



Nonlinear Photonics

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

**Материалы
VI Международной школы
молодых ученых**

**15–19 августа 2022
НОВОСИБИРСК**

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

Материалы VI Международной школы молодых ученых

15–19 августа 2022 года

Новосибирск • 2022

УДК 535.92
ББК В343.131я431
Н492

Экспертный совет

акад. РАН, проф. *М. П. Федорук*
чл.-корр. РАН, проф. *С. А. Бабин*
канд. физ.-мат. наук, проф. *С. К. Турицын*
д-р физ.-мат. наук, проф. *Д. Б. Колкер*

Редакционный совет

канд. физ.-мат. наук *А. А. Редюк*
канд. физ.-мат. наук *А. Е. Беднякова*

Н492 **Нелинейная фотоника** : материалы VI Международной школы молодых ученых
15–19 августа 2022 года / Новосиб. гос. ун-т. — Новосибирск : ИПЦ НГУ, 2022. — 56 с.

ISBN 978-5-4437-1352-6

VI Международная школа молодых ученых «Нелинейная фотоника» пройдет в новосибирском Академгородке с 15 по 19 августа 2022 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 978-5-4437-1352-6

© Новосибирский государственный
университет, 2022

IN VIVO ДИАГНОСТИКА ЛИМФЕДЕМЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ И МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ *

✉ Д. С. Амирханов¹, И. А. Тримасов¹, В. В. Николаев¹,
О. С. Курочкина², Н. А. Кривова¹, А. В. Талецкий³, Ю. В. Кистенев¹

¹ *Томский государственный университет, Томск, Россия*

² *НИИ микрохирургии, Томск, Россия*

³ *Томский областной онкологический диспансер, Томск, Россия*

✉ denis.amirhanov@yandex.ru

По данным Всемирной организации здравоохранения (ВОЗ), лимфедемой страдают 300 млн человек, при этом 96 % составляют люди трудоспособного возраста [1]. Лимфедема является прогрессирующим заболеванием и при отсутствии своевременного лечения способна привести к полной инвалидности. Это заболевание возникает в результате плохого лимфотока, переходит в хроническую форму и приводит к изменениям кожи и подкожно-жировой клетчатки [2].

В данной работе рассмотрен метод оптической когерентной томографии (ОКТ) для исследования поверхностных слоев кожи с целью оценки состояния ткани в результате формирования устойчивой лимфедемы. Цель исследования — оценка применимости метода ОКТ и подходов машинного обучения для диагностики лимфедемы. При использовании машинного обучения совместно с ОКТ возможно получить быстрый и эффективный метод диагностики лимфедемы.

Исследование проводилось на самцах крыс линии *Wistar* в возрасте 8–10 недель (масса 200–250 г), 15 голов. Эксперименты выполнялись на установке GANYMEDE-II. Данная система оборудована лазером с рабочей длиной волны 930 ± 50 нм, позволяет получать 2D- и 3D-данные интенсивности в зависимости от глубины и демонстрирует информацию о морфологии и эластических свойствах биологических тканей.

В эксперименте участвовали крысы с лимфедемой двух типов: после одного и двух облучений [1]. Во время первого этапа было получено 4500 2D-изображений, после второго — 25 200. Анализ полученных изображений проводился при помощи языка Python 3.6 и следующих библиотек: Numpy, Scipy, Matplotlib.

Таблица 1

**Средняя толщина эпидермиса, среднее расстояние до дермы,
а также дермальные коэффициенты ослабления и поглощения ткани**

Облучение/Метрика	Средняя толщина эпидермиса, мкм	Коэффициент близости кривой	Коэффициент поглощения, см ⁻¹
Здоровая ткань	19,43 [15,31; 23,69]	–	1,48 [1,27; 1,61]
Лимфедематозная ткань после первого облучения	22,12 [16,12; 25,34]	0,048 [0,02; 0,143]	1,43 [1,27; 1,54]
Лимфедематозная ткань после второго облучения	26,33* [21,31; 28,33]	0,280* [0,112; 0,312]	1,15* [1,01; 1,33]

* $p < 0,05$ критерий Пирсона

© Д. С. Амирханов, И. А. Тримасов, В. В. Николаев, О. С. Курочкина, Н. А. Кривова, А. В. Талецкий, Ю. В. Кистенев, 2022

* Исследования выполнены при поддержке гранта по Постановлению Правительства Российской Федерации № 220 от 9 апреля 2010 г. (Соглашение № 075-15-2021-615 от 04.06.2021 г.).

Показатель преломления

Облучения/Метрика	Здоровая ткань	Лимфедематозная ткань после первого облучения	Лимфедематозная ткань после второго облучения
Показатель преломления	1,43 [1,31; 1,54]	1,39 [1,29; 1,55]	1,35 [1,20; 1,51]

Из приведенных данных можно сделать вывод, что у лимфедематозной ткани изменяются оптические свойства, а именно увеличивается показатель преломления эпидермиса, что, вероятно, вызвано его утолщением. Ввиду того что сигнал ОКТ не позволяет оценить толщину дермы, анализ кривой затухания сигнала продемонстрировал снижение показателя поглощения дермы, что косвенно свидетельствует об изменении структуры дермы, т. е. о дезорганизации коллагеновых волокон, а также о разрушении эластина.

Список литературы

1. Юдин В. А., Савкин И. Д. Лечение лимфедемы конечностей (обзор литературы) // РМБВ им. И. П. Павлов. 2015. Т. 23. С. 145.
2. Уоррен А. Г., Брорсон Х., Боруд Л. Дж., Славин С. А. Лимфедема: всесторонний обзор // APS. 2007. Т. 59. С. 464–472.
3. Байтингер В. Ф., Суходло И. В., Курочкина О. С. и др. Морфологические изменения в коже и подкожной клетчатке при создании экспериментальной модели лимфедемы на задней конечности белой крысы // ВРиПХ. 2022. Т. 25 (1). С. 40–52.

ВОЗБУЖДЕНИЕ СТОЯЧИХ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

А. В. Белькова

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

✉belkova.av18@physics.msu.ru

В последние несколько десятилетий изучение спиновых волн (СВ) в магнитных материалах вызывает большой интерес ввиду возможности сверхбыстрого возбуждения и контроля оптическими методами [1], а также перспектив практического применения — создания приборов для быстрого чтения и считывания информации, высокочувствительных сенсоров магнитного поля и химических веществ, элементов Булевой логики [2, 3]. Важной задачей является управление различными параметрами СВ: частотой, фазой и амплитудой. Развитие технологий создания структур нанопластики, таких как плазмонные решетки, фотонные кристаллы, позволило увеличить эффективность взаимодействия света с веществом. Объединение их с магнитными материалами открыло новые пути управления взаимодействием света с магнитными системами.

В данной работе экспериментально исследуется возможность возбуждения различных мод спиновых волн при изменении параметров системы: длины волны луча накачки и величины внешнего постоянного поля. Образец представляет собой эпитаксиальную пленку висмут-замещенного феррита-граната состава $(BiLu)_3Fe_5O_{12}(BiLu)_3Fe_5O_{12}$, выращенную на подложке $Gd_3Ga_5O_{12}Gd_3Ga_5O_{12}$ толщиной 500 нм. Методом вакуумного напыления на нее осаждалось зеркало Брэгга, состоящее из четырех пар слоев.

Исследование проводилось методом двухцветной техники накачки-зондирования (рис. 1). Измерения выполнялись при трех различных значениях внешнего магнитного поля: 73; 85; 97 мТл, длина волны луча накачки варьировалась от 610 до 625 нм с шагом 5 нм, от 670 до 685 нм с шагом 5 нм.

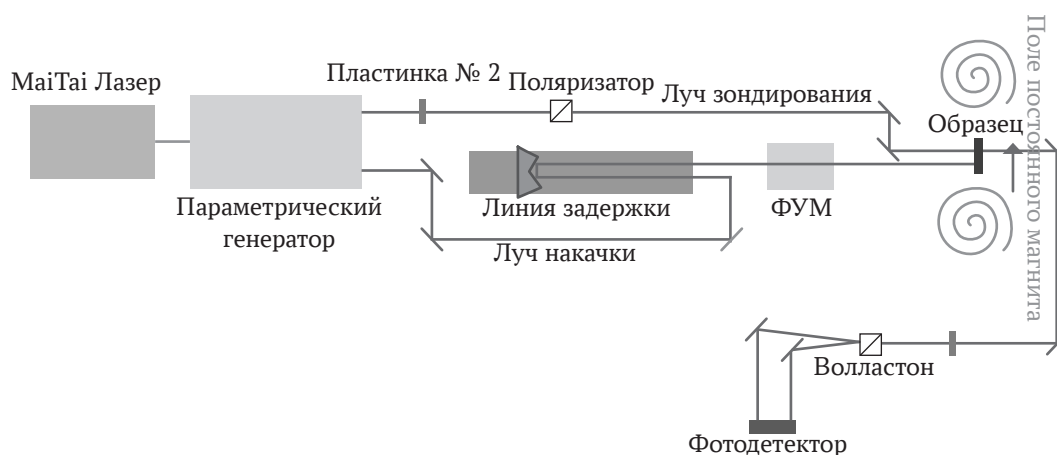


Рис. 1. Экспериментальная установка накачки-зондирования

В результате проведенной работы были получены Фурье-образы возбуждаемых спиновых волн в образце (рис. 2). Исходя из данных, представленных на рис. 2, при одном значении внешнего постоянного поля возбуждаются различные моды спиновых волн для длин волн 610–625 и 670–685 нм. Исходя из рассчитанного распределения поля [5], для длин волн 610–625 нм возбуждается 4-я мода стоячих спиновых волн, а для длин волн 670–685 нм — 3-я мода стоячих спиновых волн.

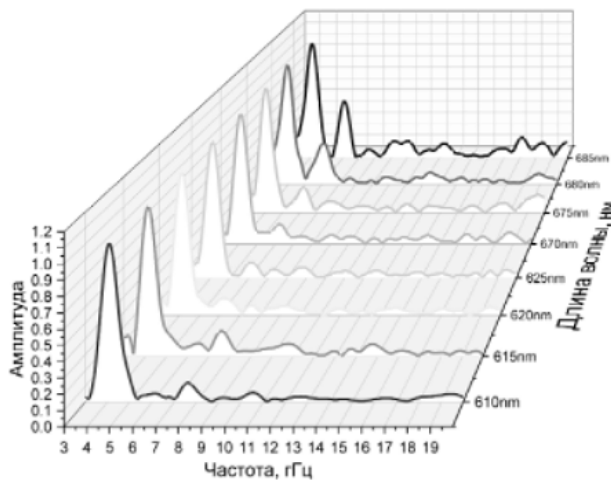


Рис. 2. Полученные Фурье-образы возбужденных спиновых волн в образце при значении внешнего постоянного магнитного поля 97 мТл

Список литературы

1. Ветошко П. М. и др. Регистрация магнитокардиограмм крыс с помощью сенсора магнитного поля на основе феррит-гранатовых пленок // Мед. техника. 2016. № 4. С. 15–18.
2. Ignatyeva D. O. et al. Magneto-optical surface plasmon resonance sensor based on dielectric Bragg mirror with metal cover // 2015 9th Int. Congress Adv. Electromagnetic Mater. Microwaves Optics (METAMATERIALS). IEEE, 2015. С. 127–129.
3. Savochkin I. V., Jäckl M., Belotelov V. I. et al. Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses: a novel approach for tuning magnon wavelength // Sci. reports. 2017. Vol. 7 (1). P. 1–10.
4. Stupakiewicz A., Szerenos K., Afanasiev D. et al. Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium // Nature. 2017. Vol. 542. P. 71–74.
5. Ozerov V. A. et al. One-dimensional optomagnonic microcavities for selective excitation of perpendicular standing spin waves // J. Magn. Magn. Mater. 2022. T. 543. С. 168167.

ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СТРУКТУР НА КРИСТАЛЛАХ GaSe В КАЧЕСТВЕ ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ МИКРОСТРУКТУР

С. О. Гурбатов^{1,2}, ✉Ю. М. Бородаенко¹, Д. В. Павлов¹, Е. В. Мицай¹,
А. П. Елисеев^{3,4}, С. И. Лобанов^{3,4}, Л. И. Исаенко^{3,4}, А. А. Кучмижак^{1,2}

¹ *Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия*

² *Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия*

³ *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

⁴ *Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия*

✉serbm@mail.ru

Использование нелинейных полупроводниковых кристаллов GaSe перспективно для исследований в области нелинейной оптики, метрологии и спектроскопии [1], поскольку они имеют необходимые свойства для преобразования лазерного излучения в среднем и дальнем ИК: высокая лучевая прочность, высокие нелинейные коэффициенты, широкий диапазон фазового синхронизма и прозрачности. Однако данные кристаллы обладают значительными потерями на отражение из-за высокого показателя преломления GaSe, что является существенным недостатком [1]. Известный метод нанесения просветляющих покрытий для снижения потерь на отражение на GaSe малоэффективен из-за проблем с адгезией тонкопленочных покрытий и их низкой лучевой стойкостью. Альтернативный подход — изготовление просветляющих структур непосредственно на поверхности кристалла.

Технологии лазерного микроструктурирования поверхности с использованием коротких фемтосекундных (фс) импульсов обеспечивают простой и экономически оправданный способ формирования так называемых лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ЛИППС), которые позволяют добиться уменьшения отражения в широком спектральном диапазоне [2]. В данной работе впервые исследуется возможность создания ЛИППС на поверхности кристаллов GaSe, а также применение таких структур в качестве антиотражающих покрытий кристалла.

ЛИППС были изготовлены на поверхности кристалла GaSe толщиной 2 мм с использованием лазерного излучения (длительность импульса 200 фс, длина волны 515 нм, частота следования импульсов 1 кГц), сфокусированного в пятно с плоским профилем распределения интенсивности в виде полоски с размерами 50 × 1 мкм². Данное распределение интенсивности получено с помощью метода проекционной литографии. Варьирование энергии импульса и скорости сканирования пучком поверхности кристалла позволяет изменять период ЛИППС в диапазоне от 200 до 450 нм, их ориентацию и базовую микро- и нанощероховатость поверхности. Создание ЛИППС обусловлено формированием периодического распределения интенсивности на поверхности кристалла, связанного с интерференцией падающего излучения и плазмон-поляритонных волн, распространяющихся в приповерхностном слое фотовозбужденного материала GaSe. Вариация энергии в импульсе приводит к изменению диэлектриче-

ской проницаемости фотовозбужденного приповерхностного слоя GaSe, что обуславливает перестройку периода ЛИПСС, связанного с интерференционными эффектами.

Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР, длина волны накачки 473 нм) участков ЛИПСС указывает на наличие в приповерхностном слое избыточного количества аморфного селена и соединения Ga_2Se_3 (пики КР ~ 251 и 150 см^{-1} соответственно (рис. 1, б, в)), что свидетельствует об характере лазерной абляции GaSe посредством термического разложения структуры кристалла с удалением имеющего сверхнизкую температуру плавления галлия из области облучения. Интенсивные пики КР на частотах $133, \sim 307, \sim 212\text{ см}^{-1}$ связаны с объемным материалом GaSe.

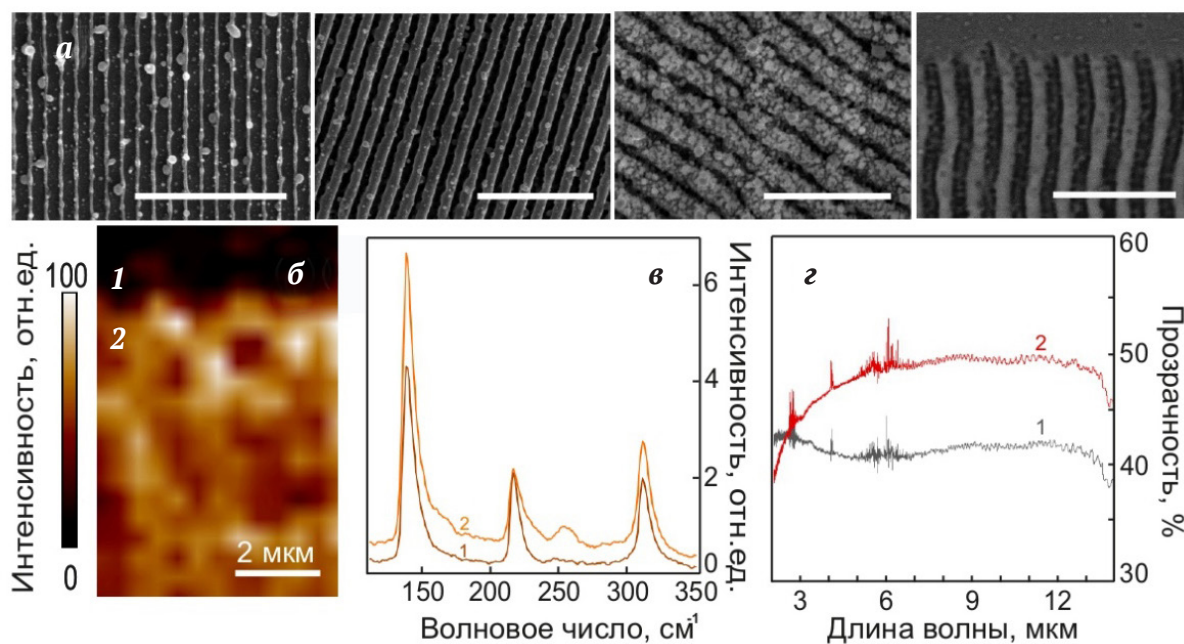


Рис. 1. Серия СЭМ-снимков, иллюстрирующих морфологию ЛИПСС, сформированных при различных режимах лазерной обработки. Масштаб шкалы 2 мкм: б — карта распределения сигнала пика комбинационного рассеяния $\sim 251\text{ см}^{-1}$, соответствующего аморфному Se ($\sim 251\text{ см}^{-1}$), снятая на границе между ровной и текстурированной лазером областями; в — усредненные спектры комбинационного рассеяния, а также спектры пропускания ровного (1) и текстурированного лазером участка, содержащего ЛИПСС (2)

Сравнительные спектры пропускания участков ЛИПСС и ровных участков кристалла показаны на рис. 1, г и демонстрируют увеличение среднего коэффициента пропускания для кристалла с ~ 42 до 50% в диапазоне $5\text{--}13\text{ мкм}$, при этом увеличение пропускания наблюдается в диапазоне $> 3\text{ мкм}$. Проведенные исследования указывают на перспективность использования ЛИПСС в качестве просветляющих покрытий микрокристаллов GaSe и в среднем ИК-диапазоне.

Список литературы

1. Bushunov A. A., Teslenko A. A., Tarabrin M. K. et al. Fabrication of antireflection microstructures on the surface of GaSe crystal by single-pulse femtosecond laser ablation // Opt. Lett. 2020. Vol. 45 (21). P. 5994–5997.
2. Vorobyev Y., Guo C. Effects of nanostructure-covered femtosecond laser-induced periodic surface structures on optical absorptance of metals // Appl. Phys. A. 2007. Vol. 86 (3). P. 321–324.

СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КОНТИНУУМЕ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРАХ И КОЛЬЦАХ*

✉ Д. В. Бочек¹, К. Б. Самусев^{1,2}, М. Ф. Лимонов^{1,2}, А. Б. Певцов²

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

✉ dashabocheck@gmail.com

Связанные состояния в континууме (ССК) — это общее волновое явление, которое было предсказано в 1929 г. фон Нейманом и Вигнером [1] для электронных состояний и в дальнейшем рассматривалось для других типов волн. Фотонные ССК сосуществуют с распространяющимися электромагнитными волнами и лежат внутри континуума, но остаются полностью ограниченными без излучения [2–4]. Теоретически ССК имеют бесконечное время жизни и могут реализоваться, если хотя бы одно измерение структуры простирается на бесконечность [2] или когда диэлектрическая проницаемость стремится к нулю [5, 6]. Для моделирования ССК можно варьировать геометрические и диэлектрические параметры резонатора до тех пор, пока система не будет наиболее точно удовлетворять условию, требуемому для ССК в соответствующей бесконечной системе. ССК достигается, когда добротность больше не изменяется медленно при варьировании параметра, как в обычном резонаторе, а вместо этого стремительно растет, пока не достигнет своего максимального значения из-за конечного размера резонатора [7]. В конечных реальных системах говорят о квази-ССК. Особый интерес представляют случаи, когда квази-ССК наблюдается в простейшем объекте, например одиночном диэлектрическом цилиндре [8, 9]. Показано, что при различных геометрических параметрах в цилиндре наблюдается квази-ССК в соответствии с теорией Фридриха — Винтгена [10], обусловленный сильным взаимодействием мод Ми и Фабри — Перо [8, 9].

В данной работе мы трансформировали топологию цилиндра, добавив внутрь коаксиальное воздушное отверстие, и постепенно увеличивали его радиус, осуществляя переход к тонкому кольцу. Приведены результаты численных расчетов, демонстрирующие закономерности изменения квази-ССК при расширении отверстия в цилиндре и изменении собственных мод диэлектрического кольца. Мы провели расчет спектров рассеяния кольца в зависимости от его соотношения радиуса к длине R/L для набора радиусов отверстия r , начиная с $r = 0$. Мы проанализировали моды, возбуждаемые плоской ТЕ-поляризованной волной, при значении диэлектрической проницаемости $\epsilon = 80$, следуя работам. Возбуждающиеся моды имеют симметрию $TE_{1,1,0}$ (медленно меняющаяся мода Ми) и $TM_{1,1,1}$ (быстро меняющаяся мода Фабри — Перо). Из-за разных спектральных сдвигов мод Ми и Фабри — Перо при изменении аспектного отношения R/L моды с одним и тем же азимутальным индексом взаимодействуют, за счет чего возникает режим антипересечения при особых значениях параметра R/L с резким сужением высокочастотной линии, что соответствует квази-ССК, как показано ранее в [11]. Гладкие зависимости всех функций не оставляют сомнения в том, что квази-ССК сохраняется в случае пересечения ветвей Ми и Фабри — Перо и далее с ростом r/R , когда частота квази-ССК моды Ми оказывается ниже резонансной частоты Фабри — Перо.

© Д. В. Бочек, К. Б. Самусев, М. Ф. Лимонов, А. Б. Певцов, 2022

* Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 20-12-00272).

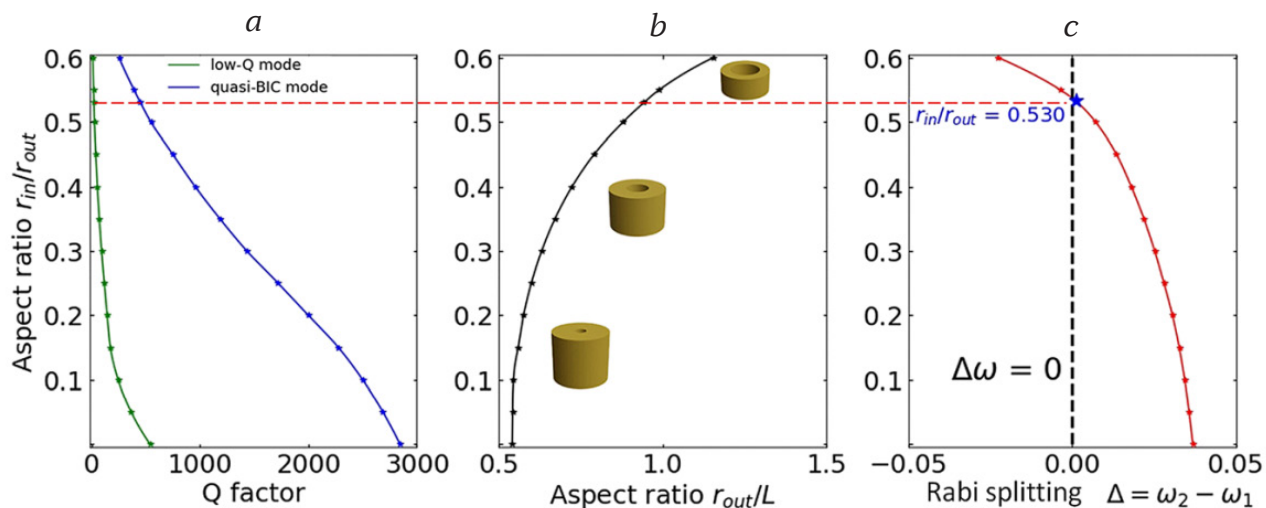


Рис. 1. Связанные состояния в континууме в диэлектрических кольцах: *a* — эволюция добротности для ветвей с квази-ССК (синяя кривая) и без него (зеленая кривая); *b* — преобразование формы кольца (отношения L , R и r) с квази-ССК для пары мод $TE_{1,1,0}$ и $TM_{1,1,1}$; *c* — зависимость расщепления Раби ($\Delta = \omega_2 - \omega_1$) между ветвью с квази-ССК и без него от соотношения r/R

В заключение мы обнаружили, что высокодобротные квази-ССК существуют не только в диэлектрических цилиндрах, но и в кольцевых резонаторах в широком диапазоне размеров внутреннего отверстия. Численно исследовано поведение $TE_{1,1,0}$ -резонансов типа Ми и $TM_{1,1,1}$ типа Фабри — Перо в структурах с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = 80$. Деструктивная интерференция противофазных волн в дальней зоне приводит к квази-БИК, а конструктивная интерференция синфазных волн — к снижению добротности.

Список литературы

1. von Neumann J., Wigner E. // Phys. Z. 1929. Vol. 30. P. 465.
2. Hsu C. W., Zhen B., Stone A. D., Joannopoulos J. D. and Soljačić M. // Nat. Rev. Mater. 2016. Vol. 1. P. 16048.
3. Monticone F., Doeleman H. M., Den Hollander W., Koenderink A. F. and Alù A. // Laser Photonics Rev. 2018. Vol. 12. P. 1700220.
4. Azzam S. I., Kildishev A. V. // Adv. Optical Materials. 2021. Vol. 9. P. 2001469.
5. Monticone F., Alù A. // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 213903.
6. Silveirinha M. G. // Phys. Rev. A. 2014. Vol. 89. P. 023813.
7. Rybin M., Kivshar Y. // Nature. 2017. Vol. 541. P. 164.
8. Rybin M. V., Koshelev K. L., Sadrieva Z. F. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. Vol. 119. P. 243901.
9. Bogdanov A. A., Koshelov K. L., Kapitanova P. V. et al. // Adv. Photonics. 2019. Vol. 1. P. 016001.
10. Friedrich H., Wintgen D. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. P. 3231.
11. Solodovchenko N., Samusev K., Bochek D., Limonov M. // Nanophotonics. 2021. Vol. 10. P. 4347–4355.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ GaSe С АНТИОТРАЖАЮЩИМИ МИКРОСТРУКТУРАМИ, ПОЛУЧЕННЫМИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ*

А. П. Елисеев^{1,2}, Л. И. Исаенко^{1,2}, С. И. Лобанов^{1,2}, А. А. Шкляев¹, А. А. Бушунов^{1,3},
М. К. Тарабрин^{1,3,4}, А. А. Тесленко^{1,3}, В. А. Лазарев³, ✉ А. А. Голошумова^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

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

✉ goloshumova@igm.nsc.ru

GaSe является перспективным кристаллическим материалом для нелинейной оптики среднего ИК- и терагерцового диапазона [1,2]. ϵ -модификация (P-6m2) обладает оптимальным сочетанием параметров для эффективного преобразования: широкий диапазон прозрачности (0,62–20 мкм) и фазового синхронизма, высокий порог лазерного разрушения (0,03 ГВт/см² для импульсов 10,6 мкм 125 нс) и высокий коэффициент нелинейности (54 пм/В для 10,6 мкм) [1]. Но из-за значительного показателя преломления ($n \sim 2,63$ в диапазоне 2–16 мкм) потери на отражение достигают 35 %. Стандартные антиотражающие покрытия не применимы для GaSe из-за его характерной слоистости. В настоящей работе для снижения потерь на отражение на образцах GaSe методом лазерной абляции создавали антиотражающие микроstructures (ARM). Для этого методом Бриджмена были выращены кристаллы длиной до 70 мм и диаметром до 25 мм, из которых методом скола по плоскости (001) изготавливали плоскопараллельные пластинки толщиной 2; 1 и 100 мкм. Образцы с чистой и измененной поверхностью исследовали с помощью оптической спектроскопии (спектрометр UV-2501PC Shimadzu, Фурье-спектрометр Infracum 800), КР-спектроскопии (конфокальный спектрометр LabRAM HR800), сканирующей электронной микроскопии (СЭМ Raith PIONEER Two), энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (СЭМ HITACHI (SU 8220)).

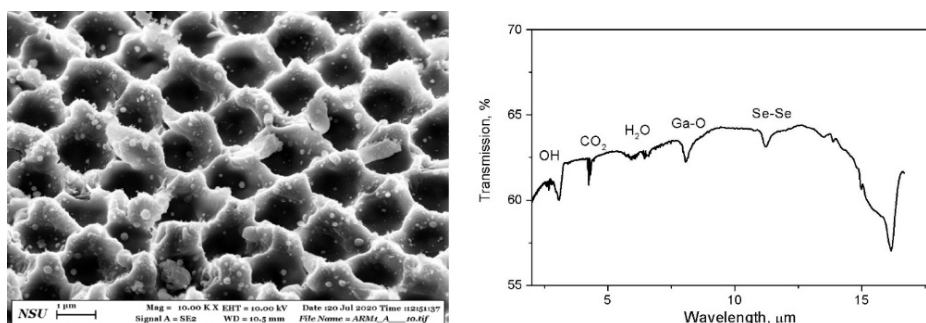


Рис. 1. Антиотражающие микроstructures на поверхности пластинки GaSe (слева) и спектр КР (справа)

© А. П. Елисеев, Л. И. Исаенко, С. И. Лобанов, А. А. Шкляев, А. А. Бушунов, М. К. Тарабрин, А. А. Тесленко, В. А. Лазарев, А. А. Голошумова, 2022

* Исследования проведены в рамках проекта РФФ № 20-72-10027, госзадания ИГМ СО РАН (анализ состава при синтезе GaSe). Часть измерений проведена в ЦКП «НАНОСТРУКТУРЫ» ИФП СО РАН и «ВТАН» НГУ.

На поверхности исследованных образцов с ARM и без по результатам СЭМ было зафиксировано отличное содержание галлия и селена. Соотношение Ga/Se для образца без ARM составляет 0,77, для образцов с ARM внутри микроструктур — 0,83, в то время как в точках на поверхности между ARM — 0,94. Таким образом, после лазерной абляции в образцах GaSe регистрируется повышенное содержание селена. Спектры комбинационного рассеяния регистрируют аморфную пленку с компонентами Ga_2Se_3 , Ga_2O_3 и Se на поверхности. Это объясняется значительным ускорением процесса окисления GaSe из-за повышенных температур ($T > 450\text{ }^\circ\text{C}$) при лазерной абляции. Также было установлено, что после формирования микроструктур в спектрах фотолюминесценции образцов появляются дополнительные линии, связанные со структурными дефектами. При этом создание ARM на поверхности оптических элементов GaSe методом лазерной абляции позволяет достигать повышения пропускания до 94 % в диапазоне длин волн 7–14 микрон.

Список литературы

1. Nikogosyan D.N. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey. Springer Science + Business Media, Inc., 2005.
2. Singh N.B., Suhre D.R., Balakrishna V. et al. Far-infrared conversion materials: Gallium selenide for far-infrared conversion applications // Prog. Cryst. Growth Ch. 1998. Vol. 37. P. 47–102.

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ И ВОЗНИКНОВЕНИЕ ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ РЕЖИМОВ В СИСТЕМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АКТИВНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

✉ Д. А. Долинина, А. В. Юлин

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

✉ d.dolinina@metalab.ifmo.ru

Эффект спонтанного нарушения симметрии был обнаружен во множестве оптических нелинейных систем, в частности в системах двух или трех связанных нелинейных волноводов или резонаторов [1, 2]. Продемонстрировано, что консервативные системы трех идентичных нелинейных резонаторов [3] или двух нелинейных и одного линейного [4] способны проявлять мультистабильность, связанную с возникновением асимметричных состояний.

Недавно было показано [5], что в диссипативной системе связанных нелинейных резонаторов также проявляется эффект спонтанного нарушения симметрии. Продемонстрировано появление стационарных асимметричных состояний из симметричных, однако динамические режимы практически не были рассмотрены. В настоящей работе описано возникновение осциллирующих режимов и их бифуркации.

Рассмотрим систему, состоящую из двух идентичных нелинейных резонаторов с линейной накачкой (микролазеры) и насыщающимися нелинейными (кубическими) потерями. Также предполагается, что активные резонаторы обладают консервативной нелинейностью, что делает их резонансную частоту зависимой от интенсивности поля внутри резонаторов. Активные резонаторы не влияют друг на друга напрямую, но каждый из них взаимодействует с третьим резонатором, помещенным между ними (вставка на рис. 1, а). Третий резонатор линейен, имеет собственные внутренние потери, и его резонансная частота отстроена от резонансной частоты активных резонаторов. Далее для краткости мы будем называть такую систему «тример».

Математически тример может быть описан в приближении медленно меняющихся амплитуд для левого (B), среднего (A), и правого (C) резонаторов следующим образом:

$$\partial_t B = \Gamma B - \beta |B|^2 B + i\alpha |B|^2 B + i\delta B + i\sigma A, \quad (1a)$$

$$\partial_t C = \Gamma C - \beta |C|^2 C + i\alpha |C|^2 C + i\delta C + i\sigma A, \quad (1b)$$

$$\partial_t A = -\gamma A + i\sigma(B+C), \quad (1c)$$

где B , C , A — медленно меняющиеся комплексные амплитуды полей в соответствующих резонаторах; γ — потери линейного (центрального) резонатора; Γ — линейная накачка левого и правого активного резонатора; β характеризует нелинейные потери; α — коэффициент кубической консервативной нелинейности; δ — отстройка резонансной частоты активных резонаторов от линейного резонатора; σ — коэффициент связи между соседними резонаторами.

В такой системе может существовать три типа стационарных состояний: антисимметричные, характеризующиеся одинаковыми по модулю, но находящимися в противофазе амплитудами полей в нелинейных резонаторах ($B = -C$, $A = 0$); симметричные с одинаковыми

амплитудами полей в активных резонаторах ($B = C$, $A \neq 0$); асимметричные (или гибридные), при которых во всех трех резонаторах разные по модулю амплитуды полей ($|B| \neq |C|$, $A \neq 0$). Гибридные состояния формируются в результате бифуркации спонтанного нарушения симметричного или антисимметричного состояния. На рис. 1, *a* представлена бифуркационная диаграмма всех стационарных состояний в зависимости от накачки.

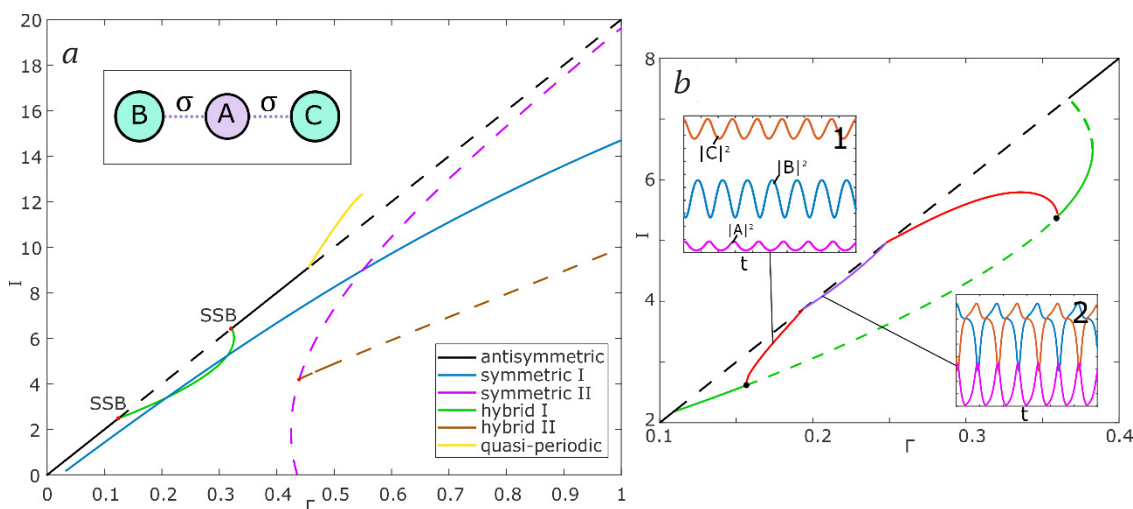


Рис. 1. *a* — бифуркационная диаграмма, показывающая зависимость интенсивности поля в активных резонаторах $I = |B|^2 + |C|^2$ стационарных состояний от накачки (пунктиром показаны динамически неустойчивые состояния; вставка демонстрирует схематический вид системы; параметры: $\alpha = 0,5$; $\sigma = 1$; $\beta = 0,1$; $\gamma = 0,1$; $\delta = -2,25$); *b* — бифуркационная диаграмма гибридного состояния (зеленая кривая) при $\delta = -2,4$ с максимумами интенсивностей предельных циклов (красная и фиолетовая линии для разных типов колебаний)

Асимметричное состояние может претерпеть суперкритическую бифуркацию Хопфа и превратиться в осциллирующее состояние, которое характеризуется периодическими осцилляциями интенсивностей поля в резонаторах. И поскольку оно отщепляется от состояния с нарушенной симметрией, амплитуды колебаний в активных резонаторах отличаются (вставка 1 на рис. 1, *b*). В системе также возможна дополнительная бифуркация, которая превращает такое осциллирующее состояние с нарушенной симметрией в состояние, при котором колебания в обоих активных резонаторах становятся одинаковыми по амплитуде (вставка 2 на рис. 1, *b*).

Данные эффекты могут представлять интерес с точки зрения разработки динамически реконфигурируемых микролазеров и найти свое применение в сферах генерации когерентного излучения и оптических переключателей [6].

Список литературы

1. Bernstein L. J. // Opt. Commun. 1992. Vol. 94. P. 406.
2. Molina M. et al. // Phys. D: Nonlinear Phenomena. 1993. Vol. 66. P. 135.
3. Schmidt-Hattenberger C. et al. // Opt. Quantum Electron. 1992. Vol. 24. P. 691.
4. Deering W. et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62. P. 2471.
5. Dolinina D., Yulin A. // Phys. Rev. E. 2022. Vol. 105, № 3. P. 034203.
6. Menezes J. et al. // Opt. Quantum Electron. 2007. Vol. 39. P. 1191.

ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ФОКУСИРОВКИ ДЛЯ ТРЕХМЕРНОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЗАПИСИ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ

✉ С. А. Журавицкий¹, Н. Н. Скрябин¹,
И. В. Дьяконов¹, С. С. Страупе^{1,2}, С. П. Кулик¹

¹ Центр квантовых технологий, Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

² Российский квантовый центр, Сколково, Москва, Россия

✉ zhuravicky.sa15@physics.msu.ru

Технология фемтосекундной лазерной записи является одностадийным процессом создания интегрально-оптических схем, обеспечивающим быстрое прототипирование устройств непосредственно в лаборатории. При фокусировке лазерных импульсов фемтосекундной длительности в объеме оптически прозрачного материала происходит нелинейное поглощение, приводящее к локальному перманентному изменению показателя преломления [1]. Методика позволяет изготавливать как планарные, так и объемные оптические схемы, а также перестраиваемые схемы путем нанесения электродов на поверхность образца [2].

В работе применялся волоконный фемтосекундный лазер *Antaus Avesta* с длиной волны 1030 нм. Излучение второй гармоники (515 нм) фокусировалось в образце из кварцевого стекла. Длительность импульса 250 фс, частота следования импульсов 1 МГц. Для записи различных структур использовались скорости записи $v = 0,2-8$ мм/с и энергии импульса $E = 30-400$ нДж. Фокусировка производилась асферическими линзами с $NA = 0,4-0,83$. Для плавного изменения жесткости фокусировки применялось неполное заполнение входной апертуры линзы при помощи расширителя пучка *2X-8X Research-Grade Variable Beam Expander*. Образец устанавливается на системе позиционирования *Aerotech FiberGlide 3D* (рис. 1).

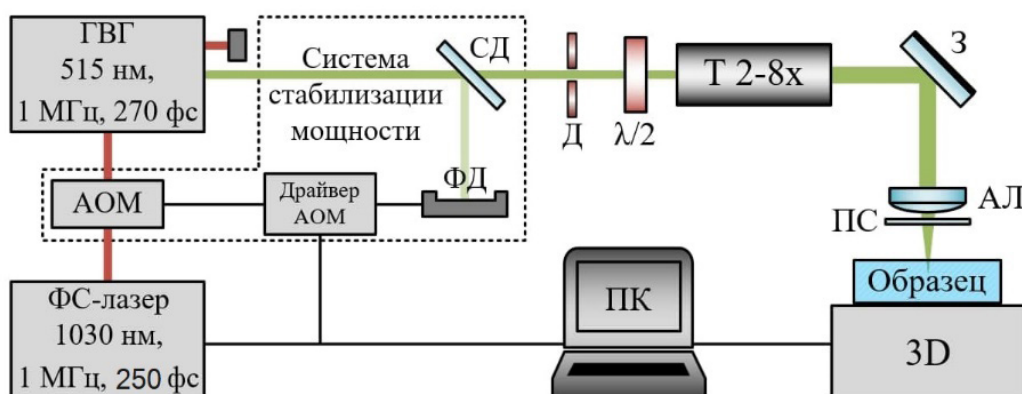


Рис. 1. Схема установки для фемтосекундной лазерной записи

Найдено два различных режима записи волноводов (см. таблицу).

Характеристики режимов записи с мягкой и жесткой фокусировкой

NA	v, мм/с	E, нДж	Δn	Потери на распространение, дБ/см	Радиус изгиба, мм	Глубина записи, мкм	Однородность по глубине
0,3	0,2	30-120	$\sim 10^{-3}$	0,6	60	20	Нет
0,55	0,5-8	250-400	$\sim 10^{-4}$	< 0,3	700	600-1000	Да

1. Режим с $NA = 0,3$ — мягкая фокусировка. В этом режиме волноводы обладают идентичными характеристиками в диапазоне глубин 600–1000 мкм, что позволяет записывать объемные оптические схемы. Прямые волноводы с потерями < 0,3 дБ/см дают возможность создания оптических схем для нелинейной топологической фотоники (рис. 2), где важно обеспечить сохранение величины нелинейно-индуцированного показателя на всей длине оптической схемы [3, 4].

2. Режим с $NA = 0,55$ — жесткая фокусировка. Позволяет записывать волноводы у поверхности с низкими потерями на изгиб, а также вырезать электроды на поверхности чипа для изготовления перестраиваемых оптических схем (см. рис. 2) [2].

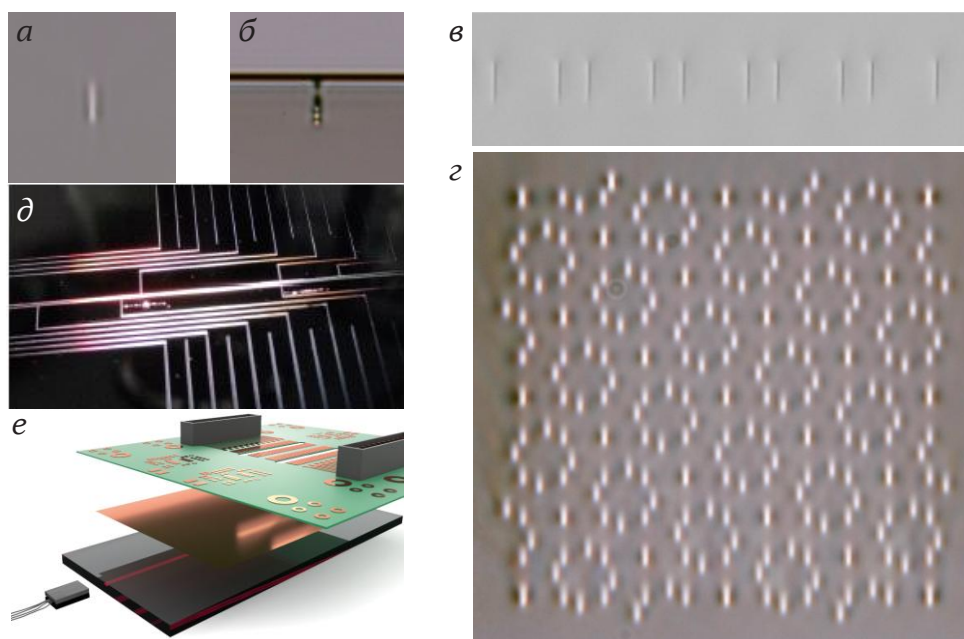


Рис. 2. Микрофотографии волноводов при мягкой (а) и жесткой (б) фокусировке; в — топологическая решетка димеров (режим 1) [4]; z — усеченная решетка Муара (режим 1); d — фотография электродов, вырезанных из металлической пленки, напыленной на поверхность оптического чипа (режим 2); e — схема универсального перестраиваемого оптического чипа 4×4 [2]

Нами были найдены режимы записи волноводов в кварцевом стекле с мягкой и жесткой фокусировкой, позволяющие изготавливать планарные перестраиваемые оптические схемы у поверхности стеклянного образца и объемные оптические схемы из прямых волноводов. Дальнейшая работа будет направлена на исследование режима записи $0,3 < NA < 0,4$, что может позволить объединить преимущества двух описанных режимов.

Список литературы

1. Szameit A., Nolte S. Discrete optics in femtosecond-laser-written photonic structures // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2010. Vol. 43. P. 163001.
2. Dyakonov I. V., Pogorelov I. A., Bobrov I. B. et al. Reconfigurable Photonics on a Glass Chip // Phys. Rev. Appl. 2018. Vol. 10. P. 044048.
3. Kartashov Y. V., Arkhipova A. A., Zhuravitskii S. A. et al. Observation of Edge Solitons in Topological Trimer Arrays // Phys. Rev. Lett. 2022. Vol. 128. P. 093901.
4. Arkhipova A. A., Ivanov S. K., Zhuravitskii S. A. et al. Observation of nonlinearity-controlled switching of topological edge states // Nanophotonics. 2022.

ПОВЫШЕНИЕ ДОБРОТНОСТИ И СЕЛЕКТИВНОСТИ МИКРОВОЛОКОННОГО РЕЗОНАТОРА ДУГОВЫМ РАЗРЯДОМ*

П. А. Итрин

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

✉ itrin@mail.ru

Лазерные источники ультракоротких импульсов с высокой частотой следования востребованы в ряде приложений современной фотоники: оптической связи, сигнальном процессинге, генерации гребенчатого спектра и т. д. Одним из популярных вариантов таких источников, сочетающим ряд потребительских преимуществ: компактность, надежность, высокое качество пучка, удобный вывод и т. д., являются солитонные волоконные лазеры с пассивной гармонической синхронизацией мод (ГСМ) [1]. Наиболее распространенным волоконным ГСМ-лазерам на основе нелинейного вращения поляризации свойственны высокий амплитудный и временной джиттер, особенно для высоких частот следования, что снижает потенциал их прикладных применений. Одним из многообещающих механизмов реализации ГСМ с высокой частотой следования (более 10 ГГц) в волоконных лазерах является так называемая самоиндуцированная модуляционная неустойчивость, основанная на встраивании в волоконный резонатор высокодобротного фильтра, например интерферометра типа Фабри — Перо (ФП). Перспективным решением представляется также использование связанного с волокном микрорезонатора, причем последний может являться не только фильтром, но и нелинейным элементом [2, 3].

В данной работе нами рассмотрен микроволоконный узелковый резонатор (*microfiber knot resonator*, MKR), который перспективен как базовый элемент лазера описанного выше типа. Основными оптическими параметрами резонатора являются область свободной дисперсии (FSR), добротность (*Q factor*) и селективность (*finesse*), определяющие гребенчатую фильтрацию спектра и порог мощности нелинейных эффектов. С одной стороны, несколько уступая по оптическим характеристикам микрорезонаторам, микротороидам, микрокольцам, изготовленным на подложке, микроволоконные резонаторы являются более простыми в изготовлении, значительно легче встраиваются в волоконные конфигурации, и, таким образом, схемы на их основе могут исследоваться в «стандартных» оптических лабораториях.

В работе описан метод повышения добротности и селективности микроволоконного резонатора дугowymi разрядами длительностью 200 мс из предварительно тейперированного волокна (диаметр перетяжки около 15 мкм) с коническими участками на обоих концах. На рис. 1 представлены зависимости воздействия на область перекачки резонатора, зафиксировано повышение добротности и селективности образца на 15 %. Показано, что в процессе изготовления резонатора данным методом можно скорректировать коэффициент перекачки и добиться его оптимальной величины.

© П. А. Итрин, 2022

* Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90171, РНФ № 19-72-10037 и Министерства высшего образования и науки РФ № 075-15-2021-581.

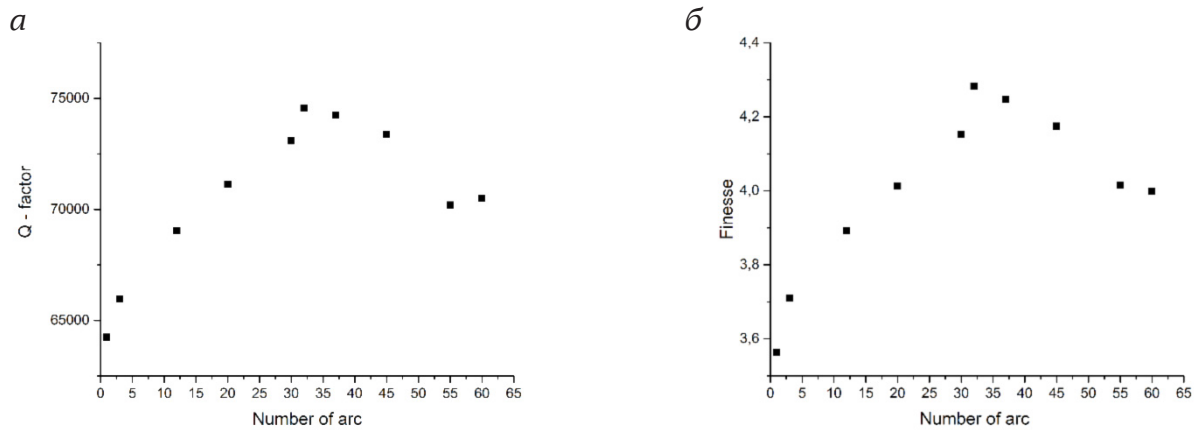


Рис. 1. Зависимость добротности (а) и селективности (б) МКР от числа дуговых разрядов

Проведенное исследование изменения добротности и селективности МКР под действием кратковременного дугового разряда показывает улучшение оптических параметров резонатора (рис. 2), что позволяет использовать его в схемах волоконных лазеров в качестве частото задающего и фильтрующего элемента. Одним из вариантов применения МКР может быть схема Бриллюэновского микролазера или генератора гребенчатого спектра.

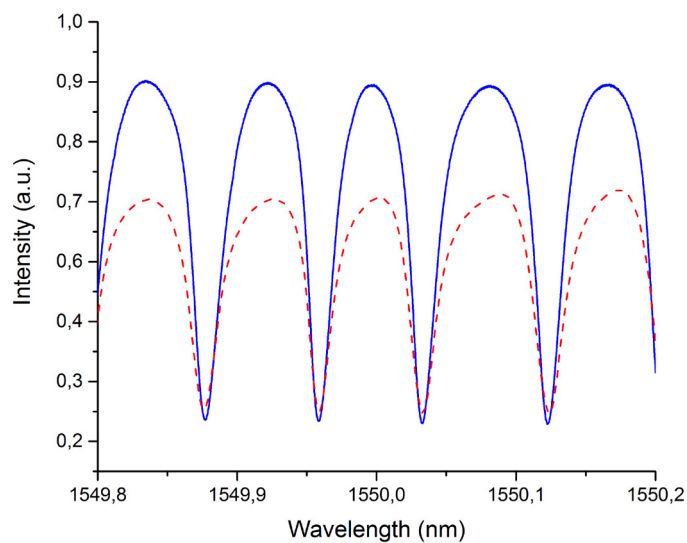


Рис. 2. Спектры пропускания МКР до воздействия дуговым разрядом (пунктирная линия) и после (сплошная)

Список литературы

1. Trikshev A. I., Kamynin V. A., Tsvetkov V. B., Itrin P. A. E. Passive harmonic mode-locking in an erbium-doped fibre laser // *Quantum Electron.* 2018. Vol. 48 (12). P. 1109.
2. Peccianti M., Pasquazi A., Park Y. et al. // *Nat. Comm.* 2012. Vol. 3. P. 765.
3. Korobko D. A., Fotiadi A. A., Zolotovskii I. O. // *Opt. Express.* 2017. Vol. 25 (18). P. 21180.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИИ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНАМИ ДЛЯ ЧАСТИЦ ВБЛИЗИ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ ПОДЛОЖКИ

✉ А. А. Кичигин, М. А. Юркин

*Институт химической кинетики и горения СО РАН, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

✉ alkichigin@gmail.com

Спектроскопия потерь энергии электронами (*Electron energy-loss spectroscopy*, EELS) — это экспериментальная техника, которая позволяет исследовать плазмонные частицы с пространственным разрешением менее 1 нм (на длинах волн видимого диапазона и выше) и с разрешением по энергии до 0,05 эВ [1]. Для интерпретации результатов эксперимента EELS необходимо иметь теоретическое описание взаимодействия произвольных частиц с электромагнитным полем быстрого электрона и соответствующий метод компьютерного моделирования. Существует много методов, способных моделировать EELS, но все они ограничены нахождением частицы в вакууме, что не соответствует экспериментальным условиям, где частица всегда находится на подложке. Наличие подложки влияет на спектры EELS за счет смещения плазмонных резонансов в сторону более низких энергий [2, 3].

В данной работе разработана теория для моделирования EELS методом дискретных диполей применительно к частицам, находящимся вблизи границы раздела двух сред — на полубесконечной подложке; выражения реализованы в открытом ПО ADDA [4]. Поскольку в экспериментах подложка всегда конечна, необходимо определить границы применимости новой теории. В качестве исследуемой частицы возьмем серебряную призму, в основании которой лежит правильный пятиугольник, и дискретизируем ее кубическими диполями размером 1 нм (рис. 1). Нарисуем под призмой подложку из диполей того же размера и будем варьировать ее толщину. Пусть электроны с энергией 100 кэВ пролетают вблизи середины грани призмы.

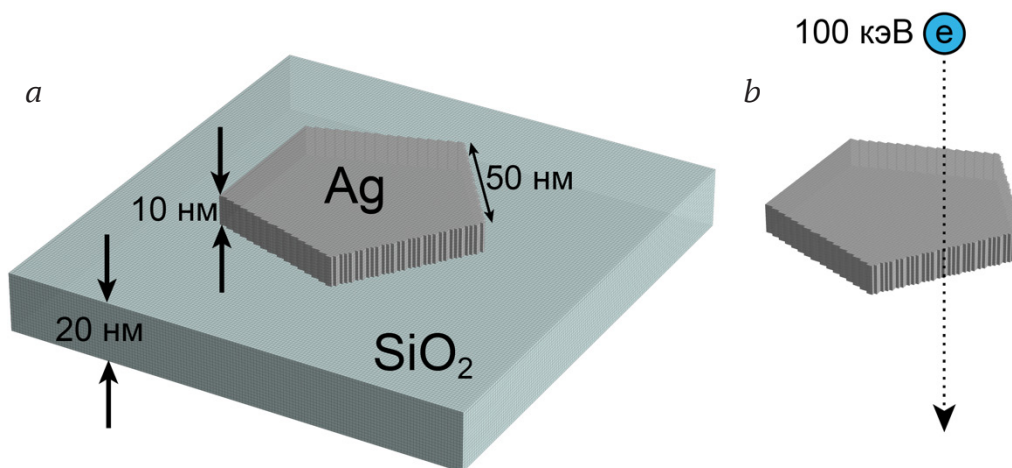


Рис. 1. Серебряная нанопризма с длиной стороны 50 нм и толщиной 10 нм: *a* — на конечной 20 нм подложке, дискретизованной диполями того же размера, что и сама призма; *b* — призма без подложки, схематично показан пролет электрона вблизи середины грани

Спектры EELS для различной толщины подложки приведены на рис. 2. Спектр в вакууме имеет два заметных пика на энергиях 2,35 и 3,2 эВ. В случае полубесконечной подложки эти два плазмонных пика находятся уже на энергиях 2 и 2,9 эВ соответственно. Как видно из спектров, при толщине подложки 10 нм (равно толщине призмы) пики сместились, но еще не совпали со случаем полубесконечной подложки. Начиная с толщины 20 нм и более, пики либо совпадают, либо отличаются на 0,05 эВ, что лежит в пределах экспериментальной погрешности. Таким образом, подложки с толщиной, составляющей 2 толщины частицы и более, можно моделировать как полубесконечные, что значительно сэкономит вычислительные ресурсы и время.

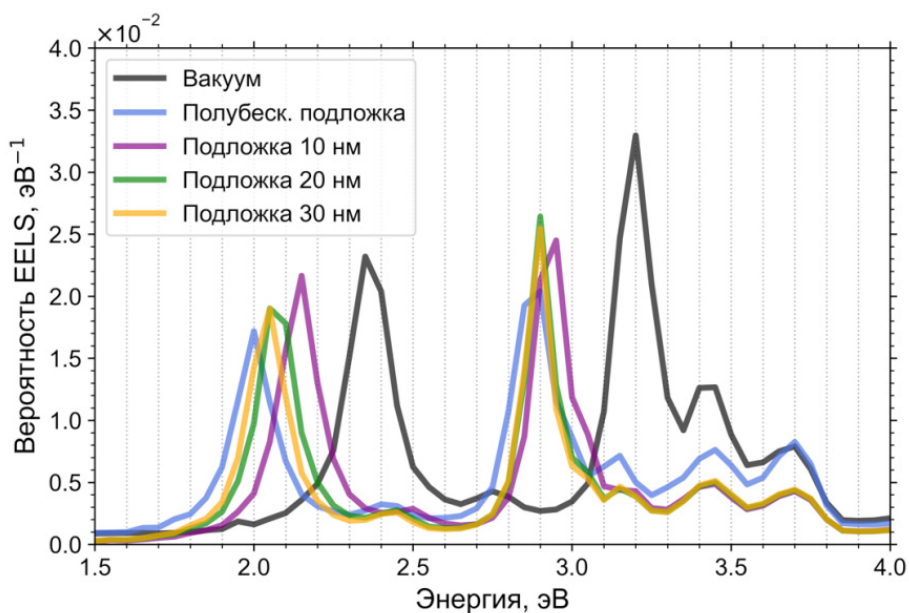


Рис. 2. Спектры EELS при различных конфигурациях подложки под призмой

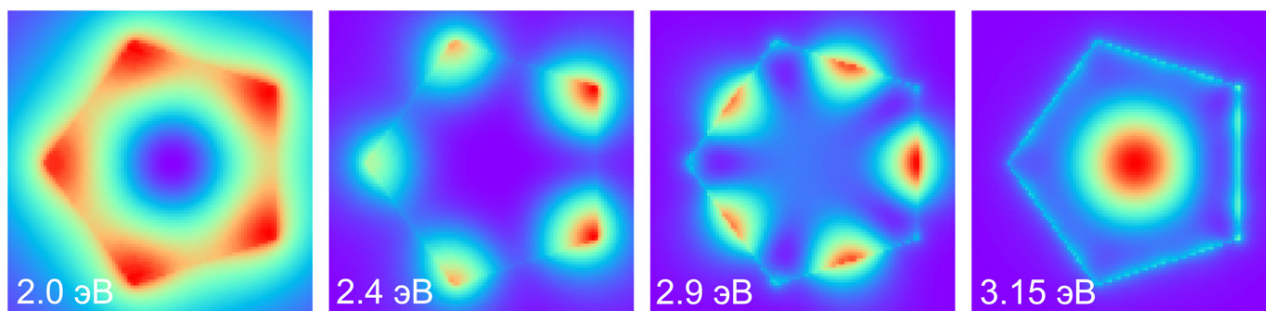


Рис. 3. Плазмонные карты для всех резонансов исследуемой нанопризмы

Эта призма на полубесконечной подложке обладает плазмонными резонансами на энергиях 2; 2,4; 2,9 и 3,15 эВ. Соответствующие плазмонные карты приведены на рис. 3.

Список литературы

1. García de Abajo F. J., Di Giulio V. Optical excitations with electron beams: challenges and opportunities // ACS Photonics. 2021. Vol. 8, № 4. P. 945–974.

2. Kadkhodazadeh S. et al. The substrate effect in electron energy-loss spectroscopy of localized surface plasmons in gold and silver nanoparticles // *A C S Photonics. Am. Chem. Soc.* 2017. Vol. 4, № 2. P. 251–261.

3. Maier S.A., Atwater H.A. Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures // *J. Appl. Phys. Am. Inst. Phys. AIP.* 2005. Vol. 98, № 1. P. 011101.

4. Yurkin M.A., Hoekstra A.G. The discrete dipole approximation: an overview and recent developments // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2007. Vol. 106, № 1–3. P. 558–589.

СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ СОЕДИНЕНИЙ В СИСТЕМЕ LI-AG-GA-SE

✉ К. Е. Коржнева^{1,2}, Л. И. Исаенко^{1,2}, М. С. Молокеев^{3,4},
А. А. Голошумова^{1,2}, А. Ф. Курусъ^{1,2}

¹ *Институт геологии и минералогии СО РАН, Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

³ *Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*

⁴ *Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия*

✉ ksenia_korzheva@mail.ru

Исследование структуры нелинейно-оптических кристаллов для преобразования частоты лазерного излучения в ИК-диапазоне базируется на многокомпонентных халькогенидных соединениях. Халькогениды обычно обладают большим структурным разнообразием, достигаемым частичным или полным замещением атомов в решетке. Это помогает найти оптимальное решение при создании материала с требуемыми характеристиками и позволяет достичь компромисса в нелинейно-оптических свойствах кристаллов. Информация об их структуре обеспечивает эффективный поиск материалов, характеризующихся совокупностью свойств, в частности нелинейных параметров, стабильности и области прозрачности. Акценты в исследованиях халькогенидов, как правило, делаются на определении типа наиболее стабильной и наилучшей структуры. Изменяя состав материалов, мы можем наблюдать эволюцию структуры и создавать соединения с нужными свойствами. В последнее время увеличилось число работ, посвященных выявлению тенденций, определяющих эффективность кристаллов нелинейно-оптических халькогенидов среднего ИК-диапазона путем их изменения состава.

Задача данной работы — оценить поле стабильности двух структур (орторомбическая для LiGaSe_2 и тетрагональная для AgGaSe_2) при замене атомов Ag на Li в решетке AgGaSe_2 .

В системе Li-Ag-Ga-Se можно выделить два исходных соединения AgGaSe_2 (I-42d, рис. 1, b) и LiGaSe_2 ($\text{Pna}2_1$, рис. 1, d), ряд твердых растворов, где $0,5 \leq x \leq 0,9$ (I-42d, рис. 1, a), орторомбическая переходная фаза ($\text{Pna}2_1$, рис. 1, c) $x = 0,98$. Структурный анализ показал, что параметры решетки изменяются незначительно в интервале существования тетрагональной модификации вплоть до перехода к орторомбической модификации. Наибольшие изменения наблюдаются при содержании лития $x = 0,98$.

Несмотря на принадлежность к той же тетрагональной фазе (I-42d), что и у AgGaSe_2 , при содержании Li около 0,25 была обнаружена отличающаяся структура. У соединения с $x = 0,25$ наблюдаются другие положения атомов в решетке, т. е. иные положения тетраэдров $[\text{Ag}(\text{Li})\text{Se}_4]$ и $[\text{GaSe}_4]$ по сравнению с соединением, в котором содержание Li составляет от 0,5 до 0,9 и AgGaSe_2 . Эту фазу планируется более подробно исследовать в будущем.

Тетрагональная структура $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$ ($0,5 \leq x \leq 0,9$), рис. 1, a, построена из тетраэдров AgSe_4 и GaSe_4 , связанных через общие вершины. В работе Н.-М Zhou с соавт. [1] был введен критерий f , отображающий смещение атомов Se и искажение тетраэдров относительно идеальной структуры ZnSe. Наши исследования показали, что степень искажения в $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$ ($0,5 \leq x \leq 0,9$) увеличивается в зависимости от концентрации Li. Наибольшее искажение

наблюдается при $x = 0,8$, при котором обнаруживается наибольшее значение нелинейности. Увеличение степени искажения является следствием несоответствия размеров и различий в зарядах между атомами Li(Ag) и Ga. Это может приводить к изменению нелинейных свойств твердого раствора.

Орторомбическая фаза, зафиксированная при содержании Li (0,98), рис. 1, *c*, является переходной между твердым раствором и чистым LiGaSe_2 (рис. 1, *d*). Небольшое добавление Ag к LiGaSe_2 сильно искажает LiSe_4 тетраэдр. Атом Li(Ag) смещается к одному из оснований треугольника, состоящего из двух атомов Se1 и одного атома Se2.

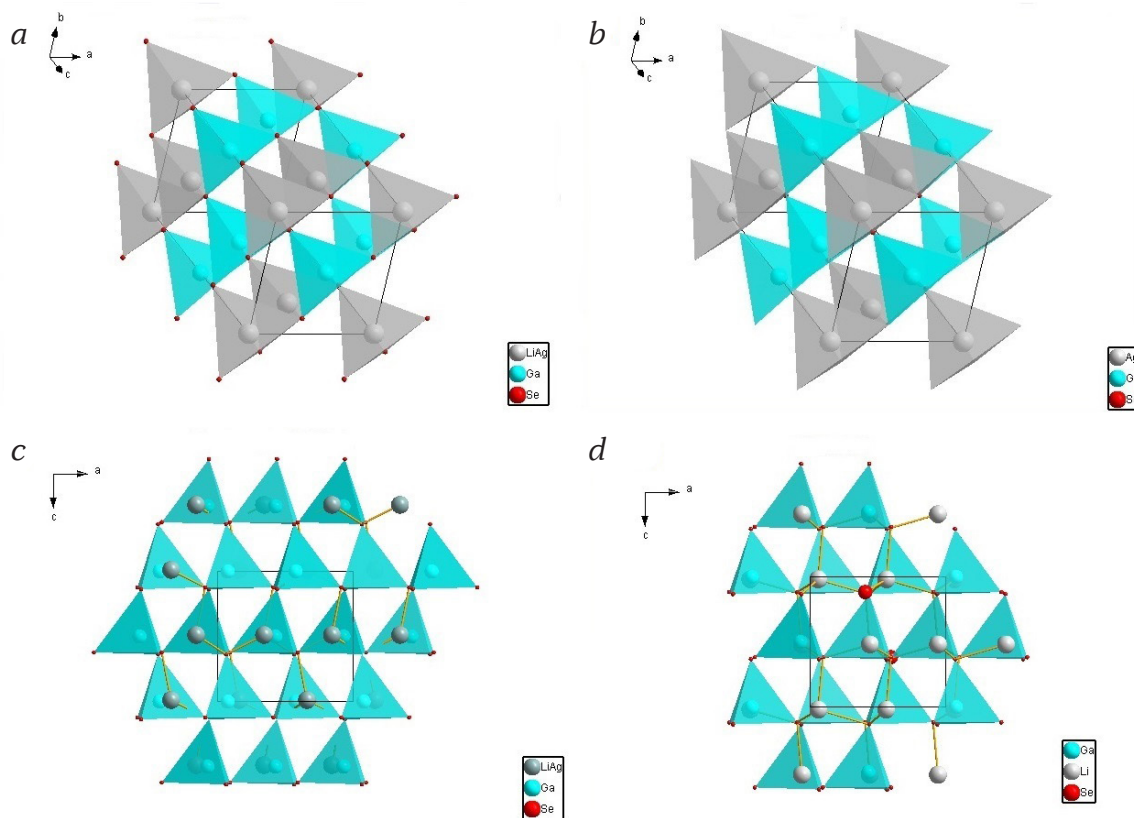


Рис. 1. *a* — кристаллическая структура твердого раствора $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$ ($0,5 \leq x \leq 0,9$) в плоскости $(-1,1,1)$; *b* — AgGaSe_2 в плоскости $(-1,1,1)$; *c* — $\text{Li}_{0,98}\text{Ag}_{0,02}\text{GaSe}_2$ в плоскости ac ; *d* — LiGaSe_2 в плоскости ac

Исследуя зависимость нелинейных коэффициентов и искажения структуры f от содержания Li в кристаллах твердых растворов $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$ ($0,5 \leq x \leq 0,9$), мы выявили, что нелинейность хорошо коррелирует со степенью искажения структуры. Проведенные исследования показали, что кристаллы $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$ ($0,5 \leq x \leq 0,9$) могут быть использованы для применения в преобразователях частоты лазерного излучения среднего ИК-диапазона.

Список литературы

1. Zhou H.-M., Xiong L., Chen L., Wu. L.-M. Dislocations that Decrease Size Mismatch within the Lattice Leading to Ultrawide Band Gap, Large Second-Order Susceptibility, and High Nonlinear Optical Performance of AgGaS_2 // *Angew. Chem. Int. Ed.* 2019. Vol. 58. P. 9979.

СОЗДАНИЕ SNAP-МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКООМНОЙ ПРОВОЛОКИ

✉ Д. В. Кудашкин¹, И. Д. Ватник¹, М. Ю. Сумецкий²

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Aston University, Birmingham, UK

✉ d.kudashkin@g.nsu.ru

Технология SNAP (*Surface Nanoscale Axial Photonics*) позволяет изготавливать наборы связанных микрорезонаторов на поверхности оптического волокна с субангстремной точностью, имеющей потенциальные применения в диапазоне от миниатюрных линий задержки и генераторов оптических гребенок до датчиков для пищевой промышленности [1–3]. Методы изготовления, разработанные на сегодняшний день (см. обзор [1–3]), включают отжиг CO₂-лазером, фемтосекундное сжатие лазером, травление жидкостью, изгиб волокна и мед-

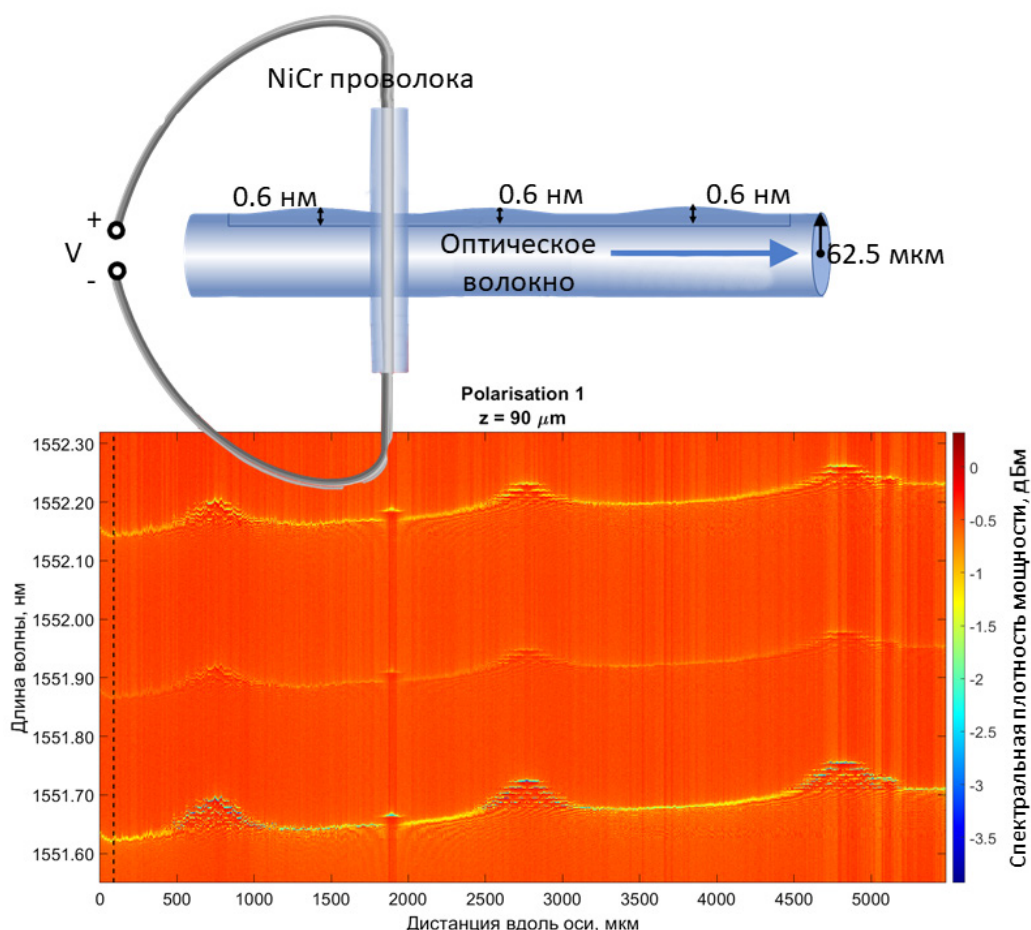


Рис. 1. Установка для изготовления и спектрограмма трех микрорезонаторов SNAP, введенных путем отжига нагретой нихромовой проволокой

ленное изготовление нагревом воды в капилляре. Особый интерес представляет разработка простых и недорогих подходов, которые не требуют громоздких установок, но показывают такую же точность изготовления. Одним из таких методов является недавно продемонстрированное изготовление резонаторов SNAP с точностью до ангстрема с помощью обычной газовой горелки [4]. Однако последний подход хотя и чрезвычайно прост, но не позволяет производить микрорезонаторы, характерный размер которых меньше поперечного сечения пламени (обычно несколько миллиметров). В этой работе мы демонстрируем новый метод изготовления микрорезонаторов SNAP, основанный на их отжиге нагретой тонкой нихромовой проволокой (рис. 1). Для защиты кварцевого оптического волокна от загрязнения в процессе отжига нихромовая проволока помещается в кварцевый микрокапилляр. На рис. 1 показан результат нашего предварительного эксперимента, в котором три микрорезонатора были введены на поверхность кварцевого волокна диаметром 125 мкм. Спектрограмма мощности передачи на этом рисунке была измерена с помощью анализатора оптического спектра, подключенного к входу вытянутого волокна — тейпера. Тейпер перемещали вдоль оси микрорезонатора, касаясь его в точках измерения с разрешением 5 мкм. Высота введенных микрорезонаторов (рассчитанная по перемасштабированию данных спектрограммы) составила всего 6 ангстрем при эффективном изменении радиуса, введенного с повторяемостью лучше 0,5 ангстрем. В дальнейшем мы планируем дополнительно уменьшить радиус микрокапилляра и его расстояние до волокна в процессе отжига. Предполагается, что это позволит внедрить SNAP-структуры заданной формы с характерной длиной аксиальной вариации порядка 100 мкм и точностью лучше 0,1 ангстрема.

Список литературы

1. Sumetsky M. // Prog. Quantum Electron. 2019. Vol. 64. P. 1.
2. Toropov N., Zaki S., Vartanyan T., Sumetsky M. // Opt. Lett. 2021. Vol. 46. P. 1784.
3. Gardosi G., Mangan B. J., Puc G. S., Sumetsky M. // ACS Photonics. 2021. Vol. 8. P. 436.
4. Sumetsky M., Vassiliev V. // Laser Phys. Lett. 2022. Vol. 19. P. 056202.

АНИЗОТРОПИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛАХ $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$

✉ А. Кузнецов¹, П. Рой^{2,6}, В. М. Кондратьев¹, В. В. Федоров^{1,3}, К. П. Котляр^{1,4},
Р. Р. Резник¹, А. А. Воробьев¹, И. С. Мухин^{1,2,3}, Г. Э. Цырлин¹, А. Д. Большаков^{1,5}

¹ Санкт-Петербургский академический университет
им. Ж. И. Алферова РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский политехнический университет
Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Институт аналитического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

⁵ Московский физико-технический институт, Москва, Россия

⁶ Институт Френеля, Марсель, Франция

✉ alkuznetsov1998@gmail.com

Прецизионно контролируемый синтез аксиально-гетероструктурированных эпитаксиальных нитевидных нанокристаллов (ННК) с правильно подобранным набором материалов позволяет изготавливать новые фотонные устройства, такие как субмикронные резонаторы с интегрированным наноразмерным излучательным элементом. Примером такой структуры является исследуемый в данной работе ННК GaP с 50 нанометровыми прямозонными вставками на основе тройного твердого раствора $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ и каплей металла-катализатора Ga на конце [1]. С помощью микроспектроскопии фотolumинесценции (ФЛ) и численных расчетов экспериментально и теоретически был исследован оптический отклик от одиночных горизонтально ориентированных гетероструктурированных ННК. Благодаря высокому показателю преломления и почти нулевому поглощению в пределах полосы излучения вставок $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ сигнал фотolumинесценции имеет тенденцию проникать в ННК, действующий как резонатор Фабри — Перо [2]. При этом вблизи каждой из них регистрируется слабое излучение, распространяющееся перпендикулярно оси нанопроволоки. Таким образом, внутри гетероструктурированного ННК могут быть получены как амплитудные, так и спектрально-анизотропные фотolumинесцентные сигналы. Численное моделирование ФЛ прямозонных вставок, излучающих в инфракрасном диапазоне, демонстрирует уменьшение направленности излучения и одновременный рост связи излучателей с увеличением длины волны (рис. 1).

Также в данной работе обсуждается появление модулированного и немодулированного отклика, рассматриваются возможные приложения изучаемых структур в нанопотонике.

Кроме того, экспериментально и теоретически проанализированы спектральные и пространственные особенности ФЛ, возбуждаемой во вставках $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ в ННК GaP. Результаты показывают несколько интересных явлений, определяемых геометрией рассматриваемой системы. Вставки демонстрируют анизотропное излучение, которое может выводиться как в их окрестности, так и на краю. Из-за резонансных свойств ННК излучение, выведенное с торцевой грани ННК, подвержено сильной спектральной модуляции, а излучение, зафиксированное

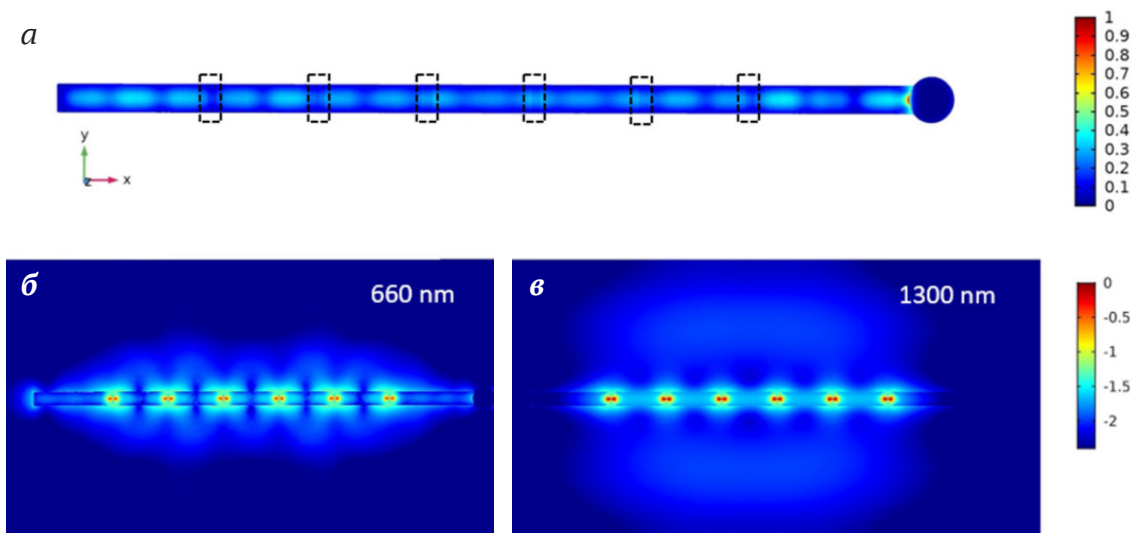


Рис. 1. а — распределение электрического поля в ННК GaP (4 мкм) с 6 вставками $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ (выделены пунктиром) при распространении плоской волны (532 нм) вдоль оси ННК и поляризованной перпендикулярно ей (поле в каждой точке нормировано на поле волны источника); б-в — распределение электрического поля в логарифмическом масштабе, создаваемого вставками $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$, которые моделируются дипольными источниками на длине волны 660 и 1300 нм

в окрестности вставок, оказывается немодулированным и менее интенсивным. Другой интересной особенностью системы является роль капли Ga, которая выступает, с одной стороны, как эффективный рефлектор, повышающий добротность резонатора, а с другой — как оптическая антенна, позволяющая электромагнитной волне, поляризованной вдоль оси ННК, более эффективно проникать внутрь. Дополнительное моделирование ННК с ИК-излучателями демонстрирует эффекты изменения картины поля, приводящие к более слабой направленности излучения вдоль оси ННК.

Список литературы

1. Bolshakov A. D., Fedorov V. V., Sibirev N. V. et al. Growth and Characterization of GaP/GaPAs Nanowire Heterostructures with Controllable Composition // Phys. Status Solidi-Rapid Res. Lett. 2019. Vol. 13. P. 1900350.
2. Roy P., Bolshakov A. D. Ga-GaP nanowire hybrid optical system for enhanced coupling, focusing and steering of light // J. Phys. D Appl. Phys. 2020. Vol. 53. P. 295101.

НОВЫЙ НЕЛИНЕЙНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ КРИСТАЛЛ $AGLiGa_2Se_4$ С ОПТИМАЛЬНЫМ НАБОРОМ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ РАБОТЫ В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ*

А. П. Елисеев^{1,2}, С. И. Лобанов^{1,2}, М. С. Молокеев^{3,4,5}, А. Пугачев⁶,
 В. Веденяпин^{1,2}, ✉ А. Ф. Курусь^{1,2}, А. Хамоям^{1,2}, А. Манучарян^{1,2}, Л. И. Исаенко^{1,2}

¹ Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³ Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

⁴ Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

⁵ Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

⁶ Институт автоматики и электрометрии, Новосибирск, Россия

✉ kurusaf@igm.nsc.ru

Нелинейно-оптические (NLO) кристаллы среднего ИК-диапазона необходимы для генерации лазерного излучения в среднем ИК-диапазоне с перестраиваемой длиной волны от 3 до 20 мкм. $AgGaSe_2$ представляет собой коммерческий кристалл NLO среднего ИК-диапазона с самыми высокими показателями нелинейной восприимчивости, но имеет низкий порог лазерного повреждения (LDT).

Для достижения баланса оптического пропускания, эффективности нелинейной среды и высокого порога LDT предлагается молекулярно модифицировать структуру $AgGaSe_2$ путем введения тетраэдров $[LiSe_4]$ и успешно выращивать крупные кристаллы нового селенида

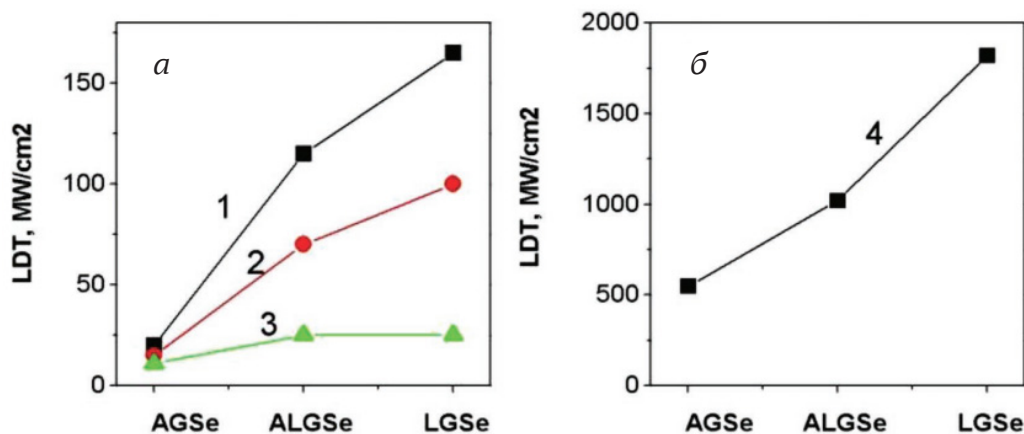


Рис. 1. Значения LDT для $AgGaSe_2$, $AgLiGa_2Se_4$ и $LiGaSe_2$, измеренные при возбуждении: а — от DTL 429 QT DPSSL ($\tau = 6$ нс, $\lambda = 1,053$ мкм) и б — лазера ST01 ($\tau = 0,5$ нс, $\lambda = 1,064$ мкм). Частоты повторения импульсов f составляли 10 (1), 100 (2) и 1000 Гц (3, 4)

© А. П. Елисеев, С. И. Лобанов, М. С. Молокеев, А. Пугачев, В. Веденяпин, А. Ф. Курусь, А. Хамоям, А. Манучарян, Л. И. Исаенко, 2022

* Рост кристаллов и исследование физических свойств выполнены при поддержке Российского научного фонда (№ 19-12-00085-П). Спектроскопические данные получены в Институте геологии и минералогии СО РАН, Министерство образования и науки, Россия.

AgLiGa₂Se₄ [1]. Замена половины тяжелых катионов Ag⁺ на легкие Li⁺ увеличивает ширину запрещенной зоны до 2,2 эВ (против 1,7 эВ в AgGaSe₂). Значение LDT в AgLiGa₂Se₄ повышается в пять раз по сравнению с AgGaSe₂ (рис. 1), сохраняя при этом относительно большую восприимчивость NLO 26 пм/В (оценена методом Курца — Перри) (рис. 2).

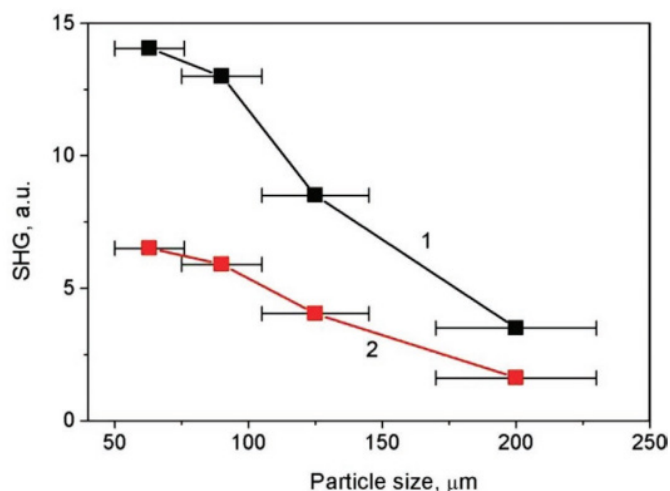


Рис. 2. Эффективность ГВГ (генерация второй гармоники) в зависимости от размера зерна для AgGaSe₂ (1) и AgLiGa₂Se₄ (2). Измерено твердотельным лазером с диодной накачкой Тм (тулий) со следующими параметрами: $\lambda = 1,910$ мкм, $\tau = 20$ нс и $P = 100$ мВт

Кроме того, коэффициенты теплового расширения в AgLiGa₂Se₄ примерно в два раза ниже по абсолютной величине по сравнению с AgGaSe₂, что способствует росту крупных кристаллов. Все эти преимущества делают AgLiGa₂Se₄ новым многообещающим кристаллом NLO для применения в лазерах среднего ИК-диапазона.

Список литературы

1. Yelisseyev A., Lobanov S., Molokeev M. et al. A New Nonlinear Optical Selenide Crystal AgLiGa₂Se₄ with Good Comprehensive Performance in Mid-Infrared Region // Adv. Opt. Mater. 2021. Vol. 9 (5). P. 2001856.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ ВРАЩЕНИЯ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В ЯЧЕЙКЕ С ПАРАМИ ^{87}Rb *

✉ А. О. Макаров^{1,2}, 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*

✉ werklöre@mail.ru

В настоящий момент разработкой высокочувствительных магнитометров с оптической накачкой занимаются во многих лабораториях мира. Эти квантовые устройства имеют весьма широкую сферу применений: от исследований ядерного магнитного резонанса (ЯМР) до био-медицины. В нашей работе предлагается модификация (рис. 1) стандартной схемы Ханле, используемой в современных миниатюрных квантовых сенсорах магнитного поля (например, от компании QuSpin Inc., США). В отличие от стандартной конфигурации с одной бегущей волной мы применяем две встречные линейно-поляризованные световые волны, резонансные оптическому переходу в D_1 -линии рубидия-87 ($\lambda \approx 795$ нм).

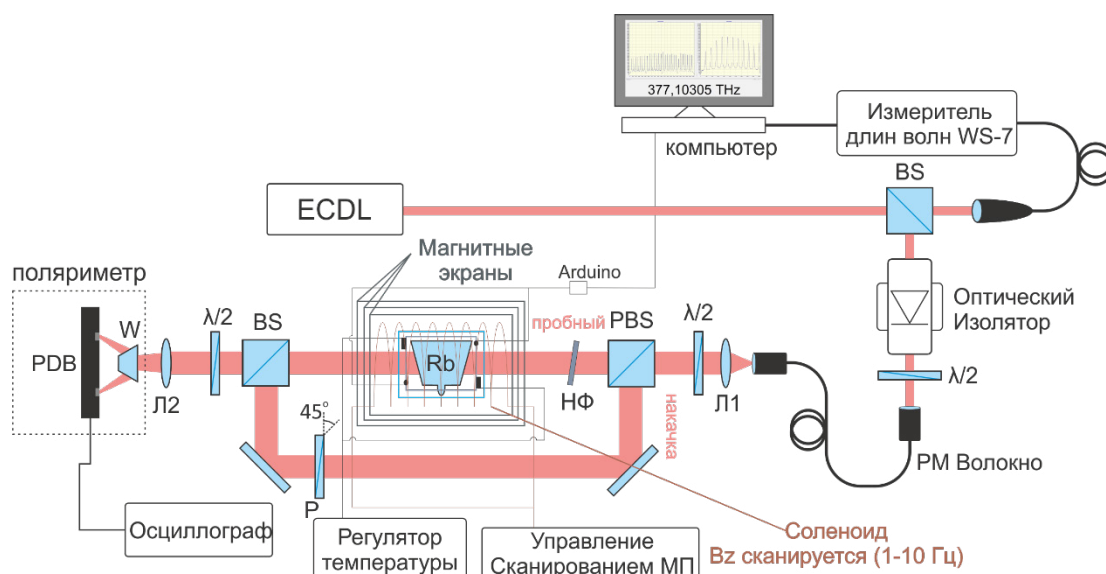


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ECDL — лазерный диод с внешним резонатором; BS — делитель пучка (50/50); PBS — поляризационный делительный кубик; НФ — нейтральный фильтр; PDB — балансный фотодетектор; Rb — цилиндрическая стеклянная ячейка с парами рубидия-87 и буферным газом (длина ячейки 25 мм, диаметр 20 мм); W — призма Волластона; $\lambda/2$ — полуволновая пластинка; P — поляризатор. Температура ячейки ≈ 74 °C

© А. О. Макаров, Д. В. Бражников, А. Н. Гончаров, 2022

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-52-18004) и Министерства науки и высшего образования РФ (тема № АААА-А19-119102890006-5).

Волна накачки наводит в резонансной среде линейный дихроизм. Пробная волна, линейная поляризация которой находится под углом 45° относительно волны накачки, имеет компоненту поляризации, параллельную волне накачки (E_{\parallel}) и компоненту поляризации, ортогональную ей (E_{\perp}). При этом компонента E_{\parallel} практически не поглощается в среде из-за явления когерентного пленения населенностей (КПН), тогда как E_{\perp} испытывает сильное поглощение (более подробное в [1]). Таким образом, происходит вращение линейной поляризации (рис. 2) пробной волны при распространении через ячейку. Магнитооптический резонанс регистрировался в разностном канале балансного фотодетектора (PDB на рис. 1) и имел полную ширину на полувысоте около 1 мГс (100 нТл) и величину поворота угла поляризации $\approx 23^\circ$.

Результаты наших экспериментов сопоставимы с результатами других работ (например, [2–4]). На основе предложенной схемы наблюдения магнитооптических резонансов может быть разработан высокочувствительный магнитометр. В схеме на основе нелинейного фарадеевского вращения температура атомов, как правило, выше 100°C (см., например, [5]), в предложенной нами схеме нагрев ячейки осуществляется до температур $70\text{--}80^\circ\text{C}$. На частоте 60 Гц, при которой планируется осуществлять сканирование магнитного поля, значение сигнал/шум в полосе 1 Гц равно порядка 10^5 , что дает оценку чувствительности измерений магнитного поля на уровне $1\text{ пТл/Гц}^{1/2}$.

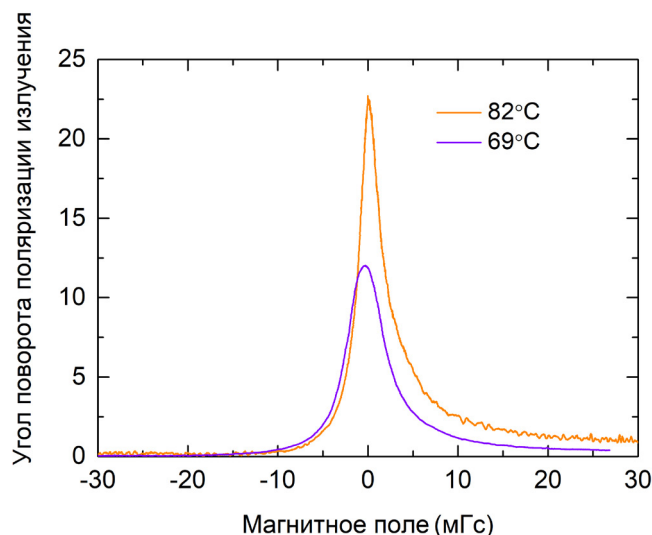


Рис. 2. Резонансы вращения при разных температурах исследуемой ячейки

Список литературы

1. Brazhnikov D.V., Ignatovich S.M., Novokreshchenov A. S., Skvortsov M.N. Ultra-high-quality electromagnetically induced absorption resonances in a cesium vapor cell // J. Phys. B: At. Mol. Opt. 2019. Vol. 52. P. 215002.
2. Budker D., Kimball D. F., Rochester S. M. et al. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation // Phys. Rev. A. 2000. Vol. 62. P. 043403.
3. Wilson N., Light P., Luiten A., Perrella C. Ultrastable Optical Magnetometry // Phys. Rev. Applied. 2019. Vol. 11. P. 044034.
4. Zhu C. J., Guan J., Zhou F. et al. Giant magneto-optical rotation effect in rubidium vapor measured with a low-cost detection system // OSA Continuum. 2021. Vol. 4. P. 2527.
5. Shah V., Knappe S., Schwindt P. D. D., Kitching J. Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. P. 649.

ИССЛЕДОВАНИЕ ШТАРКОВСКОГО СДВИГА ПРИ ПРЯМОЙ МОДУЛЯЦИИ DBR-ЛАЗЕРА И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ СУБДОПЛЕРОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ*

✉ И. С. Месенцова¹, Д. В. Бражников^{1,2}, С. М. Игнатович¹, М. Н. Скворцов¹

¹ Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉ mesenzova.i@yandex.ru

Спектроскопия высокого разрешения атомов и молекул имеет множество приложений как в фундаментальной, так и в прикладной науке [1, 2]. Один из широко применяемых методов основан на резонансах насыщенного поглощения, он обеспечивает надежные способы стабилизации частоты лазерного излучения. Обычно в нем используются две встречные световые волны с одинаковой оптической частотой ω . Однако, будучи успешно реализуемым для разработки мобильных квантовых стандартов частоты (КСЧ) [2], этот метод пока не продемонстрировал приемлемых результатов при создании миниатюрных КСЧ. Например, предложена и успешно реализована двухфотонная спектроскопия паров рубидия в миниатюрных КСЧ на основе микрочаек [3].

В данной работе мы рассматриваем альтернативный подход, основанный на двухчастотной субдоплеровской спектроскопии атомов цезия [4]. Высокая стабильность оптической частоты ($\sigma_y \approx 2 \times 10^{-12}$ в 1 с) продемонстрирована в первых экспериментах с микрочаечкой из паров Cs [5]. Кроме того, недавно этот подход был испытан в ячейке с парами ^{87}Rb [6]. Поэтому он имеет хорошие перспективы для разработки миниатюрных КСЧ. Для решения проблемы миниатюризации здесь мы предлагаем отказаться от использования ЭОМа, как в [4–6]. Вместо этого мы изучаем возможность применения лазерного диода с распределенным брэгговским отражателем (DBR) с прямой модуляцией для создания необходимого двухчастотного режима возбуждения атомов. На рис. 1, а представлена схема эксперимента для наблюдения

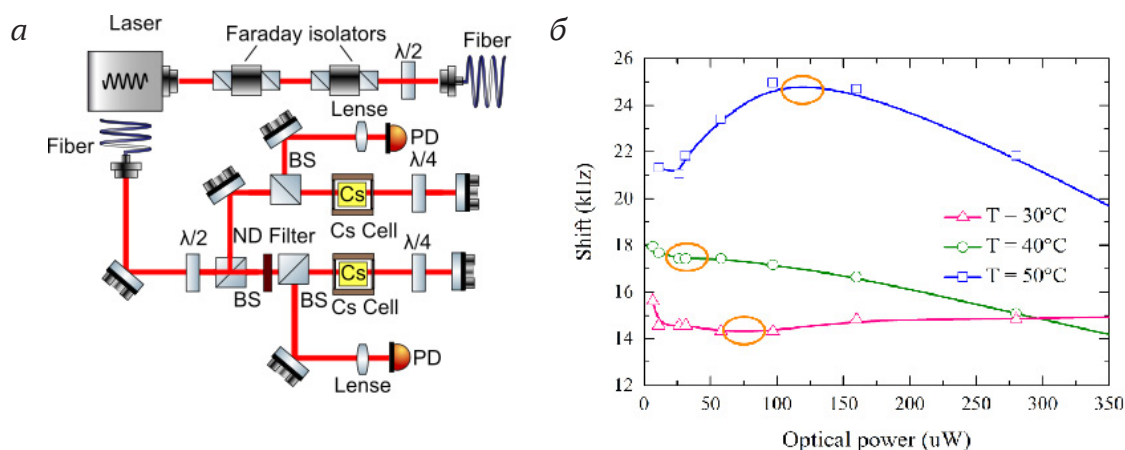


Рис. 1. а — схема экспериментальной установки для наблюдения сдвигов; б — зависимость смещения центра субдоплеровского резонанса от центра от оптической мощности

© И. С. Месенцова, Д. В. Бражников, С. М. Игнатович, М. Н. Скворцов, 2022

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-32-90029).

сдвигов центра резонанса, а на рисунке 1, б — результаты эксперимента. Для схемы с волоконным ЭОМ вместо обычного волокна, соединяющего части установки и формирующего пучок для DBR-лазера, подключаются ЭОМ и усилитель для него. В схеме используются две ячейки с парами ^{133}Cs , одна ячейка — для стабилизации частоты лазера по центру субдоплеровского резонанса при различных интенсивностях оптических полей, регулируемых с помощью нейтрального фильтра перед ячейкой, а вторая — для измерения сдвига реперного резонанса. Стабилизация и анализ центра резонанса проводились методом синхронного детектирования резонанса. Сдвиг резонансов между ячейками вычислялся из измеренного уровня сигнала ошибки реперного резонанса с учетом крутизны квантового дискриминатора. Такой способ позволил измерять центр резонанса с точностью ~ 10 Гц за 1 с.

Поставлены эксперименты по наблюдению светового сдвига субдоплеровского резонанса в многочастотном поле DBR-лазера и проанализировано его поведение при разных оптических мощностях и температуре ячейки с парами Cs. Цель этих исследований — поиск экстремумов в наблюдаемых зависимостях, т. е. точек (параметры поля при заданной температуре ячейки), где сдвиг обращается в ноль, на рис. 1, б такие точки отмечены оранжевыми кругами. Такой режим наблюдения резонанса является перспективными для получения долговременной нестабильности.

Оценивая шумы сигнала ошибки на выходе синхронного детектора, мы получили расчетную кратковременную нестабильность $\sigma(1s) \approx 1 \cdot 10^{-13}$:

$$\sigma(1s) \approx \frac{1}{v \cdot Q} = \frac{\lambda}{c \cdot Q},$$

где $\lambda = 895$ нм. Из экспериментов для дифференциального режима регистрации $Q \approx 3 \cdot 10^7$ 1/ГГц = $3 \cdot 10^{-2}$ 1/Гц. Знак « \approx » означает, что может быть использован еще некоторый числовой коэффициент порядка 1, зависящий от формы линии резонанса. Им пренебрегаем. Ожидаемый результат по нестабильности частоты стандарта находится на уровне развития мировой науки и пока не достигнут, авторами приведен теоретический расчет и планируются дальнейшие эксперименты.

Список литературы

1. Letokhov V. S., Chebotayev V. P. Nonlinear laser spectroscopy. Berlin: Springer-Verlag, 1977. Т. 4.
2. Skvortsov M. N. et al. Miniature quantum frequency standard based on the phenomenon of coherent population trapping in vapours of 87Rb atoms // Opt. Express. 2020. Т. 50, № 6. С. 576.
3. Bagayev S. N., Dmitriyev A. K., Pokasov P. V. Transportable He-Ne/ CH_4 frequency standard for precision measurements // Laser Physics. 1997. Т. 7, №. 4. С. 989–992.
4. Maurice V. et al. Miniaturized optical frequency reference for next-generation portable optical clocks // Opt. Express. 2020. Т. 28, № 17. С. 24708–24720.
5. Hafiz M. A. et al. Doppler-free spectroscopy on the Cs D 1 line with a dual-frequency laser // Opt. Lett. 2016. Т. 41, № 13. С. 2982–2985.
6. Brazhnikov D. et al. Dual-frequency sub-Doppler spectroscopy: Extended theoretical model and microcell-based experiments // Phys. Rev. A. 2019. Т. 99, № 6. С. 062508.

РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ СЛУЧАЙНЫЕ ОТРАЖАТЕЛИ, ЗАПИСАННЫЕ В ОДНОМОДОВОМ ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

✉ Ж.Э. Мункуева^{1,2}, А.А. Вольф¹

¹ *Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

✉ z.munkueva@g.nsu.ru

Наличие замороженных неоднородностей в сердцевине оптического волокна, состоящего из кварцевого стекла, приводит к слабому обратному рассеянию распространяющихся оптических мод, что зачастую используется в распределенных сенсорных системах [1] и волоконных лазерах с распределенной обратной связью [2]. В случае распределенного сенсора низкий уровень обратного рассеяния ограничивает пространственное разрешение и отношение сигнал/шум измерительной системы, в случае волоконных лазеров вынуждает использовать относительно длинные участки волокна (~1-100 км). Достижение требуемого уровня обратного рассеяния через увеличение концентрации неоднородностей в сердцевине волокна является перспективной задачей с точки зрения улучшения параметров указанных выше систем.

Среди методов, позволяющих повысить уровень обратного рассеяния в волокне, наиболее перспективным является метод фемтосекундной лазерной записи [3], с его помощью можно записывать как точечные (отражение Френеля), так и непрерывные (рассеяние Рэля и Ми) элементы обратного рассеяния в строго заданной области волокна, что особенно важно для практических применений.

В данной работе с помощью различных стратегий облучения одномодового оптического волокна демонстрируется запись следующих элементов: случайно чирпованных волоконных брэгговских решеток (СЧВБР); отражателей Френеля, состоящих из отдельно стоящих неоднородностей; непрерывных отражателей Рэля/Ми, образованных путем наложения неоднородностей. В работе оптимизированы параметры записи: энергия лазерных импульсов в случае СЧВБР, расстояние между отдельными неоднородностями и энергия лазерных импульсов в случае отражателя Френеля, количество лазерных импульсов на единицу длины и их энергия в случае отражателя Рэля/Ми. С помощью метода рефлектометрии обратного рассеяния изготовленные образцы охарактеризованы в пространственной (временной) и спектральной областях с высоким разрешением. Оптимизация параметров записи позволила увеличить уровень обратного рассеяния в сердцевине одномодового волокна на 60 дБ/мм в случае СЧВБР (рис. 1) и на 46 и 50 дБ/мм в случае отражателей Рэлей/Ми и Френеля соответственно (их рефлектограммы будут приведены на постере). Для более подробной характеристики изготовленных образцов измерены вносимые оптические потери в широком спектральном диапазоне (рис. 2), которые на длине волны 1550 нм составили 96,5; 5,5 и 13,1 дБ/м для СЧВБР, отражателей Френеля и Рэля/Ми соответственно.

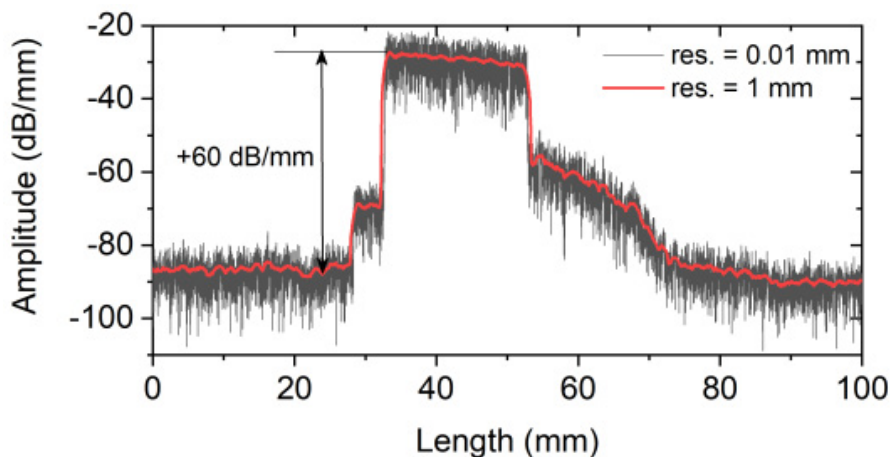


Рис. 1. Рефлектограмма в пространственной (временной) области СЧВБР длиной 20 мм со средним периодом 1,07 мкм и амплитудой рандомизации 2 %

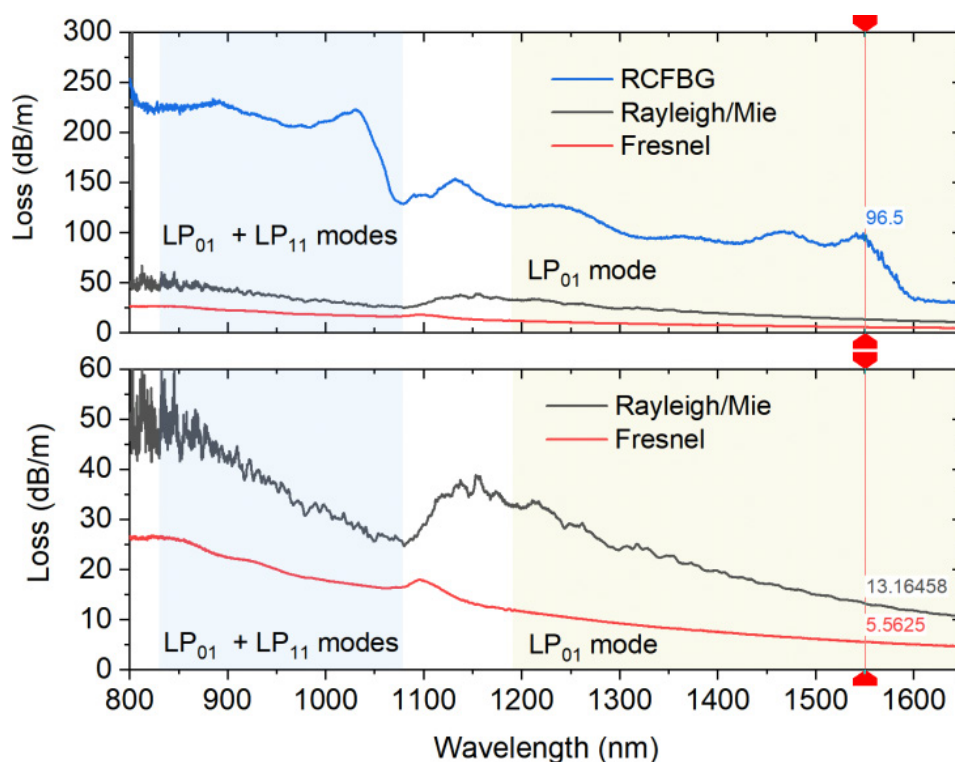


Рис. 2. Потери, вносимые записанными распределенными случайными отражателями (синяя линия — СЧВБР, черная — отражатель Рэлея/Ми, красная — отражатель Френеля)

Список литературы

1. Kreger S. T., Gifford D.K., Froggatt M.E. et al. High Resolution Distributed Strain or Temperature Measurements in Single- and Multi-Mode Fiber Using Swept-Wavelength Interferometry // Opt. Fiber Technol. 2006. ThE42.
2. Turitsyn S.K. et al. Random distributed feedback fibre laser // Nat. Photonics. 2010. Vol. 4. P. 231–235.
3. Wang M. et al. Femtosecond laser fabrication of nanograting-based distributed fiber sensors for extreme environmental applications // Int. J. Extrem. Manuf. 2021. Vol. 3. P. 025401.

ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЕМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО МИКРОРЕЗОНАТОРА НА ПОВЕРХНОСТИ ОПТОВОЛОКНА

✉ А. Д. Новиков, Д. В. Кудашкин

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉ a.novikov6@g.nsu.ru

Микрорезонаторы мод шепчущей галереи, созданных на поверхности стандартного оптоволокна, обладают высокой добротностью до 10^7 и дополнительной степенью свободы вдоль оси резонатора. Такой тип резонаторов интересен тем, что на его поверхности можно создавать вариацию радиуса — потенциал. Эта особенность позволяет управлять распределением мод вдоль оси резонатора, следовательно, межмодовым расстоянием. Накачка высокой мощностью в резонанс приводит к нагреванию резонатора и его тепловому расширению, что вызывает смещение моды в спектре.

Обычно модификации на поверхности микрорезонаторов записываются с помощью CO_2 -лазера [1], отжига газовой горелкой [2] либо медленного нагрева жидкости в капилляре [3], но после записи такие резонаторы уже не поменять. Контролировать форму потенциала возможно с помощью изгибного микрорезонатора [4] либо использования в качестве микрорезонатора капилляра с введенной внутрь него высокоомной проволочкой, которая нагревом контролирует форму потенциала [5]. В своей работе мы предлагаем нагрев модами шепчущей галереи (МШГ) для теплового расширения и смещения резонанса. Для этого мы используем одномодовый перестраиваемый лазер PURE PHOTONICS. Для заведения излучения в резонатор мы применяем вытянутое волокно, которое вводим в контакт с микрорезонатором. За счет локального нагрева в точке касания тейпера и микрорезонатора будет происходить тепловое расширение и формирование потенциала для МШГ. На рис. 1 приведена схема эксперимента. В микрорезонатор через каплер 50/50 заводилось излучение лазера и анализатора спектров, длина волны лазера 1538,13 нм. На рис. 2 показаны спектры пропускания микрорезонатора для разных мощностей разогревающего излучения.

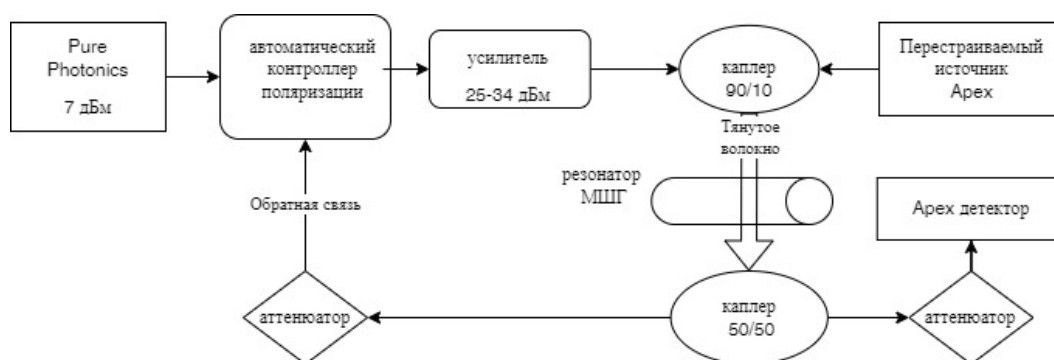


Рис. 1. Схема эксперимента

В спектре пропускания мы обнаруживаем пики — излучение лазера и провалы — резонансы МШГ. Видно, что при повышении мощности накачки длина волны отсечки увеличивается при постоянной длине волны лазера. Это свидетельствует о том, что создается вариация радиуса, определяемая формулой.

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

$$\Delta r = n\Delta R + R\Delta n$$



Рис. 2. Спектры пропускания

Полученные данные позволяют сделать оценку вариации радиуса в точке контакта тянутого волокна и резонатора МШГ: при увеличении мощности накачки с 2,7 до 4,5 Вт эффективный радиус увеличился на 4,8 нм. В дальнейшем планируется экспериментально определить изменение эффективного радиуса вдоль оси резонатора, вызванное нагреванием модами шепчущей галереи.

Список литературы

1. Toropov N.A., Sumetsky M. Permanent matching of coupled optical bottle resonators with better than 0.16 GHz precision // *Opt. Lett.* 2016. Т. 41, №. 10. С. 2278–2281.
2. Sumetsky M., Vassiliev V. // *Laser Phys. Lett.* 2022. Vol. 19. P. 056202.
3. Gardosi G. et al. Photonic microresonators created by slow optical cooking // *ACS Photonics*. 2021. Т. 8, № 2. С. 436–442.
4. Bocek D. et al. SNAP microresonators introduced by strong bending of optical fibers // *Opt. Lett.* 2019. Т. 44, № 13. С. 3218–3221.
5. Vitullo D.L. P. et al. Tunable SNAP microresonators via internal ohmic heating // *Opt. Lett.* 2018. Т. 43, № 17. С. 4316–4319.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ КОНВЕРСИИ СВЕТА В ЭЛЕКТРИЧЕСТВО ПЕРОВСКИТНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ПОМОЩИ СВЕТОУЛАВЛИВАЮЩЕГО ЭЛЕКТРОДА

✉ А. А. Образцова¹, П. М. Ворошилов¹, Д. Бареттин², А. Д. Фурасова¹

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

² Университет Никколо Кузано, Рим, Италия

✉ anna.obraztsova@metalab.ifmo.ru

Сегодня органо-неорганические галогенидные перовскиты имеют высокий интерес среди научного сообщества ввиду их уникальных физических свойств. Особенно активно создаются и изучаются солнечные элементы на их основе, впервые описанные в 2009 г. А. Кодзимой и др. и получившие до 3,8 % эффективности конверсии света в электричество [1], а сегодня этот показатель превысил 25 %, догнав классические кристаллические кремниевые элементы. Большинство предыдущих исследований было сосредоточено на улучшении электрических характеристик материала за счет химических методов, однако не менее актуальным остается изучение оптических показателей и улучшение качества фотоэлектрических устройств за счет улавливания света, а также уменьшения потерь падающего излучения в электроде.

Для оптимизации поглощения света перовскитными элементами и концентрации его в фотоактивной области мы предлагаем использование светоулавливающих структур (СУС). Такая структуризация может значительно повысить эффективность преобразования энергии

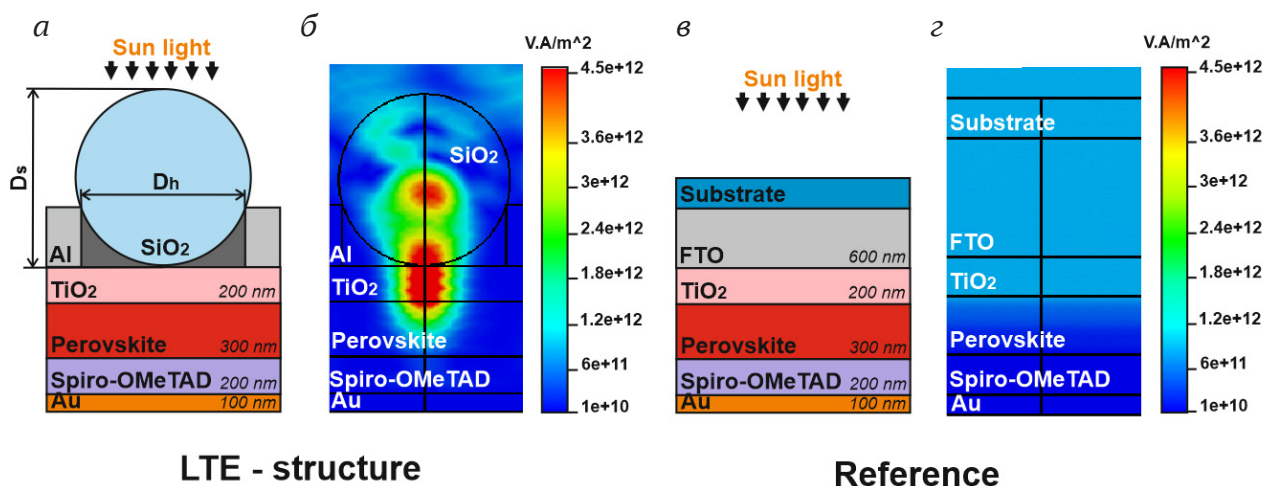


Рис. 1. а — схема перовскитного солнечного элемента со светоулавливающей структурой; б — поток мощности для перовскитного солнечного элемента со светоулавливающей структурой для длины волны 650 нм и размера наносферы 940 нм (TE — поляризация); в — схема эталонного одностороннего перовскитового солнечного элемента; г — поток мощности для эталонного одностороннего перовскитового солнечного элемента для длины волны 650 нм и размера наносферы 940 нм (TE — поляризация)

перовскитных солнечных элементов за счет концентрации света в перовскитном материале и снижения оптических потерь в устройствах. На данный момент существуют различные типы СУС, такие как фотонно-кристаллические структуры, плазмонные наночастицы, структуры с постепенным показателем преломления, случайные рассеиватели и микролинзы [2, 3].

Мы представляем новую СУС для перовскитных солнечных элементов, состоящую из диэлектрических микросфер, расположенных на перфорированной металлической подложке (рис. 1, а). Мы анализируем оптические свойства структуры с помощью численного моделирования и оцениваем оптические и электрические показатели предложенной нами структуры по сравнению с эталонным дизайном (рис. 1, в). Предлагаемые светоуправляющие структуры могут значительно уменьшить паразитное отражение от поверхности и увеличить генерацию зарядов в активном слое за счет фокусировки падающего излучения на активную область, что можно увидеть на рис. 1, б для структуры с СУС, на котором изображен поток мощности в структуре при длине волны 650 нм. Поток мощности в эталонной структуре изображен на рис. 1, г. Кроме того, предложенный СУС выступает в качестве прозрачного электрода для замены ИТО. Мы показываем, что солнечные элементы с внедренной СУС позволяют увеличить генерацию зарядов до 11 % для одностороннего солнечного элемента, а эффективность — на 1,8 %. Наш электрод также применим к дизайну двухстороннего перовскитного солнечного элемента, который включает возможность поглощения отраженного света с обратной стороны [5]. Увеличение поглощения за счет снижения оптических потерь для двухстороннего дизайна достигает 15 %, а эффективности повышается на 1,5 % за счет увеличения тока короткого замыкания и фактора заполнения.

Мы считаем, что настоящая концепция может быть полезна для дальнейшего развития высокоэффективных перовскитных солнечных элементов.

Список литературы

1. Kojima A. et al. Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells // *J. Am. Chem. Soc.* 2009. Т. 131, № 17. С. 6050–6051.
2. Garnett E. C. et al. Photonics for photovoltaics: Advances and opportunities // *ACS Photonics*. 2020. Т. 8, № 1. С. 61–70.
3. Chen C., Zheng S., Song H. Photon management to reduce energy loss in perovskite solar cells // *Chem. Soc. Rev.* 2021. Т. 50, № 12. С. 7250–7329.
4. Sarrazin M., Herman A., Deparis O. First-principle calculation of solar cell efficiency under incoherent illumination // *Opt. Express*. 2013. Т. 21, № 104. С. A616–A630.
5. Wang H. et al. Bifacial, color-tunable semitransparent perovskite solar cells for building-integrated photovoltaics // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 2019. Т. 12, № 1. С. 484–493.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЛЯПУНОВА К РЕЖИМАМ ВОЛОКОННОГО РЕЗОНАТОРА *

✉ В. А. Разуков¹, Л. А. Мельников¹, П. В. Купцов^{1,2}

¹ *Институт электронной техники и приборостроения, Саратовский государственный
технический университет им. Ю. А. Гагарина, Саратов, Россия*

² *Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов, Россия*

✉ razukov.vad@gmail.com

Так как может существовать целая мириада режимов в любой динамической лазерной системе, в зависимости от ее параметров, то имеется значительный интерес в определении их значений, которые приводят к появлению определенных установившихся режимов, что позволяет нам предсказывать новые возможные режимы. Дальнейший анализ этих взаимоотношений также может помочь обнаружить новые переходные состояния между режимами.

Показатели Ляпунова — характерные числа, которые описывают динамические свойства нелинейных систем. Наибольший отрицательный показатель указывает на стабильное состояние, положительный означает хаотические осцилляции, а когда наибольшим будет нулевой показатель, то это означает, что система находится в периодическом режиме. Существенной выгодой применения данного подхода является то, что существует возможность создать наглядные карты динамических состояний исследуемой системы. С помощью этих карт легко можно описать состояние конкретной системы и определить, как изменится ее поведение при изменении единственного параметра.

Ранее мы использовали численный метод «Кабаре» [1] для исследования различных лазерных систем. Протестированные системы включали одномодовый, рамановский, и беззеркальный лазеры на эффекте вынужденного рассеяния Манделштамма — Бриллюэна. Особое внимание было обращено на различные волоконные кольцевые лазерные системы со встречными волнами, в которых нелинейные эффекты, такие как кросс-фазовая самомодуляция, взаимный сдвиг фаз, рассеяния на случайных неоднородностях в резонаторе, значительно влияют на поведение поля [2–5].

К примеру, волоконный резонатор с двумя встречными волнами с дисперсией и нелинейностью, случайным рассеянием и модуляционной нестабильностью описывается следующим образом:

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

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

При этом граничные условия примут следующий вид:

© В. А. Разуков, Л. А. Мельников, П. В. Купцов, 2022

* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (№ 22-12-00396), <https://rscf.ru/project/22-12-00396/>

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

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

Здесь F и B — поля волн, бегущих по и против часовой стрелки соответственно; $D < 0$ — коэффициент дисперсии групповых скоростей; v — групповая скорость; χ — коэффициент кросс- и фазовой самомодуляции; R — коэффициент отражения ответвителя; r — коэффициент отражения внутрирезонаторного зеркала; A — интенсивность внешней накачки; L — длина резонатора.

Эти системы оказались чрезвычайно чувствительными даже к мельчайшим изменениям в своих параметрах, и не всегда было однозначно видно, какого рода режим был сгенерирован, так что было необходимо выполнять определенное длительное моделирование, вплоть до миллионов обхода резонатора, чтобы получить четкие результаты.

Вычисление спектра показателей Ляпунова позволяет определить, каким является наблюдаемый динамический режим: хаотическим, периодическим, квазипериодическим или стационарным. В данной работе мы строим карты показателей Ляпунова для кольцевого волоконного лазера, т. е. двумерные графики, на которых цветными точками закодированы значения показателей Ляпунова. При получении таких карт мы имеем наглядную картину динамики системы, можем найти зоны особого интереса в параметрическом пространстве и провести детальный режим обнаруженных режимов.

Список литературы

1. Goloviznin V., Samarskii A. Finite difference approximation of convective transport equation with space splitting time derivative // *Matem. Mod.* 1998. Vol. 10. P. 86.
2. Razukov V., Melnikov L. Numerical modeling of the opposite waves spatio-temporal dynamics in a ring fibre nonlinear microcavity // *Izvestiya Saratov University. New series. Series: Physics.* 2020. Vol. 20. P. 64.
3. Razukov V., Melnikov L., Mazhirina Y., Sukhanov S. Numerical modeling of space-temporal dynamics in fiber lasers // *J. Appl. Spectrosc.* 2016. Vol. 83. P. 344.
4. Melnikov L.A., Mazhirina Y.A. Dynamics and instabilities in long SRS fibre lasers with linear and ring cavities // *Quant. Electron.* 2017. Vol. 47 (12). P. 1083–1090.
5. Mazhirina Y.A., Melnikov L., Turitsyn S. et al. Nelineynaya dinamika dlinnogo bezzerkalnogo volokonного vrk-lasera [nonlinear dynamics of long mirrorless srs fibre laser] [in russian] // *Izvestiya Vuzov, Appl. Nonlinear Dynamics.* 2014. Vol. 22. P. 73.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАНОЛИСТОВ ДИОКСИДА ТИТАНА В КАЧЕСТВЕ ПОДСЛОЯ В ПОДЛОЖКАХ ДЛЯ ГКР-СПЕКТРОСКОПИИ

✉ А. О. Ревенко¹, Д. А. Козлов^{1,2}, А. В. Гаршев¹

¹ МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

² Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Москва, Россия

✉ arevenko27@gmail.com

Спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния (ГКР-спектроскопия) является широко используемым методом детектирования органических молекул в низких концентрациях и может применяться, например, для анализа биоматериалов и пищевой продукции [1, 2]. В ходе проведения анализа используют подложки с наночастицами благородных металлов, таких как золото и серебро, близко расположенных друг к другу, которые увеличивают сигнал комбинационного рассеяния анализируемой молекулы. Одной из проблем таких подложек является неравномерное распределение частиц по поверхности подложки в результате высыхания мениска при нанесении наночастиц из золя, что не позволяет воспроизводимо увеличивать сигнал КР по всей площади подложки [3]. Поэтому использование в качестве промежуточного подслоя для осаждения металлических наночастиц планарных структур с большими латеральными размерами является перспективным подходом к созданию ГКР-активных подложек [4]. Примером материала такого подслоя могут служить наноллисты диоксида титана, которые, помимо того что имеют латеральные размеры около нескольких микрометров, обладают фотокаталитическими свойствами и высокой кристалличностью. При этом фотокаталитические свойства диоксида титана могут обуславливать возможность многократного использования подложек такой архитектуры.

Цель данной работы — получение подложек для спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния на основе наноллистов диоксида титана, модифицированных наночастицами золота и серебра, а также дальнейшее исследование воспроизводимости сигнала и возможности многократного использования подложек для биоаналитических применений.

В ходе работы были получены наноллисты диоксида титана путем обработки титаната цезия сначала раствором соляной кислоты, а затем раствором гидроксида тетрабутиламмония. С помощью метода просвечивающей электронной микроскопии было показано, что получающиеся наноллисты TiO_2 достигают латеральных размеров до 0,5 мкм. Осаждение наночастиц золота и серебра на поверхность диоксида титана проводили из растворов HAuCl_4 и AgNO_3 с использованием УФ-облучения или раствора боргидрида натрия. В ходе осаждения наночастиц золота синтез с помощью УФ-облучения показывает наилучшие результаты, в то время как при осаждении наночастиц серебра синтез с использованием NaBH_4 демонстрирует лучшее распределение по поверхности подложки с образованием частиц необходимого размера. В ходе применения таких подложек в спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния наблюдается усиление сигнала аналита вплоть до $5 \cdot 10^6$ раз при детектировании модельного субстрата родамина 6G. С помощью растровой электронной микроскопии было доказано равномерное распределение частиц по поверхности диоксида титана, что приводило к воспроизводимому сигналу ГКР-спектроскопии по всей поверхности подложки. Металлические на-

ночастицы обладают хорошим контактом с поверхностью подложки, что приводит к возможности многократного использования полученных подложек. Кроме этого, было показано, что при УФ-облучении подложек происходит очистка поверхности за счет фотокаталитического разложения органических молекул, что позволяет многократно количественно детектировать органические молекулы.

Таким образом, показано, что с использованием наночастиц диоксида титана возможно получить подложки для ГКР-спектроскопии с высоким коэффициентом усиления, для которых минимизирована агрегация наночастиц, что приводит к высокой воспроизводимости сигнала. При этом фотокаталитические свойства диоксида титана и хороший контакт с металлическими наночастицами дает возможность многократного использования полученных подложек, что значительно снижает стоимость проведения анализа методом ГКР-спектроскопии.

Список литературы

1. Lin Z., He L. Recent advance in SERS techniques for food safety and quality analysis: a brief review // *Curr. Opin. Food Sci.* 2019. Vol. 28. P. 82–87.
2. Moore T. J., Moody A. S., Payne T. D. et al. In vitro and in vivo sers biosensing for disease diagnosis // *Biosensors.* 2018. Vol. 8. P. 46.
3. Breuch R., Klein D., Moers C. et al. Development of Gold Nanoparticle-Based SERS Substrates on TiO₂-Coating to Reduce the Coffee Ring Effect // *Nanomaterials.* 2022. Vol. 12. P. 860.
4. Sakai N., Sasaki T., Matsubara K., Tatsuma T. Layer-by-layer assembly of gold nanoparticles with titania nanosheets: Control of plasmon resonance and photovoltaic properties // *J. Mater. Chem.* 2010. Vol. 20. P. 4371–4378.

УСИЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ НА ОСНОВЕ ГАЛОИДНОГО ПЕРОВСКИТА*

✉ П. А. Тонкаев^{1,2}, М. А. Машарин¹, С. В. Макаров¹, Ю. Кившарь²

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

² Австралийский национальный университет, Канберра, Австралия

✉ pavel.tonkaev@metalab.ifmo.ru

Многофотонное поглощение с последующей фотолюминесценцией в настоящее время привлекает большое внимание. За последние годы эти процессы нашли применение в нанофабрикации [1], микроскопии [2], оптическом хранении данных [3] и других областях. С другой стороны, генерация высоких гармоник используется для создания источников экстремального ультрафиолетового излучения [4], мягкого рентгеновского излучения [5] и аттосекундных импульсов [6]. Несмотря на быстрый прогресс в этой области, многофотонные процессы сильно ограничены их низкой эффективностью. Методы нанوفотоники нашли применение в усилении двухфотонной фотолюминесценции [7] и генерации гармоник как в одиночных нанорезонаторах [8,9], так и в метаповерхностях [10]. В этой работе мы исследуем двухфотонную фотолюминесценцию и генерацию пятой гармоники в одномерной поверхности из галогидного перовскита и демонстрируем усиление нелинейных процессов в области резонанса структуры по сравнению с тонкой пленкой.

Исследуемая метаповерхность для генерации пятой гармоники представляет одномерную решетку, полученную из MAPbBr_3 методом наноимпринта, в то время как метаповерхность для двухфотонной фотолюминесценции была получена методом электронной литографии.

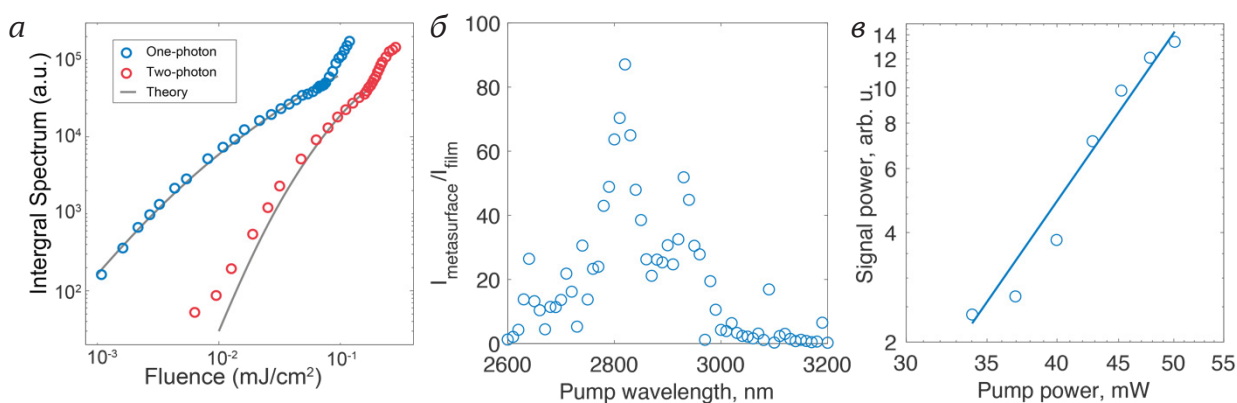


Рис. 1. *a* — зависимость от интенсивности одно- и двухфотонной фотолюминесценции от мощности возбуждения; *б* — отношение интенсивности пятой гармоники в метаповерхности галогидного перовскита к сигналу от тонкой пленки; *в* — зависимость сигнала пятой гармоники с учетом мощности возбуждения

© П. А. Тонкаев, М. А. Машарин, С. В. Макаров, Ю. Кившарь, 2022

* Автор выражает благодарность научным группам профессора Ю. Кившаря из Австралийского национального университета и профессора Ш. Сяо из Харбинского политехнического университета. Работа выполнена при поддержке программы «Приоритет-2030».

Для сравнения однофотонной и двухфотонной фотолюминесценции метаповерхность перовскита оптически возбуждалась фемтосекундным лазером с длиной волны 400 и 650 нм (рис. 1). При плотности возбуждающего излучения 10 мкДж/см^2 интенсивность двухфотонного излучения составляет примерно $1/60$ однофотонного излучения. Из-за высокой степени нелинейного процесса интенсивность двухфотонного излучения нарастает значительно быстрее и достигает около 60 % от линейного излучения при плотности энергии накачки 79 мкДж/см^2 . При дальнейшем увеличении плотности потока возбуждающего излучения как линейное возбуждение, так и двухфотонное возбуждения производят сопоставимое спонтанное излучение. Линейное возбуждение первым достигает порога вынужденного излучения, в то время как для при двухфотонном возбуждении порог всего в 2,7 раза выше.

Метаповерхность перовскита для исследования генерации высоких гармоник облучалась пикосекундными лазерными импульсами с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 2600–3200 нм. Нормирование полученного от метаповерхности сигнала на референсное значение, полученное от пленки, показало усиление генерации пятой гармоники для длины волны 564 нм, что соответствует резонансу метаповерхности. Стоит отметить пертурбативный режим взаимодействия, так как зависимость мощности пятой гармоники от возбуждения имеет степень 4,77 (см. рис. 1).

Таким образом, в работе продемонстрировано усиление двухфотонной фотолюминесценции в метаповерхности перовскита и снижение порога стимулированного излучения до значения, большего в 3 раза, чем при однофотонном возбуждении. Показано увеличение генерации пятой гармоники в несколько раз для длины волны, соответствующей резонансу структуры.

Список литературы

1. Geng Q. et al. Ultrafast Multi-Focus 3-D Nano-Fabrication Based on Two-Photon Polymerization // *Nat. Commun.* 2019. Vol. 10. P. 2179.
2. Arbabi E. et al. Two-Photon Microscopy with a Double-Wavelength Metasurface Objective Lens // *Nano Lett.* 2018. Vol. 18. P. 4943–4948.
3. Lott J. et al. Two-Photon 3D Optical Data Storage via Aggregate Switching of Excimer-Forming Dyes // *Adv. Mater.* 2011. Vol. 23. P. 2425–2429.
4. Paul A. et al. Quasi-phase-matched generation of coherent extreme-ultraviolet light // *Nature.* 2003. Vol. 421. P. 51–54.
5. Chen M. C. et al. Generation of bright isolated attosecond soft X-ray pulses driven by multicycle midinfrared lasers // *Proc. National Acad. Sci.* 2014. Vol. 111. P. E2361–E2367.
6. Hernández-García C. et al. Attosecond extreme ultraviolet vortices from high-order harmonic generation // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111. P. 083602.
7. Fan Y. et al. Enhanced multiphoton processes in perovskite metasurfaces // *Nano Lett.* 2021. Vol. 21. P. 7191–7197.
8. Makarov S. V. et al. Efficient second-harmonic generation in nanocrystalline silicon nanoparticles // *Nano Lett.* 2017. Vol. 17. P. 3047–3053.
9. Koshelev K. et al. Subwavelength dielectric resonators for nonlinear nanophotonics // *Sci.* 2020. Vol. 367. P. 288–292.
10. Zograf G. et al. High-Harmonic generation from resonant dielectric metasurfaces empowered by bound states in the continuum // *ACS Photonics.* 2022. Vol. 9. P. 567–574.

УФ-ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ СУБДОПЛЕРОВСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМОВ МАГНИЯ

✉ О. А. Трунова¹, 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*

✉ pieshakup@gmail.com

Атомы магния представляют большой интерес для создания оптического стандарта частоты [1]. Они обладают рядом преимуществ, таких как простая структура энергетических уровней, позволяющая разработать высокоточную релятивистскую модель, что приводит к более точным значениям сдвигов, а также малый сдвиг из-за излучения черного тела (BBR). Кроме того, замкнутый охлаждающий переход $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$ обеспечивает сильное циклическое взаимодействие с полем.

Для достижения относительной нестабильности частоты на уровне 10^{-16} – 10^{-18} необходимо глубокое охлаждение атомов до температуры 1–10 мкК и их локализация в пространстве по размеру меньше длины волны. Такая локализация приводит к возникновению режима Лэмба — Дикке, который полностью устраняет влияние линейного эффекта Доплера и эффекта отдачи на сдвиг частоты часового перехода [2].

Чтобы достичь субдоплеровскую температуру, охлаждения на переходе $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$ не достаточно. Для этого можно использовать переход $3^3P_2 \rightarrow 3^3D_3$ на длине волны 383,82 нм [3]. При охлаждении на данном переходе существует вероятность ухода атомов магния в нерезонансные состояния 3^3D_1 и 3^3D_2 . Для решения этой проблемы требуется дополнительное лазерное излучение с длиной волны 383,23 нм, соответствующее переходу $3^3P_1 \rightarrow 3^3D_2$. Также может быть применен переход $3^3P_0 \rightarrow 3^3D_1$ с длиной волны 382,94 нм.

Основой для двух источников излучения являются полупроводниковые лазеры с длиной волны 766 нм и полупроводниковые лазерные усилители, используемые для увеличения мощности излучения (рис. 1), подробно описанные в статье [4]. Максимальная мощность излучения на выходе первого усилителя составила 1,2 Вт, на выходе второго — 1,1 Вт.

Стабилизация частоты двух лазерных систем производилась относительно одного внешнего высокодобротного резонатора по методу Паунда — Древера — Холла, а стабилизация частоты излучения обеих лазерных систем — путем «привязки» к максимуму пропускания интерферометра с помощью системы автоматической подстройки. Разделение сигналов достигалось за счет разной частоты модуляции 20 и 22 МГц для первой и второй лазерной системы соответственно, которая осуществлялась соответствующей модуляцией тока диодных лазеров.

Лазерное излучение на длине волны 383,82 нм было получено путем генерации второй гармоники в нелинейном кристалле ВiВO. Для увеличения мощности кристалл помещался в кольцевой резонатор. Во втором случае, чтобы получить излучение с длиной волны 383,23 нм, использовался нелинейный кристалл ВВO, который устанавливался в аналогичный кольцевой резонатор для увеличения мощности второй гармоники. Максимальная мощность излучения с длиной волны 383,82 нм составила 30 мВт, а для излучения с длиной волны 383,23 нм —

35 мВт (рис. 2). Можно увидеть, что для двух кристаллов были получены соизмеримые результаты.

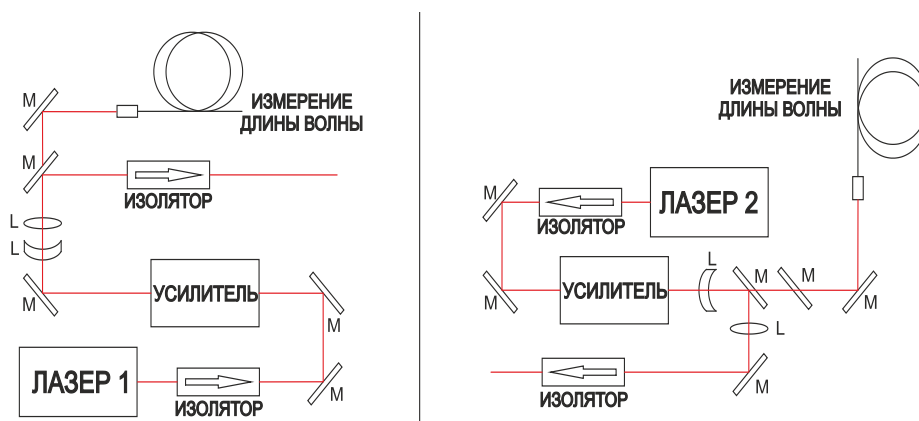


Рис. 1. Оптическая схема двух источников излучения с длиной волны 766 нм

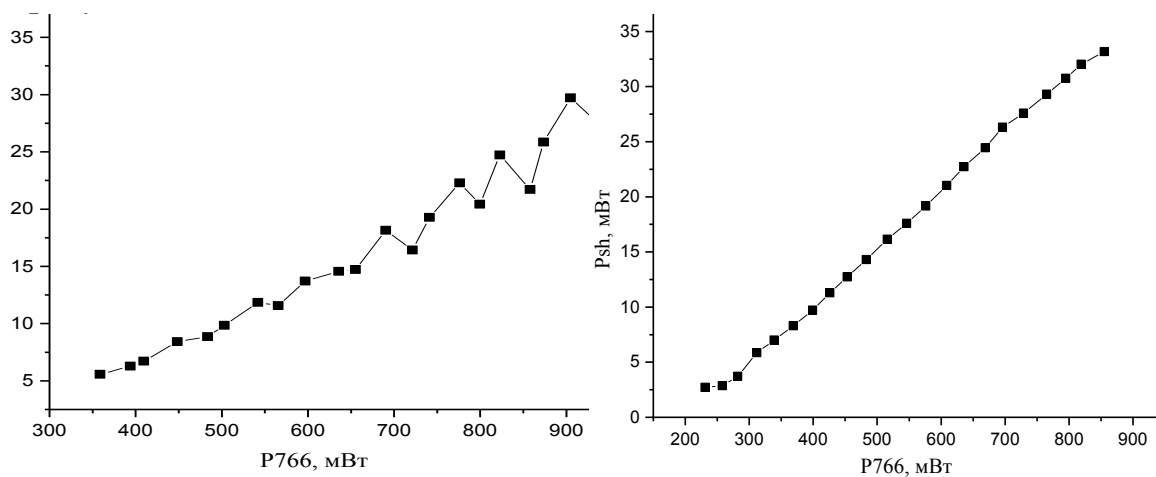


Рис. 2. Экспериментальная зависимость мощности второй гармоники первой и второй лазерной системы от входящей мощности

Для управления мощностью УФ-излучения в целях проведения экспериментов по спектроскопии в магнитооптической ловушке (МОЛ) использовались акустооптические модуляторы. Излучение с длинами волн 383,82 и 383,23 нм от обеих лазерных систем заводилось в оптоволокно для дальнейшего применения в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с атомами магния в МОЛ. Важно провести оценку интенсивности лазерного излучения на выходе из оптоволокна. Для первого источника излучения она составила 75 мВт/см², для второго — 50 мВт/см². Этих значений достаточно для проведения экспериментов по спектроскопии на переходах $3^3P_2 \rightarrow 3^3D_3$ и $3^3P_1 \rightarrow 3^3D_2$.

Список литературы

1. Goncharov A. N. Laser frequency stabilization on narrow resonances of cold magnesium atoms at the S-1(0) — P-3(1) transition // Quantum Electron. 2018. Vol. 48 (5). P. 410–414.

2. Hidetoshi Katori, Masao Takamoto, Pal'chikov V. G., Ovsianikov V. D. Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 173005.

3. Prudnikov O. N., Brazhnikov D. V., Taichenachev A. V. et al. Quantum treatment of two-stage sub-Doppler laser cooling of magnesium atoms // Phys. Rev. A. 2015. Vol. 92 (6). P. 063413.

4. Goncharov A. N., Klimacheva O. A., Mel'nikova A. O. Study of saturated-absorption resonances on the $3P_{0,1,2} - 3D_{1,2,3}$ transitions of magnesium atoms in a hollow-cathode discharge cell // Quantum Electron. 2020. Vol. 50. P. 6.

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ОДНОРОДНОГО ШАРА ПО КАРТИНЕ СВЕТОРАССЕЯНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЙРОСЕТЕЙ

✉ М. М. Ульянова¹, А. В. Романов^{1,2}

¹ Институт химии кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉ m.ulyanova@g.nsu.ru

Обратные задачи светорассеяния часто встречаются во многих областях физики и биологии [1]. Потребность в их решении и отсутствие универсального подхода породили множество методов, обладающих своими преимуществами и недостатками [2].

Однако наибольший интерес вызывают нейронные сети и метод глубокого обучения применительно к этой области задач [3].

Цель работы — определить возможность решения обратной задачи светорассеяния в случае характеристики однородного шара в отсутствие поглощения по измеренной интенсивности рассеяния, разрешенной по углу, с помощью нейронных сетей. Такой подход, основанный на глубоком обучении, позволит расширить область применения нейронной сети до более сложных моделей исследуемых частиц.

В основу предлагаемой архитектуры легли сверточные слои, так как они потенциально устойчивы к экспериментальному шуму. В ходе работы была рассчитана обучающая выборка картин светорассеяния по теории Лоренца — Ми в диапазоне размеров и показателей преломления, соответствующих большинству измеряемых объектов. Опробовано множество различных архитектур с полносвязными, многоканальными сверточными слоями. Кроме того, с целью увеличения точности работы сети использованы

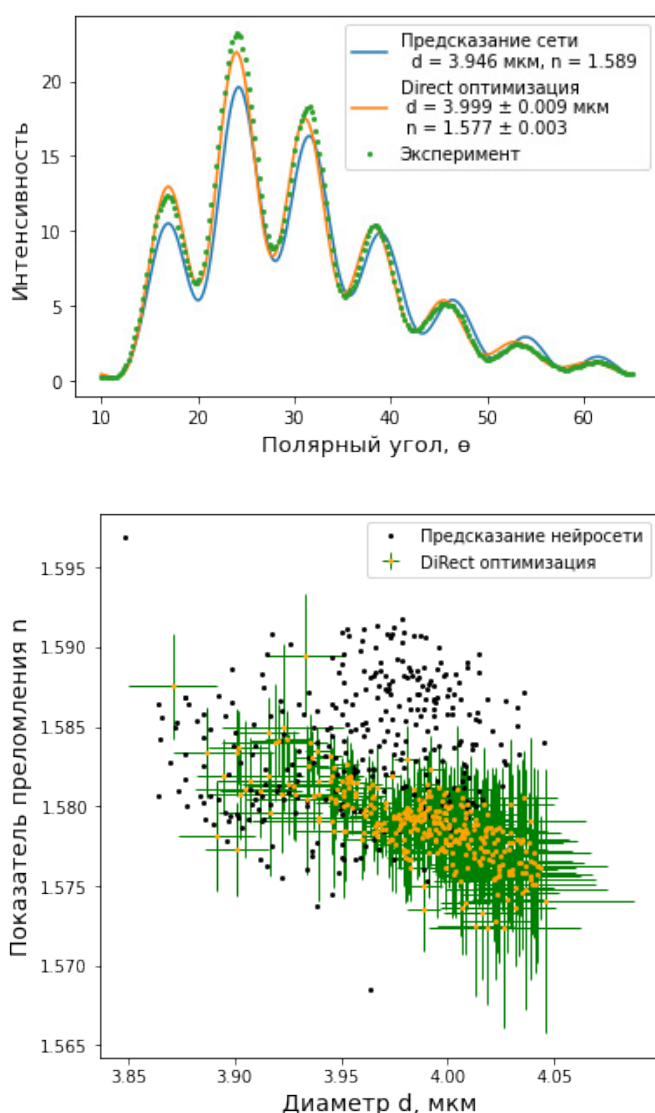


Рис. 1. Сравнение работы нейронной сети и метода DiRect-оптимизации

алгоритмы изменения шага оптимизации и другие методы, предотвращающие затухание градиента.

В результате была выбрана наилучшая архитектура. Ее производительность сравнена с методом DiRect-оптимизации (рис. 1) на экспериментальных данных разных частиц (шарики молочного жира, полистирольные шары, сферизованные эритроциты). Проведенное исследование показало, что нейронная сеть немного уступает в точности характеристике эталонному методу (рис. 2), однако требует значительно меньше времени, и подобранная модель шума хорошо согласуется с экспериментальной.

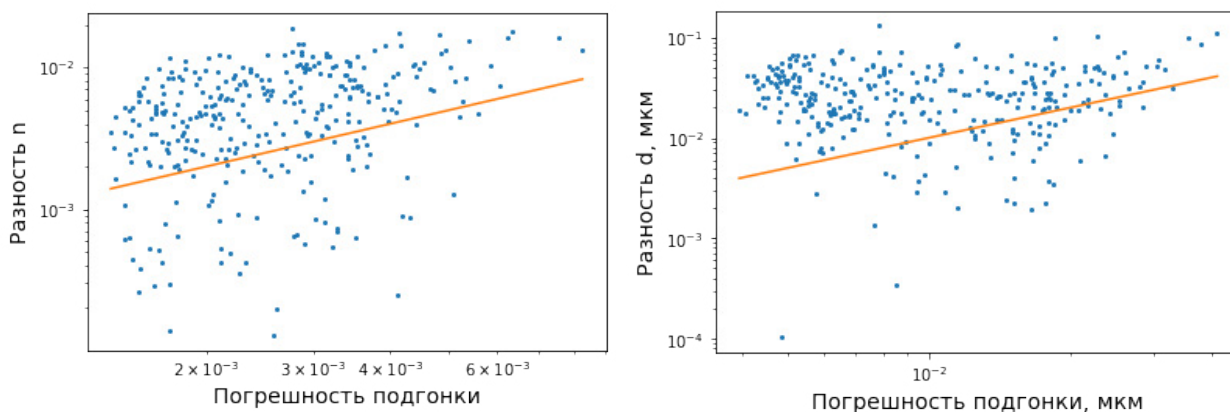


Рис. 2. Корреляционные диаграммы между ошибкой, допустимой методом подгонки, и отклонением предсказания нейронной сети от метода подгонки для обеих характеристик

Список литературы

1. Bohren C. F., Huffman D. R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. N. Y.: Wiley, 1983.
2. Romanov A. V., Yurkin M. A. Single-particle characterization by elastic light scattering // Laser Photon. Rev. 2021. Vol. 15. P. 2000368.
3. Berdnik V. V., Mukhamedyarov R. D., Loiko V. A. Application of the neural network method for determining the characteristics of homogeneous spherical particles // Opt. Spectrosc. 2004. Vol. 96, № 2. P. 285–291.

УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

Амирханов Д. С.	3	Лобанов С. И.	7, 11, 29
Бареттин Д.	39	Макаров А. О.	31
Белькова А. В.	5	Макаров С. В.	45
Большаков А. Д.	27	Манучарян А.	29
Бородаенко Ю. М.	7	Машарин М. А.	45
Бочек Д. В.	9	Мельников Л. А.	41
Бражников Д. В.	31, 33	Месенцова И. С.	33
Бушунов А. А.	11	Мицай Е. В.	7
Ватник И. Д.	25	Молокеев М. С.	23, 29
Веденяпин В.	29	Мункеуева Ж. Э.	35
Вольф А. А.	35	Мухин И. С.	27
Воробьев А. А.	27	Николаев В. В.	3
Ворошилов П. М.	39	Новиков А. Д.	37
Гаршев А. В.	43	Образцова А. А.	29
Голошумова А. А.	11, 23	Павлов Д. В.	7
Гончаров А. Н.	31, 47	Певцов А. Б.	9
Гурбатов С. О.	7	Пугачев А.	29
Долинина Д. А.	13	Разуков В. А.	41
Дьяконов И. В.	15	Ревенко А. О.	43
Елисеев А. П.	7, 11, 29	Резник Р. Р.	27
Журавицкий С. А.	15	Рой П.	27
Игнатович С. М.	33	Романов А. В.	50
Исаенко Л. И.	7, 11, 23, 29	Самусев К. Б.	9
Итрин П. А.	18	Скворцов М. Н.	33
Кившарь Ю.	45	Скрябин Н. Н.	15
Кистенев Ю. В.	3	Страупе С. С.	15
Кичигин А. А.	20	Сумецкий М. Ю.	25
Козлов Д. А.	43	Талецкий А. В.	3
Кондратьев В. М.	27	Тарабрин М. К.	11
Коржнева К. Е.	23	Тесленко А. А.	11
Котляр К. П.	27	Тонкаев П. А.	45
Кривова Н. А.	3	Тримасов И. А.	3
Кудашкин Д. В.	25, 37	Трунова О. А.	47
Кузнецов А.	27	Ульянова М. М.	50
Кулик С. П.	15	Федоров В. В.	27
Купцов П. В.	41	Фурасова А. Д.	39
Курочкина О. С.	3	Хамоям А.	29
Курусь А. Ф.	23, 29	Цырлин Г. Э.	27
Кучмижак А. А.	7	Шкляев А. А.	11
Лазарев В. А.	11	Юлин А. В.	13
Лимонов М. Ф.	9	Юркин М. А.	20

СОДЕРЖАНИЕ

Амирханов Д. С., Тримасов И. А., Николаев В. В., Курочкина О. С., Кривова Н. А., Талецкий А. В., Кистенев Ю. В. <i>In vivo</i> диагностика лимфедемы с использованием оптической когерентной томографии и машинного обучения	3
Белькова А. В. Возбуждение стоячих спиновых волн в магнитной пленке фемтосекундными лазерными импульсами	5
Гурбатов С. О., Бородаенко Ю. М., Павлов Д. В., Мицай Е. В., Елисеев А. П., Лобанов С. И., Исаенко Л. И., Кучмижак А. А. Формирование лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур на кристаллах GaSe в качестве просветляющих микроструктур	7
Бочек Д. В., Самусев К. Б., Лимонов М. Ф., Певцов А. Б. Связанные состояния в континууме в диэлектрических цилиндрах и кольцах	9
Елисеев А. П., Исаенко Л. И., Лобанов С. И., Шкляев А. А., Бушунов А. А., Тарабрин М. К., Тесленко А. А., Лазарев В. А., Голошумова А. А. Исследование кристаллов GaSe с антиотражающими микроструктурами, полученными методом лазерной абляции	11
Долинина Д. А., Юлин А. В. Спонтанное нарушение симметрии и возникновение осциллирующих режимов в системах взаимодействующих активных резонаторов	13
Журавицкий С. А., Скрябин Н. Н., Дьяконов И. В., Страупе С. С., Кулик С. П. Оптимальные условия фокусировки для трехмерной фемтосекундной лазерной записи в кварцевом стекле	15
Итрин П. А. Повышение добротности и селективности микроволоконного резонатора дуговым разрядом	18
Кичигин А. А., Юркин М. А. Моделирование спектроскопии потерь энергии электронами для частиц вблизи полубесконечной подложки	20
Коржнева К. Е., Исаенко Л. И., Молокеев М. С., Голошумова А. А., Курусь А. Ф. Структурные исследования нелинейных соединений в системе Li-Ag-Ga-Se	23
Кудашкин Д. В., Ватник И. Д., Сумецкий М. Ю. Создание SNAP-микрорезонаторов с помощью высокоомной проволоки	25
Кузнецов А., Рой П., Кондратьев В. М., Федоров В. В., Котляр К. П., Резник Р. Р., Воробьев А. А., Мухин И. С., Цырлин Г. Э., Большаков А. Д. Анизотропия излучения в гетероструктурированных нитевидных нанокристаллах GaP/GaP_xAs_{1-x}	27
Елисеев А. П., Лобанов С. И., Молокеев М. С., Пугачев А., Веденяпин В., Курусь А. Ф., Хамоям А., Манучарян А., Исаенко Л. И. Новый нелинейный оптический кристалл AgGaSe₂Se₄ с оптимальным набором характеристик для работы в среднем ИК-диапазоне	29
Макаров А. О., Бражников Д. В., Гончаров А. Н. Магнитооптические резонансы вращения в поле встречных волн в ячейке с парами ⁸⁷Rb	31
Месензова И. С., Бражников Д. В., Игнатович С. М., Скворцов М. Н. Исследование штарковского сдвига при прямой модуляции DBR-лазера и поляриметрический метод наблюдения субдоплеровских резонансов	33
Мункуева Ж. Э., Вольф А. А. Распределенные случайные отражатели, записанные в одномодовом волоконном световоде с помощью фемтосекундных лазерных импульсов	35

Новиков А. Д., Кудашкин Д. В. Формирование перестраиваемого излучением цилиндрического микрорезонатора на поверхности оптоволокна	37
Образцова А. А., Ворошилов П. М., Бареттин Д., Фурасова А. Д. Повышение эффективности конверсии света в электричество перовскитных солнечных элементов при помощи светоулавливающего электрода.....	39
Разуков В. А., Мельников Л. А., Купцов П. В. Применение метода Ляпунова к режимам волоконного резонатора.....	41
Ревенко А. О., Козлов Д. А., Гаршев А. В. Использование нанолayers диоксида титана в качестве подслоя в подложках для ГКР-спектроскопии	43
Тонкаев П. А., Машарин М. А., Макаров С. В., Кившарь Ю. Усиление нелинейных процессов в метаповерхностях на основе галоидного перовскита	45
Трунова О. А., Гончаров А. Н. УФ-источники излучения на основе полупроводниковых лазеров для субдоплеровского охлаждения атомов магния	47
Ульянова М. М., Романов А. В. Характеризация однородного шара по картине светорассеяния с использованием нейросетей.....	50
Указатель авторов.....	52

Научное издание

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

Материалы VI Международной школы молодых ученых

15–19 августа 2022 года

Редактор *Д. И. Ковалева*
Верстка *А. С. Терешкиной*
Дизайн обложки *К. Ю. Ананьевой*

Подписано в печать 8.08.2022 г.
Формат 60 × 84 1/8. Уч.-изд. л. 7. Усл. печ. л. 6,5.
Тираж 121 экз. Заказ № 173.
Издательско-полиграфический центр НГУ.
630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2



Институт автоматики
и электрометрии
СО РАН



Российский
научный фонд

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

ISBN 978-5-4437-1352-6



9 785443 713526