



Nonlinear Photonics

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

**Материалы
V Международной школы
молодых ученых**

**9–14 августа 2021
НОВОСИБИРСК**

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

Материалы V Международной школы
молодых ученых

9–14 августа 2021 года

Новосибирск
2021

УДК 535.92
ББК В343.131я431
Н492

Экспертный совет

д-р физ.-мат. наук, проф. *М. П. Федорук*
канд. физ.-мат. наук, проф. *С. К. Турицын*
д-р физ.-мат. наук *Д. В. Чуркин*

Редакционный совет

А. А. Редюк, А. Ю. Кохановский

Н492 **Нелинейная фотоника** : материалы V Международной школы молодых ученых 9–14 августа 2021 года / Новосиб. гос. ун-т. — Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2021. — 52 с.

ISBN 978-5-4437-1211-6

V Международная школа молодых ученых «Нелинейная фотоника» пройдет в новосибирском Академгородке с 9 по 14 августа 2021 г. В школе примут участие ведущие российские эксперты в области фотоники и ее приложений. Программа школы охватывает широкий спектр проблем в различных областях фотоники, начиная с фундаментальной науки и заканчивая практическими применениями фотоники, и включает подробные обзорные выступления ведущих российских экспертов с комбинацией теоретических и экспериментальных докладов и обсуждением технологий и практических приложений.

УДК 535.92
ББК В343.131я431

ISBN 978-5-4437-1211-6

© Новосибирский государственный университет, 2021

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ВОЛОКОННЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ ДЛЯ МАСШТАБИРОВАНИЯ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ

✉ С. И. Абдрахманов^{1,2}, А. Г. Кузнецов¹, Д. С. Харенко¹

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉ s.abdrakhmanov@g.nsu.ru

В настоящий момент исследование и создание волоконных лазеров с ультракороткими импульсами и большой пиковой мощностью является важной задачей, в том числе с прикладной точки зрения [1]. Системы, в которых реализуется режим чирпованных диссипативных солитонов, являются одним из самых перспективных направлений в данной области, так как импульсы, генерируемые в данных системах, можно дополнительно сжать, скомпенсировав чирп. Энергия импульсов в подобных системах ограничена порогом генерации шумовых импульсов за счет эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [2]. Дальнейшее масштабирование (увеличение энергии) импульсов связано с увеличением диаметра моды и использованием дополнительного усилителя. В рамках данной работы были исследованы возможности масштабирования диссипативного солитона при помощи иттербиевых усилителей на основе тейперированного волокна и волокна с диаметром моды 10 мкм.

Схема задающего генератора чирпованных диссипативных солитонов указана на рис. 1. Резонатор реализован в кольцевой схеме и полностью состоит из РМ-волокна, за исключением участка SM-волокна, в котором происходит синхронизация мод за счет эффекта нелинейного вращения поляризации. Накачка лазера осуществляется многомодовым лазерным диодом с выходной мощностью до 10 Вт. В качестве активной среды выступает волокно, легированное Yb^{3+} .

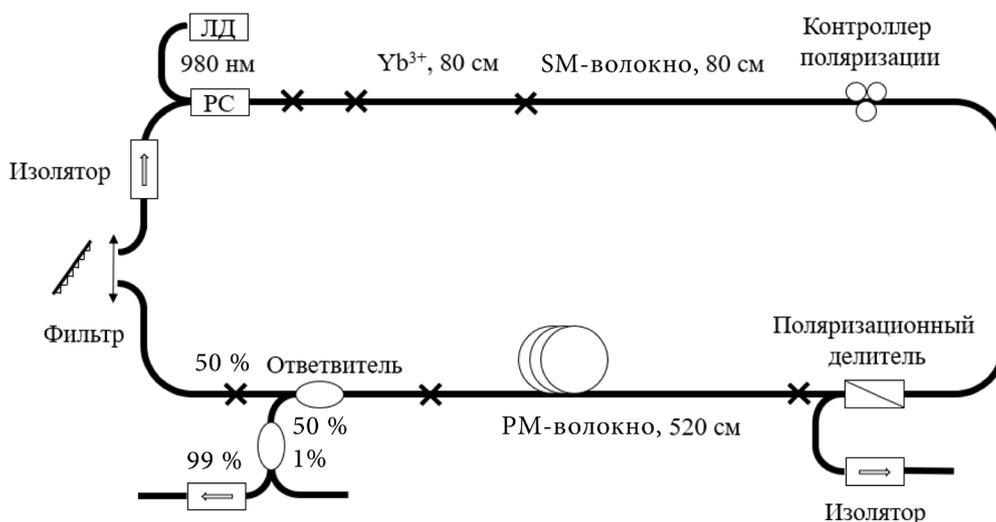


Рис. 1. Задающий генератор

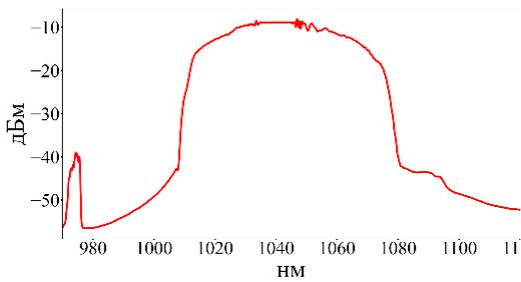


Рис. 2. Характерный спектр излучения задающего генератора при 4,1 Вт накачки

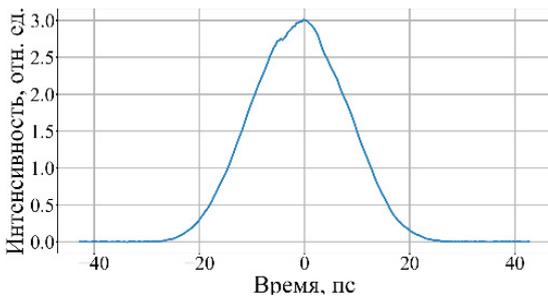


Рис. 3. АКФ излучения задающего генератора при 4,1 Вт накачки

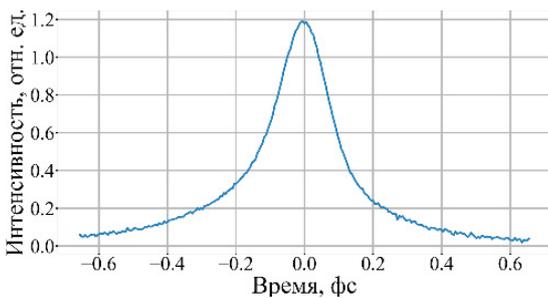


Рис. 4. АКФ излучения задающего генератора при 4,1 Вт накачки после сжатия

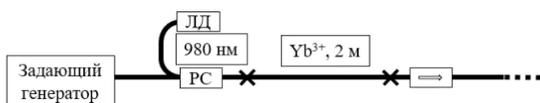


Рис. 5. Схема усилителя на основе иттербиевого волокна с 10 мкм диаметром моды

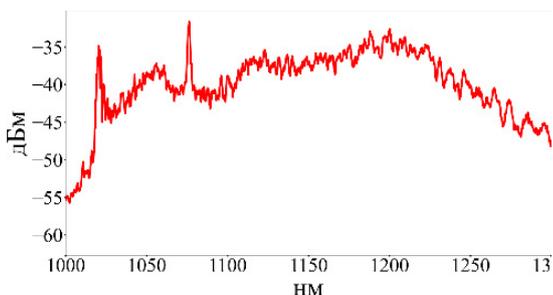


Рис. 6. Спектр усиленного сигнала при 14,2 Вт накачки усилителя

Импульсы в данной системе имеют мощность 30 мВт при частоте повторения 13,62 МГц. Характерный спектр излучения и автокорреляционная функция (АКФ) изображены на рис. 2 и 3 соответственно. Ширина спектра составляет 50 нм (по 10 дБм), что значительно больше ширины в предыдущих экспериментах [3]. Ширина АКФ до сжатия составляет 22 пс, после сжатия при помощи компрессора на паре дифракционных решеток ширина АКФ составила 208 фс (рис. 4).

В ходе работы мы исследовали масштабирование излучения задающего генератора при помощи усилителя на основе волокна, легированного Yb^{3+} , с 10-мкм диаметром моды (рис. 5). Максимальная мощность сигнала составила 4,26 Вт при 14,2 Вт накачки усилителя. При этом спектр сигнала значительно уширился (до 250 нм по 10 дБм) за счет эффекта ВКР (см. рис. 6). АКФ усиленного сигнала соответствует стохастическому режиму (рис. 7).

Таким образом, показана необходимость использования тейперированного волокна в качестве дополнительного усилителя, чтобы повысить порог формирования шумового импульса ВКР. В ходе работы было выяснено, что стабильности нашего задающего генератора недостаточно для масштабирования сигнала при помощи тейперированного волокна. Повышение стабильности генератора и последующее усиление при помощи тейперированного волокна являются целями нашего дальнейшего исследования.

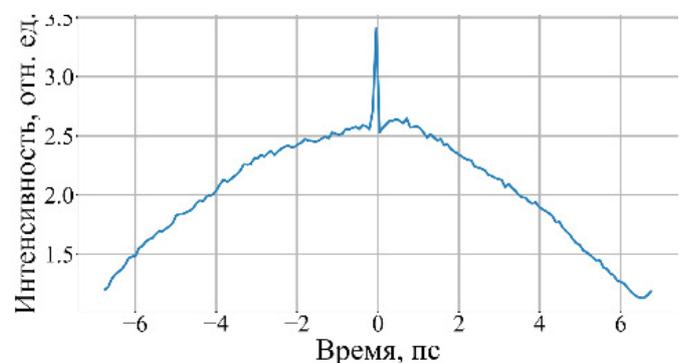


Рис. 7. АКФ усиленного сигнала при 12,9 Вт накачки усилителя

Список литературы

1. Zaouter Y. et al. High average power 600 μ J ultrafast fiber laser for micromachining application // Journal of Laser Applications. 2015. Vol. 27. Iss. S2. S29301.
2. Kharenko D. S. et al. 20 nJ 200 fs all-fiber highly chirped dissipative soliton oscillator // Optics letters. 2012. Vol. 37. Iss. 19. P. 4104–4106.
3. Кузнецов А. Г., Харенко Д. С., Гонга В. А. Усиление диссипативных солитонов тейперным волоконным усилителем // Прикладная фотоника. 2017. Т. 4. № 3. С. 229–236.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ АНИЗОТРОПИИ В ПОЛЫХ АНТИРЕЗОНАНСНЫХ ВОЛОКНАХ*

✉ Е. А. Елистратова¹, С. О. Леонов^{1,2}, В. В. Демидов^{1,3}, В. Е. Карасик¹

¹ НОЦ «Фотоника и ИК техника», МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ НПО Государственный оптический институт
им. С. И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

✉ lisa.yelistratova@gmail.com

Недавно было продемонстрировано, что у антирезонансного оптического волокна с полой сердцевиной и симметричной структурой расположения капилляров есть главные оси анизотропии [1] и оно способно поддерживать распространение излучения с линейной поляризацией, ориентированной вдоль этих осей на участках волокна длиной в сотни метров [2]. Таким образом, антирезонансные волокна могут применяться в таких устройствах, как волоконные гироскопы [3] и волоконные лазеры [4]. Дальнейшее детальное исследование поляризационных свойств данного типа оптических волокон позволит повысить эффективность работы этих устройств.

В данной работе представлены результаты исследования пространственного расположения главных осей анизотропии в образце полого антирезонансного волокна и их рассогласование между входным и выходным торцами образца в его прямом и изогнутом состоянии.

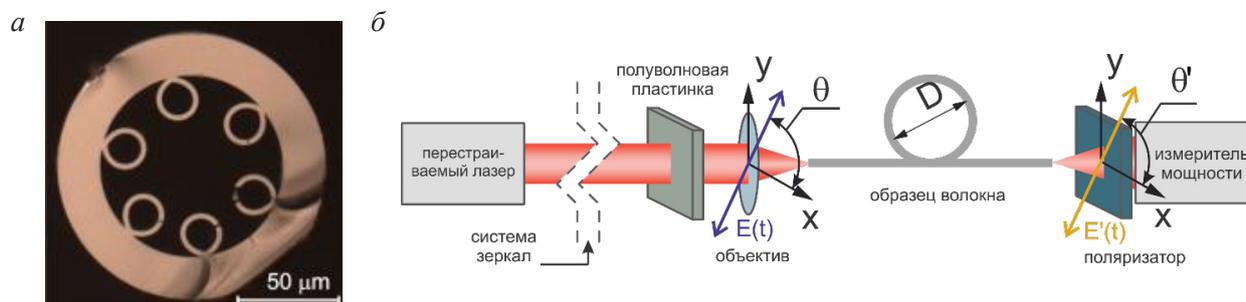


Рис. 1. Снимок поперечного сечения образца волокна (а);
схема экспериментальной установки (б)

Экспериментальная установка (рис. 1, б) состояла из перестраиваемого в диапазоне 2,25–2,45 мкм лазера с линейно поляризованным излучением (эллиптичность менее 0,03), полуволновой пластинки для поворота линейной поляризации, системы ввода излучения в волокно (система зеркал и объектив), образца антирезонансного волокна, поляризатора для анализа состояния поляризации и измерителя мощности. Образец волокна обладал следующими параметрами: диаметр сердцевины 50 мкм, толщина стенки капилляра 2,7 мкм, потери в ди-

© Е. А. Елистратова, С. О. Леонов, В. В. Демидов, В. Е. Карасик, 2021

* Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00596).

апазоне 2,26–2,36 мкм $\sim 0,5$ дБ/м, длина около 1 м. Исследуемый образец располагался либо в выпрямленном состоянии, либо формировался один виток вокруг катушки с диаметром D 160 или 80 мм. Торцы волокна жестко фиксировались клеем для исключения их поворота в течение эксперимента.

Определение пространственного расположения главных осей анизотропии осуществлялось поворотом полуволновой пластинки и поляризатора с минимизацией мощности проходящего излучения. Угол поворота пластинки соответствовал углу θ_0 , а угол поворота поляризатора — углу θ'_{90} (углы θ_0 и θ'_{90} обозначены на рис. 2, б). На рис. 2, а красными и синими линиями обозначены углы пространственного положения главных осей на входном торце волокна θ_0 и θ'_{90} соответственно, а черными квадратами — угол θ'_{90} на выходном торце. Разница значений $(\theta'_{90} - \theta_{90})$ показывает величину рассогласования расположения осей между входным и выходным торцами.

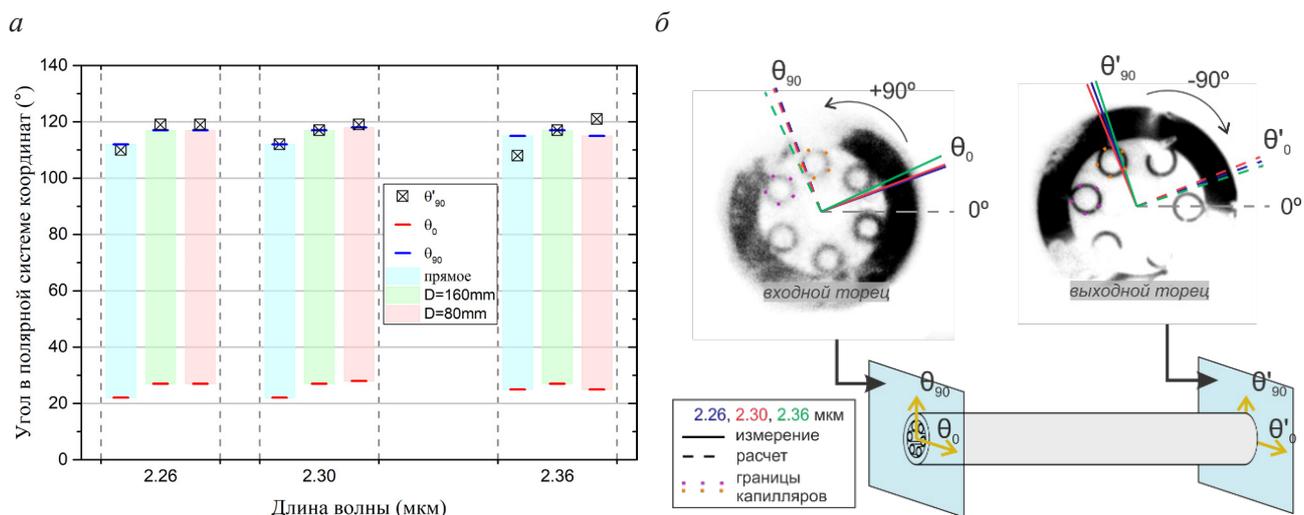


Рис. 2. Измеренные значения углов пространственного расположения главных осей в прямом и изогнутом состоянии волокна на длинах волн 2,26; 2,30 и 2,36 мкм (а); снимки торцов образца волокна с нанесенными главными осями (б)

Таким образом, исследованный образец полого антирезонансного волокна демонстрирует небольшое рассогласование расположения главных осей анизотропии между входным и выходными торцами. Величина этого рассогласования зависит от длины волны излучения и условий изгиба и варьируется в диапазоне от 0° до 6° . Для определения причин такого поведения волокна и величины рассогласования в более широком спектральном диапазоне необходимы дальнейшие исследования.

Список литературы

1. Leonov S. O., Yelistratova E. A., Demidov V. V. et al. Birefringence properties of antiresonant octagonal-core and nodeless hollow-core fibers // Appl. Opt. 2020. Vol. 59. P. 5013–5019.
2. Taranta A., Fokoua E. N., Mousavi S. A. et al. Exceptional polarization purity in antiresonant hollow-core optical fibres // Nat. Photonics. 2020. Vol. 14. P. 504–510.
3. Sanders G. A., Taranta A. A., Narayanan C. et al. Hollow-core resonator fiber optic gyroscope using nodeless anti-resonant fiber // Opt. Lett. 2021. Vol. 46. P. 46–49.
4. Hassan M. R. A., Yu F., Wadsworth W. J. et al. Cavity-based mid-ir fiber gas laser pumped by a diode laser // Optica. 2016. Vol. 3. P. 218–221.

ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ВЫХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ФЕМТОСЕКУНДНОГО СИНТЕЗАТОРА ЧАСТОТ*

✉ А. А. Филонов, Н. А. Коляда, В. С. Пивцов, С. А. Фарносов

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

✉ aa.filonov@mail.ru

Волоконные лазеры благодаря своим преимуществам (компактность, высокий КПД, низкое энергопотребление, минимальное количество объемных оптических элементов) получают все более широкое распространение в составе автономных систем. Одной из таких систем является фемтосекундный синтезатор частот (ФСЧ), который используется совместно с оптическим стандартом частоты в системе, под названием «фемтосекундные оптические часы» (ФОЧ). ФСЧ в данной системе служит для переноса стабильности частоты излучения оптического стандарта в оптический (1–2 мкм), СВЧ и радиодиапазон. Возможность создания таких систем продемонстрирована в ряде работ [1, 2]. ФОЧ применяются для решения широкого круга метрологических задач — измерение оптических частот, синхронизация сверхбыстрых процессов, космическое позиционирование и др.

В данной работе для уменьшения долговременной нестабильности выходных СВЧ-частот волоконного ФСЧ [3] проводилось исследование влияния температурных колебаний на выходные параметры исследуемого синтезатора. Было зарегистрировано изменение температуры воздуха внутри лабораторного помещения и внутри корпуса ФСЧ. Определено, что в течение рабочего дня происходит изменение температуры воздуха внутри лабораторного помещения около 2–3 °С, под кожухом лазера ~0,1 °С и внутри корпуса ФСЧ около 1 °С. Наиболее интенсивный рост температуры наблюдается в первой половине дня.

При изменении температуры происходит изменение параметров радиочастотного сигнала f_0 (уровень сигнал/шум, частота) — частоты смещения оптической гребенки частот [4]. Частота f_0 зависит от внутрирезонаторной дисперсии волоконного лазера. Изменение температуры лазера вызывает изменение внутрирезонаторной дисперсии и, следовательно, изменение частоты смещения. Была исследована чувствительность сигнала смещения f_0 к изменению температуры фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера. Волоконный лазер размещен на металлической плите, на нижнюю часть которой закреплены резистивные нагреватели. При нагреве плиты лазера на 0,1 °С наблюдалось изменение частоты f_0 на 5 МГц. Частота смещения детектировалась с помощью f - $2f$ -интерферометра [5].

Далее было установлено влияние колебания температуры отдельных блоков ФСЧ на параметры сигнала f_0 . При использовании элемента Пельтье длиной 2 см и термодатчика производились нагрев и контроль температуры участков высоконелинейного волокна ВНЛВ (используемого для уширения спектра волоконного лазера) и активного эрбиевого волокна внутри волоконного усилителя. При нагреве участка ВНЛВ не обнаружено значительных изменений параметров радиочастотного сигнала f_0 , однако при нагреве небольшого участка (6 из 50 см) эрбиевого волокна оптического усилителя на 7 °С уровень стабилизированного сигнала f_0 уменьшился на 2 дБ.

Изменение температуры активных эрбиевых волокон оптических усилителей приводит к перераспределению интенсивности между спектральными компонентами лазерного излучения, что, в свою очередь, приводит к изменению формы уширенного спектра на выходе ВНЛВ. В результате происходит изменение амплитуды радиочастотного сигнала на выходе f - $2f$ -интерферометра.

При использовании термостабилизации удалось уменьшить колебание температуры в течение первой половины рабочего дня под кожухом лазера до $0,05^\circ\text{C}$ и внутри ФСЧ до $0,1^\circ\text{C}$. Благодаря этому в свободном режиме работы синтезатора (без стабилизации по частоте опорного оптического стандарта) удалось уменьшить дрейф частоты f_0 с 20 МГц до единиц МГц, при этом колебания уровня сигнал/шум снизились с 10 до 2 дБ.

Список литературы

1. Bagayev S. N., Denisov V. I., Dychkov A. S. et al. Fiber-based femtosecond optical frequency comb stabilized to iodine frequency standard // *Journal of Physics: Conf. Series*. 2017. Vol. 793, № 1. P. 1–4.

2. Droste S., Ycas G., Washburn B. R. et al. Optical frequency comb generation based on erbium fiber lasers // *Nanophotonics*. 2016. Vol. 5. № 2. P. 196–213.

3. Koliada N. A., Pivtsov V. S., Primakov D. Yu. et al. Using an extracavity acousto-optic frequency modulator to stabilize the offset frequency of the fiber optical comb generator // *Proceedings of SPIE: 2020 International Conference Laser Optics (ICLO)*. Saint Petersburg, Russia, 2–6 Nov. 2020. P. 361.

4. Telle H. R., Steinmeyer G., Dunlop A. E. et al. Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation // *Appl. Phys.* 1999. Vol. B 69. P. 327–332.

5. Atsushi Ishizawa, Tadashi Nishikawa, Shinichi Aozasa et al. Efficient Carrier-Envelope Offset Locking with a Simplified Configuration of an f -to- $2f$ Interferometer // *Japanese Journal of Applied Physics*. 2011. Vol. 50. 022502.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ МИКРОВОЛОКОННОГО УЗЕЛКОВОГО РЕЗОНАТОРА *

Д. И. Семенцов, ✉ П. А. Итрин

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

✉ itrin@mail.ru

Исследования микроволоконных узелковых резонаторов (англ. microfiber knot resonator, MKR) активно ведутся по причине их потенциально широкого применения в различных областях. В частности, крайне перспективными являются разработки на основе MKR волоконных фильтров и микролазеров. Оптические характеристики MKR сильно зависят от температуры, что позволяет использовать его в качестве чувствительного элемента температурного датчика [1]. Малые габариты, высокая селективность и добротность, а также чувствительность к изменению показателя преломления среды из-за значительной доли эванесцентного поля позволяют использовать резонатор и в качестве газового датчика [2, 3]. Изготовленные из одномодового волокна (SMF) резонаторы имеют малые вносимые потери и могут использоваться в качестве волоконных фильтров с регулируемым спектром пропускания в составе волоконных лазеров с гармонической синхронизацией мод и в ряде других устройств.

В работе рассмотрен метод изготовления микроволоконного резонатора из предварительно тейперированного волокна (диаметр перетяжки около 15 мкм) с коническими участками на обоих концах. Оптимизация параметров при тейперировании волокна позволила существенно снизить потери, вносимые на участках с переменным диаметром.

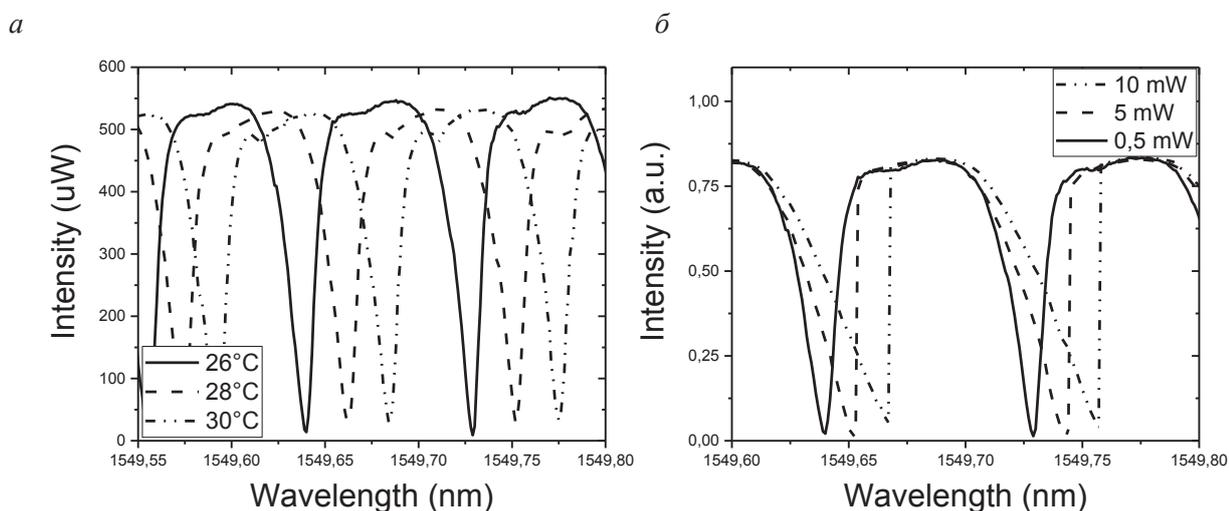


Рис. 1. Температурная зависимость спектра резонатора.

Максимум поглощения сдвигается на +0,01 нм/°С (а); спектр при разной мощности входного сигнала при постоянной температуре кюветы с образцом (б)

© Д. И. Семенцов, П. А. Итрин, 2021

* Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2021-581, РФФ № 19-72-10037 и РФФИ № 20-32-90171.

Проведены измерения спектра пропускания МКР при различной температуре и мощности излучения накачки. В качестве источника излучения использовался перестраиваемый источник с шириной спектра FWHM = 150 кГц. Кювета с образцом располагалась на элементе Пельтье. В ходе работ исследован температурный сдвиг точки резонансного поглощения, а также изменение спектра пропускания при повышении мощности входного сигнала из-за дополнительного нагрева образца. При фиксированном входном сигнале проведены циклы нагрева-охлаждения кюветы резонатора. Вследствие дополнительного нагрева резонатора проходящим излучением наблюдается температурный гистерезис коэффициента пропускания МКР.

При охлаждении кюветы интенсивность выходного сигнала снижается до минимальных значений, недостижимых при нагревании образца. Данное свойство в дальнейшем предполагается использовать для точной настройки резонатора на максимум поглощения.

Проведенное исследование температурных зависимостей параметров МКР позволяет настраивать его работу при различных уровнях входного сигнала и подгонять спектр пропускания посредством регулировки параметров внешнего источника. Полученные результаты планируется использовать в последующих работах, связанных с разработками Бриллюэновского микролазера или микроволоконного генератора гребенчатого спектра на основе МКР.

Список литературы

1. Ahmad A. H., Chong W. Y., Thambiratnam K. et al. High sensitivity fiber Bragg grating pressure sensor using thin metal diaphragm // IEEE Sens. J. 2009. Vol. 9(12). P. 1654–1659.
2. Lou Y., Tong L. M., Ye Z. Z. Modeling of silica nanowires for optical sensing // Opt. Express. 2005. Vol. 13. P. 2135–2140; Agrawal P. Nonlinear Fiber Optics. 3rd ed. Boston: Academic Press, 2001.
3. Xu F., Pruneri V., Finazzi V., Brambilla G. High sensitivity refractometric sensor based on embedded optical microfiber loop resonator // Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, CMJ7 (OSA, San Jose, 2008).

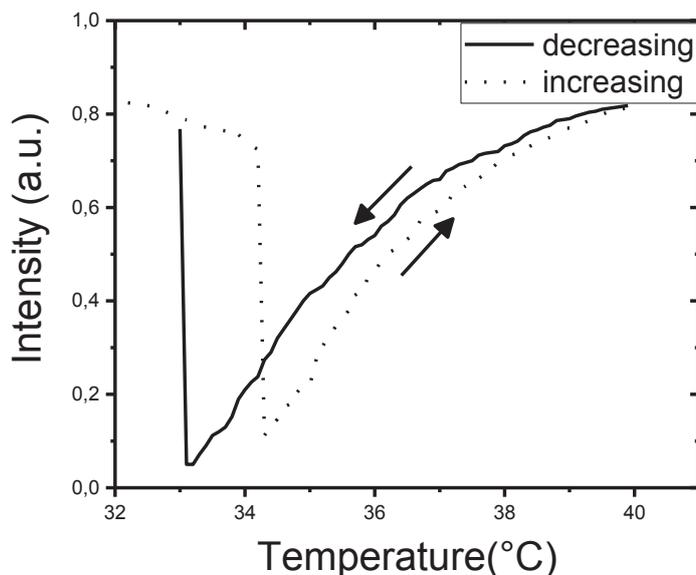


Рис. 2. Изменение мощности выходного сигнала при увеличении и снижении температуры кюветы резонатора. Мощность входного сигнала P_{in} — 5 мВт

СПЕКТРАЛЬНАЯ ШИРИНА КОНТИНУУМА ПРИ НАКАЧКЕ ДВУХМАСШТАБНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ РАЗНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ*

✉ А. В. Иваненко¹, М. С. Мишевский², Г. Е. Вишняков¹,
Б. Н. Нюшков^{1,3}, С. В. Смирнов¹, С. М. Кобцев¹

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

✉ ivanenko.aleksey@gmail.com

В данной работе впервые представлены результаты исследования нелинейного спектрального преобразования излучения двухмасштабных (шумоподобных) импульсов с разной длительностью огибающей в волокне, легированном оксидом фосфора P_2O_5 , длиной 1 км. Показано, что, несмотря на существенное увеличение длительности огибающей двухмасштабных импульсов (с 36 до 153 пс), эффективность нелинейного преобразования не снижается и спектральная ширина континуума, формируемого в основном за счет каскадного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [1–3], при мощности накачивающих импульсов 560 мВт остается на уровне 135 нм.

Как показали исследования, при однопроходной ВКР-генерации из-за дисперсионного разбегания импульсов накачки и ВКР-импульсов большая длительность импульсов накачки обеспечивает большее по времени взаимодействие с ВКР-импульсами и обеспечивает большую перекачку несмотря на снижение пиковой мощности излучения накачки. Для реализации ВКР-преобразования была создана установка (рис. 1, а). В качестве источника двухмасштабных импульсов использовался волоконный лазер с синхронизацией мод на основе нелинейной эволюции поляризации. Контроль импульсного режима осуществлялся через вывод поляризационного ответвителя (*Control out*). С основного выхода мощность лазера составляла 10 мВт, что было недостаточно для достижения порога ВКР-преобразования, поэтому использовался усилитель.

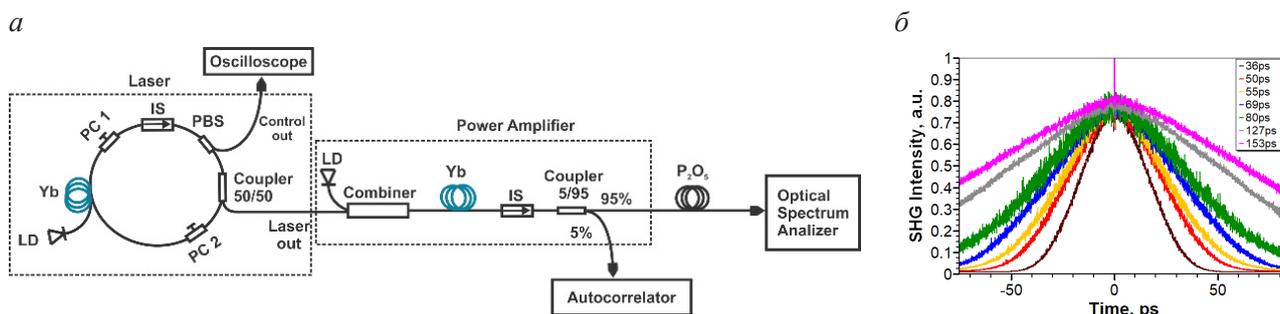


Рис. 1. Схема лазерной установки (а); автокорреляционные функции двухмасштабных импульсов при разных настройках контроллеров поляризации и мощностях накачки (б)

© А. В. Иваненко, М. С. Мишевский, Г. Е. Вишняков, Б. Н. Нюшков, С. В. Смирнов, С. М. Кобцев, 2021

* Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (18-29-20025, 20-42-543007 и 19-42-540013), а также госзадания (FSUS-2020-0036).

Излучение задающего лазера поступало в усилитель на основе иттербиевого волокна с двойной оболочкой, где усиливалось до 560 мВт. В течение эксперимента для различных режимов мощность на входе в волокно поддерживалась на одном уровне (~560 мВт). За счет настройки контроллеров поляризации и варьирования мощности накачки выбирались импульсные режимы генерации с разной длительностью огибающей АКФ импульсов при сохранении степени когерентности генерируемых импульсов (высота центрального пика АКФ не изменялась и составляла ~23 %). Длительность огибающей двухмасштабных импульсов варьировалась от 36 до 153 пс (рис. 1, б). Длительность субимпульсов во всех импульсных режимах составляла ~300 фс. Излучение с усилителя поступало в катушку волокна, легированного оксидом фосфора P_2O_5 , длиной 1 км. Спектры преобразованного излучения снимались с выхода P_2O_5 -волокна (рис. 2, а). На рис. 2, б представлена зависимость ширины оптического спектра генерируемого излучения и максимальная генерируемая длина волны по уровню 0,1 от максимума от длительности огибающей входных импульсов.

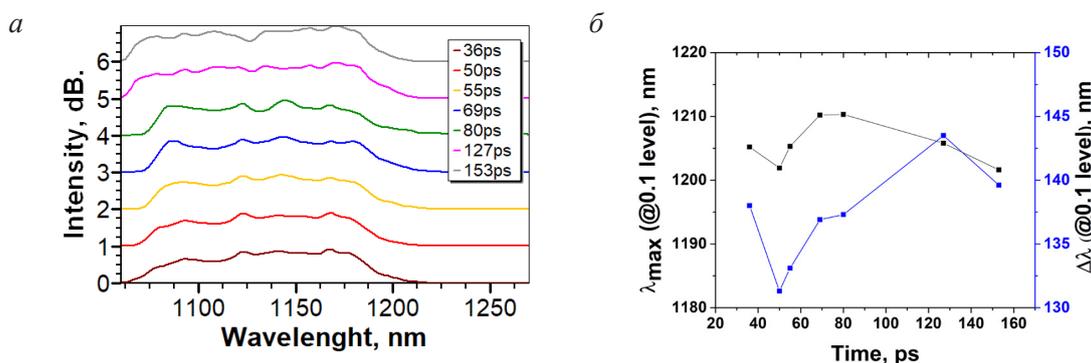


Рис. 2. Оптические спектры на выходе P_2O_5 -волокна в зависимости от длительности огибающей входных двухмасштабных импульсов (а); зависимость максимальной генерируемой длины волны (черный график) и ширины генерируемого спектра (синий график), измеренный по уровню 0,1 от максимума, от длительности огибающей импульсов накачки (б)

Из оптических спектров видно, что двухмасштабные импульсы длительностью 36 и 153 пс имеют аналогичное по ширине спектральное распределение с длинноволновой границей в районе ~1205 нм. Очевидно, что при фиксированном уровне средней мощности и при одинаковой степени когерентности и длительности субимпульсов пиковая мощность двухмасштабных импульсов будет обратно пропорциональна длительности их огибающей. Однако при однопроходной схеме генерации ВКР при наличии дисперсии важную роль также играет длина взаимодействия импульса накачки и импульса, генерируемого ВКР. В связи с этим большая длительность импульсов накачки приводит к большей длине взаимодействия и к увеличению эффективности преобразования, что компенсирует эффект от снижения пиковой мощности импульсов накачки.

Список литературы

1. Kobtsev S. M., Kukarin S. V. All-fiber Raman supercontinuum generator // Laser Physics. 2010. Vol. 20. № 2. P. 372–374.
2. Kobtsev S., Kukarin S., Smirnov S. et al. Cascaded SRS of single- and double-scale fiber laser pulses in long extra-cavity fiber // Optics Express. 2014. Vol. 22. № 17. P. 20770–20775.
3. Иваненко А. В. Кохановский А. Ю., Гервасиев М. Д. и др. Свойства ВКР-преобразования частично когерентных ультракоротких импульсов // 8-й Российский семинар по волоконным лазерам: материалы семинара. 2018. С. 78–79.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СУБВОЛНОВЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ ЛИНЕЙНЫХ РЕШЕТКАХ ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ СЕНСОРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ *

✉ О. Э. Камешков, В. В. Герасимов, Б. А. Князев

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера, Новосибирск, Россия

✉ *o.kameshkov@g.nsu.ru*

Быстрые и высокочувствительные сенсоры на основе поверхностного плазмонного резонанса (ППР) — это хорошо зарекомендовавшая себя технология измерения показателя преломления и спектров веществ в оптическом диапазоне. В ее основе лежит возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в схеме Кретчмана на тонких металлических пленках, поверх которых нанесена некая биологическая субстанция. Поверхностный плазмон можно рассматривать как эванесцентную волну, распространяющуюся вдоль границы раздела металл-диэлектрик. Электрическое поле экспоненциально затухает перпендикулярно плоскости, обеспечивая высокую чувствительность метода к изменениям среды на поверхности. Малые пространственные размеры (меньше длины волны) поверхностных плазмонов позволяют характеризовать объекты субмикронного размера.

Терагерцовое (ТГц) излучение является неионизирующим и неразрушающим биологические объекты. Кроме того, прозрачность многих сухих диэлектриков для него, сильное поглощение водой и другими полярными растворами, а также относительно большой размер терагерцовых волн позволяет использовать их для изучения изменений в объектах сверхмикронного размера. Это делает терагерцовую спектроскопию перспективным инструментом для биологических исследований [1].

Для регистрации малых концентраций веществ и обнаружения небольших изменений в диэлектрической среде необходимы высокая концентрация электромагнитного поля и узкие пики в спектрах. Обнаружение молекул в ТГц диапазоне с использованием ППР на тонких металлических пленках ограничено из-за высоких значений оптических констант металлов. В ТГц диапазоне мнимая часть диэлектрической проницаемости большинства простых металлов больше действительной части (см., например [2]), в отличие от видимого спектрального диапазона, где она почти полностью реальная и отрицательная, однако использование резонанса поверхностных спуф-плазмонов на структурированных металлических поверхностях и ППР на металлических дифракционных решетках позволяют реализовать высокочувствительные сенсоры в случае металлов с высокой проводимостью в ТГц-диапазоне [3–6].

В данной работе проводилось сравнение сенсорных возможностей одномерных линейных металлических дифракционных и субволновых решеток методом численного моделирования. В программе Comsol Multiphysics рассчитывалось возникновение ППР на медных дифракционных решетках с прямоугольным профилем канавок при дифракции плоской ТМ-волны в терагерцовом диапазоне частот. Период решеток и угол падения пучка выбирался из условий

© О. Э. Камешков, В. В. Герасимов, Б. А. Князев, 2021

* Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-12-00103. Расчеты выполнялись с использованием оборудования ЦКП «СЦСТИ» на базе УНУ «Новосибирский ЛСЭ» в ИЯФ СО РАН.

согласования волновых векторов и максимизации эффективности ППР, т. е. количество дифракционных мод не превышало трех. В результате расчетов были получены спектры отражения в зависимости от частоты для различных ширины и глубины канавок. Параметры решетки считались оптимальными, если глубина провала в спектре отражения была максимальной среди остальных спектров. Для того чтобы охарактеризовать сенсорные возможности решеток для оптимальных параметров, были рассчитаны спектры отражения в зависимости от частоты и угла при различных показателях преломления среды. По данным спектрам были определены чувствительность (S) и добротность (FOM).

Одномерные субволновые металлические решетки с прямоугольным профилем канавок исследовались в схеме нарушенного полного внутреннего отражения (конфигурация Отто), которая использовалась для удовлетворения условий фазового синхронизма спуф-плазмонов. Поиск оптимальных параметров проводился на основе аналитических и смоделированных дисперсионных кривых. По ним определялись для желаемой частоты резонансный угол и глубина канавок решетки. Период канавок определялся из условия существования лишь нулевого дифракционного порядка. Ширина канавки выбиралась равной половине периода. Затем мы моделировали угловые спектры отражения, варьируя зазор между призмой и решеткой для нахождения минимума отражения, который соответствует максимуму эффективности генерации спуф-плазмонов. Для оптимальных параметров данного сенсора точно так же, как и для дифракционных решеток, находились S и FOM .

Показано, что в некоторых случаях дифракционные решетки демонстрируют лучшие показатели чувствительности и добротности по сравнению с сенсорами на субволновых решетках.

Список литературы

1. Naftaly M., Vieweg N., Deninger A. Industrial applications of terahertz sensing: state of play // *Sensors*. 2019. Vol. 19.
2. Gerasimov V. V. et al. Surface plasmon polaritons launched using a terahertz free-electron laser: propagation along a gold–ZnS–air interface and decoupling to free waves at the surface edge // *JOSA B*. 2013. Vol. 30.
3. Sathukarn A., Boonruang S., Horprathum S. The Simulation of a Surface Plasmon Resonance Metallic Grating for Maximizing THz Sensitivity in Refractive Index Sensor Application // *Int. j. opt.* 2020.
4. Ng B. et al. Spoof plasmon surfaces: a novel platform for THz sensing // *Adv. Opt. Mater.* 2013. Vol. 1.
5. Gerasimov V. V. et al. THz Gas Sensing Based on Subwavelength Rectangular Metal Grating in Attenuated Total Reflection Configuration // *AIP Conf. Proc.* 2020. Vol. 2299.
6. Kameshkov O. E., Gerasimov V. V., Knyazev B. A. Numerical simulation of interaction of terahertz waves with metal diffraction gratings // *AIP Conf. Proc.* 2020. Vol. 2299.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

✉ В. А. Камынин, И. В. Жлуктова, Р. А. Окунь, А. И. Трикшев, В. Б. Цветков

Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

✉ kamyninva@gmail.com

Импульсные лазеры используются во многих областях науки, техники и медицины. Увеличение числа возможных применений доступно за счет масштабирования пиковых мощностей и энергий. Одним из наиболее успешных способов является генерация сильночирпированных диссипативных солитонов [1] с последующим усилением и сжатием. Но для получения высокой пиковой мощности на выходе из системы необходимо достаточно точно знать частотную модуляцию импульсов для компенсации нелинейного и дисперсионного расширений. Таким образом, измерение параметров частотной модуляции в режиме реального времени в сочетании с адаптивными компрессорами может повысить эффективность сжатия импульсов.

В нашей работе мы исследовали параметр частотной модуляции полностью волоконной импульсной лазерной системы на основе лазера с кольцевым резонатором, работающего в режиме синхронизации мод за счет нелинейного вращения плоскости поляризации. В качестве активной среды использовалось 3 м световода, легированного иттербием, с многоэлементной первой оболочкой (GTWave). Накачка осуществлялась полупроводниковым многомодовым лазерным диодом на длине волны 976 нм. Волоконная линия задержки на основе одномодового волокна длиной около 190 м была включена в резонатор для достижения частоты следования импульсов 1 МГц. Общая длина резонатора составляла около 200 м. Режим работы настраивался с помощью контроллеров поляризации. Излучение лазера выводилось из резонатора через поляризационный делитель. Средняя выходная мощность задающего генератора составляла 2 мВт. Излучение лазера находилось в спектральном диапазоне 1061–1065 нм. Длительность импульса на половине высоты, измеренная осциллографом с частотой 33 ГГц и фотодетектором (ФД) 25 ГГц, составляла около 260 пс.

Частотная модуляция на выходе из лазера измерялась двумя способами: поточечным методом с помощью перестраиваемой волоконной брэгговской решетки (ПВБР) (рис. 1, а) [2] и в режиме реального времени с помощью массива решеток (рис. 1, б).

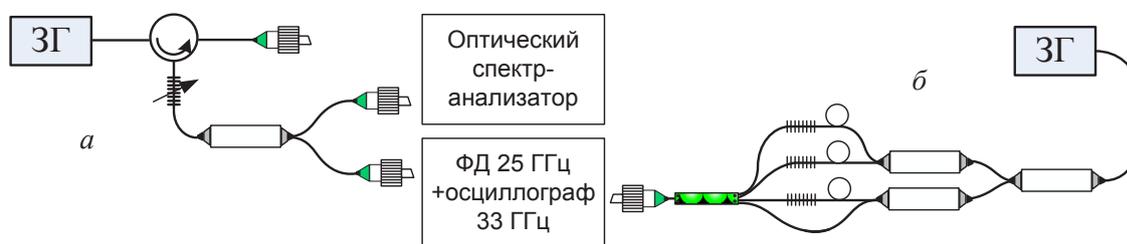


Рис. 1. Измерение частотной модуляции с помощью перестраиваемой ВБР (а) и с помощью массива ВБР (б)

В первом случае волоконный циркулятор с перестраиваемой волоконной брэгговской решеткой размещался на выходе лазера. Такая схема позволяла наблюдать излучение, распространяющееся через ПВБР, и отраженное излучение. На высокоскоростном осциллографе анализировались промежутки в спектральных составляющих, соответствующих промежуткам в импульсах. Теоретическая модель chirпированных импульсов показывает, что из этих данных можно получить информацию о частотной модуляции лазерного излучения.

Во втором случае излучение делилось на четыре канала, в три из которых были помещены ВБР с различными длинами волн отражения, которые можно было менять в узком диапазоне. Далее излучение объединялось в один канал и направлялось к ФД. Чтобы избежать наложения в различных каналах были помещены линии задержки (см. рис. 1, б). В итоге на ФД фиксировалась последовательность импульсов: 1 — без вырезов, 2–4 — с вырезами, соответствующими конкретным длинам волн. Сопоставляя провал в импульсе с длиной волны отражения ВБР, можно было получить частотную модуляцию (рис. 2, а) конкретного импульса (рис. 2, б).

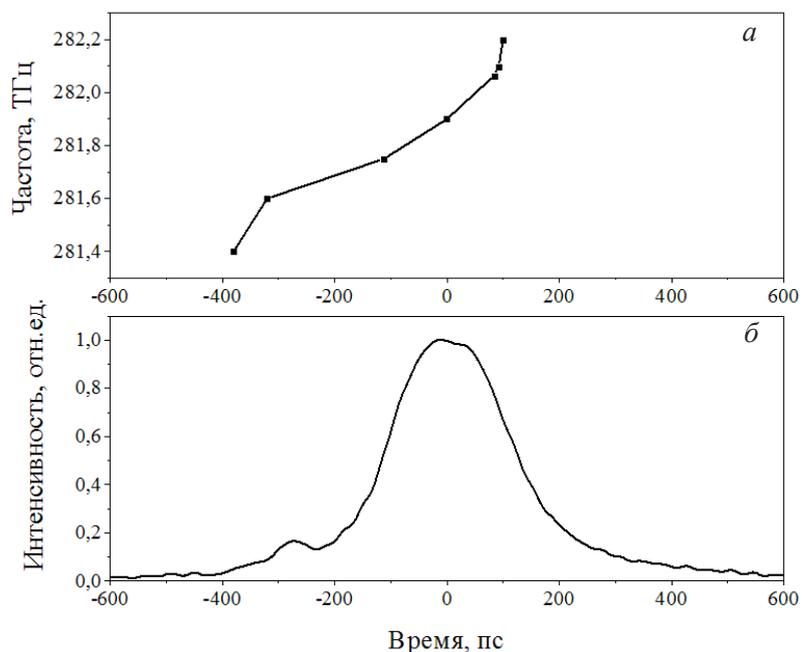


Рис. 2. Частотная модуляция (а) субнаносекундного импульса (б)

Продемонстрирована концепция измерения частотной модуляции импульсов длительностью 260 пс в режиме реального времени. В качестве исследуемой лазерной системы использовался иттербиевый волоконный лазер с кольцевым резонатором длиной 200 м.

Список литературы

1. Kharenko D. S., Podivilov E. V., Apolonski A. A. et al. 20 nJ 200 fs all-fiber highly chirped dissipative soliton oscillator // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37. P. 19.
2. Kamynin V. A., Trikshev A. I., Tsvetkov V. B. et al. Analysis of a sub-nanosecond pulses frequency modulation using the tunable fiber Bragg grating // *2018 International Conference Laser Optics (ICLO) IEEE.* (2018, June). P. 96–96.

НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СИГНАЛА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЯХ

✉ Д. А. Художиткова¹, А. Е. Беднякова^{1,2}, С. К. Турицын^{1,3}

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Федеральный исследовательский центр информационных
и вычислительных технологий, Новосибирск, Россия

³ Photonics Research Group, School of Engineering
and Applied Science, Aston University, Birmingham, UK

✉ khudozhitkova.da@gmail.com

Работа посвящена исследованию изменения характеристик лазерного излучения под действием полупроводникового оптического усилителя (ПОУ). Основной акцент сделан на фундаментальных нелинейных свойствах усилителя, которые, как правило, считаются недостатком ПОУ. В частности, рассматривается возможность нелинейного преобразования оптических импульсов в ПОУ для смещения центральной длины волны импульсов. В основополагающей работе [1] приведены математические модели ПОУ и продемонстрирована возможность сдвига центральной длины волны импульсов в длинноволновую область (красное смещение).

Рассмотрено нелинейное преобразование оптических импульсов длительностью от 1 до 10 пс. Математическая модель ПОУ в этом случае представляет собой уравнения на мощность (1) и фазу (2) оптического сигнала после усиления:

$$P_{out}(\tau) = P_{in}(\tau) \exp(h(\tau)), \quad (1)$$

$$\varphi_{out}(\tau) = \varphi_{in}(\tau) - \frac{1}{2} \alpha_H h(\tau). \quad (2)$$

Здесь α_H — коэффициент уширения линии, τ — время, $h(\tau)$ — интегральный коэффициент усиления. Для его определения решается дифференциальное уравнение (3):

$$\frac{dh}{d\tau} = \frac{h_0 - h}{\tau_c} - \frac{P_{in}(\tau)}{E_{sat}} (\exp(h) - 1). \quad (3)$$

На вход ПОУ подавался chirпованный гауссов импульс. Варьировались значения пиковой мощности импульса, начальной длительности, chirпа, а также коэффициент усиления малого сигнала h_0 . В результате моделирования впервые был продемонстрирован сдвиг центральной длины волны импульса в коротковолновую область. Наиболее ярко эффект синего сдвига выражен для более узких (~ 1 пс) и мощных импульсов (~ 10 Вт), с chirпом $C < -5$. На рис. 1 показаны изменения временной формы (а), мгновенной частоты (б) и спектра (в) под воздействием ПОУ ($h_0 = 30$ дБ) для пикосекундных chirпованных ($C = -20$) гауссовых импульсов. Рис. 1 демонстрирует, что наибольшее смещение как во временной, так и в спектральной области достигается для более мощных импульсов.

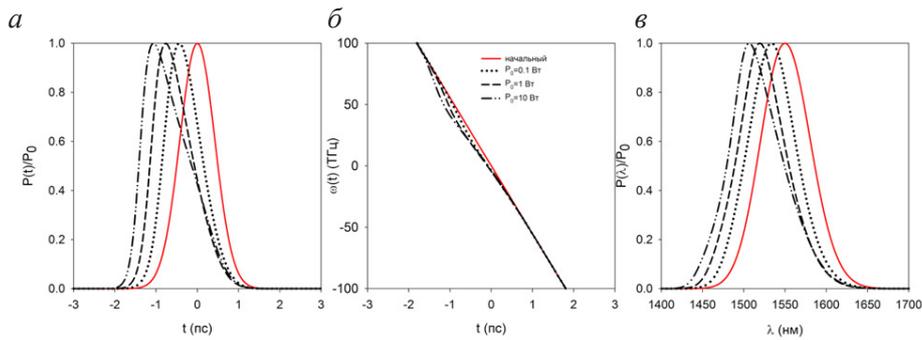


Рис. 1. Временная форма (а), мгновенная частота (б), спектр (в). Начальный импульс — красная линия, импульсы после прохождения ПОУ — черные, для разных значений пиковой мощности при $C = -20$

Для проверки достижимости синего спектрального сдвига в эксперименте выполнено моделирование простой схемы, состоящей из генератора субпикосекундных гауссовых нечирпованных импульсов, участка стандартного одномодового световода и ПОУ. При распространении в световоде с аномальной дисперсией импульс приобретает отрицательный чирп и расширяется до пикосекундной длительности. На рис. 2. показана зависимость величины спектрального сдвига от длины световода и начальной длительности импульса для различных пиковых мощностей.

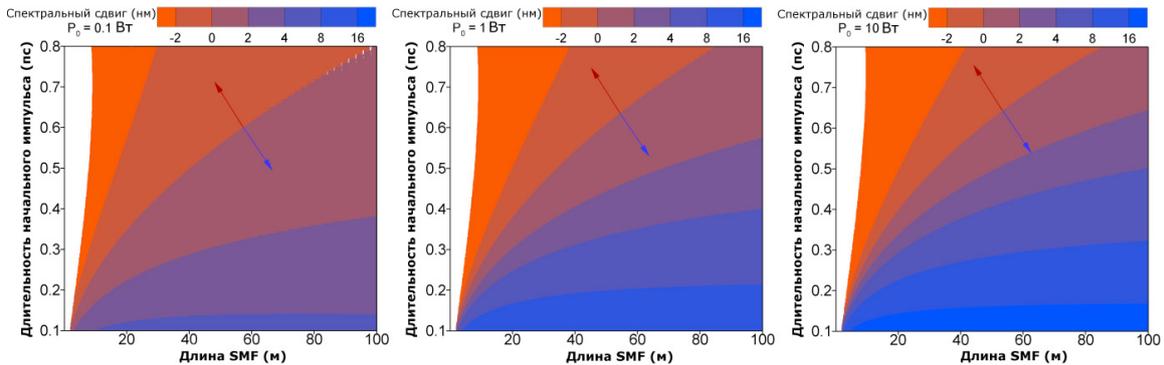


Рис. 2. Зависимость спектрального сдвига от длины SMF и пиковой мощности входного импульса

Таким образом, в простой экспериментальной схеме, включающей источник субпикосекундных импульсов и стандартный одномодовый световод, возможно получение импульсов со спектром, смещенным не только в красную, но и в синюю область. Данное свойство полупроводникового усилителя можно использовать для создания устройств, управляющих спектром оптического сигнала.

Список литературы

1. Agrawal G. P., Olsson N. A. Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers // Journal of Quantum Electronics. 1989. Vol. 25. P. 2297–2306.

РАЗВИТИЕ КВАЗИКЛАССИЧЕСКИХ ПОДХОДОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМОВ ${}^6\text{Li}$ *

Р. Я. Ильенков^{1,2}, ✉ А. А. Кирпичникова¹, О. Н. Прудников^{1,2}

¹ *Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный институт, Новосибирск, Россия*

✉ *KirpichnikovaAA@gmail.com*

Лазерное охлаждение атомов в настоящее время используется для широкого спектра современных научных исследований в квантовой физике: для создания квантовых сенсоров на атомных интерферометрах (гироскопы, гравиметры и акселерометры); для получения Бозе-конденсатов; для разработки квантовых компьютеров; для создания оптических стандартов частоты, используемых для навигационных систем и фундаментальных исследований. Исследования в данных областях стимулируют развитие эффективных методов лазерного охлаждения атомов.

Несмотря на весьма полное теоретическое описание и хорошо развитые методы лазерного охлаждения, задача выбора оптимальных параметров светового поля и предсказания минимальных достижимых температур лазерного охлаждения остается открытой для конкретных условий реализации эксперимента. В рамках квазиклассической теории указывается, что температура субдоплеровского лазерного охлаждения в полях малой интенсивности может быть меньше доплеровского предела и составлять несколько энергий отдачи. Для достижения сверхглубокого лазерного охлаждения рассматривается возможность использования узких оптических переходов, что, согласно классической теории, должно приводить к меньшим температурам доплеровского лазерного охлаждения, а при использовании полей с неоднородной поляризацией, возможно, к меньшим значениям субдоплеровских температур. Но при использовании узких оптических переходов существенными становятся квантовые эффекты отдачи, и известные классические теории становятся неприменимы.

Полный учет эффектов отдачи показал, что известная картина субдоплеровского охлаждения применима только для экстремально малых параметров отдачи $\epsilon_R = \omega_R / \gamma \ll 10^{-3}$ [1], отношения энергии отдачи, полученной атомом в результате единичного акта поглощения или излучения фотона, к естественной ширине линии оптического перехода, используемого для лазерного охлаждения. Для больших значений ϵ_R эффекты субдоплеровского охлаждения становятся менее эффективны [1], особенно для конфигурации поля, которую обычно используют в магнитооптических ловушках. Немаловажным является то, что равновесное решение для охлажденных атомов в световом поле не описывается гауссовым распределением, следовательно, не может быть описано в терминах температуры.

Одним из примеров лазерного охлаждения атомов с недостаточно малым параметром отдачи ϵ_R является лазерное охлаждение атомов лития Li. Среди щелочных металлов атом лития является лучшим кандидатом для исследования квантовых эффектов, возникающих при экстремально низких температурах, так как он является наиболее легким. Литий также идеален

© Р. Я. Ильенков, А. А. Кирпичникова, О. Н. Прудников, 2021

* Работа была поддержана грантом Президента Российской Федерации (№ 075-15-2021-128). Работа А. А. Кирпичниковой была поддержана грантом RFBR 19-29-11014. Работа О. Н. Прудникова была поддержана грантом RSF 20-12-00081.

для сравнения поведения бозонов и фермионов, так как он имеет стабильные изотопы как с целыми, так и с полуцелыми ядерными спинами: ${}^6\text{Li}$ ($I = 1$, 7,5 %) и ${}^7\text{Li}$ ($I = 3/2$, 92,5 %). Вследствие малой массы и необходимости использования высоких температур для генерации значительной плотности атомов в ловушках охлаждение атомов лития начинается с более высоких температур. Кроме того, использование стандартных моделей для описания процессов лазерного охлаждения атомов лития затруднительно, поскольку сверхтонкое расщепление уровней возбужденного состояния оптических переходов D2-линии достаточно мало по сравнению с естественной шириной, что не позволяет выделить замкнутый оптический переход, как для более тяжелых атомов (например, Cs или Rb). Таким образом, охлаждение и захват атомов являются сложным для реализации процессом [2]. Для повышения эффективности охлаждения атомов лития актуальна задача исследования и развития новых, более эффективных схем охлаждения. На данный момент большинство исследователей использует симпатический метод охлаждения атомов Li в магнитооптической ловушке, что накладывает определенные ограничения на использование холодных атомов в дальнейшем, так как буферные атомы сложно полностью извлечь из ловушки [3].

В нашей работе рассматриваются различные схемы лазерного охлаждения атомов ${}^6\text{Li}$ в монохроматических полях различной поляризационной конфигурации с учетом сверхтонкой энергетической структуры атома. Показано, что наиболее глубокое охлаждение может быть достигнуто в поле двух перпендикулярных линейно поляризованных полей: резонансного D2-линии и осуществляющего вынужденные переходы между уровнем основного состояния с полным угловым моментом $F = 3/2$ и уровнями возбужденного состояния с полными угловыми моментами $F = 1/2, 3/2, 5/2$. Отметим, что использование стандартной $\sigma_+ \sigma_-$ -конфигурации приводит к охлаждению до более высоких температур, чем в поле $lin \perp lin$ -конфигурации.

Сравнение с результатами различных экспериментов показало, что полученный теоретический предел даже для этой конфигурации поля еще не достигнут [4].

Кроме того, проведено теоретическое исследование перспектив лазерного охлаждения в полях более общей поляризационной конфигурации, образованных встречными волнами с эллиптической поляризацией для достижения глубокого лазерного охлаждения атомов лития.

Список литературы

1. Кирпичникова А. А., Прудников О. Н., Ильенков Р. Я. и др. Пределы лазерного охлаждения в полях с градиентом поляризации атомов с различной энергией отдачи // Квант. электр. 2020. Т. 50, № 939.
2. Lin Zh., Shimizu K., Zhan M. et al. Laser Cooling and trapping of Li // Jpn. J. App Phys. 1991. Vol. 30. P. 1324.
3. Hadzibabic Z., Stan C. A., Dieckmann K. et al. Two-species mixture of quantum degenerate Bose and Fermi gases // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. 160401.
4. Grimm R., Mosk A., Jochim S. et al. Resonator-enhanced optical dipole trap for fermionic lithium atoms // Opt. Lett. 2001. Vol. 26. P. 1837.

АНАЛИЗ КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ВНУТРИ ВЛОЖЕННЫХ РЕЗОНАТОРОВ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА И ВКР-ОСЦИЛЛЯТОРА*

✉ А. Ю. Кохановский, С. В. Смирнов

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉ alexey.kokhanovskiy@gmail.com

Волоконные осцилляторы на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) с синхронной накачкой обеспечивают эффективное нелинейное спектральное преобразование ультракоротких импульсов. В традиционных схемах импульсы задающего генератора направляются в резонатор ВКР-осциллятора [1]. Начальные импульсы предварительно усиливаются несколькими каскадами волоконных усилителей для достижения высокой эффективности преобразования. Однако оптическое усиление и вынужденное комбинационное рассеяние вносят дополнительные фазовые шумы и флуктуации интенсивности в преобразованные импульсы.

В данной работе мы исследуем спектральное преобразование ультракоротких импульсов внутри вложенных резонаторов волоконного лазера с синхронизацией мод и ВКР-осциллятора. Предлагаемая схема использует высокие внутрирезонаторные мощности лазера с синхронизацией мод для эффективного резонансного спектрального преобразования и механизма внутрирезонаторной синхронизации мод. Численное моделирование такой сложной нелинейной системы требует больших вычислительных затрат, особенно в случае импульсов длительностью более нескольких десятков пикосекунд, например, солитоны с высокой диссипацией энергии. Чтобы решить эту проблему, мы реализуем новую численную модель вынужденного комбинационного рассеяния света для разработки ВКР-осциллятора [2].

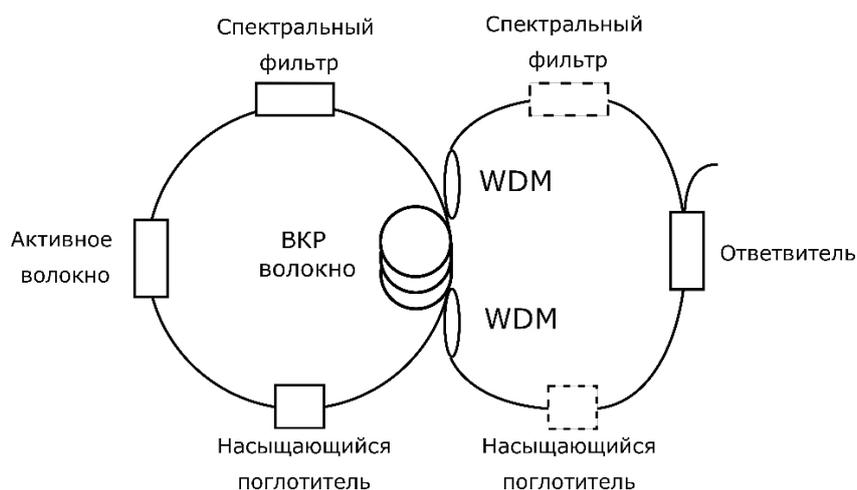


Рис. 1. Лазерная система, состоящая из двух вложенных резонаторов лазера с синхронизацией мод и ВКР-осциллятора

© А. Ю. Кохановский, С. В. Смирнов, 2021

* Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Новосибирской области (проект 19-42-540013).

Мы выбрали высоту пика когерентности автокорреляционной функции импульсов как показатель качества синхронизации мод (рис. 2, б). В этой работе мы демонстрируем эволюцию высоты пика когерентности в зависимости от параметров резонатора, таких как мощность насыщения насыщающихся поглотителей, ширина полосы спектральных фильтров, отношение мощностей выходных ответвителей.

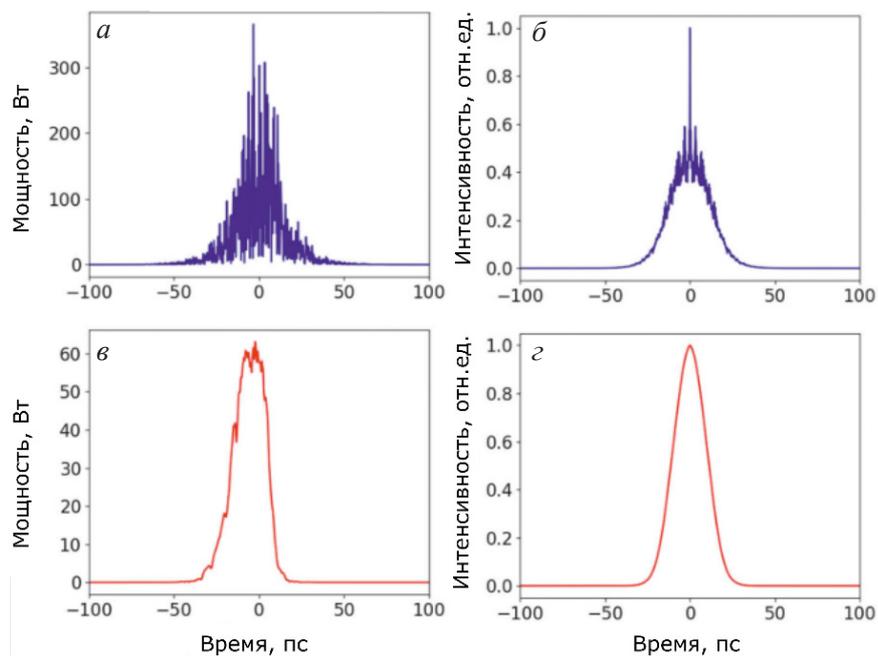


Рис. 2. Пример полученных импульсов в результате численного моделирования: временное распределение и автокорреляционная функция некогерентного импульса (а, б); временное распределение и автокорреляционная функция когерентного импульса (в, г)

Было обнаружено, что ВКР-импульсы могут действовать противоречивым образом: они могут дестабилизировать или стабилизировать импульсы с синхронизацией мод. Одной повторной инъекции ВКР-импульсов недостаточно для получения двухцветных импульсов с полной синхронизацией мод. Синхронизация мод для обоих импульсов требует добавления элементов синхронизации мод внутри ВКР-осциллятора: насыщающегося поглотителя и спектрального фильтра.

Список литературы

1. Kobtsev S., Ivanenko A., Kokhanovskiy A. et al. Raman-converted high-energy double-scale pulses at 1270 nm in P 2 O 5-doped silica fiber // Optics express. 2018. Vol. 26(23). 29867.
2. Smirnov S. Efficient numerical model of stimulated Raman scattering in optical fibers // JOSA B. 2020. Vol. 37(4). P.1219.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОД ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ*

✉ А. Ю. Колесникова, С. В. Сучков, И. Д. Ватник

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉ a.kolesnikova@g.nsu.ru

Генерация оптических частотных гребенок (ОЧГ) в микрорезонаторе является актуальным направлением исследований. ОЧГ позволяют создавать стандарты частоты и имеют приложения в прецизионной частотной метрологии, спектроскопии, обработке оптических сигналов, радиофотонике и т. д. На данный момент уже получена генерация ОЧГ в тороидальных, кольцевых резонаторах [1], но остается нерешенной задача создания октавной оптической гребенки с частотным интервалом менее 100 ГГц. В связи с этим актуальной задачей является получение ОЧГ в цилиндрических микрорезонаторах на поверхности оптических волноводов, так как они будут выдавать меньшую частоту повторения последовательности импульсов [2].

Работа посвящена изучению и анализу модели, описывающей динамику распространения мод шепчущей галереи на поверхности волоконных световодов в нелинейном режиме. Целью работы является проведение численных расчетов для определения пороговой мощности излучения, необходимой для наблюдения нелинейных эффектов и генерации ОЧГ.

Специально разработанные цилиндрические SNAP (Surface Nanoscale Axial Photonic) микрорезонаторы сочетают в себе микроскопические размеры и сверхмалые потери с высокой добротностью, приближающейся к 10^8 [3, 4]. Платформа SNAP состоит из оптического волокна со специально разработанной вариацией радиуса в нанометровом масштабе в осевом направлении и микроволокно ввода/вывода (рис. 1).

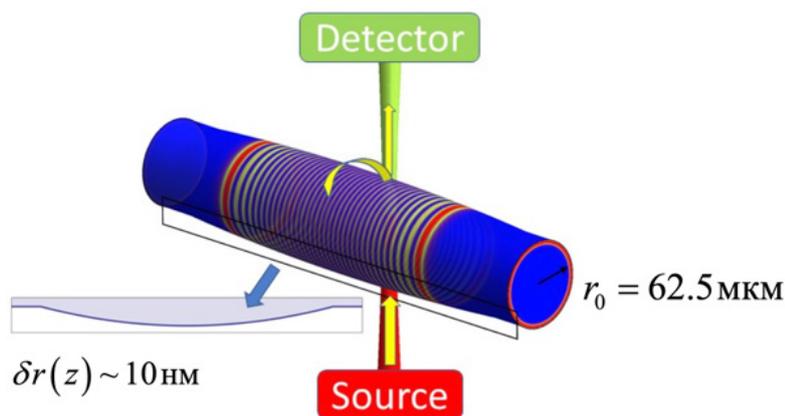


Рис. 1. Платформа SNAP: волоконный резонатор с изменением радиуса в наномасштабе, соединенный с микроволокном, которое необходимо для ввода/вывода излучения

Микроволокно возбуждает моды шепчущей галереи, которые циркулируют вблизи поверхности резонатора SNAP и испытывают медленное осевое распространение.

Электрическое поле мод может быть представлено в следующем виде [5]:

$$\vec{E} = A_{m,p}(z, t) \exp(-i\omega_m^0 t) \vec{e}_{m,p}(x, y), \quad (1)$$

где $A_{m,p}(z, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда моды, ω_m^0 — собственная частота моды, m и p — азимутальное и радиальное квантовые числа соответственно. В модели рассматривается распространение одной азимутально-радиальной моды и исследуется динамика распространения аксиальных мод вдоль оси резонатора.

Для создания оптической гребенки рассматривался параболический потенциал, который характеризуется эквидистантностью энергетических уровней. Для данного потенциала был рассчитан спектр пропускания системы «микрорезонатор — микроволокно» и определены резонансные длины волн, соответствующие аксиальным модам. Было проведено моделирование с непрерывным источником излучения для двух аксиальных мод под номерами 7 и 27. Результаты показали, что порог мощности для наблюдения нелинейных эффектов выше для моды с более высоким порядковым номером. Это связано с тем, что объем моды с большим порядковым номером больше, следовательно, мощность накачки распределяется по большему объему.

Также было проведено моделирование с перестройкой частоты накачки для моды с номер 27 при пороговой мощности. В первом моделировании частота изменялась в диапазоне от 26 четных мод до 28 четных мод. В результате моделирования наблюдались нелинейные эффекты и генерация оптической гребенки. Этот эффект объясняется тем, что под действием нелинейности уровни эффективного потенциала смещаются, поэтому при сканировании более вероятно попадание в уровень и, как следствие, накачка большего количества энергии в систему. Во втором моделировании (рис. 2) сканирование частоты было остановлено в момент генерации оптической гребенки, после чего наблюдалась стабильная во времени оптическая гребенка.

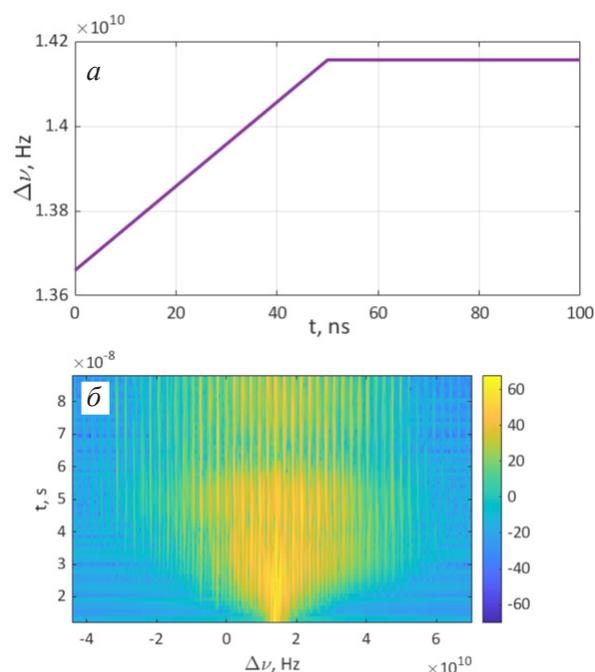


Рис. 2. Результаты моделирования: а — функция изменения частоты; б — динамика спектра с генерацией оптической гребенки

Список литературы

1. Wang W., Wang L., Zhang W. Advances in soliton microcomb generation // *Advanced Photonics*. 2020. Vol. 2(3). 034001.
2. Dvoyrin V., Sumetsky M. Bottle microresonator broadband and low-repetition-rate frequency comb generator // *Opt. Lett.* 2016. Vol. 41. P. 5547–5550.
3. Sumetsky M. Nanophotonics of optical fibers // *Nanophotonics*. 2013. Vol. 2(5–6). P. 393–406.
4. Watts A. L., Singh N., Poulton C. G. et al. Photoinduced axial quantization in chalcogenide microfiber resonators // *J. Opt. Soc. Am.* 2013. Vol. B 30(12). P. 3249.
5. Suchkov S. V., Sumetsky M., Sukhorukov A. A. Frequency comb generation in SNAP bottle resonators // *Opt. Lett.* 2017. Vol. 42(11). P. 2149.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИМФОГЕМОДИНАМИКИ В КОЖЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ДВУХМИКРОННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ*

✉ М. С. Копьева^{1,2}, С. А. Филатова¹, В. А. Камынин¹, П. В. Новокрещенов²,
И. М. Пушкарь², В. В. Асташов², Т. К. Чехлова², В. Б. Цветков¹

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

² *Российский университет дружбы народов, Москва, Россия*

✉ *mashutka_kopyova@mail.ru*

Лазерная доплеровская флоуметрия (ЛДФ) является актуальным неинвазивным методом оценки состояния микроциркуляции крови и лимфы. Такой метод позволяет подробно и широко проводить анализ микроциркуляторного русла и его компонентов при диагностике различных патологий в дерматологии, ангиологии, хирургии и кардиологии, тем самым обеспечивая более точный и индивидуальный контроль за лечением и назначением фармакотерапии [1]. В хирургической практике ЛДФ позволяет сравнить параметры микроциркуляции в до- и послеоперационном периоде, тем самым показывая, как патологические или регенеративные процессы зависят от параметров лимфо- и гемоциркуляции.

В последние десятилетия лазерные системы находят все большее применение в медицине [2]. Особое место среди медицинских лазерных систем занимают источники излучения двухмикронного спектрального диапазона [3], поскольку в данной области спектра находится один из пиков поглощения воды, из которой на 60–80 % состоят биологические ткани [4]. Следовательно, использование источников излучения двухмикронного диапазона приводит к уменьшению глубины проникновения в ткани, а также к локальному нагреву участков воздействия, что позволяет осуществлять прецизионное воздействие. В данной работе было проведено исследование лимфогемодинамики в коже мыши *in vivo* методом ЛДФ до и после воздействия непрерывным излучением с длиной волны 2,1 мкм.

Исследования были проведены на 19 белых половозрелых мышках самцах, вес которых варьировался от 23 до 30 г. Проведение эксперимента можно разделить на три этапа: первый — замер лимфогемодинамики в коже до нанесения лазерной раны, второй — воздействие лазерным излучением мощностью 0,3 Вт, 1 Вт или 1,5 Вт, и третий — снятие ЛДФ-граммы в центре раны и на расстоянии 3 мм в зоне термического повреждения (ЗТП), которая характеризуется локальным отеком и является обратимым повреждением. Во время проведения всего эксперимента животные были наркотизированы внутрибрюшным введением раствора этиминала натрия 0,0005 мг/кг. Измерение ЛДФ-грамм проводилось на анализаторе «ЛАЗМА СТ» (ООО НПП «Лазма», Россия). В качестве источника излучения использовался полностью волоконный гольмиевый лазер, работающий в непрерывном режиме на длине волны 2,1 мкм, с фокусирующей системой. Лазерная рана наносилась на выбритую кожу животного слева от позвоночного столба. Скорость движения платформы с животным относительно выходного волокна лазера составляла 0,25 мм/сек.

© М. С. Копьева, С. А. Филатова, В. А. Камынин, П. В. Новокрещенов, И. М. Пушкарь, В. В. Асташов, Т. К. Чехлова, В. Б. Цветков, 2021

* Работа выполнена на базе Научного центра мирового уровня «Фотоника» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№ 075-15-2020-912).

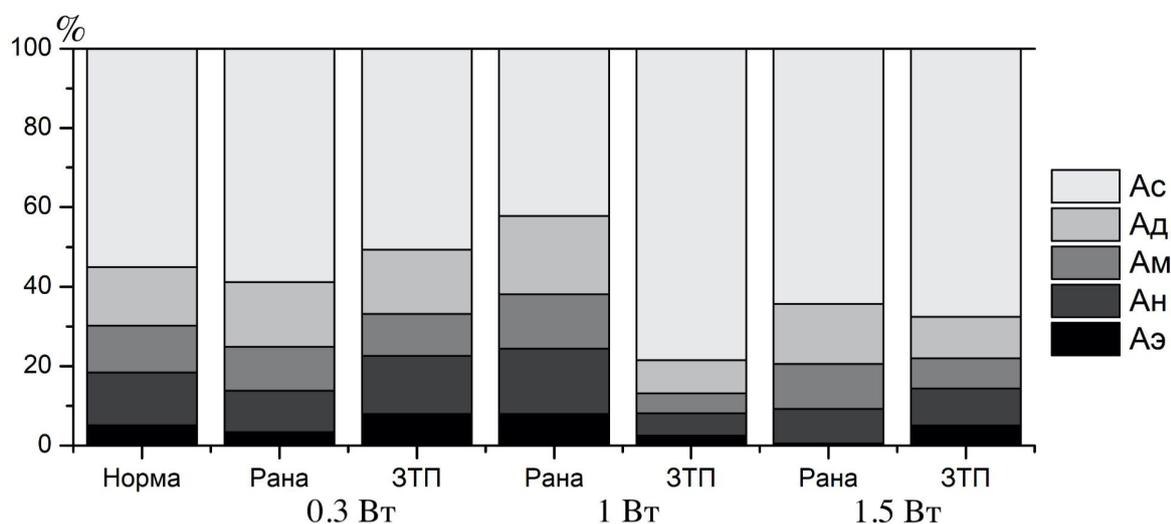
В ходе эксперимента оценивалось среднее арифметическое значение показателя микроциркуляции (М) в перфузионных единицах и среднее квадратичное отклонение (σ) также в перфузионных единицах, характеризующее величину временной изменчивости микроциркуляции крови (ПМ) и лимфы (ПЛ). Полученные результаты отражены в таблице.

Сравнение средних значений показателей микроциркуляции крови до и после воздействия непрерывным лазерным излучением на длине волны 2,1 мкм

Показатели, пф. ед.	Норма	0,3 Вт (n = 5)		1 Вт (n = 8)		1,5 Вт (n = 6)		
		Норма	Рана	ЗТП	Рана	ЗТП	Рана	ЗТП
ПМ	М	17,37 ± 4,09	13,81 ± 2,86	19,38 ± 7,04	8,71 ± 3,28	16,41 ± 2,87	9,17 ± 2,08	14,38 ± 1,23
	σ	3,33 ± 1,09	2,79 ± 0,92	2,51 ± 1,05	3,26 ± 1,7	2,82 ± 0,99	3,04 ± 1,4	4,4 ± 1,6
ПЛ	М	0,73 ± 0,16	0,68 ± 0,11	0,11 ± 0,05	0,65 ± 0,24	0,7 ± 0,17	0,64 ± 0,19	0,75 ± 0,09
	σ	0,17 ± 0,08	0,11 ± 0,05	0,13 ± 0,06	0,12 ± 0,05	0,1 ± 0,03	0,2 ± 0,09	0,12 ± 0,05

После воздействия лазерным излучением снижение гемо- и лимфомикроциркуляции наблюдалось как в центре повреждения, так и на периферии. С ростом мощности облучения показатели гемокциркуляции в ране снижались на 20 % по сравнению с нормой при облучении мощностью 0,3 Вт и на 47 % при мощности 1,5 Вт, а показатели лимфы на 7 и 12 % соответственно.

Оценка вклада амплитуд ритмических составляющих в общую мощность спектра представлена на рисунке. Рассматривались показатели, характеризующие активные механизмы микроциркуляции — эндотелиальная (Аэ), нейрогенная (Ан) и миогенная (Ам) функции микрососудов, а также пассивные — дыхательная (Ад) и пульсовая (Ас) флаксомации.



Вклад амплитуд различных ритмических составляющих в общую мощность спектра

Проведенное исследование состояния лимфо- и гемо- микроциркуляции в коже после воздействия двухмикронным лазерным излучением показало, что происходит снижение уровня кровотока и лимфы, а также усиление вазомоторной активности микрососудов.

Список литературы

1. Козлов В. И., Азизов Г. А., Гурова О. А. и др. Лазерная доплеровская флоуметрия в оценке состояния и расстройств микроциркуляции крови. М.: РУДН, 2012. 31 с.
2. Khalkhal E., Rezaei-Tavirani M., Zali M. R. et al. The evaluation of laser application in surgery: a review article // Journal of Lasers in Medical Sciences. 2019. Vol. 10(Suppl 1). S104.
3. Scholle K., Lamrini S., Koopmann P. et al. 2 μm laser sources and their possible applications // Frontiers in guided wave optics and optoelectronics. IntechOpen. 2010.
4. Filatova S. A., Shcherbakov I. A., Tsvetkov V.B. Optical properties of animal tissues in the wavelength range from 350 to 2600 nm // J. Biomed. Opt. 2017. Vol. 22(3). 035009.

САМОСТАБИЛИЗАЦИЯ РЕЗОНАНСА ОПТИЧЕСКОГО МИКРОРЕЗОНАТОРА НА ПОВЕРХНОСТИ ОПТОВОЛОКНА С АКТИВНОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ*

✉ Д. В. Кудашкин¹, Д. В. Крисанов¹, И. Д. Ватник¹, Д. В. Чуркин¹, С. К. Хорев²

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Zecotek Photonics, Inc., 2325-6900 Graybar Road, Richmond, BC V6W 0A5, Canada

✉ d.kudashkin@g.nsu.ru

Привязка спектра микрорезонатора к длине волны лазера накачки важна для многих приложений, например, для генерации гребенок оптических частот [1]. Обычно для решения этой проблемы используют тепловую синхронизацию, которая возникает из-за диссипации энергии внутри микрорезонатора, когда длина волны лазера накачки лежит на синем крыле его резонанса [2]. При этом создается сила обратной связи для компенсации возмущений в спектре мод, зависящая от мощности накачки. Такой подход может оказаться неудобным, например, в приложениях, где не требуется большая мощность.

Мы рассматриваем в качестве микрорезонатора оптическое волокно с легированной редкоземельными элементами сердцевиной. Для таких микрорезонаторов мы предлагаем реализовывать привязку спектра микрорезонатора к длине волны в соответствии со схемой на рис. 1.

Если длина волны лазера расположена в длинноволновом склоне резонанса, создается отрицательная обратная связь, которая нейтрализует возмущение спектра резонатора, привязывая его к центральной длине волны лазера. Силой обратной связи можно управлять с помощью внешнего оптического усилителя, и, таким образом, она не зависит от входной мощности накачки.

Для расчета использовалась одномерная модель баланса мощностей, учитывающая нагрев за счет безызлучательной релаксации возбужденного состояния. Модель включает нагрев из-за поглощения тепла в сердцевине волокна, нагрев МШГ, заведенной в резонатор, радиационные потери в окружающую среду (1). Параметры δ_c и δ_0 соответствуют собственной добротности и внутренним потерям микрорезонатора. Также учитывается смещение резонансной частоты от частоты накачки, которое зависит от изменения температуры резонатора. Мощность, излучаемая в сердцевине, рассчитывается согласно (2) и учитывает долю излучения, переданного на полупроводниковый усилитель, потери при распространении в волокне, поглощение в сердцевине,

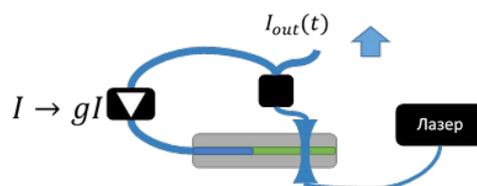


Рис. 1. Эксперимент по самостабилизации МШГ-микрорезонатора. С помощью лазера выполняется возбуждение МШГ, затем часть излучения через оптический делитель попадает на измеритель мощности, а оставшая часть попадает в полупроводниковый усилитель, после чего усиленный сигнал заводится в легированную сердцевину микрорезонатора. Излучение, попадающее на атомы легирующего вещества, переизлучается в тепло, меняя тем самым показатель преломления, эффективный радиус и, как следствие, смещая спектр микрорезонатора

всё это заключено в параметре α , коэффициент усиления полупроводникового диода $-g_0$. Результаты моделирования и их сравнение с экспериментом приведены на рис. 2.

$$\frac{dT(z,t)}{dt} = \beta \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - (T - T_0)\gamma - (T^4 - T_0^4)\delta + |a|^2 \psi(z)\zeta + P_{in\ core}(z)\Theta \quad (1)$$

$$\frac{da}{dt} = iF - ia(v_{in} - v_0 + K(T_{mode} - T_0)) - a(\delta_c + \delta_0) \quad (2)$$

$$P_{in\ core} = P_{from\ taper} \times \alpha \times e^{-\frac{g_0}{1 + \frac{P_{from\ taper}}{P_{sat}}}} \quad (3)$$

$$P_{from\ taper} = P_{in} \times \left| e^{iq} - \frac{2\delta_c\delta_0}{(\delta_c + \delta_0) - i(v_{in} - v_0 + K(T_{mode} - T_0))} \right|^2 \quad (4)$$

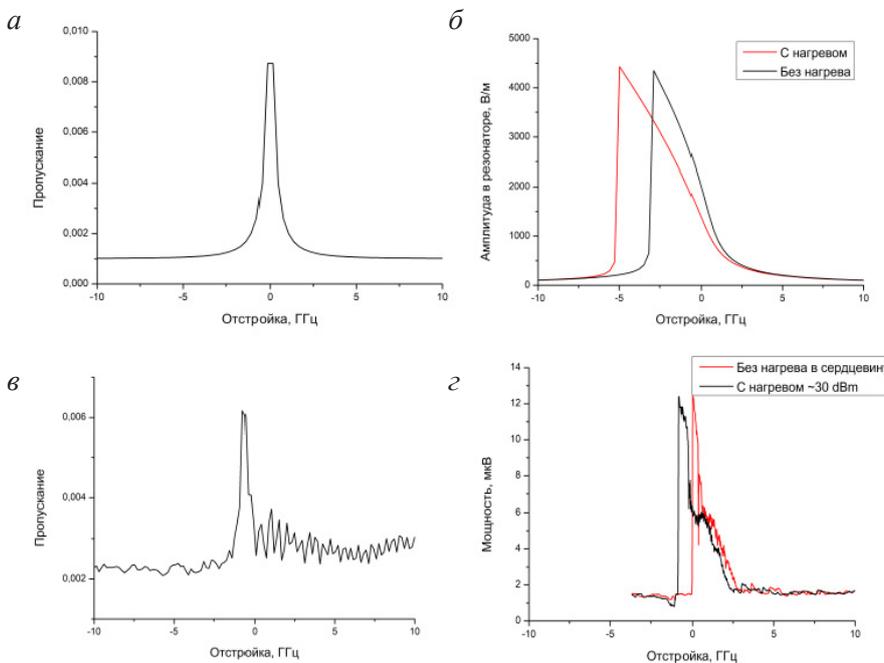


Рис. 2. Спектр пропускания микрорезонатора (а), смоделированная амплитуда МШГ в резонаторе в зависимости от отстройки лазера накачки для различных режимов: с нагревом сердцевинки и без него. Ширина кривой для случая с обратной связью больше, чем без обратной связи (б). Спектр пропускания микрорезонатора, использованный в эксперименте (в). Экспериментально наблюдаемая мощность, исходящая из тейпера для различных частот лазера накачки (з)

Ширина кривой для случая с обратной связью, вызванной нагревом сердечника, больше, чем без обратной связи. Это означает, что частотный диапазон мощностей накачки, удобный для эффективного возбуждения резонатора, становится шире.

Список литературы

1. Pasquazi A., Peccianti M., Razzari L. et al. Micro-combs: A novel generation of optical sources // Phys. Rep. 2018. Vol. 729. P. 1–81.
2. Carmon T., Yang L., Vahala K. J. Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities // Opt. Express. 2004. Vol. 12(20). P. 4742.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СЕНСОРОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ*

✉ А. О. Макаров¹, Д. В. Бражников^{1,2}, А. Н. Гончаров^{1,2,3}

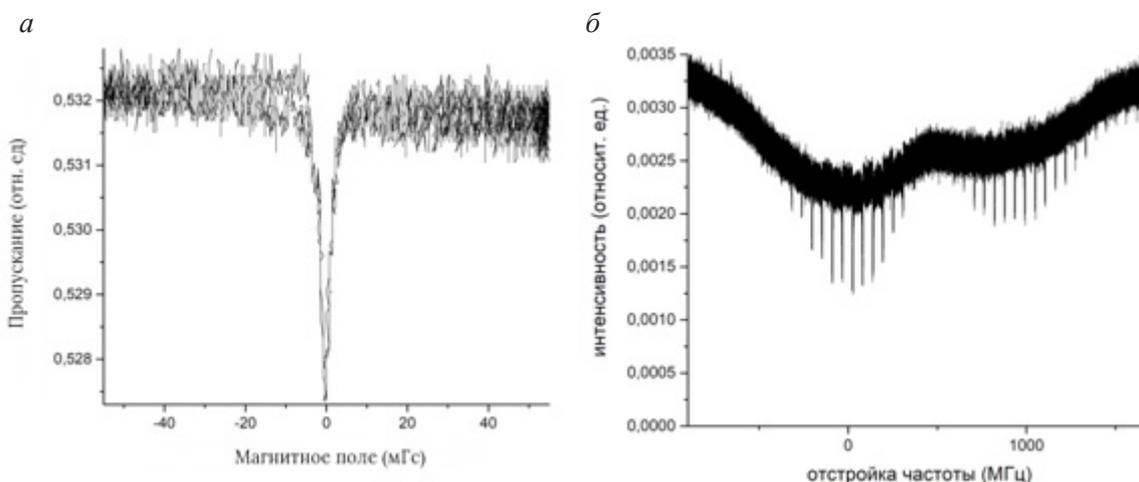
¹ *Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

³ *Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

✉ werklore@mail.ru

Резонансы пересечения уровней в нулевом магнитном поле служат основой для создания наиболее простых и надежных атомных магнитометров с оптической накачкой. Чувствительность современных образцов таких магнитометров достигает $10 \text{ фТл/Гц}^{1/2}$, при этом размеры самого сенсора (т. е. физического блока магнитометра) могут быть заметно меньше 1 см^3 . Такие магнитометры находят разнообразные биомедицинские приложения (см., например, [1]). Типовая оптическая схема таких сенсоров использует бегущую световую волну с волновым вектором \mathbf{k} для наблюдения ее поглощения в ячейке, наполненной буферным газом и парами щелочного металла (обычно Rb или Cs). Для наблюдения нелинейного магнитооптического резонанса к ячейке приложено статическое поперечное ($\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$) или продольное ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$) магнитное поле, которое медленно сканируется с частотой $\sim 1\text{--}10 \text{ Гц}$.



Пример магнитооптического резонанса ЭИА с минимальной шириной. Частота лазера настроена на оптический переход $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ в D_1 линии ^{87}Rb . Длительность регистрации сигнала $\approx 20 \text{ мс}$ в полосе частот 1 кГц (а). Наблюдение резонансов ЭИА на линии поглощения атомов рубидия.

Время регистрации сигнала $\approx 10 \text{ с}$ в полосе частот осциллографа (б)

Проведено экспериментальное исследование модификации стандартной схемы наблюдения магнитооптических резонансов, заключающейся в использовании дополнительной волны

накачки (конфигурация pump-probe). При этом волны обладают линейными взаимно ортогональными поляризациями. Ранее уже было продемонстрировано, что в такой схеме в поглощении пробного пучка наблюдается резонанс электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА) [2–5]. Настоящими исследованиями были улучшены параметры магнитооптических резонансов. В частности, для стеклянной ячейки с парами ^{87}Rb и 12 торр аргона в качестве буферного газа получен контраст резонанса $\approx 40\%$, а минимальная ширина на полувысоте (FWHM) составила ≈ 2 мГц (200 нТл). Примеры магнитооптических резонансов показаны на рис. 1. В наших экспериментах пары атомов нагревались до относительно невысокой температуры ≈ 60 °С, что заметно ниже, чем в большинстве других атомных сенсоров магнитного поля, где температура паров обычно выше 100 °С (см., например, [6]).

Предложенная магнитооптическая конфигурация обладает хорошими перспективами для ее использования в квантовой магнитометрии: разработка высокочувствительного магнитного сенсора с низким энергопотреблением.

Список литературы

1. Alem O. et al. Fetal magnetocardiography measurements with an array of microfabricated optically pumped magnetometers // *Phys. Med. Biol.* 2015. Vol. 60. P. 4797.
2. Brazhnikov D. V., Taichenachev A. V., Yudin V. I. Polarization method for controlling a sign of electromagnetically-induced transparency/absorption resonances // *Eur. Phys. J.* 2011. Vol. D 63. P. 315–325.
3. Brazhnikov D. V., Taichenachev A. V., Tumaikin A. M. et al. Effect of the polarization of counterpropagating light waves on nonlinear resonances of the electromagnetically induced transparency and absorption in the Hanle configuration // *JETP Lett.* 2010. Vol. 91. P. 625–629.
4. Brazhnikov D. V., Ignatovich S. M., Vishnyakov V. I. et al. High-quality electromagnetically-induced absorption resonances in a buffer-gas-filled vapour cell // *Laser Phys. Lett.* 2018. Vol. 15. 025701.
5. Brazhnikov D. V., Ignatovich S. M., Novokreshchenov A. S. et al. Ultrahigh-quality electromagnetically induced absorption resonances in a cesium vapor cell // *J. Phys. B. At., Mol. Opt. Phys.* 2019. Vol. 52. 215002.
6. Shah V., Knappe S., Schwindt P. D. D. et al. Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell // *Nat. Photonics.* 2007. Vol. 1. P. 649.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАПАСЕННОЙ СВЕТОСУММЫ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ LiF:Mg, Ti*

В. П. Дресвянский¹, С. Энхбат², ✉С. В. Мурзин¹, Е. Ф. Мартынович¹

¹Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, Иркутск, Россия

²Institute of Physics and Technology, Mongolian Academy of Science, Mongolia

✉ murzin_sv@list.ru

Объект наших исследований — дозиметрические монокристаллы LiF:Mg (100 ppm), Ti (10 ppm), широко применяемые в γ -дозиметрии. Целью работы — исследование механизма запасания светосуммы кристаллами LiF:Mg, Ti под действием интенсивного фемтосекундного излучения титан-сапфирового лазера в ближней ИК-области ~ 800 нм, а также исследование фотолюминесценции облученных образцов и сопоставление полученных результатов с результатами исследований термостимулированной люминесценции (ТСЛ) этих же кристаллов, облученных бета-излучением и другими видами радиации.

Экспериментальная установка по облучению кристаллов LiF:Mg, Ti фемтосекундными лазерными импульсами включала титан-сапфировый лазер, генерирующий импульсы длительностью 50 фс с энергией около 6 мДж и частотой следования 10 Гц. Исследования ТСЛ проводились на специализированной установке в температурном диапазоне от 295 до 673 К с постоянной скоростью нагрева 1 K s^{-1} . После измерения кривых термовысвечивания кристалла (КТВ), облученного фемтосекундным излучением, дополнительно были проведены исследования ТСЛ этого же образца, облученного β -излучением изотопного источника ^{90}Sr - ^{90}Y с мощностью дозы 0,6 Гр/мин. Время облучения образца β -частицами составило 30 с.

В результате проведенных исследований определены типы дефектов, которые аккумулируют энергию в виде запасенной светосуммы при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с широкозонными кристаллами. Установлено, что дефекты, аккумулирующие энергию при действии единичных фемтосекундных лазерных импульсов, — это F_2^- и F_3^+ -центры и дополнительные к ним центры интерстициального типа. При облучении сериями импульсов дополнительно возникают F_3^- , F_3^- и F_4^- -центры. По сравнению с рентгеновским и β -облучением более эффективно записываются высокотемпературные пики. Мы связываем более эффективное наведение высокотемпературных пиков под действием лазерного излучения с более высокой плотностью возбуждения вещества. Плотность возбуждения кристалла при действии лазерного излучения примерно в 10^7 раз выше, чем при действии рентгеновского излучения. Также она примерно в 10^4 раза выше плотности возбуждения, обеспечиваемой использованным нами источником бета-излучения. Из литературы известно, что высокотемпературные пики в термолюминесцентных детекторах на основе LiF:Mg, Ti более эффективно наводятся в треках тяжелых частиц, где плотность возбуждения значительно выше, чем при рентгеновском или β -облучении [1–3].

© В. П. Дресвянский, С. Энхбат, С. В. Мурзин, Е. Ф. Мартынович, 2021

* Работа выполнена в рамках плана фундаментальных исследований Российской академии наук на период до 2025 года (№ проекта 0243-2021-0004), а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования, культуры, науки и спорта Монголии, проект № 17-52-44015-Mong_a.

Аксиальная зависимость аккумулированной кристаллом энергии под действием единичных фемтосекундных импульсов лазерного излучения или их малых серий имеет «рваный», немонотонный характер, что, как показали микроскопические исследования, определяется тем, что запасание происходит в областях самофокусирующихся филаментов лазерного излучения, которые на начальном этапе облучения имеют малые размеры и количество которых невелико. С увеличением числа лазерных импульсов длина шпуров, наводимых филаментами в кристалле, а также их диаметры увеличиваются, а аксиальная зависимость запасенной энергии сглаживается. Величина светосуммы термостимулированной люминесценции, высвеченной облученными кристаллами, с ростом числа импульсов лазерного облучения вначале растет сверхлинейно, затем достигает максимума и далее снижается. Эффект насыщения запасенной светосуммы обусловлен тем, что в центральной приосевой части шпуров концентрация, степень агрегации и номенклатура центров окраски больше, чем в периферийной части [3].

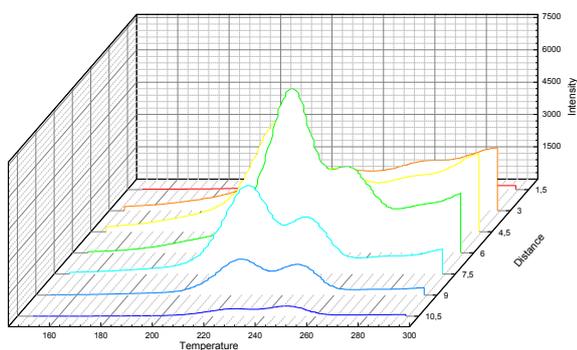


Рис. 1. КТВ 625 импульсов

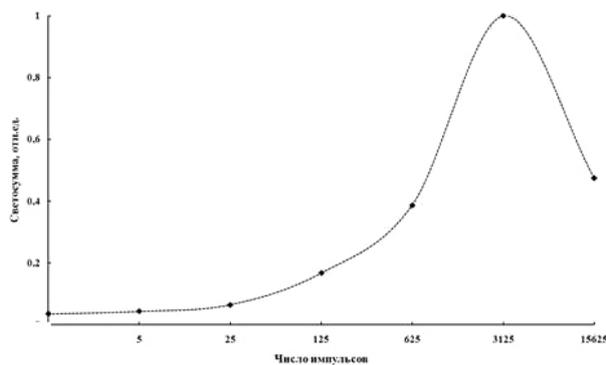


Рис. 2. Зависимость величины светосуммы ТСЛ, высвеченной кристаллами, от числа импульсов лазерного облучения

Список литературы

1. Кудрявцева И., Лущик А. И. Непомнящих Ф. А. и др. Термостимулированная и фотостимулированная люминесценция в монокристаллах LiF:Mg, Ti, облученных ионами и вакуумным ультрафиолетом // Физика твердого тела. 2008. Т. 50. № 9. С. 1603–1606.
2. Eliyahu I., Lavon A. et al. The modified unified interaction model: incorporation of dose-dependent localized recombination // Radiation Protection Dosimetry. 2015. Vol. 163. Iss. 3. P. 362–372.
3. Дресвянский В. П., Моисеева М. А., Кузнецов А. В. Запасание энергии в кристаллах фторида лития под действием фемтосекундных лазерных импульсов // Известия РАН, Серия физическая. 2016. Т. 80. № 1. С. 93–97.

ГЕНЕРАЦИЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКНЕ С УБЫВАЮЩЕЙ ПО ДЛИНЕ ДИСПЕРСИЕЙ *

✉ И. С. Паняев, Д. А. Столяров, А. А. Сысолятин, И. О. Золотовский,
Д. А. Коробко

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

✉ panyaev.ivan@rambler.ru

Одним из перспективных методов генерации высокочастотных импульсных последовательностей в оптике является применение эффектов модуляционной неустойчивости (МН) [1–3].

Для наблюдения эффекта индуцированной МН в качестве тестируемого световода с уменьшающейся по длине аномальной дисперсией (ВУД) использовался образец одномодового кварцевого волокна длиной 1000 м, изготовленный в ИОФ РАН из заготовки с W-образным профилем показателя преломления (ППП). Образец световода имел линейно изменяющийся по длине диаметр оболочки со 143 (максимальная аномальная дисперсия) до 114 мкм, а также уплощенную дисперсию вблизи длины волны $\lambda = 1550$ нм (т. е. обладал малой дисперсией третьего порядка). В качестве исходного использовался сигнал, полученный в результате сложения излучений пары непрерывных лазерных диодов (полупроводниковых РОС-лазеров) с различающимися длинами волн генерации. Результирующая частота биений суммарного сигнала ν в таком случае становится частотой следования импульсов, генерируемых посредством МН.

Эксперименты по генерации последовательностей импульсов были проведены в двухсекционном световоде, состоящем из стандартного одномодового волокна Corning LEAF со смещенной дисперсией (длиной 3,5 км), состыкованного с широким концом описанного выше образца ВУД. В таком двухсекционном световоде стандартное волокно используется в качестве среды для генерации последовательности импульсов посредством МН, а ВУД выступает в роли компрессора для уменьшения длительности импульсов и расширения генерируемого спектра [4, 5]. Результаты этих экспериментов представлены на рисунке при средней мощности на входе в световод около 80 мВт. Таким образом, применение двухсекционной волоконной системы позволяет получить высокочастотные последовательности субпикосекундных импульсов при меньшей средней мощности модулированного излучения.

В ходе экспериментов также были зафиксированы последовательности импульсов с частотой следования в диапазоне 100–300 ГГц и длительностью < 1 пс. Рассмотренная схема может послужить основой для разработки семейства генераторов гребенчатого спектра и представлять интерес для работ в области телекоммуникаций, спектроскопии, радиофотоники и т. д. На основе сравнения экспериментальных результатов с численным моделированием предложен способ восстановления неизвестного дисперсионного профиля неоднородного по длине волокна, который может применяться в качестве оперативного метода метрологии дисперсионных параметров исследуемых образцов неоднородных по длине волокон. С более подробным описанием результатов можно ознакомиться в работе [6].

© И. С. Паняев, Д. А. Столяров, А. А. Сысолятин, И. О. Золотовский, Д. А. Коробко, 2021

* Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (075-15-2021-581) и РФФИ (19-72-10037).

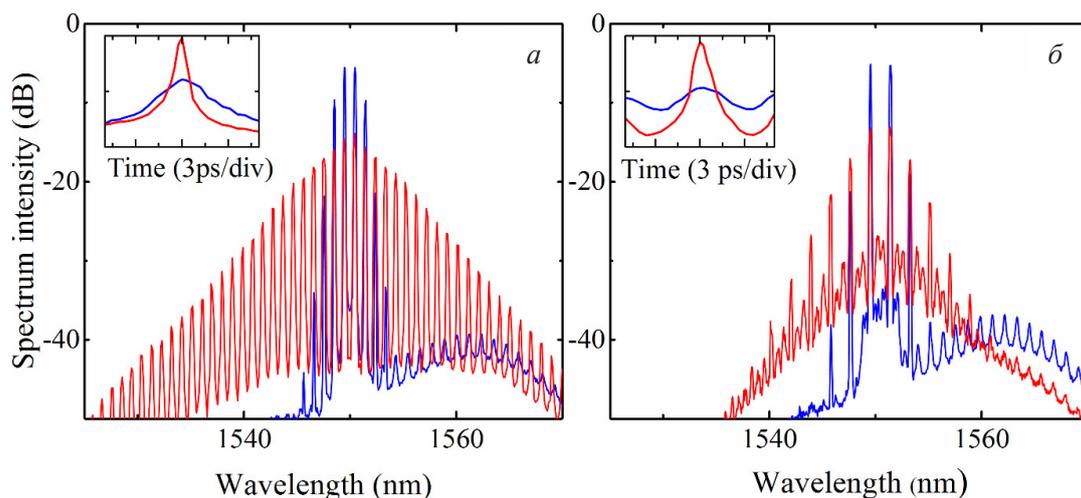


Рис. 1. Спектры излучения при прохождении двухсекционного световода Corning LEAF+ ВУД. Частота модуляции $\nu \sim 120$ ГГц ($\Delta\lambda = 1$ нм) (а) и ~ 240 ГГц ($\Delta\lambda = 2$ нм) (б). На вставках показаны автокорреляционные функции формируемых импульсов. Синие линии соответствуют излучению, прошедшему только через световод LEAF, красные — излучению, прошедшему обе секции (Corning LEAF+ ВУД)

Список литературы

1. Mamyshev P. V., Chernikov S. V., Dianov E. M. et al. Generation of a high-repetition-rate train of practically noninteracting solitons by using the induced modulational instability and Raman self-scattering effects // *Opt. Lett.* 1990. Vol. 15. P.1365.
2. Närhi M., Wetzel B., Billet C. et al. Real-time measurements of spontaneous breathers and rogue wave events in optical fibre modulation instability // *Nature Commun.* 2016. Vol. 7. 13675.
3. Mussot A., Conforti M., Trillo S. et al. Modulation instability in dispersion oscillating fibers // *Adv. Opt. Photon.* 2018. Vol. 10. Iss. 1. P. 1–42.
4. Chernikov S., Richardson D., Payne D. et al. Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber // *Opt. Lett.* 1993. Vol. 18. P. 476.
5. Korobko D. A., Okhotnikov O. G., Stoliarov D. A. et al. Broadband infrared continuum generation in dispersion shifted tapered fiber // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2015. Vol. 32. P. 692.
6. Паняев И. С., Столяров Д. А., Сысолятин А. А. и др. Генерация последовательностей высокочастотных импульсов в волокне с убывающей по длине дисперсией. Использование экспериментальных результатов для метрологии неоднородных по длине волокон // *Квант. Электрон.* 2021. Т. 51. С. 427.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ФИЛЬТРА ЛАЗЕРНОГО РЕЗОНАТОРА НА ГЕНЕРАЦИЮ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ

✉ А. Е. Перепелов, К. В. Серебрянников, Е. А. Куприков

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉ a.perpelov@g.nsu.ru

Для обеспечения условий существования диссипативных солитонов и нахождения новых режимов генерации важно исследовать зависимости характеристик излучения от параметров элементов лазерного резонатора, таких как спектральный фильтр. При распространении внутри резонатора импульс претерпевает дисперсионное расплывание и приобретает чирп. Вследствие этого фильтр обрезает импульс не только в спектральной, но и во временной областях. В литературе, как правило, акцентируют внимание на ширине полосы пропускания фильтра, не принимая во внимание центральную длину волны полосы пропускания [1–3]. Однако при экспериментальной реализации лазерного резонатора положение полосы должно быть согласовано с профилем усиления волоконного усилителя резонатора; оно также определяет общую хроматическую дисперсию в резонаторе.

Цель работы — исследовать влияние положения полосы пропускания спектрального фильтра на параметры диссипативных солитонов.

В работе использовался волоконный лазер с нелинейным усиливающим петлевым зеркалом (рис. 1). В пассивной петле лазерного резонатора был помещен спектральный фильтр с фиксированной шириной полосы пропускания 10 нм и перестраиваемой центральной длиной волны полосы пропускания в диапазоне от 1035 до 1070 нм.

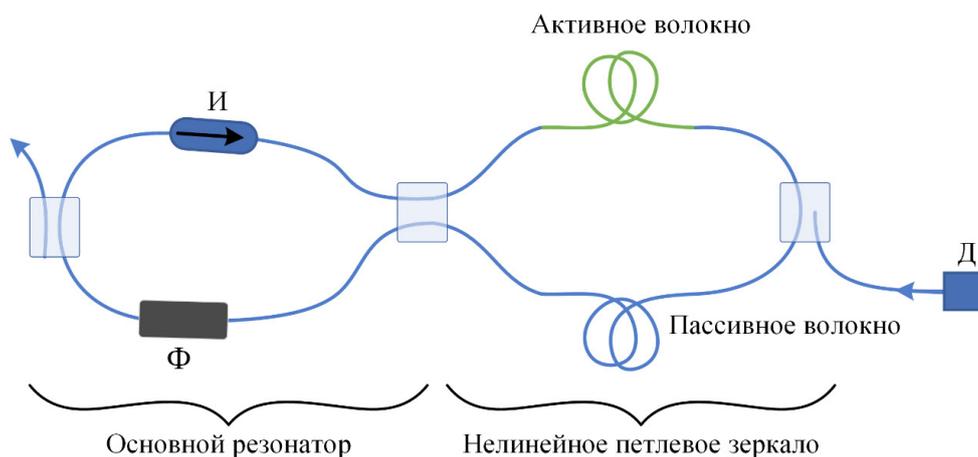


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментального лазера с перестраиваемым спектральным фильтром. Д — лазерный диод накачки; Ф — спектральный фильтр; И — оптический изолятор

Стабильная импульсная генерация была достигнута при длинах волн полосы пропускания фильтра от 1051 нм и токах накачки лазерного диода от 2,0 А. При меньших токах накачки или меньших длинах волн импульсная генерация отсутствовала. Длина волоконного усилителя резонатора составляла 5 м, поэтому максимум профиля усиления лежал в области 1070 нм. Большое рассогласование положения полосы пропускания с максимумом усиления приводило к превышению потерь над усилением излучения в лазерном резонаторе.

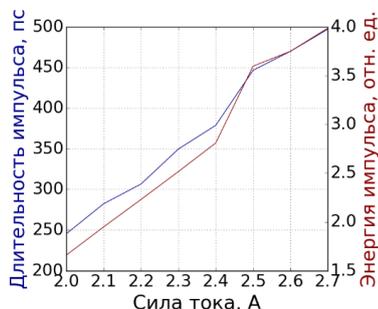


Рис. 2. Зависимости длительности и энергии импульса от тока накачки для полосы пропускания с центром в 1070 нм

При увеличении мощности оптической накачки наблюдался эффект диссипативного резонанса [4], при котором увеличение энергии диссипативных солитонов обеспечивалось за счет увеличения их длительности (рис. 2).

С другой стороны, увеличение центральной длины волны полосы пропускания фильтра приводило к уменьшению длительности импульсов при одновременном увеличении их энергии (рис. 3). При изменении центральной длины волны с 1051 до 1070 длительность импульсов уменьшилась с 600 до 500 пс, и энергия увеличилась с 6,7 до 8,4 нДж.

Таким образом, в работе демонстрируется возможность управления энергией и длительностью импульсов с помощью перестройки полосы пропускания спектрального фильтра.

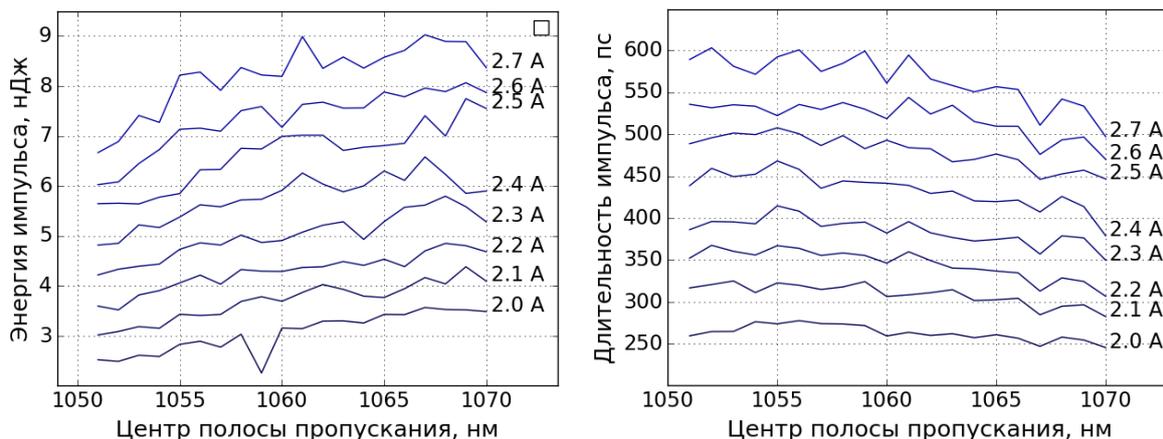


Рис. 3. Зависимости энергии и длительности импульса от центральной длины волны полосы пропускания спектрального фильтра при разных токах накачки лазерного диода

Список литературы

1. Grelu P., Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers // Nature photonics. 2012. Vol. 6.2. P. 84–92.
2. Chong A., Renninger W. H., Wise F.W. All-normal dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ // Opt. Lett. 2007. Vol. 32. P. 2408–2410.
3. Kieu K., Renninger W. H., Chong A. et al. Sub-100 fs pulses at wattlevel powers from a dissipative-soliton fiber laser // Opt. Lett. 2009. Vol. 34. P. 593–595.
4. Li D., Li L., Zhou J. et al. Characterization and compression of dissipative-soliton-resonance pulses in fiber lasers // Scientific reports. 2016. Vol. 6.1. P. 1–7.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН В ДВУСТОРОННИХ ВОЛОКОННЫХ КОЛЬЦЕВЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

✉ В. А. Разуков, Л. А. Мельников

Саратовский государственный технический университет

им. Ю. А. Гагарина, Саратов, Россия

✉ *razukov.vad@gmail.com*

В теории коротких и ультракоротких импульсов широко известным способом решения подобных задач является применение метода медленных амплитуд с учетом дисперсии групповых скоростей и нелинейности. В данном случае мы берем относительно равномерное распределение поля вдоль пространственной оси в начальный момент времени и получаем задачу в начальных условиях. Для лазеров и резонаторов ожидаемо, что конечное состояние поля не будет сильно зависеть от начальных условий и, таким образом, мы можем записать уравнения для распространения волн в резонаторе в следующем виде:

$$2i\left(\frac{\partial F}{\partial t} + v\frac{\partial F}{\partial z}\right) + D\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + 2\chi(|F|^2 + 2|B|^2)F = 0,$$

$$2i\left(\frac{\partial B}{\partial t} + v\frac{\partial B}{\partial z}\right) + D\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + 2\chi(2|F|^2 + |B|^2)B = 0.$$

При этом граничные условия примут вид

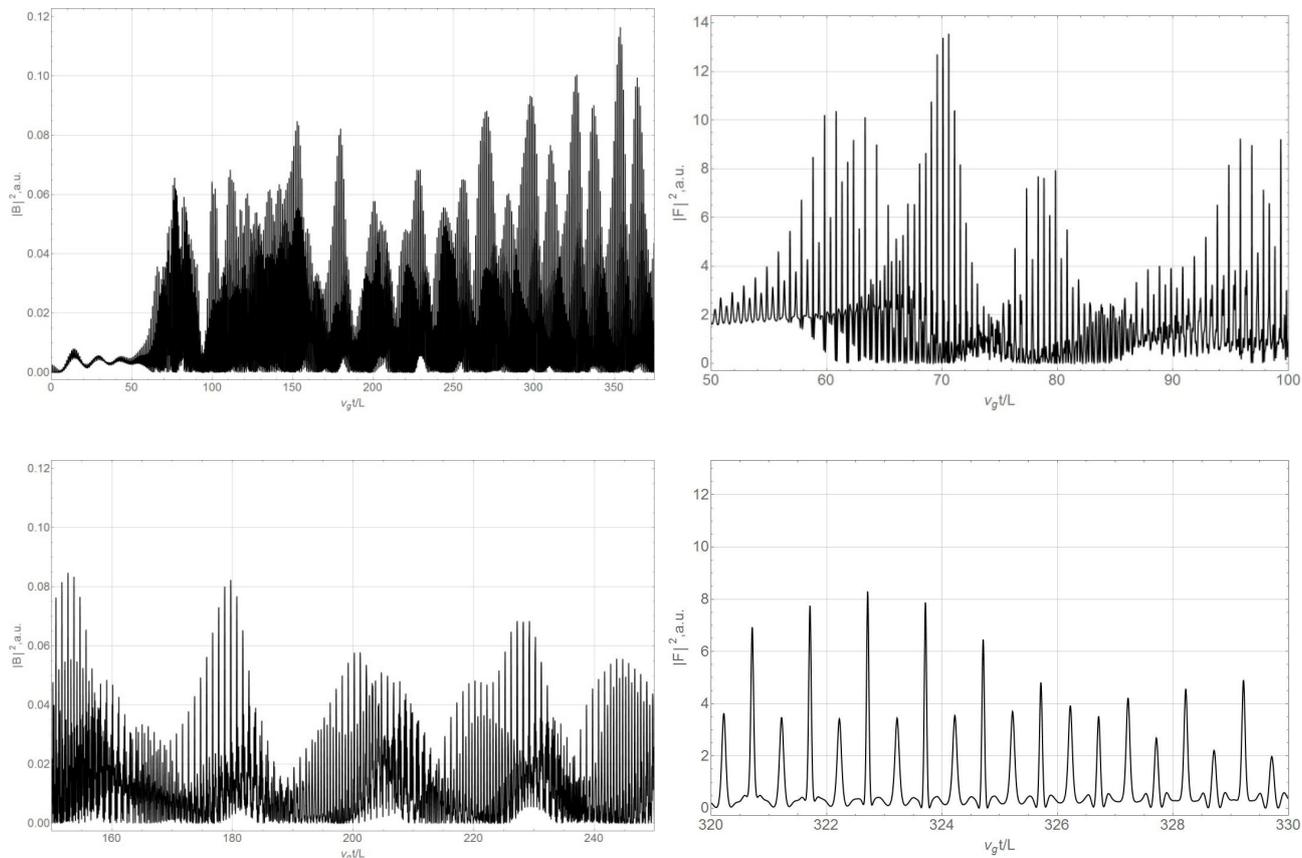
$$F(0) = \sqrt{1-R}\sqrt{1-r}F(L) + \sqrt{R}\sqrt{A}\sqrt{1-r} + \sqrt{r}B(0),$$

$$B(L) = \sqrt{1-R}\sqrt{1-r}B(0) - \sqrt{r}(1-r)F(L) + \sqrt{Rr}\sqrt{1-R}\sqrt{A}.$$

Здесь F и B — поля волн, бегущих по и против часовой стрелки соответственно, $D < 0$ — коэффициент ДГС, v — групповая скорость, χ — коэффициент фазовой кросс- и само-модуляции, R — коэффициент отражения ответвителя, r — коэффициент отражения внутррезонаторного зеркала, A — интенсивность внешней накачки, L — длина резонатора.

При расчетах мы учитываем собственно кольцевой микрорезонатор с дисперсией и нелинейностью, ответвитель, служащий как для ввода внешней накачки, так и для отвода излучения, и зеркало, служащее для моделирования рассеяния света на случайных неоднородностях среды, которое помещается в случайную точку резонатора. Кроме вышеупомянутых эффектов, может присутствовать модуляционная нестабильность [1, 2], которая связана с отрицательной ДГС в нелинейной среде и проявляет себя в виде нестабильности решений на постоянной во времени интенсивности. Так как в модели применяются уравнения переноса, мы вправе применить эффективную разностную схему второго порядка «Кабаре» [3], что мы уже показали возможным в одной из предыдущих работ [4].

Чтобы убедиться в стабильности алгоритма, мы рассчитали полную энергию импульса за обход, и численные потери составили менее 1 % на 2×10^6 шагов по времени, что составляет примерно 1000 обходов резонатора.



Примеры результатов моделирования

Верхний ряд показывает распространение поля в резонаторе после введения невзаимного сдвига по фазе и возникновения сложного профиля поля из-за начавшегося взаимодействия прямой и обратной волн. Слева в нижнем ряду показано образование оптической частотной гребенки, и можно заметить сильные фоновые фазовые шумы. Справа внизу представлен детальный вид сформировавшейся гребенки.

Обобщая полученные результаты, мы можем заключить, что использование в численной схеме явно-неявной разностной схемы «Кабаре» второго порядка с улучшенной устойчивостью дает возможность симуляции не только длительной временной динамики в волоконных микрорезонаторах с учетом ДГС, фазовой кросс и самомодуляции, но и с учетом нелеевского рассеяния и линейной связи волн. В рамках данного подхода легко учесть также ВКР и ВРМБ в материале резонатора, для чего необходимо записать уравнения для ВКР и ВРМБ волн, что практически невозможно сделать в модовой модели, так как размерность системы уравнений вырастает в несколько раз с соответствующим увеличением времени расчетов.

Список литературы

1. Razukov V. A., Melnikov L. A. Short pulse dynamics in a linear cavity fiber laser // Saratov Fall Meeting 2015: Third International Symposium on Optics and Biophotonics and Seventh Finnish-Russian Photonics and Laser Symposium (PALS). 2016. P. 788–792.
2. Razukov V., Melnikov L. Soliton Pulse Dynamics in a Bidirectional Microcavity // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). St. Petersburg. P. 358–358.
3. Головизнин В. М., Самарский А. А. Разностная аппроксимация конвективного переноса с пространственным расщеплением временной производной // Матем. моделирование. 1998. Т. 10. № 1. С. 86–100.
4. Razukov V., Melnikov L. Numerical Modeling of the Opposite Waves Spatio-Temporal Dynamics in a Ring Fibre Nonlinear Microcavity // Izvestiya of Saratov University. New series. Series: Physics. 2020. Vol. 20. P. 64–71.

ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ГАРМОНИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД И ТОЧНОЙ НАСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ*

✉ В. А. Рибенек, Д. А. Столяров, Д. А. Коробко, Г. В. Тертышникова

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

✉ ribl98@mail.ru

В работе рассмотрен кольцевой волоконный лазер (рис. 1) солитонного типа [1] с синхронизацией мод на основе нелинейного вращения поляризации (НВП). В режиме многоимпульсной генерации лазер легко перестраивается в состояние гармонической синхронизации мод (ГСМ) [2, 3], при этом он также допускает перестройку длины волны генерации в диапазоне 1550–1585 нм. Максимальная частота следования импульсов составила 6,7 ГГц. Как у большинства ГСМ-лазеров, изменение частоты следования импульсов при изменении накачки происходит ступенчато и не допускает плавной подстройки.

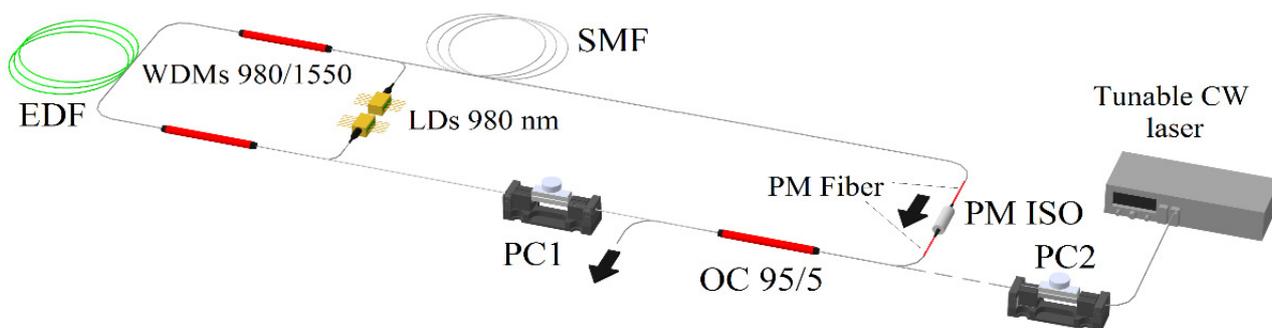


Рис. 1. Схема волоконного лазера. EDF — волокно, легированное Er, PC — контроллер поляризации, PM ISO — поляризационно-чувствительный изолятор, OC — выходной ответвитель, LDs — диоды накачки. Перестраиваемый непрерывный лазер подключается при необходимости точной настройки частоты следования выходных импульсов

Нами предложен новый метод точной подстройки частоты следования импульсов [4, 5], использующий инжекцию излучения внешнего непрерывного лазера с перестраиваемой длиной волны. Показано, что контролируемого изменения частоты следования импульсов кольцевого лазера возможно добиться при попадании излучения внешнего лазера в пределы спектрально узких, периодически расположенных полос. Эти полосы идентифицированы нами как полосы максимального пропускания кольцевого резонатора [6]. При помощи подстройки поляризации внешнего источника частотой следования возможно управлять с максимальной точностью, равной фундаментальной частоте кольцевого резонатора (рис. 2). После выключения внешнего источника частота следования сохраняет новое значение, при этом в процессе перестройки основные характеристики лазера (длительность импульса, уровень шумов и т. д.)

© В. А. Рибенек, Д. А. Столяров, Д. А. Коробко, Г. В. Тертышникова, 2021

* Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (075-15-2021-581) и РФФИ (19-72-10037).

практически не изменяются. Происходящим при перестройке процессам даны качественные объяснения с точки зрения эффектов солитонного гистерезиса в кольцевом волоконном лазере с синхронизацией мод на основе НВП.

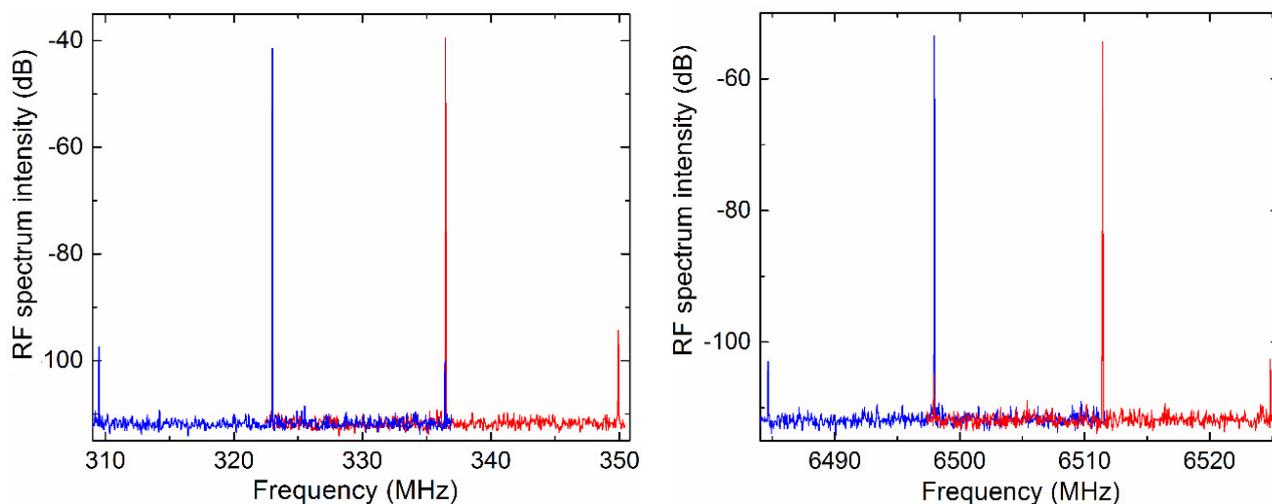


Рис. 2. Примеры перестройки частоты следования импульсов с максимальной точностью (номер гармоники изменяется на $N = 1$) при различных уровнях мощности накачки P_p : (а) $\cdot P_p \approx 150 \text{ mW}$, $P_p \approx 900 \text{ mW}$. На рисунках показаны РЧ спектры лазера с разрешением 100 кГц. Синие и красные линии соответствуют РЧ спектрам до включения и после выключения внешнего СВ-источника

Отметим, что максимумы пропускания кольцевого резонатора могут быть достаточно просто смещены в заданную спектральную область. Таким образом, в данной схеме в качестве внешнего непрерывного источника может применяться стандартный DFB-лазер. В этом случае себестоимость предлагаемой конфигурации снижается в десятки раз, что позволяет рассматривать это решение как прототип высокочастотного импульсного лазерного генератора с точной настройкой частоты следования, крайне востребованного в большом числе приложений.

Список литературы

1. Droste S., Ycas G., Washburn B. R. et al. Optical frequency comb generation based on erbium fiber lasers // *Nanophotonics*. 2016. Vol. 5(2). P. 196–213.
2. Gray S., Grudinin A. B., Loh W. H. et al. Femtosecond harmonically mode-locked fiber laser with time jitter below 1 ps // *Optics letters*. 1995. Vol. 20(2). P. 189–191.
3. Lecaplain C., Grelu P. Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser // *Optics express*. 2013. Vol. 21(9). P. 10897–10902.
4. Yeh D. H., He W., Pang M. et al. Pulse-repetition-rate tuning of a harmonically mode-locked fiber laser using a tapered photonic crystal fiber // *Optics letters*. 2019. Vol. 44(7). P. 1580–1583.
5. Jeon C. G., Zhang S. Shin, J. et al. Highly tunable repetition-rate multiplication of mode-locked lasers using all-fibre harmonic injection locking // *Scientific reports*. 2018. Vol. 8(1). P. 1–9.
6. Man W. S., Tam H. Y., Demokan M. S. et al. Mechanism of intrinsic wavelength tuning and sideband asymmetry in a passively mode-locked soliton fiber ring laser // *JOSA B*. 2000. Vol. 17(1). P. 28–33.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОГИПЕРТЕРМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОПУХОЛЬ С ВВЕДЕННЫМИ В НЕЕ НАНОЧАСТИЦАМИ КРЕМНИЯ*

✉ О. И. Соколовская¹, С. В. Заботнов¹, Л. А. Головань¹, П. К. Кашкаров¹,
А. В. Хилов^{2,1}, Д. А. Куракина², Е. А. Сергеева^{2,1}, М. Ю. Кириллин¹

¹ *Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*

² *Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

✉ oi.sokolovskaja@physics.msu.ru

Фотогипертермия — это методика терапии опухолей, основанная на локализованном лазерном нагреве патологических тканей до температур свыше 42 °С, приводящем к гибели клеток. Механизм нагрева заключается в поглощении биотканью лазерного излучения с длиной волны видимого или инфракрасного диапазона для обеспечения достаточного прогрева глубоких слоев опухоли. Локализация нагрева в биоткани может быть реализована путем адресной доставки наночастиц с высоким сечением поглощения излучения в сочетании с фокусировкой лазерного пучка в область опухоли. Использование кремниевых наночастиц (КНЧ) для гипертермии представляется весьма перспективным, поскольку КНЧ обладают высоким оптическим поглощением [1] в сочетании с низкой токсичностью и биodeградируемостью [2]. Изготовление КНЧ методом лазерной абляции в жидкости позволяет получить химически чистые частицы с размерами менее 100 нм [1].

В данном исследовании проведено численное моделирование лазерного нагрева узловой базальноклеточной карциномы (БКК) с внедренными в нее КНЧ для температур, соответствующих режиму мягкой гипертермии (42–43 °С). В норме коэффициент поглощения БКК ниже, чем у окружающей ее здоровой ткани [3]. Адресная доставка КНЧ в БКК повышает эффективность локального поглощения излучения, обеспечивая, таким образом, более эффективный нагрев БКК.

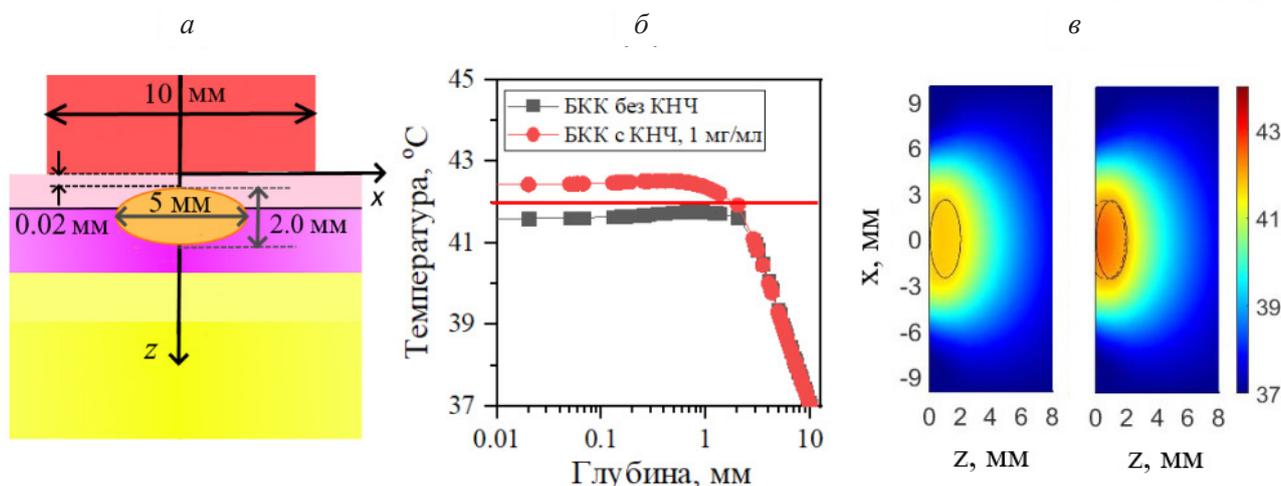
При моделировании мы в качестве агентов гипертермии рассматривали КНЧ, изготовленные пикосекундной лазерной абляцией массивов низколегированных кремниевых нанонитей (КНН) в воде [2]. Размер КНЧ варьировался от 18 до 66 нм. Оптические свойства биоткани с внедренными КНЧ были рассчитаны в рамках теории Ми на основе данных атомно-силовой микроскопии о распределении частиц по размерам. Мы рассмотрели концентрацию наночастиц в опухоли 1 мг/мл, вполне достижимую при прямой инъекции суспензии КНЧ [4].

Методом Монте-Карло мы рассчитали объемную плотность поглощенной мощности лазерного излучения в биоткани. Данный результат был использован для определения функции источников тепла при решении биотеплового уравнения методом конечных элементов, в котором также учитывались тепловые эффекты, обусловленные перфузией крови и конвективным переносом тепла. Расчеты проводились для трехслойной среды, образованной эпидермисом, дермой и подкожным жиром, содержащей опухоль в форме эллипсоида (см. рисунок, а).

© О. И. Соколовская, С. В. Заботнов, Л. А. Головань, П. К. Кашкаров, А. В. Хилов, Д. А. Куракина, Е. А. Сергеева, М. Ю. Кириллин, 2021

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00192).

Расчет распределения температур в биоткани при ее нагреве непрерывным лазерным излучением с длиной волны 633 нм показал, что внедрение КНЧ в область опухоли позволяет добиться увеличения контраста температур между тканью опухоли и окружающей ее здоровой тканью, который обусловлен увеличением эффективности поглощения лазерного излучения в присутствии КНЧ. Так, при интенсивности излучения свыше 170 мВт/см² весь объем опухоли полностью прогревается до температур, превышающих 42 °С (см. рисунок, б, в). При этом существенных изменений в нагреве здоровых тканей не происходит. Результат, представленный на рисунке (б, в) получен для размера пучка 1 см² при равномерном пространственном распределении интенсивности падающего излучения. Стоит отметить, что толщина БКК имела тот же порядок величины, что и глубина проникновения излучения с рассмотренной длиной волны.



Модель биоткани, использованная в численном эксперименте (а); зависимость температуры на оси лазерного пучка от глубины для биоткани без и с КНЧ (б); поперечные сечения карт температур для биоткани без КНЧ и с ними (в)

Таким образом, проведенное моделирование демонстрирует перспективность применения КНЧ, полученных лазерной абляцией, для увеличения контраста температур между областями опухоли и здоровых тканей при гипертермии кожных злокачественных образований.

Список литературы

1. Zobotnov S. V., Skobelkina A. V., Sergeeva E. A. et al. Nanoparticles produced via laser ablation of porous silicon and silicon nanowires for optical bioimaging // Sensors. 2020. Vol. 20. 4874.
2. Ксенофонтова О. И., Васин А. В., Егоров В. В. и др. Пористый кремний и его применение в биологии и медицине // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. № 67.
3. Salomatina E.V., Jiang B., Novak J. et al. Optical properties of normal and cancerous human skin in the visible and near-infrared spectral range // J. of Biomedical Optics. 2006. Vol. 11. 064026.
4. Krylov I. V., Akasov R. A., Rocheva V. V. et al. Local overheating of biotissue labeled with upconversion nanoparticles under Yb3+ resonance excitation // Front. Chem. 2020. Vol. 8. P. 295.

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

А. А. Бушунов^{1,2}, А. А. Тесленко^{1,2}, В. А. Лазарев¹, ✉ М. К. Тарабрин^{1,2,3}

¹ МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

✉ tarabrinmike@yandex.ru

В настоящее время широкое применение в различных областях науки и техники находят устройства и компоненты для среднего ИК-диапазона (2–16 мкм). Для изготовления оптических компонентов ближнего и среднего ИК-диапазона используются специальные материалы, которые обладают высоким показателем преломления ($n = 2 \dots 4$ в спектральном диапазоне от 2 до 16 мкм). Такие значения показателя преломления приводят к большим френелевским потерям на отражение от рабочих поверхностей оптических элементов или торцов волоконных световодов, изготовленных из данных материалов. Эти потери ограничивают энергетические характеристики оптических устройств, работающих в среднем ИК-диапазоне.

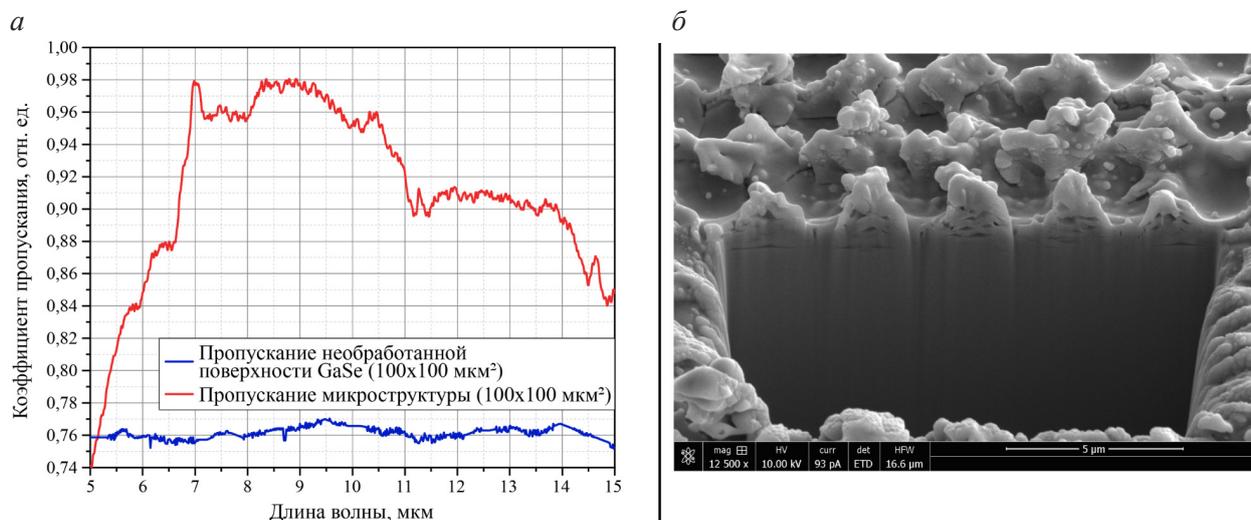
Традиционно для решения данной проблемы применяют тонкопленочные диэлектрические просветляющие покрытия. Однако создание покрытия, способного повысить пропускание до более чем 99 % для каждой поверхности в достаточно широком диапазоне волн является сложной задачей. Кроме того, тонкопленочные покрытия уязвимы к механическим, термическим и лазерным повреждениям, а также не позволяют работать в широком диапазоне углов падения излучения.

Альтернативным методом просветления является создание просветляющих микроструктур на поверхностях оптических элементов [1]. Принцип просветления с помощью микроструктур может быть описан с использованием теории эффективной среды. Для длин волн больше, чем $\lambda = n \cdot p$, где n — показатель преломления материала, p — период микроструктуры, микроструктура действует как слой с градиентом показателя преломления.

Просветляющие микроструктуры позволяют увеличивать пропускание в широком спектральном диапазоне и для больших углов падения ($> 30^\circ$). Кроме того, они устойчивы к загрязнению поверхности и расслаиванию вследствие механических или термических напряжений [2], а также обладают практически такой же оптической стойкостью, как и необработанные поверхности, что делает возможным их применение в системах с высокой мощностью [3].

Существует множество различных методов создания просветляющих микроструктур, однако в нашей работе мы используем простой и эффективный метод фемтосекундной лазерной абляции. К настоящему моменту успешно были созданы просветляющие микроструктуры на пяти различных материалах: на поверхностях кристаллов CdSSe [4] (пропускание до 98 % в спектральном диапазоне от 2 до 10 мкм), кристаллов ZnSe [5] (пропускание до 96 % в спектральном диапазоне от 5 до 12 мкм), халькогенидных стекол из As_2S_3 [6] (пропускание до 91 % в спектральном диапазоне от 3 до 10 мкм), кристаллов GaSe [7] (пропускание до 98 % в спектральном диапазоне от 5 до 15 мкм) и на поверхностях торцов волоконных световодов на основе состава AgClBr [8] (пропускание до 93 % в спектральном диапазоне от 7 до 15 мкм).

На рисунке представлен спектр пропускания микроструктуры на материале GaSe в сравнении со спектром пропускания для плоской необработанной поверхности (а), а также приведен профиль поперечного сечения данной микроструктуры, полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа (б).



Спектр пропускания микроструктуры на кристалле GaSe (а) и профиль поперечного сечения данной микроструктуры, полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа (б)

Описанные материалы применяются для изготовления компонентов для оптических нелинейных преобразователей (GaSe), матриц для активных сред лазеров (ZnSe, CdSSe) и волоконных световодов, применяемых, например, для доставки излучения высокоомощных лазерных систем (AgClBr и As₂S₃). Просветляющие микроструктуры позволяют снизить потери на отражение, значительно улучшая энергетические характеристики оптических систем среднего ИК-диапазона.

Список литературы

1. Chattopadhyay S. et al. Anti-reflecting and photonic nanostructures // Materials Science and Engineering: R: Reports. 2010. Vol. 69. Iss. 1–3. P. 1–35.
2. Min W. L., Jiang B., Jiang P. Bioinspired self-cleaning antireflection coatings // Advanced Materials. 2008. Vol. 20. Iss. 20. P. 3914–3918.
3. Hobbs D. et al. Laser testing of anti-reflection micro-structures fabricated in ZnSe and chromium-ion doped ZnSe laser gain media // Optical Materials Express. 2017. Vol. 7. Iss. 9. P. 3377–3388.
4. Bushunov A. A. et al. Fabrication of anti-reflective microstructures on chalcogenide crystals by femtosecond laser ablation // Optical Materials Express. 2019. Vol. 9. Iss. 4. P. 1689–1697.
5. Tarabrin M. K. et al. Fabrication of anti-reflection microstructures on ZnSe single crystal by using femtosecond laser pulses // Frontiers in Optics. Optical Society of America, 2017. C. JTU2A. 20.
6. Bushunov A. A. et al. As₂S₃ glass mid-IR transmission enhancement with femtosecond laser treatment // CLEO: QELS_Fundamental Science. Optical Society of America, 2020. C. JW2B. 20.
7. Bushunov A. A. et al. Fabrication of antireflection microstructures on the surface of GaSe crystal by single-pulse femtosecond laser ablation // Optics Letters. 2020. Vol. 45. Iss. 21. P. 5994–5997.
8. Tarabrin M. K. et al. Fabrication of an antireflection microstructure on AgClBr polycrystalline fiber by single pulse femtosecond laser ablation // Optical Materials Express. 2021. Vol. 11. Iss. 2. P. 487–496.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЦЕПОЧКАХ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ С КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

✉ А. К. Туснин, А. М. Тикан, Т. Киппенберг

¹*Institute of Physics, Swiss Federal Institute of Technology Lausanne, Lausanne, Switzerland*

✉ aleksandr.tusnin@epfl.ch

С увеличением числа частиц в рассматриваемой системе появляется возможность возникновения коллективных эффектов, которые не могут быть предсказаны одночастичной моделью. Одним из примеров подобного поведения являются диссипативные керровские солитоны в оптических микрорезонаторах, которые возникают благодаря балансу нелинейных и дисперсионных эффектов, приводя к коллективной синхронизации большого числа оптических мод, которые формируют бездисперсионные структуры — солитоны [1]. В данной работе мы исследуем динамику в цепочках связанных резонаторов, где кубическая нелинейность ведет к коллективным эффектам между оптическими и пространственными модами.

Мы рассматриваем цепочку, состоящую из N оптических микрорезонаторов с периодическими граничными условиями (см. рисунок, *a*). Соответствующая зонная структура пространственных возбуждений в данном случае имеет форму косинуса. В отличие от работ [2, 3], мы учитываем также наличие собственного частотного спектра у каждого из резонаторов. Предполагая, что в рассматриваемой области частот резонаторы имеют аномальную дисперсию, мы показываем, что нелинейная динамика системы является двумерной: четырехволновые процессы ведут к смешению различных оптических и пространственных мод, которые имеют глобальную дисперсионную структуру, представленную на рисунке (*б*) [4]. Благодаря тому, что дисперсионная кривая пространственных возбуждений имеет области как с нормальной, так и с аномальной дисперсией, появляется возможность возбуждения состояний, у которых модуляционно неустойчивые решения будут иметь эллиптический или гиперболический профиль на плоскости параметров (см. рисунок, *б*) [5]. На рисунке (*в*, *г*) представлен пример когерентной нелинейной структуры и ее спектр в случае возбуждения состояния с эллиптическими модуляционно неустойчивыми решениями.

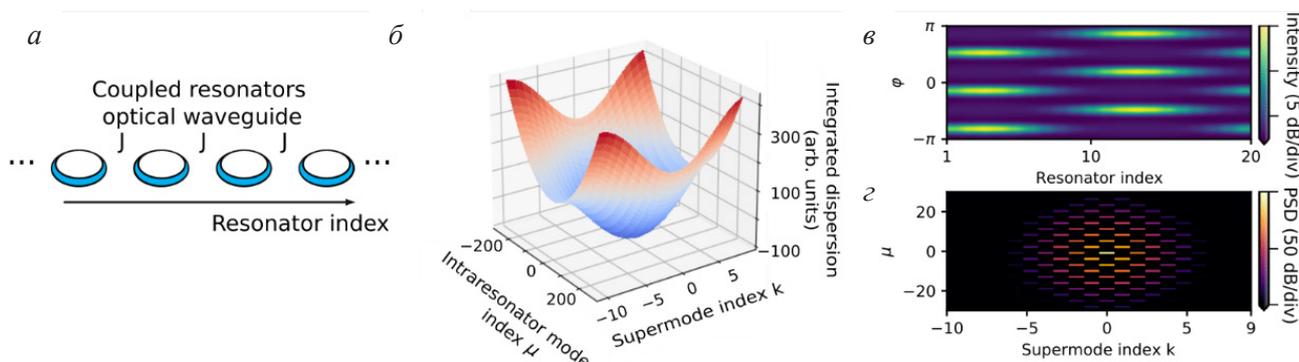


Схема цепочки связанных резонаторов (*a*); эффективный двумерный дисперсионный профиль (*б*); пространственно-временная (*в*) и спектральная (*г*) репрезентации нелинейного когерентного состояния в цепочке резонаторов

На уровне одного резонатора возбуждение различных динамических режимов ведет к формированию оптических гребенок, ширина и конверсионная эффективность которых может контролироваться.

В данной работе мы демонстрируем нелинейные эффекты и формирование когерентных структур в одномерной цепочке связанных резонаторов. Полученные результаты могут быть полезны в области нелинейной топологической фотоники, в частности для изучения нелинейной динамики краевых состояний.

Список литературы

1. Kippenberg T. J., Gaeta A. L., Lipson M. et al. Dissipative kerr solitons in optical microresonators // *Science*. 2018. Vol. 361. caan8083.
2. Morichetti F., Ferrari C., Canciamilla A., Melloni A. The first decade of coupled resonator optical waveguides: bringing slow light to applications // *Laser & Photonics Rev.* 2012. Vol. 6. P. 74–96.
3. Marti L., Vasco J. P., Savona V. Slow-light enhanced frequency combs and dissipative Kerr solitons in silicon coupled-ring microresonators in the telecom band // *arXiv:2012.11439*. 2020.
4. Tusnín A., Tikan A., Komagata K. et al. Coherent dissipative structures in chains of coupled $\chi(3)$ resonators // *arXiv:2104.11731*. 2021.
5. Scroggie A. J., Firth W. J., McDonald G. S. et al. Pattern formation in a passive Kerr cavity // *Chaos, Solitons & Fractals*. 1994. Vol. 4. P. 1323–1354.

УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

Абдрахманов С. И.	3	Мартынович Е. Ф.	33
Асташов В. В.	26	Мельников Л. А.	39
Беднякова А. Е.	18	Мишевский М. С.	12
Бражников Д. В.	31	Мурзин С. В.	33
Бушунов А. А.	46	Новокрещенов П. В.	26
Ватник И. Д.	24, 29	Нюшков Б. Н.	12
Вишняков Г. Е.	12	Окунь Р. А.	16
Герасимов В. В.	14	Паняев И. С.	35
Головань Л. А.	44	Перепелов А. Е.	37
Гончаров А. Н.	31	Пивцов В. С.	8
Демидов В. В.	6	Прудников О. Н.	20
Дресвянский В. П.	33	Пушкарь И. М.	26
Елистратова Е. А.	6	Разуков В. А.	39
Жлуктова И. В.	16	Рибенек В. А.	42
Заботнов С. В.	44	Семенцов Д. И.	10
Золотовский И. О.	35	Сергеева Е. А.	44
Иваненко А. В.	12	Серебренников К. В.	37
Ильенков Р. Я.	20	Смирнов С. В.	12, 22
Итрин П. А.	10	Соколовская О. И.	44
Камешков О. Э.	14	Столяров Д. А.	35, 42
Камынин В. А.	16, 26	Сучков С. В.	24
Карасик В. Е.	6	Сысолятин А. А.	35
Кашкаров П. К.	44	Тарабрин М. К.	46
Киппенберг Т.	48	Тертышникова Г. В.	42
Кириллин М. Ю.	44	Тесленко А. А.	46
Кирпичникова А. А.	20	Тикан А. М.	48
Князев Б. А.	14	Трикшев А. И.	16
Кобцев С. М.	12	Турицын С. К.	18
Колесникова А. Ю.	24	Туснин А. К.	48
Коляда Н. А.	8	Фарносов С. А.	8
Копьева М. С.	26	Филатова С. А.	26
Коробко Д. А.	35, 42	Филонов А. А.	8
Кохановский А. Ю.	22	Харенко Д. С.	3
Крисанов Д. В.	29	Хилов А. В.	44
Кудашкин Д. В.	29	Хорев С. К.	29
Кузнецов А. Г.	3	Художиткова Д. А.	18
Куприков Е. А.	37	Цветков В. Б.	16, 26
Куракина Д. А.	44	Чехлова Т. К.	26
Лазарев В. А.	46	Чуркин Д. В.	29
Леонов С. О.	6	Энхбат С.	33
Макаров А. О.	31		

СОДЕРЖАНИЕ

Абдрахманов С. И., Кузнецов А. Г., Харенко Д. С.	3
Елистратова Е. А., Леонов С. О., Демидов В. В., Карасик В. Е.	6
Филонов А. А., Коляда Н. А., Пивцов В. С., Фарносов С. А.	8
Семенцов Д. И., Итрин П. А.	10
Иваненко А. В., Мишевский М. С., Вишняков Г. Е., Ньюшков Б. Н., Смирнов С. В., Кобцев С. М.	12
Камешков О. Э., Герасимов В. В., Князев Б. А.	14
Камынин В. А., Жлуктова И. В., Окунь Р. А., Трикшев А. И., Цветков В. Б.	16
Художиткова Д. А., Беднякова А. Е., Турицын С. К.	18
Ильенков Р. Я., Кирпичникова А. А., Прудников О. Н.	20
Кохановский А. Ю., Смирнов С. В.	22
Колесникова А. Ю., Сучков С. В., Ватник И. Д.	24
Копьева М. С., Филатова С. А., Камынин В. А., Новокрещенов П. В., Пушкарь И. М., Асташов В. В., Чехлова Т. К., Цветков В. Б.	26
Кудашкин Д. В., Крисанов Д. В., Ватник И. Д., Чуркин Д. В., Хорев С. К.	29
Макаров А. О., Бражников Д. В., Гончаров А. Н.	31
Дресвянский В. П., С. Энхбат, Мурзин С. В., Мартынович Е. Ф.	33
Паняев И. С., Столяров Д. А., Сысолятин А. А., Золотовский И. О., Коробко Д. А.	35
Перепелов А. Е., Серебренников К. В., Куприков Е. А.	37
Разуков В. А., Мельников Л. А.	39
Рибенек В. А., Столяров Д. А., Коробко Д. А., Тертышникова Г. В.	42
Соколовская О. И., Заботнов С. В., Головань Л. А., Кашкаров П. К., Хилов А. В., Куракина Д. А., Сергеева Е. А., Кириллин М. Ю.	44
Бушунов А. А., Тесленко А. А., Лазарев В. А., Тарабрин М. К.	46
Туснин А. К., Тикан А. М., Т. Киппенберг.	48
Указатель авторов.	50

Научное издание

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

Материалы V Международной школы молодых ученых
9–14 августа 2021 года

Редактор *Д. М. Валова*
Верстка *А. С. Терешкиной*
Дизайн обложки *К. Ю. Ананьевой*

Подписано в печать 9.08.2021 г.
Формат 60×84 1/8. Уч.-изд. л. 6,5. Усл. печ. л. 6.
Тираж 100 экз. Заказ № 148.

Издательско-полиграфический центр НГУ.
630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.



Институт автоматики
и электрометрии
СО РАН

РНФ

Российский
научный фонд

N* Новосибирский
государственный
университет
***НАСТОЯЩАЯ НАУКА**

ISBN 978-5-4437-1211-6



9 785443 712116