2002, vol. 19, no. 10, pp. 2496-2504.

13. Bricchi E., Klappauf B.G., Kazansky P.G. Form birefringence and negative index change created by femtosecond direct writing in transparent materials. *Optics Letters*, 2004, vol. 29, no. 1, pp. 119-121.

14. Malinauskas M., Žukauskas A., Hasegawa S., Hayasaki Y., Mizeikis V., Buividas R., Juodkasis S. Ultrafast laser processing of materials: from science to industry. *Light: Science & Applications*, 2016, vol. 5, no. 8, p. e16133.

15. Kammer H., Matthaus G., Nolte S., Chanal M., Uteza O., Grojo D. In-volume structuring of silicon using picosecond laser pulses. *Applied Physics A*, 2018, vol. 124, no. 4, p. 302.

16. Pavlov I., Tokel O., Pavlova S., Kadan V., Makey G., Turnali A., Yavuz Ö., Ilday F.Ö. Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon. *Optics Letters*, 2017, vol. 42, no. 15, pp. 3028-3031.

17. Peng X., Kim K., Mielke M., Jennings S., Masor G., Stohl D., Chavez-Pirson A., Nguyen D.T., Rhonehouse D., Zong J., Churin D., Peyghambarian N. Monolithic fiber chirped pulse amplification system for millijoule femtosecond pulse generation at 1.55 μm . *Optics Express*, 2014, vol. 22, no. 3, pp. 2459-2464.

18. Kane S., Squier J. Grating compensation of third-order material dispersion in the normal dispersion regime: sub-100-fs chirped-pulse amplification using a fiber stretcher and grating-pair compressor. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1995, vol. 31, no. 11, pp. 2052-2057.

19. Kuznetsova L., Wise F.W., Kane S., Squier J. Chirped-pulse amplification near the gain-narrowing limit of Yb-doped fiber using a reflection grism compressor. *Appl. Phys. B*, 2007, vol. 88, no. 4, pp. 515-518.

20. Sun R., Jin D., Tan F., Wei S., Hong C., Xu J., Liu J., Wang P. High-power all-fiber femtosecond chirped pulse amplification based on dispersive wave and chirped-volume Bragg grating. *Optics Express*, 2016, vol. 24, no. 20, pp. 22806-22812.

21. Verhoef A.J., Jespersen K., Andersen T.V., Grüner-Nielsen L., Flöry T., Zhu L., Baltuška A., Fernández A. High peak-power monolithic femtosecond ytterbium fiber chirped pulse amplifier with a spliced-on hollow core fiber compressor. *Optics Express*, 2014, vol. 22, no. 14, pp. 16759-16766.

22. Shah L., Fermann M. High-power ultrashort-pulse fiber amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2007, vol. 13, no. 3, pp. 552-558.

23. Bobkov K.K., Levchenko A.E., Salganskii M.Yu., Ganin D.V., Lyashedko A.D., Khudyakov D.V., Likhachev M.E. Triple-clad optical fibre for pulse stretching. *Quantum Electronics*, 2021, vol. 51, no. 10, pp. 894-900.

24. Fermann M.E., Galvanauskas A., Sucha G., Harter D. Fiber-lasers for ultrafast optics. *Appl. Phys. B*, 1997, vol. 65, no. 2, pp. 259-275.

25. Chung H.-Y., Liu W., Cao Q., Kartner F.X., Chang G. Er-fiber laser enabled, energy scalable femtosecond source tunable from 1.3 to 1.7 μm . *Optics Express*, 2017, vol. 25, no. 14, pp. 15760-15771.

26. Bobkov K.K., Lipatov D.S., Salgansky M.Yu., Guryanov A.N., Bubnov M.M., Likhachev M.E. All-fiber chirped-pulse amplifier emitting 670 fs pulses with 92 MW peak power. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2022, vol. 34, no. 18, pp. 977-980.

27. Imeshev G., Hartl I., Fermann M.E. Chirped pulse amplification with a nonlinearly chirped fiber Bragg grating matched to the Treacy compressor. *Optics Letters*, 2004, vol. 29, no. 7, pp. 679-681.

28. Treacy E.B. Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1969, vol. 5, no. 9, pp. 454-458.

29. Kuznetsova L., Wise F.W. Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification. *Optics Letters*, 2007, vol. 32, no. 18, pp. 2671-2673.

30. Galvanauskas A. Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 2001, vol. 7, no. 4, pp. 504-517.

31. Shah L., Liu Z., Hartl I., Imeshev G., Cho G.C., Fermann M.E. High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier. *Optics Express*, 2005, vol. 13, no. 12, pp. 4717-4722.

32. Zhou S., Kuznetsova L., Chong A., Wise F.W. Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber amplifiers. *Optics Express*, 2005, vol. 13, no. 13, pp. 4869-4877.

33. Perry M.D., Ditmire T., Stuart B.C. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification. *Optics Letters*, 1994, vol. 19, no. 24, pp. 2149-2151.

34. Schimpf D.N., Seise E., Limpert J., Tunnermann A. The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems. *Optics Express*, 2008, vol. 16, no. 14, pp. 10664-10674.

35. Yilmaz T., Vaissie L., Akbulut M., Gaudiosi D.M., Collura L., Booth T.J., Jasapara J.C., Andrejco M.J., Yablon A.D., Headley C., DiGiovanni D.J. Large-mode-area Er-doped fiber chirped-pulse amplification system for high-energy sub-picosecond pulses at 1.55 μm . *Proc. SPIE*, 2008, vol. 6873, p. 68731I.

36. Khudyakov M.M., Lipatov D.S., Gur'yanov A.N., Bubnov M.M., Likhachev M.E. Highly efficient 3.7 kW peak-power single-frequency combined Er/Er-Yb fiber amplifier. *Optics Letters*, 2020, vol. 45, no. 7, pp. 1782-1785.

37. Horton N.G., Wang K., Kobat D., Clark C.G., Wise F.W., Schaffer C.B., Xu C. In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain. *Nature Photonics*, 2013, vol. 7, no. 3, pp. 205-209.

38. Qin Y., Batjargal O., Cromey B., Kieu K. All-fiber high-power 1700 nm femtosecond laser based on optical parametric chirped-pulse amplification. *Optics Express*, 2020, vol. 28, no. 2, pp. 2317-2325.

39. Cheng H., Tong S., Deng X., Liu H., Du Y., He C. Deep-brain 2-photon fluorescence microscopy in vivo excited at the 1700 nm window. *Opt. Lett.*, 2019, vol. 44, no. 17, pp. 4432-4435.

40. Crotti C., Deloison F., Alahyane F., Aptel F., Kowalczyk L., Legeais J.M., Peyrot D.A., Savoldelli M., Plamann K. Wavelength optimization in femtosecond laser corneal surgery. *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, 2013, vol. 54, no. 5, pp. 3340-3349.

41. Yin T., Qi Z., Chen F., Song Y., He S. High peak-power and narrow-linewidth all-fiber Raman nanosecond laser in 1.65 μm waveband. *Opt. Express*, 2020, vol. 28, no. 5, pp. 7175-7181.

42. Khagai A., Melkumov M., Riumkin K., Khopin V., Firstov S., Dianov E. NALM-based bismuth-doped fiber laser at 1.7 μm . *Opt. Lett.*, 2018, vol. 43, no. 5, pp. 1127-1130.

43. Lin Z.-W., Chen J.-X., Li T.-J., Zhan Z.-Y., Liu M., Li C., Luo A.-P., Zhou P., Xu W.-C., Luo Z.-C. 1.7 μm figure-9 Tm-doped ultrafast fiber laser. *Optics Express*, 2022, vol. 30, no. 18, pp. 32347-32354.

44. Bufetov I.A., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Gladyshev A.V., Kolyadin A.N., Krylov A.A., Yatsenko Y.P., Biriukov A.S. Revolver hollow core optical fibers. *Fibers*, 2018, vol. 6, no. 2, p. 39.

45. Spence D.J. Spectral effects of stimulated Raman scattering in crystals. *Progress in Quantum Electronics*, 2017, vol. 51, pp. 1-45.

46. Ottusch J.J., Rockwell D.A. Measurement of Raman gain coefficients of hydrogen, deuterium, and methane. *IEEE Journal of Quant. Electr.*, 1988, vol. 24, no. 10, pp. 2076-2080.

47. Krylov A.A., Gladyshev A.V., Senatorov A.K., Yatsenko Yu.P., Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Khudyakov M.M., Likhachev M.E., Bufetov I.A. A picosecond Raman fiber-optic laser with a wavelength of 2.84 μm . *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 2022, vol. 49, no. 1, pp. S7-S20.

48. Gladyshev A.V., Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Yatsenko Yu.P., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Bufetov I.A., Dianov E.M. Efficient 1.9- μm Raman generation in a hydrogen-filled hollow-core fibre. *Quantum Electronics*, 2015, vol. 45, no. 9, pp. 807-812.

49. Leonov S.O., Voropaev V.S., Krylov A.A. Pump- and temperature-induced repetition frequency response study in hybrid mode-locked erbium fiber laser with distributed polarizer. *Applied Physics B*, 2019, vol. 125, no. 3, p. 39.

50. Fleming J.W. Dispersion in $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ glasses. *Applied Optics*, 1984, vol. 23, no. 24, pp. 4486-4493.

51. Krylov A.A., Sazonkin S.G., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Kolyadin A.N., Bufetov I.A. Fibre-optic 100 fs pulse amplification and transmission system in the telecom range. *Quantum Electron*, 2018, vol. 48, no. 7, pp. 589-595.

52. Kotov L.V., Koptev M.Yu., Anashkina E.A., Muravyev S.V., Andrianov A.V., Bubnov M.M., Ignat'ev A.D., Lipatov D.S., Gur'yanov A.N., Likhachev M.E., Kim A.V. Submicrojoule femtosecond erbium-doped fibre laser for the generation of dispersive waves at submicron wavelengths. *Quantum Electronics*, 2014, vol. 44, no. 5, pp. 458-464.

53. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N_2 , and O_2 by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, vol. 14, no. 3, pp. 650-660.

54. Goda K., Jalali B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements. *Nature Photonics*, 2013, vol. 7, no 2, pp. 102-112.

55. Runge A.F.J., Aguergeray C., Broderick N.G.R., Erkintalo M. Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers. *Optics Letters*, 2013, vol. 38, no. 21, pp. 4327-4330.

56. Fermann M.E., Hartl I. Ultrafast fiber laser technology. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2009, vol. 15, no. 1, pp. 191-206.

57. Martinez O.E. Grating and prism compressors in the case of finite beam size. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, vol. 3, no. 7, pp. 929-934.

58. Webb B., Guardalben M.J., Dorrer C., Bucht S., Bromage J. Simulation of grating compressor misalignment tolerances and mitigation strategies for chirped-pulse-amplification systems of varying bandwidths and beam sizes. *Applied Optics*, 2019, vol. 58, no. 2, pp. 234-243.

59. Gladyshev A., Yatsenko Y., Kolyadin A., Kompanets V., Bufetov I. Mid-infrared 10- μ J-level sub-picosecond pulse generation via stimulated Raman scattering in a gas-filled revolver fiber. *Opt. Materials Express*, 2020, vol. 10, no. 12, pp. 3081-3089.

60. Gladyshev A., Yatsenko Y., Kolyadin A., Bufetov I. Visible to mid-infrared supercontinuum initiated by stimulated Raman scattering of 1.03 μ m ultrashort pulses in a gas-filled silica fiber. *Photonics*, 2022, vol. 9, no. 12, p. 997.

Сведения об авторах

КРЫЛОВ А.А.

e-mail: krylov@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Лаборатории полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

СЕНАТОРОВ А.К.

e-mail: sen@fo.gpi.ru

Научный сотрудник Лаборатории технологии волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

About the authors

KRYLOV A.A.

e-mail: krylov@fo.gpi.ru

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, senior research fellow, Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

SENATOROV A.K.

e-mail: sen@fo.gpi.ru

Research fellow, Laboratory of the Fiber Technology, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

ГЛАДЫШЕВ А.В.

e-mail: alexglad@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, заведующий Лабораторией полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

ЯЦЕНКО Ю.П.

e-mail: yuriya@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Лаборатории полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

КОСОЛАПОВ А.Ф.

e-mail: kaf@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Лаборатории технологии волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

КОЛЯДИН А.Н.

e-mail: antonkolyadin@gmail.com

Кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник Лаборатории полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

GLADYSHEV A.V.

e-mail: alexglad@fo.gpi.ru

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, head of the Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center "A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences", Moscow.

YATSENKO Yu.P.

e-mail: yuriya@fo.gpi.ru

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, senior research fellow, Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center "A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences", Moscow.

KOSOLAPOV A.F.

e-mail: kaf@fo.gpi.ru

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, senior research fellow, Laboratory of the Fiber Technology, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center "A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences", Moscow.

KOLYADIN A.N.

e-mail: antonkolyadin@gmail.com

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, junior research fellow, Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center "A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences", Moscow.

ХУДЯКОВ М.М.

e-mail: *dangel.74@gmail.com*

Кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник Лаборатории специальных волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

ЛИХАЧЕВ М.Е.

e-mail: *likhachev@fo.gpi.ru*

Кандидат физико-математических наук, заведующий Лабораторией специальных волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

БУФЕТОВ И.А.

e-mail: *iabuf@fo.gpi.ru*

Доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, ведущий научный сотрудник Лаборатории полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

KHUDYAKOV M.M.

e-mail: *dangel.74@gmail.com*

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, junior research fellow, Laboratory of the special fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

LIKHACHEV M.E.

e-mail: *likhachev@fo.gpi.ru*

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, head of the Laboratory of the special fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

BUFETOV I.A.

e-mail: *iabuf@fo.gpi.ru*

Doctor in Physical and Mathematical Sciences, correspondent member of the Russian Academy of Sciences, leading research fellow, Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-12-00361, <https://rscf.ru/project/19-12-00361/>.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов равноценен.

Получена: 15.07.2023

Одобрена: 20.07.2023

Принята к публикации: 22.07.2023

Финансирование. This work was supported by a grant from the Russian Science Foundation No. 19-12-00361, <https://rscf.ru/project/19-12-00361/>.

Conflict of Interest. The author declare no conflict of interest.

The contribution of the author. All authors have made an equivalent contribution to the publication.

Received: 15/07/2023

Approved: 20/07/2023

Accepted for publication: 22/07/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Генерация фемтосекундных импульсов с энергией ~10 мкДж на длине волны 1,56 мкм и нелинейное преобразование их частоты в полем револьверном световоде / А.А. Крылов, А.К. Сенаторов, А.В. Гладышев, Ю.П. Яценко, А.Ф. Косолапов, А.Н. Колядин, М.М. Худяков, М.Е. Лихачев, И.А. Буфетов // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 5. – С. 5–41.

Please cite this article in English as: Krylov A.A. Generation of femtosecond pulses with an energy of ~10 μ J at a wavelength of 1.56 μ m and nonlinear conversion of their frequency in a hollow revolver fiber // Applied photonics, 2023, no. 5, pp. 5-41.

УДК 681.7.068/.069

**Б.И. Галаган¹, А.П. Вельмузов², Б.И. Денкер¹, В.В. Колташев³,
В.Г. Плотниченко³, С.Е. Сверчков¹, Г.Е. Снопатин², М.В. Суханов²,
М.П. Фролов⁴**

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН,
Нижний Новгород, Россия

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр
волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва, Россия

⁴Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

ПЯТИМИКРОННЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР НА ИОНАХ Ce^{3+}

В работе исследованы спектральные и временные характеристики халькогенидного волоконного лазера, легированного Ce^{3+} и накачиваемого непрерывным лазером на $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$.

Ключевые слова: халькогенидные оптические световоды, трёхвалентный церий, волоконный лазер среднего ИК-диапазона.

**B.I. Galagan¹, A.P. Velmuzhov², B.I. Denker¹, V.V. Koltashev³, V.G.
Plotnichenko³, S.E. Sverchkov¹, G.E. Snopatin²,
M.V. Sukhanov², M.P. Frolov⁴**

¹Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation

²Devyatykh Institute of Chemistry of High-Purity Substances of the Russian
Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russian Federation

³Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Dianov Fiber Optics Research Center, Moscow, Russian Federation

⁴P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation

FIVE-MICRON Ce^{3+} ION FIBER LASER

The spectral and temporal characteristics of a Ce^{3+} -doped chalcogenide fiber laser pumped by a continuous $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ laser were investigated in this work.

Keywords: chalcogenide optical fibers, trivalent cerium, mid-infrared fiber laser.

В работе [1] было показано, что в селенидном стекле целый ряд оптических переходов редкоземельных ионов в области 4–6 мкм имеют высокие квантовые выходы люминесценции, миллисекундные времена релаксации, высокие сечения переходов и позволяют реализовать лазерную генерацию. К настоящему времени уже продемонстрирована лазерная генерация на переходах ионов Ce^{3+} , Pr^{3+} , Nd^{3+} , Tb^{3+} в селенидном стекле. Важно отметить, что этому поспособствовала разработка технологии получения высокочистых составов стекол с минимальным содержанием примесных групп Ge-H и Se-H, имеющих полосы поглощения на 4,95 и 4,54 мкм. Среди перечисленных лазерных ионов трёхвалентный церий имеет наибольшие значения сечений как поглощения, так и излучения ($\sim 4 \times 10^{-20} \text{ см}^2$). В отличие от других ионов церий имеет в области прозрачности селенидных стекол лишь два электронных уровня, соответствующих основному состоянию $^2F_{5/2}$ и возбуждённому $^2F_{7/2}$. Поэтому его оптическая накачка должна осуществляться либо резонансно, в коротковолновую часть спектра поглощения, либо с использованием иона-сенсibilизатора. Как показали исследования, эффективным сенсibilизатором является ион диспрозия Dy^{3+} [2]. Однако такая схема ещё требует дополнительной оптимизации. Исследования лазеров с резонансной накачкой объёмных цериевых активных элементов при помощи импульсных $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ лазеров [3] показали не только их эффективность, но и возможность значительной спектральной перестройки (4,5–5,6 мкм) излучения генерации (рис. 1).

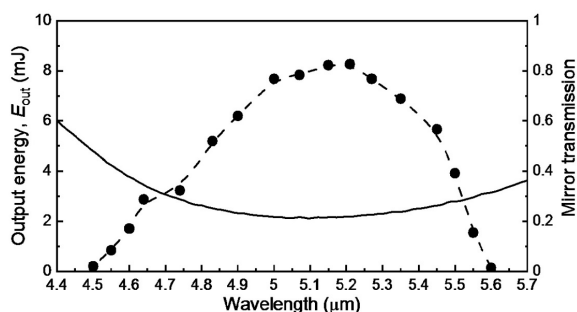


Рис. 1. Зависимость выходной энергии цериевого лазера от длины волны генерации [3]

Наибольший интерес представляет реализация цериевого лазера в волоконном исполнении. Первые попытки были сделаны в работе [4], в которой авторы для оптической накачки использовали квантовый

каскадный лазер с длиной волны 4,15 мкм и наблюдали существенную деформацию спектра излучения Ce^{3+} при увеличении мощности накачки. Пороговый характер этой деформации был интерпретирован как возникновение лазерной генерации в световоде.

В настоящей работе представлены результаты исследований спектральных и временных характеристик лазерного излучения в халькогенидном световоде, активированном церием. В качестве источника накачки использовался непрерывный лазер на $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$, излучающий на длине волны 4,16 мкм.

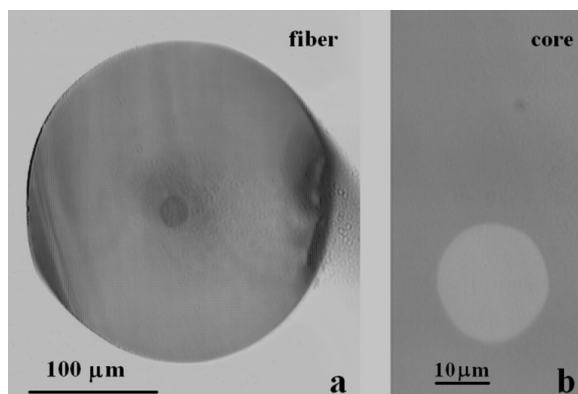


Рис. 2. Изображение торца световода

Сердцевина активированного волокна была изготовлена из стекла $\text{Ge}_{20}\text{Ga}_5\text{Sb}_{10}\text{Se}_{65}$ и имела диаметр 21 мкм. Концентрация церия в сердцевине составляла $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Оболочка диаметром 240 мкм была изготовлена из стекла $\text{Ge}_{12}\text{As}_{20}\text{Sb}_5\text{S}_{63}$. На рис. 2 представлены изображения торца волокна. Благодаря большой разнице между показателями преломления сердцевины и оболочки (2,55 и 2,35 соответственно) волокно было очень многомодовым и имело числовую апертуру $\text{NA} \approx 1$, что легко позволяло удерживать в сердцевине как излучение накачки, так и лазера. Были исследованы два резонатора волоконного лазера: резонатор низкой добротности, образованный просто двумя торцами волокна (каждый из которых отражал около 19%), и резонатор с более высокой добротностью с дополнительным диэлектрическим зеркалом. Зеркало, отражающее $\sim 70\%$ в спектральном диапазоне 4,5–6 мкм, находилось непосредственно рядом с торцом волокна.

В отсутствие дополнительного зеркала порог генерации достигался при мощности накачки в 14 мВт. Максимальная выходная

мощность ограничивалась мощностью имеющегося лазера на $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ в 70 мВт (рис. 3). Таким образом, с учетом двунаправленной генерации достигнутая выходная мощность превышала 1 мВт, а дифференциальный КПД составил 2 %. Следует отметить, что в отличие от тербиевого волоконного лазера при непрерывной накачке генерация имела не пиковый, а чисто непрерывный характер.

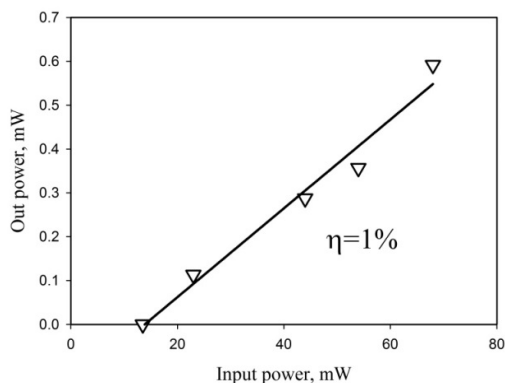


Рис. 3. Мощность цериевого волоконного лазера на выходе одного торца в зависимости от мощности накачки

Особое внимание было уделено спектральным исследованиям излучения генерации. Оказалось, что для низкодобротного резонатора, т.е. образованного лишь торцами световода, длина волны генерации устойчиво находилась вблизи 4,62 мкм (рис. 4). Напротив, в присутствии дополнительного зеркала длина волны генерации перескакивала к 5,1 мкм (см. рис. 4).

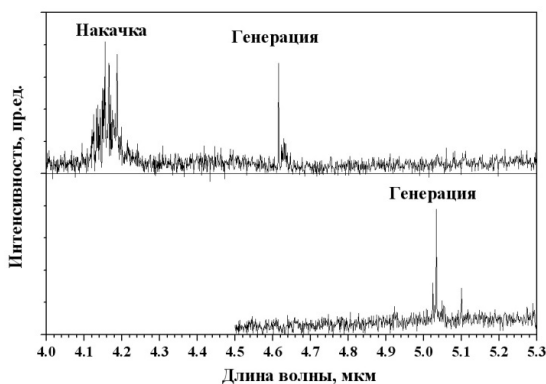


Рис. 4. Спектры излучения накачки и генерации цериевого лазера для двух типов резонаторов

Для объяснения эффекта перескока длины волны генерации были проведены расчёты зависимости сечения усиления (σ_{gain}) от уровня возбуждения ионов церия $\sigma_{\text{gain}} = \beta \cdot \sigma_{\text{em}} - (1 - \beta)\sigma_{\text{abs}}$, где β – уровень возбуждения, σ_{abs} и σ_{em} – сечения соответственно поглощения и испускания. Проведенные расчёты позволили уверенно объяснить причину спектральных особенностей излучения цериевого лазера в неселективном резонаторе.

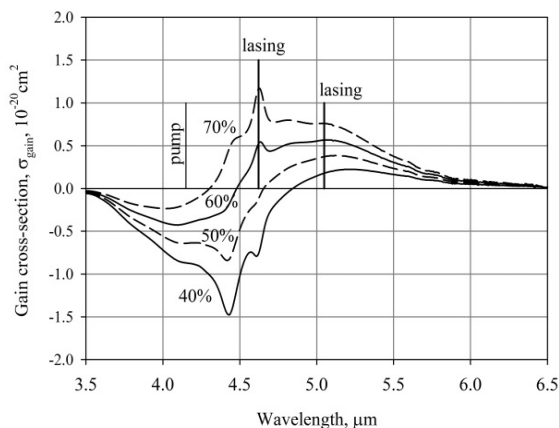


Рис. 5. Спектральная зависимость сечения усиления от уровня возбуждения ионов церия

Как видно из рис. 5, при превышении уровня возбуждения в 60 % максимум в сечении усиления переходит с плато вблизи 5–5,1 мкм на узкий пик с длиной волны 4,62 мкм.

Таким образом, впервые исследованы спектральные и временные характеристики халькогенидного волоконного лазера, легированного Ce^{3+} и накачиваемого непрерывным лазером на $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$. В случае низкой добротности лазер работал на длине волны $\lambda = 4,62$ мкм, соответствующей узкому пику в спектре излучения Ce^{3+} . В случае высокой добротности длина волны излучения изменялась до 5,0–5,1 мкм, что соответствует плато в спектре усиления. Была продемонстрирована выходная мощность порядка 1 мВт с дифференциальным КПД ~ 2 %.

Список литературы

1. Comparison of 4.5–6 μm luminescent and lasing properties of rare earth dopants in chalcogenide glasses / M.F. Churbanov, B.I. Denker, B.I. Galagan, V.V. Koltashev, V.G. Plotnichenko, M.V. Sukhanov,

S.E. Sverchkov, A.P. Velmuzhov // *Journal of Luminescence*. – 2022. – Vol. 245. – P. 118756.

2. Cascade sensitization of mid-infrared Ce^{3+} luminescence by Dy^{3+} ions in selenide glass / M.F. Churbanov, B.I. Denker, B.I. Galagan, V.V. Koltashev, V.G. Plotnichenko, M.V. Sukhanov, S.E. Sverchkov, A.P. Velmuzhov // *Journal of Luminescence*. – 2021. – Vol. 231. – P. 117809.

3. Mid-infrared laser performance of Ce^{3+} -doped selenide glass / P. Fjodorow, M.P. Frolov, S.O. Leonov, B.I. Denker, B.I. Galagan, S.E. Sverchkov, V.V. Koltashev, V.G. Plotnichenko, M.V. Sukhanov, A.P. Velmuzhov // *Optics express*. – 2021. – Vol. 29, № 17. – P. 27674–27682.

4. Room temperature mid-infrared fiber lasing beyond $5\ \mu m$ in chalcogenide glass small-core step index fiber / J.J. Nunes, Ł. Sojka, R.W. Crane, D. Furniss, Z.Q. Tang, D. Mabwa, B. Xiao, T.M. Benson, M. Farries, N. Kalfagiannis, E. Barney, S. Phang, A.B. Seddon, S. Sujecki // *Optics Letters*. – 2021. – Vol. 46, № 15. – P. 3504–3507.

References

1. Churbanov M.F., Denker B.I., Galagan B.I., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G., Sukhanov M.V., Sverchkov S.E., Velmuzhov A.P. Comparison of $4.5\text{--}6\ \mu m$ luminescent and lasing properties of rare earth dopants in chalcogenide glasses. *Journal of Luminescence*, 2022, vol. 245, p. 118756.

2. Churbanov M.F., Denker B.I., Galagan B.I., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G., Sukhanov M.V., Sverchkov S.E., Velmuzhov A.P. Cascade sensitization of mid-infrared Ce^{3+} luminescence by Dy^{3+} ions in selenide glass. *Journal of Luminescence*, 2021, vol. 231, p. 117809.

3. Fjodorow P., Frolov M.P., Leonov S.O., Denker B.I., Galagan B.I., Sverchkov S.E., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G., Sukhanov M.V., Velmuzhov A.P. Mid-infrared laser performance of Ce^{3+} -doped selenide glass. *Optics express*, 2021, vol. 29, no. 17, pp. 27674-27682.

4. Nunes J.J., Sojka Ł., Crane R.W., Furniss D., Tang Z.Q., Mabwa D., Xiao B., Benson T.M., Farries M., Kalfagiannis N., Barney E., Phang S., Seddon A.B., Sujecki S. Room temperature mid-infrared fiber lasing beyond $5\ \mu m$ in chalcogenide glass small-core step index fiber. *Optics Letters*, 2021, vol. 46, no. 15, pp. 3504-3507.

Сведения об авторах

ГАЛАГАН Б.И.

e-mail: galagan@ran.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

ВЕЛЬМУЖОВ А.П.

e-mail: tej4@mail.ru

Кандидат химический наук, старший научный сотрудник Института химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН, г. Нижний Новгород.

ДЕНКЕР Б.И.

e-mail: denker@lst.gpi.ru

Доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

КОЛТАШЕВ В.В.

e-mail: kvv@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Научного центра волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

ПЛОТНИЧЕНКО В.Г.

e-mail: v.plotnichenko@gmail.com

Доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, г. Москва.

About the authors

GALAGAN B.I.

e-mail: galagan@ran.gpi.ru

Ph.D. in physics and mathematics, Principal Scientist at Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.

VELMUZHOV A.P.

e-mail: tej4@mail.ru

Ph. D. in chemical sciences, senior scientist at Devyatikh Institute of Chemistry of High-Purity Substances of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod.

DENKER B.I.

e-mail: denker@lst.gpi.ru

D. in Physics and Mathematics, chief scientist at Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.

KOLTASHEV V.V.

e-mail: kvv@fo.gpi.ru

Ph.D. in physics and mathematics, senior scientist at Dianov Fiber Optics Research Center, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.

PLOTNICHENKO V.G.

e-mail: v.plotnichenko@gmail.com

Professor, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Dianov Fiber Optics Research Center, Moscow.

СВЕРЧКОВ С.Е.

e-mail: *glasser@lst.gpi.ru*

Доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

SVERCHKOV S.E.

e-mail: *glasser@lst.gpi.r*

D. in Physics and Mathematics, Principal Scientist at Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.

СНОПАТИН Г.Е.

e-mail: *snopatin@ihps-nnov.ru*

Кандидат химический наук, старший научный сотрудник Института химии высококочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН, г. Нижний Новгород.

SNOPATIN G.E.

e-mail: *snopatin@ihps-nnov.ru*

Ph. D. in chemical sciences, senior scientist at Devyatykh Institute of Chemistry of High-Purity Substances of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod.

СУХАНОВ М.В.

e-mail: *mrmaks@yandex.ru*

Кандидат химический наук, старший научный сотрудник Института химии высококочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН, г. Нижний Новгород.

SUKHANOV M.V.

e-mail: *mrmaks@yandex.ru*

Ph. D. in chemical sciences, senior scientist at Devyatykh Institute of Chemistry of High-Purity Substances of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod.

ФРОЛОВ М.П.

e-mail: *frolovmp@x4u.lebedev.ru*

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва.

FROLOV M.P.

e-mail: *frolovmp@x4u.lebedev.ru*

Ph.D. in physics and mathematics, senior scientist at P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 22-22-00742.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Все авторы сделали эквивалентный вклад в подготовку публикации.

Получена: 20.07.2023

Одобрена: 25.07.2023

Принята к публикации: 27.07.2023

Financing. The work was carried out with financial support from the Russian Science Foundation (project No. 22-22-00742).

Conflict of Interest. The authors declare no conflict of interest.

Author Contributions. All authors have made an equivalent contribution to the publication.

Received: 20/07/2023

Approved: 25/07/2023

Accepted for publication: 27/07/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Пятимикронный волоконный лазер на ионах Ce^{3+} / Б.И. Галаган, А.П. Вельмузов, Б.И. Денкер, В.В. Колташев, В.Г. Плотниченко, С.Е. Сверчков, Г.Е. Снопатин, М.В. Суханов, М.П. Фролов // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 5. – С. 42–50.

Please cite this article in English as: Galagan B.I., Velmuzhov A.P., Denker B.I., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G., Sverchkov S.E., Snopatin G.E., Sukhanov M.V., Frolov M.P. Five-micron Ce^{3+} ion fiber laser // Applied photonics, 2023, no. 5, pp. 42-50.

УДК 681.7.068

**Е.В. Борисова¹, Б.И. Галаган², И.В. Жлуктова²,
В.В. Колташев³, А.А. Поносова^{1,2}, С.Е. Сверчков²**

¹Российский квантовый центр, Москва, Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр
волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва, Россия

РАЗРАБОТКА ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЁКОЛ ДЛЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

В работе рассмотрены методы и подходы к созданию элементной базы для халькогенидных волоконных лазеров. Приводятся результаты исследований по записи Брэгговских решёток и сварки световодов.

Ключевые слова: халькогенидные оптические световоды, брэгговские решётки, сварка световодов.

**E.V. Borisova¹, B.I. Galagan², I.V. Zhluktova², V.V. Koltashev³,
A.A. Ponosova^{1,2}, S.E. Sverchkov²**

¹Russian Quantum Center, Moscow, Russian Federation

²Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation

³Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Dianov Fiber Optics Research Center, Moscow, Russian Federation

COMPONENTS DEVELOPMENT FOR MID-INFRARED CHALCOGENIDE FIBER GLASS LASERS

The paper considers methods and approaches in the creation of the element base for chalcogenide fiber lasers. The results of research on Bragg grating recording and splicing of chalcogenide fibers are given.

Keywords: chalcogenide optical fibers, Bragg gratings, fiber splicing

Достигнутый прогресс в создании высокочистых селенидных стекол, активированных редкоземельными элементами, позволил реализовать лазерную генерацию в области 5–6 мкм на объемных элементах и в световодах. В качестве активаторов использовались трехвалентные ионы: Ce^{3+} , Pr^{3+} , Nd^{3+} и Tb^{3+} ¹. Данное достижение открывает возможность создания полностью волоконных лазеров среднего ИК-диапазона. Эти лазеры могут иметь целый ряд преимуществ по сравнению с другими типами существующих лазерных систем этого спектрального диапазона.

Однако для того, чтобы реализовать такие лазерные источники, существует потребность в решении целого ряда технических проблем. В частности, необходима элементная база на основе халькогенидных световодов (ХГС), аналогичная компонентной базе на основе кварцевых световодов. Одним из её ключевых компонентов являются волоконные брэгговские решетки (ВБР).

Задача настоящей работы заключалась в исследовании возможностей наведения брэгговских решеток в нелегированных сульфидных световодах, а также их сварки с легированными сульфидно-селенидными. Основные характеристики исследуемых световодов представлены в таблице.

Основные характеристики световодов

Состав стекла сердцевины/оболочки	Диаметр сердцевины/оболочки, мкм	NA	Длина волны отсечки, мкм
$\text{As}_{40}\text{S}_{60}/\text{As}_{36}\text{S}_{64}$	20/300	0,09	4,7
$\text{Ge}_{20}\text{Ga}_5\text{Sb}_{10}\text{Se}_{65}+2\cdot 10^{-19}\text{ см}^{-3}\text{ Tb}^{3+} / \text{Ge}_{12}\text{As}_{20}\text{Sb}_5\text{S}_{63}$	19/270	0,98	24,3

Экспериментально запись ВБР в одномодовом сульфидном световоде осуществлялась излучением лазера He-Ne с длиной волны 632,8 нм и мощностью 20 мВт. Два пучка (рис. 1) примерно равной интенсивности фокусировались цилиндрической линзой на световоде под углом, обеспечивающим шаг интерференционной картины $d \sim 1$ мкм

в соответствии с соотношением $d = \frac{\lambda}{2\sin(\alpha)}$, здесь $\lambda = 0,6328$ мкм.

¹ Comparison of 4.5-6 μm luminescent and lasing properties of rare earth dopants in chalcogenide glasses / M.F. Churbanov, B.I. Denker, B.I. Galagan, V.V. Koltashev, V.G. Plotnichenko, M.V. Sukhanov, S.E. Sverchikov, and A.P. Velmuzhov // Journal of Luminescence. – 2022. – Vol. 245. – P. 118756.

Соответственно, должно возникать отражение внутри световода на длине волны около $2n_{\text{эфф}}d \sim 5$ мкм, где эффективный показатель преломления для сульфидного стекла $n_{\text{эфф}} \sim 2,5$.

Запись ВБР осуществлялась в течение 10–15 мин и контролировалась визуально наличием рассеяния на записанной в световоде голограмме. При перекрытии одного из падающих пучков наблюдалось его голографическое изображение, яркость которого сначала возрастала с ростом дозы облучения, а по истечении 20–30 мин яркость прекращала расти.

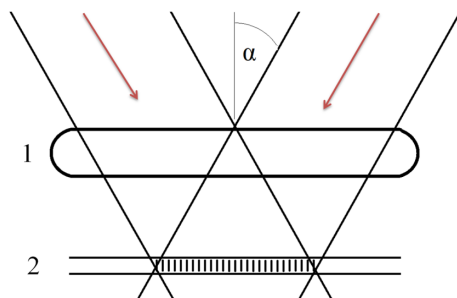


Рис. 1. Принципиальная схема записи брэгговской решётки в селенидном световоде: 1 – цилиндрическая линза, 2 – световод

Однако непосредственное измерение свойств наведенной решетки оказалось весьма трудной задачей.

Стандартные приборы для измерения оптических свойств одномодовых световодов в области 5 мкм отсутствуют. В силу высокого показателя преломления халькогенидных стёкол ($\sim 2,5$), высокие коэффициенты отражения порядка 20 % на торцах световодов и интерференционные эффекты не позволяют качественно определять свойства самой решетки с применением традиционных методик измерения. Одним из способов уйти от этой проблемы является создание цельноволоконного лазера с приваренной наведенной решеткой и определение её характеристик по выходным параметрам лазера. Однако для этого необходимо решить проблему самой сварки халькогенидных световодов.

Важно отметить, что для успешной сварки необходима качественная подготовка торцов световодов. Оказалось, что наиболее подходящим решением этой проблемы является использование ультразвукового скалывателя с регулируемым в широких пределах

натяжением волокна. В нашем случае использовалась модель Ericsson Fiber Cleaver EFC 11. Высокая воспроизводимость и высокое качество сколов были достигнуты при силе натяжения 110 г для сульфидно-селенидных волокон и 140 г для сульфидных. На рис. 2 представлен внешний вид торца сколотого световода.

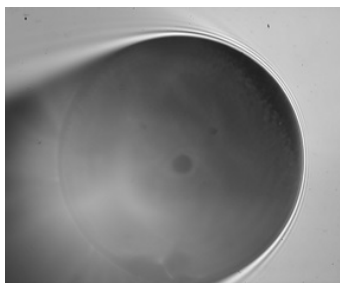


Рис. 2. Фотография торца световода

Использование стандартного сварочного аппарата, принцип действия которого основан на электрической дуге, не применим к ХГС, поскольку в результате одновременного разогрева световодов электрической дугой и наличия кислорода возможно окисление световодов, а также в нем затруднительно обеспечить малую энергию искры, необходимую для низко-температурных стекол.

Для сплавного соединения световодов была создана лабораторная установка с резистивным нагревателем, который обеспечивает диапазон температур, подходящий для халькогенидных световодов. Установка включала тепловой узел, систему позиционирования для фиксации и выравнивания световодов, импульсный источник тока (LDD-21, полупроводниковые приборы) и микроскоп для контроля узла сварки. Данное оборудование располагалось в вытяжном шкафу, так как при избыточном нагреве ХГС в результате окисления могут образовываться ядовитые вещества.

Тепловой узел был изготовлен из нихромовой ленты (Х20Н80). По аналогии с известными сварочными аппаратами типа Vytran были выбраны размеры и форма нагревательного узла, обеспечивающие равномерный прогрев световодов в месте сварки. Лента была сложена в форме буквы омега (Ω), с размерами, указанными на рис. 3.

Свариваемые световоды выравнивались по внешней оболочке с отсутствием зазора между сколотыми торцами. После этого к месту сварки подводился тепловой узел таким образом, чтобы световоды размещались по его оси, и с источника питания подавался импульс тока. Источник питания позволял варьировать величину тока (от 2 до 21 А) и длительность импульса (от 0,2 мс до 9,9 с). Для успешной сварки потребовался подбор обоих этих параметров.

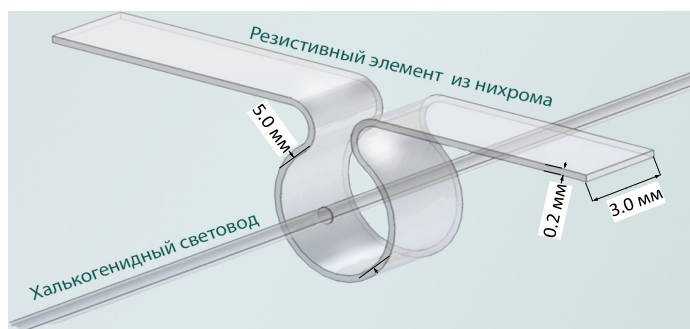


Рис. 3. Конструкция теплового узла

В результате серии экспериментов был сделан вывод, что наиболее оптимальными параметрами источника питания для сплавления данных халькогенидных волокон являются следующие: сила тока – 20,5 А (по показаниям на источнике тока) и длительность импульса – 3,53 с. Подобранный режим подходил как для сварки пассивных световодов, так и для сочетания пассивный-активный световод.

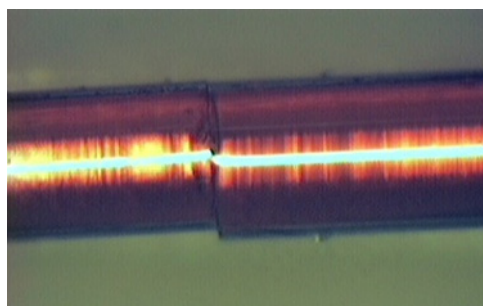


Рис. 4. Фотография сплавного соединения халькогенидных световодов As_2S_3 ; микроскоп OLYMPUS BH2-UMA

После сплавления пассивных световодов возникало прочное соединение (рис. 4), и было выполнено измерение потерь на сварке методом обрыва, которые составляли от 6 до 10 дБ. Наблюдаемые значительные потери связаны с тем, что сердцевинки экспериментальных световодов не удалось идеально центрировать. В дальнейшем потери могут быть значительно снижены при использовании позиционирования световодов по мощности прошедшего сигнала.

Таким образом, показано, что халькогенидные световоды, изготовленные в ИХВВ РАН, пригодны для сваривания методом омического нагрева, благодаря чему возможно изготовление цельно-

волоконных устройств. Также в работе продемонстрирована фоточувствительность сульфидных световодов к излучению He-Ne-лазера, позволяющая создавать брэгговские решётки.

Благодарность

Авторы выражают благодарность Максиму Суханову, Александру Вельмузову и Геннадью Снопатину за предоставленные образцы световодов.

Сведения об авторах

БОРИСОВА Е.В.

e-mail: Ekaterina21333@yandex.ru

Младший научный сотрудник Российского квантового центра, г. Москва.

ГАЛАГАН Б.И.

e-mail: galagan@ran.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

ЖЛУКТОВА И.В.

e-mail: zhluktova@kapella.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

КОЛТАШЕВ В.В.

e-mail: kvv@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Научного центра волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

About the authors

BORISOVA E.V.

e-mail: Ekaterina21333@yandex.ru

Junior Researcher at the Russian Quantum Center, Moscow.

GALAGAN B.I.

e-mail: galagan@ran.gpi.ru

Ph. D. in physics and mathematics, principal scientist at Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.

ZHLUKTOVA I.V.

e-mail: zhluktova@kapella.gpi.ru

Ph.D. in physics and mathematics, researcher at Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.

KOLTASHEV V.V.

e-mail: kvv@fo.gpi.ru

Ph. D. in physics and mathematics, senior scientist at Dianov Fiber Optics Research Center, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.

ПОНОСОВА А.А.

e-mail: *nasty-aaleksi@mail.ru*

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Российского квантового центра; научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

PONOSOVA A.A.

e-mail: *nasty-aaleksi@mail.ru*

Ph. D. in physics and mathematics, researcher at Russian Quantum Center, Moscow; Researcher at Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.

СВЕРЧКОВ С.Е.

e-mail: *glasser@lst.gpi.ru*

Доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва.

SVERCHKOV S.E.

e-mail: *glasser@lst.gpi.ru*

D. in Physics and Mathematics, principal scientist at Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00742).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов равноценный.

Получена: 20.07.2023

Одобрена: 25.07.2023

Принята к публикации: 27.07.2023

Finansing. The work was carried out with financial support from the Russian Science Foundation (project No. 22-22-00742).

Conflict of Interest. The authors declare no conflict of interest.

Author Contributions. All authors have made an equivalent contribution to the publication.

Received: 20/07/2023

Approved: 25/07/2023

Accepted for publication: 27/07/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Разработка элементной базы волоконных лазеров на основе халькогенидных стёкол для среднего ИК-диапазона / Е.В. Борисова, Б.И. Галаган, И.В. Жлуктова, В.В. Колташев, А.А. Поносова, С.Е. Сверчков // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 5. – С. 51–57.

Please cite this article in English as: Borisova E.V., Galagan B.I., Zhluktova I.V., Koltashev V.V., Ponosova A.A., Sverchkov S.E. Components development for mid-infrared chalcogenide fiber glass lasers // Applied photonics, 2023, no. 5, pp. 51-57.

УДК 681.586.5

**Т.А. Аглиуллин¹, Д.В. Самигуллин², Л.А. Сахабутдинова³,
М.Р.Т.М. Каид¹, Б.И. Валеев¹**

¹Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

²Казанский институт биохимии и биофизики

ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Россия

³Казанский инновационный университет им. В.Г. Тимирязова, Казань, Россия

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ СТЕКЛЯННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ–ПЕРО

Представлено теоретическое и экспериментальное исследование волоконно-оптического полностью стеклянного микротермометра на основе интерферометра Фабри–Перо. Интерферометр изготовлен путем нанесения боросиликатного стекла на сколотый торец стандартного телекоммуникационного одномодового оптического волокна с помощью микрофузницы. По результатам экспериментальных исследований спектральная чувствительность изготовленного интерферометра составила порядка 40 пм/°С. Представлена и верифицирована математическая модель интерферометра Фабри–Перо на основе метода матриц рассеяния и передачи, позволяющая вычислять спектральный отклик интерферометра с произвольными параметрами структуры.

Ключевые слова: волоконно-оптический датчик температуры, волоконный интерферометр Фабри–Перо, микротермометр.

**T.A. Agliullin¹, D.V. Samigullin², L.A. Sakhabutdinova³,
M.R.T.M. Qaid¹, B.I. Valeev¹**

¹Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev – KAI, Kazan, Russian Federation

²Kazan Institute of Biochemistry and Biophysics of the FRC Kazan Science Center of the Russian Academy of Sciences, Kazan, Russian Federation

³Kazan Innovative University named after V.G. Timiryasov, Kazan, Russian Federation

FIBER-OPTIC TEMPERATURE SENSOR BASED ON GLASS FABRY–PEROT INTERFEROMETER

The paper presents a theoretical and experimental study of a fiber-optic all-glass microthermometer based on a Fabry–Perot interferometer. The interferometer is fabricated by applying borosilicate glass to the cleaved end of a standard telecom single-mode optical fiber using a microforge.

According to the results of experimental studies, the spectral sensitivity of the fabricated interferometer was about 40 pm/°C. A mathematical model of the Fabry–Perot interferometer based on the method of scattering and transfer matrices is presented and verified, which makes it possible to calculate the spectral response of an interferometer with arbitrary structure parameters.

Keywords: fiber optic temperature sensor, Fabry–Perot fiber interferometer, microthermometer.

Введение

Высокоточное измерение температуры является важной задачей в различных областях науки и техники, в частности, в биомедицинских приложениях, химической и пищевой промышленности, мониторинге окружающей среды и иных сферах. Волоконно-оптические датчики температуры обладают рядом преимуществ перед электронными, такими как малые габариты и вес, коррозионная стойкость, отсутствие необходимости электропитания чувствительного элемента, устойчивость к электромагнитным помехам, возможность мультиплексирования датчиков и удаленного размещения регистрирующей аппаратуры.

Волоконно-оптические датчики температуры в настоящее время, как правило, строятся на основе волоконных брэгговских решеток [1] или длиннопериодных решеток [2], эффектов флуоресценции [3], рамановского рассеяния [4] или интерферометров [5, 6]. Разработке интерферометрических датчиков, в том числе датчиков температуры, уделяется значительное внимание ввиду высокой чувствительности датчиков этого класса и большого разнообразия их конструкций. Отдельный интерес представляют датчики с размещением чувствительного элемента на торце оптоволокна. Функционирование таких датчиков осуществляется за счет изменения оптического пути вследствие изменения показателя преломления материала интерферометра Фабри–Перо (ИФП) под действием температуры, а также за счет его теплового расширения (изменения длины интерферометра). Следует отметить, что сравнительно малая величина термооптического коэффициента и коэффициента теплового расширения кварцевого стекла, из которого изготавливается оптическое волокно, ограничивает чувствительность технических решений, использующих исключительно кварцевое стекло для формирования ИФП. Чувствительность таких элементов, как правило, не превышает ~ 14 пм/°C [7]. Для повышения чувствительности предлагается использование различных материалов с повышенным термооптическим коэффициентом и/или коэффициентом теплового расширения. Так, в работе [8] представлен ИФП в виде кремниевого цилиндра, изготовленного по технологии глубинного

реактивного ионно-плазменного травления и прикрепленного к торцу оптического волокна, обладающий чувствительностью порядка $85 \text{ пм}/^\circ\text{C}$. В [9] представлен ИФП, сформированный путем частичного заполнения полидиметилсилоксаном (ПДМС) участка из полого волокна, температурная чувствительность которого достигала $\sim 650 \text{ пм}/^\circ\text{C}$. Схожий подход был продемонстрирован в [10], где для формирования интерферометра в полом волокне использовался полимерный клей Norland Optical Adhesive 65 (NOA65), отверждаемый ультрафиолетовым облучением, в результате чего был получен ИФП с температурной чувствительностью $\sim 2,87 \text{ нм}/^\circ\text{C}$. Общими недостатками использования полимерных материалов являются необходимость их стабилизации и обеспечение биосовместимости в биомедицинских приложениях. Другим примером ИФП с повышенной температурной чувствительностью ($\sim 430 \text{ пм}/^\circ\text{C}$) является герметичная полость внутри оптического волокна, заполненная этанолом [11], однако такой датчик более сложен в изготовлении.

В работе предложен интерферометр Фабри–Перо с повышенной температурной чувствительностью, изготовленный путем нанесения боросиликатного стекла на торец стандартного телекоммуникационного одномодового оптоволоконного с помощью микрокузницы. В первом разделе статьи приведена математическая модель интерферометра Фабри-Перо, во втором разделе представлен способ изготовления микротермометра на основе оптоволоконного ИФП, в третьем разделе представлены результаты экспериментальных исследований, в заключительном разделе приведены выводы по работе.

1. Математическая модель интерферометра Фабри–Перо

Интерферометр Фабри–Перо в общем случае представляет собой два соосных параллельных и обращенных друг к другу зеркала, между которыми формируется резонансная стоячая оптическая волна. В данном случае зеркалами служат границы раздела двух оптически прозрачных сред. Модель ИФП [12, 13] можно представить в виде структуры, состоящей из трех различных однородных слоев, сквозь которые распространяется плоская монохроматическая оптическая волна. Разность показателей преломления сред вызывает частичное отражение волны на границах их разделов, формируя зеркала, что влечет за собой появление интерференции и резонанса. Коэффициент отражения излучения зависит от толщины формирующего интерферо-

метр слоя, диэлектрической и магнитной проницаемости сред, а также от длины волны падающего излучения. В результате прохождения широкополосного излучения через интерферометр Фабри–Перо его амплитуда периодически изменяется в зависимости от длины волны, что приводит к появлению выраженных максимумов и минимумов в спектре отражения ИФП.

Контролируя спектр отражения и положения максимумов интерферометра Фабри-Перо, возможно определять изменение показателя преломления (диэлектрической и магнитной проницаемости) слоев, составляющих ИФП, а также изменение длины интерферометра в результате внешнего воздействия.

Длина волоконно-оптического ИФП может быть как соизмерима с длиной волны излучения, так и много больше нее, диаметр оптоволокна не превышает нескольких десятков длины волны, а распространение света происходит вдоль сердцевины волокна, что оправдывает применение одномерной математической модели распространения плоской волны сквозь слоистую структуру (ИФП). Модель такой структуры представлена на рис. 1.

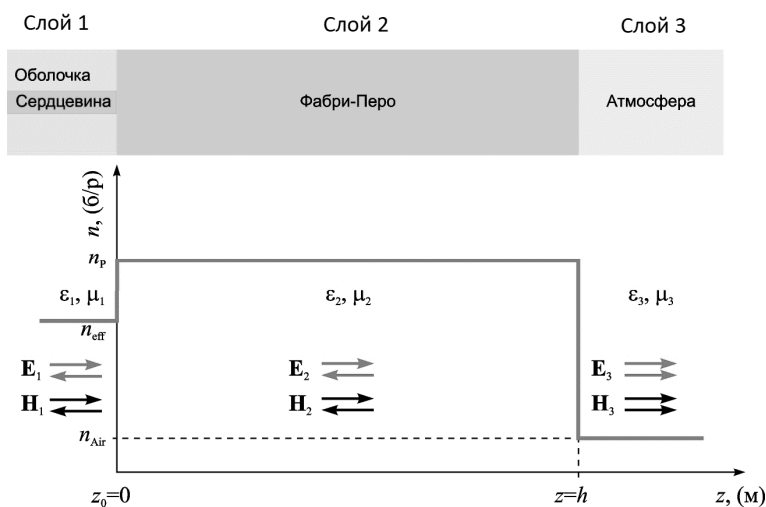


Рис. 1. Одномерная модель интерферометра Фабри–Перо (вверху), зависимость показателя преломления среды распространения света вдоль оси волокна (внизу)

Волоконно-оптический интерферометр Фабри–Перо открытого типа (см. рис. 1) состоит из трех слоев: оптическое волокно – «Слой 1», боросиликатное стекло – «Слой 2» и атмосфера – «Слой 3». Для

построения модели был применен математический аппарат матриц рассеяния и передачи [14]. Были построены матрица скачкообразного изменения параметров среды распространения (граница раздела между слоями 1 и 2), матрица рассеяния однородной среды внутреннего слоя ИФП (слой 2) и матрица скачкообразного изменения параметров среды распространения (граница раздела между слоями 2 и 3).

Матрица рассеяния сплошной среды внутреннего слоя резонатора (слой 2) является функцией длины волны излучения (λ), диэлектрической (ϵ) и магнитной (μ) проницаемости и толщины слоя (h):

$$\mathbf{S}_M^1(\lambda, \epsilon_2, \mu_2, h) = \begin{bmatrix} 0 & e^{-j \cdot h \cdot \gamma} \\ e^{-j \cdot h \cdot \gamma} & 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где параметр γ определяется как:

$$\gamma = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{2 \operatorname{Re} \epsilon_2 \cdot \operatorname{Re} \mu_2} \left(\sqrt{\sqrt{1 - \left(\frac{\operatorname{Im} \epsilon_2}{\operatorname{Re} \epsilon_2} \right)^2} + 1} - j \sqrt{\sqrt{1 - \left(\frac{\operatorname{Im} \epsilon_2}{\operatorname{Re} \epsilon_2} \right)^2} - 1} \right). \quad (2)$$

Матрицы скачкообразного изменения параметров среды распространения являются функциями диэлектрической и магнитной проницаемости смежных слоев:

$$\mathbf{S}_J^{12} = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{\epsilon_1 \mu_2} - \sqrt{\mu_1 \epsilon_2}}{\sqrt{\mu_1 \epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1 \mu_2}} & \frac{2 \cdot \sqrt[4]{\epsilon_1 \mu_1 \epsilon_2 \mu_2}}{\sqrt{\mu_1 \epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1 \mu_2}} \\ \frac{2 \cdot \sqrt[4]{\epsilon_1 \mu_1 \epsilon_2 \mu_2}}{\sqrt{\mu_1 \epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1 \mu_2}} & \frac{\sqrt{\epsilon_1 \mu_2} - \sqrt{\mu_1 \epsilon_2}}{\sqrt{\mu_1 \epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1 \mu_2}} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S}_J^{23} = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{\epsilon_2 \mu_3} - \sqrt{\mu_2 \epsilon_3}}{\sqrt{\mu_2 \epsilon_3} + \sqrt{\epsilon_2 \mu_3}} & \frac{2 \cdot \sqrt[4]{\epsilon_2 \mu_2 \epsilon_3 \mu_3}}{\sqrt{\mu_2 \epsilon_3} + \sqrt{\epsilon_2 \mu_3}} \\ \frac{2 \cdot \sqrt[4]{\epsilon_2 \mu_2 \epsilon_3 \mu_3}}{\sqrt{\mu_2 \epsilon_3} + \sqrt{\epsilon_2 \mu_3}} & \frac{\sqrt{\epsilon_2 \mu_3} - \sqrt{\mu_2 \epsilon_3}}{\sqrt{\mu_2 \epsilon_3} + \sqrt{\epsilon_2 \mu_3}} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

После определения матриц рассеяния каждого элемента ИФП формируются соответствующие им матрицы передачи:

$$\mathbf{T}_J^{12} = \frac{1}{(\mathbf{S}_J^{12})_{2,1}} \begin{pmatrix} -\|\mathbf{S}_J^{12}\| & (\mathbf{S}_J^{12})_{1,1} \\ -(\mathbf{S}_J^{12})_{2,2} & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T}_J^{23} = \frac{1}{(\mathbf{S}_J^{23})_{2,1}} \begin{pmatrix} -\|\mathbf{S}_J^{23}\| & (\mathbf{S}_J^{23})_{1,1} \\ -(\mathbf{S}_J^{23})_{2,2} & 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\mathbf{T}_M^2(\lambda) = \frac{1}{(\mathbf{S}_M^2(\lambda))_{2,1}} \begin{pmatrix} -\|\mathbf{S}_M^2(\lambda)\| & (\mathbf{S}_M^2(\lambda))_{1,1} \\ -(\mathbf{S}_M^2(\lambda))_{2,2} & 1 \end{pmatrix}.$$

В результате данных преобразований становится возможным определить матрицу передачи всего интерферометра путем последовательного перемножения матриц передачи его элементов:

$$\mathbf{T}^{\text{FP}}(\lambda) = \mathbf{T}_J^{12} \times \mathbf{T}_M^2(\lambda) \times \mathbf{T}_J^{23}. \quad (5)$$

Матрица рассеяния $\mathbf{S}^{\text{FP}}(\lambda)$ интерферометра Фабри–Перо получается путем преобразования его матрицы передачи $\mathbf{T}^{\text{FP}}(\lambda)$:

$$\mathbf{S}^{\text{FP}}(\lambda) = \frac{1}{(\mathbf{T}^{\text{FP}}(\lambda))_{2,2}} \begin{pmatrix} (\mathbf{T}^{\text{FP}}(\lambda))_{1,2} & \|\mathbf{T}^{\text{FP}}(\lambda)\| \\ 1 & (\mathbf{T}^{\text{FP}}(\lambda))_{2,1} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Элемент $(\mathbf{S}^{\text{FP}}(\lambda))_{1,1}$ результирующей матрицы рассеяния, определяет зависимость коэффициента отражения от границы ($z = 0$) интерферометра Фабри–Перо для излучения, идущего в положительном направлении вдоль оси Oz (со стороны слоя 1); элемент $(\mathbf{S}^{\text{FP}}(\lambda))_{2,2}$ определяет зависимость коэффициента отражения от границы ($z = h$) для излучения, идущего в отрицательном направлении вдоль оси Oz (со стороны слоя 3); элемент $(\mathbf{S}^{\text{FP}}(\lambda))_{1,2}$ определяет зависимость коэффициента пропускания излучения, проходящего в положительном направлении оси Oz ; элемент $(\mathbf{S}^{\text{FP}}(\lambda))_{2,1}$ определяет зависимость коэффициента пропускания излучения, проходящего в отрицательном направлении оси Oz .

2. Изготовление микротермометра

Для изготовления интерферометра Фабри–Перо использовались боросиликатные капилляры WPI 1B15OF-4 [15]. С помощью пуллера Флеминга–Брауна Sutter Instrument P-97 (рис. 2, а) [16] из капилляра вытягивалась микропипетка с удлиненным кончиком, которая использовалась в качестве заготовки для наплавления датчика на оптоволокно. В пуллере имеется нагревательная камера, при помощи которой происходит локальный нагрев стеклянного капилляра. В это же самое время к концам заготовки через зажимы прикладывается усилие на растяжение, за счет этого заготовка плавится и вытягивается. В зависимости от температуры нагрева, скорости и силы растяжения можно формировать микропипетки с заданными характеристиками.

Микропипетку закрепляли на микрокузнице, собранной по конструкции Фонбрюна (рис. 2, б) [17], которая оборудована механическим микроманипулятором, позволяющим перемещать нить накаливания в рабочей зоне микроскопа. На нить накаливания подается напряжение с трансформатора, регулируя ток которого можно контролировать температуру спирали. При помощи механизма препаратоводителя кончик стеклянной заготовки можно быстро устанавливать в зоне нагрева нити накаливания. Все операции при изготовлении микроинструментов на микрокузнице производят нитью накаливания. Стеклянная заготовка при этом, как правило, остается неподвижной и должна постоянно находиться в поле зрения микроскопа.

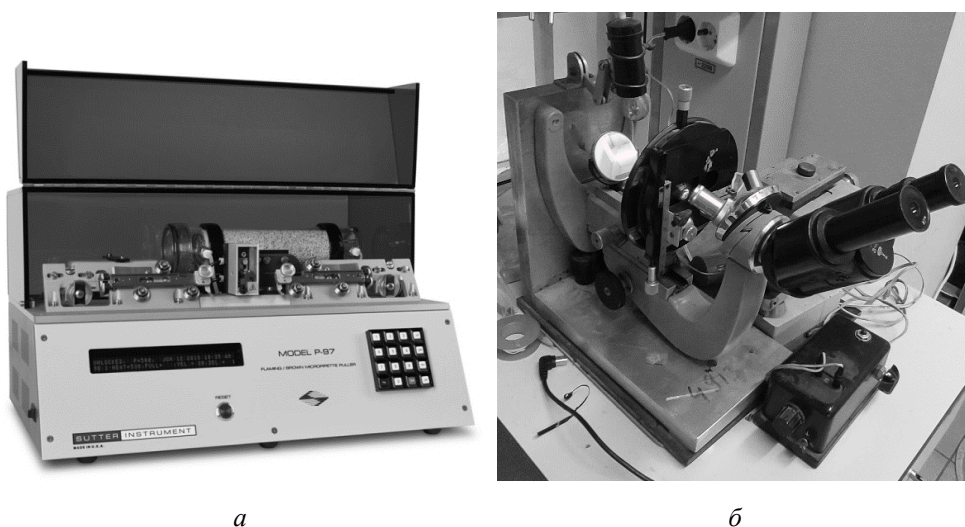


Рис. 2. Оборудование, используемое для изготовления боросиликатных интерферометров Фабри–Перо: пуллер Флеминга–Брауна Sutter Instrument P-97 [16] (а), микрокузница конструкции Фонбрюна (б)

На первом этапе на спирали формировалась капля из боросиликатного стекла за счет контакта заготовки с разогретой нитью накаливания. Затем вместо заготовки в препаратоводителе закрепляли стандартное телекоммуникационное одномодовое оптоволокно SMF-28 и формировали на торце интерферометр Фабри–Перо из боросиликатного стекла. Путем регулировки температуры и манипуляций спиралью с расплавленным стеклом возможно формировать интерферометры различной формы и геометрических размеров.

Таким образом были изготовлены два образца торцевых ИФП из боросиликатного стекла, которые представлены на рис. 3, отличающиеся друг от друга длиной интерферометра.

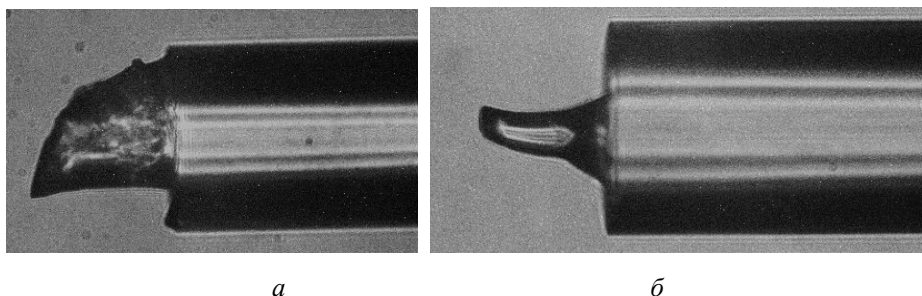


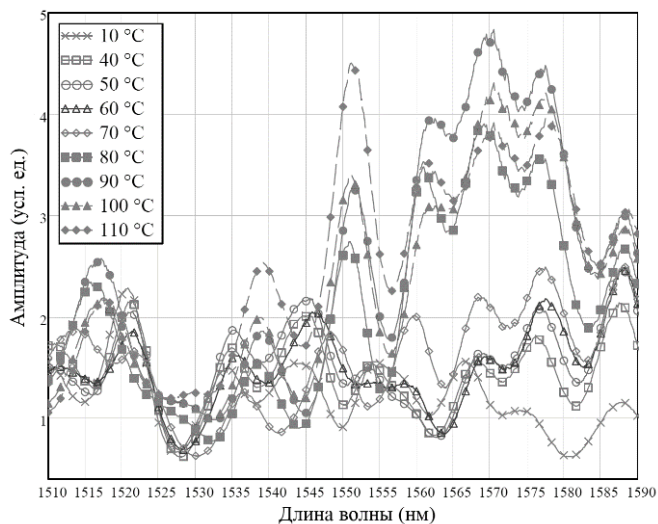
Рис. 3. Микрофотографии изготовленных образцов боросиликатного интерферометра Фабри–Перо: образец 1 (а), образец 2 (б)

3. Экспериментальное исследование микротермометра

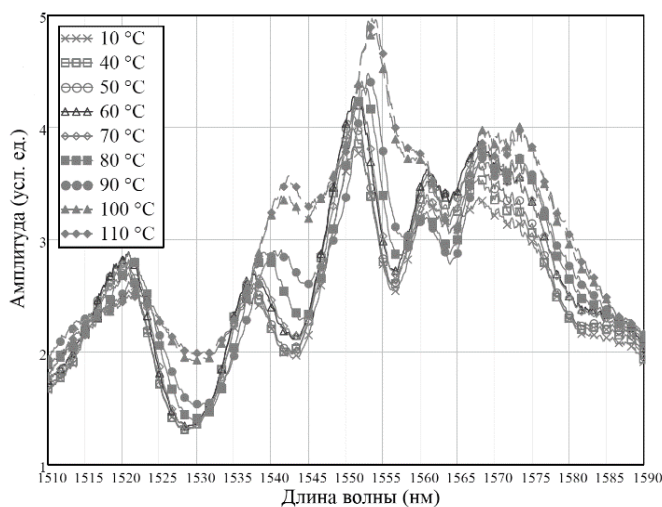
Экспериментальное исследование изготовленных образцов микротермометра проводилось с использованием сушильного шкафа СМ 50/250-250 ШС производства ООО «СПМ Климат», для регистрации спектрального отклика образцов использовался волоконно-оптический интеррогатор на основе спектрометра Ibsen I-MON-512, разработанный на кафедре РФМТ КНИТУ-КАИ [18].

В ходе эксперимента были получены спектральные отклики двух изготовленных образцов интерферометра Фабри–Перо при комнатной температуре (23 °С), а также при температурах от 40 до 110 °С с шагом 10 °С, что представлено на рис. 4. Необходимо отметить, что неравномерность амплитуд пиков отражения и пропускания обусловлена неидеальной однородностью материала интерферометра.

Для того чтобы оценить температурную чувствительность изготовленных образцов, были исследованы смещения пиков отражения в полученных спектрах. Так, у образца 1 исследовался пик вблизи 1537 нм, а у образца 2 – около 1540 нм. Результирующие зависимости длины волны пиков от температуры показаны на рис. 5. Таким образом, чувствительность смещения пика к температуре образца 1 составила порядка 42 пм/°С, а для образца 2 – порядка 37 пм/°С.



а



б

Рис. 4. Спектральные отклики изготовленных образцов интерферометра Фабри–Перо: образец 1 (*а*), образец 2 (*б*)

Другим важным параметром интерферометра Фабри–Перо, характеризующим его состояние, является свободный спектральный диапазон – интервал в длине волны между двумя последовательными пиками отражения (или пропускания) в его спектральном отклике. Графики зависимости свободного спектрального диапазона изготовленных образцов от температуры представлены на рис. 6.

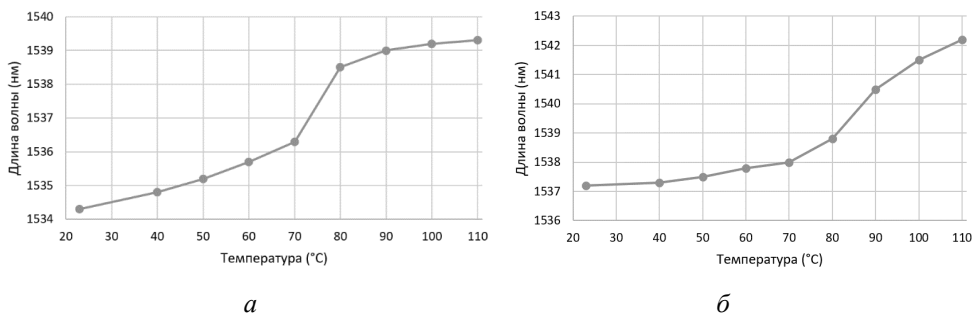


Рис. 5. Характеристики смещения пиков интерферометра Фабри–Перо от температуры: образец 1 (а), образец 2 (б)

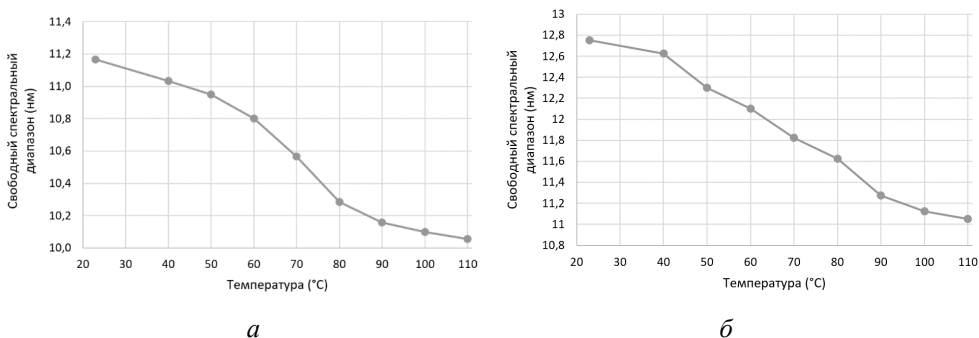


Рис. 6. Зависимости свободного спектрального диапазона интерферометров Фабри–Перо от температуры: образец 1 (а), образец 2 (б)

Как видно из рис. 6, свободный спектральный диапазон обоих образцов уменьшается с увеличением температуры, что обусловлено главным образом увеличением длины интерферометра вследствие теплового расширения материала. Причем свободный спектральный диапазон второго образца превышает таковой у первого образца, что объясняется меньшей изначальной длиной интерферометра.

Для верификации математической модели интерферометра Фабри–Перо, представленной в разделе 1, проведем моделирование спектрального отклика интерферометров, параметры которых соответствуют таковым у изготовленных образцов (таблица).

На рис. 7 представлены вычисленные спектральные отклики моделей обоих образцов интерферометра Фабри–Перо из боросиликатного стекла при температуре окружающей среды 23 °С.

Параметры моделирования исследованных образцов

Параметр	Образец 1	Образец 2
Длина интерферометра, мкм	70	62
Показатель преломления интерферометра	1,499	1,499
Показатель преломления оптического волокна	1,4587	1,4587
Показатель преломления окружающей среды	1	1
Термооптический коэффициент оптического волокна, K^{-1}	$8,6 \times 10^{-6}$	$8,6 \times 10^{-6}$
Термооптический коэффициент интерферометра, K^{-1}	$17,2 \times 10^{-6}$	$17,2 \times 10^{-6}$
Коэффициент теплового расширения интерферометра, K^{-1}	$6,3 \times 10^{-6}$	$6,3 \times 10^{-6}$

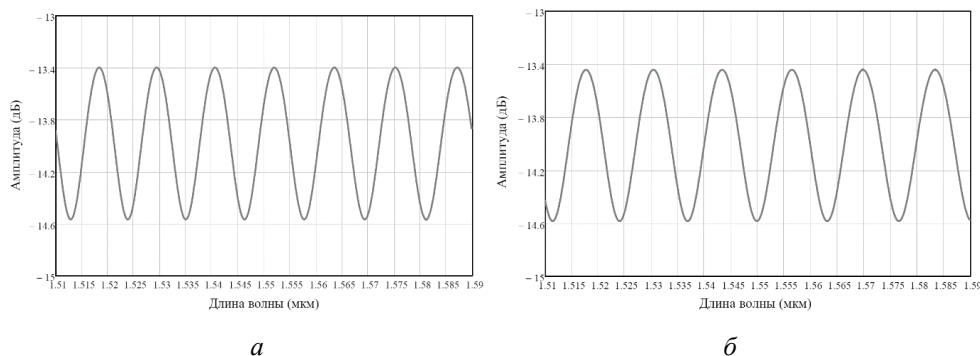


Рис. 7. Спектральные отклики отражения моделей интерферометров Фабри–Перо при температуре 23 °С: образец 1 (а), образец 2 (б)

Чувствительность смещения пика к температуре при моделировании интерферометра составила порядка 34 пм/°С, что согласуется с экспериментальными данными. Свободный спектральный диапазон образца 1 при температуре 23 °С составил 11,2 нм, а образца 2 – порядка 12,8 нм, что также соответствует экспериментальным данным.

Заключение

Предложенный волоконно-оптический интерферометр Фабри–Перо на основе боросиликатного стекла может быть использован в качестве датчика температуры. Процесс изготовления такого чувствительного элемента предполагает предварительное создание микропипетки из капилляра при помощи пуллера с последующим ее плавлением и нанесением боросиликатного стекла заготовки на торец одномодового оптического волокна. Результаты экспериментальных исследований двух изготовленных образцов интерферометра показали,

что оба образца имеют близкую температурную чувствительность спектральных откликов, которая значительно выше, чем чувствительность интерферометров на основе кварцевого стекла. Так, чувствительность смещения пика к температуре образца 1 составила порядка 42 пм/°С, а для образца 2 – около 37 пм/°С. Представлена математическая модель интерферометра на основе метода матриц рассеяния и передачи, позволяющая вычислять спектральные отклики интерферометров с любыми наперед заданными параметрами. Результаты моделирования согласуются с данными эксперимента и подтверждают корректность предложенной модели. К недостаткам представленного чувствительного элемента следует отнести сложность обеспечения повторяемости геометрических параметров интерферометра по существующей методике изготовления. На решение данной проблемы будут направлены дальнейшие исследования авторов. Также будут рассмотрены возможности применения других материалов для изготовления интерферометра с целью дальнейшего повышения температурной чувствительности. К достоинствам представленного интерферометра следует отнести биосовместимость, нечувствительность к влаге и электромагнитную нейтральность.

Благодарности

Изготовление датчиков проводилось при поддержке государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН.

Список литературы

1. Highly sensitive temperature sensor of fiber bragg grating on PbS-doped silica optical fiber / X. Pan, Y. Dong, J. Wen, Y. Huang, C. Deng, T. Wang // 26th International Conference on Optical Fiber Sensors, (OFS-26). Optica Publishing Group. – 2018. – Paper ThE1.
2. High-sensitivity temperature sensor based on long-period fiber grating / J. Ruan [et al.] // Optoelectronics Letters. – 2008. – Vol. 4, № 2. – P. 114–116.
3. Grattan K.T.V., Zhang Z.Y. Fiber optic fluorescence thermometry // Topics in Fluorescence Spectroscopy: Probe Design and Chemical Sensing / ed. J.R. Lakowicz. – Boston, MA: Springer US. – 1994. – P. 335–376.

4. Li J., Zhang M. Physics and applications of Raman distributed optical fiber sensing // *Light: Science & Applications*. – 2022. – Vol. 11, № 1. – P. 128.

5. Lee C.E., Taylor H.F. Fiber-optic Fabry–Perot temperature sensor using a low-coherence light source // *Journal of Lightwave Technology*. – 1991. – Vol. 9, № 1. – P. 129–134.

6. Interferometric fiber-optic temperature sensor with spiral polarization couplers / R. Cortés [et al.] // *Optics Communications*. – 1998. – Vol. 154, № 5. – P. 268–272.

7. High-temperature sensor based on Fabry–Perot interferometer in microfiber tip / Z. Chen [et al.] // *Sensors*. – 2018. – Vol. 18. – № 1. – P. 202.

8. Liu G., Han M., Hou W. High-resolution and fast-response fiber-optic temperature sensor using silicon Fabry–Pérot cavity // *Optics Express*. – 2015. – Vol. 23, № 6. – P. 7237–7247.

9. Highly sensitive PDMS-filled Fabry–Perot interferometer temperature sensor based on the Vernier effect / L. Hou [et al.] // *Applied Optics*. – 2019. – Vol. 58, № 18. – P. 4858–4865.

10. Ultrasensitive temperature sensor with cascaded fiber optic Fabry–Perot interferometers based on Vernier effect / J. Zhang [et al.] // *IEEE Photonics Journal*. – 2018. – Vol. 10, № 5. – P. 1–11.

11. Cao K., Liu Y., Qu S. Compact fiber biocompatible temperature sensor based on a hermetically-sealed liquid-filling structure // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25, № 24. – P. 29597–29604.

12. Applicability limits of the end face fiber-optic gas concentration sensor, based on Fabry-Perot interferometer / S.M.R.H. Hussein [et al.] // *Karbala International Journal of Modern Science*. – 2022. – Vol. 8, № 3. – P. 339–355.

13. Fano-type resonance structures based on combination of fiber Bragg grating with Fabry-Perot interferometer / A.Zh. Sakhabutdinov [et al.] // *Karbala International Journal of Modern Science*. – 2023. – Vol. 9, № 1.

14. Transfer-matrix approach to determining the linear response of all-fiber networks of cavity-QED systems / N. Németh [et al.] // *Physical Review Applied*. – 2020. – Vol. 13, № 6. – P. 064010.

15. Standard glass capillaries for laboratory research [Электронный ресурс]. – URL: <https://www.wpiinc.com/var-1953-standard-glass-capillaries.html> (дата обращения: 28.07.2023).

16. Sutter instrument company – P-97 flaming/brown micropipette puller [Электронный ресурс]. – URL: <https://www.sutter.com/MICROPIPETTE/p-97.html> (дата обращения: 28.07.2023).
17. Фонбрюн П. Методы микроманипуляции: пер. с франц. – М.: Иностранная лит-ра, 1951. – 168 с.
18. Algorithm of FBG spectrum distortion correction for optical spectra analyzers with CCD elements / V. Anfinogentov [et al.] // *Sensors*. – 2021. – Vol. 21, № 8. – P. 2817.

References

1. Pan X., Dong Y., Wen J., Huang Y., Deng C., Wang T. Highly sensitive temperature sensor of fiber bragg grating on PbS-doped silica optical fiber. *26th International Conference on Optical Fiber Sensors, (OFS-26)*. Optica Publishing Group, 2018, Paper ThE1.
2. Ruan J. et al. High-sensitivity temperature sensor based on long-period fiber grating. *Optoelectronics Letters*, 2008, vol. 4, no. 2, pp. 114-116.
3. Grattan K.T.V., Zhang Z.Y. Fiber optic fluorescence thermometry. *Topics in Fluorescence Spectroscopy: Probe Design and Chemical Sensing*. Ed. J.R. Lakowicz. Boston, MA, Springer US, 1994, pp. 335-376.
4. Li J., Zhang M. Physics and applications of Raman distributed optical fiber sensing. *Light: Science & Applications*, 2022, vol. 11, no. 1, p. 128.
5. Lee C.E., Taylor H.F. Fiber-optic Fabry–Perot temperature sensor using a low-coherence light source. *Journal of Lightwave Technology*, 1991, vol. 9, no. 1, pp. 129-134.
6. Cortés R. et al. Interferometric fiber-optic temperature sensor with spiral polarization couplers. *Optics Communications*, 1998, vol. 154, no. 5, pp. 268-272.
7. Chen Z. et al. High-temperature sensor based on Fabry–Perot interferometer in microfiber tip. *Sensors*, 2018, vol. 18, no. 1, p. 202.
8. Liu G., Han M., Hou W. High-resolution and fast-response fiber-optic temperature sensor using silicon Fabry–Pérot cavity. *Optics Express*, 2015, vol. 23, no. 6, pp. 7237-7247.
9. Hou L. et al. Highly sensitive PDMS-filled Fabry–Perot interferometer temperature sensor based on the Vernier effect. *Applied Optics*, 2019, vol. 58, no. 18, pp. 4858-4865.

10. Zhang J. et al. Ultrasensitive temperature sensor with cascaded fiber optic Fabry–Perot interferometers based on Vernier effect. *IEEE Photonics Journal*, 2018, vol. 10, no. 5, pp. 1-11.

11. Cao K., Liu Y., Qu S. Compact fiber biocompatible temperature sensor based on a hermetically-sealed liquid-filling structure. *Optics Express*, 2017, vol. 25, no. 24, pp. 29597-29604.

12. Hussein S.M.R.H. et al. Applicability limits of the end face fiber-optic gas concentration sensor, based on Fabry-Perot interferometer. *Karbala International Journal of Modern Science*, 2022, vol. 8, no. 3, pp. 339-355.

13. Sakhabutdinov A.Zh. et al. Fano-type resonance structures based on combination of fiber Bragg grating with Fabry-Perot interferometer. *Karbala International Journal of Modern Science*, 2023, vol. 9, no. 1.

14. Németh N. et al. Transfer-matrix approach to determining the linear response of all-fiber networks of cavity-QED systems. *Physical Review Applied*, 2020, vol. 13, no. 6, p. 064010.

15. Standard glass capillaries for laboratory research, available at: <https://www.wpiinc.com/var-1953-standard-glass-capillaries.html> (accessed 28 July 2023).

16. Sutter instrument company - P-97 flaming/brown micropipette puller, available at: <https://www.sutter.com/MICROPIPETTE/p-97.html> (accessed 28 July 2023).

17. Fonbriun P. *Metody mikromanipuliatsii*. Moscow: Inostrannaia literatura, 1951, 168 p.

18. Anfinogentov V. et al. Algorithm of FBG spectrum distortion correction for optical spectra analyzers with CCD elements. *Sensors*, 2021, vol. 21, no. 8, p. 2817.

Сведения об авторах

About the authors

АГЛИУЛЛИН Т.А.

e-mail: *taagliullin@mail.ru*

Кандидат технических наук, доцент кафедры радиопоники и микроволновых технологий, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань.

AGLIULLIN T.A.

e-mail: *taagliullin@mail.ru*

Associate Professor of the Department of Radiophotonics and Microwave Technologies, Candidate of Technical Sciences, Kazan National Research Technical University named after. A.N. Tupolev – KAI, Kazan.

САМИГУЛЛИН Д.В.

e-mail: *samid75@mail.ru*

Кандидат биологических наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией биофизики синаптических процессов, Казанский институт биохимии и биофизики ФИЦ, Казанский научный центр РАН, Казань.

SAMIGULLIN D.V.

e-mail: *samid75@mail.ru*

Head of the Laboratory of Biophysics of Synaptic Processes, Candidate of Biological Sciences, Senior Researcher, Kazan Institute of Biochemistry and Biophysics, Federal Research Center Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Kazan.

САХАБУТДИНОВА Л.А.

e-mail: *lyaisan.sahabutdinova@gmail.com*

Студент, Казанский инновационный университет им. В.Г. Тимирязова, Казань.

SAKHABUTDINOVA L.A.

e-mail: *lyaisan.sahabutdinova@gmail.com*

Student, Kazan Innovation University named after V.G. Timiryasova, Kazan.

КАИД М.Р.Т.М.

e-mail: *mkaid103@gmail.com*

Аспирант, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань.

KAID M.R.T.M.

e-mail: *mkaid103@gmail.com*

Postgraduate student, Kazan National Research Technical University named after. A.N. Tupolev – KAI, Kazan.

ВАЛЕЕВ Б.И.

e-mail: *kje.student@mail.ru*

Студент, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань.

VALEEV B.I.

e-mail: *kje.student@mail.ru*

Student, Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev – KAI, Kazan.

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Все авторы сделали эквивалентный вклад в подготовку публикации.

Получена: 25.08.2023

Одобрена: 01.09.2023

Принята к публикации: 04.09.2023

Conflict of Interest. The authors declare no conflict of interest.

Financing. The study was not sponsored.

Author Contributions. All authors have made an equivalent contribution to the publication.

Received: 25/08/2023

Approved: 01/09/2023

Accepted for publication: 04/09/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Волоконно-оптический датчик температуры на основе стеклянного интерферометра Фабри–Перо / Т.А. Аглиуллин, Д.В. Самигуллин, Л.А. Сахабутдинова, М.Р.Т.М. Каид, Б.И. Валеев // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 5. – С. 58–74.

Please cite this article in English as: Agliullin T.A., Samigullin D.V., Sakhabutdinova L.A., Qaid M.R.T.M., Valeev B.I. Fiber-optic temperature sensor based on glass Fabry–Perot interferometer // Applied photonics, 2023, no. 5, pp. 58-74.

УДК 535.5:530.182

**А.М. Брезгина², Д.Г. Ризванов², Н.С. Созонов²,
А.А. Оглезнев^{1,2}, А.В. Перминов¹**

¹Пермский национальный исследовательский политехнический
университет, Пермь, Россия

²ООО «Инверсия-Сенсор», Пермь, Россия

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВУЮЩИХ ФАКТОРОВ НА РАБОТУ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА ТЕМПЕРАТУРЫ

Представлены конструкция и результаты испытаний волоконно-оптического диэлектрического датчика температуры, предназначенного для использования в условиях воздействия внешнего электромагнитного поля и агрессивных сред.

Ключевые слова: волоконно-оптический датчик температуры, волоконная брэгговская решетка, электромагнитное поле, температурные испытания, абсолютная погрешность.

**A.M. Brezgina², D.G. Rizvanov², N.S. Sozonov²,
A.A. Ogleznev^{1,2}, A.V. Perminov¹**

¹Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation

²Inversion-Sensor, Perm, Russian Federation

INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF EXTERNAL FACTORS ON THE OPERATION OF A FIBER-OPTIC DIELECTRIC TEMPERATURE SENSOR

The article presents the design and test results of a fiber-optic dielectric temperature sensor intended for use under the influence of external electromagnetic field and aggressive environment.

Keywords: fiber-optic temperature sensor, fiber Bragg grating, electromagnetic field, temperature tests, absolute error.

Введение

В настоящее время возникает потребность в непрерывном мониторинге инженерных сооружений, например силовых трансформаторных установок, для повышения надежности их работы и уменьшения вероятности аварийной ситуации [1]. Силовой трансформатор

(СТ) является источником сильного внешнего электромагнитного поля. Силовые трансформаторы играют жизненно важную роль в системах цифровой электроэнергетики, а именно передачи энергии от источника до центра потребления. Диагностика производительности СТ на месте дает множество преимуществ для обеспечения передачи электроэнергии с высокой надежностью в соответствии с ГОСТ Р МЭК 61850, ГОСТ Р МЭК 60870, ГОСТ Р 51317 (МЭК 61000), ГОСТ Р 55191 (МЭК 60270) [2].

Невосприимчивость к электромагнитным помехам [3–8], высокая чувствительность, высокая изоляция, а также малые габариты оптического датчика делают его очень привлекательным для применения в мониторинге СТ. Кроме того, внутреннее пространство трансформатора заполняется трансформаторным маслом, являющимся агрессивной внешней средой, к которой, согласно [9–11], оптоволоконный датчик также устойчив.

Существуют известные зарубежные оптические системы мониторинга силовых трансформаторов таких известных компаний, как Qualitrol (США), НВМ FiberSensing (Португалия), MESSKO (Германия) и др. Но постепенное старение оборудования и ряд экономических и внешнеполитических причин делают актуальным необходимость импортозамещения волоконно-оптических датчиков температуры, применяемых в технических системах на территории Российской Федерации.

Целью работы является исследование диэлектрического датчика температуры (ДДТ) на основе волоконной брэгговской решетки (ВБР), предназначенного для работы в силовых трансформаторах.

ВБР представляет собой участок световода с периодическим изменением показателя преломления вдоль оси. ВБР отражает свет определенной длины волны. Она является одним из наиболее распространенных чувствительных элементов волоконно-оптических датчиков. В сравнении с традиционно применяемыми электрическими датчиками ВБР обладают рядом преимуществ: более компактны, не подвержены электромагнитным помехам, интегрируются в единое оптическое волокно [12]. Также можно выделить ряд преимуществ в сравнении с альтернативными отражающими элементами (интерференционными зеркалами, объемными дифракционными решетками): широкое разнообразие получаемых спектральных и дисперсионных характеристик, многие из которых могут быть реализованы только на

основе волоконных решеток показателя преломления, полностью волоконное исполнение, низкие оптические потери, относительная простота изготовления и т.д. [13].

1. Постановка задачи

Конструкция разработанного датчика приведена на рис. 1. Корпус датчика выполнен из гетинакса ГОСТ 2718-74. В корпус были добавлены два сквозных отверстия для фиксации с двух сторон чувствительного элемента и отверстие в центре корпуса для обеспечения непосредственного контакта с объектом и обеспечения полной полимеризации защитного покрытия. При разработке датчика было предложено два типа конструкции чувствительного элемента (ЧЭ): ВБР, закрепленная в керамической трубке, и ВБР, закрепленная в кварцевом капилляре. ВБР в кварцевом капилляре является стандартным исполнением чувствительного элемента и не требует дополнительного технического оснащения. В таком исполнении ВБР сверху покрывается клеомгерметиком, что может делать чувствительный элемент менее устойчивым к воздействию агрессивных сред. Поэтому было принято решение об использовании керамической трубки для фиксации ВБР и сравнении результатов испытаний двух типов конструкции.

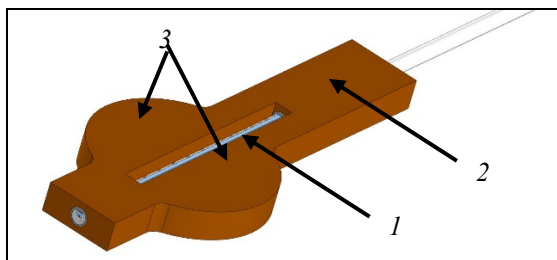


Рис. 1. Конструкция датчика: 1 – ВБР, 2 – диэлектрический корпус, 3 – монтажные уши

В рамках работы было изготовлено 2 типа образцов датчика, показанных на рис. 2, с применением различных материалов:

тип 1 – керамическая трубка с ВБР;

тип 2 – кварцевый капилляр с ВБР.

Произведенные датчики прошли градуировку в диапазоне температур от минус 30 до плюс 150 °С, по результатам которой максимальная абсолютная погрешность каждого образца не превышает 0,7 °С.



а



б

Рис. 2. Внешний вид ДДТ: а – тип 1; б – тип 2

Для фиксации показаний ДДТ были подключены к анализатору сигналов волоконно-оптических датчиков с погрешностью измерения ± 2 нм. Зависимости показаний ДДТ от показаний термометра сопротивления (испытания проводились совместно с ПТСВ-6м-3, имеющего регистрационный номер 57690-14 в государственном реестре средств измерений) аппроксимировались полиномом 4-го порядка (рис. 3) и определялись градуировочные коэффициенты методом наименьших квадратов.

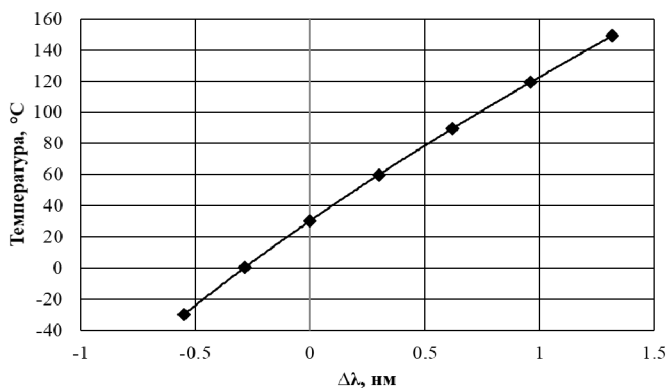


Рис. 3. Пример градуировочной кривой

На основании полученных градуировочных коэффициентов был выполнен пересчет показаний ДДТ (длины волн) в показания температуры, затем по формуле (1) была оценена абсолютная погрешность измерений:

$$\gamma = |T_{\text{ДДТ}} - T_{\text{ТС}}|, \quad (1)$$

где $T_{\text{ДДТ}}$ – значение температуры, полученное на основании измерений ДДТ; $T_{\text{ТС}}$ – значение температуры, полученное с термометра сопротивления.

2. Испытания макетных образцов

Условия эксплуатации датчика накладывают дополнительные требования к стабильности показаний датчика. Необходимо обеспечить устойчивость датчика к воздействию масляной среды трансформатора и электромагнитного поля.

Для проверки стабильности показаний в нефтепродуктах, одномодовое оптическое волокно с ВБР было погружено в бензин «Калоша» и выдержано в нем в течение двух суток. Спектры ВБР до и после воздействия агрессивной среды приведены на рис. 4. В результате воздействия длина волны осталась неизменной, что свидетельствует о невосприимчивости ВБР к воздействию бензина.

В линию «анализатор сигналов – ВБР» были внесены потери (на волокне была сделана петля диаметром 30 мм) для более наглядной демонстрации длины волны до и после испытания, поэтому спектр ВБР после воздействия бензина на графике ниже, чем спектр ВБР до воздействия бензина.

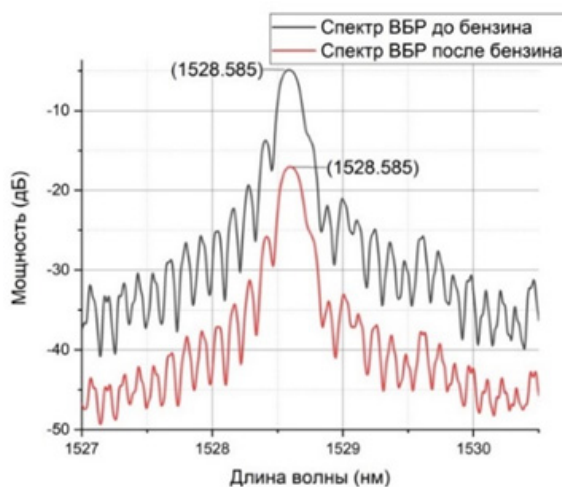


Рис. 4. Спектры ВБР до и после воздействия агрессивной среды

Испытания во внешнем электромагнитном поле проводились в кольцах Гельмгольца с изменением магнитной индукции катушек от 0 до 2,8 мкТл с шагом 0,28 мкТл. Датчики фиксировали температуру окружающей среды. При максимальном напряжении автотрансформатора показания датчика типа 1 изменились не более чем на 0,1 °С, что не превышает погрешности датчиков и может быть обусловлено реальным изменением температуры воздуха в помещении, показания датчика типа 2 не изменились.

Таким образом, проведенные испытания демонстрируют работоспособность датчика в условиях трансформатора.

3. Сравнительные испытания с зарубежными аналогами

Следующим этапом работы было проведение одновременных испытаний изготовленных датчиков с зарубежными аналогами (далее – датчика типа 3). Внешний вид датчика приведен на рис. 5. Корпус датчика выполнен из электроизоляционного картона. Чувствительный элемент ВБР защищен полиимидной трубкой.



Рис. 5. Внешний вид зарубежного диэлектрического датчика температуры

В результате испытаний характеристики разработанного диэлектрического датчика температуры не уступают зарубежным аналогам, а по абсолютной погрешности и рабочему температурному диапазону даже превосходят их. Результаты сравнительных испытаний приведены в таблице. Разработанные датчики имеют более широкий температурный диапазон и меньшую погрешность, что делает их более привлекательными для заказчика.

Сравнительные температурные испытания проводились в климатической камере в температурном диапазоне от –30 до +150 °С с использованием термометра сопротивлений ПТСВ-6м-3. Результаты теста приведены на рис. 6.

Как видно из рис. 6, зарубежный датчик (тип 3) дает более точные показания в области высоких температур, но в его рабочий диапазон не входят отрицательные температуры, что является существ-

венным преимуществом ДДТ (тип 1 и 2). ДДТ типа 1 показывает более предсказуемую (линейную) погрешность на различных температурных полках, чем ДДТ типа 2. Разница погрешностей ДДТ типа 1 и типа 2 не превышает 0,2 °С, что можно считать близкими и малыми по сравнению с заявленной погрешностью.

Сравнение заявленных характеристик датчиков

Наименование характеристики датчика	Значение	
	Тип 3	Тип 1, 2
Рабочий диапазон температур, °С	от +35 до +200	от -30 до +150
Абсолютная погрешность, не более, °С	1,2	0,7
Габариты, мм	55×12×4	60×24×4

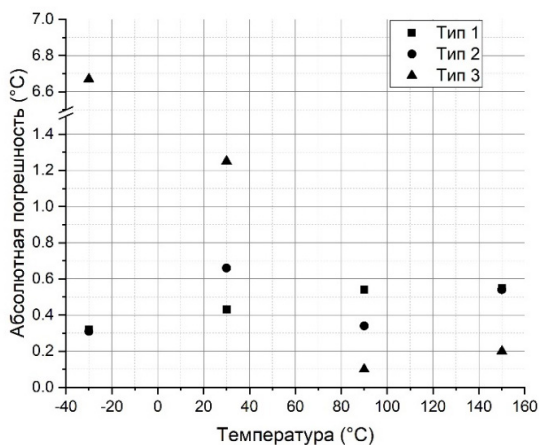


Рис. 6. Результаты сравнительного температурного теста (по оси абсолютной погрешности присутствует разрыв)

Разработанный в рамках данной работы оптоволоконный диэлектрический датчик температуры благодаря использованию специального клея для закрепления ВБР позволяет расширить диапазон рабочих температур датчика до -30 °С и сохранять точные показания до +150 °С.

Сравнительные испытания во внешнем электромагнитном поле проводились в кольцах Гельмгольца по ранее описанной методике. Изменение показаний зарубежного аналога (тип 3) также не превышает 0,1 °С. Таким образом, можно сделать вывод, что влияние электромагнитного поля на показания ДДТ и его зарубежного аналога пренебрежимо мало по сравнению с заявленной погрешностью.

Заключение

Разработано два типа диэлектрического датчика температуры (ДДТ) на основе волоконной брэгговской решетки (ВБР), предназначенного для работы в силовых трансформаторах при температурах окружающей среды от минус 30 до плюс 150 °С. Были изготовлены и испытаны опытные образцы двух типов разработанного датчика, проведена проверка на устойчивость к воздействию агрессивной среды, проведены сравнительные испытания с зарубежным аналогом, показывающие, что предложенные типы датчика имеют абсолютную погрешность не более 0,7 °С в заявленном диапазоне температур. Датчики с различным типом закрепления ВБР в корпусе показали близкие результаты во время проведения испытаний, из чего можно сделать вывод о незначительности этого параметра при разработке датчика температуры и возможности использования наиболее удобного в производстве типа чувствительного элемента, а именно кварцевого капилляра с ВБР.

Таким образом, предложенный датчик типа 2 полностью соответствует заявленным требованиям и может быть эффективно использован вместо импортного аналога в условиях внешнего электромагнитного поля и агрессивных сред силового трансформатора.

Список литературы

1. Русов В.А. Мониторинг сухих и маслонаполненных распределительных трансформаторов 6-35 кВ в условиях цифровых подстанций // Энергоэксперт. – 2019. – № 1(69). – С. 44–47.
2. Контроль температуры и геометрии шин обмоток силовых трансформаторов. Постановка задачи научных исследований / В.А. Иваненко, И.И. Нуреев, А.Ж. Сахабутдинов, Рус.Ш. Мисбахов, В.И. Артемьев, А.М. Телишев // Электроника, фотоника и киберфизические системы. – 2022. – Т. 2, № 4. – С. 79–85.
3. Чичев С.И., Глинкин Е.И. Новое применение оптического волокна в температурном мониторинге обмоток силовых трансформаторов // Вестник ТГУ. – 2011. – Т. 16, вып. 2. – С. 493–495.
4. Лазарев Г., Габриелян Ю., Новаковский А. Применение оптоволоконных систем для прямого измерения температуры высоковольтных силовых трансформаторов // Силовая электроника. – 2007. – № 4. – С. 92–95.

5. Optical fiber sensor-based detection of partial discharges in power transformers / Jiangdong Denga, Hai Xiaob, Wei Huoa, Ming Luob, Russ Maya, Anbo Wanga, Yilu Liua // Optics & Laser Technology. – 2001. – Vol. 33, № 5. – P. 305–311.

6. A novel GIS partial discharge detection sensor with integrated optical and UHF methods [Электронный ресурс] / Junhao Li, Xutao Han, Zehui Liu, Xiu Yao. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/7776945> (дата обращения: 18.04.2022).

7. Distributed partial discharge detection in a power transformer based on phase-shifted FBG [Электронный ресурс] / M.A. Guo-ming, Zhou Hong-yang, Shi Cheng, Li Ya-bo, Zhang Qiang, Li Cheng-rong, Zheng Qing. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8283621> (дата обращения: 18.04.2022).

8. A high sensitivity optical fiber interferometer sensor for acoustic emission detection of partial discharge in power transformer [Электронный ресурс] / Hong-yang Zhou, Guo-ming Ma, Meng Zhang, Han-chi Zhang, Cheng-rong Li. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8891750> (дата обращения: 18.04.2022).

9. Овчинникова И.А. Влияние агрессивных сред на конструктивные элементы оптических кабелей // Электросвязь. – 2013. – № 16. – С. 42–45.

10. Гарвичев В.Д. Волоконно-оптические измерители температуры для работы в условиях сильных электромагнитных помех: дис. ... канд. техн. наук / Санкт-Петербург. нац. исслед. ун-т информационных технологий, механики и оптики, СПб., 2016. – 168 с.

11. Волоконно-оптические сенсоры на основе резонанса затухающей моды для агрессивных жидкостей / Д.П. Судас, П.И. Кузнецов, Г.Г. Якушева, Е.А. Савельев // ВКВО-2021 – Волоконно-оптические датчики. Спецвып. Фотон-Экспресс-Наука-2021. – 2021. – № 6. – С. 286–287.

12. Применение волоконных брэгговских решеток для определения деформации авиационных и строительных конструкций из полимерных композиционных материалов / В.В. Махсидов, Л.А. Кашарина, А.А. Евдокимов, А.Е. Раскутин // Прикладная фотоника. – 2017. – Т. 4, № 4. – С. 258–271.

13. Волоконные решетки показателя преломления и их применения / С.А. Васильев, О.И. Медведков, И.Г. Королев, А.С. Божков, А.С. Курков, Е.М. Дианов // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 12. – С. 1085–1103.

References

1. Rusov V.A. Monitoring sukhikh i maslonapolnennykh raspredelitel'ny transformatorov 6-35 kV v usloviakh tsifrovyykh podstantsii [Monitoring of dry and oil-filled distribution transformers 6-35 kV in digital substations]. *Energoekspert*, 2019, vol. 1, no. 69, pp. 44-47.

2. Ivanenko V.A., Nureev I.I., Sakhabutdinov A.Z., Misbakhov R.S., Artem'ev V.I., Telishev A.M. Kontrol' temperatury i geometrii shin obmotok silovykh transformatorov. Postanovka zadachi nauchnykh issledovaniy [Monitoring the temperature and geometry of the busbars of the windings of power transformers. Statement of the scientific research problem]. *Electronics, photonics and cyber-physical systems*, 2022, vol. 2, no. 4, pp. 79-85.

3. Chichev S.I., Glinkin E.I. Novoe primeneniye opticheskogo volokna v temperaturnom monitoringe obmotok silovykh transformatorov [New application of optical fiber in temperature monitoring of power transformer windings]. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta*, 2011, vol. 16, iss. 2, pp. 493-495.

4. Lazarev G., Gabrielian Iu., Novakovskii A. Primeniye optovolokonnykh sistem dlia priamogo izmereniia temperatury vysokovol'tnykh silovykh transformatorov [Application of fiber optic systems for direct temperature measurement of high-voltage power transformers]. *Silovaia elektronika*, 2007, no. 4, pp. 92-95.

5. Deng J., Xiao H., Huo W., Luo M., May R., Wang A., Liu Y. Optical fiber sensor-based detection of partial discharges in power transformers. *Optics & Laser Technology*, 2001, vol. 33, no. 5, pp. 305-311.

6. Li J., Han X., Liu Z., Yao X. A novel GIS partial discharge detection sensor with integrated optical and UHF methods, available at: <https://ieeexplore.ieee.org/document/7776945> (accessed 18 April 2022).

7. Ma G.-M., Zhou H.-Y., Shi C., Li Y.-B., Zhang Q., Li C.-R., Zheng Q. Distributed partial discharge detection in a power transformer based on phase-shifted FBG, available at: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8283621> (accessed 18 April 2022).

8. Zhou H.-Y., Ma G.-M., Zhang M., Zhang H.-C., Li C.-R. A high sensitivity optical fiber interferometer sensor for acoustic emission detection of partial discharge in power transformer, available at: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8891750> (accessed 18 April 2022).

9. Ovchinnikova I.A. Vliianie agressivnykh sred na konstruktivnye elementy opticheskikh kabelei [The influence of aggressive environments on structural elements of optical cables]. *Elektrosviaz'*, 2013, no. 16, pp. 42-45.

10. Garvichev V.D. Volokonno-opticheskie izmeriteli temperatury dlia raboty v usloviakh sil'nykh elektromagnitnykh pomekh [Fiber optic temperature meters for high electromagnetic interference environments]. Ph. D thesis. *Saint Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2016, 168 p.

11. Sudas D.P., Kuznetsov P.I., Iakusheva G.G., Savel'ev E.A. Volokonno-opticheskie sensory na osnove rezonansa zatukhaiushchei mody dlia agressivnykh zhidkosti [Fiber-optic sensors based on decaying mode resonance for aggressive liquids]. *All-Russian Conference on Fiber Optics - 2021, (ARCFO-2021)*. Foton Ekspress, 2021, vol. 6, no. 174, pp. 286-287.

12. Makhsidov V.V., Kasharina L.A., Evdokimov A.A., Raskutin A.E. Primenenie volokonnykh breggovskikh reshetok dlia opredeleniia deformatsii aviatsionnykh i stroitel'nykh konstruksii iz polimernykh kompozitsionnykh materialov [Application of fibre bragg gratings for strain measurement of aviation and building structures based on polymer matrix composite]. *Applied Photonics*, 2017, vol. 4, no. 4, pp. 258-271.

13. Vasil'ev S.A., Medvedkov O.I., Korolev I.G., Bozhkov A.S., Kurkov A.S., Dianov E.M. Volokonnye reshetki pokazatel'ia prelomleniia i ikh primeneniia [Refractive index fiber gratings and their applications]. *Kvantovaya Elektronika*, 2005, vol. 35, no. 12, pp. 1085-1103.

Сведения об авторах

БРЕЗГИНА А.М.

e-mail: brezgina@i-sensor.ru

Аспирантка кафедры, инженер-конструктор 2-й категории ООО «Инверсия-Сенсор», ЛИНС Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ».

РИЗВАНОВ Д.Г.

e-mail: rizvanov@i-sensor.ru

Начальник КБ по датчикам на основе ВБР ООО «Инверсия-Сенсор», г. Пермь.

About the authors

BREZGINA A.M.

e-mail: brezgina@i-sensor.ru

Design engineer 2 cat. LLC "Inversion-Sensor", post-graduate student of the LINS Department of SPbSETU "LETI".

RIZVANOV D.G.

e-mail: rizvanov@i-sensor.ru

Head of the Design Bureau for sensors based on UBR LLC "Inversion-Sensor".

СОЗОНОВ Н.С.

e-mail: sozonov@i-sensor.ru

Инженер-конструктор 2-й категории
ООО «Инверсия-Сенсор», г. Пермь.

SOZONOV N.S.

e-mail: sozonov@i-sensor.ru

Design engineer 2 cat. LLC "Inversion-Sensor".

ОГЛЕЗНЕВ А.А.

e-mail: ogleznev@i-sensor.ru

Технический директор ООО «Инверсия-Сенсор», г. Пермь.

OGLEZNEV A.A.

e-mail: ogleznev@i-sensor.ru

Technical Director LLC "Inversion-Sensor".

ПЕРМИНОВ А.В.

e-mail: perminov1973@mail.ru

Доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой «Общая физика» Пермского национального исследовательского политехнического университета, г. Пермь.

PERMINOV A.V.

e-mail: perminov1973@mail.ru

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Department of General Physics of Perm National Research Polytechnic University.

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Все авторы сделали эквивалентный вклад в подготовку публикации.

Получена: 31.08.2023

Одобрена: 06.09.2023

Принята к публикации: 10.09.2023

Financing. The study was not sponsored.

Conflict of Interest. The authors declare no conflict of interest.

Author Contributions. All authors have made an equivalent contribution to the publication.

Received: 31/08/2023

Approved: 06/09/2023

Accepted for publication: 10/09/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Исследование влияния внешних воздействующих факторов на работу волоконно-оптического диэлектрического датчика температуры / А.М. Брезгина, Д.Г. Ризванов, Н.С. Созонов, А.А. Оглезнев, А.В. Перминов // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 5. – С. 75–86.

Please cite this article in English as: Brezgina A.M., Rizvanov D.G., Sozonov N.S., Ogleznev A.A., Perminov A.V. Investigation of the influence of external factors on the operation of a fiber-optic dielectric temperature sensor // Applied photonics, 2023, no. 5, pp. 75-86.

УДК 621.373.826

**О.А. Горбунов^{1,2}, И.Д. Ватник^{1,2}, Е.В. Подвиллов²,
С.В. Смирнов¹, Д.В. Чуркин¹**

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

²Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

**ЧИСЛЕННОЕ ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ГЕНЕРАЦИИ
И ЗАТУХАНИЯ УЗКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ МОД В ИЗЛУЧЕНИИ
ВОЛОКОННОГО ВКР-ЛАЗЕРА СО СЛУЧАЙНО
РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ**

Исследуется влияние нелинейных эффектов, а именно вырожденного четырехволнового смешения, на динамику возникновения и затухания узких спектральных мод, возникающих в излучении волоконного ВКР-лазера со случайно распределенной обратной связью.

Ключевые слова: волоконные лазеры со случайно распределенной обратной связью, модовая динамика, четырехволновое смешение.

**O.A. Gorbunov^{1,2}, I.D. Vatnik^{1,2}, E.V. Podivilov²,
S.V. Smirnov¹, D.V. Churkin¹**

¹Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russian Federation

²Institute of Automation and Electrometry, Novosibirsk, Russian Federation

**NUMERICAL STUDY OF GENERATION MECHANISMS
OF NARROW SPECTRAL MODES, EMERGING IN A RAMAN
FIBER LASER WITH RANDOMLY DISTRIBUTED FEEDBACK**

The present paper discusses possible influence of nonlinear effects, namely – the degenerate four-wave mixing process – upon the build-up and attenuation of narrow spectral modes, emerging in radiation of a Raman fiber laser with randomly distributed feedback.

Keywords: Raman fiber laser with randomly distributed feedback, mode dynamics, four-wave mixing.

Лазеры с распределенными случайным образом в пространстве усилением и/или обратной связью, впервые описанные применительно к лазеру на красителях в [1], получили название случайных лазеров и в дальнейшем активно изучались. Генерация подобного типа была продемонстрирована в полупроводниковых [2], твердотельных [3],

волоконных [4] лазерах. Случайные лазеры продолжают активно изучаться [5]. Стоит особо отметить реализацию волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью (ВЛ СРОС) за счет слабого рэлеевского рассеяния [6], обладающего высокими характеристиками при простой конструкции. Известно, что спектр ВЛ СРОС высоко над порогом генерации, как правило, имеет гладкую форму и большую ширину – порядка 1 нм и более. Основным механизмом уширения спектра является нелинейный процесс четырехволнового смещения [7]. Но вблизи порога генерации, где интенсивность излучения мала, нелинейность оказывает лишь слабое влияние на процесс генерации, нетривиальным образом взаимодействуя с процессами усиления, рэлеевского рассеяния и затухания.

Экспериментально было установлено, что в некоторых случаях наблюдался линейчатый спектр генерации, состоявший из очень узких, шириной порядка 1 МГц или менее, локализованных мод, генерируемых в случайных спектральных позициях [8, 9]; интенсивность мод превышала непрерывный фон на один и более порядок величины, так что моды было возможно наблюдать как классическими дифракционными спектрометрами, так и специальными методами на основе лазерного гетеродинамирования. Данный результат хорошо согласуется с качественным представлением волоконного световода как континуума резонаторов типа Фабри–Перо, суперпозиция отражений от которых формирует стохастический спектр из узких спектральных мод [10]. При этом каждый из резонаторов является предельно низкодобротным, – эффективный коэффициент отражения, обусловленный рэлеевским рассеянием в обратном направлении, составляет величину порядка 10^{-4} , но их большое число формирует эффективный спектрально-селективный оптический элемент, определяющий частоты и форму линий генерации. В упрощенном виде эта модель аналитически описана в [8], где рассчитан соответствующий спектр резонатора; средний межмодовый интервал для 8-километрового отрезка волокна составил 26,5 кГц.

Приведенная модель, однако, не может описать весь спектр свойств генерируемых мод. В первую очередь, экспериментально установленное время жизни локализованных мод составляло величину порядка 10 мс, что соответствовало нескольким десяткам периодов двойного обхода волокна [9, 11]. Очевидно, что в приведенной модели время жизни моды должно формально быть бесконечно большим.

Чтобы устранить данное несоответствие, в [8] обговаривается влияние термических и акустических шумов, приводящих к рассинхронизации моды и резонатора. Ни в коей мере не оспаривая влияние данных эффектов, следует заметить, что только их учета, по всей видимости, недостаточно для полного описания спектральных свойств излучения. В частности, не производилась проверка количественного сопоставления времени жизни моды с характерным временем флуктуаций. Также данная модель учитывает лишь свойства рэлеевского рассеяния, в то время как при генерации излучения в волоконном резонаторе роль в общем случае играют и другие факторы, упомянутые выше. Более того, нетривиальная динамика каждой локализованной моды показывает, что для описания ее эволюции требуется анализ всего спектра взаимодействий: ВКР (т.е. усиления за счет взаимодействия с волной накачки), рэлеевского рассеяния, нелинейности и хроматической дисперсии среды. Анализ вклада различных механизмов позволит яснее представить физическую картину формирования спектра излучения ВЛ СРОС вблизи порога генерации.

В представленной работе производилось численное моделирование генерации излучения в ВЛ СРОС с целью изучения механизмов, ответственных за генерацию локализованных узких спектральных мод. Моделирование заключалось в численном интегрировании итерационным методом с разделением физических процессов системы нелинейных уравнений Шрёдингера [12] и учитывало основные физические механизмы взаимодействия волн накачки и генерации в резонаторе: ВКР-усиление, рэлеевское рассеяние, нелинейные эффекты, дисперсию групповых скоростей. Фазовая кросс-модуляция (ФКМ) между волнами накачки и генерации не учитывалась ввиду большой разницы групповых скоростей волн. С применением данного подхода в [13] было получено количественное согласие с экспериментом, однако в подробностях изучался только режим генерации высоко над порогом с гладким спектром. В отличие от [13] нами использовалась модель «замороженных» фаз: в каждой точке волокна фаза рассеянной волны была постоянна во времени (т.е. не менялась при переходе к следующей итерации), но статистически независима от фазы рассеяния в соседней точке. Таким образом, моделировалась генерация при отсутствии каких-либо внешних шумов.

Параметры моделирования были следующими: длина волокна $L = 11$ км, длина волны для волн накачки (индекс «р») и генерации (индекс «s») $\lambda_p = 1455$ нм и $\lambda_s = 1550$ нм, хроматическая дисперсия $\beta_{2p}=17,9$ пс²·км⁻¹, $\beta_{2s}=7,18$ пс²·км⁻¹, коэффициенты затухания $\alpha_p = \alpha_s = 0,2$ дБ·км⁻¹, усиления $g_p = 0,39$ Вт⁻¹·км⁻¹, нелинейности $\gamma_p = 3,5$ Вт⁻¹·км⁻¹ (соответствующие величины для волны генерации вычислялись по закону λ^{-1}) и рэлеевского рассеяния $\epsilon = 1,95 \cdot 10^{-4}$ дБ·км⁻¹. Шаг спектральной сетки составлял 44 МГц или 0,35 нм, полное число точек численной сетки – 2^{16} . Мощностные характеристики лазера, включая значение порога генерации, находились в количественном согласии с расчетами по балансной модели.

Моделирование подтвердило, что спектр вблизи порога генерации (мощность накачки 1,7 Вт, мощность генерации $I = 12$ мВт), является линейчатым с узкими модами, ширина которых определяется шагом численной сетки (рис. 1, а). Этот результат доказывает, что используемая модель способна корректно описывать узкополосную генерацию ВЛ СРОС. При этом полученная картина не представляет собой шумоподобный спектр со стохастическими всплесками интенсивности: сохраняя спектры после двух и более последовательных итераций (т.е. спустя время двойного обхода световода или 105,6 мкс), мы увидим регулярную эволюцию мод на фиксированных частотах (см. рис. 1, а).

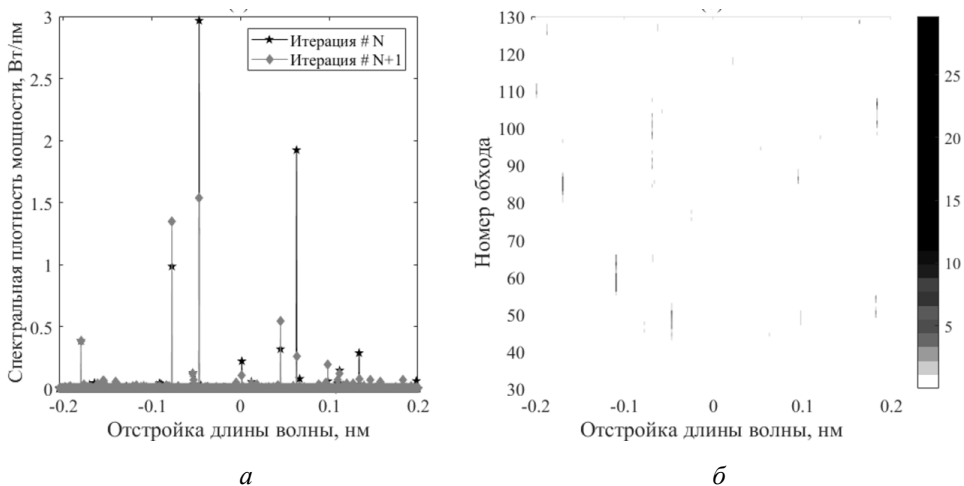


Рис. 1. Характерные спектры генерации лазера для двух последовательных обходов световода (а) и спектрограмма вблизи порога генерации (б)

Сохраняя аналогичным образом набор спектров после большого числа итераций (100 в данном случае), можно построить спектрограмму с окном, равным времени полного обхода световода (рис. 1, б). Из нее видно, что моды, рождаясь, существуют конечное время; характерное время жизни составляет десять обходов резонатора или 1 мс. Данный результат существенен сам по себе, так как показывает, что в численной модели, свободной от внешних шумов, время жизни моды оказывается конечным, т.е. определяется процессами ВКР-усиления, рэлеевского рассеяния и нелинейностью. Это существенно уточняет результаты, изложенные в [8]. В свою очередь, этот результат ставит вопрос о физических механизмах, ответственных за динамику изменения мод, в частности, – их затухания.

Очевидно, что при фиксированном номере обхода «горизонтальный срез» (см. рис. 1, б) дает спектр излучения. «Вертикальный срез», в свою очередь, показывает динамику изменения интенсивности отдельно выбранной моды по времени с шагом, равным времени двойного обхода резонатора.

Прежде всего стоит заметить, что дисперсия в околороговом режиме работы лазера играет незначительную роль и не оказывает существенного влияния на динамику мод. Действительно, при ширине моды Δ в один шаг численной сетки, равный 44 МГц (см. рис. 1, а), дисперсионная длина равна примерно $L_D \sim (\beta_{2p} \Delta^2)^{-1} \approx 0,72 \cdot 10^8$ км, что на 7 порядков превышает длину волокна. В то же время оценка для нелинейной длины при указанной выше мощности генерации 12 мВт дает результат $L_{NL} = (\gamma_s \cdot I)^{-1} \approx 25$ км, что уже соизмеримо с длиной волокна. Таким образом, рассмотрение нелинейных эффектов необходимо при изучении динамики локализованных мод.

Можно оценить величину нелинейного набега фаз конкретной моды, вызванного эффектом фазовой самомодуляции (ФСМ). Набег нелинейной фазы $\delta\varphi_{NL}$ на длине δz дается выражением $\delta\varphi_{NL} \approx \gamma \cdot I(z) \cdot \delta z$, где $I(z)$ – мощность моды, откуда, интегрируя по всему световоду и всем проходам, получаем $\varphi_{NL} = \int \delta\varphi_{NL} \approx \gamma_s \cdot I \cdot L_{\text{eff}}$, где I – некоторая средняя мощность, характеризующая данную спектральную гармонику, а L_{eff} – эффективная длина, определяемая значением коэффициентов усиления и затухания. Расчет для наиболее интенсивной моды (отстройка –0,494 нм) дал значение $\varphi_{NL} \approx 1,24$. Для менее интенсивных мод значение φ_{NL} меньше на порядок или более, но учет ФКМ между ними и интенсивной модой дает тот же результат. И хотя сам по себе

нелинейный набег фаз в данном случае не приводит к уширению моды (фактически это одночастотный сигнал, и добавление нелинейной фазы приводит лишь к эффективному сдвигу частоты, много меньшему, чем шаг спектральной сетки), но он косвенно характеризует эффективность четырехволнового смешения (ЧВС). Действительно, вклад в генерацию амплитуды антистоксовой компоненты за счет вырожденного ЧВС (т.е. при превращении двух фотонов с частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ в стоксову и антистоксовую компоненту с частотами ω_3 и ω_4) имеет вид $\delta A_a \approx i\gamma \cdot |A_0|^2 \cdot A_s \cdot \delta z$, где A описывают огибающую амплитуды поля, индексы 0 , s и a относятся к исходной моде и генерируемым стоксовой и антистоксовой компоненте. Тогда оценка для нарастания интенсивности антистоксовой волны до амплитуды стоксовой дает $\Delta I_a \sim \gamma^2 (I_0 \cdot L_{\text{eff}})^2 \cdot I_s = I_s \cdot (\varphi_{NL})^2$. Если интенсивность I_s сравнима с интенсивностью I_0 , то вырожденное ЧВС может привести к значительному затуханию исходной моды за счет перераспределения ее энергии в стоксовую и антистоксовую волны.

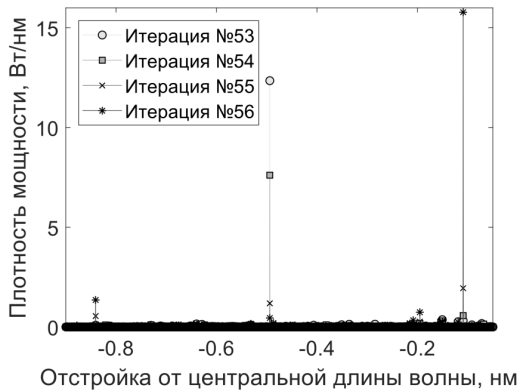


Рис. 2. Спектры лазера вблизи порога генерации, рассчитанные при последовательных итерациях

На рис. 2 приведен пример такого процесса при эволюции трех мод. Локализованная мода с отстройкой $-0,494$ нм – одна из наиболее интенсивных мод в спектре – монотонно затухает в течение примерно 10 обходов, и при этом происходит рост энергии в модах с отстройкой $-0,109$ и $-0,898$ нм. Частоты $\omega_i = 2\pi c / \lambda_i$ этих мод удовлетворяют соотношению $2\omega_0 = \omega_3 + \omega_4$ с точностью 10^{-7} , фактически на уровне погрешностей вычислений, что позволяет считать этот пример иллюстрацией процесса вырожденного ЧВС как механизма усиления и затухания мод. Тем не менее нужно учитывать, что на столь большом

масштабе (напомним, что один шаг по времени соответствует более чем 100 пс) он не может проявляться в изолированном виде, так как возможны, во-первых, и других процессы ЧВС с участием этих мод, во-вторых, колебания коэффициента усиления за счет флуктуаций излучения накачки приводят к изменению интенсивности исследуемых мод, не связанных с процессом вынужденного ЧВС. В частности, по этой причине диссипация энергии центральной моды не компенсируется в точности ростом интенсивности крайних, хотя в процессе ЧВС энергия должна сохраняться.

Резюмируя, в представленной работе с применением численного моделирования производилось изучение роли нелинейных эффектов в процессах генерации и затухания локализованных узких спектральных мод, наблюдающихся вблизи над порогом генерации волоконного лазера со случайной распределенной обратной связью. Оценка набега фаз за счет эффекта ФСМ показала, что можно ожидать значительной роли эффекта ЧВС при взаимодействии мод. Нам удалось проиллюстрировать этот тезис конкретным примером динамики трех мод, в котором за счет вынужденного эффекта ЧВС происходило перераспределение энергии от интенсивной центральной моды к двум крайним, расположенным симметричным образом относительно ее положения.

Список литературы

1. Laser action in strongly scattering media / N.M. Lawandy, R.M. Balachandran, A.S.L. Gomes, E. Sauvain // *Nature*. – 1994. – Vol. 368, № 6470. – P. 436–438.
2. Sol-gel ZnO-SiO₂ composite waveguide ultraviolet lasers / E.S.P. Leong, M.K. Chong, S.F. Yu, K. Pita // *IEEE Photonics Technol. Lett.* – 2004. – Vol. 16, № 11. – P. 2418–2420.
3. Noginov M.A. *Solid-State Random Lasers* // Springer Series in Optical Sciences. – New York, NY: Springer. – 2005. – Vol. 105.
4. Gagné M., Kashyap R. Demonstration of a 3 mW threshold Er-doped random fiber laser based on a unique fiber Bragg grating // *Opt. Express*. – 2009. – Vol. 17, № 21. – P. 19067–19074.
5. Recent advances and applications of random lasers and random fiber lasers / A.S.L. Gomes, A.L. Moura, C.B. de Araújo, E.P. Raposo // *Prog. Quantum Electron.* – 2021. – Vol. 78. – P. 100343.
6. Random distributed feedback fibre laser / S.K. Turitsyn, S.A. Babin, A.E. El-Taher [et. al.] // *Nat. Photonics*. – 2010. – Vol. 4, № 4. – P. 231–235.

7. Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser / S.A. Babin, D.V. Churkin, A.E. Ismagulov [et. al.] // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2007. – Vol. 24, № 8. – P. 1729–1738.
8. Tovar P., Temporão G., von der Weid J.P. Longitudinal mode dynamics in SOA-based random feedback fiber lasers // *Opt. Express.* – 2019. – Vol. 27, № 21. – P. 31001–31012.
9. Kirik A.E., Vatik I.D., Churkin D.V. Direct measurements of localized spectral modes in random distributed feedback fiber laser // *Results Phys.* – 2021. – Vol. 28. – P. 104651.
10. Fotiadi A. An incoherent fibre laser // *Nature Photon.* – 2010. – Vol. 4, № 4. – P. 204–205.
11. Ватник И.Д., Горбунов О.А., Чуркин Д.В. Поляризационная динамика узких спектральных мод волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью // *Письма в ЖЭТФ.* – 2023. – Т. 118, № 5. – С. 317–322.
12. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* // Academic Press. – San Diego. – 2001. – 467 p.
13. Smirnov S.V., Churkin D.V. Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedback fiber laser // *Opt. Express.* – 2013. – Vol. 21, no. 18. – P. 21236–21241.

References

1. Lawandy N.M., Balachandran R.M., Gomes A.S.L., Sauvain E. Laser action in strongly scattering media. *Nature*, 1994, vol. 368, no. 6470, pp. 436-438.
2. Leong E.S.P., Chong M.K., Yu S.F., Pita K. Sol-gel ZnO-SiO₂ composite waveguide ultraviolet lasers. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2004, vol. 16, no. 11, pp. 2418-2420.
3. Noginov M.A. *Solid-State Random Lasers*. Springer Series in Optical Sciences. New York, NY, *Springer*, 2005, vol. 105.
4. Gagné M., Kashyap R. Demonstration of a 3 mW threshold Er-doped random fiber laser based on a unique fiber Bragg grating. *Opt. Express*, 2009, vol. 17, no. 21, pp. 19067-19074.
5. Gomes A.S.L., Moura A.L., Araújo C.B., Raposo E.P. Recent advances and applications of random lasers and random fiber lasers. *Prog. Quantum Electron*, 2021, vol. 78, p. 100343.
6. Turitsyn S.K., Babin S.A., El-Taher A.E. et al. Random distributed feedback fibre laser. *Nat. Photonics*, 2010, vol. 4, no. 4, pp. 231-235.

7. Babin S.A., Churkin D.V., Ismagulov A.E. et al. Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, vol. 24, no. 8, pp. 1729-1738.

8. Tovar P., Temporão G., Weid J.P. Longitudinal mode dynamics in SOA-based random feedback fiber lasers. *Opt. Express*, 2019, vol. 27, no. 21, pp. 31001-31012.

9. Kirik A.E., Vatnik I.D., Churkin D.V. Direct measurements of localized spectral modes in random distributed feedback fiber laser. *Results Phys*, 2021, vol. 28, p. 104651.

10. Fotiadi A. An incoherent fibre laser. *Nature Photon.*, 2010, vol. 4, no. 4, pp. 204-205.

11. Vatnik I.D., Gorbunov O.A., Churkin D.V. Poliarizatsionnaia dinamika uzkiikh spektral'nykh mod volokonного VKR-lazera so sluchainoi raspredelennoi obratnoi sviaz'iu [Polarization dynamics of narrow spectral modes of a Raman fiber laser with random distributed feedback]. *JETP Letters*, 2023, vol. 118, no. 5, pp. 317-322.

12. Agrawal G.P. Nonlinear fiber optics. San Diego, Academic Press, 2001, 467 p.

13. Smirnov S.V., Churkin D.V. Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedback fiber laser. *Opt. Express*, 2013, vol. 21, no. 18, pp. 21236-21241.

Сведения об авторах

ГОРБУНОВ О.А.

e-mail: gorbunov_oa@nsu.ru

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории технологий фотоники и машинного обучения для сенсорных систем Новосибирского государственного университета, научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск.

About the authors

GORBUNOV O.A.

e-mail: gorbunov_oa@nsu.ru

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Research Fellow, Laboratory of photonics and machine learning, Novosibirsk State University, Research Fellow, Laboratory of fiber optics, Institute of Automation and Electrometry, Novosibirsk.

ВАТНИК И.Д.

e-mail: *ilya.vatnik@gmail.com*

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории технологий фотоники и машинного обучения для сенсорных систем Новосибирского государственного университета, научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск.

VATNIK I.D.

e-mail: *ilya.vatnik@gmail.com*

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Research Fellow, Laboratory of photonics and machine learning, Novosibirsk State University, Research Fellow, Laboratory of fiber optics, Institute of Automation and Electrometry, Novosibirsk.

ПОДИВИЛОВ Е.М.

e-mail: *kesha@iae.nsk.su*

Доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник тематической группы нелинейной оптики Института автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск.

PODIVILOV E.M.

e-mail: *kesha@iae.nsk.su*

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow, Laboratory of nonlinear optics, Institute of Automation and Electrometry, Novosibirsk

СМИРНОВ С.В.

e-mail: *SergeyV.Smirnov@gmail.com*.

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела лазерной физики и инновационных технологий Новосибирского государственного университета, г. Новосибирск.

SMIRNOV S.V.

e-mail: *SergeyV.Smirnov@gmail.com*.

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow, Laboratory of laser physics, Novosibirsk State University, Novosibirsk.

ЧУРКИН Д.В.

e-mail: *churkin@nsu.ru*.

Доктор физико-математических наук, проректор по научно-исследовательской деятельности Новосибирского государственного университета, г. Новосибирск.

CHURKIN D.V.

e-mail: *churkin@nsu.ru*.

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, vice rector for scientific research, Novosibirsk State University, Novosibirsk.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №19-12-00318-П, Новосибирский государственный университет). Работа выполнена при финансовой поддержке темы госзадания Института автоматизации и электрометрии СО РАН (№ гос. пер. 121030500067-5).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Все авторы сделали эквивалентный вклад в подготовку публикации.

Получена: 05.09.2023

Одобрена: 11.09.2023

Принята к публикации: 13.09.2023

Financing. This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 19-12-00318-P, Novosibirsk State University). The work was carried out with the financial support of the state task topic of the Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (state registration number 121030500067-5).

Conflict of Interest. The authors declare no conflict of interest.

Author Contributions. All authors have made an equivalent contribution to the publication.

Received: 05/09/2023

Approved: 11/09/2023

Accepted for publication: 13/09/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Численное изучение механизмов генерации и затухания узких спектральных мод в излучении волоконного ВКР-лазера со случайно распределенной обратной связью / О.А. Горбунов, И.Д. Ватник, Е.В. Подивилов, С.В. Смирнов, Д.В. Чуркин // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 5. – С. 87–97.

Please cite this article in English as: Gorbunov O.A., Vatnik I.D., Podivilov E.V., Smirnov S.V., Churkin D.V. Numerical study of generation mechanisms of narrow spectral modes, emerging in a raman fiber laser with randomly distributed feedback // Applied photonics, 2023, no. 5, pp. 87-97.

УДК 681.586.5

А.Н. Котов, А.Л. Гурашкин, А.А. Старостин, В.В. Шангин

Институт теплофизики Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия

ПРИМЕНЕНИЕ ТОРЦЕВОГО ОПТОВОЛОКОННОГО ДАТЧИКА ДЛЯ ТЕРМООПТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Обсуждаются принципы работы и особенности реализации разработанного оптоволоконного устройства для импульсной терморелефлектотометрии на базе внешнего интерферометра Фабри–Перо. Показана возможность изучения локальных тепловых процессов в приповерхностных слоях образцов по изменению термоотражения зондирующего излучения при импульсном лазерном нагреве. Сравнение экспериментальных данных с моделирующими расчетами показало преимущественное влияние механизма термодформаций в случае металлических образцов.

Ключевые слова: лазерный нагрев, поверхность, термооптический метод, волоконно-оптический датчик, термодформация, интерферометр Фабри–Перо.

A.N. Kotov, A.L. Gurashkin, A.A. Starostin, V.V. Shangin

The Institute of Thermal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy
of Sciences, Ekaterinburg, Russian Federation

APPLICATION OF END-FACE FIBER OPTIC SENSOR FOR THERMOOPTICAL RESEARCH

The principles of operation and implementation features of the developed fiber-optic device for pulsed thermoreflectometry based on an external Fabry-Perot interferometer are discussed. The possibility of studying local thermal processes in the near-surface layers of samples by changing the thermal reflection of probing radiation during pulsed laser heating is shown. Comparison of experimental data with modeling calculations showed the predominant influence of the thermal deformation mechanism in the case of metal samples.

Keywords: laser heating, surface, thermo-optical method, fiber-optic sensor, thermal deformation, Fabry–Perot interferometer.

Введение

Для решения задачи бесконтактного контроля приповерхностных слоев, покрытий в микроэлектронной технологии, изучения многокомпонентных структур и материалов может быть применен метод изучения локальных тепловых процессов, использующий сочетание принципов лазерной диагностики и метода оптической терморелефлек-

тометрии по методу «накачка–зондирование» («pump–probe»). Импульсное лазерное излучение (pump) возбуждает в образце температурную неоднородность, скорость релаксации которой несет информацию о теплофизических свойствах облучаемой области. Параметры температурной релаксации неоднородности определяются по синхронному с нагревающим импульсом изменению амплитуды отраженного излучения зондирующего (probe) лазера [1–8]. Изучение особенностей термоотражения при релаксации локальной температурной неоднородности в приповерхностном слое исследуемого материала позволяет определить закономерности изменения физических характеристик образца при действии различных внешних факторов, например, температуры и магнитного поля [2–4]. Зачастую такие исследования необходимо проводить на малых образцах в стесненных условиях малогабаритных измерительных ячеек в имеющихся установках без оптических окон, в связи с чем затруднено использование крупногабаритных оптических схем и оборудования. Другое применение термооптических измерений связано с возможностью контроля различных процессов лазерной термообработки поверхности изделий. Одно из достоинств лазерной обработки – это высокая пространственная разрешающая способность воздействия на материал. Она обеспечивает формирование структур или воздействие на функциональные элементы с микрометрическими размерами. Качество термообработки поверхности преимущественно зависит от строгости выполнения заданных режимов нагрева и охлаждения. Поэтому понятна необходимость разработки средств измерения быстропротекающих процессов при импульсной термообработке таких микроэлементов.

Для бесконтактных измерений быстроизменяющейся температуры широко используются оптические датчики на основе ряда термооптических эффектов [3]:

- тепловое излучение нагретого тела;
- температурная зависимость показателя преломления;
- температурное изменение коэффициента поглощения;
- температурное изменение коэффициента отражения в результате изменения преломления и поглощения, а также термодформации поверхности.

Для указанных эффектов термооптические коэффициенты имеют малые значения. Измерения возможны либо при больших перепадах

температуры, либо в особых случаях, например, на краю собственного оптического поглощения материала. Применение интерферометров позволяет увеличить чувствительность оптических схем для термооптических измерений. Однако с этой целью часто используются громоздкие схемы с крупногабаритной оптикой и сложной настройкой. Современное развитие оптических микротехнологий сделало возможным построение подобной системы для оценки локальных тепловых свойств образцов на базе оптоволоконных элементов [2]. Конфигурации низкокогерентной интерферометрии с волоконной оптикой позволяют миниатюризировать датчики и разместить их на некотором расстоянии от электроники [9,10]. В производственный процесс достаточно интегрировать только химически инертное, компактное и прочное оптическое волокно. Требуются относительно недорогие оптические компоненты, что делает эту технологию доступной. Целью данной работы является демонстрация возможностей сочетания низкокогерентной интерферометрии с волоконной оптикой для создания компактных датчиков контроля тепловых процессов при импульсной лазерной обработке.

Термооптический метод

Физические процессы, происходящие при лазерной импульсной обработке, отличаются большим разнообразием и зависят от плотности мощности лазерного излучения на поверхности. Импульсный лазерный нагрев сопровождается локальным тепловым расширением приповерхностного слоя основного материала, которое приводит к возникновению механических напряжений в нагреваемом слое [4–8]. Тепловое расширение происходит в тонком приповерхностном слое толщиной порядка $(a\tau)^{1/2}$, где a – температуропроводность материала поверхностного слоя, τ – длительность импульса излучения (для микросекундного импульса $(a\tau)^{1/2}$ составляет величину порядка единиц микрометров). В результате имеет место ускоренное смещение центра массы этого слоя. Радиальное тепловое расширение упругого слоя приводит к возникновению в нем термических напряжений сжатия и деформации поверхности. Максимальные значения температуры, напряжения и деформации достигаются в центре облучаемой площадки и должны контролироваться для выполнения заданных режимов термообработки.

Термооптические методы используют различные вторичные эффекты, возникающие при поглощении импульса излучения образцом [3, 4]. В случае термоотражения от «теплового зеркала» обеспечивается высокое пространственное разрешение [5, 6]. Метод заключается в обнаружении изменений отражения образца, вызванных нагревом. Наиболее значимые изменения происходят в результате термооптических и термоупругих эффектов. Чтобы определить слабые изменения в отраженном излучении, в экспериментальную установку включается интерферометр. Он служит для обнаружения изменения показателя преломления и смещения поверхности образца при изменении температуры. Изменение оптического пути при изменении температуры поверхности определяется из интерферометрического сигнала с использованием полуаналитических и числовых инструментов. В результате влияния как термооптического, так и термоупругого эффектов в общем случае сигнал может содержать оба вклада.

Временные и пространственные распределения температуры и деформаций при локальном нагреве рассмотрены в цикле работ [5–8]. Применим к нашему случаю модель С.В. Винценца с соавторами [7, 8] с гауссовым распределением мощности в нагревающем луче:

$$I(r, t) = \frac{E}{\pi\omega^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right) f(t), \quad (1)$$

где $f(t)$ – нормированная временная зависимость формы импульса; E – энергия импульса; ω – радиус гауссова светового пучка на поверхности образца.

При поверхностном поглощении излучения размер нагретой области много больше глубины поглощения, и можно исходить из модели локального поверхностного теплового источника.

Изменение температуры в пятне нагрева $T(r, t)$ для теплоизолированной поверхности имеет вид изменяющегося со временем колокола с максимальной температурой в центре ($r = 0$). Для центра пятна нагрева имеем выражение для зависимости температуры от времени [7, 8]:

$$T(0, t) = \frac{2E_0}{c_p \rho_0} \int_0^t \frac{1}{(4\pi a \Delta t)^{1/2} \pi (\omega^2 + 4a \Delta t)} f(t') dt', \quad (2)$$

где E_0 – поглощенная энергия, $E_0 = E(1 - R)$; R – коэффициент отражения света; a – температуропроводность материала; c_p, ρ_0 – удельная теплоемкость и плотность материала соответственно; $\Delta t = t - t'$.

Сопутствующая термодиформация в центре по нормали к нагреваемой поверхности:

$$u_z(0, t) = u_0 \int_0^t \left(1 - \left(\frac{4\pi a \Delta t}{\omega^2 + 4a \Delta t} \right)^{\frac{1}{2}} \right) f(t') dt', \quad (3)$$

где u_0 – амплитуда квазиодномерного режима, $u_0 = (1 + \nu) \alpha_t \frac{E}{c_p \rho_0 \pi \omega^2}$;

α_t – коэффициент линейного теплового расширения; ν – коэффициент Пуассона.

Как показано в работах [7, 8], смещение поверхности за счет теплового расширения происходит замедленно относительно изменения температуры. На рис. 1 приведен пример относительных изменений во времени температуры $T(0, t)$ и деформации $u_z(0, t)$ в центре пятна нагрева в нормированном масштабе, длительность импульса нагрева 10 мкс, диаметр пятна нагрева 40 мкм, значение температуропроводности образца 10^{-5} м²/с. Запаздывание деформации относительно температуры зависит от размера пятна нагрева и значения температуропроводности образца. Если датчик будет воспринимать отражение только вблизи центра пятна нагрева, то сравнение регистрируемого сигнала с теоретическими зависимостями $T(0, t)$ и $u_z(0, t)$ даст информацию о соотношении термооптического и термоупругого эффектов для исследуемого образца.

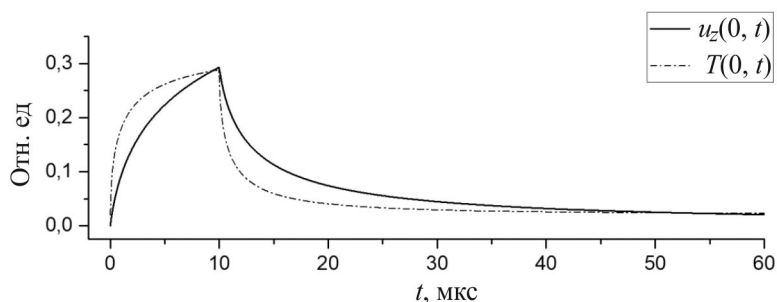


Рис. 1. Нормированные по амплитуде зависимости изменения температуры $T(0, t)$ и термодиформации $u_z(0, t)$ в центре пятна нагрева

Описание конструкции датчика

Современные одномодовые световоды с диаметром сердцевины около 10 мкм позволяют передать излучение на поверхность образца с соответствующей локальностью. Вблизи торца световода на расстоянии в несколько десятков микрометров существует область слабо расходящегося излучения достаточно высокой интенсивности для быстрого нагрева поверхности образца. Оценки показали возможность применения источников нагревающего излучения с мощностью десятки-сотни милливатт. Особенность оптической схемы на рис. 2 заключается в различии размеров нагревающего и обратно отраженного зондирующего лучей. Зондирующий луч «считывает» информацию с центрального участка пятна нагрева за счет ограничения расходящихся отраженных лучей на входной апертуре торцевого волоконного датчика. В схеме нагрева и контроля поверхности расходящимися лучами с выхода световода через зазор L диаметр поля моды световода составляет $2\omega_0$, диаметр площадки нагрева 2ω ; амплитуда термодформаций u_z связана с расширением материала образца от нагрева и может быть измерена интерферометром. Участок зондирования в центре пятна нагрева образуется за счет ограничения отраженных зондирующих лучей на входной апертуре торцевого волоконного датчика.

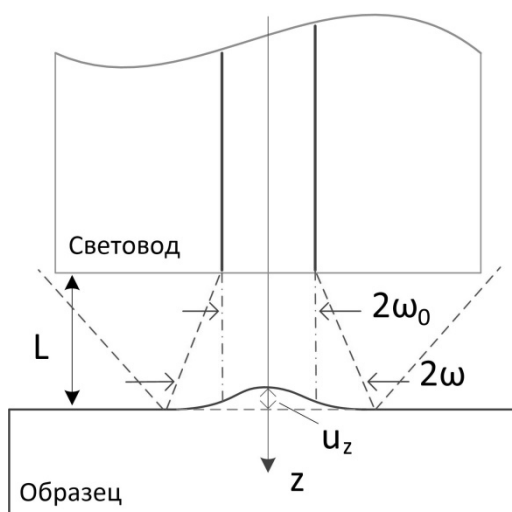


Рис. 2. Схема нагрева и контроля поверхности расходящимися лучами с выхода световода через зазор L

В имеющемся зазоре между торцом излучающего волокна и поверхностью образца создаются условия для работы интерферометра Фабри–Перо (ИФП) [9, 10], которые необходимо учитывать при реализации схемы. В представленном термооптическом устройстве реализовано совмещение импульсно нагревающего (pump) и считывающего (probe) лазерных лучей в одномодовом световоде с выходом на поверхность образца вблизи торца световода. Отличительной особенностью примененного торцевого оптоволоконного датчика с ИФП является его чувствительность к изменению локально отраженного оптического сигнала только от ограниченного центрального участка пятна нагрева (см. рис. 2). Волоконно-оптические датчики с ИФП наиболее распространены благодаря своей универсальности, простоте, быстрдействию, точности и невосприимчивости к шуму окружающей среды [9, 10].

Распространение излучения за волокном происходит в рамках модели гауссова пучка с перетяжкой на торце волокна. Ширину гауссова пучка характеризуют радиусом ω , который увеличивается (расходится) вдоль оси пучка, и в своем минимуме на торце световода соответствует радиусу перетяжки ω_0 . В рассматриваемом случае ω_0 задается половиной диаметра модового пятна световода. Подход на основе модели гауссова пучка предполагает, что пучок проходит удвоенную длину зазора ИФП – в прямом и обратном направлении, оставаясь гауссовым, и на границе с волокном имеет радиус, превышающий ω_0 . Расстояние, на котором пучок расширяется в два раза, определяет рэлеевскую длину пучка L_0 . Относительная доля η мощности отраженного от образца зондирующего излучения, которая будет «захвачена» волокном в виде излучения основной моды, будет определяться интегралом перекрытия поля моды и падающего на торец излучения [10]:

$$\eta = 1/(1+(L/L_0)^2). \quad (4)$$

Для стандартного одномодового световода SMF-28 диаметр поля моды $2\omega_0$ составляет около 10 мкм. При типичной числовой апертуре одномодового световода $N_A \approx 0,12$ $L_0 \approx 42$ мкм. Для величины зазора $L \approx 100$ мкм имеем: $2\omega \approx 34$ мкм, $\eta \approx 0,15$. В то же время информационная площадка ИФП на обрабатываемой поверхности соответствует полю основной моды световода ($2\omega_0 \approx 10$ мкм). Из формулы (1) следует, что в этом случае мощность нагрева на информационной площадке меняется менее чем на 8 %. Следова-

тельно, можно выбрать такое значение зазора L , при котором интенсивность нагрева будет достаточна для обработки, а показания интерферометра при допустимом ослаблении η будут соответствовать квазиизотермической площадке в центре пятна нагрева.

Описание экспериментальной установки

В качестве источников излучения использовались полупроводниковые лазерные диоды с оптоволоконным выходом. Лазерный диод мощностью 0,1–0,2 Вт с импульсной накачкой работает на длине волны 1470 нм и обеспечивает импульсный нагрев образца. Источник зондирующего излучения на основе DFB лазерного диода работает на длине волны 1530 нм с непрерывной мощностью 0,001 Вт. Применение DFB лазерного диода обусловлено требованием постоянства длины волны зондирующего излучения для стабилизации рабочей точки интерферометра на цикл измерения. Схема установки показана на рис. 3. Для объединения и разделения нагревающего и зондирующего лучей использовался спектральный сумматор-делитель. Выделение отраженного зондирующего излучения осуществлялось оптоволоконным циркулятором. Функцию синхронного усилителя сигнала фотоприемника выполнял цифровой осциллограф с внешней синхронизацией от импульса источника накачки нагревающего лазера. Предварительная настройка рабочей точки интерферометра на линейном участке рабочей характеристики достигалась регулировкой зазора с помощью пьезоэлектрического привода [2]. При установке рабочей точки на середине линейного участка интерферометра была достигнута чувствительность к смещениям поверхности около 10 мВ/нм при интенсивности шума около 1 мВ. Средняя величина регистрируемых сигналов составляла 10–30 мВ при протяженности линейного участка характеристики около 2–3 В. Различие в размерах области нагрева и участка отражения зондирующего излучения ИФП позволило производить измерения в квазиизотермических условиях. Вариация длительности греющего импульса позволила при прочих равных условиях изменять глубину прогрева приповерхностного слоя, т.е. изменять локализацию температурного возмущения на поверхности образца. Соответственно, можно изучать изменения скорости температурной релаксации и интенсивности приповерхностных теплообменных процессов.



Рис. 3. Структурная схема экспериментальной установки

Экспериментальные исследования

Эксперименты проводились на малоразмерных образцах металлов и полупроводников с площадью поверхности от единиц до десятков квадратных миллиметров. Размер нагреваемого пятна на поверхности образца составлял до 50 мкм. При этом размер площадки измерения ИФП в центре пятна нагрева соответствовал размеру моды одномодового световода около 10 мкм. Согласно оценкам [7], при нагреве гауссовым пучком на площадке в три раза больше площадки измерения средние значения температуры и деформации отличаются от действительных менее чем на 10 %, что позволяет приближенно моделировать наблюдаемые процессы зависимостями $T(0,t)$ и $u_z(0,t)$ [7, 8] (см. рис. 1).

Конструкция измерительной ячейки с пьезоэлектрическим приводом позволила проводить эксперименты в широкой области температур [2]. После установки средней температуры образца производилась настройка рабочей точки интерферометра. Затем подавалась серия импульсов нагрева с одновременным контролем сигнала интерферометра. Наблюдаемый на осциллографе сигнал содержал участок нагрева и охлаждения. Амплитуда и скорость переходных процессов зависели от длительности нагревающего импульса, свойств образца и размера пятна нагрева.

Формирование сигнала интерферометра возможно при деформации нагреваемой поверхности и при изменении ее оптических характеристик с температурой. В обоих случаях происходит изменение сигнала в интерферометре. Наблюдаемые сигналы имеют амплитуду

на уровне 1 % от величины линейного участка характеристики интерферометра, что позволяет предположить аддитивное влияние обоих факторов. Данные экспериментов показывают взаимосвязь между формой регистрируемых сигналов и теплофизическими свойствами нагреваемого микроучастка на поверхности образца. В используемой модели основное влияние на форму сигнала оказывают температуропроводность образца и размер нагреваемого участка. Сопоставляя экспериментальные данные с модельными, можно оценить влияние каждого фактора на формирование результирующего сигнала. На рис. 4 приведены соответствующие зависимости, демонстрирующие преобладание механизма термодформаций в случае металлических образцов.

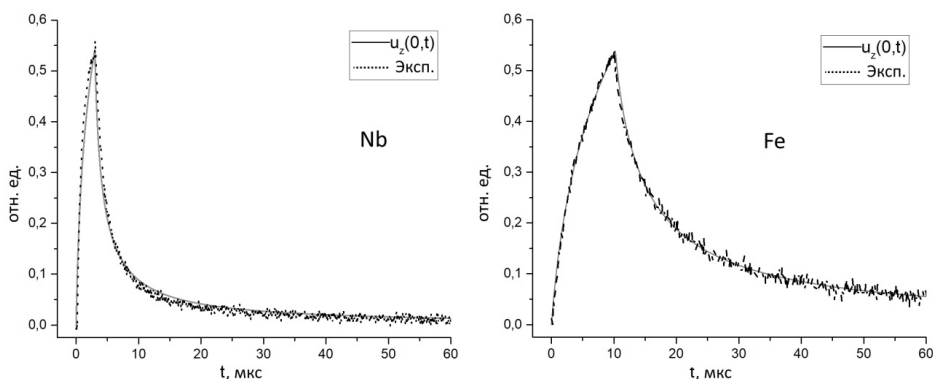


Рис. 4. Нормированные по амплитуде экспериментальные временные зависимости термооптического сигнала в сравнении с моделирующими зависимостями термодформации от времени $u_z(0,t)$ для металлических образцов

Заключение

В ходе исследования выявлена возможность импульсной термообработки и оценки интенсивности сопутствующих тепловых процессов на микроучастках поверхности образцов с помощью торцевого оптоволоконного датчика. Устройство реализовано в компактной оптоволоконной схеме с одновременной подачей нагревающего и зондирующего излучений по одному одномодовому световоду. Опробована структура оптоволоконной оптики в схеме «накачка–зондирование» с внешним интерферометром Фабри–Перо для быстрого термооптического контроля тепловых процессов при

импульсном лазерном нагреве. Регулировка зазора ИФП позволила изменять размер площадки нагрева до 50 мкм при постоянном размере площадки измерений около 10 мкм в центре пятна нагрева. Проведены опыты на металлических и полупроводниковых образцах. Сравнение экспериментальных данных с моделирующими расчетами показало соответствие регистрируемого сигнала временным зависимостям термодформаций в случае металлических образцов. В случае полупроводников обнаружено более сложное сочетание термооптических эффектов. Дальнейшее развитие работы предполагается в направлении характеристики приповерхностных свойств образцов на микроучастках по скорости релаксации импульсного теплового возмущения.

Список литературы

1. Taketoshi N., Baba T., Ono A. Thermal diffusivity measurement of a thin metal film with a picosecond thermoreflectance technique // *High Temp.-High Press.* – 2002. – Vol. 34, № 1. – P. 19–28.
2. Laser pump-probe fiber-optic technique for characterization of near-surface layers of solids: development and application prospects for studying semiconductors and weyl semimetals / A.A. Starostin [et al.] // *Annalen der physik.* – 2020. – Vol. 532, № 8. – P. 1900586.
3. Magunov A.N. Laser thermometry of solids: state of the art and problems // *Measurement Techniques.* – 2002. – Vol. 45, № 2. – P. 173–181.
4. Photothermal and optoacoustic spectroscopy: state of the art and prospects / M.A. Proskurnin [et al.] // *Phys.-Usp.* – 2022. – Vol. 65, № 3. – P. 270–312.
5. Pulsed photothermal mirror technique: characterization of opaque materials / O.A. Capeloto [et al.] // *Appl. Opt.* – 2014. – Vol. 53, № 33. – P. 7985.
6. Marcano A., Gwanmesia G., Workie B. Photothermal mirror method for the study of thermal diffusivity and thermo-elastic properties of opaque solid materials // *Int. J. Thermophys.* – 2017. – Vol. 38, № 9. – P. 136.
7. Instantaneous profiles of quasistatic deformations and displacements of solid surfaces during local laser irradiation / S.V. Buntsents [et al.] // *Physics of the Solid State.* – 1996. – Vol. 38, № 4. – P. 552–557.
8. Vintsents S.V., Dmitriev S.G., Spiridonov K.I. Quasi-one-dimensional thermal deformation and displacement of the surface of a solid

in a pulsed laser beam // *Phys. Solid State*. – 1997. – Vol. 39, № 12. – P. 1985–1988.

9. Fiber-optic Fabry–Perot acceleration and vibration sensor made by MEMS technology / M.S. Kotliachkov, A.M. Minkin, L.A. Zhikina, A.A. Ogleznev // *Applied photonics*. – 2023. – Vol. 10, № 2. – P. 56–67.

10. Liokumovich L., Markvart A., Ushakov N. Utilization of extrinsic Fabry–Perot interferometers with spectral interferometric interrogation for microdisplacement measurement // *Journal of Electronic Science and Technology*. – 2020. – Vol. 18, № 1. – P. 100030.

References

1. Taketoshi N., Baba T., Ono A. Thermal diffusivity measurement of a thin metal film with a picosecond thermoreflectance technique. *High Temperatures – High Pressures*, 2002, vol. 34, no. 1, pp. 19-28.

2. Starostin A.A., Shangin V.V., Lonchakov A.T., Kotov A.N., Bobin S.B. Laser pump-probe fiber-optic technique for characterization of near surface layers of solids: development and application prospects for studying semiconductors and Weyl semimetals. *Annalen der Physik*, 2020, vol. 532, no. 8, pp. 1900586-1900593.

3. Magunov A.N. Laser thermometry of solids: state of the art and problems. *Measurement Techniques*, 2002, vol. 45, no. 2, pp. 173-181.

4. Proskurnin M.A., Khabibullin V.R., Usoltseva L.O. et al. Photo-thermal and optoacoustic spectroscopy: state of the art and prospects. *Physics-Uspexhi*, 2022, vol. 65, no. 3, pp. 270-312.

5. Capeloto O.A., Lukasiewicz G.V.B., Zanuto V.S. et al. Pulsed photothermal mirror technique: characterization of opaque materials. *Appl. Opt.*, 2014, vol. 53, no. 33, pp. 7985-7991.

6. Marcano A., Gwanmesia G., Workie B. Photothermal mirror method for the study of thermal diffusivity and thermo-elastic properties of opaque solid materials. *Int. J. Thermophys.*, 2017, vol. 38, no. 9, p. 136.

7. Buntsents S.V., Dmitriev S.G., Shagimuratov O.G. Instantaneous profiles of quasistatic deformations and displacements of solid surfaces during local laser irradiation. *Physics of the Solid State*, 1996, vol. 38, no. 4, pp. 552-557.

8. Vintsents S.V., Dmitriev S.G., Spiridonov K.I. Quasi-one-dimensional thermal deformation and displacement of the surface of a solid

in a pulsed laser beam. *Physics of the Solid State*, 1997, vol. 39, no. 12, pp. 1985-1988.

9. Kotliachkov M.S., Minkin A.M., Zhikina L.A., Ogleznev A.A. Fiber-optic Fabry–Perot acceleration and vibration sensor made by MEMS technology. *Applied Photonics*, 2023, vol. 10, no. 2, pp. 56-67.

10. Liokumovich L., Markvart A., Ushakov N. Utilization of extrinsic Fabry-Perot interferometers with spectral interferometric interrogation for microdisplacement measurement. *Journal of Electronic Science and Technology*, 2020, vol. 18, no. 1, p. 100030.

Сведения об авторе

КОТОВ А.Н.

e-mail: artem625@mail.ru

Младший научный сотрудник Лаборатории высокотемпературных измерений Института теплофизики Уральского отделения Российской академии наук, г. Екатеринбург.

ГУРАШКИН А.Л.

e-mail: nano-studio@yandex.ru

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Лаборатории высокотемпературных измерений Института теплофизики Уральского отделения Российской академии наук, г. Екатеринбург.

СТАРОСТИН А.А.

e-mail: astar2006@mail.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Лаборатории высокотемпературных измерений Института теплофизики Уральского отделения Российской академии наук, г. Екатеринбург.

About the author

KOTOV A.N.

e-mail: artem625@mail.ru

Junior Research Fellow, Laboratory of High Temperature Measurements, Institute of Thermal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg.

GURASHKIN A.L.

e-mail: nano-studio@yandex.ru

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Research Fellow, Laboratory of High Temperature Measurements, Institute of Thermal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg.

STAROSTIN A.A.

e-mail: astar2006@mail.ru

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow, Laboratory of High Temperature Measurements, Institute of Thermal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg.

ШАНГИН В.В.

e-mail: *nano-studio@yandex.ru*

Кандидат технических наук, научный сотрудник Лаборатории высокотемпературных измерений Института теплофизики Уральского отделения Российской академии наук, г. Екатеринбург.

SHANGIN V.V.

e-mail: *nano-studio@yandex.ru*

Ph.D. in Technical Sciences, Research Fellow, Laboratory of High Temperature Measurements, Institute of Thermal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg.

Финансирование. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00789, <https://rscf.ru/project/22-29-00789/>.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Все авторы сделали эквивалентный вклад в подготовку публикации.

Получена: 10.09.2023

Одобрена: 18.09.2023

Принята к публикации: 20.09.2023

Financing. The research was supported by the Russian Science Foundation grant No. 22-29-00789, <https://rscf.ru/project/22-29-00789/>.

Conflict of Interest. The authors declare no conflict of interest.

Authors Contributions. All authors have made an equivalent contribution to the publication.

Received: 10/09/2023

Approved: 18/09/2023

Accepted for publication: 20/09/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Применение торцевого оптоволоконного датчика для термооптических исследований / А.Н. Котов, А.Л. Гурашкин, А.А. Старостин, В.В. Шангин // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 5. – С. 98–111.

Please cite this article in English as: Kotov A.N., Gurashkin A.L., Starostin A.A., Shangin V.V. Application of end-face fiber optic sensor for thermo-optical research // Applied photonics, 2023, no. 5, pp. 98-111.

Научное издание

ПРИКЛАДНАЯ ФОТОНИКА

APPLIED PHOTONICS

Т. 10, № 5

Выход в свет 25.09.2023. Формат 70×100/16.

Усл. печ. л. 9,6. Тираж 30 экз. Заказ № 206.

Свободная цена

Издательство Пермского национального
исследовательского политехнического университета.
Адрес: 614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, к. 113.
Тел. (342) 219-80-33.

Отпечатано в типографии Издательства
Пермского национального исследовательского
политехнического университета.
Адрес: 614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, к. 113.
Тел. (342) 219-80-33.