

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ФОТОНИКИ, ЭЛЕКТРОНИКИ И НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Материалы
Всероссийской конференции
с международным участием
10–13 сентября 2024 г.



МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ СО РАН
ИНСТИТУТ ОПТИКИ АТМОСФЕРЫ СО РАН
ООО «ЛАБОРАТОРИЯ ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ»
ООО «ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНЫЕ АЛМАЗНЫЕ УСТРОЙСТВА»

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ФОТОНИКИ, ЭЛЕКТРОНИКИ И НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

**Материалы
всероссийской конференции
с международным участием
10–13 сентября 2024 г.**

Ответственный редактор Е. И. Липатов

Томск
Издательство Томского государственного университета
2024

УДК 535, 537.9, 538.9, 548
ББК 22.34, 22.37, 24.12, 24.5
М341

Редакционная коллегия выпуска:

Г.В. Майер, профессор, президент НИ ТГУ, Томск
В.В. Дёмин, доцент, первый проректор НИ ТГУ, Томск
А.Б. Ворожцов, профессор, проректор по НИД НИ ТГУ, Томск
А.Г. Кортаев, декан РФФ НИ ТГУ, Томск
В.В. Винс, директор ООО «ВЕЛМАН», Новосибирск
В.П. Попов, заведующий лабораторией ИФП СО РАН, Новосибирск
М.А. Головатов, начальник УИСНТТ НИ ТГУ, Томск
А.И. Грибенюков, с.н.с. ИМКЭС СО РАН, Томск
С.Н. Ульянов, Директор ООО «ЛОК», Томск
Е.И. Липатов, заведующий ЛКИТ РФФ НИ ТГУ, ИСЭ СО РАН, Томск
Н.Н. Юдин, директор НОЦ ОФТ НИ ТГУ, Томск
А.В. Тяжев, заведующий ЛДСИ ЦПТМ НИТГУ, Томск
М.В. Тригуб, заместитель директора НР ИОА СО РАН, Томск

М341 **Материалы и технологии фотоники, электроники и нелинейной оптики:** материалы Всероссийской конференции с международным участием, 10–13 сентября 2024 г. / отв. ред. Е.И. Липатов. – Томск : Издательство Томского государственного университета, 2024. – 88 с.

ISBN 978-5-907890-18-3

Всероссийская конференция с международным участием «Материалы и технологии фотоники, электроники и нелинейной оптики» была проведена в Томском государственном университете с 10 по 13 сентября 2024 г.

Сборник содержит материалы тезисов докладов, посвященных новейшим достижениям в фотонике, электронике, нелинейной оптике и квантовых технологиях на основе современных и перспективных материалов. Круг рассматриваемых вопросов простирается от синтеза оптических и полупроводниковых материалов до создания оптоэлектронных и полупроводниковых приборов и систем.

УДК 535, 537.9, 538.9, 548
ББК 22.34, 22.37, 24.12, 24.5

ISBN 978-5-907890-18-3

© Томский государственный университет, 2024
© Авторы статей, 2024

C. Yang*, Z. Lei, C. Zhu, S. Hao, Y. Shang

School of Chemistry and Chemical Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin, China yangchh@hit.edu.cn

The mid-infrared and far-infrared lasers in the range of 3–20 μm , especially the atmospheric windows at 3–5 μm and 8–12 μm , play an important role in the application of remote sensing, telecommunication, photoelectric countermeasure, etc. As the key component of solid-state laser frequency conversion system, nonlinear optical crystals have made great progress in the growth and application. Among which, ZnGeP₂ (ZGP) crystal are regarded as the best infrared nonlinear optical crystal with excellent comprehensive performance, due to the superior characteristics of large nonlinear coefficient, high damage threshold, and good thermal conductivity, etc. Normally, to achieve high-power/high-energy middle infrared laser output, ZGP component with a large size, high damage threshold, high conversion efficiency, and low absorption coefficient are required. Herein, high-quality ZGP single crystal with a diameter of 100 mm was grown through Vertical Bridgman technique, and large aperture OPO device with a typically dimension of 25 \times 25 \times 40 mm was obtained based on the forementioned ZGP crystal. Specially, the cracking issue was solved by precise control of crystal defects, and the absorption coefficient at \sim 2.0 μm was significantly reduced with the treatment of thermal annealing and electron irradiation. Finally, the key parameters, such as the average dislocation density (N_d), FWHM of X-ray rocking curve, and the optical heterogeneity were measured with a value of \sim 10³ cm⁻², \sim 15'' and \leq 10⁻⁵ respectively, which all confirmed the high quality of these crystals.

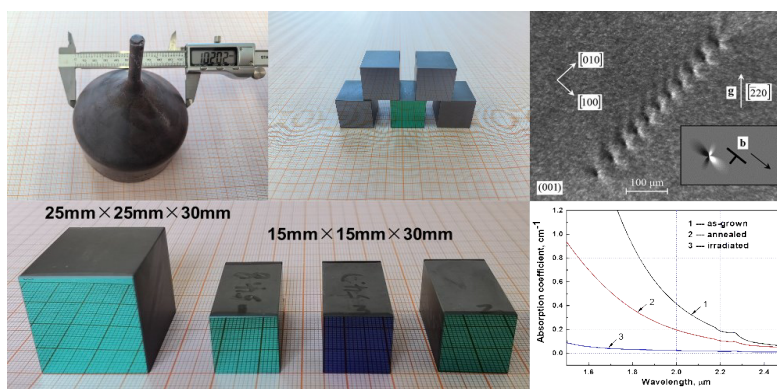


Fig. 1 ZGP single crystal ingots with a diameter of 100mm; Devices with different phase-matching and aperture types; image of X-ray diffraction topography; Absorption coefficient of ZGP crystals before and after treatment

Furthermore, a ZGP master-oscillator power-amplifier (MOPA) system was demonstrated using a Ho:YAG MOPA as the pumping source. It was shown that with the increase of ZGP OPO length, the threshold become much lower and the optical-to-optical conversion efficiency see a significant increase. The threshold of 40 mm ZGP OPO device was as low as 14.06 W (0.469 mJ, 0.318 mJ/mm², 0.42 MW/cm²). And the output power is 51.7 W with the highest slope efficiency of 61.4% and optical-to-optical conversion efficiency of 53.6% under the pump power of 96.45 W. Thus, high-energy of joule-level or med-wave laser of hundred-watt-level output could be achieved by using the 25 mm \times 25 mm \times (30~40) mm ZGP devices based MOPA system. Besides, a 151 W output power of ZGP–OPO was achieved with a pump power of 390 W, which is the highest power generated from a single ZGP–OPO.

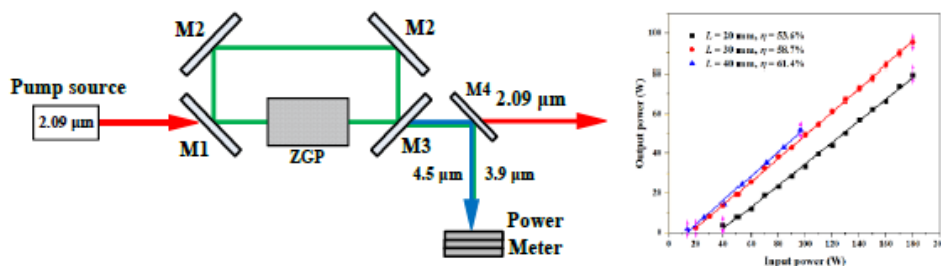


Fig. 2. Schematic diagram of the ZGP SRO; ZGP devices with different length for mid-infrared laser output

References

1. Gaoyou L., Shuyi M., et al. 161 W middle infrared ZnGeP₂ MOPA system pumped by 300 W-class Ho:YAG MOPA system // Opt. Lett. 2021. 46. P. 82–85. doi: 10.1364/OL.413755
2. Shuyi M., Disheng W., et al. Power improvement of a Ho:YAG power amplifier and its application to a 150 W ZGP–OPO // Appl. Phys. 2023. B 129, 166. doi: 10.1007/s00340-023-08112-w

Q-0004 NONLINEAR UPCONVERTING NANOPARTICLE FOR SENSING AND LASING

Y. Shang*, S. Hao, C. Yang

School of Chemistry and Chemical Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin, China
shangyunfei@hit.edu.cn

Due to the unique nonlinear upconverting properties, lanthanide-doped nanocrystals have been widely applied in biomedicine, imaging, sensing, detection, miniaturized optical devices, etc. Nonetheless, the routine optical properties of nanocrystal ensembles (solution or powder) ignored interparticle discrepancy in size, shape, defect, composition, surface status, etc [1]. Herein, single-particle spectroscopy is used to reveal the diverse optical properties and functionalities of upconversion nanocrystals. Based on the well- designed core-shell structure and modulation of localized activators distribution, a novel upconversion nanoprobe with near-unity Förster resonance energy transfer efficiency at single particle level is achieved for ultra-sensitive sensing [2]. What's more, cross-relaxation among neighbouring emitters, which normally causes self-quenching and limits the brightness of luminescence, could be well-controlled and employed for increasing the luminescence efficiency at specific wavelengths. Here we report that cross-relaxation can modulate both the brightness of single upconversion nanocrystal and the threshold to reach population inversion, and both are the critical factors in producing the ultra-low threshold lasing emissions in a micro cavity laser. By homogenously coupling to a microcavity, we demonstrate the nanocrystals to be great gain media for upconverted lasing emission with an ultralow threshold of continuous wave excitation at room temperature ($\sim 150 \text{ W/cm}^2$, two order lower than previous report). This study suggests a great potential to using the well-designed upconversion nanocrystals as efficient nanoprobe and gain medium for sensing and room temperature CW microscale and nanoscale lasers [3].

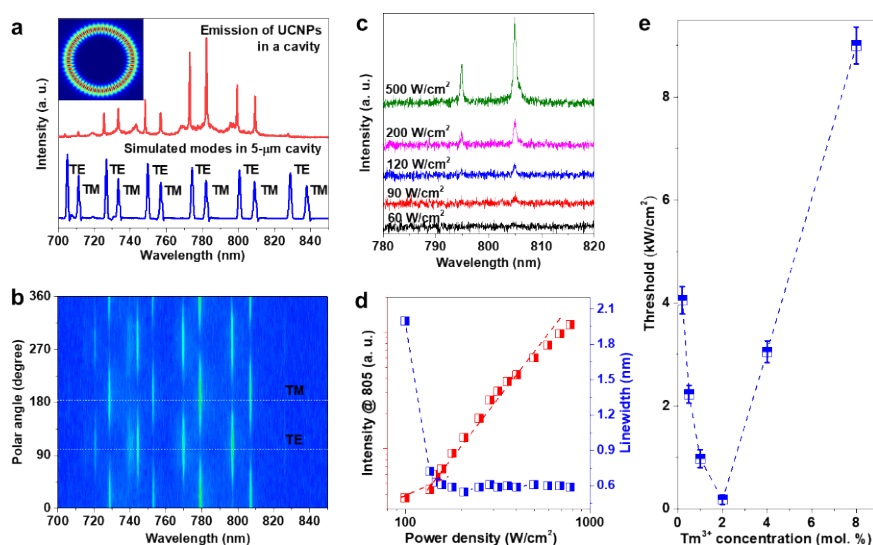


Fig.1. Characteristics of low threshold upconversion lasing emissions from a single layer of self-assembled UCNP in a polystyrene microsphere. **a**, Numerical simulations of resonance spectrum and experimental emission spectrum. The inset shows numerical simulation of the electrical-field distributions at 800 nm within a major plane. **b**, Emission polarization angle dependent intensities of the lasing peaks. **c**, Power dependent upconversion emission spectra showing the gradual appearance of lasing peaks. **d**, The pumping power dependent plots of emission intensities and spectral linewidth narrowing, showing the onset of upconversion lasing emissions. **e**, Tm^{3+} concentration-dependent thresholds for the onsets of upconversion lasing emissions

References

1. Zhou J., Chizhik A.I., et al. Single-particle spectroscopy for functional nanomaterials // Nature. 2020. 579 (7797). P. 41. doi: 10.1038/s41586-020-2048-8
2. Chen T., Shang Y.F., et al. Activators Confined Upconversion Nanoprobe with Near-Unity Förster Resonance Energy Transfer Efficiency for Ultrasensitive Detection // ACS Applied Materials & Interfaces. 2022. 14(17). P. 19826. doi: 10.1021/acsami.2c00604
3. Yunfei S., Jiajia Z.*, et al. Low threshold lasing emissions from a single upconversion nanocrystal // Nature Communications. 2020. 11, 6156. doi: 10.1038/s41467-020-19797-4

Е. И. Луатов^{1,2}¹ Томский государственный университет, Томск, Россия² Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

Благодаря развитию технологий синтеза и радиационно-термической обработки алмаза стало возможным получать алмазные образцы с заданным примесно-дефектным составом в промышленных масштабах [1]. Некоторые центры окраски в алмазе, такие как NV^- , N_2V^0 , SiV^{2-} (рис. 1) и др., характеризуются электронными переходами в видимом и ближнем ИК диапазонах, спиновым расщеплением электронных уровней, синглетными и триплетными подсистемами, и интеркомбинационной конверсией между ними. Поэтому данные центры окраски алмаза используются в квантовой сенсорике и квантовых вычислениях.

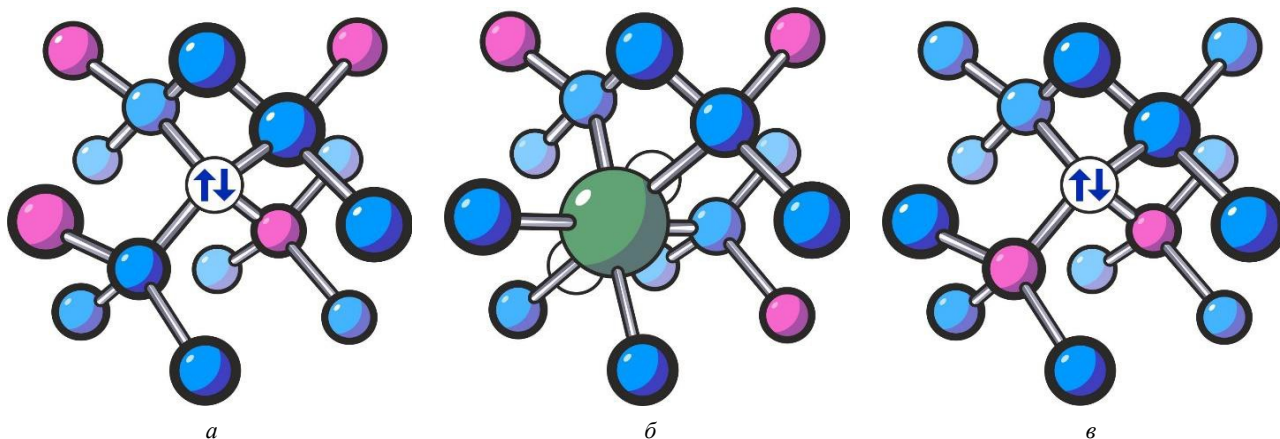


Рис. 1. Центры окраски алмаза для квантовой сенсорики и квантовых вычислений: *a* – NV^- центр; *б* – SiV^{2-} центр; *в* – N_2V^0 центр. Атомы углерода обозначены синим цветом, атомы азота – красным, атом кремния – зеленым, вакансии – белыми кругами

Квантовые сенсоры на основе центров окраски в алмазе имеют высокий потенциал применения в таких устройствах как магнитометры, гравиметры, датчики температуры, акселерометры и гироскопы. Такие сенсоры потенциально применимы в инерциальных навигационных системах беспилотных летательных аппаратов [2].

Для центров окраски алмаза, используемые в квантовой сенсорике, разработаны методы измерения их состояний. Поэтому данные центры подходят на роль кубитов для квантовых вычислений [3]. Ввиду наличия в алмазной решетке большого количества различных дефектов структуры, создающих «квантовый шум», максимально возможное расстояние между кубитами – центрами окраски алмаза – ограничено. Например, для кубитов на основе NV^- центров возможны многокубитные квантовые операции (гейты) только с использованием магнитного диполь-дипольного взаимодействия, что ограничивает максимальное расстояние между NV^- центрами в диапазоне 10–20 нм. При этом возникает проблема с индивидуальной адресацией кубитов лазерным излучением в спектральной области фононного крыла поглощения NV^- центра в интервале 500–630 нм.

Данный обзорный доклад посвящён рассмотрению текущей ситуации в квантовой сенсорике и в квантовых вычислениях на основе центров окраски алмаза, актуальным направлением исследований и разработок, проблем и возможным способам их преодоления.

Литература

1. Dobrinets I.A., Vins V.G., Zaitsev A.M. HPHT-Treated Diamonds // Springer Series in Materials Science. 2013. 181. P. 1–270. doi:10.1007/978-3-642-37490-6
2. Chouaieb S., Martínez L.J., Akhtar W., et al. Optimizing synthetic diamond samples for quantum sensing technologies by tuning the growth temperature // Diamond and Related Materials. 2019. 96. P. 85–89. doi: 10.1016/j.diamond.2019.04.022
3. Pezzagna S., Meijer J. Quantum computer based on color centers in diamond // Applied Physics Review. 2021. 8. 011308. doi: 10.1063/5.0007444

К-0004 ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ N_2V^0 ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В АЛМАЗЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. В. Чащин^{1,2}, О. И. Лыга¹, Е. И. Липатов^{1,2}

¹Томский государственный университет, Томск, Россия

²Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

В настоящее время происходит активное развитие квантовых технологий, в том числе разработка новых типов сенсоров, датчиков и т.д. [1]. Перспективным материалом для этих устройств является алмаз, содержащий различные центры окраски в нем. Центры окраски в алмазе представляют собой встроенные в решетку инородные атомы, связанные с присутствующими в решетке вакансиями.

На основе регистрации фотолюминесценции центров окраски при воздействии внешнего магнитного поля, возможно создание алмазного магнитометра на расщеплении спиновых подуровней ввиду эффекта Зеемана. Для NV^- центров интенсивность фотолюминесценции должна снижаться при воздействии внешнего магнитного поля. Однако, в процессе проведения эксперимента был обнаружен ранее не описанный в литературе эффект: при воздействии слабого внешнего магнитного поля ($\ll 1$ Тл) на образцы, содержащие одновременно NV^- и N_2V^0 центры, интенсивность фотолюминесценции NV^- центров снижалась, в то время как интенсивность фотолюминесценции N_2V^0 центров – увеличивалась (рис. 1). Основным параметром отбора образцов для исследования являлось наличие в составе обоих указанных центров окраски.

В работе представлены результаты исследования воздействия внешнего магнитного поля ($\ll 1$ Тл) на фотолюминесценцию NV^- и N_2V^0 центров окраски алмаза при возбуждении непрерывным лазером с длиной волны лазерного излучения $\lambda = 405$ нм. Приведены температурные зависимости влияния внешнего магнитного поля на фотолюминесценцию центров окраски, а также установлено пороговое значение магнитной индукции, при котором эффект наблюдается.

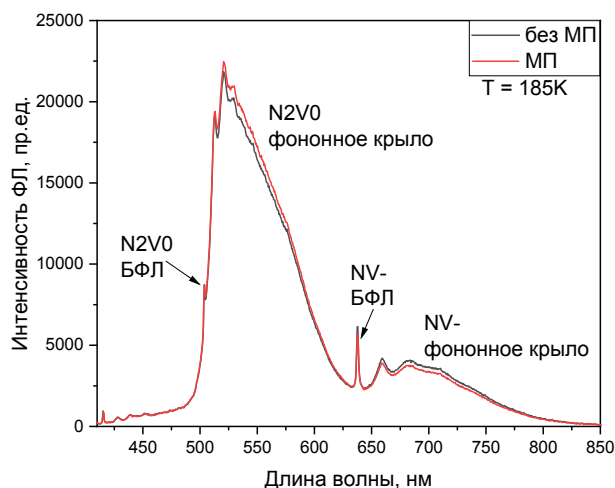


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции алмазного образца во внешнем магнитном поле (красный) и без (черный)

На рис. 1 приведены спектры фотолюминесценции образца, содержащего NV^- и N_2V^0 центры окраски, помещенного во внешнее магнитное поле и в отсутствие внешнего магнитного поля. Наблюдается увеличение интенсивности ФЛ фонного крыла N_2V^0 центра и одновременное снижение интенсивности ФЛ фонного крыла NV^- центра. На основе полученных будут созданы алмазные квантовые сенсоры нового типа [2].

Литература

1. Chouaieb S., Martínez L.J., Akhtar W., et al. Optimizing synthetic diamond samples for quantum sensing technologies by tuning the growth temperature // *Diamond and Related Materials*. 2019. 96. P. 85–89.
2. Патент на изобретение № 2023136053 (номер заявки) «Квантовый магнитометр на основе N_2V центров в алмазе» / А.Г. Бураченко, В.Г. Винс, Д.Е. Генин, А.П. Елисеев, Е.И. Липатов, О.И. Лыга, В.С. Рипенко, В.В. Чащин, М.А. Шулепов. Дата подачи заявки 29.12.2023.

К-0010 МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ N₂V-ЦЕНТРОВ В ПРИРОДНЫХ АЛМАЗАХ

И. В. Клепиков^{1,2,3}, Е. А. Васильев⁴, А. В. Колядин³

¹ Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

² РТУ МИРЭА, Москва, Россия

³ ООО «НПК «Алмаз-Карабаново», Карабаново, Россия

⁴ Санкт-Петербургский Горный Университет, Санкт-Петербург, Россия

Оптически-активный центр N₂V (система H3) с бесфонной линией 503 нм является одним из наиболее распространенных центров люминесценции в природных кристаллах алмаза, по частоте встречаемости он уступает только системе N3. При исследовании алмазов из источников Западного Приуралья (~400 шт.) авторами выявлено, что данный центр регистрируется на спектрах фотолюминесценции (ФЛ) 80% образцов [1]. Модель центра включает два атома азота и вакансию, и считается, что он является производной от А-дефекта – пары замещающих атомов азота. В синтетических алмазах без дополнительной обработки система H3 регистрируется редко, для ее создания необходимо постростовое облучение и отжиг при высоких температурах. На алмазе с N₂V-центром была получена лазерная генерация [2], этот материал может использоваться в магнитометрии [3]. В связи с этим, важно классифицировать и выявить особенности возможных механизмов образования центра H3 в природных кристаллах алмаза.

В работе представлены данные по визуализации внутреннего строения кристаллов алмаза (на плоскопараллельных полированных пластинах) из источников Западного Приуралья методами оптической микроскопии, поляризационной микроскопии, фотолюминесцентной спектроскопии и микроскопии, а также монохромной катодолюминесценции (КЛ). При визуализации распределения ФЛ системы H3 по кристаллу, могут формироваться принципиально разные картины. Полученные результаты позволили выделить четыре механизма образования центров N₂V в природных алмазах: 1) радиационный (природное радиоактивное облучение кристаллов с А-центрами); 2) трансформационный (высокотемпературная трансформация из C+NV-центров в N₂V); 3) деформационный (пластическая деформация кристаллов с В и А-центрами); 4) постдеформационный (высокотемпературный отжиг пластически-деформированных азот-содержащих кристаллов). При радиационном механизме система H3 декорирует приповерхностные зоны (рис. 1 а, справа), при трансформационном будет выявляться ростовая зональность (рис. 1, а), при деформационном – визуализируются плоскости пластической деформации, с учетом распределения А-центров (рис. 1, в). Постдеформационный искусственный отжиг используется для обесцвечивания коричневых алмазов. В естественных системах в результате дискретности роста, отжига и выноса на поверхность Земли в кристаллах формируется сложная картина распределения системы H3, включающая сразу несколько из описанных механизмов. Таким образом, выявление особенностей формирования системы H3 в природных алмазах может быть использовано для воссоздания N₂V-центров в лабораторных условиях, изучения более сложных дефектов, подборе оптимальных характеристик для создания перспективных материалов на основе алмаза.

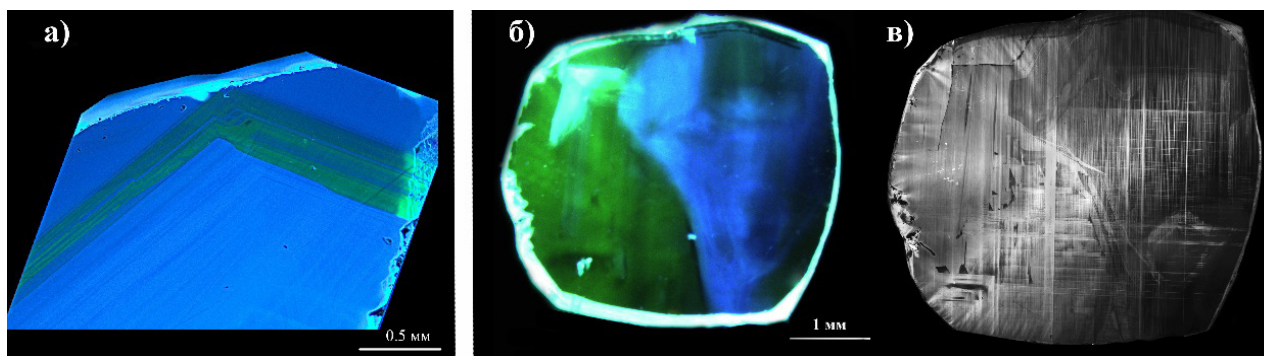


Рис. 1. Картины распределения N₂V-центра: а) деформационное по низкоазотным зонам октаэдра и поверхностное облучение (яркое свечение справа); б) объемное свечение в ФЛ; в) декорирование плоскостей пластической деформации в КЛ

Литература

1. Васильев Е. А., Клепиков И. В., Лукьянова Л. И. Сравнение кристаллов алмаза Рассольнинской депрессии и современных аллювиальных россыпей Красновишерского района // Записки РМО. 2018. № 1. С. 55–68.
2. Rand S. C., DeShazer L. G. Visible color-center laser in diamond // Optics letters. 1985. Vol. 10, No 10. P. 481–483.
3. Патент РФ № 2816560 С 1. 02.04.2024, Бюл. № 10.

К-0015 ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ БАРИЕВЫХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ

Е. Ю. Ерушин^{1,2}, Н. Ю. Костюкова^{1,2}, А. А. Бойко^{1,2}, Г. С. Шевырдяева³, Д. В. Бадиков³

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия

В последние годы прогресс в разработке источников когерентного света в среднем ИК диапазоне обусловлен появлением надежных твердотельных лазеров. Параметрические преобразователи частоты привлекают особый интерес благодаря возможности получения высокой пиковой и средней мощности и непрерывной перестройки длины волны в широком спектральном диапазоне. На сегодняшний день ведется активный поиск новых эффективных нелинейных кристаллов для параметрического преобразования частоты в среднем инфракрасном диапазоне, в особенности, в области за пределами 3 мкм [1]. Весьма перспективными в этом направлении являются бариевые халькогениды [2]. Знание нелинейно-оптических характеристик используемых кристаллов критически важно для прогнозирования и уменьшения возможных нежелательных эффектов, которые могут негативно повлиять на эффективность и надежность процесса параметрического преобразования, особенно в системах с высокой пиковой интенсивностью.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию нелинейно-оптических характеристик кристаллов $BaGa_4S_7$ (BGS), $BaGa_4Se_7$ (BGSe), $BaGa_2GeS_6$ (BGGs), $BaGa_2GeSe_6$ (BGGSe) и $Ba_2Ga_8GeS_{16}$ (B2GGs) методом Z-сканирования. Двухфотонное поглощение в тестируемых пластинках наблюдалось только в кристалле BGGSe. На рис. 1 сплошной линией показана дисперсионная функция двухзонной модели полупроводника в сравнении с измеренными значениями нелинейного преломления бариевых халькогенидов, обозначенных красными точками.

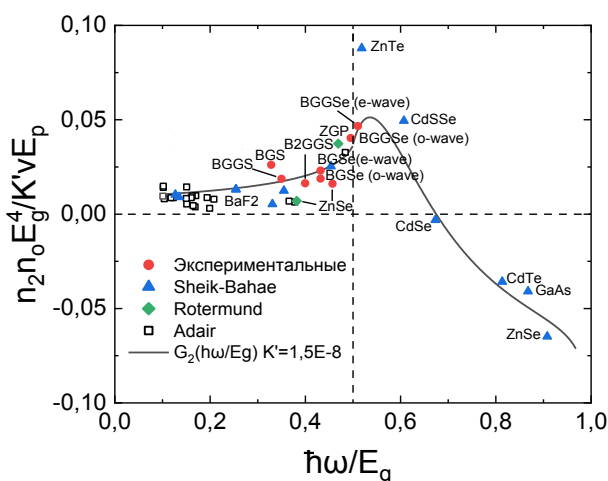


Рис. 1. Зависимость нелинейного показателя преломления n_2 от отношения энергии воздействующего фотона и ширины запрещенной зоны материала. Измеренные в данной работе значения нелинейного преломления бариевых халькогенидов (красные точки). Значения n_2 различных полупроводников, полученные в работах [3] (синие треугольники) и [4] (зеленые ромбы), а также для кристаллов с большой шириной запрещенной зоны (черные пустые квадраты) [5]. Сплошная линия – дисперсионная функция двухзонной модели полупроводника

Видно, что измеренные значения хорошо согласуются с теоретической кривой, что указывает на достоверность полученных результатов.

Литература

1. Isaenko L., Yelissev A. Recent studies of nonlinear chalcogenide crystals for the mid-IR // Semiconductor Science and Technology. 2016. 31. 123001. doi: 10.1088/0268-1242/31/12/123001
2. Kostyukova N., Erushin E., Boyko A., Shevyrdyaeva G., Badikov D. Barium Chalcogenide Crystals: A Review // Photonics. 2024. 11. P. 281. doi: 10.3390/photonics11030281
3. Sheik-Bahae M., Hutchings D.C., Hagan D.J., Van Stryland E.W. Dispersion of bound electron nonlinear refraction in solids // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1991. 27. P. 1296–1309. doi: 10.1109/3.89946
4. Rotermund F., Petrov V., Noack F., Schunemann P. Characterization of $ZnGeP_2$ for Parametric Generation with Near-Infrared Femtosecond Pumping // Fiber and Integrated Optics. 2001. 20. P. 139–150. doi: 10.1080/01468030151076062
5. Adair R., Chase L., Payne S. Nonlinear refractive index of optical crystals // Physical Review B. 1989. 39. P. 3337–3350

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда, проект № 23-22-00368.

Ch. Junxi^{1,2}, I. I. Beterov^{1,2,3,4}¹ Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia² Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia³ Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia⁴ Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

Both the traveling salesman problem and the Max-cut belong to nondeterministic polynomial hard (NP-hard) optimization problems and can be mapped to Ising problem [1]. Recently, the interest in such optimization problems has grown considerably due to the significant progress in the experimental implementation of quantum processors and the demonstration of the so-called quantum supremacy, which means the ability of quantum computers to solve problems that cannot be solved by classical computers [2–4]. This class of NP-hard problems is of interest both for demonstrating quantum supremacy in various physical systems and for practical applications, such as routing. Elementary problems of this kind can be useful for demonstrating the advantages of alternative physical systems for quantum computing, for example, the systems based on ultra-cold ions or ultra-cold atoms [5, 6].

Prior to this, in our research work [7] a quantum algorithm for solving the traveling salesman problem by the quantum phase estimation and quantum search method was considered. A quantum register was used to encode the eigenstates of a unitary operator whose phase determines the length of each possible route. The quantum phase estimation algorithm was used to estimate the length of a route. Then, to find the minimum route length, the measured values of path length were encoded into the states of the second quantum register, and the search for the optimal route was carried out using a modified Grover algorithm. Numerical simulation of the proposed quantum algorithm was performed using the Qiskit library for one and two iterations of the modified Grover algorithm.

Then we considered the Max-cut problem with Quantum Approximate Optimization Algorithm (QAOA). In Ref. [8], the authors demonstrate results of theoretical simulations using QAOA for the Max-cut problem of the four-atom model and of the simulations using the neutral atom platform for the respective conditions $p = 1, 2, 3$ (here p is the number of repeated layers of cost and the mixing Hamiltonians are acting on an N qubit initial state $|s\rangle = (|0\rangle + |1\rangle)^{\otimes N}$). We simulated this algorithm using Qiskit library to obtain simulation results for the respective conditions $p = 1, 2, 3$. The results were scored through the approximation ratio $Ra = \frac{1}{S_{\max}} \sum_i p_i S_i$ and were consistent with the experimental results from atomic platform.

References

- [Electronic resource] // Official website IBM Q: Qiskit Optimization 0.6.1 (qiskit-community.github.io)
- F. Arute, K. Arya, R. Babbush, et al., *Nature* (London, U.K.) **574**, 505 (2019).
- Y. Wu, W-S. Bao, S. Cao, et al., *Phys. Rev. Lett.* **127**, 180501 (2021).
- H.-S. Zhong, Y.-H. Deng, J. Qin, et al., *Phys. Rev. Lett.* **127**, 180502 (2021).
- T. M. Graham, Y. Song, J. Scott, et al., *Nature* (London, U.K.) **604**, 457 (2022).
- C. Noel, P. Niroula, D. Zhu, et al., *Nat. Phys.* **18**, 760 (2022).
- Ch. Tsyunsi, I. I. Beterov A Quantum Algorithm for Solving the Travelling Salesman Problem by Quantum Phase Estimation and Quantum Search// ISSN 1063-7761, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2023, Vol. 137, No. 2, pp. 210–215.
- T. M. Graham, M. Saffman, et al, Demonstration of multi-qubit entanglement and algorithms on a programmable neutral atom quantum computer// arXiv:2112.14589v3 [quant-ph] 11 Feb 2022

АДРЕСНОЕ УПРАВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ В МАССИВАХ ОПТИЧЕСКИХ ДИПОЛЬНЫХ ЛОВУШЕК ПОЛУЧАЕМЫХ ИТЕРАЦИОННЫМ АЛГОРИТМОМ РАСЧЕТА ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ

В. В. Громыко^{1,2}, И. И. Бетеров^{1,2,3,4}

¹ Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск Россия

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск Россия

³ Новосибирский государственный университет, Новосибирск Россия

⁴ Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

vgromyko0@yandex.ru

Ультрахолодные нейтральные атомы – одна из наиболее перспективных физических платформ для реализации квантовых вычислений. Квантовый регистр формируется из одиночных атомов, захваченных в упорядоченный массив оптических дипольных ловушек, образованный фокусными пятнами лазерного излучения с заданной пространственной конфигурацией. Такие массивы формируются методами дифракционной оптики, например, с использованием пространственных модуляторов света. Кроме того, с помощью таких массивов фокусных пятен возможно параллельное выполнение однокубитовых и многокубитовых вентилей в экспериментах по реализации квантовых вычислений с ультрахолодными нейтральными атомами.

Важной задачей является индивидуальное управление интенсивностью излучения в отдельных дипольных ловушках. Это позволяет достигать высокой однородности массива, нарушаемой из-за неидеальности волнового фронта падающего излучения. Кроме того, индивидуальное управление интенсивностью отдельных фокусных пятен открывает возможности для прецизионного управления состояниями отдельных атомов при их лазерном возбуждении, оптимизации когерентного транспорта в атомных массивах, и многих других задач.

В нашей работе реализован итерационный алгоритм расчета фазовых масок для синтеза массивов фокальных пятен с адресным управлением интенсивностью. Было проведено сравнение численно рассчитанного и экспериментально измеренного распределений интенсивности излучения в фокальной плоскости собирающей линзы. Для фазовой модуляции волнового фронта падающего излучения мы использовали жидкокристаллический пространственный модулятор света. Каждый пиксель модулятора представляет собой электрооптическую ячейку, фазовый сдвиг которой регулируется фазосдвигающей маской, предварительно нами рассчитанной для получения заданного распределения интенсивности лазерного излучения.

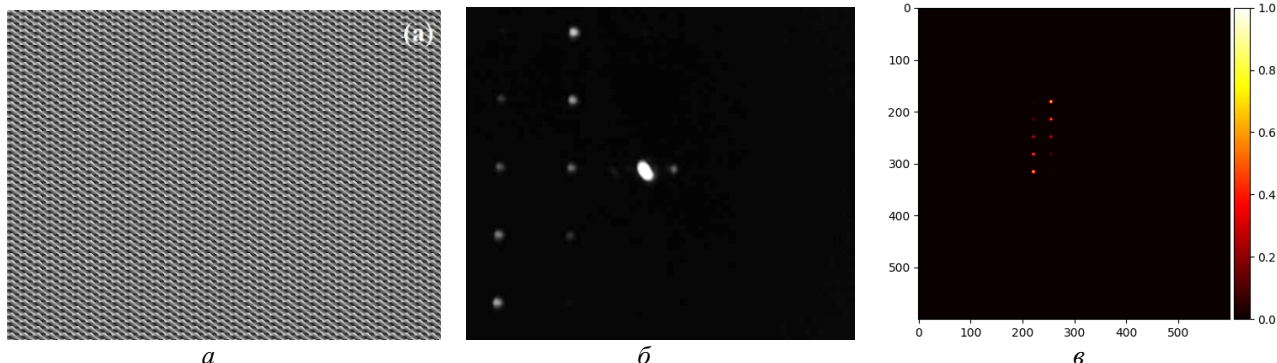


Рис. 1. Численно рассчитанная фазовая маска (а) и соответствующие ей экспериментальное (б) и численно рассчитанное распределение интенсивности лазерного излучения (в)

Реализованный нами итерационный алгоритм, основанный на взвешенном алгоритме Герчберга-Сакстона, находит оптимальные фазосдвигающие маски, способные эффективно генерировать целевые распределения фокальных пятен с индивидуальным значением интенсивности фокальной плоскости объектива.

В результате работы мы продемонстрировали генерацию массивов фокальных пятен с произвольно заданным распределением интенсивности, получено удовлетворительное согласие эксперимента и теории.

К-0019 ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛОВ БАРИЕВЫХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

Н. Ю. Костюкова^{1,2}, Е. Ю. Ерушин^{1,2}, А. А. Бойко^{1,2}, Г. С. Шевырдяева³, Д. В. Бадиков³

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия

В последние десятилетия активно разрабатываются новые нелинейно-оптические материалы для создания когерентных перестраиваемых источников света в средней инфракрасной (ИК) части спектра, используемых в медицине, экологии, промышленности и в различных областях науки. В последнее десятилетие внимание исследователей приковано к кристаллам халькогенидов, в том числе щелочных и щелочноземельных металлов, таких как Li и Ba [1]. Настоящая работа посвящена оптическим, нелинейным свойствам кристаллов бариевых халькогенидов: BaGa₄S₇ (BGS), BaGa₄Se₇ (BGSe), BaGa₂GeS₆ (BGGs), BaGa₂GeSe₆ (BGGSe) и Ba₂Ga₈GeS₁₆ (B2GGS).

Серосодержащие кристаллы обладают лучшим пропусканием в видимой области, например, коротковолновая граница прозрачности кристалла BGS - 340 нм. При этом они прозрачны только до 12–12,5 мкм по уровню пропускания 0%. Селениды, напротив, имеют более длинноволновые границы пропускания в среднем ИК-диапазоне, до 18 мкм [1]. Сульфиды имеют большую запрещенную зону по сравнению с селенидами. В частности, значения запрещенной зоны для кристаллов BGS, BGGs и B2GGS составляют 3,59, 3,37 и 3,07 эВ, соответственно [1, 2]. Кристалл BGSe имеет ширину запрещенной зоны 2,73 эВ, а кристалл BGGSe – 2,38 эВ [1, 3].

Для определения порогов лучевой стойкости (LIDT) использовалась нестандартизированная «R-on-1» методика, применяемая при исследовании новых оптических и нелинейных материалов. Для исследования двухфотонного поглощения и нелинейного преломления применялась методика z-сканирования. В качестве источника излучения использовался Nd:YLF лазер с длиной волны 1053 нм, излучающий импульсы длительностью ~5,1 нс с частотой следования 0,1–1,0 кГц. Экспериментальные результаты показаны в табл. 1.

Таблица 1. LIDT кристаллов бариевых халькогенидов, нелинейный показатель преломления (γ) и коэффициент двухфотонного поглощения (β)

| | BGS | BGSe | BGGs | BGGSe | B2GGS |
|---|---------|-------------|-------------|---------|-------------|
| $I_{0\%}$, Дж/см ² @5,1 нс, 0,1–1,0 кГц | 6,4–7,4 | 2,3–2,5 | 6,8–7,0 | 2,7–3,7 | 6,9–7,0 |
| $\gamma \times 10^{-14}$ см ² /Вт | 0,85 | 0,78 | 1,6–1,8 | 5,5–6,5 | 1,14 |
| β , см/ГВт | о-волна | Не наблюод. | Не наблюод. | 0,03 | Не наблюод. |
| | е-волна | | | 0,85 | |

Кристаллы бариевых халькогенидов обладают высоким порогом лучевой стойкости, при этом пороги пробоя серосодержащих соединений примерно в 3 раза превышают пороги их селенсодержащих аналогов. При пиковой интенсивности излучения ~240 МВт/см² нелинейное поглощение наблюдалось только в кристалле BGGSe. Также кристалл BGGSe имеет максимальный коэффициент нелинейного преломления $5,5–6,5 \cdot 10^{-14}$ см²/Вт при частоте следования 100 Гц.

Измеренные нелинейно-оптические характеристики важно учитывать при проектировании оптических схем параметрических преобразователей частоты для достижения высоких эффективностей преобразования. Высокие LIDT бариевых халькогенидов в сочетании с широким диапазоном пропускания делает эти кристаллы перспективными средами для генерации излучения с высокой энергией импульса или широким диапазоном перестройки длины волны.

Литература

1. Kostyukova N., Erushin E., Boyko A., Shevyrdyaeva G., Badikov D. Barium Chalcogenide Crystals: A Review // Photonics. 2024. 11, 281. <https://doi.org/10.3390/photonics11030281>
2. Erushin E., Kostyukova N., Boyko A., Loginova A., Safaraliev G., Shevyrdyaeva G., Badikov D. Ba₂Ga₈GeS₁₆: New nonlinear optical crystals with high laser-induced damage threshold for parametric down-conversion in mid-IR // Appl. Phys. B. 2024. 130, 10. <https://doi.org/10.1007/s00340-023-08152-2>
3. Yeliseyev A., Lobanov S., Krinitsin P., Isaenko L. The optical properties of the nonlinear crystal BaGa₄Se₇ // Optical Materials. 2020. 99. 109564. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2019.109564>

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОЙ ЗАКАЛКИ НА ПОРОГ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ

*А. Ю. Кальсин, Н. Н. Юдин, Е. С. Слюнько, С. Н. Подзывалов,
А. Б. Лысенко, А. Ш. Габдрахманов*

Томский государственный университет, Томск, Россия

Монокристаллы $ZnGeP_2$ являются важной составляющей параметрических генераторов света, преобразующих излучение 2,1 мкм в перестраиваемое в диапазоне от 3 до 8 мкм [1]. Однако, эффект оптического пробоя, приводящий к повреждению материала при повышении плотности мощности, выступает главным ограничением для максимально эффективной генерации излучения. Причиной пробоя выступают дефекты поверхности, возникающие при шлифовке, полировке, а также выход объемных дефектов кристаллической структуры на поверхность и наличие примесных атомов в материале [2]. Улучшение качества поверхности материала достигнимо различными технологическими методами обработки.

В данной работе исследовалось влияние процесса лазерной закалки поверхности монокристаллов $ZnGeP_2$ на порог оптического пробоя. Ожидалось, что подобное воздействие приведет к релаксации механических напряжений и дефектов, вызванных выходом объемных дефектов на поверхность, что будет способствовать повышению устойчивости монокристаллов $ZnGeP_2$ к лазерно-индуцированному повреждению.

Исследуемые образцы $ZnGeP_2$ представляли собой пластины высотой 3 мм и габаритами 10×10 мм, полученные по отработанной технологии. (Синтез материала, рост по вертикальному методу Бриджмена, отжиг выращенного кристалла, резка на пластины).

Для исследования порога оптического пробоя использовался Но: YAG лазер, генерирующий излучение на длине волны 2,097 мкм с накачкой непрерывным тулиевым волоконным лазером.

Порог оптического пробоя образцов вычислялся с помощью методики R-on-1.

Были проведены работы по оптимизации частотно энергетических характеристик лазерного источника с целью определения оптимального режима лазерной закалки полированной поверхности. Проводились эксперименты по оптимизации частоты следования импульсов, средней мощности падающего излучения, а также скорости сканирования поверхности лазерным пучком.

Результаты первого эксперимента показали, что увеличение частоты следования импульсов сканирующего излучения положительно сказывается на уменьшении вероятности оптического пробоя для обработанных образцов. Поэтому для дальнейших экспериментов задавалась частота в 80 кГц.

Далее осуществлялось изменение средней мощности лазера с целью определить режим, позволяющий не вызвать абляцию материала на полированной поверхности, но при этом провести закалку и даже микроплавление приповерхностного слоя.

Поскольку профиль интенсивности пучка имеет гауссовскую форму, также проводилась оптимизация наложения пучков сканирующего лазерного излучения друг на друга с целью достигнуть более равномерную обработку поверхности.

В заключении осуществлялось изменение скорости сканирования поверхности лазерным пучком, с целью оптимизации теплового режима воздействия на поверхность.

Экспериментально подтверждено положительное влияние лазерной закалки поверхности ZGP на устойчивость к оптическому пробоя и определен оптимальный частотно энергетический режим воздействия лазерного излучения с длиной волны 1,064 мкм на поверхность ZGP. Полученные в ходе эксперимента данные в дальнейшем станут основой для построения технологического процесса закалки рабочих элементов, используемых в генераторах перестраиваемого излучения ИК спектра, с целью увеличения порога оптического пробоя.

Литература

1. Водопьянов К.Л., Воеводин В.Г., Грибенюков А.И., Кулевский Л.А. Высокоэффективная пикосекундная параметрическая суперлюминесценция в кристалле $ZnGeP_2$ в диапазоне 5 – 6,3 мкм // Квантовая электроника. 1987. Т. 14, № 9. С. 1815–1819.
2. Юдин Н.Н., Антипов О.Л., Грибенюков А.И., Еранов И.Д., Подзывалов С.Н., Зиновьев М.М., Воронин Л.А., Журавлева Е.В., Зыкова М.П. Влияние технологии постростовой обработки и параметров лазерного излучения на длинах волн 2091 и 1064 нм на порог оптического пробоя монокристалла $ZnGeP_2$ // Квантовая электроника. 2021. Т. 51, № 4. С. 306–316.

**К-0028 ЧАСТОТНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА
НА ПАРАХ МЕДИ С НАКАЧКОЙ ГЕНЕРАТОРОМ МАРКСА:
ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ТРУБКИ УЛ-102 И ГЛ-201**

Х. Баалбаки¹, А. В. Маликов¹, Н. А. Юдин^{1,2}

¹Томский государственный университет, Томск, Россия

²Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

Накачка активной среды импульсно-периодических лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, в частности лазера на парах меди (ЛПМ), осуществляется в процессе разрядки накопительного конденсатора через газоразрядную трубку (ГРТ). В качестве коммутатора используются тиратроны. Фактором, ограничивающим частотно-энергетические характеристики (ЧЭХ) ЛПМ, является необходимость поддержания вводимой мощности в ГРТ на определенном уровне при изменении параметров накачки, чтобы не нарушить тепловой режим работы лазера. Это определяет необходимость уменьшения емкости накопительного конденсатора с увеличением напряжения на аноде тиратрона или частоты следования импульсов (ЧСИ) возбуждения. С уменьшением емкости накопительного конденсатора возрастает добротность разрядного контура лазера, что приводит к увеличению обратного напряжения на аноде тиратрона и является существенным фактором ограничения ЧЭХ ЛПМ, поскольку тиратроны имеют достаточно узкую область устойчивой работы [1]. Существенно расширить возможности оптимизации параметров накачки ЛПМ, как показал анализ, позволяет генератор Маркса, в котором в качестве разрядников используются тиратроны [2].

В докладе рассматривается принцип работы генератора Маркса на тиратронах, приведены частотно-энергетические характеристики ЛПМ с промышленными газоразрядными трубками УЛ-102 и ГЛ-201 (ФГУП «НПП „Исток“», г. Фрязино) [3]. Обсуждаются возможные технические решения по повышению ЧЭХ ЛПМ с учетом особенностей развития разряда и формирования инверсии в ГРТ, типа ГЛ-201, с диаметром керамического разрядного канала ≥ 20 мм [4, 5].

Литература

1. Юдин Н.А. Энергетические характеристики лазера на парах меди в области устойчивой работы тиратрона // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, № 9. С. 795–798.
2. Воронов В.И., Юдин Н.А. Генератор с умножением напряжения: Патент РФ № 2288536, 2006.
3. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 312 с.
4. Baalbaki H., Yudin N.A. Effect of electrode locations on the matching of the pumping generator with the load in metal vapor laser // Optical and Quantum Electronics. 2023. 55:706. <https://doi.org/10.1007/s11082-023-04999-z>
5. Юдин Н.А., Баалбаки Х.А., Маликов А.В., Яркова Я.А. Процессы, ограничивающие энергетические характеристики лазера на парах меди. // Оптика атмосферы и океана. 2024. Т. 37, № 4. С. 340–346. doi: 10.15372/AOO20240412

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКОЙ ПОЛИРОВКИ РАБОЧЕЙ ПОВЕРХНОСТИ $ZnGeP_2$ НА ОПТИЧЕСКУЮ ПРОЧНОСТЬ КРИСТАЛЛА

*Е. С. Слюнько^{1,2}, Н. Н. Юдин^{1,2}, С. Н. Подзывалов^{1,2}, А. Б. Лысенко^{1,2},
А. Ю. Кальсин^{1,2}, А. Ш. Габдрахманов^{1,2}*

¹ Томский государственный университет, Томск, Россия

² ООО «Лаборатория оптических кристаллов», Томск, Россия

Импульсно-периодические источники мощного когерентного излучения среднего инфракрасного диапазона (ИК) диапазона имеют целый ряд применений во многих областях науки и техники. Источники когерентного излучения среднего ИК излучения применяются для обработки материалов методом скрайбирования и термораскола [1, 2]. Одними из самых эффективных твердотельных источников когерентного излучения в среднем ИК диапазоне являются параметрические генераторы света (ПГС). Наиболее мощные ПГС в диапазоне длин волн 3,5–5 мкм созданы в настоящее время на основе нелинейно-оптических кристаллов $ZnGeP_2$ (ZGP) [3]. Однако, долговременная работа без отказа мощных ПГС на основе ZGP ограничивается оптическим пробоем поверхности данного материала. В связи с этим, потенциал практического использования данных ПГС среднего ИК диапазона неразрывно связан, с повышением их порога оптического пробоя.

Для проведения исследований были изготовлены 4 образца монокристалла ZGP с размерами $6,1 \times 6,1 \times 20$ мм³. Исследуемые образцы были вырезаны из одной и той же монокристаллической булы ZGP. Все 4 образца перед полировкой были облучены потоком быстрых электронов. Поглощение излучения, с учетом многократного отражения от граней кристалла, на длине волны 2,097 мкм у всех образцов составило $0,03$ см⁻¹ при комнатной температуре.

Начальная обработка поверхностей всех образцов (1-4) заключалась в тонком шлифовании. Образцы 2 и 3 далее традиционной полировке не подвергались. Обработка рабочих поверхностей состояла в располировке на батистовом полировальнике с использованием синтетического алмазного порошка. При этом сьем материала составлял ~ 50 мкм с каждой стороны. После этого образцы тонко доводили на специальном полировальнике, изготовленном из смолы с использованием синтетического алмазного порошка.

Далее образцы 2, 3 и 4 дополнительно подвергались магнитореологической обработке (МРО) с двух торцов. Сьем материала с обеих полированных сторон при использовании МРО составил: для образца 2–150 мкм, для образца 3–38,15 мкм, для образца 4–17,8 мкм.

Для исследования порога оптического пробоя использовался Ho:YAG лазер, генерирующий излучение на длине волны 2,097 мкм с накачкой непрерывным тулиевым волоконным лазером. Ho:YAG лазер работал в режиме активной модуляции добротности с длительностью импульсов $\tau = 5$ нс и частотой следования импульсов 10 кГц. Измеренный диаметр лазерного пучка на входной апертуре исследуемых образцов составил во всех экспериментах $d = (340 \pm 20)$ мкм по уровню $1/e^2$ от максимальной интенсивности. Максимальная средняя мощность излучения, генерируемого Ho:YAG лазером, составляла 20 Вт в линейно поляризованном гауссовом пучке (параметр $M2 \leq 1,2$). Более подробная информация о стенде и его параметрах изложена в [4].

В табл. 1 представлены результаты исследования порога оптического пробоя для ZGP методом R-on-1. В табл. 1 приведены значения плотности энергии W_{od}^E и плотности мощности W_{od}^P , при вероятности оптического пробоя 0, среднее значение плотности энергии W_D^E , и плотности мощности W_D^P с учетом погрешности измерения, коэффициент Стьюдента k при доверительной вероятности 0,98, количество измерений N .

Таблица 1. Результаты определения порога оптического пробоя для образцов ZGP

| Образец | Глубина МРО съема, мкм | k | W_D^E , Дж/см ² | W_{od}^E , Дж/см ² | W_{od}^P , МВт/см ² | W_D^P , МВт/см ² |
|---------|------------------------|-----|------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|-------------------------------|
| 1 | 0 | 2,8 | (2,9 ± 0,5) | 2,08 | 59 | (88 ± 15) |
| 2 | 150 | 2,8 | (2,5 ± 0,7) | 1,22 | 34 | (70 ± 22) |
| 3 | 38,15 | 2,8 | (2,8 ± 0,5) | 1,96 | 56 | (81 ± 15) |
| 4 | 17,8 | 2,8 | (3,0 ± 0,5) | 2,45 | 70 | (87 ± 11) |

Из данных представленных в таблице 1 можно установить, что глубина МРО полировки значительно влияет на порог оптического пробоя кристалла ZGP. При глубине съема материала более 30 мкм наблюдается значительное уменьшение порога оптического пробоя поверхности ZGP. А при глубине МРО полировки от 30 мкм до 17,8 мкм наоборот наблюдается увеличение LIDT по сравнению с кристаллом ZGP со стандартной полировкой. При этом в [4] МРО полировка глубиной 9,5 мкм не привела к увеличению оптической прочности кристалла по сравнению с классической полировкой.

Зависимость порога пробоя от глубины МРО полировки приведена на рис. 1.

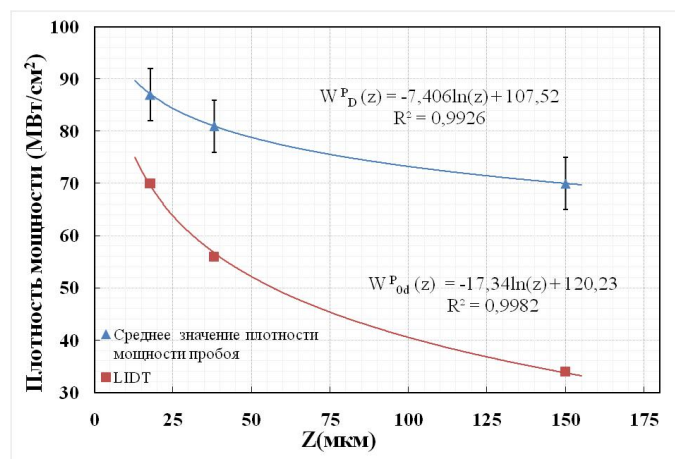


Рис. 1. Зависимость LIDT и среднего значения плотности мощности пробоя для ZGP с различной глубиной МРО полировки

Проведены экспериментальные исследования влияния параметров МРО полировки на оптическую прочность кристаллов ZGP. Показано, что глубина МРО полировки значительно влияет на LIDT кристалла ZGP. При МРО съема материала с поверхности кристалла более 30 мкм наблюдается значительное уменьшение оптической прочности поверхности ZGP, а для глубины МРО полировки 17,8 мкм, наоборот, наблюдается увеличение оптической прочности по сравнению с кристаллом ZGP со стандартной полировкой. При глубине съема материала 17,8 мкм параметры оптической прочности увеличиваются в 1,18 раза.

Показано, что зависимость порога оптического пробоя ZGP представляют собой гладкую монотонно убывающую логарифмическую функцию от глубины МРО полировки. Выдвинуто предположение, что полученная логарифмическая зависимость указывает на тепловую природу оптического пробоя и зависимость оптической прочности ZGP от концентрации поверхностных поглощающих дефектов. Полученные зависимости прогнозируют, что уменьшение глубины МРО полировки до значений в несколько мкм приведет к дальнейшему увеличению оптической прочности. Однако данные теоретические предположения требуют экспериментального подтверждения.

Литература

1. Yevtushenko A., Rozniakowska-Klosinska M. Laser-Induced Thermal Splitting in Homogeneous Body with Coating. Encyclopedia of Thermal Stresses. Springer, 2014.
2. Парфенов В. А. Лазерная микрообработка материалов. СПб.: СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. 59 с.
3. Schunemann P.G., Zawilski K.T., Pomeranz L.A., Creeden D.J., Budni P.A. J. Opt. Soc. Am. B, 33, D 36. 2016.
4. Yudin N., Khudoley A., Zinoviev M., Podzvalov S., Slyunko E., Zhuravleva E., Kulesh M., Gorodkin G., Kumeysya P., Antipov O. The Influence of Angstrom-Scale Roughness on the Laser-Induced Damage Threshold of Single-Crystal ZnGeP₂ // Crystals. 2022. 12. 83 p.,

*И. В. Клепиков^{1,2,3}, В. Ф. Лебедев⁴, Е. А. Васильев⁵, Т. С. Мисникова⁴, Я. А. Рывкина⁴,
Е. И. Липатов⁶, А. В. Колядин³, В. Г. Винс⁷*

¹ Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

² РТУ МИРЭА, Москва, Россия

³ ООО «НПК «Алмаз-Карабаново», Карабаново, Россия

⁴ Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

⁵ Санкт-Петербургский Горный Университет, Санкт-Петербург, Россия

⁶ Томский государственный университет, Томск, Россия

⁷ ООО «ВЕЛМАН», Новосибирск, Россия

Одним из важнейших достижений в физике алмаза является получение суперлюминесценции (СЛ) и импульсной лазерной генерации в спектральном диапазоне 710-720 нм (1.72-1.74 эВ) [1]. Характерной особенностью НРНТ алмазов является сложное внутреннее строение. Кристалл формируется пирамидами роста граней {100}, {111}, {110}, {311}, которые отличаются концентрацией азота в десятки-сотни раз. Металл-катализатор также имеет непосредственное влияние на дефектно-примесный состав получаемых кристаллов. Подобные особенности превращают одну многосекторную пластину, вырезанную из такого кристалла, в целый комплекс областей со своими спектроскопическими особенностями. В работе исследована секториальная неоднородность двух пластин из НРНТ кристаллов алмаза типа Ib с NV⁻ центрами. Кристаллы были выращены методом НРНТ в разных системах: Fe-Co-C и Fe-Ni-C, а затем облучены дозой $2 \cdot 10^{18}$ эл/см² и отожжены при одинаковых параметрах. Целью работы явилось проведение сравнительного анализа дефектно-примесного состава секториальных пластин с высокой концентрацией NV⁻ центров, изготовленных из выращенных в разных системах НРНТ алмазов.

В образце № 52736 (система Fe-Co-C), азот изначально во всех секторах присутствовал в форме одиночных атомов- центров С и С+. В секторах {111} концентрация центров после обработки: NV⁻ ~ 10 ppm, С – 35 ppm, С+ 4 ppm. В секторе {311} концентрация NV-центров приблизительно такая же, как и в {111}, но СЛ не наблюдается. В образце С106 (система Fe-Ni-C) до обработки выявлены С, С+-центры, а также А-центры (пара атомов азота), регистрировались Ni-содержащие центры. Общая концентрация азота в секторе {111} достигает 500 ppm, преимущественно в форме С-центров. Концентрация NV⁻ центров составляет ~ 10 ppm, также, как и в 52736. В центральном секторе преобладают А-центры ~150 ppm, и система люминесценции НЗ. Таких особенностей в образцах Fe-Co-C не наблюдается. На рис. 1 приведены изображения образцов № 52736 и С106 в оптическом микроскопе и фотолюминесценции (ФЛ) при возбуждении 360 нм. Как видно, в обоих образцах сектор {111} имеет наиболее темную фиолетовую окраску и минимальную интенсивность люминесценции, однако именно он обладает эффектом СЛ.

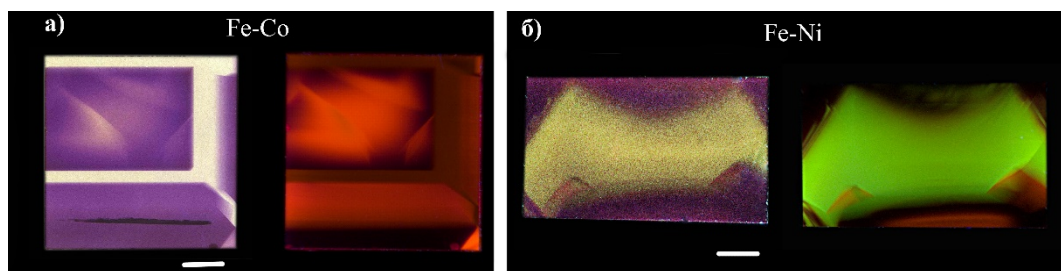


Рис. 1. Изображения в оптическом микроскопе и ФЛ при возбуждении 360 нм образцов НРНТ алмаза: а – 52736, система Fe-Co-C; б – С106, система Fe-Ni-C. Масштаб линейки 1 мм

Таким образом, при изготовлении алмазных элементов для лазерной генерации предпочтительно применение односекторных областей {111}, выращенных в системе Fe-Co-C. В кристаллах системы Fe-Ni-C при росте образуются А-центры, которые тушат ФЛ, снижают концентрацию С-центров, при облучении и отжиге обуславливают набор более сложных азотно- и никель-вакансионных центров.

Литература

1. Savvin A., Dormidonov A., Smetanina E., Mitrokhin V., Lipatov E., Genin D., Potanin S., Yelisseyev A., Vins V. Nat Commun. 2021. V. 12, 7118.

Результаты работы в части анализа секторов роста, распределения люминесценции получены в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FSFZ-2022-0006. Результаты работы в части получения и анализа суперлюминесценции получены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № FSRF-2023-0003.

ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ ГОЛОГРАММЫ В ДИФФУЗИОННО-ЛЕГИРОВАННОМ МЕДЬЮ КРИСТАЛЛЕ НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Р. И. Анисимов, А. А. Колмаков, Э. Комов, С. М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Диффузионное легирование кристаллов ниобата лития ионами меди позволяет создавать поверхностные структуры с повышенными фоторефрактивными свойствами для реализации на их основе фотовольтаических пинцетов [1]. В настоящем сообщении представлены результаты исследования распределения концентрации ионов меди и динамики формирования фоторефрактивных решёток в диффузионно-легированном кристалле ниобата лития X-среза. Диффузия в пластину LiNbO_3 с толщиной 2 мм производилась из медных плёнок с толщинами 800 нм, нанесённых на обе её YZ-границы, в атмосфере аргона при температуре 600 °С в течение 12 часов. Из анализа распределения концентрации ионов меди в зарядовых состояниях Cu^+ и Cu^{2+} по оптическому пропусканию на длинах волн 532 и 808 нм соответственно получено, что они могут быть аппроксимированы суммой двух функций Гаусса с максимумами на границах кристалла и некоторой постоянной составляющей. Результаты аппроксимации представлены на рис. 1.

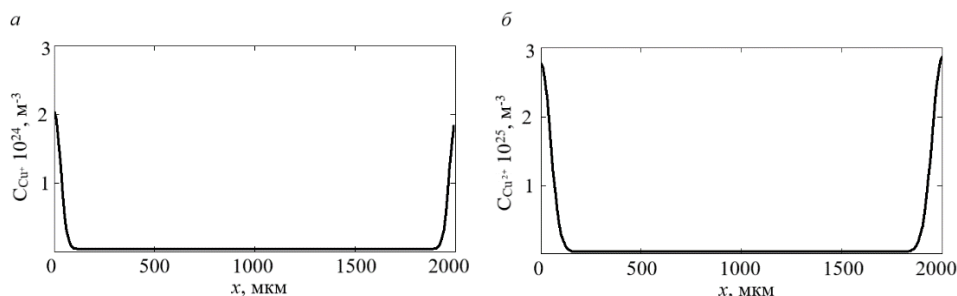


Рис. 1. Распределение концентрации ионов меди Cu^+ (а) и Cu^{2+} (б) по координате x в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ X-среза

Экспериментальные результаты исследования динамики формирования картины интерференции лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 532$ нм фоторефрактивной голограммы с пространственным периодом $\Lambda = 10$ мкм и контрастом $m \approx 0,98$, дифракционная эффективность которой показана на рис. 2 точками, на начальном участке аппроксимированы степенной функцией $\eta(t) = bt^2 + ct^3$ (сплошная кривая) с параметрами $b = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ с}^2$ и $c = -7,8 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-3}$.

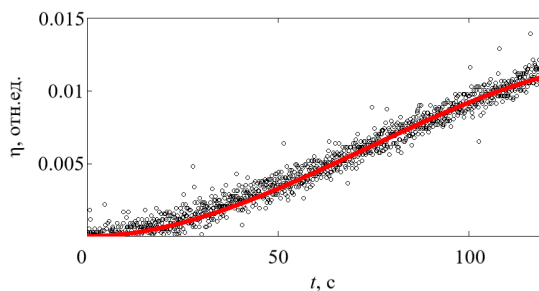


Рис. 2. Рост дифракционной эффективности фоторефрактивной решётки на начальном участке записи: точки – экспериментальные данные; сплошная кривая – аппроксимация степенной функцией $\eta(t) = bt^2 + ct^3$

Полученное из подгонки представленных на рис. 2 данных значение параметра b позволило оценить константу Гласса для исследованного образца $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ на длине волны 532 нм как $G_o = 12,9$ пм/В, что сравнимо по порядку величины с приведенным в [2] значением в 5,5 пм/В.

Литература

1. Мамбетова К.М., Шандаров С.М., Татьянников А.И., Смирнов С.В. Агрегирование диэлектрических наночастиц на X-срезе кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ электрическими полями фоторефрактивных голограмм // Известия вузов. Физика. 2019. Т. 62, № 4. С. 89–93. doi: 10.17223/00213411/62/4/89
2. Glass A.M., Von der Linde D., Negran T.J. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO_3 // Applied Physics Letters. 1974. Vol. 25, No. 4. P. 233–235. doi: 10.1063/1.1655453

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы «Приоритет 2030».

К-0035 НЕЛИНЕЙНЫЕ КРИСТАЛЛЫ LiGaSe₂ С АНТИОТРАЖАЮЩИМИ МИКРОСТРУКТУРАМИ

А. А. Голошумова¹, А. А. Бушунов², С. Н. Сметанин³, М. К. Тарабрин², П. Д. Харитонова³,
А. А. Тесленко², С. И. Лобанов¹, В. А. Лазарев², Л. И. Исаенко¹

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

³ Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

Нелинейные кристаллы LiGaSe₂ эффективны для преобразования лазерного излучения в среднем и дальнем ИК: диапазон прозрачности 0,37–13,2 мкм, нелинейная восприимчивость $d_{31} = 9,9 @ 2,3$ мкм [1]. Однако для них характерны значительные потери на отражение вследствие достаточно высоких показателей преломления. Традиционные многослойные просветляющие покрытия приводят к снижению оптической стойкости поверхности и обеспечивают сравнительно узкий диапазон длин волн, в котором можно получить просветление. Альтернативный вариант – создание на поверхности антиотражающих микроструктур (ARM) методом прямой лазерной абляции фемтосекундными импульсами.

Модифицированным методом Бриджмена-Стокбаргера в условиях низких температурных градиентов были выращены кристаллы LiGaSe₂. Были подобраны оптимальные режимы создания ARM для максимального пропускания в диапазоне от 2 до 10 мкм, изготовлены оптические элементы с микроструктурами на обеих рабочих поверхностях (рис. 1). При этом пропускание в диапазоне 2–8 мкм удалось повысить в среднем до 97,2% [2].

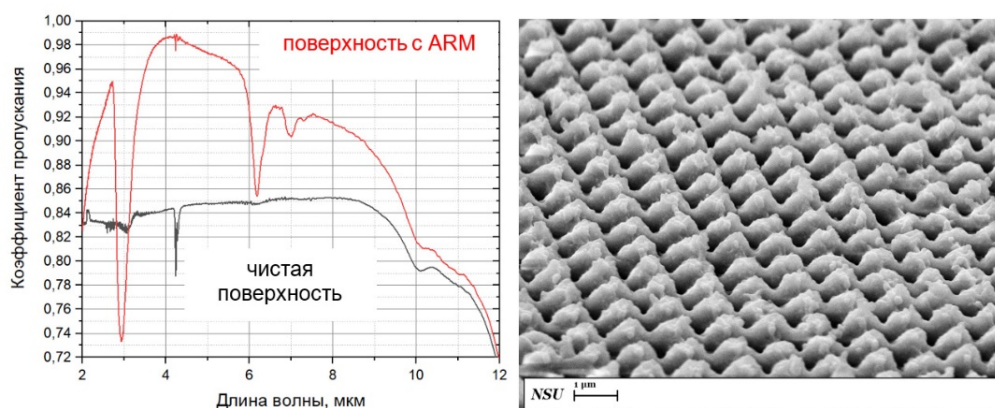


Рис. 1. Спектры пропускания LiGaSe₂ с микроструктурами в сравнении с необработанной поверхностью (слева); СЭМ изображение ARM на поверхности оптического элемента LiGaSe₂ (справа)

Измерены значения оптической стойкости кристаллов с микроструктурами и без них. На длине волны 2,128 мкм при длительности импульса 7 нс и энергии 10 мДж со среднеквадратическим отклонением 0,05 мДж (методология испытаний «1 на 1») для неизменной поверхности порог пробоя по половинной вероятности равен $(0,40 \pm 0,09)$ Дж/см², для ARM – $(0,37 \pm 0,07)$ Дж/см².

На длине волны 1573 нм с частотой повторения импульсов 100 Гц, длительностью импульсов 7,9 нс (методология испытаний «1-на-1») значения порога лазерного повреждения LiGaSe₂ составили 0,6 Дж/см² для поверхностного повреждения участков без микроструктур и 0,75 Дж/см² для области с ARM.

Таким образом, было показано, что создание антиотражающих микроструктур на поверхности кристаллов LiGaSe₂ не снижает их оптическую стойкость, при этом позволяет значительно повысить пропускание в диапазоне 2–8 мкм.

Литература

1. Isaenko L.I., Yelissev A.P. Recent study of nonlinear crystals for the mid IR // Semiconductor Science and Technology. 2016. 31. 123001. doi: 10.1088/0268-1242/31/12/123001
2. Teslenko A., Bushunov A., Isaenko L., Shklyaev A., Goloshumova A., Lobanov S., Lazarev V., Tarabrin M. Antireflection microstructures fabricated on the surface of the LiGaSe₂ nonlinear crystal // Optics Letters. 2023. 48. 1196. doi: 10.1364/OL.480758

К-0037

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНЫХ ОДНОЧАСТОТНЫХ
ЛАЗЕРОВ В ПРОЦЕССАХ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМОВ
И МАНИПУЛЯЦИЙ АТОМАМИ ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ**

В. Ю. Михайлов, Д. В. Саченко

АО «ЛЛС», Санкт-Петербург, Россия

В докладе представлены методы лазерной спектроскопии, лазерного охлаждения и манипуляции атомами с помощью одночастотного лазерного излучения. Отдельно показаны схемы стабилизации лазерного излучения. Продемонстрировано влияние параметров лазерных источников для данных применений.

Рассмотрены конструктивные особенности волоконных, полупроводниковых и твердотельных лазерных источников, их преимущества и недостатки в применении лазерного охлаждения атомов и манипуляций атомами для прецизионной спектроскопии. На основе данных материалов предложены решения таких производителей как: Connet Laser, Faraday laser, Presilasers, UniQuanta, Oxxius и CNI.

К-0042 СИСТЕМА ДИСТАНЦИОННОГО ГАЗОАНАЛИЗА АТМОСФЕРЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО УЗКОПОЛОСНОГО ДИОДНОГО ЛАЗЕРА

М. П. Герасимова, С. А. Садовников, А. В. Крючков, В. В. Филатов, С. В. Яковлев

Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, Томск, Россия

Актуальной проблемой на сегодняшний день является загрязнение окружающей среды газовыми выбросами различных производств, агропромышленного комплекса, стоков отходов. Для выявления и наблюдения за подобными источниками выбросов антропогенного происхождения активно применяются системы локального анализа (газоанализаторы), однако зачастую, для локализации источников выбросов, необходимо проведение исследований газового состава атмосферы в значительных пространственных масштабах. Для решения данной проблемы могут применяться системы дистанционного лазерного газоанализа атмосферы – лидары [1].

В рамках исследовательской работы проведено создание системы дистанционного газоанализа атмосферы с применением перестраиваемого узкополосного диодного лазера в волоконном исполнении. На рис. 1 представлен внешний вид разработанной системы, которая позволяет проводить измерение содержания метана.

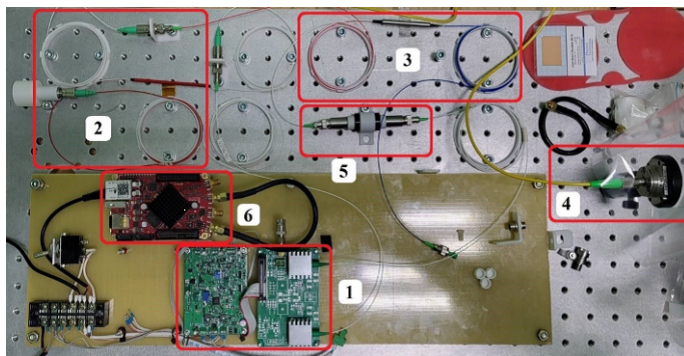


Рис. 1. Лидар для измерения концентрации метана в оптоволоконном исполнении: 1 – электронные платы питания лазера и лавинного фотодиода; 2 – делитель 99:1; 3 – циркулятор; 4 – приёмо-передающий коллиматор; 5 – сборка из двух коллиматоров и светофильтра; 6 – программируемая логическая интегральная схема

В качестве источника излучения применяется лазерный диод с волоконным выводом. Для фильтрации регистрируемого излучения от фоновой засветки был выбран интерференционный фильтр фирмы Edmund Optics с центральной длиной волны 1650 нм и шириной полосы пропускания 12 нм. В качестве циркулятора выступает CIR3-P-1650-900-1-1-FA (Opneti, Китай).

На рис. 2 представлены результаты регистрации лидарных сигналов, модулированных с частотой 1 кГц в спектральном диапазоне генерации, обеспечивающем регистрацию поглощения лазерного излучения линией водяного пара и метана.

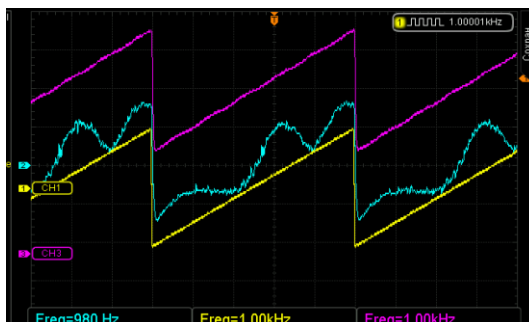


Рис.2. Осциллограммы сигналов модуляции питания лазера (жёлтая и фиолетовая кривые) и зарегистрированные лидарные сигналы (синяя кривая)

Для настройки длины волны генерации лазера применялся измеритель длины волны SHR-IR (Solar LS, Беларусь [2]) и волоконная газовая кювета.

Литература

1. Бобровников С. М., Матвиенко Г. Г., Романовский О. А., Сериков И. Б., Суханов А. Я. Лидарный спектроскопический газоанализ атмосферы. Томск: ИОА СО РАН, 2014. 510 с.
2. [Электронный ресурс] // СОЛАР ЛАС – URL: <https://solar-laser.com/devices/wide-range-infrared-wavelength-meter-shr-ir/>

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

К-0045 ВИЗУАЛИЗАЦИЯ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ПРЕДПРОБОЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОБЪЕМЕ МОНОКРИСТАЛЛА $ZnGeP_2$ ВО ВРЕМЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 3,5–5 мкм ПРИ НАКАЧКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ HO: YAG ЛАЗЕРА

Д. В. Власов

Томский государственный университет, Томск, Россия

Тема доклада: «Визуализация и характеристика предпробойных процессов в объеме монокристалла $ZnGeP_2$ во время параметрической генерации излучения в диапазоне длин волн 3,5–5 мкм при накачке излучением Ho: YAG лазера».

Объектом исследования является монокристалл $ZnGeP_2$.

Предметом исследования является зависимость КПД параметрической генерации от плотности энергии излучения накачки.

Целью исследования является определение процессов, происходящих в ходе параметрической генерации в объеме монокристалла $ZnGeP_2$ при накачке излучением Ho: YAG лазера, которые лимитируют время работы системы за счет эффектов накопления.

Параметрические генераторы света на базе монокристалла $ZnGeP_2$ применяются для решения многих прикладных задач. Однако долговременная работа данных систем ограничивается порогом лазерного разрушения материала за счет эффектов накопления. Отсутствие надежных данных о механизмах лазерного разрушения ZGP при воздействии импульсным наносекундным излучением с длиной волны 2,1 мкм обусловило актуальность темы проводимых исследований.

Для исследований использовался нелинейный кристалл ZGP (производства ООО «ЛОК», г. Томск) с линейными размерами $20 \times 6 \times 6$ мм, вырезанный под углами $\theta = 54.5^\circ$ и $\varphi = 0^\circ$. Поглощение излучения на длине волны 2,097 мкм образца составило $0,029 \text{ см}^{-1}$.

В ходе работы при помощи функциональных зависимостей было установлено, что энергетические характеристики кристалла $ZnGeP_2$ зависят от величины плотности энергии излучения накачки.

С помощью цифровой голографии было зафиксировано, что при превышении значения $0,8 \text{ Дж/см}^2$ начинается процесс формирования пробойного трека.

Показано, что при достижении значения плотности энергии около 1 Дж/см^2 КПД генерации перестает расти, пропускание кристалла заметно уменьшается. Дальнейшее увеличение средней мощности излучения накачки не приводит к увеличению КПД (рис. 1).

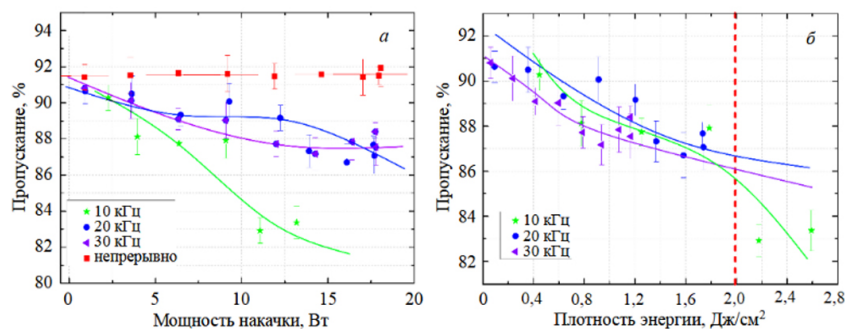


Рис. 1. Зависимость пропускания от мощности накачки (а) и плотности энергии падающего на кристалл излучения (б)

Было выдвинуто предположение о том, что при достижении значения плотности энергии излучения более $0,8 \text{ Дж/см}^2$ появляется нелинейное поглощение в объеме монокристалла $ZnGeP_2$, которое может являться одним из механизмов формирования оптического пробоя.

Показано, что при подборе оптимальных параметров излучения накачки возможно увеличить время работы параметрического генератора света на основе кристалла $ZnGeP_2$. При значении плотности энергии излучения менее $0,8 \text{ Дж/см}^2$ удалось получить время работы ПГС на основе ZGP более 6 минут.

Литература

1. Визуализация и характеристика предпробойных процессов в объеме монокристалла $ZnGeP_2$ во время параметрической генерации излучения в диапазоне длин волн 3,5–5 мкм при накачке излучением Ho:YAG-лазера / Юдин Н.Н., Власов Д.В., Антипов О.Л., Грибенюков А.И. [и др.] // Известия высших учебных заведений. Физика. 2022. Т. 65, № 12. С. 80–86. doi: 10.17223/00213411/65/12/80
2. Visualization and Characterization of Pre-breakdown Processes in the Volume of a $ZnGeP_2$ Single Crystal During Parametric Generation of Radiation in the Wavelength Range of 3.5–5 μm when Pumped by Ho:YAG Laser Radiation / N.N. Yudin, D.V. Vlasov, M.M. Zinoviev, S.N. Podzyvalov [et al] // Russian Physics Journal. 2023. Vol. 65, № 12. P. 2130–2136. doi: 10.1007/s11182-023-02881-9

К-0047 МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВОЛН С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ СОЗДАВАЕМЫХ КРУГОВЫМ МАССИВОМ АНТЕНН

П. О. Казинский¹, П. С. Королёв¹, Г. Ю. Лазаренко^{1,2}, В. А. Рякин^{1,2}

¹ Томский государственный университет, Томск, Россия

² Томский политехнический университет, Томск, Россия

В настоящее время разработаны методы генерации и приема электромагнитных волн с определенными проекциями орбитального углового момента (ОУМ) [1-3]. Наиболее развитая технология получения и детектирования таких волн в радиодиапазоне основана на использовании однородных круговых антенных решеток (ОКАР) [1]. Этот подход позволяет в дополнение к стандартным методам повышения плотности передачи информации [2] мультиплексировать и демультиплексировать моды с различными проекциями углового момента. Данный подход был реализован не только в радиочастотной области, но и в ТГц [3] и оптическом диапазоне.

Одним из недостатков этого метода при передаче информации на большие расстояния является расходимость интенсивности мод с ненулевой проекцией ОУМ на больших расстояниях [2]. Эта достаточно большая расходимость обусловлена тем, что интенсивность закрученных волн с отличной от нуля проекцией орбитального момента на оси распространения равна нулю. В результате приемная ОКАР должна быть большой для того, чтобы накопить сигнал значительной интенсивности. Эту проблему можно частично решить, если принимать и демультиплексировать сигнал с помощью достаточно маленькой дуговой антенной решетки, и использовать управление лучом для концентрации излучения на приемной антенне [4].

Отметим, что прием электромагнитных волн с ненулевыми проекциями орбитального углового момента на дуговую антенную решетку уже обсуждался в литературе [2, 5, 6]. Тем не менее, подходы, исследуемые в данной работе, полностью отличаются от предложенных в [5]. Возможная аппаратная реализация описанных нами схем основана на использовании соответствующих матриц Батлера, объединяющих исходящий и входящий сигналы в антенных решетках. Рассматриваемые нами подходы близки к описанным в [6], но в нашем подходе волны с ОУМ генерируются ОКАР, а не рупорной антенной. В работах [2] рассматривалось управление лучом с помощью ОКАР, но схема мультиплексирования не разрабатывалась. В работе [2] исследовались радиоволны с ОУМ, создаваемые ОКАР и принимаемые дуговой антенной решеткой. Однако в этой работе не учитывались конечные размеры и, соответственно, диаграммы направленности излучения излучающих элементов ОКАР.

В нашей работе [7] были получены явные выражения для принимаемых сигналов. Показано, что в простейшем случае уменьшение в K раз дуги окружности, на которой размещается приемная антенная решетка, приводит к уменьшению в K раз числа независимых информационных каналов. В более сложном подходе можно восстановить все $N \gg 1$ независимых информационных каналов при приеме сигнала антенной решеткой с N элементами, расположенной на дуге окружности с центральным углом $2\pi/K$. Однако при увеличении K эта задача быстро становится плохо обусловленной. Нами был описан метод, позволяющий решить эту проблему. Найдены оценки для соответствующих чисел обусловленности. Помимо этого, исследовалась возможность управлять сигналом создаваемым ОКАР, фокусируя его вблизи приемной дуговой антенной решетки. В этом случае доказана ортогональность информационных каналов и найдены соответствующая матрица преобразования и её число обусловленности.

Литература

1. Noor S.K., et al., A Review of Orbital Angular Momentum Vortex Waves for the Next Generation Wireless Communications // IEEE Access. 2022. 10. 89465. doi: 10.1109/ACCESS.2022.3197653
2. Jiang Z.H., Werner D.H., Electromagnetic Vortices: Wave Phenomena and Engineering Applications. Wiley, Hoboken, 2022.
3. Willner A.E., et al., High capacity terahertz communication systems based on multiple orbital-angular-momentum beams // J. Opt. 2022. 24. 124002. doi: 10.1088/2040-8986/ac9c16
4. Zheng S., et al., Orbital angular momentum mode-demultiplexing scheme with partial angular receiving aperture // Opt. Express. 2015. 23. 12251. doi: 10.1364/OE.23.012251
5. Mohammadi S.M., et al., Orbital angular momentum in radio: Measurement methods // Radio Sci. 2010. 45. RS4007. doi: 10.1029/2009RS004299
6. Zheng S., et al., Realization of Beam Steering Based on Plane Spiral Orbital Angular Momentum Wave // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2018. 66. 1352. doi: 10.1109/TAP.2017.2786297
7. Kazinski P.O., Korolev P.S., Lazarenko G.Yu., Ryakin V.A. Multiplexing signals with twisted photons by a circular arc phased array // Annals of Physics. 2024. 462. 169610. doi: 10.1016/j.aop.2024.169610

Е. Ю. Ерушин^{1,2}, А. А. Бойко^{1,2}, С. И. Лобанов^{1,3}, Л. И. Исаенко^{1,3}, Н. Ю. Костюкова^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Институт геологии и минералогии СО РАН, Новосибирск, Россия

Развитие широко перестраиваемых источников излучения в среднем ИК диапазоне напрямую зависит от технологичности, физических возможностей и доступности развиваемых нелинейных кристаллов (НК). Одним из направлений поиска по созданию высокоэффективного НК с высоким коэффициентом лучевой стойкости является группа литиевых кристаллов семейства $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$ [1,2]. Настоящая работа посвящена исследованию зависимости вероятности поверхностного повреждения образца кристалла $\text{Li}_{0.81}\text{Ag}_{0.19}\text{InSe}_2$ в наносекундном режиме с центральной длиной волны 2,128 мкм.

Для определения порогов лучевой стойкости (LIDT) использовалась нестандартизированная «R-on-1» методика, применяемая при исследовании новых оптических и нелинейных материалов. Для исследования LIDT в наносекундном режиме в качестве источника излучения использовался параметрический генератор света (ПГС) на основе кристалла РРКТА с периодом регулярной доменной структуры (РДС) 41,8 мкм, работающий в вырожденном режиме. ПГС излучает импульсы длительностью 4,1 нс с частотой следования 1 кГц и длиной волны 2,0–2,2 мкм. Излучение фокусировалось линзой из CaF_2 с фокусным расстоянием 100 мм в пятно диаметром 320 мкм. Тестируемая пластинка размещалась на двухкоординатной линейной подвижке. В течение одной экспозиции исследуемая пластинка подвергалась облучению импульсами с фиксированным уровнем плотности энергии. Далее, с шагом приблизительно $0,05 \text{ Дж/см}^2$, при помощи поляризатора и полуволновой пластинки, увеличивался уровень энергии. После каждого облучения пластинка исследовалась на наличие повреждений визуально. Было исследовано 5 областей пластинки.

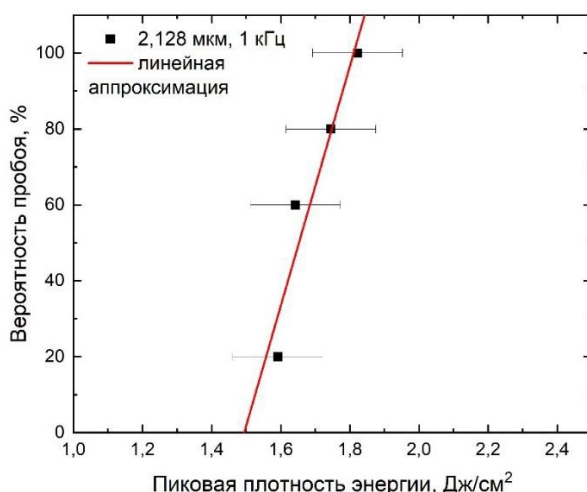


Рис. 1. Зависимость вероятности повреждения кристалла $\text{Li}_{0.81}\text{Ag}_{0.19}\text{InSe}_2$ от приложенной пиковой плотности энергии

Результаты исследований вероятности повреждения от приложенной пиковой плотности энергии приведены на рис. 1. Порог повреждения с вероятностью 0% составил – $1,5 \text{ Дж/см}^2$ (366 МВт/см^2), что в 4,9 раза больше значения, полученного при воздействии излучением при такой же частоте следования но с длиной волны 1,053 мкм, где проявляются эффекты двухфотонного поглощения.

Литература

1. Lobanov S. I.; Korzhneva, K. E.; Gromilov, S. A.; Sukhikh, A.S.; Isaenko, L. I. Structural features of $\text{Li}_{0.55}\text{Ag}_{0.45}\text{InSe}_2$ and $\text{Li}_{0.37}\text{Ag}_{0.63}\text{InSe}_2$ crystals // J. Cryst. Growth. 2023. 604. 127057. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2022.127057>
2. Isaenko L.; Dong L.; Kurus A.; Lin Z.; Yelissev A.; Lobanov S.; Molochev M.; Korzhneva K.; Goloshumova A. $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$: Interplay Between Lithium and Silver in Mid-Infrared Nonlinear Optical Chalcogenides // Adv. Opt. Mater. 2022. 10 (24). 2201727.

ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ АЛМАЗА ОТ ПРИЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

З. И. Бородулин^{1,2}, К. И. Смородин¹, М. А. Шулепов^{1,2}

¹ Томский государственный университет, Томск, Россия

² Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

Синтезированный алмаз является перспективным материалом для создания светоизлучающих приборов для квантовых устройств ввиду наличия центров окраски с высоким выходом люминесценции.

При исследовании эффекта электролюминесценции центров окраски алмаза было обнаружено, что напряжение насыщения свечения различно.

В данной работе представлено исследование зависимостей интенсивности электролюминесценции NE2, NV⁻, N₂V⁰ центров окраски от приложенного напряжения в образцах C13, C122, C130, C131, C161 и CG18 (внутренняя нумерация лаборатории ЛКИТ).

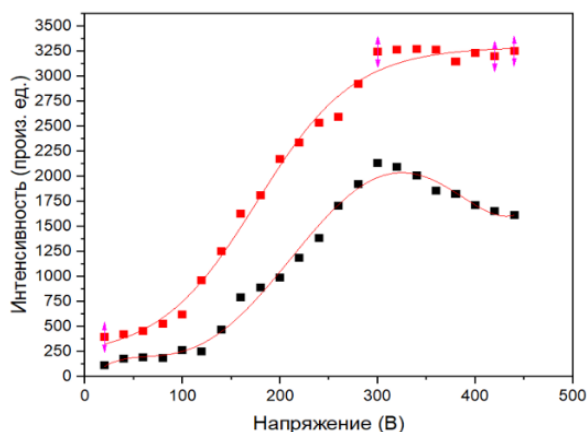


Рис. 1. График зависимости интенсивности электролюминесценции NE2 и N₂V⁰ центров окраски от приложенного напряжения в алмазном образце C13 для бесфононных линий 503 нм (черные квадраты) и 462.2 нм (красные квадраты)

Зависимости построены для спектральных интенсивностей бесфононных линий центров окраски NE2, NV⁻, N₂V⁰ (462.2, 635 и 503 нм, соответственно) [1]. Были получены пороговые напряжения, напряжения насыщения и проанализированы характеристики зависимостей.

Литература

1. Zaitsev A.M., Optical Properties of Diamond, Data Handbook. (Springer Berlin: Heidelberg, 2001); doi: 10.1007/978-3-662-04548-0Z

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ОДМР NV⁻ ЦЕНТРОВ В (111) АЛМАЗНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ, СФОРМИРОВАННЫХ ФИП ИОНОВ Ga⁺ И ХИМИЧЕСКИМ ТРАВЛЕНИЕМ

С. Н. Подлесный¹, В. П. Попов¹, В. А. Антонов¹, И. А. Карташов^{1,2,3}, Ю. Н. Пальянов^{3,4}

¹ Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

³ Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск, Россия

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

Исследованы спектральные характеристики фотолюминесценции (ФЛ) дефектов и оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) отрицательно заряженных азотно-вакансионных центров (NV⁻) (0,5–1,0 ppm) в алмазных 300 нм слоях и наностолбах с размерами 50–250 нм. Нижние спиновые подуровни NV-центров заселялись поглощением микроволнового излучения (2,87 ГГц) после оптической предполяризации зеленым лазером в постоянном магнитном (0–20 Гс). Наноструктуры формировались на полированной (111) поверхности НРНТ алмазных пластин Ib и IIa типов с NV-центрами после облучения ионами H⁺ или N⁺ и отжига, соответственно, с последующим структурированием фокусированным ионным пучком (ФИП) ионов Ga⁺ с энергией 30 кэВ [1]. ФЛ (длина волны от 680 нм и выше) и ОДМР микрокарты с разрешением менее 1 мкм демонстрируют особенности ФЛ дефектов и ОДМР NV-центров в наноструктуре (рис. 1). Были обнаружены немонотонные изменения интенсивностей как ФЛ, так и ОДМР контраста NV-центров с ростом глубины травления из-за остаточных дефектов и напряжений, создаваемых ионами Ga⁺ в процессе ФИП наноструктурирования.

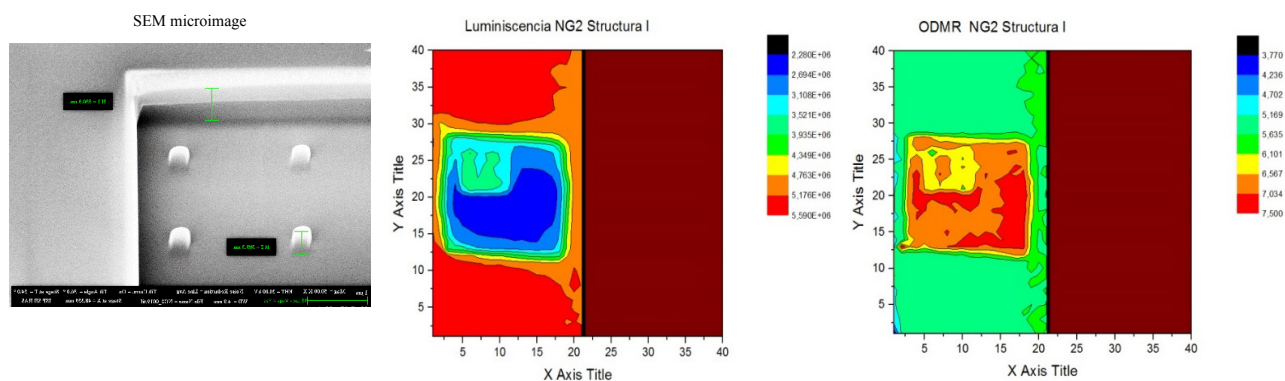


Рис. 1. СЭМ микроизображение части 3 × 3 матрицы наностолбов (слева) и микрокарты распределения интенсивностей ФЛ (по центру) и ОДМР контраста (справа) в наноструктуре НРНТ алмазной пластины Ib типа после ФИП Ga⁺ и трехкратного химического травления нарушенного слоя в «царской водке»

Квадраты 20 × 20 мкм соответствуют ФИП травлению 300 нм нанослоя NV-центров на глубину 20 нм, а вложенные в них квадраты 6 × 6 мкм являются результатом травления матрицы 3 × 3 наностолбов диаметром 200 нм на глубину до 530 нм за пределы нанослоя NV-центров (рис. 1), исходно сформированных облучением ионами H⁺ и отжигом. Пространственного разрешения не хватило для регистрации ОДМР в отдельных наностолбах в матрице 3 × 3. ФИП травление ионами Ga⁺ с энергией 30 эВ приводит к образованию слоя аморфного углерода, пересыщенного атомами Ga (a-C:Ga) как на дне, так и на стенках наноструктур толщиной 44 и 16 нм, соответственно [1, 2]. Содержание атомов Ga достигает в них после ФИП 40–50% [1]. Следы слоя a-C:Ga оставались после химического травления на поверхности наноструктур по данным сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Явная антикорреляция интенсивностей ФЛ и ОДМР сигналов обсуждается в рамках вклада ФИП дефектов и напряжений в интенсивность ФЛ и изменение ОДМР контраста в наностолбах после химического травления нарушенного слоя при разных величинах постоянного и частотах микроволнового магнитных полей.

Литература

1. Gnaser H., Rauscher B., Borodyansky A. Focused ion beam implantation of Ga in nanocrystalline diamond: Fluence-dependent retention and sputtering // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 2008. 266. P. 1666. doi: 10.1016/j.nimb.2007.12.080
2. Rubanov S., Suvorova A. The Study of the FIB Induced Damage in Diamond. // Microsc. Microanal. 2011. 17. P. 700. doi: 10.1017/S1431927611004375

ТРЕБОВАНИЯ К РАЗМЕЩЕНИЮ СИСТЕМ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧА НА БЕСПИЛОТНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТАХ

Ф. А. Якименко, Д. Е. Каширский

Томский государственный университет, Томск, Россия

Квантовые коммуникации стремительно развиваются в сфере квантовых технологий. Системы квантового распределения ключей (СКРК) применяют принципы квантовой физики для безопасного обмена криптографическими ключами между её участниками. Главное преимущество СКРК – теоретически абсолютная безопасность, основанная на законах квантовой механики. Объединение таких систем позволяет создавать квантовые коммуникационные сети [1].

Коммерческие квантовые сети построены на базе волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). Применение беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) расширяет возможности для построения квантовых телекоммуникационных сетей [2]. Так, в 2020 году китайские ученые запустили первую в мире мобильную квантовую сеть на платформе БПЛА в свободном пространстве [3].

Использование БПЛА в квантовых коммуникациях имеет несколько ключевых преимуществ:

1. Обеспечивают связь в удаленных и труднодоступных районах без необходимости прокладки оптоволоконных кабелей.
2. Действуют как ретрансляторы, расширяя зону действия квантовой сети и соединяя ранее недоступные точки.
3. Быстро разворачиваются и перемещаются в нужное место, что удобно для временных мероприятий и чрезвычайных ситуаций.
4. Могут летать на больших высотах, снижая влияние атмосферных условий на квантовый сигнал.
5. БПЛА повышают безопасность передачи данных благодаря удаленности от наземных объектов.
6. Обеспечивают связь и координацию в случае катастроф, когда традиционные сети повреждены.

Эти преимущества делают БПЛА ценным инструментом для расширения возможностей квантовых коммуникаций в самых разных сценариях применения.

Размещение СКРК на БПЛА требует выполнения ряда специфических требований, учитывающих различные аспекты:

– Технические требования. Оптическая схема для СКРК должна быть высокоточно настроена и иметь возможность удерживать луч на цели даже при движении БПЛА. Необходимо иметь системы стабилизации, чтобы минимизировать влияние вибраций и турбулентности на передачу квантовых сигналов. Источники одиночных или запутанных фотонов должны быть надежными и компактными, чтобы их можно было разместить на БПЛА. Требуется высокочувствительные детекторы фотонов, которые могут работать при различных условиях освещения и погодных условиях. С точки зрения требования быстрого ремонта электроники, необходимо применять модульный подход, который позволяет легко добавлять или удалять вышедший из строя модуль, что сокращает время простоя и повышает эксплуатационную готовность системы.

– Операционные требования. Учитывая ограниченные ресурсы БПЛА, СКРК должны быть энергоэффективными. Необходимо обеспечить достаточную емкость аккумуляторов или другие источники питания для поддержания работы всех систем. Оборудование должно быть защищено от воздействия дождя, снега, пыли и экстремальных температур. Системы должны быть способны работать в условиях изменяющейся видимости, включая туман и облачность. БПЛА должны обладать высокоразвитыми системами автономного управления для выполнения полетов по заданным маршрутам и стабилизации во время передачи данных. Учитывая возможные риски, необходимо внедрить системы предотвращения столкновений и другие меры безопасности.

– Регуляторные требования. Системы должны быть защищены от кибератак и несанкционированного доступа. Необходимо обеспечить конфиденциальность передаваемых и обрабатываемых данных.

Эти требования являются основой для успешного размещения и функционирования системы квантового распределения ключей на беспилотных летательных аппаратах, обеспечивая безопасность и надежность квантовой связи в различных условиях.

Литература

1. Tanvirul I., Bedington R., Ling A. Approaches to a global quantum key distribution network, Quantum Information Science and Technology III, 10442, 1044208, 2017, doi.org/10.1117/12.2276301
2. Zhou F, Wu Y., Sun H., Chu Z. UAV-Enabled Mobile Edge Computing: Offloading Optimization and Trajectory Design, IEEE International Conference on Communications (ICC), Kansas City, MO, USA, 1, 2018, doi.org/10.1109/ICC.2018.8422277
3. Liu H. Y., Tian X. H., Gu C. [et al.] Optical-relayed entanglement distribution using drones as mobile nodes, Phys Rev Lett., 126, 020503, 2021, doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.020503

К-0058 NV И N₂V ЦЕНТРЫ ОКРАСКИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ИСТОЧНИКОВ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ

Л. А. Васильева, З. И. Бородулин, Е. И. Липатов

Томский государственный университет, Томск, Россия

Одним из перспективных направлений технологического развития, предполагающего применение синтетического алмаза, являются квантовые технологии. Потенциально алмазные токопроводящие структуры рассматриваются как источники одиночных фотонов, работающих на принципе электролюминесценции центров окраски алмаза. Центры окраски в алмазе – это примесно-дефектные комплексы, определяющие его спектры поглощения и люминесценции, и оказывающие влияние на протекание электрического тока в материале. В настоящий момент известно более 500 центров окраски алмаза [1]. Наличие такого многообразия центров окраски говорит не о большом количестве типов примесей в алмазе, но о возможности примесей в алмазе формировать примесно-дефектные комплексы кратно увеличивающих количество центров окраски.

Беспримесный алмаз не поглощает фотоны с волновым числе менее 1332 см^{-1} или с длиной волны более 7,5 мкм. Однако центры окраски существенно влияют на ИК-поглощение алмаза, в частности по оптическому поглощению удастся идентифицировать различные формы азота [2, 3].

В настоящее время исследовались оптические и люминесцентные свойства двух образцов со схожим примесно-дефектным составом. На рис. 1 и 2 представлены спектры электролюминесценции и спектры поглощения образцов С122 и С130. Данные спектры позволяют оценить влияние примеси на светоизлучающие способности образцов.

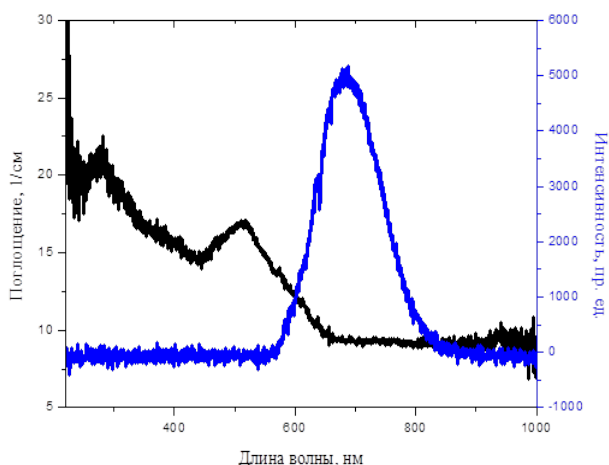


Рис. 1. Спектры поглощения и электролюминесценции образца С122

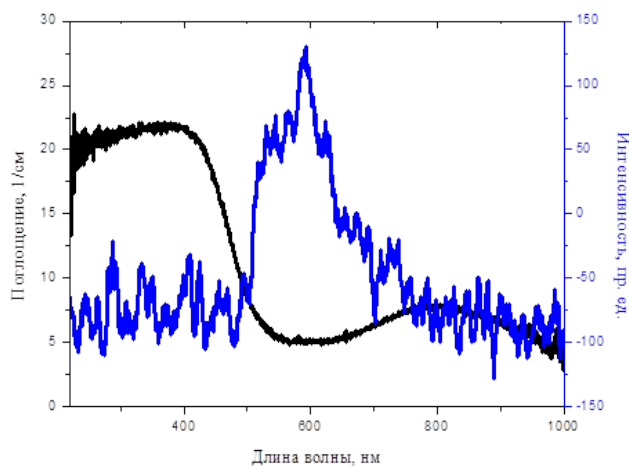


Рис. 2. Спектры поглощения и электролюминесценции образца С130

На основе результатов проведенных исследований можно сделать вывод о перспективности разработки источников одиночных фотонов на основе центров окраски алмаза, демонстрирующих электролюминесценцию, включая N₂V⁰-центры.

Литература

1. Большедворский С.В. Исследование центров окраски в наноалмазах и их агрегатах.
2. Хмельницкий Р. А., Талипов Н. Х., Чучуева Г. В. Синтетический алмаз для электроники и оптики. М. : Изд-во ИКАР, 2017. 228 с.
3. Zaitsev A. M. Optical properties of diamond. Bochum : Springer, 2001. 486 p.

К-0060 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВУЗОВ И ПРОМЫШЛЕННЫХ ПАРТНЕРОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ

Ю. В. Маслова, О. А. Доценко, Е. И. Лунатов

Томский государственный университет, Томск, Россия

Согласно концепции технологического развития России предполагается развитие национальной экономики, которая к 2030 году должна обеспечить потребление отечественных высокотехнологичных товаров не менее 75% [1]. К высокотехнологичным товарам относят продукцию микроэлектроники, высокоточных станков и робототехники, авиакосмической техники, беспилотников, лекарств и медицинского оборудования, телекоммуникационной техники, программного обеспечения и др. Развитие импортозамещения и создание принципиально новых продуктов требуют производить обучение и переподготовку высококвалифицированных кадров по большой номенклатуре специальностей на позиции инженеров и разработчиков, способных быстро адаптироваться под задачи существующих и будущих предприятий.

Для решения этой задачи необходимо прямое взаимодействие школ, СУЗов, ВУЗов и промышленных предприятий для создания единой траектории подготовки профессиональных кадров. Взаимное сотрудничество необходимо по следующим направлениям:

- включение в образовательный процесс вузов программ профессионального образования для возможности получения одной или нескольких микроквалификаций (рабочих профессий) в процессе обучения;
- открытие совместных центров независимой оценки компетенций;
- участие промышленных партнеров в образовательной деятельности (в обучении, в работе государственных экзаменационных комиссий) и формулировании требуемых образовательных результатов;
- обновление материальной базы, создание совместных учебно-лабораторных корпоративных классов;
- целевое обучение – разработка единого образовательного и профориентационного трека школа-предприятие.



Рис. 1. Схема учебного плана образовательной программы «Киберфизические системы, прикладная электроника и квантовые технологии»

На рис. 1 приведено графическое представление учебного плана основной профессиональной образовательной программы высшего образования «Киберфизические системы, прикладная электроника и квантовые технологии» по направлению «03.03.03 Радиофизика», разработанной на радиофизическом факультете НИ Томского государственного университета совместно с промышленными партнерами [2]. В основе данной образовательной программы лежат принципы фундаментальности, дополненные профессиональным ядром и возможностью формирования индивидуальной образовательной траектории. Большое внимание уделено практической составляющей. Приобретение обучающимися микроквалификаций в процессе обучения дает возможность предприятиям привлекать их на практики в статусе уже квалифицированного работника.

Литература

1. Распоряжение Правительства Российской Федерации от 20 мая 2023 г. № 1315-р «Об утверждении Концепции технологического развития на период до 2030 г.»
2. [Электронный ресурс] // Официальный сайт РФФ НИ ТГУ (https://rff.tsu.ru/?page_id=4188)

ПОДАВЛЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ШУМОВ НА ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ

*М. М. Кулеш^{1,2}, Н. Н. Юдин^{1,2,3}, Г. С. Геймбух¹, В. С. Кузнецов², М. М. Зиновьев^{2,3},
С. Н. Подзывалов², Е. С. Слюнько², Х. Баалбаки²*

¹ ООО «ИГС», Томск, Россия

² Томский государственный университет, Томск, Россия

³ Институт оптики и атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, Томск, Россия

Для решения целого ряда задач обнаружения и идентификации различных объектов в объемной среде в последние годы активно используются методы цифровой голографии. Примерами таких объектов являются: планктон и другие частицы в морской воде (морской снег, твердые неорганические частицы и т.п.), объемные дефекты и включения в оптических материалах, аэрозольные частицы, эритроциты и др. Одной из значительных проблем, ограничивающих потенциал применения цифровой голографии, является наличие когерентных шумов на цифровых голографических изображениях [1–3].

В работе использовалась цифровая голографическая камера, в которой используется способ визуализации, представляющий собой типичную осевую схему записи цифровых голограмм Габора с использованием компьютерной обработки полученных изображений [4, 5].

В рамках работы разработан селективный фильтр подавления когерентных шумов на восстановленных цифровых голографических изображениях и на голограммах. Суть разработанного модуля заключается в том, что к голографическому изображению применяется прямое двумерное преобразование Фурье, далее алгоритмом определяются пиксели с максимальной контрастностью при помощи оператора Лапласа и устанавливается им среднее значение окружающих пикселей, создавая эффект размытия. После фильтрации применяется обратное двумерное преобразование Фурье для получения цифрового отфильтрованного изображения свободного от когерентных шумов. Также в фильтр были добавлены функции защиты областей Фурье преобразованных цифровых голографических изображений, содержащих в себе информацию о регистрируемых объектах, которые были определены экспериментальным путем.

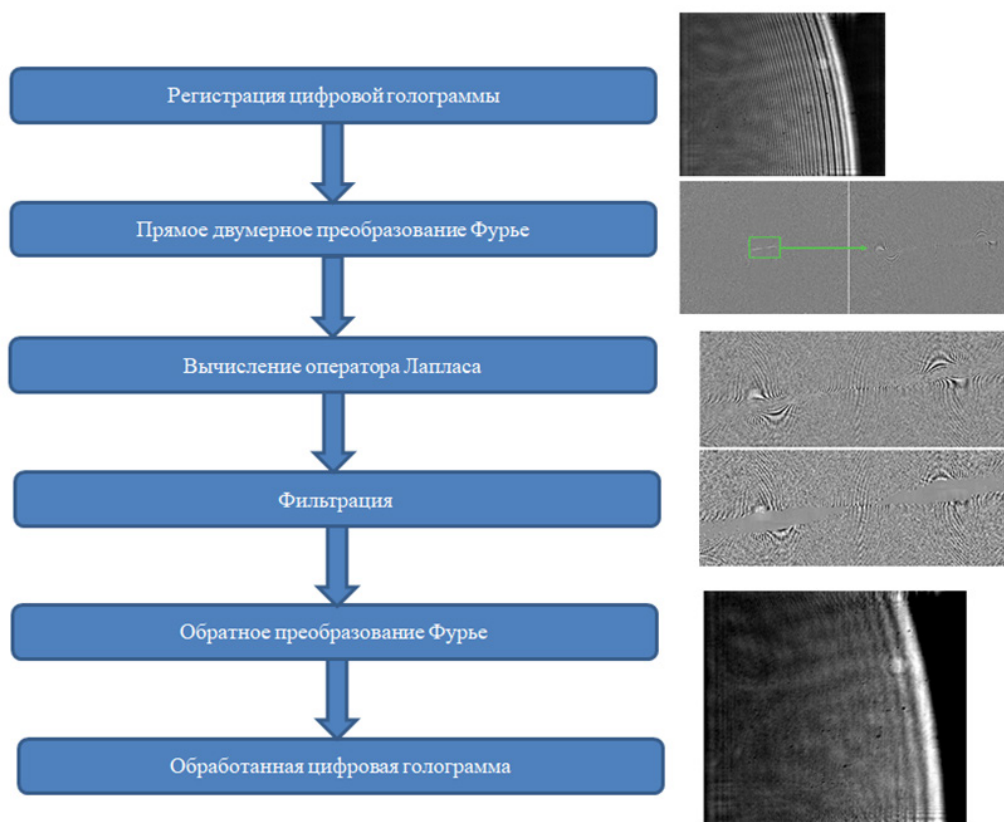


Рис. 1. Схема алгоритма подавления когерентных шумов

Применение алгоритма размытия наиболее контрастных частей Фурье преобразованного изображения на основе оператора Лапласа за исключением тех частей, где находится «полезная» информация о неоднородностях образца, и последующее обратное двумерное преобразование Фурье, приводит к получению цифрового голографического изображения полностью свободного от наличия когерентных шумов при минимальных потерях «полезной» информации о неоднородностях и дефектах, регистрируемых в объеме образца.

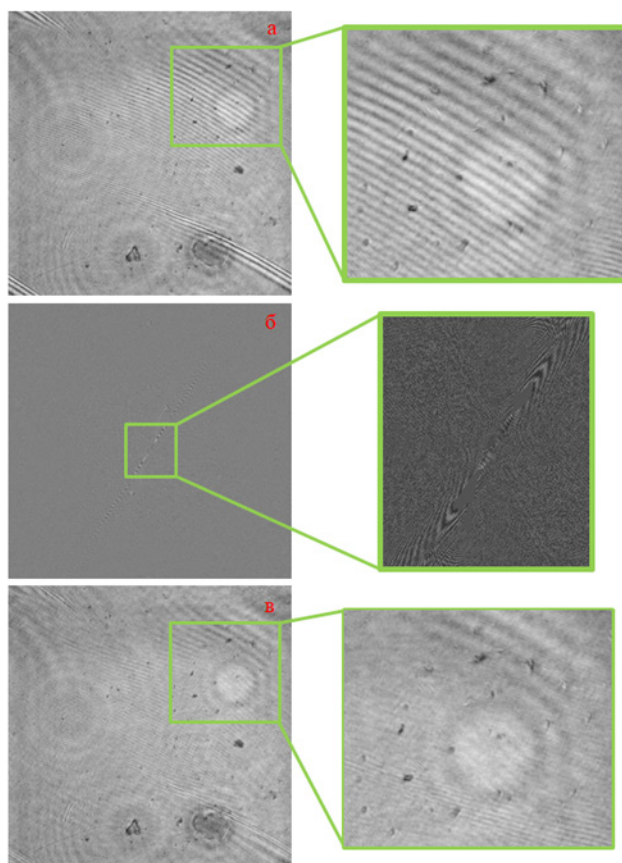


Рис. 2. Результат обработки восстановленного цифрового голографического изображения селективным фильтром, а – восстановленное цифровое голографическое изображение, б – Фурье-преобразование, в – обработанное изображение

Работа фильтра была проверена на многочисленных голографических изображениях. Результаты обработки показали, что разработанный селективный фильтр способен подавлять когерентные шумы с сохранением форм и местоположения дефектных структур материала.

Литература

1. Dyomin V. et al. Holography of particles for diagnostics tasks [Invited] // Appl. Opt. Dec. 2019. Vol. 58, No. 34, P. G300.
2. Dyomin V.V. et al. Application of Infrared Digital Holography for Characterization of Inhomogeneities and Voluminous Defects of Single Crystals on the Example of ZnGeP2 // Appl. Sci. Jan. 2020. Vol. 10, no. 2. P. 442.
3. Yudin N.N., Pavlov P.V., Zinov'ev M.M., Podzyvalov S.N., Dyomin V.V., Polovtsev I.G., Kuskov I.E., Vol'f I.E., Evsin A.O., Balashov A.A., and Kostin A.S. Assessment of fatigue damage of fluoroorganic aircraft glass using digital holography methods // Journal of Optical Technology. 2021. Vol. 88, Issue 2. P. 72–76.
4. Dyomin V.V., Gribenyukov A.I., Davydova A.S., Zinoviev M.M., Olshukov A.S., Podzyvalov S.N., Polovtsev I.G., Yudin N.N. Holography of particles for diagnostics tasks [Invited] // Applied Optics. 2019. Vol. 58, No. 34. P. G300–G309.
5. Dyomin V. V. and Kamenev D. V. A Comparison of Methods for Evaluating the Location of the Best Focusing Planes of Particle Images Reconstructed from Digital Holograms // Russ. Phys. J. 2013. Vol. 56, No. 7. P. 822–830.

**TEMPORAL SHAPES OF PULSES GENERATED
BY DIAMOND NV-LASER**

P. E. Komarova¹, D. E. Genin^{1, 2}, E. I. Lipatov^{1, 2}

¹ National Research Tomsk State University, Tomsk, Russia

² Institute of High Current Electronics SB RAS, Tomsk, Russia

Diamond has a number of properties that make it a promising material for the manufacturing of active elements of solid-state lasers, namely high thermal conductivity, low coefficient of thermal expansion and high hardness. Despite the fact that attempts to obtain lasing in diamond crystals have been made since 1970s, until recently only lasing on H3 color centers was obtained, and only in two works [1, 2], the results of which are still failed to repeat.

Progress was made in 2021, when laser generation was obtained at the NV⁻ color center [3]. The topic was developed, in particular, in [4], where a lasing pulse energy of 48 μJ was achieved.

An important part of research into new types of lasers is the study of the temporal shapes of radiation pulses in various modes. Until now, no detailed studies of this issue have been carried out in relation to lasers on NV-centers in diamond.

In this work, we studied the temporal shapes of laser pulses obtained by pumping a diamond crystal containing NV-centers with pulsed laser radiation at a wavelength of 532 nm. It is believed that the laser at NV-centers operates according to a four-level scheme, with the lower laser level having a very short lifetime. In our experiments, the duration of the pump pulse was about 20 ns at half maximum. In this case, the generation pulse began at the leading edge of the pump pulse. Its form was a sequence of short spikes with a duration of less than 3.5 ns at half maximum. From impulse to impulse, the structure changed in a chaotic manner. The envelope had a duration at half maximum of about 7–8 ns.

The decline in the lasing pulse began approximately after reaching the maximum pump pulse. If the ideas about the structure of the working levels of the NV-center are correct, then this fact indicates an increase in absorption at the laser wavelength in the crystal as it absorbs the pump pulse. It was shown in [4] that the laser pulse energy at NV-centers in diamond increases significantly when it is irradiated with laser radiation at a wavelength of 405 nm. Perhaps this phenomenon is somehow related to what is described above. The hypothesis is that there can be two types of absorption in a crystal, caused by different mechanisms: one “fast” with a characteristic time of the order of a few ns, the second “slow” with a characteristic time of tens of seconds.

References

1. Rand S. C., DeShazer L. G. Visible color-center laser in diamond. *Optics Letters*, 10, pp. 481–483, 1985, doi: 10.1364/OL.10.000481
2. Nalcashima T., Yazu S. Optical Properties and Laser Action of H3 Center in Synthetic Diamond. *Diamond Optics III*, 1325, pp. 10–16, 1990, doi: 10.1117/12.22438
3. Savvin A. D. et al. NV– diamond laser. *Nature Communications*, 12, p. 7118, 2021, doi: 10.1038/s41467-021-27470-7
4. Genin D. E. et al. Microjoule-Range Diamond NV-Laser with Optical Pumping. *Physica Status Solidi RRL*, 18, 2023, doi: 10.1002/pssr.202300062

А. В. Самолов¹, Д. Е. Генин^{1,2}, П. Е. Комарова¹, Е. И. Липатов^{1,2}¹ Томский государственный университет, Томск, Россия² Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

В условиях воздействия экстремальных факторов космического пространства, где аппаратура подвержена сильной деградации вследствие радиационного излучения, требуются решения, которые позволят продлить срок службы источников лазерного излучения и тем самым уменьшить затраты. К подобным решениям относится лазер, активной средой которого является алмаз, чья радиационная стойкость в разы превосходит материалы, используемые в текущий момент. Также создание лазера с алмазной активной средой позволит совершить переход бортового радиоэлектронного оборудования космических аппаратов от электрических схем на схемы с использованием волоконно-оптических линий связи, что в свою очередь позволит уменьшить как вес, так и габариты космических аппаратов, что уменьшит затраты на запуск.

Лазерная генерация на NV-центрах в алмазе была получена недавно и пока что практически не изучено влияние факторов окружающей среды на генерационные характеристики таких активных элементов. Важную информацию о процессах, происходящих в активной среде, даёт характер зависимости интенсивности и спектра генерации от температуры активного элемента.

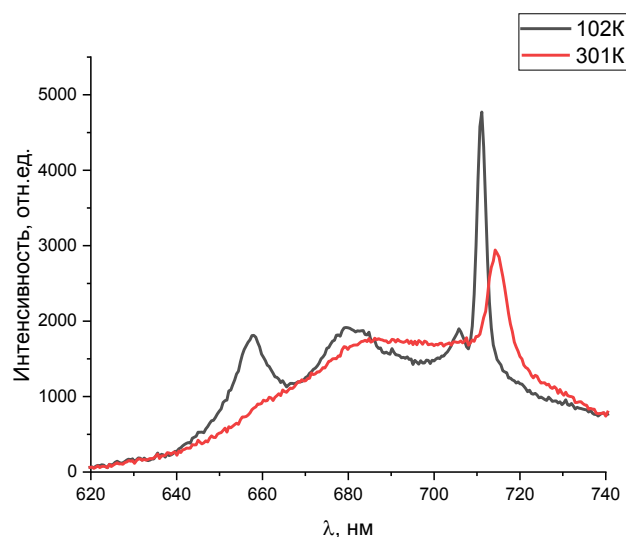


Рис. 1. Спектры генерации алмазного образца С104 при температуре 102 К и 301 К

В докладе приведены результаты экспериментального исследования спектров лазерной генерации образцов искусственного алмаза, содержащих NV-центры, в диапазоне температур от 80 К до 300 К. Наблюдалось расщепление полосы лазерной генерации образца на несколько полос, которое явно наблюдалось при температурах 200 К и ниже. Также наблюдалось коротковолновое смещение положения максимума полосы генерации от 714 нм до 711 нм при охлаждении алмазного образца с 197 К до 300 К. Объяснения данного явления не было найдено в литературе, т.е. мы впервые наблюдали подобный эффект. На рис. 1 представлен совмещенный спектр лазерной генерации алмазного образца при температуре 102 К и 301 К.

Литература

1. Липатов Е.И., Генин Д.Е., Шулупов М.А., Тельминов Е.Н., Саввин А.Д., Елисеев А.П., Винс В.Г. Сверхлюминесценция и лазерная генерация на nv центрах в алмазе // Фотон-экспресс. 2021. № 6 (174). URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/sverhlyuminescentsiya-i-lazernaya-generatsiya-na-nv-tsentrakh-v-almazhe> (дата обращения: 15.06.2024).
2. Генин Д.Е., Липатов Е.И., Самолов А.В., Винс В.Г., Елисеев А.П., Саввин А.Д. Лазеры на NV-центрах в алмазе как перспективные источники излучения для фотонных интегральных схем // Фотон-экспресс. 2023. № 6 (190). URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/lazery-na-nv-tsentrakh-v-almazhe-kak-perspektivnye-istochniki-izlucheniya-dlya-fotonnyh-integralnyh-shem> (дата обращения: 15.06.2024).
3. Чашин В.В., Липатов Е.И. Фотонно-кристаллические структуры на основе алмаза // Фотон-экспресс. 2023. № 6 (190). URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/fotonno-kristallicheskie-struktury-na-osnove-almazha> (дата обращения: 15.06.2024).

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030), проект № 2.4.4.23 ИГ «N2V0 центры окраски алмаза для квантовой магнитометрии».

Н. В. Карасев, В. Б. Суханов, М. В. Тригуб

Институт оптики атмосферы СО РАН им. В. Е. Зуева, Томск, Россия

Основная особенность лазерных систем на парах металлов заключается в достаточно высоком квантовом КПД, наибольшим значением которого (более 99,8%) обладают лазерные системы на переходах натрия. Последние активно применяются в качестве опорных звезд, необходимых при настройке адаптивной оптики мощных телескопов [1]. Кроме того, с фундаментальной точки зрения интерес представляют дополнительные уровни испускания излучения, например, переходы между возбужденными состояниями [2] или генерация на двухатомных молекулах [3]. В обоих случаях высокая концентрация активного вещества является необходимым условием [4].

Высокая концентрация активного вещества требует достижения высоких температур при эмиссии паров, поэтому было принято решение использовать индукционный нагрев. Однако возникла необходимость в создании подходящего под такой способ эмиссии активного элемента. Таким образом, была сконструирована кювета с помещенным внутрь металлическим тиглем с активным веществом (рис. 1). Тигель разогревается при помощи индуктора, в результате чего происходит эмиссия паров активного вещества. Материал кюветы – кварцевое стекло.

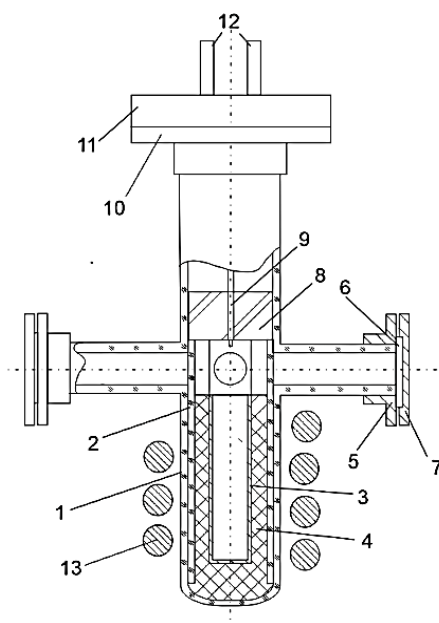


Рис. 1. Внешний вид кюветы: 1 – корпус кюветы (стекло); 2 – капсула (стекло); 3 – тигель (сталь); 4 – прослойка из каолиновой ваты; 5 – фланец выходного окна (сталь); 6 – стекло выходного окна; 7 – крышка выходного окна (сталь); 8 – пробка из шамотного кирпича с встроенной термопарой (9); 10 – фланец верхней крышки (сталь); 11 – верхняя крышка из фторопласта; 12 – выводы термопары; 13 – индуктор

Помимо самой кюветы и нагревателя был собран экспериментальный стенд для накачки, состоящий из лазера на красителях и твердотельного лазера на алюмо-иттриевом гранате, легированного ионами неодима (Nd:YAG). В качестве активного вещества лазера на красителях выступает Родамин-С, растворенный в этиловом спирте с концентрацией 0,15 г/л.

В ходе эксперимента была проведена оценка скорости нагрева тигля для подбора оптимальной мощности. Затем была проведена регистрация спонтанного излучения паров натрия при нагреве и остывании. Нарботка паров активного вещества с помощью индукционного нагревателя обеспечивает готовность системы к работе в течение трех минут. Температура стенки тигля составляла 600 °С.

В ходе эксперимента был сделан вывод, что индукционный нагрев позволяет не только достичь более высокой температуры, но и обеспечить быструю готовность системы к работе.

Литература

1. Pedreros Bustos F., Holzlöhner R., Budker D., Lewis S., Rochester S. Sodium vapor cell laser guide star experiments for continuous wave model validation // SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation, 99095P, 2016, doi: 10.1117/12.2232524
2. Одинцова Г.А., Стриганов А.Р. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов. Л.: Энергоиздат, 1982. 893 с.
3. Канорский С.И., Каслин В.М., Якушев О.Ф. Na₂-лазер с оптической накачкой // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 10. С. 2201–2203.
4. Руденко А.А. Экспериментальное исследование спектров испускания и поглощения плотных паров натрия: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08. М.: Моск. физ.-техн. ин-т., 2002. 17 с.

П-0011 СУБНАНОСЕКУНДНЫЙ Nd:YAG/Cr:YAG МИКРОЧИП-ЛАЗЕР С МВт УРОВНЕМ ПИКОВОЙ МОЩНОСТИ НА 532 нм

М. Д. Яковин^{1,2}, Д. В. Яковин^{1,2}, А. В. Грибанов^{1,2}, П. Д. Кораблин^{1,3}, Н. И. Латкин¹

¹ Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

² ООО «АКАДЕМЛАЗЕРМАШ», Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия
m.d.yakovin@mail.ru

Разработан компактный микрочип-лазер с высокой пиковой мощностью и энергией в импульсе, работающий в широком температурном диапазоне для предприятий электронной промышленности. Благодаря использованию в качестве источника накачки мультиволновой лазерной диодной линейки лазер не требует сложных схем термостабилизации. Система коллимации по быстрой оси, разработанная для всех линеек лазерных диодов, обеспечивает эффективную и стабильную работу. Продемонстрирована возможность применения массива мультиволновых лазерных диодов [1] в качестве источника накачки микрочипового Nd:YAG-лазера с пассивной модуляцией добротности на основе насыщающегося поглотителя Cr:YAG. При частоте следования импульсов лазерной диодной матрицы накачки 20 Гц и длительности 300 нс средняя выходная мощность лазера составляет более 100 мВт на длине волны 1064 нм. Энергия в импульсе генерации 5 мДж на $\lambda = 1064$ нм и 1,6 мДж на $\lambda = 532$ нм после преобразования в нелинейном кристалле LBO при о-е-о синхронизме ($\theta = 21.5^\circ$, $\phi = 90^\circ$). Длительность импульса на $\lambda = 1064$ нм составила 200 пс, что соответствует пиковой мощности 25 МВт и 8 МВт на $\lambda = 532$ нм.

Субнаносекундные микрочип-лазеры, ввиду их высокой пиковой мощности, используются для нелинейного преобразования в УФ и видимую область [2, 3]. Такие системы с нелинейным преобразованием применяются в различных прикладных областях, в том числе для задачи микрообработки материалов в электронной промышленности, в частности для подгонки планарных резисторов.

Литература

1. Hou D., Yin X., Wang J., Chen S., Zhan Y., Li X., Fan Y., Liu X. High power multiple wavelength diode laser stack for DPSSL application without temperature control // Proceedings of SPIE. 2018. Vol. 10513. P. 167. <https://doi.org/10.1117/12.2291169>
2. Bhandari R., Tsuji N., Suzuki T., Nishifuji M., Taira T. Efficient second harmonic generation using megawatt peak power microchip laser // Optics express. 2013. Vol. 21. P. 28849. <https://doi.org/10.1364/OE.21.028849>
3. Cassouret F., Kausas A., Yahia V., Aka G., Loiseau P., Taira T. High peak-power near-MW laser pulses by third harmonic generation at 355 nm in $\text{Ca}_5(\text{BO}_3)_3\text{F}$ nonlinear single crystals // Optics Express. Vol. 28. P. 10524. 2020. <https://doi.org/10.1364/OE.384281>

В. Ф. Лебедев¹, Т. С. Мисникова¹, Я. А. Рывкина¹, Е. А. Васильев², И. В. Клепиков³,
Е. И. Липатов⁴, А. В. Колядин³, В. Г. Винс⁵

¹ Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский Горный Университет, Санкт-Петербург, Россия

³ ООО «НПК «Алмаз», Сестрорецк, Россия

⁴ Томский государственный университет, Томск, Россия

⁵ ООО «ВЕЛМАН», Новосибирск, Россия

Проведено сравнение эффективности возбуждения СЛ НРНТ синтезированных алмазов с NV центрами и разной концентрацией С-центров. СЛ в образцах 52736 и С159 в виде пластин (сектор {111}) наблюдалась при импульсной накачке лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 532$ нм при частоте импульсов 1 Гц, и при дополнительной или предварительной накачке непрерывным излучением лазеров с $\lambda = 404, 443, 532, 652$ нм или УФ-лампы с $\lambda = 392$ нм. Образцы устанавливались в перетяжке пучка накачки и имели отношения расчетных концентраций центров $C_C/C_{C^+}/C_{NV^-}$: 1 – 43/4/11, 2 – 32/7/18 ppm, соответственно. Одновременно регистрировались спектры и длительности импульсов СЛ (рис. 1).

Ранее было обнаружено [1], что в секторе {111} при импульсной накачке излучением с $\lambda = 532$ нм возбуждается СЛ как в виде широкой полосы, так и в виде узкой, причем с наличием тонкой структуры и максимумом вблизи $\lambda = 716$ нм. Спектры узкополосной СЛ образца 52736 в отличие от образца С-159, имели тонкую структуру (рис. 1, а), а в образце С-159 более эффективно возбуждалась широкополосная СЛ (рис. 1, б). Оказалось, что непрерывным излучением с $\lambda = 532$ нм возбуждается только широкополосная СЛ. Возможно, что эффективное возбуждение широкополосной СЛ обусловлено недостаточно высокой концентрацией С-центров по отношению к концентрации NV⁻-центров. Предварительное облучение образцов излучением непрерывных лазеров в течение нескольких секунд с последующей накачкой импульсным приводило к возбуждению СЛ, но только для первого импульса в серии. Наиболее эффективным оказалось УФ излучение, но только в образце с концентрацией NV⁻-центров 18 ppm узкополосная СЛ с тонкой структурой возбуждалась всеми использованными источниками излучения.

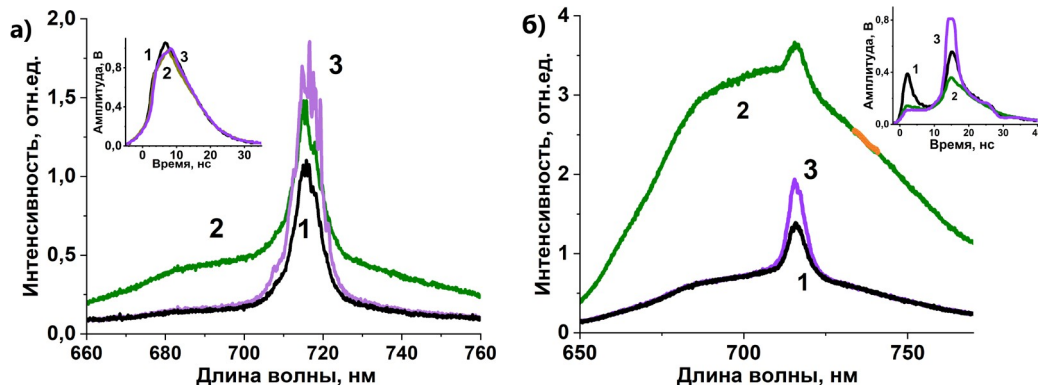


Рис. 1. Спектры и формы импульсов (на вставках) СЛ: а, б – образцы 52736 и С159 соответственно; 1 – импульсная накачка; 2, 3 – дополнительная накачка непрерывным излучением с длинами волн 532 и 392 нм соответственно

В рамках предложенной ранее [1] модели СЛ на переходах $NV^- \rightarrow 3P$, $3P \rightarrow C^+$ и конверсией $NV^- \leftrightarrow NV^0$ и $C \leftrightarrow C^+$, дополнительное коротковолновое облучение приводит к неравному росту концентрации C^+ центров за счет ионизации С и росту инверсии населенностей перехода $3P \rightarrow C^+$.

Литература

1. Васильев Е. А., Лебедев В. Ф., Клепиков И.В., Колядин А. В., Липатов Е.И., Винс В. Г. Секториальные особенности люминесценции в НРНТ алмазе с NV центрами // Материалы XXVII Международной научной конференции «Волновая электроника и инфокоммуникационные системы». 2024. Ч. 1. С. 46–51.

Д. А. Назаров, Д. Т. Батов, В. С. Воропаев, Е. А. Козлова, С. И. Мизигрев,
Е. С. Ивашкина, В. А. Белова, М. К. Тарабрин

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Диапазон от 1,9 до 3 мкм является перспективных для создания как систем лазерной хирургии из-за наличия локальных максимумов поглощения основных хромофоров человеческого организма, так и систем диагностики благодаря наличию локальных минимумов поглощения воды, где поглощение иных хромофоров больше.

Локальный пик поглощения воды, которая является основным хромофором нашего организма, находится вблизи длины волны 2,93 мкм, а лазеры на основе Eг:YAG давно используются в медицинской практике. Однако большая длительность импульса подобных лазеров приводит к значительному нагреву ткани и коллатеральному повреждению. Данный эффект может быть устранен при уменьшении длительности импульса для выполнения так называемого «температурного условия», при котором длительность импульса короче времени необходимого для переноса тепла из облучаемого объема путем тепловой диффузии. Для целей прецизионной хирургии с минимальным термическим повреждением соседних тканей был разработан лазер на кристалле Cr:ZnSe, который работает в режиме модуляции усиления с длительностью импульса 8 нс, частотой повторения 100 Гц, энергией в импульсе до 2,4 мДж и диапазоном плавной перестройки от 1,98 до 3,03 мкм. Благодаря возможности работы в локальном минимуме поглощения воды на 2,2 мкм и локальном максимуме поглощения коллагена, данный лазер может быть использован также для оптоакустической визуализации, что делает возможность реализовать систему тераностики [1].

Диапазон от 2,1 до 2,3 мкм является четвертым окном прозрачности воды [2, 3] и может быть использован для диагностики различных заболеваний в ортопедии и дерматологии. Был разработан фемтосекундный лазерный источник на кристалле Cr:ZnSe с рекордной шириной спектра генерации вблизи 2,2 мкм, которая составила 97 нм [4]. Этот источник может быть использован для спектроскопии диффузного отражения, а также создания системы визуализации на основе оптической когерентной томографии.

Для улучшения качества и уменьшения инвазивности операций в урологии активно разрабатываются волоконные лазерные источники. В основном длительность импульса в таких системах находится в диапазоне от мкс до мс, что при воздействии лазерного излучения на ткань сопровождается значительным нагревом. Для устранения нагрева и увеличения скорости абляции был разработан фемтосекундный тулиевый волоконный лазер [5], работающий в режиме пачек импульсов, а также система измерения его параметров на основе метода GRENOUILLE [6] и проведены первичные эксперименты.

Литература

1. Nazarov D. A., Kozlova E. A., Tarabrin M. K. Nanosecond tunable from 2 to 3 μm Cr²⁺: ZnSe solid-state laser // 2024 International Conference Laser Optics (ICLO). Saint Petersburg, Russian Federation, 2024. P. 16–16. doi: 10.1109/ICLO59702.2024.10624054
2. Sordillo D. C., Sordillo L. A., Sordillo P. P., Alfano R. R. Short wavelength infrared optical windows for evaluation of benign and malignant tissues // J. Biomed. Opt. 2017. 22, 045002. doi: 10.1117/1.JBO.22.4.045002
3. Nazarov D. A., Denisenko G. M., Budylin G. S., Kozlova E. A., Lipina M. M., Lazarev V. A., Shirshin E. A., Tarabrin M. K. Diffuse reflectance spectroscopy of the cartilage tissue in the fourth optical window // Biomed. Opt. Express. 2023. 14. P. 1509–1521. doi: 10.1364/BOE.483135
4. Kozlova E. A., Mkrtychyan A. A., Nazarov D. A., Gladush Y. G., Tarabrin M. K. Self-started tunable femtosecond Cr²⁺:ZnSe laser from 2.15 to 2.4 μm // 2024 International Conference Laser Optics (ICLO), Saint Petersburg, Russian Federation, 2024. P. 10–10. doi: 10.1109/ICLO59702.2024.10624447
5. Belova V. A. et al. PM Tm-doped fiber laser harmonically mode-locked using single-walled carbon nanotubes // 2024 International Conference Laser Optics (ICLO), Saint Petersburg, Russian Federation, 2024. P. 6–6. doi: 10.1109/ICLO59702.2024.10624257
6. Batov D. T. et al. Time-varying polarization measurements of ultrashort pulses at 1.9 μm based on GRENOUILLE // 2024 International Conference Laser Optics (ICLO), Saint Petersburg, Russian Federation, 2024. P. 338–338. doi: 10.1109/ICLO59702.2024.10623979

MECHANICAL-ROTATION-FREE WIDELY TUNABLE ZGP-BASED MID-IR PARAMETRIC SOURCE IN NARROW-LINEWIDTH AND FREQUENCY COMB REGIMES

O. L. Antipov^{1,2}

¹ Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod, Russia

² Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia

Narrow-linewidth widely tunable mid-IR sources have a wide variety of applications in environmental monitoring, remote sensing, surgery and medical diagnostics, materials processing, solution of special tasks and science [1]. Optical parametric oscillators (OPOs) and optical parametric amplifiers (OPAs) are the main solutions now for the tunable mid-IR coherent sources. The most powerful reliable mid-IR OPO systems are currently based on nonlinear-optical ZnGeP₂ (ZGP) single crystals [2]. The tunable ZGP-based OPOs using the pump wavelength tuning or/and selection by a mechanical rotation of intracavity gratings or etalons have been widely reported [1–3]. However, the reproducibility of such mechanical tuning and operation stability of such parametric systems are rather low. This paper presents an overview of the tunable mid-IR OPOs and reports the compact narrow-linewidth parametric light source with high pulse energy and rotation-free electronic wavelength tunability within 3.8–4.7 μm.

The compact OPO – OPA system based on ZGP nonlinear crystals was pumped by high-energy 2.1-μm Ho³⁺:YAG laser pulses with 10–100 Hz repetition rate [4]. The Ho³⁺:YAG laser was pumped, in turn, by the home-made CW Tm³⁺:YLF laser at 1908 nm [5, 6]. An OPO intracavity Fabry-Perrot filter based on a 30-μm (or 50-μm) thickness Si-plate was used to achieve a narrow-linewidth output. A 100-μm thickness GaAs or Si etalons were also examined as the OPO intracavity selectors. The best result for narrow-linewidth high-pulse-energy operation was obtained by use the 30-μm Si etalon.

The wide-band tuning within 3.8–4.7 μm was implemented using the active temperature control of both the Si-plate and the ZGP crystal. The regimes of the narrow-linewidth output and incoherent frequency comb were studied. The narrow-linewidth 10–15 ns pulses with energy up to 2–3 mJ were obtained. The incoherent frequency comb with the pulse energy up to 8–10 mJ was demonstrated. The temperature tuning of the operation wavelength spectra within 3.8–4.7 μm was achieved.

References

1. Vodopyanov K. L. *Laser-based Mid-infrared Sources and Applications*, John Wiley & Sons, Inc.: Hoboken, USA, 294 p., 2020.
2. Schunemann P., Zawiliski K., Pomeranz L., Creeden D., Budni P. *Advances in nonlinear optical crystals for mid-infrared coherent sources // JOSA B*. 2016. V. 33, D36.
3. Das S. *Optical parametric oscillator: status of tunable radiation in mid-IR to IR spectral range based on ZnGeP₂ crystal pumped by solid state lasers // Opt. and Quantum Electron.* 2019. V. 51, 70.
4. Antipov O., Eranov I., Dobrynin A., Getmanovskiy Yu., Sharkov V. *Narrow-Linewidth Widely Tunable High-Pulse-Energy Mid-IR ZGP-based Parametric Source // Proceeding IEEE of 2024 International Conference Laser Optics (ICLO)*, S. Petersburg, 1–5 July 2024. P. 38. doi: 10.1109/ICLO59702.2024.10624227
5. Zakharov N. G., Antipov O. L., Savikin A. P., Sharkov V. V., Eremeykin O. N., Frolov Yu. N., Mishchenko G.M., Velikanov S.D. *Efficient emission at 1908 nm in a diode-pumped Tm:YLF laser // Quant. Electronics*. 2009. V. 39, iss. 5. 410.
6. Zakharov N. G., Antipov O. L., Sharkov V. V., Savikin A. P. *Efficient lasing at 2.1 μm in a Ho: YAG laser pumped by a Tm:YLF laser // Quant. Electronics*. 2010. V. 40, iss. 2. 98.

К. Ю. Семенов^{1,2}, М. В. Тригуб²¹ Томский политехнический университет, Томск, Россия² Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, Томск, Россия

В современном мире существуют задачи (лазерная абляция мишеней из тугоплавких оксидов при производстве нанопорошков, лазерная микрообработка материалов, лазерная сварка и т.п.), которые требуют проведения скоростной визуализации с высоким временным разрешением. Для решения этих задач могут быть использованы так называемые лазерные мониторы, использующие CuBr-активные элементы в качестве усилителей яркости изображения [1]. Однако, для получения качественного изображения с частотами накачки более 50 кГц схема моностабильного лазерного монитора (один активный элемент является и генератором, и усилителем оптического излучения) мало пригодна. Поэтому необходимо использовать бистатическую схему [2], которая обладает большим полем зрения, контрастностью, четкостью и большей дистанцией до объекта. CuBr-лазер с LTD-генератором на основе сумматора напряжения планируется использовать в системе высокочастотного бистатического лазерного монитора [2] в качестве задающего генератора. Усилителем будет разработанный ранее CuBr-лазер с менее мощным полупроводниковым источником накачки на основе сумматора напряжения [3].

В работе представлен результат накачки CuBr-лазера с помощью полупроводникового источника – LTD-генератора на основе сумматора напряжения. Длина активной зоны лазера составляла 44 см и диаметр 1,8 см. При частоте следования импульсов накачки 50 кГц и средней мощности накачки 900 Вт средняя мощность генерации составила 1,3 Вт. В работе показаны осциллограммы импульсов накачки на рис. 1.

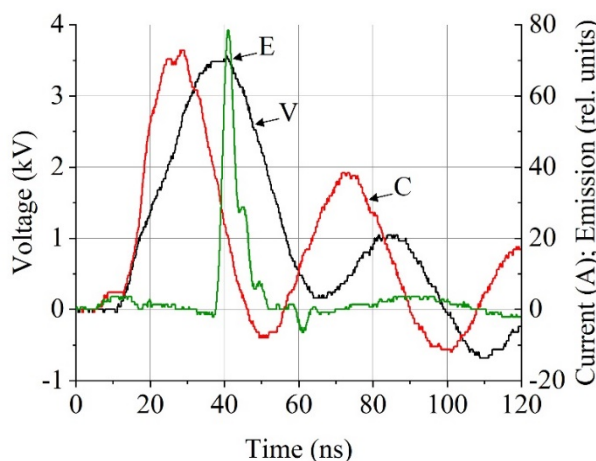


Рис. 1. Осциллограммы напряжения на электродах активного элемента (V), тока коммутатора (C) и импульса генерации (E)

Разработанный LTD-генератор на основе сумматора напряжения состоял из шести одинаковых модулей. Каждый модуль имел свою накопительную емкость в 6 нФ, четыре параллельно включенных транзистора 1200 В SiC MOSFET и трансформаторный выход, что позволяло суммировать выходные напряжения всех ступеней, включая вторичные обмотки последовательно.

Литература

1. Абрамов Д.В., Галкин А.Ф., Жаренова С.В., Климовский И.И., Прокошев В.Г., Шаманская Е.Л. Визуализация с помощью лазерного монитора взаимодействия лазерного излучения с поверхностью стекло- и пироуглерода // Известия ТПУ. 2008. Т. 312, № 2. С. 97–100.
2. Trigub M.V., Vasnev N.A., Evtushenko G.S. Bistatic laser monitor for imaging objects and processes // Appl. Phys. B. 2020. 126, 33. <https://doi.org/10.1007/s00340-020-7387-5>
3. Trigub M.V., Gembukh P.I., Semenov K.Y. CoolMOS based high-voltage power supply with PRF up to 200 kHz for metal vapor active media excitation. // Opt Quant Electron. 2023. 55. 1103. <https://doi.org/10.1007/s11082-023-05311-9>

АКТИВНАЯ СРЕДА НА ПЕРЕХОДАХ АТОМА МАРГАНЦА КАК ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ В ВИДИМОМ И БЛИЖНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА

П. И. Гембух, М. В. Тригуб

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

Лазеры на парах галогенидов металлов до сих пор достаточно востребованы в различных сферах жизни человека, например: медицина (для лечения кожных заболеваний) [1], промышленность (прецизионная обработка) [2], научные исследования (визуализация быстротекающих процессов) [3]. На сегодняшний день большое внимание уделено активной среде на парах меди и её галогенидов. Однако существуют и другие перспективные активные среды. Одной из таких сред является среда на парах марганца и галогенидов марганца. Благодаря сочетанию энергетических уровней данная среда может формировать излучение как в видимом, так и в ближнем ИК-диапазоне спектра. Это свойство может быть полезно для, например, визуализации объектов, непрозрачных в видимой области спектра.

В настоящей работе проводилось исследование высокочастотного возбуждения активного элемента на парах бромида марганца. Для возбуждения был использован ранее разработанный полупроводниковый высокочастотный источник возбуждения [4]. Частота следования импульсов излучения составляла 75 кГц. Были зафиксированы спектры излучения в ИК области с помощью спектрометра ASP-IR3.5 (рис. 1).

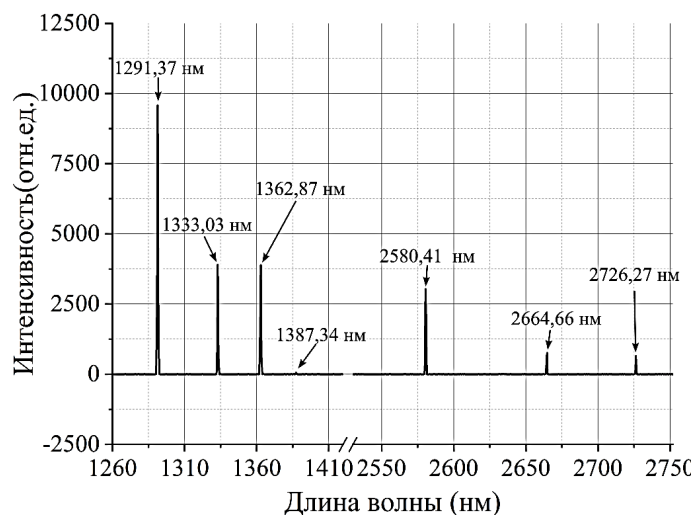


Рис. 1. Спектры излучения в ИК-области спектра

Длины волн зафиксированных спектральных линий хорошо согласуются с известными данными переходов энергетических уровней атома меди в диапазоне до 1500 нм. При этом были зафиксированы длины волн в диапазоне более чем 2500 нм. Информации об этих длинах волн в литературе нет. В дальнейшем планируется более подробное исследование спектра излучения в этой области, а также одновременная фиксация излучения как в видимой, так и в ближней ИК области спектра.

Литература

1. Ponomarev I.V., Topchiy S.B. A medical scanner for focusing and positioning laser radiation onto a patient's skin // Biomedical Engineering. 2024.
2. Григорьянц А.Г., Гусев А.Л., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди для прецизионной обработки изделий электронной техники // АЭЭ. 2013. № 7 (129).
3. Evtushenko G. et al. Laser monitor for imaging single crystal diamond growth in H₂-CH₄ microwave plasma // Optics & Laser Technology. 2019. Vol. 120. P. 105716.
4. Trigub M.V., Gembukh P.I., Semenov K.Yu. CoolMOS based high-voltage power supply with PRF up to 200 kHz for metal vapor active media excitation // Optical and Quantum Electronics. 2023. Vol. 55, № 12. P. 1103.

**П-0025 ЧАСТОТНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ С НАКАЧКОЙ ГЕНЕРАТОРОМ МАРКСА:
ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ТРУБКА LT10CU**

Х. Баалбаки¹, А. В. Маликов¹, Н. А. Юдин^{1,2}

¹ Томский государственный университет, Томск, Россия

² Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

Накачка активной среды импульсно-периодических лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, в частности лазера на парах меди (ЛПМ), осуществляется в процессе разрядки накопительного конденсатора через газоразрядную трубку (ГРТ). В качестве коммутатора используются тиратроны. Фактором, ограничивающим частотно-энергетические характеристики (ЧЭХ) ЛПМ, является необходимость поддержания вводимой мощности в ГРТ на определенном уровне при изменении параметров накачки, чтобы не нарушить тепловой режим работы лазера. Это определяет необходимость уменьшения емкости накопительного конденсатора с увеличением напряжения на аноде тиратрона или частоты следования импульсов (ЧСИ) возбуждения. С уменьшением емкости накопительного конденсатора возрастает добротность разрядного контура лазера, что приводит к увеличению обратного напряжения на аноде тиратрона и является существенным фактором ограничения ЧЭХ ЛПМ, поскольку тиратроны имеют достаточно узкую область устойчивой работы [1]. Существенно расширить возможности оптимизации параметров накачки ЛПМ, как показал анализ, позволяет генератор Маркса (рис. 1), в котором в качестве разрядников используются тиратроны [2].

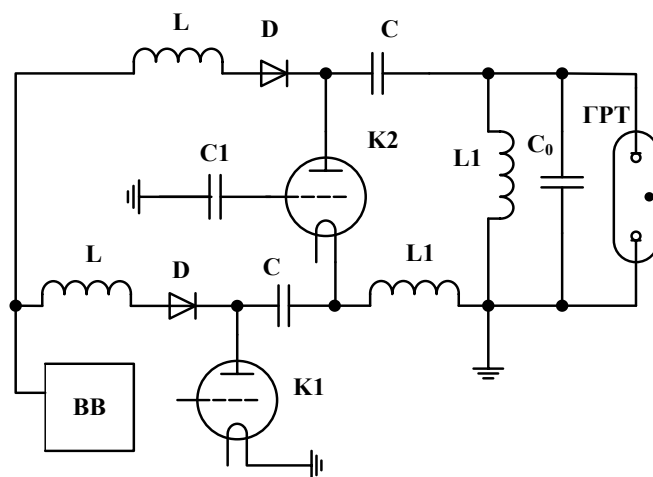


Рис.1. Генератор Маркса на тиратронах с подключенной к нему газоразрядной трубкой

В докладе рассматривается принцип работы генератора Маркса на тиратронах, приведены частотно-энергетические характеристики ЛПМ с промышленной газоразрядной трубкой LT10Cu (ФГУП «НПП «Исток»», г. Фрязино) [3]. Обсуждаются возможные технические решения по повышению ЧЭХ ЛПМ с учетом особенностей развития разряда и формирования инверсии в ГРТ, типа LT10Cu, с диаметром керамического разрядного канала ≤ 14 мм [4].

Литература

1. Юдин Н.А. Энергетические характеристики лазера на парах меди в области устойчивой работы тиратрона // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, № 9. С. 795–798.
2. Воронов В.И., Юдин Н.А. Генератор с умножением напряжения: Патент РФ № 2288536, 2006.
3. Колоколов И.С., Клименко В.И., Лябин Н.А. и др. Промышленный лазер на базе отпаянных активных элементов серии «Kulon» на парах меди (LT-10CU), золота (LT-1,5AU), смеси паров золота и меди (LT-AU-CU) // Прикладная физика. 2003. № 3. С. 84–89.
4. Yudin N.A., Baalbaki H., Nocheva C.V., Smirnova V.E., Yudin N.N. Discharge formation in a copper vapor laser: optimal pumping conditions // Laser Physics. 2021. Vol. 31, № 12. P. 125001. doi: 10.1088/1555-6611/ac32d5

ВЫРАЩИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛА ДИФОСФИДА ЦИНКА-ГЕРМАНИЯ СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОГО Те С ПОМОЩЬЮ ОРИГИНАЛЬНОЙ ТЕХНОЛОГИИ ЛЕГИРОВАНИЯ

*А. Б. Лысенко, Н. Н. Юдин, С. Н. Подзывалов, Е. С. Слюнько,
А. Ю. Кальсин, А. Ш. Габдрахманов*

Томский государственный университет, Томск, Россия

Дифосфид цинка-германия относится к тройным полупроводниковым соединениям со структурой кристаллической решетки типа халькопирит. Монокристаллы дифосфида цинка-германия ($ZnGeP_2$ или ZGP) представляют собой уникальную нелинейную среду для параметрического преобразования частоты оптического излучения в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне, обладающую высоким нелинейно-оптическим качеством [1]. В качестве легирующей примеси для эксперимента по объемному легированию был выбран теллур [2]. Навеска теллура составляла 3% масс. от общей массы синтезируемого вещества. Монокристалл выращивался в трубчатой печи вертикального оформления на затравку по методике Бриджмена [3, 4]. Целью данной работы был подбор оптимальных ростовых параметров для выращивания монокристаллов ZGP сильнолегированных Те.

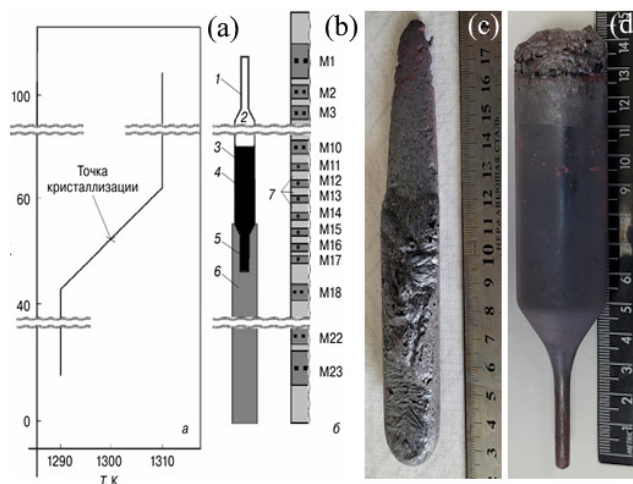


Рис. 1. а – схематическое изображение температурного градиента внутри ростовой печи, б – схематическое изображение печи с загруженной ростовой ампулой внутри печи, а также расположение секций с нагревателями, с – внешний вид синтезированного поликристаллического слитка дифосфида цинка-германия с добавкой 3% масс. Те, d – внешний вид выращенного на затравку монокристалла дифосфида цинка-германия легированного 3% масс. Те

В данной работе был получен объемный монокристалл дифосфида цинка-германия выращенного на затравку с ориентацией роста (100). Были определены оптимальные параметры для выращивания монокристалла сильнолегированного Те.

Литература

1. Yudin, N., Antipov, O., Eranov, I., Gribenyukov, A., Verozubova, G., Lei, Z., Zinoviev, M.; Podzvalov, S., Slyunko, E., Voevodin, V., Laser-Induced Damage Threshold of Single Crystal $ZnGeP_2$ at 2.1 μm : The Effect of Crystal Lattice Quality at Various Pulse Widths and Repetition Rates // Crystals . 2022. V 12. P. 652.
2. Грудинкин С.А., Бахарев В.И., Егоров В.М., Мелех Б.Т., Голубев В.Г. Кристаллизационная способность, оптические и электрические свойства халькогенидных стеклообразных полупроводников $Ge_{10}(Se-Te)_{90}$ и $Ge_{30}(Se-Te)_{70}$ // Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45, № 11. С. 1520–1524.
3. Verozubova G.A.; Gribenyukov A.I.; Korotkova V.V., Ruzaikin M.P. $ZnGeP_2$ synthesis and growth from melt// Materials Science and Engineering: B. 1997. V. B48. P. 191–197.
4. Верозубова Г.А., Грибенюков А.И. Рост кристаллов $ZnGeP_2$ из расплава // Кристал-лография. 2008. Т.53, № 1. С. 160–165.

С-0014 ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛА ДИФОСИДА ЦИНКА-ГЕРМАНИЯ СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОГО Те

А. Б. ЛЫСЕНКО, Н. Н. ЮДИН, С. Н. ПОДЗЫВАЛОВ, Е. С. СЛЮНЬКО, А. Ю. КАЛЬСИН, А. Ш. ГАБДРАХМАНОВ

Томский государственный университет, Томск, Россия

Тройное соединение дифосфид цинка-германия (далее – ZGP), кристаллизующееся в структуре халькопирит с точечной группой 42m [1], обладает высокой теплопроводностью 0,35 Вт/см · К, двулучепреломлением, достаточным для фазового согласования, высоким порогом оптического пробоя и твердостью [3–5]. Потенциал нелинейно-оптических кристаллов ZnGeP₂ максимально реализуется в параметрических генераторах света, преобразующих лазерное излучение с длиной волны вблизи 2,1 мкм в излучение, перестраиваемое в области 3–8 мкм [6, 7]. В настоящее время данных о влиянии легирования различными химическими элементами на порог оптического пробоя ZGP очень мало.

Целью данной работы является модификация и улучшение оптических свойств ZGP для расширения области его применения.

В качестве легирующей примеси для эксперимента по объемному легированию был выбран теллур [2]. Навеска теллура составляла 3% масс. от общей массы синтезируемого вещества. Монокристалл выращивался в трубчатой печи вертикального оформления на затравку. Для определения пропускания и порога оптического пробоя легированного Те монокристалла ZGP были вырезаны две пластинки. Пластинки были отшлифованы, затем отполированы.

Измерения пропускания и оптической прочности образцов проводились на длине волны падающего излучения 2,1 мкм [1, 8].

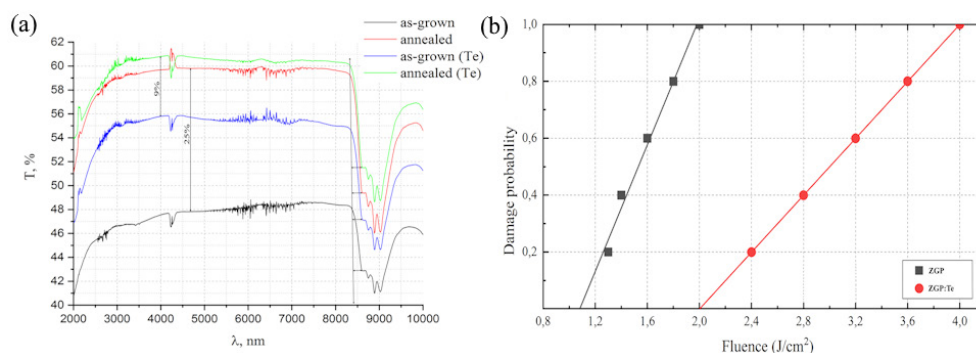


Рис. 1. а – график, иллюстрирующий зависимости пропускания монокристалла ZGP от легирования и постростовых обработок, б – график зависимости вероятности оптического пробоя для легированного Те и не легированного ZGP

Благодаря сравнительному анализу кривых пропускания двух наборов образцов – не легированного без постростового отжига, не легированного с постростовым отжигом, а так же двух образцов, легированных Те без постростового отжига и после отжига, хорошо прослеживается благотворное влияние атомов Те, на коэффициент пропускания ZGP, интересным является тот факт, что постростовой отжиг менее эффективен в случае легированного материала и увеличивает пропускание лишь на 9% в сравнении с неотожженным легированным кристаллом, против 25% в сравнении с не легированным материалом. Разница в пропускании между легированным и не легированным ~ 10%

Исходя из данных полученных при построении графиков вероятности оптического пробоя, легированный Те образец монокристалла ZGP показывает значительное увеличение LIDT, с 1.1 Дж/см² до 2.0 Дж/см².

Литература

1. Nikogosyan D.N. Nonlinear optical crystals: A complete survey. New York: Springer, 2005.
2. Грудинкин С.А., Бахарев В.И., Егоров В.М., Мелех Б.Т., Голубев В.Г. Кристаллизационная способность, оптические и электрические свойства халькогенидных стеклообразных полупроводников Ge₁₀(Se-Te)₉₀ и Ge₃₀(Se-Te)₇₀ // Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45, № 11. С. 1520–1524.
3. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikoghosyan D.N. Handbook of Nonlinear Optical Crystals. 2nd. ed. Berlin: SpringerVerlag, 1995.
4. Рудь В.Ю. Оптоэлектронные явления в дифосфиде цинка и германия // Физ. и Техн. ПП. 1994. 28. С. 1105.
5. Водопьянов К.Л., Воеводин В.Г., Грибенюков А.Л., Кулевский Л.А. Высокоэффективная пикосекундная параметрическая суперлюминесценция в кристалле ZnGeP₂ в диапазоне 5–6,3 мкм // Кв. эл. 1987. 14. С. 1815–1819.
6. Henriksson M., Tiihonen M., Pasiskevicius V., Laurell F. ZnGeP₂ parametric oscillator pumped by a line width narrowed parametric 2 μm source // Opt. Lett. 2006. 31. P. 1878–1880.
7. Vodopyanov K.L., Ganikhanov F., Maffettone J.P., Zwieback, I., Ruderman W. ZnGeP₂ optical parametric oscillator with 3.8–12.4 μm tenability // Opt. Lett. 2000. 25. P. 841–843.
8. The R-on-1 Test // Lidaris LIDT Service 2019 <https://lidaris.com/laser-damage-testing/r-on-1-test/>

ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДВУХФОТОННОЙ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В КРИСТАЛЛАХ СИНТЕТИЧЕСКОГО АЛМАЗА

В. П. Калинушкин, С. А. Миронов, А. А. Гладилин, О. В. Уваров, В. А. Юрьев

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

В работе представлены результаты исследования с помощью двухфотонной конфокальной микроскопии (ДФКМ) пространственного распределения люминесцентных характеристик в диапазоне 0,5–0,725 мкм в кристаллах синтетического алмаза с NV^- центрами окраски. Подтверждены результаты работы [1], показывающие, что в кристаллах алмаза возможна эффективная ионизация примесно-дефектных центров (ПДЦ) с помощью двухфотонного возбуждения мощными лазерными импульсами. Показано, что это позволяет регистрировать пространственное распределение люминесценции кристаллов алмаза непосредственно в их объеме на расстоянии от поверхности до 2 мм с пространственным разрешением порядка нескольких микрометров. Двухфотонное возбуждение осуществлялось на стандартном конфокальном микроскопе фирмы Carl Zeiss LSM 710 NLO с лазером с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 0,71–1,05 мкм (в данном случае излучение с длиной волны 0,74–0,76 мкм). Длительность импульса составляла 150 фемтосекунд, частота – 80 МГц, максимальная средняя мощность 0,1–1 Вт. Установлено, что пространственное распределение люминесценции в кристаллах синтетического алмаза, легированных азотом с концентрацией в диапазоне $1-4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и подвергнутых радиационно-термической обработке высокоэнергетическими электронами (энергия 3 МэВ, доза около 10^{18} э/см^2) с последующим отжигом в инертной среде (вакуум, температура 1000 °С, длительность 2 ч.) носит сложный характер (например, рис. 1).

Спектры, полученные при анализе пространственного распределения люминесценции, были разложены на составляющие гауссовы пики. На основе этого разложения делаются предположения о пространственном распределении NV-центров окраски.

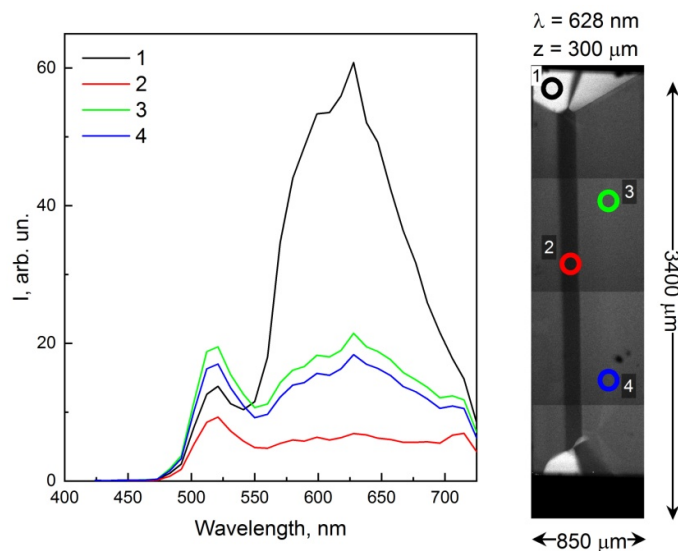


Рис. 1. Плоская карта люминесценции на длине волны 628 нм и глубине ~300 мкм от поверхности кристалла и спектры люминесценции в указанных точках

Литература

1. Tse-Luen Wee, Yan-Kai Tzeng, et al. Two-photon Excited Fluorescence of Nitrogen-Vacancy Centers in Proton-Irradiated Type Ib Diamond // The Journal of Physical Chemistry A. 2007. 111. P. 9379–9386. doi: <https://doi.org/10.1021/jp073938o>

ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ ПОГЛОЩЕНИЙ В ПРОЗРАЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ КАЛОРИМЕТРИИ

С. М. Ватник

ООО НТО ИРЭ-Полус, Фрязино, Россия

С помощью лазерного калориметра оригинальной конструкции измерены показатели поглощения образцов высококачественного кварцевого стекла пр-ва Heraeus и кристаллов LBO пр-ва ООО «Кристаллы Сибири». Сопоставление результатов измерений для кварцевого стекла (№ 10–13) с аналогичными данными (№ 1–9), полученными методом однолучевой интерферометрии (PCI), представлено в табл. 1.

Таблица 1. Параметры образцов плавленного кварца, измеренные двумя различными методиками

| № | Образец | Метод измерения | α , ppm/cm | $\alpha(F)$, ppm | S(1), мкВт | S(2), мкВт |
|----|---------|-----------------|-------------------|-------------------|------------|------------|
| 1 | 10x1 | PCI | 20 | -/- | -/- | -/- |
| 2 | 10x2 | PCI | 20 | -/- | -/- | -/- |
| 3 | 10x3 | PCI | 12–18 | -/- | -/- | -/- |
| 4 | 15x1 | PCI | 14–15 | -/- | -/- | -/- |
| 5 | 15x2 | PCI | 13–16 | -/- | -/- | -/- |
| 6 | 15x3 | PCI | 14–15 | -/- | -/- | -/- |
| 7 | 15x5 | PCI | 15–16 | -/- | -/- | -/- |
| 8 | 15x6 | PCI | 15–16 | -/- | -/- | -/- |
| 9 | 15x7 | PCI | 14–15 | -/- | -/- | -/- |
| 10 | FS1 | LC | 9 | 13 | 5,5 | 4,5 |
| 11 | FS2 | LC | 18,2 | 5,1 | 7,0 | 6,8 |
| 12 | FS3 | LC | 4,9 | 10,5 | 6,5 | 5,3 |
| 13 | FS4 | LC | 3,8–8 | 8,9 | 10,5 | 4,2 |

Все образцы стекла Heraeus имели форму прямоугольных параллелепипедов $3 \times 3 \times 20$ мм с полированными плоскопараллельными торцами 3×3 мм и шлифованными боковыми гранями 3×20 мм, они были изготовлены из однородной стеклянной заготовки с поперечными размерами ~ 25 мм.

Согласно представленным в табл. 1 данным, показатели поглощения кварцевого стекла, измеренные методом лазерной калориметрии (LC) и однолучевой интерферометрии (PCI), достаточно хорошо согласуются друг с другом. Помимо показателя поглощения α , конструкция калориметра и методика обработки калориметрических кривых позволяет определить поглощение на торцах образцов $\alpha(F)$ и выполнить оценку рассеяния вблизи передней грани S(1) и середины образца S(2).

Статистический анализ погрешности измерений был проведен по методике ГОСТ 8.736-2011. Воспроизводимость и статистическая погрешность соответствуют уровню $\sim 0,1$ ppm/cm и практически не зависят от длительности циклов нагрев-охлаждение. Результаты измерений параметров кристаллов LBO представлены в табл. 2.

Таблица 2. Сводка основных параметров исследованных образцов LBO

| № LBO | α , ppm/cm | $\alpha(F)$, ppm | S(1), ppm | S(2), ppm |
|--------|-------------------|-------------------|-----------------|------------------|
| 9A576 | $1,09 \pm 0,16$ | $21,0 \pm 0,15$ | $3,4 \pm 0,034$ | $2,28 \pm 0,056$ |
| o/83 | $1,96 \pm 0,14$ | $30,8 \pm 0,09$ | $4,28 \pm 0,04$ | $1,72 \pm 0,03$ |
| 321003 | $5,09 \pm 0,09$ | $39,0 \pm 0,13$ | $4,74 \pm 0,07$ | $2,85 \pm 0,07$ |
| 322005 | $6,0 \pm 0,1$ | $55,3 \pm 0,38$ | $9,10 \pm 0,11$ | $3,10 \pm 0,05$ |

Необходимо отметить, что время одного измерения параметров образца – показателя поглощения α , поглощения на входном торце $\alpha(F)$ и рассеяния S(1,2) – составляет около 3 минут, что позволяет использовать лазерный калориметр для массового контроля оптических элементов. На данный момент калориметр оптимизирован под размеры образцов $3 \times 3 \times 20$ мм, для другой геометрии необходимо выполнить несколько дополнительных калибровок, которые имеют разовый характер.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ, ЛЕГИРОВАННОМ МЕДЬЮ

М. Г. Кистенева, А. С. Акрестина, В. Г. Дю, Э. В. Комов, С. М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Одной из важных особенностей ниобата лития является возможность управления его свойствами путем легирования различными примесями. Легированные медью кристаллы ниобата лития обладают хорошими фотовольтаическими свойствами [1]. С помощью диффузионного легирования ниобата лития медью, обычно реализуемого при температуре 1000 °С, возможно управлять его фотовольтаическими параметрами для создания микроструктур на его основе [2]. При этом легирование оказывает влияние и на оптические свойства кристаллов ниобата лития.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований спектральной зависимости оптического поглощения в кристалле ниобата лития $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, созданного диффузионным легированием из металлической пленки при температуре 600 °С.

В экспериментах использовались оптически полированные пластины из ниобата лития X-среза, имеющие размеры и $2 \times 5 \times 15$ мм по осям x , y и z , соответственно. Одна пластина оставалась нелегированной. На оптически полированные поверхности второй пластины наносились с двух сторон плёнки меди толщиной 800 нм методом магнетронного распыления. Диффузия проводилась при температуре 600 °С в течение 12 часов с последующим естественным охлаждением в течение 12 часов. Все операции по отжигу проводились в аргоновой атмосфере. Спектры пропускания для чистого и легированного медью образца измерялись на спектрофотометре СФ-56 в диапазоне 310–1100 нм. Из полученных данных по известной методике [3] были определены усредненные по толщине легированного образца спектральные зависимости показателя поглощения. Экспериментальные спектральные зависимости оптического поглощения для нелегированного LiNbO_3 и легированного медью кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ представлены на рис. 1.

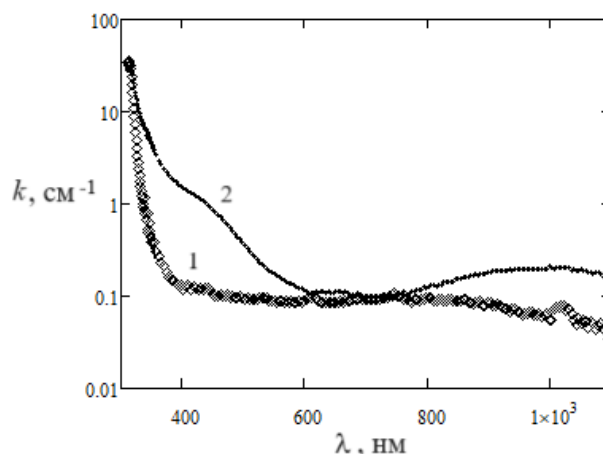


Рис. 1. Зависимость показателя поглощения от длины волны $k(\lambda)$: 1 – чистый образец, 2 – легированный медью образец

Из рис. 1 видно, что легирование медью кристалла ниобата лития приводит к значительному увеличению оптического поглощения как в диапазоне 315–600 нм, где основной вклад в него вносят ионы Cu^+ , так и на длинах волн от 800 до 1100 нм вследствие примесного поглощения, обусловленного ионами Cu^{2+} [2].

Литература

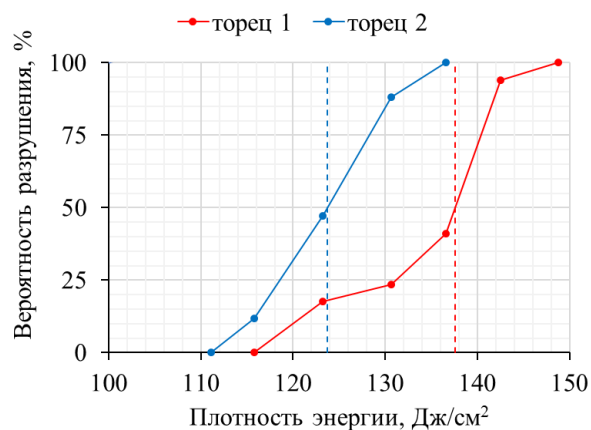
1. Volk T. and Wöhlecke M. Lithium Niobate. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
2. Peithmann K., Hukriede J., Buse K., Krätzig E. Photorefractive properties of LiNbO_3 crystals doped by copper diffusion // Phys. Rev. 2000. Vol. 61, No. 7. P 4615. doi.: 10.1103/PhysRevB.61.4615
3. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников / под ред. В.М. Тучкевича. М.: Наука, 1977. 366 с.

Д. А. Денисов¹, Д. Ю. Демушкин¹, И. В. Грищенко², Е. С. Барканова², Н. А. Хохлов³¹ МФТИ (НИУ), Долгопрудный, Россия² ООО НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино, Россия³ РХТУ им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия

Одним из параметров, характеризующих качество оптических материалов, является порог лазерного разрушения (ПЛР): наибольшее количество лазерного излучения, падающего на образец материала, для которого экстраполированная вероятность разрушения равна нулю [1]. Наиболее быстрой процедурой определения ПЛР является испытание «1-on-1»: различные точки поверхности исследуемого образца поочередно подвергают воздействию однократных лазерных импульсов, энергию которых постепенно увеличивают до возникновения дефекта в каждой точке. По окончании измерений по зависимости вероятности разрушения от поверхностной плотности энергии J в импульсе определяют величину ПЛР [2]. «1-on-1» является частным случаем испытания «R-on-1», где поверхность подвергается воздействию серий из R идентичных импульсов. Значения порога, полученные в испытаниях различного типа, незначительно отличаются друг от друга: в частности, характерным является повышение ПЛР при понижении R .

Порог лазерного разрушения является ключевым параметром для материалов, применяемых в условиях интенсивного излучения. Такими являются, например, двулучепреломляющие кристаллы, используемые в призмах Глана для разделения мощного излучения на ортогональные поляризации. Молибдат лития-натрия (LNM) обладает большим двулучепреломлением $\Delta n = 0,1935$ (1,06 мкм) [3], что потенциально делает его перспективным кандидатом для создания поляризационных призм.

В настоящей работе приведены результаты определения ПЛР в испытании «1-on-1» кристаллического образца LNM (рис. 1). Параметры излучения: длина волны $\lambda = 1,03$ нм, импульсы однократные с длительностью $\tau = 5$ нс, диаметр пучка на исследуемой поверхности $2w = 25$ мкм.

Рис. 1. Зависимость вероятности разрушения от J для кристалла LNM

Для выбранного режима измерений ПЛР составил 111–116 Дж/см². В статье [4] для испытания «R-on-1» ($R \rightarrow \infty$) с импульсным излучением ($\lambda = 1,07$ мкм, $f = 5$ кГц, $\tau = 5$ нс, $2w = 360$ мкм) были получены значения порога 73–80 Дж/см². С учетом зависимости ПЛР от числа импульсов в серии R полученные в настоящей работе результаты хорошо соотносятся с [4].

Литература

- ГОСТ Р 58369-2019 (ИСО 21254-1:2011) Лазеры и лазерное оборудование. Методы определения порога лазерного разрушения. Часть 1: Основные положения, термины и определения.
- ГОСТ Р 58370-2019 (ИСО 21254-2:2011) Лазеры и лазерное оборудование. Методы определения порога лазерного разрушения. Часть 2: Определение порогового значения.
- Zhang W. et al. LiNa₅Mo₉O₃₀: Crystal growth, Linear, and Nonlinear Optical properties // Chem. Mater. 2016. Vol. 28, No. 12. P. 4483–4491. doi: 10.1021/acs.chemmater.6b01756
- Sukharev V.A. et al. Crystal growth and luminescent properties of LiNa₅Mo₉O₃₀ // J. Cryst. Growth. 2019. No. 519. P. 35–40. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2019.05.008

Р. А. Белоусов¹, Л. И. Исаенко^{1,2}, П. Г. Криницын^{1,2}, С. В. Мельникова^{3,4},
К. Е. Корженева¹, Д. А. Самошкин⁵

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

⁵ Институт Теплофизики им. С.С. Кутателадзе, Новосибирск, Россия

Для лазерной техники среднего инфракрасного диапазона требуются материалы, отвечающие целому комплексу функциональных характеристик. Так, нелинейные оптические кристаллы, среднего ИК диапазона должны иметь высокую нелинейную восприимчивость, широкий диапазон преобразования лазерных частот (область синхронизма) и высокую лазерную прочность. Перспективный кристалл BaGa_4Se_7 (BGSe) обладает высокими оптическими характеристиками, однако ему свойственно образование двойников – протяженных структурных дефектов, негативно влияющих на оптические характеристики [1]. В работе описано поведение структуры кристалла в диапазоне температур от 1173 К до комнатной температуры. Методом дифференциальной сканирующей калориметрии проведено измерение удельной теплоемкости (c_p) образца BaGa_4Se_7 в диапазоне 300–600 К (рис. 1). В работе показано, что кристалл BGSe претерпевает обратимый сегнетоэластический фазовый переход при $T = 528$ К, что приводит к появлению вновь открытой ромбической фазы (γ -фазы) при более высокой температуре.

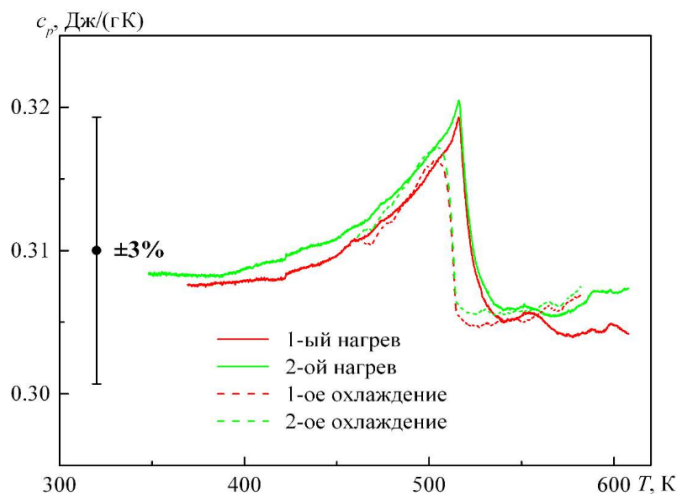


Рис. 1. Зависимость удельной теплоемкости BaGa_4Se_7 от температуры. В циклах нагрева-охлаждения на $c_p(T)$ в интервале ~450–540 К присутствует пик в виде острого максимума, который обусловлен протекающим в исследуемом образце фазовым переходом

Также в данной работе приведены поляризационные оптические исследования пластинок BaGa_4Se_7 , ориентированных относительно трех кристаллографических осей. Двойниковая структура может образовываться как при механическом воздействии на кристалл, так и при изменении температуры. Кроме того, исследовано влияние одноосного сжатия на двойниковые структуры кристаллов BaGa_4Se_7 . Одноосное сжатие кристалла также приводит к превращению моноклинной фазы BaGa_4Se_7 в ромбическую BaGa_4Se_7 .

Литература

1. Yelissev A. P., Lobanov S. I., Krinitsin P. G., Isaenko L. I. The optical properties of the nonlinear crystal BaGa_4Se_7 // *Optical Materials*. 2020. 99. P. 109564.
2. Isaenko L., Dong L., Melnikova S.V., Molokeev M.S., Korzhneva K.E., Krinitsin P.G., Kurus A.F., Samoshkin D.A., Belousov R.A., Lin Z. // *Inorganic Chemistry*. 2024. 63, 21. P. 10042–10049. <https://doi.org/10.1021/acs.inorgchem.4c01341>

*Р. М. Гадилов, М. В. Ашмарина, С. С. Петров, С. А. Айрих,
Э. Р. Рагимов, А. Г. Лошилов*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Синтез библиотек олигонуклеотидов (матрица фрагментов ДНК) востребован в современных методах генетики и молекулярной биологии. В разработанных технологиях твердофазного синтеза олигонуклеотидов в качестве твердофазного носителя используют гранулы с контролируемым размером пор (CPG), гладкие стекла, перфорированный кремний, а также органические полимеры, функционализированные стартовыми группами, на которых происходит синтез. Недостатком непористых носителей является малая удельная площадь поверхности, что не позволяет достигать больших количеств веществ, а такие материалы как CPG не подходят для печатных и фотолитографических технологий синтеза.

В проведенных нами исследованиях было показано, что в качестве твердофазного носителя для синтеза олигонуклеотидов может быть использован модифицированный пористый анодированный оксид алюминия [1], чья удельная площадь поверхности больше на 2–3 порядка по сравнению с гладкими поверхностями стекол и кремния. Нанесение реагентов на такой носитель может осуществляться при помощи системы пьезоэлектрического дозирования, в результате чего достигается высокая плотность спотов (более 1000 шт/см²). При этом стоит отметить, что канальная структура пор обеспечивает сохранение размера спота по всей глубине подложки, т.е. при попадании в поры пятно не уширяется, как в случае с CPG. Кроме того, размещение подложек в специальном модуле [2] позволяет выполнять прокачку жидкостей сквозь подложку, что обеспечивает совместимость с реагентной базой для колоночных и планшетных синтезаторов.

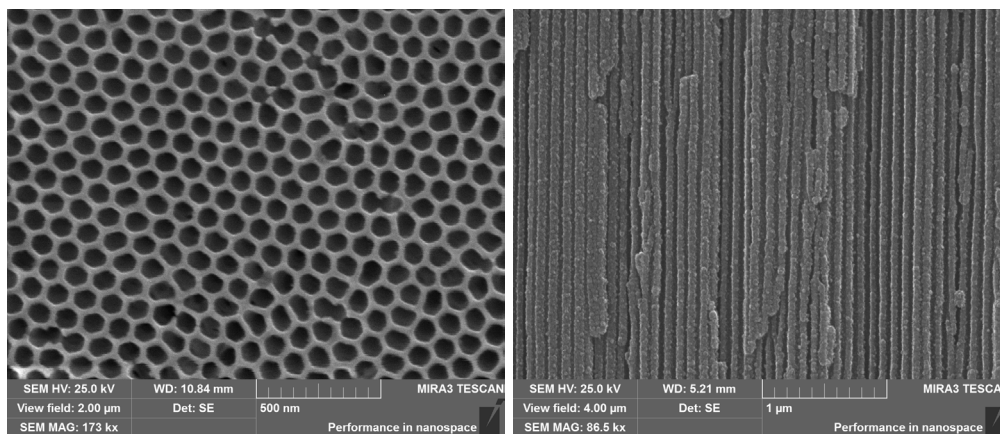


Рис. 1. Пористая мембрана. Вид сверху и сбоку

Кроме того, на основе пористого анодированного оксида алюминия предлагается фотоактивационный способ синтеза библиотек ДНК. В этом способе на стадии снятия защиты (активация) подложка пропитывается раствором фотокислотного генератора, и споты, в которых должно пройти присоединение амидофосфита, засвечиваются ультрафиолетовым излучением. Под действием света в местах облучения образуется кислота, обеспечивающая активацию поверхности для взаимодействия с далее подаваемыми реагентами. Все остальные реагенты, необходимые для присоединения амидофосфита, подаются через проточную ячейку. Для снижения светорассеяния на пористой структуре во время стадии фотоактивации предлагается пористую подложку формировать с модулированным диаметром поры в виде одномерного фотонного кристалла. В этом случае возможно снижение эффективного показателя преломления материала, что позволит снизить светорассеяние и уменьшить паразитную засветку соседних спотов. Поскольку размер светового пятна может быть значительно меньше размера капли, формируемой системой струйного дозирования, то плотность спотов может быть существенно увеличена (более 27000 шт/см²).

Литература

1. Гадилов Р.М., Лошилов А.Г. и др. Способ получения подложки для массового параллельного синтеза олигонуклеотидов: Патент на изобретение RU2023128139/04 Приоритет 01.11.2023.
2. Рагимов Э.Р., Гадилов Р.М., Лошилов А.Г. Модуль размещения подложки для твердофазного синтеза олигонуклеотидов: Патент на изобретение RU2819628 Приоритет 10.11.2023.

Л. Г. Самсонова^{1,2}, Р. М. Гадиров^{1,2}, Н. В. Измайлова²

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

² Томский государственный университет, Томск, Россия

В настоящее время синтетические олигонуклеотиды (фрагменты ДНК различной длины) очень востребованы в молекулярной биологии, молекулярной генетике, а также генетической инженерии. У них огромные перспективы в создании на их основе диагностических систем и потенциальных терапевтических препаратов с улучшенными фармакокинетическими и фармакодинамическими свойствами.

Синтез олигонуклеотидов становится рутинной работой, но это многоэтапный и времязатратный процесс. По этой причине актуальным является оптимизация процесса на каждом этапе синтеза. Олигонуклеотиды собираются из разных блоков, в которых активные центры защищены от преждевременного участия в химических реакциях и удаляются в нужный момент. Так, на первом этапе удаляется в присутствии кислоты группа диметокситретила (DMT) с образованием гидроксилативного центра участвующего в удлинении цепи олигонуклеотида (рис. 1).

Актуальным в настоящее время является поиск таких молекул, которые являлись бы фотогенераторами кислоты [1, 2] при облучении синтезатора УФ-излучением, что значительно ускоряет синтез.

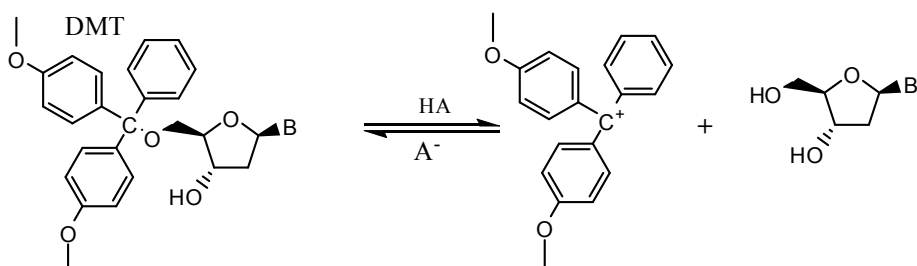


Рис. 1. Схема удаления DMT группы. HA – кислота, B – азотистое основание

В работе представлены спектроскопические исследования ряда органических соединений, производных индолокарбазола, на предмет образования кислоты (HCl, HBr) при облучении растворов толуола, хлороформа эксимерной XeCl-лампой (308 нм) и лазерным излучением 2-й гармоники NdYAG-лазера (355 нм).

Литература

1. Sinyakov A.N., Kostina E.V., Zaytsev D.E. et al. New photoacids in microarray synthesis of oligonucleotides // Journal of Saudi Chemical Society. 2023. 27. 10170.
2. Shelkovnikov V.V., Loskutov V.A., Vasilev E.V. et al. New acid photogenerators based on thioxathen-9-one sulfonium derivatives for detritylation in oligonucleotide synthesis // Russian Chemical Bulletin, International Edition. 2011. 60, No.3. P. 561–569,

НОВЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ИНФРАКРАСНОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО СПЕКТРАЛЬНЫХ ДИАПАЗОНОВ

Д. Д. Салимгареев, А. А. Южакова, А. Е. Львов, П. В. Пестерева, Л. В. Жукова

Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Современное развитие оптических приборов и компонентов неразрывно связано с постоянным поиском новых материалов и разработкой технологии их получения. На сегодняшний день в ультрафиолетовом (УФ), видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне используются кварцевые изделия (в том числе световоды), прозрачные от 0,2 до 2,0 мкм. Для среднего и дальнего ИК диапазона известны халькогенидные (от 0,62 до 25,0 мкм) и фторидные стекла (от 0,2 до 7,0–12,0 мкм) [1], а из кристаллов – твердые растворы галогенидов серебра и одновалентного таллия [2].

Научным коллективом лаборатории Волоконных технологий и фотоники Уральского федерального университета разработаны кристаллы и керамика твердых растворов систем $\text{AgBr} - \text{TlI}$, $\text{AgBr} - \text{TlBr}_{0,46}\text{I}_{0,54}$, $\text{AgBr} - \text{AgI}$, $\text{TlBr}_{0,46}\text{I}_{0,54} - \text{AgI}$, $\text{TlCl}_{0,7}\text{Br}_{0,3} - \text{AgI}$, $\text{AgCl}_{0,25}\text{Br}_{0,75} - \text{AgI}$, $\text{AgCl}_{0,25}\text{Br}_{0,75} - \text{TlBr}_{0,46}\text{I}_{0,54}$ и $\text{AgCl}_{0,25}\text{Br}_{0,75} - \text{TlCl}_{0,74}\text{Br}_{0,26}$ и оптические изделия на их основе – окна, линзы и световоды. Для получения данных материалов разработана комплексная технология, включающая получение высокочистой шихты гидрохимическим методом термозонной кристаллизации- синтеза, выращивание монокристаллов методом Бриджмена, синтез оптической керамики методом направленной кристаллизации и изготовление волокон методом экструзии, а пропускающей оптики – методом горячего прессования. Весь технологический цикл реализуется на опытно и промышленном оборудовании, в том числе, сконструированном и изготовленном сотрудниками лаборатории и позволяет проводить как научные исследования, так и реализовывать малотоннажное производство разработанных материалов [3].

Оптические материалы (монокристаллы и оптическая керамика) на основе галогенидов серебра и одновалентного таллия пропускают излучение на длинах волн от 0,45 до 65,0 мкм с прозрачностью до 78% и от 250 до 6000 мкм с прозрачностью до 68 %, что охватывает видимую, инфракрасную, терагерцовую (ТГц) и миллиметровую области. Обнаружена устойчивость материалов к ультрафиолетовому облучению, по сравнению с ранее известными кристаллами системы $\text{AgCl} - \text{AgBr}$. Кроме того, все разработанные оптические материалы устойчивы к воздействию β -облучения дозами до 1 МГр с эффектами просветления в видимой и ИК области до 10 мкм за счет радиационного отжига. С точки зрения механических свойств материалов доказана высокая пластичность материалов путем экспериментальной оценки данного параметра при деформации после нагрева до 160–200 °С, что показало перспективность разработанных монокристаллов и двухфазной керамики для изготовления волоконной оптики. Исследована лучевая прочность пластин и окон, которая показала достижение лазерного пробоя при уровне энергии 0,9–1,2 Вт/см² при наносекундной длительности импульса и 15,0–33,0 Вт/см² в случае наносекундного лазера в системах без галогенидов таллия. При изучении материалов на основе галогенидов серебра и таллия значения лазерного пробоя составили 1,4–2,0 Вт/см² и 19,3–53,3 Вт/см² соответственно. Исследована зависимость микротвердости от системы и состава: наблюдается увеличение твердости при образовании твердого раствора или внедрении легирующей фазы, таким образом подтверждено возникновение твердорастворного упрочнения. Из полученных монокристаллов и оптической керамики изготавливаются инфракрасные световоды методом экструзии. Пропускание волокон исследовалось спектроскопически в режиме фона и по методу отрезков, оно охватило область от 2,5 до 27,0 мкм, в зависимости от системы и состава. Так образцы на основе галогенидов серебра были прозрачны от 2,5 до 27,0 мкм, а на основе галогенидов серебра и таллия (I) от 5 до 27 мкм. Оптические потери в световодах достигали 0,24 дБ/м при длине волны 10,0–15,0 мкм.

Таким образом, оптические материалы на основе галогенидов серебра и одновалентного таллия являются перспективными для применений в дистанционной ИК спектроскопии, лазерной эндоскопической и диагностической медицине, низкотемпературной ИК-пирометрии, для передачи мощного излучения СО (5,3–6,2 мкм) и СО₂ лазеров (9,2–11,4 мкм), создании волоконных лазеров, усилителей и различных волоконно-оптических систем, в том числе работающих в условиях повышенного радиационного фона.

Литература

1. Кацуяма Т., Мацумура Х. Инфракрасные волоконные световоды. М.: Мир, 1992. 272 с.
2. Жукова Л. В., Корсаков А. С., Салимгареев Д. Д. Инфракрасные кристаллы. Теория и практика. Екатеринбург: УМЦ УПИ, 2015. 215 с.
3. Жукова Л. В., Салимгареев Д. Д., Корсаков А. С., Львов А. Е. Перспективные терагерцовые материалы: кристаллы и керамика. Екатеринбург: УМЦ УПИ, 2020. 308 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВЫРАЩИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ОКИСИ ИТТРИЯ ИЗ РАСТВОРОВ В БОР-БАРИЕВЫХ РАСПЛАВАХ

К. П. МЕЛЬНИК^{1,2}, Г. И. ШВАРЦМАН¹, А. А. ТИК², В. Ю. КУЛЕШОВ²

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

² ООО «КрОМ», Томск, Россия

Рост кристаллов оксида иттрия в бор-бариевом растворителе является важным процессом, который позволяет получить высококачественные кристаллы с определенными свойствами. Метод раствор-расплавной кристаллизации обеспечивает хороший контроль над размерами и формой кристаллов оксида иттрия. Этот процесс имеет большой потенциал для дальнейшего совершенствования и доработки процесса получения высококачественных кристаллов оксида иттрия в бор-бариевом растворителе. Он позволяет контролировать рост кристаллов, получать чистые образцы с минимальным количеством дефектов и примесей. Полученные кристаллы оксида иттрия могут быть использованы в различных областях науки и промышленности, таких как электроника и оптика. Раствор-расплавная кристаллизация остается перспективным методом, который может быть дальше оптимизирован и адаптирован для получения кристаллов других материалов с улучшенными свойствами и характеристиками.

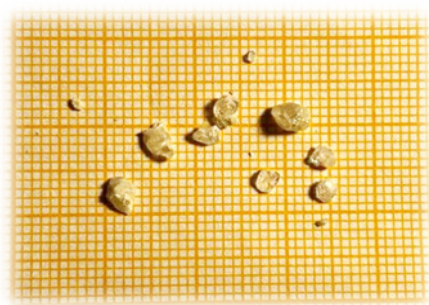


Рис.1 Фотография полученных кристаллов Y_2O_3

Основываясь на проведенных экспериментах, были сделаны следующие выводы:

- Определены условия роста монокристаллов оксида иттрия из раствора в бор-бариевом расплаве при использовании универсальной ростовой установки для раствор-расплавной кристаллизации.
- Выявлены области кристаллизации оксида иттрия из данного раствора расплава.
- Получены графики кривой растворимости для различных соотношений бор-бариевого растворителя.
- Получены бесцветные кристаллы Y_2O_3 размеров $\sim 5 \times 5 \times 5$ мм (рис. 1).

Литература

1. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М., 1975.
2. Каминский А.А., Осико В.В. Неорганические лазерные материалы с ионной структурой // Изв. АН СССР. 1967. Т. 3, № 3.
3. Yamaguchi S, Katsurai T Zum hydrothermalen Kristallwachstum von Y_2O_3 und ZnS // Chem. 1968. 356, No. 5-6.
4. Withe E.A. The growth of oxide single crystals from the fluxed melt; High –temperature Techniques.
5. Linares R.C. Growth of YIG from molten Molten Barium Borat // Journal – American Ceramic Society. 1962. Vol 45, No. 7.
6. Способ приготовления раствора в бор-бариевом расплаве: Патент № 422449 от 05.04.74 / Л. Н. Безматерных, Г. И. Шварцман, В. Г. Машченко и А. П. Афанасьев. Бюллетень № 13. Заявитель Томский институт автоматизированных систем управления и радиоэлектроники.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛИНЫ ДИФФУЗИИ АТОМОВ Si НА ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ГОМОЭПИТАКСИАЛЬНОМ РОСТЕ НА Si(100)

О. И. Кукенов, В. В. Дирко, К. А. Майер

Томский государственный университет, Томск, Россия

Многочисленные фундаментальные исследования в области эпитаксиального роста полупроводников на кремнии привели к активному развитию электронной промышленности. Доступность и универсальность кремния делают его лидером по использованию в электронных компонентах из разных областей. Одним из способов улучшения таких компонентов является создание наноструктур с заданными параметрами. При этом, важны не только чистота и резкость гетерограниц, но и строгость геометрических размеров наноструктур. Учесть все требования к наноструктурам можно путём понимания протекания процессов при их синтезе и учёта разных особенностей роста. Целью работы является определение средней длины диффузии атомов при эпитаксиальном синтезе Si на Si(100).

Эксперименты проводились на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Катунь-100» при анализе поверхности методом дифракции быстрых отражённых электронов. После предэпитаксиальной очистки поверхности и нанесения буферного слоя поверхность кремния представляется в виде чередующихся террас двух типов: T_A и T_B [1]. На поверхности террас типа А присутствуют димерные ряды, параллельные краям (ступеням). Сами ступени типа А гладкие, с минимальным количеством изломов. Димерные ряды на террасе типа В перпендикулярны ступеням данного типа. Ступени типа В богаты изломами. При синтезе Si на такую поверхность может протекать два механизма зарастания террас. Первый – механизм роста за счёт образования двумерных островков, когда атомам недостаточно энергии до достижения ступеней, а второй – за счёт сдвига ступеней, когда атомы встраиваются в ступени, сдвигая их.

В экспериментах использовались пластины с разной шириной террас (24 нм, 80 нм, 115 нм и 165 нм), скорость роста Si составляла 0,1 монослоя в секунду. При осаждении Si на Si(100) на картинах дифракции в направлении [110] происходит периодичное изменение интенсивности центрального рефлекса на картинах дифракции. По периоду осцилляций интенсивности определяют время зарастания одного атомного слоя Si на поверхности Si(100). Из-за наличия на поверхности разных типов террас с разными типами димеров на их поверхности, происходит чередование амплитуды и периодов осцилляций. Такой характер называется бимодальным. Эксперименты показали, что в зависимости от температуры отношение большего максимума к меньшему, как и отношение периодов роста максимумов может изменяться. Кроме того, это изменение совпадает с изменением отношения ширины террас, которое определялось по картинам дифракции в направлении [100] по рефлексам от сверхструктур террасы В и террасы А. Так, при синтезе Si на Si(100) отношения периодов и амплитуд, как и ширины террас остаются постоянными до определённой температуры (T_1), после чего происходит рост кривых до температуры T_2 . При температурах выше T_2 бимодального характера осцилляций интенсивности от времени не наблюдается. Рост кривых при температурах $>T_1$ связан со сближением ступеней, т.е. атомам достаточно энергии для достижения краёв ступеней. Увеличение температуры повышает длину диффузии атомов по поверхности. Изменение площадей происходит из-за того, что атомы легче встраиваются в ступени типа В вследствие большого числа изломов, а ступени типа А гладкие и атомам приходится идти вдоль таких ступеней пока они не достигнут излома или пока не произойдёт эффект «проницаемости», когда атом преодолевает ступень, переходя на террасу другого типа.

В работе определены температуры T_1 , при которых часть атомов достигают краёв ступеней, и T_2 , при которой большинство атомов достигают краёв ступеней для подложек с шириной террас 24 нм, 80 нм, 115 нм и 165 нм. Определено, что при уменьшении ширины террас, уменьшается величина T_1 и T_2 . В результате методом дифракции быстрых отражённых электронов определена взаимосвязь длины диффузии атомов от температуры подложки при заданной ширине террас.

Литература

1. Voigtländer B. Fundamental processes in Si/Si and Ge/Si epitaxy studied by scanning tunneling microscopy during growth // Surface Science Reports. 2001. 43 (5-8). С. 127–254. doi:10.1016/S0167-5729(01)00012-7

С-0045 ИНЖИНИРИНГ АТОМНЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ АЛМАЗА – КАК ОСНОВА ПОЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ СРЕД ДЛЯ КВАНТОВЫХ СЕНСОРОВ, ЛАЗЕРОВ, СИЛОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ И МОНИТОРИНГА ПУЧКОВ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Г. Винс¹, А. П. Елисеев²

¹ ООО ВЕЛМАН, Новосибирск, Россия

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

В докладе описываются общие закономерности образования и последующей трансформации оптически активных атомных дефектов в кристаллической структуре HPHT и CVD лабораторно выращенных алмазов при различных условиях синтеза и разных пост-ростовых воздействиях. Показано, что, используя комбинации двух основных способов воздействия на структуру монокристаллического алмаза – радиационное повреждение и высокотемпературный отжиг, можно обеспечить почти исчерпывающие возможности управления дефектно-примесной структурой алмаза, а, следовательно, и получать материал с определенным набором атомных дефектов. В лазерных и квантово-сенсорных элементах на NV⁻-центрах окраски, изготавливаемых из монопримесных алмазов типа Ib, это атомы донорного азота и соответствующее им количество центров NV в обоих зарядовых состояниях. В элементах на более «высокотемпературных» N3-центрах, это набор в нужных концентрациях атомов донорного азота и азотно-вакансионных центров: NV⁻ + N3/N2. Что касается элементов с NV⁻-центрами, то, несмотря на достигнутый прогресс в значениях их лазерно-генерационных характеристик и времен когерентности, требуется дальнейшее, в разы, улучшение указанных параметров. Скорее всего, это может быть достигнуто при реализации принципиально новых регламентов пост-ростовой радиационно-термической обработки алмазных элементов, обеспечивающих большую конверсию донорного азота в центры NV⁻.

Для использования в силовой электронике требуются элементы с теплопроводностью выше 2000 Вт/м×К, вырезаемые из односекторных пластин монокристаллического алмаза. В случае HPHT – это кристаллы, синтезированные в системах с геттерами азота. А для CVD – с минимальными упругими напряжениями.

Пластины из монокристаллов CVD алмаза, подвергнутых комплексному воздействию из APHT-, или HPHT-отжигов + облучение 3-мэВ-ными электронами в комбинации с последующим отжигом в вакууме при 800–1200 °С, перспективны в качестве элементов рентгеновской оптики на синхротронных источниках рентгеновского излучения. А люминесцирующие в системе NV^o пластины могут использоваться в качестве вакуумноплотных окон для мониторинга интенсивности, положения и формы сечения рентгеновского пучка. И, возможно, иметь ряд преимуществ по сравнению с монокристаллическим HPHT алмазом.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА LiGaS_2 . МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ УСЛОВИЙ ВЫРАЩИВАНИЯ

А. Ф. Курусь^{1,2}, С. И. Лобанов¹, Л. И. Исаенко¹

¹ Новосибирский Государственный Университет, Россия

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

Нелинейно-оптические кристаллы являются важными и зачастую незаменимыми элементами различных систем преобразования лазерного излучения таких как ОРО, DFG и т.п. Исследуемый в работе кристалл LiGaS_2 (LGS) уже зарекомендовал себя как превосходный материал для преобразования когерентного излучения в высокоэнергетических лазерных системах, работающих в ближнем и среднем ИК-диапазоне.

Основными проблемами, возникающими при выращивании кристаллов LGS являются отклонение состава от стехиометрического [1] из-за инконгруэнтного испарения компонентов расплава и потери лития при реакции его с материалами ростового контейнера. Обе проблемы частично связаны с высоким и резко неоднородным тепловым градиентом возникающим в расплаве и кристалле в процессе его выращивания классическим вертикальным методом Бриджмена-Стокбаргера, а также сильным перегревом расплава.

Тепловой узел классического метода Бриджмена-Стокбаргера подразумевает наличие как минимум двух тепловых зон постоянного температурного градиента, разделенных коротким участком с резким изменением (повышением) градиента. В выращиваемом таким методом кристалле (перемещение контейнера с шихтой вдоль зоны высокого температурного градиента, где располагается изотерма плавления кристалла) неизбежно возникают высокие термоупругие напряжения и имеет место быть достаточно сильный перегрев расплава.

В настоящей работе, используя современные средства компьютерного моделирования разработана техника выращивания кристаллов ампульным методом в условиях низких температурных градиентов. Изготовленный макет теплового узла позволил установить сходимость реального эксперимента с результатами моделирования при работе с модельным веществом. Дальнейшее развитие концепции выращивания кристаллов в условиях низких градиентов температур и применение её при выращивании кристаллов многокомпонентных халькогенидов позволило существенно снизить перегрев расплава (не более 10 градусов) и, как следствие, снизить интенсивность инконгруэнтного испарения. Это, в свою очередь, улучшило оптическое пропускание выращенных кристаллов (рис. 1) и позволило отказаться от обязательного для кристаллов, выращенных классическим способом длительного пост-ростового отжига [2].

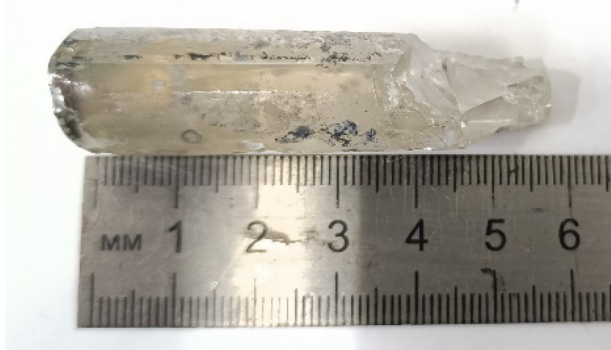


Рис. 1. Монокристалл LiGaS_2 выращенный низкоградиентным методом Бриджмена

Литература

1. Isaenko L., Vasilyeva I., Merkulov A., Yelisseyev A., Lobanov S. Growth of new nonlinear crystals LiMX_2 ($M=\text{Al, In, Ga}$; $X=\text{S, Se, Te}$) for the mid-IR optics // J. Cryst. Growth. 2005. 217–223.
2. Kurus A., Lobanov S., Grazhdannikov S., Shlegel V., Isaenko L. LiGaS_2 crystal growth under low temperature gradient conditions by the modified Bridgman method // Materials Science and Engineering: B. 2020. 262. P. 114715.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РОСТА КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ НА ГРАФИТЕ ПРИ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

О. И. Ворсин, В. В. Дирко, К. А. Лозовой

Томский государственный университет, Томск, Россия

Двумерные модификации атомов веществ кремния (силицен) и германия (германен) проявляют к себе особое внимание исследователей возможностью управлять шириной запрещенной зоны таких материалов. Однако исследования по получению двумерных материалов находится на ранних стадиях. Основным способом создания графеноподобных материалов является их эпитаксиальное осаждение на согласованных по параметру решетки подложках. В качестве подложки для эпитаксии силицена и германена многообещающим является высокоориентированный пиролитический графит (HOPG). На сегодняшний день влияние технологических факторов и протекающих процессов при эпитаксиальном выращивании кремния и германия на поверхности пиролитического графита мало изучены.

Начало работ по синтезу силицена и германена на поверхности HOPG начинается с 2016 года [1, 2], однако возможность получения данных материалов была подвергнут сомнению в работе [3] и этот вопрос до сих пор остается открытым.

В данной работе проводится «in situ» анализ роста кремния и германия с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхность HOPG методом дифракции быстрых отраженных электронов при температурах подложки от 100 до 800 °С. Полученные образцы исследовались методами рамановской спектроскопии и сканирующей электронной микроскопии. Определены температурные интервалы для различных режимов роста кремния и германия на HOPG.

Показано, что в области низких температур материалы растут аморфно, а при высоких температурах наблюдается поликристаллический рост. Установлено, что в области температур 250–400 °С, происходит эпитаксиальный рост кремния и германия в течение 1 монослоя, тем самым воспроизводя кристаллическую структуру HOPG. По достижению 1 монослоя на картинах дифракции появляются дополнительные рефлексы $1/N$ ($N(\text{Si}) = 1,56$ и $N(\text{Ge}) = 1,62$), которые соответствуют постоянным решетки силицена и германена. Характерные рефлексы могут свидетельствовать о наличии участков графеноподобных 2D-фаз при эпитаксиальном осаждении кремния и германия на поверхность высокоориентированного пиролитического графита.

Полученные результаты могут быть применены для разработки технологии выращивания силицена и германена. Кроме того, представленные результаты будут справедливы и для эпитаксиального роста слоев кремния и германия на графене.

Литература

1. Shimonaka M., Nakamura Y., Kikkawa J., Sakai A. Self-assembly of Ge clusters on highly oriented pyrolytic graphite surfaces // *Surface Science*. 2014. Vol. 628. P. 82–85.
2. De Crescenzi M., Berbezier I., Scarselli M., Castrucci P., Abbarchi M., Ronda A., Jardali F., Park J., Vach H. Formation of silicene nanosheets on graphite // *ACS Nano*. 2016. Vol. 10. P. 11163–11171.
3. Persichetti L., Jardali F., Vach H., Sgalarta A., Berbezier I., De Crescenzi M., Balzarotti A. van der Waals heteroepitaxy of germanene islands on graphite // *J. Phys. Chem. Lett*. 2016. Vol. 7. P. 3246–3251.
4. Peng W., Xu T., Diener P., Biadala L., Berthe M., Pi X., Borensztein Y., Curcella A., Bernard R., Prevot G., Grandidier B. Resolving the controversial existence of silicene and germanene nanosheets grown on graphite // *ACS Nano*. 2018. Vol. 12. P. 4754–4760.

**ПРИМЕНЕНИЕ ТГЦ-СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ АНАЛИЗА
СТРУКТУРЫ КОМПОЗИТНОЙ КЕРАМИКИ
МЕДИЦИНСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ**

А. Н. Пономарев^{1,2}, А. Е. Резванова¹, Б. С. Кудряшов¹

¹ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

² Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Методом терагерцовой (ТГц) спектроскопии во временной области проведено исследование пористой структуры керамического материала на основе гидроксиапатита (ГА) и биокompозита ГА с добавками до 0,5 масс.% многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ). Установлено влияние добавок МУНТ на пористость и оптические свойства, такие как показатель преломления и коэффициент поглощения. С увеличением концентрации МУНТ наблюдается снижение пористости вследствие заполнения нанотрубками порового пространства керамики ГА. Это является причиной роста рассчитанной временной задержки ТГц импульса, проходящего через материал, и показателя преломления, а также обуславливает снижение коэффициента поглощения. Кривые поглощения показывают частотные пики, положение которых соответствует размерам зерен (макросталлитов), который уменьшается с увеличением концентрации МУНТ в композитной керамике, что приводит к увеличению микротвердости в соответствии с уравнением Холла–Петча.

С целью сокращения времени исследовательского процесса по анализу пористой структуры керамики с использованием метода конечных элементов построены модели керамических образцов на основе ГА матрицы с различным содержанием МУНТ и количеством пор, аналогично эксперименту. Получены и проанализированы модели распространения ТГц импульса через модели образцов. Показано, что показатель преломления уменьшается с ростом пористости, что согласуется с результатами экспериментальных исследований.

Таким образом, установлена корреляция между оптическими свойствами и пористой структурой керамического композита ГА-МУНТ, позволяющая использовать данные модели в практическом применении при исследовании пористой структуры композитной керамики.

Э-0002 РЕКОМБИНАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ БЕСПРИМЕСНОГО АЛМАЗА

А. С. Попова¹, А. А. Крылов^{1,2}, Д. С. Войтенко¹, Е. И. Лунатов^{1,2}

¹ Томский государственный университет, Томск, Россия

² Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

В данной работе представлены результаты исследования процесса и условий конденсации свободных экситонов (СЭ) в капли электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) в условиях интенсивного ультрафиолетового лазерного излучения с длиной волны 222 нм, а также в условиях облучения образца алмаза электронным пучком.

На основе полученных спектров фотOLUMИНЕСЦЕНЦИИ (ФЛ) и катодOLUMИНЕСЦЕНЦИИ (КЛ), показанных на рисунке 1 (а, в), были построены и аппроксимированы температурно-энергетические зависимости (рисунок 1 (б, г)) интенсивности доминирующего пика люминесценции, вызванного излучательной рекомбинацией СЭ с генерацией ТО фононов.

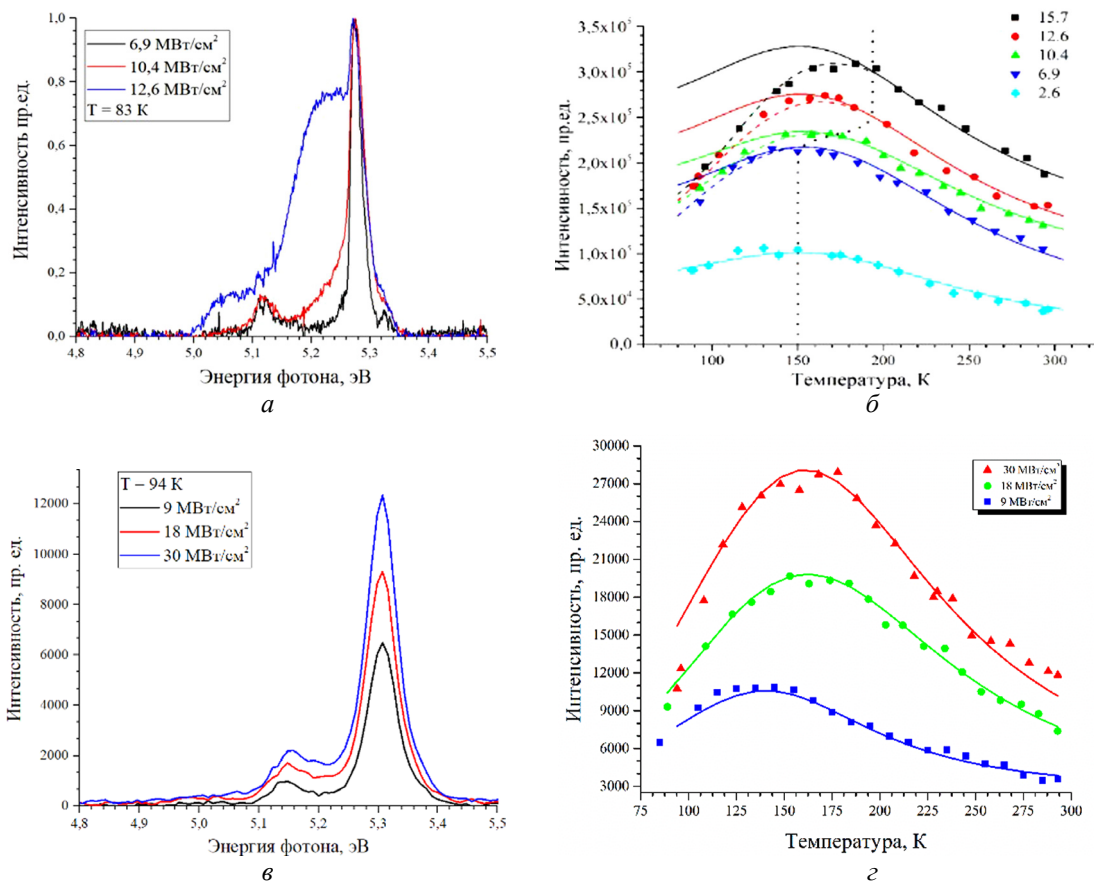


Рис. 1. Краевая люминесценция беспримесного алмазного образца С10 при различных плотностях мощности возбуждения. Спектры фотOLUMИНЕСЦЕНЦИИ (а) и катодOLUMИНЕСЦЕНЦИИ (б). Температурные зависимости пиков свободных экситонов в спектрах фотOLUMИНЕСЦЕНЦИИ (в) и катодOLUMИНЕСЦЕНЦИИ (г)

Анализ полученных зависимостей для ФЛ позволяет определить условия конденсации СЭ в ЭДЖ – от 152 К при плотности возбуждения 6,9 MW/cm² до 197 К при плотности возбуждения 15,7 MW/cm².

Полосы, отвечающие за рекомбинацию ЭДЖ, в спектрах КЛ не наблюдаются, однако, исходя из полученных температурных зависимостей, предполагается, что при облучении образца пучком электронов, этот процесс протекает безызлучательно. Это предположение объясняется тем, что при КЛ наблюдается более высокая концентрация горячих носителей заряда, которые при термализации испускают каскад фононов, препятствующий излучательной рекомбинации ЭДЖ, а также образованию достаточной концентрации капель, рекомбинирующих с излучением, чтобы можно было наблюдать их в спектрах КЛ.

Литература

1. Fujii A., Takiyama K., Maki R., Fujita T. Lifetime and quantum efficiency of luminescence due to indirect excitons in a diamond // Journal of luminescence., 2001. 94-95. P. 355–357

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030), проект № 2.4.4.23 ИГ.

Э-0003 ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ И ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦЕНТРОВ СВЕЧЕНИЯ В АЛМАЗЕ

*А. А. Крылов^{1,2}, А. Г. Бураченко^{1,2}, В. С. Рипенко^{1,2}, Е. И. Липатов^{1,2},
А. С. Попова¹, Д. С. Войтенко¹, А. В. Вуколов³*

¹ Институт Сильноточной Электроники СО РАН, Томск, Россия

² Томский государственный университет, Томск, Россия

³ Томский политехнический университет, Томск, Россия

Алмаз является перспективным материалом для высокотемпературной радиационно-стойкой полупроводниковой электроники и фотоники, в том числе для использования его в оптоэлектронных детекторах ионизирующих излучений и высокоэнергетических частиц, преобразующих их энергию в оптическое излучение в широком диапазоне длин волн (от вакуумного УФ до среднего ИК). Такие детекторы (черенковские и сцинтилляционные) могут работать в условиях высоких температур и интенсивной радиационной нагрузки. Основная энергия электронов пучка при которой работает детектор высокоэнергетических частиц составляет десятки-сотни кэВ и единицы МэВ. Целью данной работы является спектральное исследование влияния плотности тока пучка электронов и их энергии на возбуждение центров свечения синтетических алмазных образцов с различным примесно-дефектным составом. Исследования проводились на двух различных установках – ускоритель электронов НОРА с отпаянной электронной трубкой ИМА3-150Э, который генерировал пучок электронов с энергией десятки-сотни кэВ, и микротрона МИ-6, который генерировал моноэнергетический пучок электронов с энергией 5,7 МэВ. Исследования проводились на образцах, синтезированных методом температурного градиента в условиях высокого давления и высокой температуры (ВДВТ) и методом газохимического осаждения (ГХО).

Показано, что спектры свечения алмазных образцов, полученные разными методами синтеза (ВДВТ и ГХО) при воздействии пучком электронов с малой плотностью тока (десятки нА/см²) с энергией единицы МэВ значительно отличались друг от друга. При этом спектры свечения этих же алмазных образцов, полученные при воздействии пучком электронов с большой плотностью тока (сотни А/см²), но меньшей энергией (десятки-сотни кэВ) практически не отличались. Предполагается, что отличие в спектрах свечения данных образцов связано с различной объемной плотностью возбуждения алмазных образцов.

Полученные результаты будут полезны при создании и проектировании как сцинтилляционных, так и черенковских детекторов, способных работать в экстремальных условиях.

**СВЕЧЕНИЕ АЛМАЗА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ
ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ
ДЕСЯТКИ кэВ-ЕДИНИЦЫ МэВ**

*А. Г. Бураченко^{1, 2}, А. А. Крылов^{1, 2}, В. С. Рипенко^{1, 2}, Е. И. Липатов^{1, 2},
К. П. Артемов^{1, 3}, А. В. Вуколов³*

¹ Институт Сильноточной Электроники СО РАН, Томск, Россия

² Томский государственный университет, Томск, Россия

³ Томский политехнический университет, Томск, Россия

Детектирование потоков высокоэнергетичных частиц в условиях высоких температур и высокого радиационного фона является весьма важным в установках управляемого термоядерного синтеза, а также в околоземном космическом пространстве. Наиболее перспективным материалом детекторов (сцинтилляционных либо черенковских), который имеет высокую температурную и радиационную стойкость, является алмаз. В данных областях применения таких детекторов энергия электронов может составлять как десятки-сотни кэВ, так и единицы МэВ. Известно, что при таких энергиях электронов в алмазе может возбуждаться как катодолюминесценция (КЛ), так и излучение Вавилова–Черенкова (ИВЧ). Кроме того, примесно-дефектный состав используемого алмазного образца влияет на его спектрально-кинетические характеристики свечения. Поэтому целью данной работы являлось исследование спектральных и кинетических характеристик свечения алмазных образцов с различным примесно-дефектным составом в диапазоне энергий десятки кэВ-единицы МэВ.

Показано, что при воздействии пучков электронов с энергией десятки-сотни кэВ основной вклад в спектры свечения алмазных образцов дает КЛ, а интенсивность ИВЧ мала. При воздействии пучками электронов с энергией 5,7 МэВ ИВЧ с помощью ФЭУ было зарегистрировано во всех алмазных образцах с хорошей прозрачностью в УФ области спектра. Кроме того, было проведено численное моделирование ИВЧ в алмазе с помощью программного кода GEANT4 методом Монте-Карло, которое хорошо согласуется с полученными экспериментальными результатами.

Полученные результаты исследования будут полезны при калибровке и проектировании детекторов электронов, работающих на основе алмаза в условиях высоких температур и высокого радиационного фона.

**ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СИНТЕТИЧЕСКИХ АЛМАЗОВ
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СПОСОБА ВОЗБУЖДЕНИЯ***Д. А. Переседова^{1,2}, В. С. Рипенко^{1,2}, Е. И. Липатов^{1,2}*¹ Томский государственный университет, Томск, Россия² Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

В настоящее время алмаз находит свое применение в различных высокотехнологичных устройствах. За счет своих уникальных свойств алмаз используется в качестве детекторов и визуализаторов пучков заряженных частиц. Например, образцы, которые были исследованы в данной работе найдут свое применение в качестве сцинтилляторов-визуализаторов при конструировании монитора положения рентгеновского пучка в Новосибирском синхротроне СКИФ.

Одной из главных проблем при синтезировании образцов, на данный момент, является невозможность точно контролировать количество встраиваемых примесей, поэтому каждый образец обладает своими собственными дефектами (вакансии и междоузлия). В связи с этим исследование свойств таких кристаллов является актуальной задачей.

При исследовании образцов, которые были представлены в рамках данной работы, обнаружен дефект структуры под названием 3Н центр с бесфоновой линией на 503 нм. Кроме того в данных образцах были обнаружены такие примесно-дефектные центры как: электрон-колебательная система (ЭКС) 389 нм, центр TR 12, ЭКС 497 и 503 нм (S3 и 3Н), бесфоновая линия на 575 нм и др. Большинство из этих центров плохо изучены в литературе, поэтому одной из задач было их исследование.

Использование импульсной катодolumинесценции при исследовании спектральных свойств кристаллов позволяет проводить детальный анализ примесно-дефектного состава.

В работе также приведено сравнение спектров люминесценции таких образцов в зависимости от способа возбуждения (были исследованы спектры катодolumинесценции, фотolumинесценции и рентгенолюминесценции трех алмазных образцов), а также их спектров поглощения.

Э-0007 МОНИТОР СИНХРОТРОННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЧКА НА ОСНОВЕ СИНТЕТИЧЕСКОГО АЛМАЗА

В. С. Рипенко^{1,2}, Д. А. Переседова², Е. И. Липатов^{1,2}, М. А. Шулепов^{1,2}, К. П. Артемов¹,
А. Г. Бураченко^{1,2}, В. Г. Винс³, Б. Г. Гольденберг⁴

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

² Томский государственный университет, Томск, Россия

³ ООО «ВЭЛЛМАН», Новосибирск, Россия

⁴ Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Синтетический алмаз, благодаря своим уникальным свойствам, находит широкое применение в различных областях науки и техники. Кроме того, алмаз имеет большое число центров окраски, одним из самых распространенных из которых является NV^0 центр. Для создания кристаллов с такими центрами, как правило используют синтетические алмазы, выращенные методом температурного градиента, с высоким содержанием примеси замещающего азота. Такие кристаллы подвергают радиационно-термической обработке для создания нужных центров окраски [1]. Алмазы с высоким содержанием NV центров являются отличными индикаторами различного рода воздействия.

В данной работе исследован ряд алмазных образцов с содержанием NV^0 центров. На рис. 1 представлены фотография свечения подобного образца под действием синхротронного пучка (а), спектр излучения (б) и расчет отпечатка синхротронного пучка на алмазном кристалле (в).

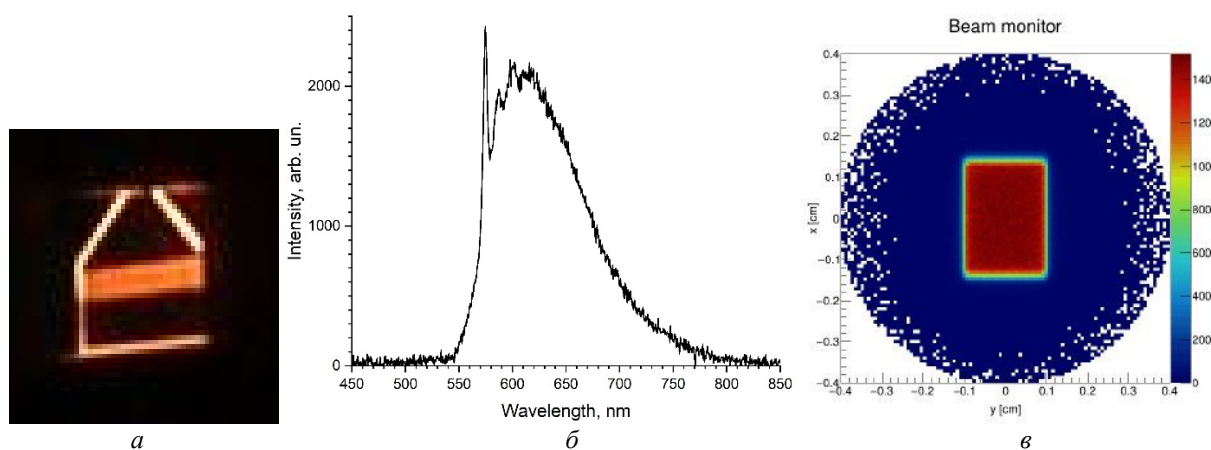


Рис.1. Свечение центров NV^0 в образце алмаза под действием рентгеновского пучка установки ВЭПП-3/4 (а); спектр рентгеновского свечения центров NV^0 в образце алмаза (б); расчетная площадь рентгеновского свечения синхротронного пучка установки СКИФ на поверхности образца алмаза с центрами NV^0 (в)

Данный доклад посвящён результатам исследования и расчетов алмазных кристаллов для задачи создания сцинтиллятора монитора рентгеновского пучка.

Литература

1. Dobrinets I. A., Vins V. G., Zaitsev A. M. HPHT-Treated Diamonds // Springer Series in Materials Science, 2013. 181. P. 1–270.

Э-0012 ДВУХВОЛНОВАЯ ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ КАМЕРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ

Х. Баалбаки¹, Н. Н. Юдин^{1,2}, Н. А. Юдин^{1,2}

¹ Томский государственный университет, Томск, Россия

² Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, Томск, Россия

Двухволновая цифровая голографическая камера превосходит традиционную цифровую голографию, обеспечивая превосходное 3D-изображения и анализ [1]–[3], особенно для микроскопических объектов. Этот метод находит применение в различных областях, требующих высокоразмерной 3D-визуализации, включая микроскопию биологических образцов, метрологию, характеризацию поверхности и визуализацию через затемнения.

Анализируя информацию о фазе, полученную на каждой длине волны, двухволновая голография предлагает ключевые преимущества, такие как преодоление ограничений разворачивания фазы (две длины волны обеспечивают дополнительные точки данных для точного измерения глубины), расширенный диапазон глубины (выбор подходящих длин волн значительно увеличивает однозначную глубину 3D-изображения) и более быстрый захват (одновременный захват данных с обеих длин волн с использованием фильтров приводит к более быстрым измерениям).

Исследование посвящено оценке использования лазера на парах меди и лазера на парах бромида меди в качестве двухволнового источника для цифровой голографической камеры. Этот подход упрощает оптическую схему камеры за счет использования одного источника с двумя длинами волны. Он минимизирует количество оптических элементов, тем самым уменьшая шум, вносимый системой.

Литература

1. Khmaladze A., Kim M., Lo C. M. Phase imaging of cells by simultaneous dual-wavelength reflection digital holography // *Optical Express*. 2008. 16. 10900. doi: 10.1364/OE.16.010900
2. Mann C. J., Bingham P. R., Lin H. K., Paquit V. C., Gleason S. S. Dual modality live cell imaging with multiple-wavelength digital holography and epi-fluorescence // *3D Researches*. 2011. 2, 5. doi: 10.1007/3DRes.01(2011)5
3. Wu D., Xie L., Han X., Zhou C., Bu Z., Liu S., Zhong L., Lu X. Convenient dual-wavelength digital holography based on orthogonal polarization strategy with a Wollaston prism // *Applied Optics*. 2024. 63, B70. doi: 10.1364/AO.507354

ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ МИКРОРЕЗОНАТОР С УПРАВЛЯЕМОЙ ДОБРОТНОСТЬЮ

*Д. С. Бузин¹, П. С. Панкин^{1,2}, А. И. Краснов¹, В. С. Сутормин^{1,2}, Д. А. Костиков¹,
С. В. Наболь¹, А. С. Абдуллаев¹, М. Н. Крахалёв^{1,2}, С. В. Неделин^{2,3}, Н. А. Золотовский^{1,2,3},
И. А. Тамбасов^{1,3}, Д. Н. Максимов^{1,2}, В. Я. Зырянов¹, И. В. Тимофеев^{1,2}*

¹ Институт физики ФИЦ КНЦ СО РАН им. Л.В. Киренского, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

³ ООО «Научно-производственная компания «Спецтехнаука», Красноярск, Россия

Были исследованы спектры микрорезонатора с одномерными фотонными кристаллами в качестве зеркал и резонаторным слоем из жидкого кристалла. Слой хирального жидкого кристалла имеет тангенциально-конические граничные условия, позволяющие эффективно управлять состоянием поляризации проходящего света посредством приложенного к слою напряжения [1]. В свою очередь, управление состоянием поляризации света в микрорезонаторе позволяет изменять величину радиационных потерь резонансных мод [2]. Измеренный спектр пропускания микрорезонатора (рис. 1) демонстрирует многочисленные коллапсы спектральных линий, свидетельствующие о наличии связанных состояний в континууме, для которых величина радиационных потерь обращается в нуль [3].

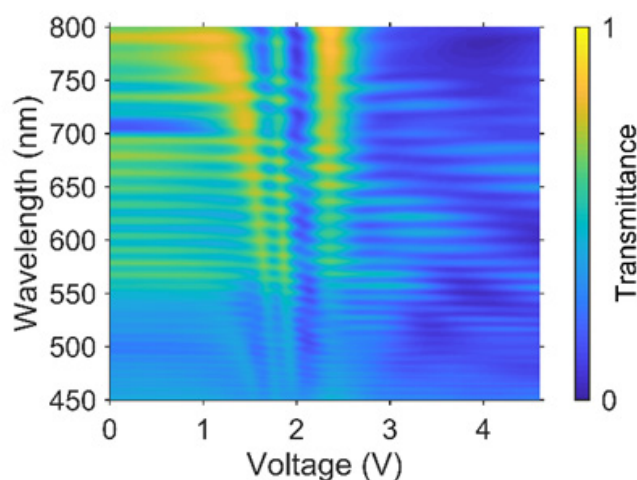


Рис. 1. Спектр пропускания микрорезонатора в зависимости от величины напряжения, приложенного к слою хирального жидкого кристалла

Литература

1. Sutormin V. S., Krakhalev M. N., Timofeev I. V. et al. Cholesteric layers with tangential-conical surface anchoring for an electrically controlled polarization rotator // *Optical Materials Express*. 2021. Vol. 11(5). P. 1527–1536.
2. Krasnov A. I., Pankin P. S., Buzin D. S. et al. Voltage-tunable Q factor in a photonic crystal microcavity // *Optics Letters*. 2023. Vol. 48(7). P. 1666–1669.
3. Sadreev A.F. Interference traps waves in an open system: bound states in the continuum // *Rep. Prog. Phys.* 2021. Vol. 84. P. 055901.

Э-0019 РЕГИСТРАЦИЯ КВАНТОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЦИКЛАХ НАГРЕВА И ОХЛАЖДЕНИЯ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА НИОБАТА ЛИТИЯ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

К. М. Мамбетова, С. М. Шандаров, А. И. Аксёнов, Н. И. Буримов

Томский государственный университет, Томск, Россия

Одной из важных областей применения кристаллов ниобата и танталата лития, обладающих высокими пироэлектрическими, пьезоэлектрическими, фотогальваническими и диэлектрическими свойствами, является генерация сильных электрических полей при термических, механических и световых воздействиях, сопровождающихся генерацией и ускорением заряженных частиц, рентгеновского и нейтронного излучения [1–8]. При этом генерация рентгеновского излучения [1, 2, 5–7] и нейтронов [3] наблюдалась только в условиях вакуума, а регистрируемые токи спорадических импульсов электронных пучков на превосходили единиц [7] или десятков [8] нА. Однако в [4] было получено, что при атмосферном давлении для системы регистрации электронных пучков с коаксиальной геометрией и цилиндрического образца ниобата лития в циклах его нагрева/охлаждения возникающие спорадические разрядные импульсы характеризуются током в максимуме от 45 мА до 600 мА, длительностью около 15 нс и временем нарастания от 1 до 1,9 нс.

В данной работе представлены результаты экспериментов по регистрации квантов рентгеновского излучения, сопровождающих электрические разряды в системе с коаксиальной геометрией, генерирующиеся в циклах нагрева и охлаждения пироэлектрического кристалла ниобата лития при атмосферном давлении. Система регистрации включала медный стакан с внутренним диаметром 30 мм и высотой 27 мм, в которой кристалл Z-среза ниобата лития с толщиной 12,2 мм и диаметром 17 мм центрировался диэлектрической втулкой из тefлона с высотой 19 мм. Анодный узел, позволяющий регистрировать ток и временную форму импульсов разряда цифровым осциллографом Keysight DSO-X 3102T (1 ГГц, 5 Гвыб/с), включал центральную часть с диаметром ~14 мм из алюминиевой фольги с толщиной 30 мкм, соединенную с чип-резистором нагрузки ($R_l = 2,55 \text{ Ом}$). Сигнал с этой нагрузки через согласующий чип-резистор с номиналом 47 Ом подавался на центральную жилу коаксиального кабеля с волновым сопротивлением 50 Ом, подключенного к соответствующему входу осциллографа; расстояние между анодом и Z-гранью кристалла составляло 10 мм. На удалении в 36 мм от центральной части анода располагался детектор рентгеновских фотонов Advacam MiniPIX TPX3 на основе кремния с толщиной 300 мкм. В проведенных экспериментах при нагреве со скоростью 12 К/мин до 130 °С и при естественном охлаждении описанной коаксиальной системы наблюдались как пироэлектрически индуцированные импульсы разряда с токами до 770 мА, так и регистрировалось рентгеновские кванты в количестве, существенно превосходящем естественный фон.

Литература

1. Arkin M., William T. Trends in Lasers and Electro-Optics Research, chapter 2 Electron and Positive Ion Beams and X-rays Produced by Heated and Cooled Pyroelectric Crystals such as LiNbO_3 and LiTaO_3 in Dilute Gases: Phenomenology and Applications (J.D. Brownridge and S.M. Shafroth) // Arkin, William T. Nova Science Publishers / eds. William T., Arkin. 2006. P. 59.
2. Kukhtarev N., Kukhtareva J.D.T., Bayssie M., Wang J., Brownridge J.D. Generation of focused electron beam by pyroelectric and photogalvanic crystals // J. Appl. Phys. 2004. 96. 679. <https://doi.org/10.1063/1.1808479>
3. Naranjo B., Ginzewski J.K., Putterman S. Observation of Nuclear Fusion Driven by a Pyroelectric Crystal // Nature (London). 2005. 434. 111. doi: 10.1038/nature03575
4. Mambetova K.M., Shandarov S.M., Arestov S.I., Orlikov L.N., Elchaninov A.A., Burimov N.I., Aksenov A.I. Registration of a pulsed generation of electron beam in the nanosecond range under heating and cooling cycles of a lithium niobate crystal at atmospheric pressure // Journal of Instrumentation. 2022. 17. P. 04008. doi: 10.1088/1748-0221/17/04/P04008
5. <http://www.amptek.com/coolx.html>. Amptek Inc., Miniature X-ray generator with pyroelectric crystal
6. Travish, G. et al. Addressable flat-panel x-ray sources for medical, security, and industrial applications // SPIE Proceedings, Advances in X-Ray/EUV Optics and Components VII. 2012. 8502. P. 85020L. doi: 10.1117/12.929354
7. Ali M. et al. Stability of electrons and X-rays generated in a pyroelectric accelerator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2024. 1061. P.169134, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2024.169134>
8. Johnson M. J., Linczer J., Go D. B. Thermally induced atmospheric pressure gas discharges using pyroelectric crystals // Plasma Sources Science and Technology. 2014. 23, 6. P. 065018, doi: 10.1088/0963-0252/23/6/0650

LASER-INDUCED FABRICATION OF FLEXIBLE THERMOELECTRIC GENERATORS

D. Y. Semenov, A. A. Lipovka, A. S. Garcia, E. S. Sheremet

Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia

Nowadays, flexible electronics is getting more widespread with such devices as field-effect transistors, electronic sensors, supercapacitors, and flexible screens. One of the trends is the development of flexible and soft thermoelectric materials, which make their way in smart textiles and renewable energy systems.

Thermoelectric generators (TEGs) operate by converting thermal gradients into electrical power via the Seebeck effect. To enable flexibility along with high thermoelectric performance, graphene-based materials have gained significant interest. Their two-dimensional layered structure not only allows mechanical conformability but also facilitates tuning their electronic bandgap. Simultaneously, graphene and its derivatives exhibit excellent thermal and electrical transport properties, making them highly suitable for efficient energy conversion in flexible TEGs [1].

In this work, we demonstrate laser-induced nanomaterial integration to polymers to pattern TEGs on flexible substrates. For the n-type thermoelectric legs we chose bismuth telluride combined with graphene functionalized with diazonium salts ($\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Mod-G}$), while the p-type legs are formed by laser-reduced graphene oxide. The design and illustration are shown in Figure 1.

Insights into structure-property relations and performance scaling of these laser-patterned flexible TEGs will be further investigated, elucidating their transformative potential in powering next-generation wearable and sustainable electronics.

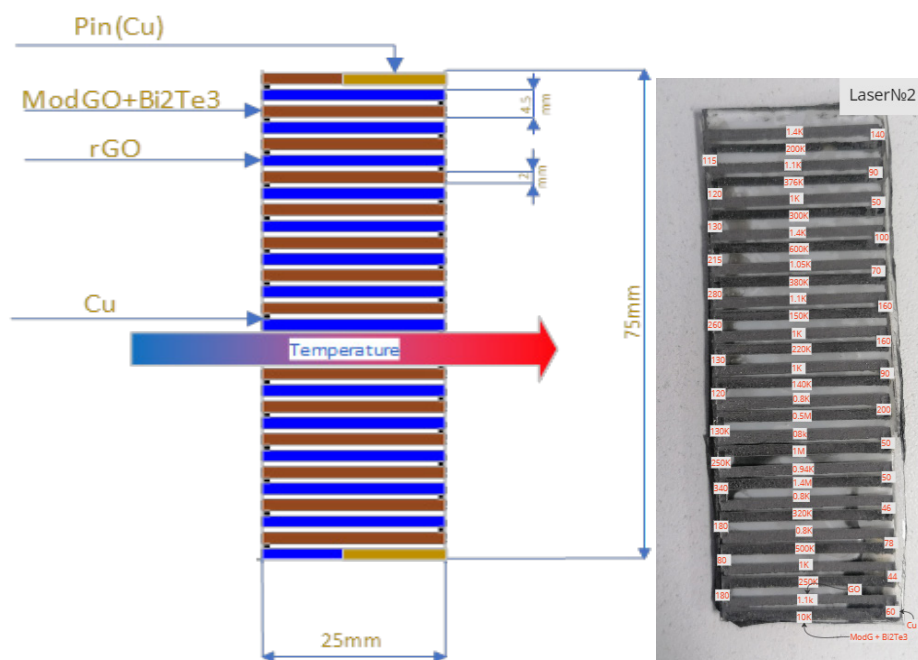


Fig. 1. Design and first prototype of the flexible TEG

References

1. Shi, X.-L., Zou, J., & Chen, Z.-G. (2020)., Advanced Thermoelectric Design: From Materials and Structures to Devices, Chemical Reviews 2020, 120, 7399–7515. doi: 10.1021/acs.chemrev.0c00026

Э-0031 ВОЗМОЖНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ГИБКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ

Е. С. Шеремет

Томский политехнический университет, Томск, Россия

Лазерные технологии переживают второе рождение в области обработки материалов [1], в том числе для задач гибкой электроники. Их отличает простота и дешевизна реализации, гибкость в выборе параметров обработки, возможность использования в газовой или жидкостной среде. Кроме того, лазерные технологии позволяют очень точно управлять геометрией обработанной области, формируя сложные по форме электронные компоненты. В данном докладе будут представлены механизмы получения проводящих композитов для задач гибкой электроники, в том числе биоэлектроники, с помощью лазерного излучения [2, 3]. Такие композиты формируются из разнообразных наноматериалов, нанесенных на гибкую подложку, и обработанных лазером. Показано влияние используемых наноматериалов [4] и подложек на свойства композита. В результате продемонстрирована возможность изготовления биоэлектродов [5], датчиков деформации [6], электрохимических электродов [7], емкостных и индуктивных компонентов [8].



Рис. 1. Базовые компоненты гибких электронных схем, изготовленных из восстановленного ОГ

Литература

1. Manshina A.A., Tumkin I.I., Khairullina E.M., Mizoshiri M., Ostendorf A., Kulinich S.A., et al. The Second Laser Revolution in Chemistry: Emerging Laser Technologies for Precise Fabrication of Multifunctional Nanomaterials and Nanostructures // *Adv Funct Mater.* 2024. 2405457.
2. Abyzova E., Petrov I., Bril' I., Cheshev D., Ivanov A., Khomenko M. et al. Universal Approach to Integrating Reduced Graphene Oxide into Polymer Electronics // *Polymers.* 2023. 15. P. 4622.
3. Rodriguez R.D., Khalelov A., Lipovka A., Dorozhko E., Amin I., Murastov G.V. et al. Beyond graphene oxide: laser engineering functionalized graphene for flexible electronics // *Mater Horiz.* 2020. 7. P. 1030–1041.
4. Rodriguez R.D., Shchadenko S., Murastov G., Lipovka A., Fatkullin M., Petrov I. et al. Ultra-Robust Flexible Electronics by Laser-Driven Polymer-Nanomaterials Integration // *Adv Funct Mater.* 2021. 31. P. 2008818.
5. Fatkullin M., Menzelintsev V., Lipovka A., Dogadina E., Plotnikov E., Brazovskiy K. et al. Smart Graphene Textiles for Biopotential Monitoring: Laser-Tailored Electrochemical Property Enhancement // *ACS Sensors.* 2024 [cited 8 Aug 2024]. doi:10.1021/acssensors.3c02361
6. Lipovka A., Fatkullin M., Shchadenko S., Petrov I., Chernova A., Plotnikov E. et al. Textile Electronics with Laser-Induced Graphene/Polymer Hybrid Fibers // *ACS Appl Mater Interfaces.* 2023 [cited 8 Aug 2024]. doi:10.1021/acsaami.3c06968
7. Fatkullin M., Dogadina E., Bril' I'ya, Ivanov A., Matkovic A., Rodriguez R.D. et al. Nanomaterials/Polymer-Integrated Flexible Sensors: A Full-Laser-Processing Approach for Real-Time Analyte Monitoring. [cited 8 Aug 2024]. Available: <https://doi.org/10.1109/jsen.2024.3371005>
8. Petrov I., Rodriguez R.D., Frantsina E., Grinko A., Sheremet E. Transforming oil waste into highly conductive composites: Enabling flexible electronics through laser processing of asphaltene // *Advanced Composites and Hybrid Materials.* 2024. 7. P. 1–13.

Н. Н. Яковлев, А. В. Алмаев

ПТМ Томский государственный университет, Томск, Россия

β -Ga₂O₃ стремительно набирает популярность в силовую электронику, особенно это перспективно в электромобилях, системах кондиционирования, распределение электроэнергии и коммуникации. Из-за своей высокой температурной и химической стабильности его можно получать путем объемного роста кристаллов (метод Чохральского, зонной плавки и тд.) по сравнению с SiC и GaN. Таким образом, число дислокаций в β -Ga₂O₃ $\sim 10^4$ см⁻², в SiC и GaN $\sim 10^{10}$ – 10^{12} см⁻². β -Ga₂O₃ имеет высокое поле пробоя, ($E_b \sim 8$ MV/cm), показывает гораздо большую добротность Балига (3444) выше чем у SiC (340) и GaN (870) соответственно, что является важным критерием для оценки пригодности полупроводникового материала для применения в силовых устройствах [1, 2]. На основе β -Ga₂O₃ успешно разрабатываются диоды с барьером Шоттки (ДБШ) с напряжением пробоя 2–4 кВ [3, 4].

В данной работе рассматриваются диоды с барьером Шоттки на основе β -Ga₂O₃ полученные на коммерчески доступных пластинах (Тамуга согр., Япония) и на пластинах российского производства (ФТИ Иоффе). На рис. 1 представлены ВАХ полученных образцов.

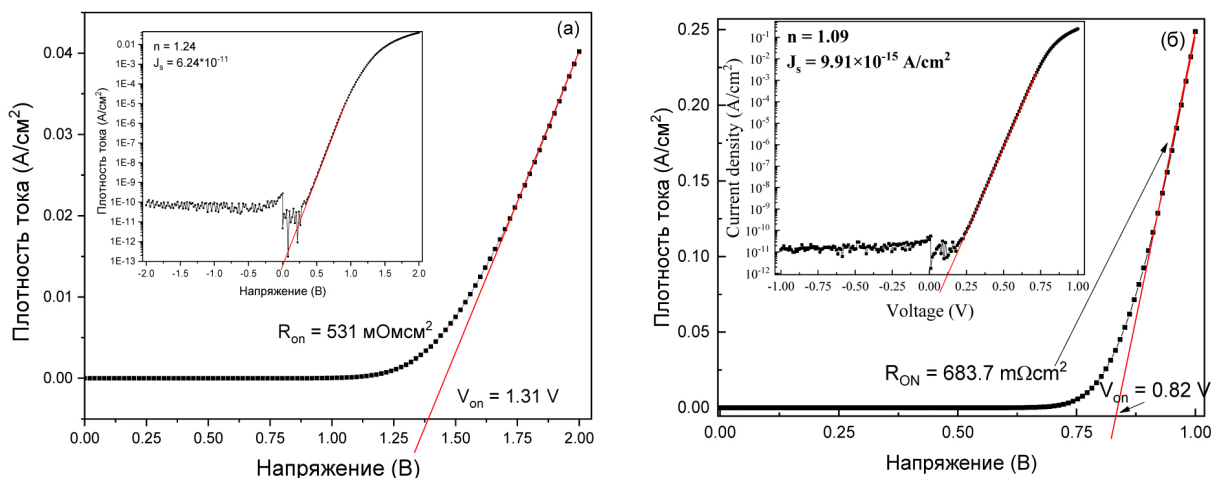


Рис. 1. ВАХ ДБШ на основе пластин Тамуга согр., Япония (а) и ФТИ Иоффе (б)

ДБШ на рис. 1 (а), обладающие напряжением включения $V_{on} = 1,31$ В и коэффициентом выпрямления 10^6 отн. ед. при $U = \pm 2$ В. Величина барьера Шоттки и коэффициент идеальности составляют 1,67 и 1,24 эВ соответственно. Напряжения пробоя 180 В.

ДБШ на рис. 1 (б), обладающие низким напряжением включения $V_{on} = 0,82$ В и высоким коэффициентом выпрямления 10^{10} отн. ед. при $U = \pm 1$ В. Величина барьера Шоттки и коэффициент идеальности составляют 1,69 и 1,09 эВ соответственно.

Литература

1. Kitagawa S., Miyake H., Hiramatsu K. High-quality AlN growth on 6H-SiC substrate using three dimensional nucleation by low-pressure hydride vapor phase epitaxy // Jpn. J. Appl. Phys. 2014. 53, 05FL03.
2. Yang J., Ren F., Tadjer M., Pearton S. J., Kuramata A. 2300V Reverse Breakdown Voltage Ga₂O₃ Schottky Rectifiers // ECS Journal of Solid State Sci. and Tech. 2016. 7, 5. doi: 10.1149/2.0241805jss
3. Tadjer M. J., Mahadik N. A., Freitas J. A. [et al.]. Ga₂O₃ Schottky barrier and heterojunction diodes for power electronics applications // Gallium Nitride Materials and Devices XIII, 10532, 1053212, 2018, doi: 10.1117/12.2292211
4. Hu Z. [et al.]. Field-Plated Lateral β -Ga₂O₃ Schottky Barrier Diode with High Reverse Blocking Voltage of More Than 3kV and High DC Power Figure-of-Merit of 500 MW/cm² // IEEE Electron Device Letters. 2018. 39, 10. 10.1109/LED.2018.2868444,

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИОДА С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ Pt/(100) β-Ga₂O₃

А. В. Цымбалов, А. В. Алмаев, Н. Н. Яковлев

ПТМ Томский государственный университет, Томск, Россия

На сегодняшний день ведутся бурные исследования Ga₂O₃, что обусловлено привлекательными физико-химическими свойствами материала [1]. Разработка УФ детекторов на основе Ga₂O₃ является наиболее привлекательным направлением [2].

В работе рассматриваются диоды с барьером Шоттки (ДБШ) на основе Pt/β-Ga₂O₃. Объемный кристалл оксида галлия (100) был выращен методом Чохральского в ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Темновой ток ДБШ имеет низкие значения, которые не превышают 300 фА при напряжении –1 В, воздействие излучения с длиной волны 254 нм приводит к росту тока до 84 нА (рис. 1, а). Встроенное электрическое поле обуславливает быстрые времена отклика τ_r и восстановления τ_d структур, которые составляют 17 и 27 мс соответственно (рис. 1, б). Рассмотренные ДБШ на основе Pt/β-Ga₂O₃ обладают внутренним усилением, что подтверждается высокими значениями фотоэлектрических характеристик (табл. 1).

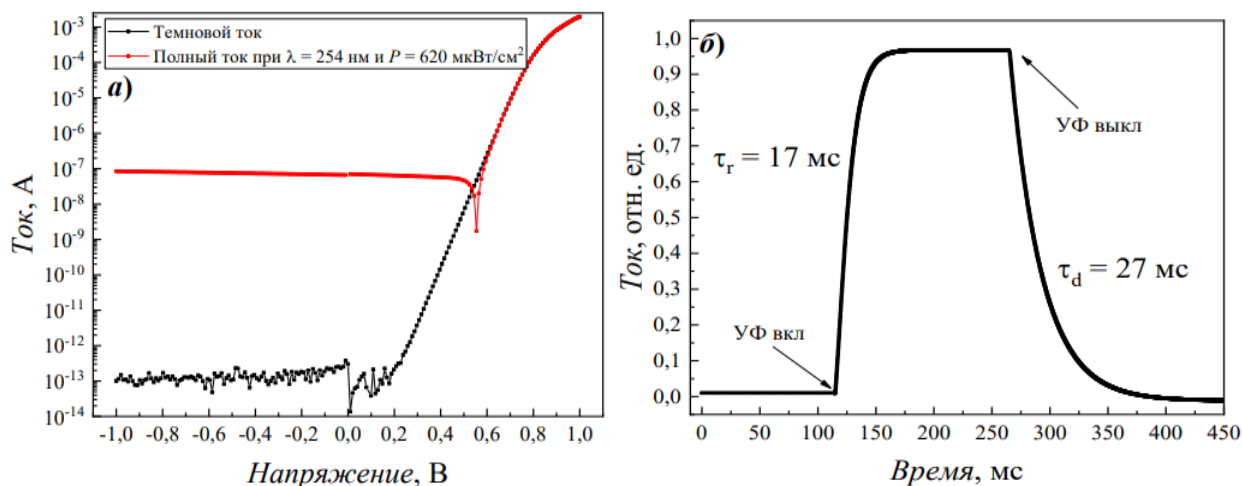


Рис. 1. Вольтамперные характеристики (а) ДБШ Pt/β-Ga₂O₃ и временной профиль тока (б) при воздействии излучения с $\lambda = 254$ нм

Таблица 1. Фотоэлектрические характеристики ДБШ на основе β-Ga₂O₃ при воздействии излучения 254 нм и напряжении –1 В

| Структура | R, А/Вт | D^* , смГц ^{0,5} Вт ⁻¹ | η , % | τ_r , мс | τ_d , мс |
|-------------------------------------|---------|--|------------------|---------------|---------------|
| Pt/β-Ga ₂ O ₃ | 20,4 | $9,6 \cdot 10^{15}$ | $1,2 \cdot 10^4$ | 17 | 27 |

Литература

- He Y., Zhao F., Huang B., Zhang T., Zhu H. A Review of β-Ga₂O₃ Power Diodes // Materials. 2024. 17, 1870. doi: 10.3390/ma17081870
- Chen X., Ren F., Gu F., Ye J. Review of gallium-oxide-based solar-blind ultraviolet photodetectors // Photonics Research. 2019. 7. P. 381–416. doi: 10.1364/PRJ.7.000381

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО САПФИРА

*К. А. Чаитанов, А. В. Тяжев, И. Д. Щербаков, О. П. Толбанов, А. Н. Зарубин,
А. В. Шемерянкина, М. С. Скакунов, А. Е. Винник, Л. К. Шаймерденова*

Томский государственный университет, Томск, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований и моделирования фоточувствительности к рентгеновскому излучению сенсоров на основе монокристаллического сапфира и результаты её моделирования в диапазоне энергий 10–60 кэВ.

В экспериментальном исследовании использовались образцы сенсоров из монокристаллического сапфира с размерами 3×3 мм с толщинами 100 и 150 мкм.

Сенсор помещался в экспериментальный стенд с рентгеновской трубкой с W анодом и при помощи источника-измерителя Keithley 2410 на него подавалось питание, а также снимался ток. При проведении измерений ток на трубке составлял 100–500 мкА, напряжение трубки 60 кВ. Напряжение смещение сенсора составляло от 50 до 700 В.

При изменении интенсивности излучения, величина фототока изменялась линейно. В данном случае изменялся ток трубки в диапазоне от 100 до 500 мкА с шагом 100 мкА.

Для расчета фоточувствительности использовалась ключевая характеристика таких сенсоров – ССЕ (от англ. «Charge collection efficiency» – эффективность сбора заряда).

Итоговая эффективность сбора заряда была рассчитана как средняя величина ССЕ по всей толщине сенсоров.

Экспериментально показано, что монокристаллические сапфировые сенсоры характеризуются:

- линейной зависимостью величины фототока от интенсивности потока рентгеновских квантов;
- сублинейной зависимостью фототока от напряжения на сенсоре;
- сенсоры толщиной 100 и 150 мкм имеют схожую чувствительность к рентгеновскому излучению;
- при облучении низкоинтенсивными потоками рентгеновских квантов в сенсорах отсутствуют выраженные поляризационные эффекты, а время реакции на изменение интенсивности потока квантов не превышает 1 с.

Путем сравнения расчетных и экспериментальных данных о величине фототока были оценены время жизни неравновесных носителей заряда. Они составили: для электронов 1–2 нс, для дырок 1,5–3 нс.

Была рассчитана спектральная чувствительность сапфировых сенсоров (рис. 1). Можно заметить, что наиболее эффективно происходит поглощение квантов с энергией 7 кэВ. Также, можно сделать вывод, что данные сенсоры обладают наибольшей чувствительностью в диапазоне энергий 1–20 кэВ.

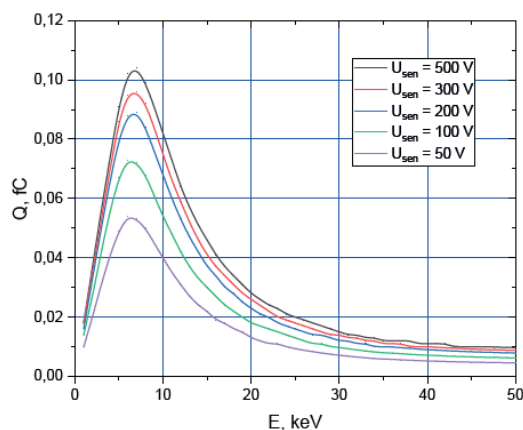


Рис. 1. Зависимости собранного заряда при облучении сенсора единичным квантом с энергией E в диапазоне 1–50 кэВ

Исследование выполнено при поддержке:

- Грант Российской Федерации FSWM-2022-0018 в части моделирования фототока;
- Грант Российской Федерации 075-15-2022-1132 в части экспериментального исследования зависимости фототока от напряжения смещения и интенсивности рентгеновского излучения.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ
СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО
КАРБИДА КРЕМНИЯ**

*А. В. Жидиков, А. В. Тяжеев, И. Д. Щербаков, О. П. Толбанов, А. Н. Зарубин,
А. В. Шемерянкина, М. С. Скакунов, А. Е. Винник, Л. К. Шаймерденова*

Томский государственный университет, Томск, Россия

В данной статье представлены результаты экспериментальной оценки фоточувствительности к рентгеновскому излучению сенсоров на основе объемного нелегированного карбида кремния и результаты его моделирования в диапазоне энергий 10–60 кэВ.

В эксперименте использовались карбид кремниевые образцы, изготовленные из пластин диаметром 50 мм толщиной 320 мкм. На каждую из сторон пластин методом магнетронного распыления были нанесены пленки из алюминия толщиной 1 мкм. Затем на одной из сторон пластины наносилась фоторезистивная маска с последующим травлением слоя алюминия для формирования контакта в виде квадрата с размерами $4,7 \times 4,7$ мм. На заключительном этапе пластины разрезались дисковой резкой на отдельные кристаллы с размерами $6,0 \times 6,0$ мм.

Измерение силы фототока сенсоров при облучении потоком рентгеновских квантов проводилось с использованием источника-измерителя Keithly 2410 при напряжении на сенсорах «+» 300 В и «-» 300 В на облучаемом контакте. В качестве источника рентгеновского излучения использовалась микрофокусная рентгеновская трубка с вольфрамовым анодом. Напряжение и ток трубки составили 60 кВ и 100–500 мкА.

Экспериментально установлено:

– сенсоры характеризуются линейной зависимостью фоточувствительности от интенсивности потока рентгеновских квантов;

– при облучении низкоинтенсивными потоками рентгеновских квантов в сенсорах отсутствуют выраженные поляризационные эффекты, а время реакции на изменение интенсивности потока квантов не превышает 1 с.

Путем сравнения расчетных и экспериментальных данных о величине фототока были оценены время жизни неравновесных носителей заряда. Они составили: для электронов 0,4 нс, для дырок 0,2 нс.

Исследование выполнено при поддержке:

– Грант Российской Федерации FSWM-2022-0018 в части моделирования фототока;

– Грант Российской Федерации 075-15-2022-1132 в части экспериментального исследования зависимости фототока от напряжения смещения и интенсивности рентгеновского излучения.

МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ С УПРАВЛЯЕМЫМИ ЭКРАНИРУЮЩИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ НА ОСНОВЕ МАГНЕТИТА И МНОГОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Д. А. Мазилев, В. И. Суляев, А. А. Павлова

Томский государственный университет, Томск, Россия

Магнитные жидкости (МЖ) используются в автомобильной промышленности, для решения задач обеспечения безопасности жизнедеятельности, медицине, экологии и в других направлениях промышленного производства и научных исследований. В области электроники используются в качестве модуляторов оптического излучения [1], микроволновых переключателей [2], экранирующих устройств [3], в том числе и для микроволнового диапазона [4] и поглотителей [5].

Поглощающие и экранирующие устройства применяются, в том числе, для защиты биологических объектов от вредного воздействия электромагнитного (ЭМ) излучения.

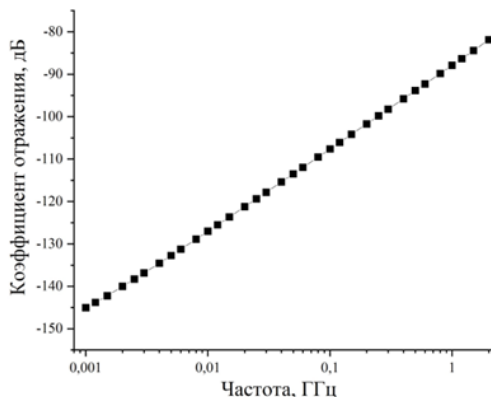


Рис. 1. График зависимости коэффициента отражения МЖ от частоты

В качестве активной фазы в МЖ используются различные магнитные материалы: магнетит, феррит бария [5] и др. Наличие магнитных частиц позволяет управлять ЭМ характеристиками композита, что отмечается [1–7]. Известно также, что углеродные наноматериалы эффективно взаимодействуют с ЭМ излучением и применяются для экранирования ЭМ излучения в диапазоне частот от 10 МГц до 30 ГГц [6] показали возможность использования плёнок с добавлением МУНТ.

В данной работе рассмотрены экранирующие характеристики МЖ на основе магнетита с добавлением МУНТ. Жидкостью-носителем было выбрано синтетическое масло с высокой кинематической вязкости и плотности: 90/13,4 мм²/с и 882 г/см³, соответственно.

МУНТ диаметром 9,8 нм, длиной 1–5 мкм, изготовленные Институтом катализа СО РАН (г. Новосибирск), смешивались с маслом путём ультразвукового разбиения.

В ходе проведения экспериментальных работ выяснилось, что электрофизические характеристики жидкости существенно зависят от влияния времени ультразвукового диспергирования нанотрубок в синтетическом масле (рис. 1).

Из графика видно, что при увеличении времени диспергирования до 25 минут диэлектрическая проницаемость растёт это объясняется соединением нанотрубок в длинные цепочки. При дальнейшем увеличении времени до 30 минут диэлектрической проницаемости смеси начинает снижаться. Это объясняется разрушением нанотрубок под воздействием ультразвука.

Литература

- Chieh J.J., Yang S.Y., Homg H.E., Hon C.-Y., Yang H.C. Magnetic-fluid optical-fiber modulators via magnetic modulation // Applied physics letters. 2007. 90, 133505. doi: 10.1063/1.2716365
- Sharma P., Tripathi A.M., Shukla R., Shukla A. Colloidal Microwave Absorber based on Magnetic Fluid of Iron Oxide Nanoparticles // Research & Development in Material Science. 2021. 15, 000860. doi: 10.31031/RDMS.2021.15.000860
- Chahar M., Sharma V., Thakur O. P. Conductive network structure of MWCNTs-incorporated cobalt-zinc ferrite nanocomposite for enhanced electromagnetic shielding applications // Journal of Nanoparticle Research. 2022. 24, 195. doi: 10.1007/s11051-022-05578-1
- Dolnik B., Rajnak M., Clmbala R., Kolcunova I., Kurimskv J., Dzmura J., Petras J., Zbojovsky J., Kosterec M., KopCansk P., Timko M. The Shielding Effectiveness of a Magnetic Fluid in Radio Frequency Range // Acta physica polonica. 2018. 133, 3, 0.12693/APhysPolA.133.585.
- Archana V. N., Mani M., Johny J., Vinayasree S., Mohanan P., Garza-Navarro M.A., Shaji S., Anantharaman M. R. On the microwave absorption of magnetic nanofluids based on barium hexaferrite in the S and X bands prepared by pulsed laser ablation in liquid // AIP Advances. 2019. 9, 035035. doi: 10.1063/1.5088080
- Xu H., Anlage S.M., Hu L., Gruner G. Pezzagna S., Meijer J. Microwave shielding of transparent and conducting single-walled carbon nanotube films // Applied physics letters. 2007. 90, 183119. doi: 10.1063/1.2734897

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ И МЕТОДЫ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

*Е. В. Ни, О. И. Кучинская, И. В. Самохвалов, И. Д. Брюханов, А. А. Дорошкевич,
И. В. Животенюк, О. Ю. Локтюшин, М. С. Пензин, И. М. Акимов, Д. А. Романов*

Томский государственный университет, Томск, Россия

На сегодняшний день лидары являются одним из самых современных и эффективных инструментов для изучения атмосферы. Эти системы позволяют оперативно получать данные об атмосфере на высотах до десятков километров с высоким пространственно-временным разрешением. Это особенно важно для наблюдения за быстрыми атмосферными процессами, такими как образование облаков или конвективные явления. Данные, получаемые с помощью лидаров, способствуют улучшению численных моделей, которые используются для прогнозирования погоды и климата. Таким образом, эти системы играют ключевую роль в современном изучении атмосферы. Они обеспечивают учёных точными и надёжными данными, необходимыми для понимания и прогнозирования сложных атмосферных процессов, что делает их незаменимым инструментом в борьбе с изменением климата.

Облака верхнего яруса (ОВЯ), играющие ключевую роль в климатических процессах, остаются одной из главных причин неопределённости в расчётах радиационного баланса атмосферы и прогнозирования климатических изменений. Существующие атмосферные модели, такие как глобальная модель ПЛАВ [1] Гидрометцентра России и модель Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF), не учитывают специфики микроструктуры ОВЯ, главным образом из-за их недостаточной изученности. Определение параметров микроструктуры облаков – нетривиальная задача, поскольку формы ледяных частиц в них многообразны, а математическое описание их распределений по размерам является сложным. Как правило, используется понятие «эффективного радиуса», основанное на равенстве одной из характеристик частиц и некоторой модельной сферы [2]. Микроструктура ОВЯ (форма, размеры и пространственная ориентация частиц льда в них) влияют на радиационный баланс Земли [1, 3]. Вопрос диагностики ОВЯ пока не решён, поскольку эти облака содержат ледяные кристаллы, которые могут быть ориентированы преимущественно горизонтально. Такая ориентация приводит к тому, что значительная часть солнечного света отражается обратно в космос, поэтому их называют зеркальными облаками [4].

В ТГУ выполняются систематические эксперименты по зондированию атмосферы на уникальном высотном матричном поляризационном лидаре [5], позволяющем дистанционно (до высот 15 км) определять параметры микроструктуры ОВЯ. С 2009 г. накоплен значительный массив данных лидарных экспериментов. В настоящее время эти данные используются для разработки программного обеспечения на основе инструментов машинного обучения, предназначенного для оперативного прогнозирования оптических и геометрических характеристик ОВЯ, содержащих ориентированные кристаллы льда. Эта задача является актуальной в условиях изменяющегося климата Земли и постоянно увеличивающейся антропогенной нагрузки на атмосферу [6]. В настоящее время сформированная база маркированных лидарных и метеорологических данных расширяется результатами спутниковых измерений.

Литература

1. Дмитриева-Араго Л.Р., Трубина М.А., Толстых М.А. Роль фазового состава облаков в формировании потоков коротковолновой и длинноволновой радиации // Труды Гидрометцентра России. 2017. № 363. С. 19–34.
2. Толстых М.А. Глобальная полулагранжева модель численного прогноза погоды. М.; Обнинск: ОАО ФООП, 2010. 111 с.
3. Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: a global perspective // Monthly Weather Review. 1986. Vol. 114, No. 6. P. 1167–1199.
4. Shanks J.G., Lynch D.K. Specular scattering in cirrus clouds // Proceedings of SPIE. 1995. 2578. P. 227–238
5. [Электронный ресурс] // Томский региональный центр коллективного пользования. URL: <https://ckp.tsu.ru/unu/lidar-ionosonde>.
6. Kuchinskaia O., Penzin M., Bordulev I., et al. Artificial Neural Networks for Determining the Empirical Relationship between Meteorological Parameters and High-Level Cloud Characteristics // Applied Sciences. 2024. Vol. 14, No. 5. P. 1782. doi: 10.3390/app14051782

А. В. Алмаев, Н. Н. Яковлев, А. В. Цымбалов

Лаборатория металлооксидных полупроводников Центра исследований и разработок «Перспективные технологии в микроэлектронике» Национального исследовательского Томского государственного университета, Томск, Россия

Ga₂O₃ является новым ультра-широкозонным полупроводником. Известно 5 полиморфов Ga₂O₃: α, β, γ, δ и κ(ε). В зависимости от полиморфа ширина запрещенной зоны E_g Ga₂O₃ варьируется в пределах от 4,5 эВ до 5,6 эВ. Для разработки электронных приборов с характеристиками, превышающими современные аналоги представляют интерес α-, β- и κ(ε)-Ga₂O₃ полиморфы, главным образом за счёт развития методов роста указанных полиморфов и их фундаментальных свойств.

Наиболее исследованным и востребованным является β-Ga₂O₃ полиморф с моноклинной кристаллической решеткой, отличающейся высокой термической и химической стабильностями. Большие надежды возлагаются на разработку компонентов силовой электроники на основе этого полиморфа. Освоено производство монокристаллических пластин β-Ga₂O₃ расплавленными методами полупроводникового качества. Достигнута плотность дислокаций для кристаллов β-Ga₂O₃ 10^5 см⁻². По сравнению с другими материалами целесообразность использования β-Ga₂O₃ обусловлена большим значением E_g , задающим теоретическую пробивную напряженность поля 8 МВ/см, способностью выдерживать высокие температуры, сильной зависимостью электрофизических свойств от наличия и концентрации примесей. Показатели Valiga и Johnson, используемые для выбора полупроводника при создании силовых металл-оксид-полупроводник полевых транзисторов, β-Ga₂O₃ примерно в 3000 раз выше, чем у Si. Также по этим показателям β-Ga₂O₃ значительно превышает широкозонные GaN и SiC. Возможность легирования β-Ga₂O₃ мелкими донорами до концентрации 10^{22} см⁻³ является значительным преимуществом перед ультра-широкозонными Al_{0,7}Ga_{0,3}N и алмазом. Первые публикации, посвященные силовым приборам на основе β-Ga₂O₃ появились в 2010 г. За десятилетие были разработаны диоды и полевые транзисторы различных конструкций, с латеральным и вертикальным транспортом, со встроенным и индуцированным каналом. Весной 2024 г. было достигнуто пробивное напряжение 13,5 кВ [1]. β-Ga₂O₃ также представляет интерес в качестве чувствительного элемента высокотемпературных газовых сенсоров и детекторов ультрафиолетового (УФ) излучения. Стоит отметить, что для этих направлений существует множество конкурентных материалов.

α-Ga₂O₃ является наиболее широкозонным из всех полиморфов Ga₂O₃. Особенности кристаллической решетки α-Ga₂O₃ позволяют разрабатывать высококачественные анизотипные гетеропереходы с широким разнообразием металлооксидных полупроводников *p*-типа проводимости (Cr₂O₃, Ir₂O₃, Fe₂O₃). На основе таких структур ведётся разработка силовых приборов и УФ детекторов. κ(ε)-Ga₂O₃ обладает псевдогексагональной кристаллической решеткой, высокой симметрией кристалла и сегнетоэлектрическими свойствами. Свойства κ(ε)-Ga₂O₃ позволяют создать условия для генерации 2DEG в гетероструктурах на основе κ(ε)-Ga₂O₃.

Работы по исследованию Ga₂O₃ начались в России примерно в 2013 г. В Центре исследований и разработок «Перспективные технологии в микроэлектронике» НИ ТГУ данный материал стали активно исследовать в 2019 г. К 2024 г. исследование Ga₂O₃ и разработка на его основе полупроводниковых приборов осуществляется в рамках сотрудничества между коллективами из НИ ТГУ, ФТИ им. Иоффе РАН (г. Санкт-Петербург), МИСИС и ННГУ им. Лобачевского (г. Нижний Новгород). Среди результатов «консорциума» учёных можно отметить успехи в области роста объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных плёнок Ga₂O₃, разработку дефектной карты в различных полиморфах Ga₂O₃, разработку физических основ ионной имплантации в Ga₂O₃, разработку и исследование отечественных силовых диодов 1 кВ класса, солнечно-слепых детекторов коротковолнового ультрафиолета, которые по ряду характеристик превосходят многие коммерческие образцы, и высокотемпературные газовые сенсоры для λ зондов.

Литература

1. Li J.-S., Wan H.-H., Chiang C.-C., Yoo T. J., Yu M.-H., Ren F., Kim H., Liao Y.-T., Pearton S. J. Breakdown up to 13.5 kV in NiO/β-Ga₂O₃ Vertical Heterojunction Rectifiers // ECS Journal of Solid State Science and Technology. 2024. 13, 035003. doi: 10.1149/2162-8777/ad3457

Е. Н. ТЕЛЬМИНОВ, Т. А. СОЛОДОВА

Томский государственный университет, Томск, Россия

В последнее время активно развивается направление фотоники, связанное с поиском новых оптических устройств, основанных на сложных органических молекулах. Особый интерес представляют работы по созданию органических тонкопленочных лазерных источников, которые в виду своей компактности, находят широкое применение в интегральной оптике и могут быть конкурентами неорганическим лазерным источникам излучения [1, 2]. Особенно это характерно для такой области научных разработок, как детектирование химических соединений.

Чувствительность и быстродействие существующих флуоресцентных сенсоров возможно увеличить, если организовать в них режим вынужденного излучения. Для организации такого режима необходимо выполнить ряд условий, приводящих к волноводному распространению излучения по тонкопленочной структуре, где чувствительной слой является активной органической средой.

В режиме пороговой генерации интенсивность излучения тонкопленочного элемента зависит от изменения химического состава окружающей его среды и при наличии небольшого количества вещества, вызывающего тушение люминесценции, может привести к полному срыву лазерной генерации. В режиме лазерной генерации в несколько раз уменьшается время отклика на присутствие аналита, так в работе [3] время отклика уменьшилось в 4 раза.

В работе предлагается использование физического процесса снижения порога генерации волноводного органического лазера, в результате чего в присутствии аналита интенсивность генерации возрастает.

Созданный волноводный органический лазер представляет собой трехслойную структуру (рис. 1).

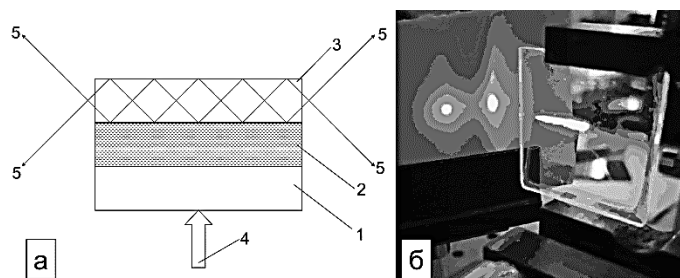


Рис. 1. Фотовозбуждаемый тонкопленочный волноводный лазер: а) схема функционирования волноводного лазера: 1 – прозрачная подложка предметное стекло для микроскопии; 2 – адгезионный слой; 3 – тонкопленочная лазерно-активная среда; 4 – излучение источника накачки; 5 – излучение лазерной генерации; б) фотография тонкопленочного лазера в режиме генерации

В работе показано, что в присутствии паров хлористого водорода или аммиака происходит срыв генерации волноводной активной органической структуры, а при детектировании углекислого газа или оксида азота (I) наблюдается увеличение интенсивности генерации.

Литература

1. Mhibik O., Chénaïs S., Forget S. et al. Inkjet-printed vertically emitting solid-state organic lasers // *Journal of Applied Physics*. 2016. 119, 173101. doi: 10.1063/1.4946826
2. Telminov E. N., Nikonova E. N., Solodova T. A., Kopylova T. N., Berdybaeva Sh. T., Semaan R. Thin-film organic structures lasing in yellow-green spectral range // *Russian Physics Journal*. 2019. 61, 2293. doi: 10.1007/s11182-019-01670-7
3. Berdybaeva Sh. T., Telminov E. N., Solodova T. A., Nikonova E. N., Samsonova L. G., Kopylova T. N. Spontaneous and stimulated emission of thin-film polymer structures in the presence of nitrotoluene vapour // *Quantum Electronics*. 2021. 51, 206. doi: 10.1070/QEL17491
4. Wang Y., Yang Y., Turnbull G.A., Samuel I.D.W. Explosive sensing using polymer lasers // *Mol. Cryst. and Liq. Cryst.* 2012. 554, 103. doi: 10.1080/15421406.2012.633812

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ЛИДАР И РЕАНАЛИЗ КАК ИНСТРУМЕНТАРИЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ КОНДЕНСАЦИОННЫХ СЛЕДОВ САМОЛЁТОВ

*И. Д. Брюханов, И. В. Самохвалов, О. Ю. Локтюшин, Е. В. Ни, А. А. Дорошкевич,
И. В. Животенюк, А. П. Стыкон, Н. С. Кириллов*

Томский государственный университет, Томск, Россия

Современные лидары, обеспечивая оперативный мониторинг состояния атмосферы на высотах до десятков км, представляют собой один из наиболее передовых и эффективных инструментов атмосферных исследований. Лидары занимают центральное место в атмосферных исследованиях, предоставляя учёным точные и надёжные данные, необходимые для понимания и прогнозирования атмосферных процессов, что делает их важнейшим инструментом в борьбе с изменением климата.

Одним из ключевых факторов климатообразования являются облака верхнего яруса (ОВЯ), являющиеся одним из основных источников неопределённости при расчете радиационного баланса атмосферы и прогнозировании климатических изменений. Микроструктура ОВЯ, включая форму, размеры и ориентацию кристаллов льда в них, оказывает значительное влияние на радиационный баланс Земли [1, 2], но при этом не учитывается в моделях атмосферы из-за недостаточной изученности. Диагностика ОВЯ является непростой задачей, поскольку кристаллы льда в них нередко ориентированы горизонтально. Такая конфигурация приводит к отражению значительной доли солнечного излучения обратно в космос, из-за чего такие облака называют зеркальными [3, 4].

Конденсационные следы самолётов обладают оптическими свойствами, схожими с ОВЯ, существенно влияют на радиационный баланс атмосферы и, главное, способствуют развитию перистой облачности [5]. Следы, сохраняющиеся более 10 минут, признаны Всемирной метеорологической организацией единственным искусственным типом ледяных облаков [6]. Существующие методы исследования самолётных следов не эффективны: контактные датчики на самолётах малоинформативны, а спутники фиксируют их только спустя 1–2 часа, что неудовлетворительно при среднем времени существования следа в 1–6 часов [7].

В ТГУ разработан высотный матричный поляризационный лидар [4, 8], позволяющий дистанционно (до высот 15 км) определять параметры микроструктуры ОВЯ. С 2009 г. накоплен значительный массив данных лидарных экспериментов. Их анализ вместе с траекториями полётов самолётов и характеристиками ветра на соответствующих высотах позволяет идентифицировать и исследовать оптические и геометрические характеристики самолётных следов. Ранее для этой задачи использовались результаты аэрологического зондирования, выполняемого на ближайших к Томску станциях (Колпашево и Новосибирск). Они удалены от точки стояния лидара на 240–250 км, а измерения там выполняются только дважды в сутки. В настоящее время реализуются алгоритмы расчёта параметра дрейфа конденсационных следов и их идентификации в лидарных измерениях на основе применения данных реанализа ERA5 Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды, обеспечивающего более высокое временное (1 ч) и пространственное ($0,25 \times 0,25^\circ$) разрешение. В 2016 г. в ТГУ выполнены первые эксперименты по зондированию конденсационных следов самолётов; с 2019 г. выполняется систематическая запись траекторий полётов самолётов по данным ADS-B мониторинга [9]. Ведётся поиск источников данных о траекториях для 2009–2019 гг.

Литература

1. Толстых М.А. Глобальная полулагранжева модель численного прогноза погоды. М.; Обнинск: ОАО ФООП, 2010. 111 с.
1. Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: a global perspective // *Monthly Weather Review*. 1986. Vol. 114, No. 6. P. 1167–1199.
1. Balin Yu.S., Kaul B.V., Kokhanenko G.P., Penner I.E. Observations of specular reflective particles and layers in crystal clouds // *Optics Express*. 2011. Vol. 19, No. 7. P. 6209–62147.
1. Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д. Матрица обратного рассеяния света зеркально отражающих слоёв облаков верхнего яруса, образованных кристаллическими частицами, преимущественно ориентированными в горизонтальной плоскости // *Оптика атмосферы и океана*. 2012. Т. 25, № 5. С. 403–411.
1. Minnis P., Ayers J.K., Palikonda R., Phan D. Contrails, Cirrus Trends, and Climate // *Journal of Climate*. 2004. Vol. 17, No. 8. P. 1671–1685.
1. Kärcher B. Formation and radiative forcing of contrail cirrus 1 // *Nature Communications*. 2018. No. 9. 1824.
1. Gierens K., Vazquez-Navarro M. Statistical analysis of contrail lifetimes from a satellite perspective // *Meteorologische Zeitschrift*. 2018. Vol. 27, No. 3. P. 183–193.
1. [Электронный ресурс] // Томский региональный центр коллективного пользования. URL: <https://ckp.tsu.ru/unu/lidar-ionosonde>.
1. [Электронный ресурс] // Flightradar24. Live Air Traffic. URL: <https://www.flightradar24.com>.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА И МОРФОЛОГИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЛИДАРНЫХ КОМПЛЕКСОВ НА ИХ ПОРОГ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ

М. М. Зиновьев^{1,2}, В. С. Кузнецов¹, Н. Н. Юдин^{1,2}, С. Н. Подзывалов¹, Е. С. Слюнько¹,
А. Ю. Кальсин¹, А. Ш. Габдрахманов¹, А. Б. Лысенко¹

¹ Томский государственный университет, Томск, Россия

² Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

Порог лазерно-индуцированного пробоя (ПЛИП) диэлектрических интерференционных зеркал (а также просветляющих покрытий) зависит от множества параметров и факторов. Так, например, отражательная способность зеркала, как правило, решается увеличением числа слоев, составляющих интерференционную структуру. А это в свою очередь влечет увеличение суммарных механических напряжений в слоях, и, как следствие, плохую адгезию пленки или ее растрескивание [1].

Еще одним важным фактором, влияющим на ПЛИП интерференционных покрытий, является морфологический состав пленок и их химическая стехиометрия. При вакуумном методе нанесения пленок в них может образовываться нестехиометрическая структура, иными словами, включения, которые являются центрами поглощения [2, 3]. Такие включения при воздействии на них высокоэнергичных лазерных импульсов высокой мощности разогреваются, вызывая оптический пробой пленки. Для решения этой проблемы разрабатывается технологическая карта процесса напыления пленок в вакууме с оптимальными параметрами, при которых стехиометрия пленок близка к номинальному составу [4, 5].

В работе представлены результаты по исследованию влияния морфологии и состава тонких пленок, образующих структуру диэлектрических зеркал оптических резонаторов когерентных источников для ЛИДАРОВ. В программном обеспечении Optilayer проведено моделирование диэлектрических зеркал с использованием двух пар материалов $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ и ZnS/YbF_3 .

В данной работе использован метод ионно-лучевого распыления (ИЛР) осаждения пленок в вакууме. Процесс нанесения оптических покрытий осуществлялся с использованием вакуумно-напылительного оборудования Aspira-200.

С помощью электронного и атомно-силового микроскопов проведено исследование морфологической структуры монослоев используемых материалов. Показано, что высокопреломляющие слои как ZnS так и TiO_2 при нанесении их на подложку методом ИЛР имеют бездефектную структуру, и плотную упаковку частиц, что позволяет получать пленки с высоким показателем преломления.

Исследование низкопреломляющих материалов SiO_2 и YbF_3 показало, что в монослоях данных материалов присутствуют различного рода дефекты. Так при распылении SiO_2 на высоких ускоряющих напряжениях ионного источника (высокая энергия ионов) часть кремния не успевает прореагировать до состояния оксида, вызывая дефекты напыляемой пленки. Данные дефекты практически полностью устраняются путем подбора газовой смеси аргон/кислород при распылении материала, и путем снижения ускоряющего напряжения источника.

Установлено, что при ионном распылении мишени YbF_3 в напыляемой пленке появляется большое количество дефектов. Элементный анализ этих областей показывает там недостаток фтора с существенным преобладанием иттербия (соотношение 1 : 5). Это вызывает локальное отклонение от стехиометрии состава пленки, данные дефекты являются, в том числе, и поглощающими центрами. Однако, снижение ускоряющего напряжения на 20–25% не приводит к существенным изменениям количества дефектов. А дальнейшее снижение мощности источника приводит к очень низкой скорости распыления, и как следствие невозможности наносить многослойные покрытия. Поэтому, данная проблема требует дополнительных исследований.

Значения порога лазерно-индуцированного пробоя диэлектрических зеркал получены с использованием излучения Nd:YAG лазера с длиной волны 1064 нм. Для определения порога оптического пробоя образцов использовалась методика «R-on-1». Суть этой методики заключается в том, что каждая отдельная область кристалла облучается лазерным излучением при последовательном повышении интенсивности лазерного излучения до тех пор, пока не произойдет оптический пробой или не будет достигнуто заранее заданное значение плотности энергии.

Исследование ПЛИП ($\lambda = 1064$ нм, $\tau = 35$ нс, $f = 1000$ Гц) диэлектрических зеркал на основе пар материалов $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ и ZnS/YbF_3 на подложке, сделанной из кварца КИ, показало, что диэлектрическое зеркало на основе $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ способно выдержать оптическую нагрузку до 4 Дж/см² в то время как зеркало на основе ZnS/YbF_3 выдерживает оптическую нагрузку до 3,2 Дж/см².

Литература

1. Ванякин А. В., Железнов В. И., Кулевский Л. А., Лукашев А. В., Морозов Н. П., Орлов Н. А. Интерференционная оптика для лазеров и параметрических генераторов среднего ИК диапазона // Квантовая электроника. 1997. Т. 24, № 2. С. 142–144.
2. Lishuan Wang, Yugang Jiang, Chenghui Jiang, Huasong Liu, Yiqin Ji, Feng Zhang, Rongwei Fan, Deying Chen. Effect of oxygen flow rate on microstructure properties of SiO_2 thin films prepared by ion beam sputtering // Journal of Non-Crystalline Solids. 2018. Vol. 482. P. 203–207.
3. Langston P. F., Krous E., Schiltz D., Patel D., Emmert L., Markosyan A., Reagan B., Wernsing K., Xu Y., Sun Z., Route R., Fejer M. M., Rocca J. J., Rudolph W., Menoni C. S. Point defects in Sc_2O_3 thin films by ion beam sputtering // Appl. Opt. 2014. 53. A276-A280.
4. L. Wang, Y. Jiang, C. Jiang, H. Liu, Y. Ji, F. Zhang, R. Fan, D. Chen. Effect of oxygen flow rate on microstructure properties of SiO_2 thin films prepared by ion beam sputtering // Journal of Non-Crystalline Solids. 2018. 482. P. 203–207.
5. Langston P. F., Krous E., Schiltz D., Patel D., Emmert L., Markosyan A., Reagan B., Wernsing K., Y. Xu, Z. Sun, Route R., Fejer M. M., Rocca J. J., Rudolph W., Menoni C. S. Point defects in Sc_2O_3 thin films by ion beam sputtering // Appl. Opt. 2014. 53. A276-A280.

Э-0059 ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПОЛОС РОСТА МОНОКРИСТАЛЛОВ $ZnGeP_2$ МЕТОДОМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

М. В. Костылев¹, Н. Н. Юдин², М. М. Зиновьев², С. Н. Подзывалов², Е. С. Слюнько²,
А. Б. Лысенко², Д. В. Власов², А. Ю. Кальсин², М. М. Кулеиш², А. Ш. Габдрахманов²

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия
² Томский государственный университет, Томск, Россия,

В лазере на парах стронция реализуется генерация в ИК-области спектра на восьми лазерных переходах с длинами волн генерации: $\lambda \sim 1,03$ мкм; 1,09 мкм; 2,6 мкм; 3,06 мкм; 2,69 мкм; 3,01 мкм; 2,92 мкм; 6,45 мкм [1]. Все вышеперечисленные лазерные линии лежат в области прозрачности монокристалла $ZnGeP_2$ [2]. Визуализация дефектов в пластинах монокристалла $ZnGeP_2$ осуществлялась по схеме, представленной на рис. 1.

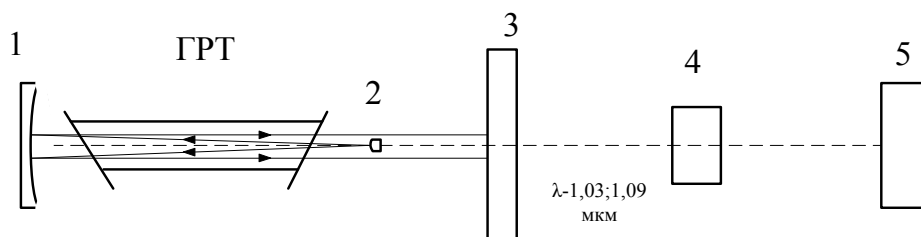


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для дефектоскопии монокристалла $ZnGeP_2$: 1, 2 – зеркала резонатор; ГРТ – газоразрядная трубка лазера на парах стронция; 3 – оптический фильтр ИКС-1; 4 – пластина монокристалла $ZnGeP_2$; 5 – CCD/CMOS-камера

В экспериментах использовался лазер на парах стронция с газоразрядной трубкой (ГРТ) (диаметр разрядного BeO -керамического канала – 2,6 см, длина – 80 см) помещенной в неустойчивый резонатор телескопического типа. Неустойчивый резонатор с мнимым фокусом, образованный глухим алюминиевым сферическим зеркалом 1 (радиус кривизны 300 мм) и выходным сферическим выпуклым зеркалом 2 (радиус кривизны 10 мм), позволял формировать плоскопараллельный лазерный пучок. Средняя мощность генерации лазера на парах стронция (после фильтра ИКС-1) составляла ~ 600 мВт на длинах волн излучения $\lambda \sim 1,03$ и $\lambda \sim 1,09$ мкм.

Данный способ визуализации (см. рис. 1) представляет собой типичную осевую схему записи цифровых голограмм Габора. Плоскопараллельный пучок света от ГРТ, проходит через оптический фильтр 3 для выделения требуемой длины волны (1,06; 1,09 мкм) и исследуемый образец 4. В результате прохождения излучения через исследуемый образец формируется картина интерференции опорной волны (часть излучения, которая прошла через однородную часть образца, без рассеяния на дефектах) и предметной волны (часть излучения, рассеянная на дефектах и примесях). Камера 5 регистрирует эту интерференционную картину (голограмму) и передает её в память компьютера 6. Таким образом, цифровая голограмма представляет собой дискретный двумерный массив оцифрованных значений интенсивности картины интерференции опорной и предметной волн [3]. Этот массив принимается за распределение (с точностью до константы) поля в плоскости голограммы ($U(x_1, y_1)$). Это распределение используется в качестве исходного, а численный расчет [4] дифракционного интеграла (1) позволяет рассчитать распределение поля (а затем интенсивности) в плоскости на заданном расстоянии от плоскости голограммы $U(x_2, y_2)$ (то есть в соответствующем поперечном сечении исследуемого объема).

$$U(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x_1, y_1) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}z} e^{-i\frac{\pi}{z\lambda}((x_1-x_2)^2 + (y_1-y_2)^2)} dx_1 dy_1, \quad (1)$$

где λ – длина волны, z – расстояние между плоскостью голограммы и плоскостью восстановления.

Соответственно, слой за слоем можно формировать изображение исследуемого объема образца. При этом в каждом восстановленном изображении поперечного сечения монокристалла визуализируются дефекты (неоднородности) и появляется возможность определить их размеры, форму, ориентацию, расположение в монокристалле. Описанный процесс записи и восстановления информации в цифровой голографии был успешно применен для диагностики дефектов в оптических материалах [5, 6]. В данной работе в качестве регистрирующей камеры 5 использовалась CCD-камера с матрицей 1600×1200 пикселей, размером пикселя не более $7,4 \times 7,4$ мкм. Длинноволновая граница спектральной чувствительности используемой CCD-камеры соответствует длине волны $\lambda 1,1$ мкм, что определило используемый диапазон длин волн лазера на парах стронция.

С целью проведения анализа влияния температурных флуктуаций в процессе роста монокристалла и их влияния на структуру монокристалла было получено распределение интенсивности $I(\rho_{ix})$ на восстановленном изображении (см. рис. 2, А), содержащем полосы роста, вдоль направления роста кристалла. Далее от полученного распределения было взято Фурье – преобразование

$$\hat{I}(1/Pix) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I(Pix) e^{-i\omega(Pix)} d(Pix). \quad (2)$$

Результаты Фурье разложения интенсивности на восстановленном изображении представлены на рис. 2, В, по оси X указан пространственный период повторяемости полос роста в мкм, а по оси Y интенсивность в относительных единицах. Таким образом был по-лучен спектр периодов полос роста.

Рассмотрим механизм формирования полос роста в исследуемом образце исходя из данных полученного спектра. Появление структуры с периодом 10–20 мкм связано с образованием гравитационно-неустойчивых слоев расплава или так называемых «термока-пель» в процессе роста монокристалла. Оценку временного периода этого процесса можно провести по формуле [26]

$$\tau_{tk} = 32 \left[\left(\frac{\nu}{g\alpha\Delta T} \right)^2 K^{-1} \right]^{1/3}, \quad (3)$$

где ν – кинематическая вязкость расплава, g – ускорение свободного падения, α – коэффициент термического расширения, ΔT – разность температур между горизонтальными границами расплава, $K = \frac{\kappa}{\rho C_v}$ – коэффициент тепловой диффузии, κ – теплопроводность, ρ – плотность, C_v – удельная теплоёмкость при постоянном объеме.

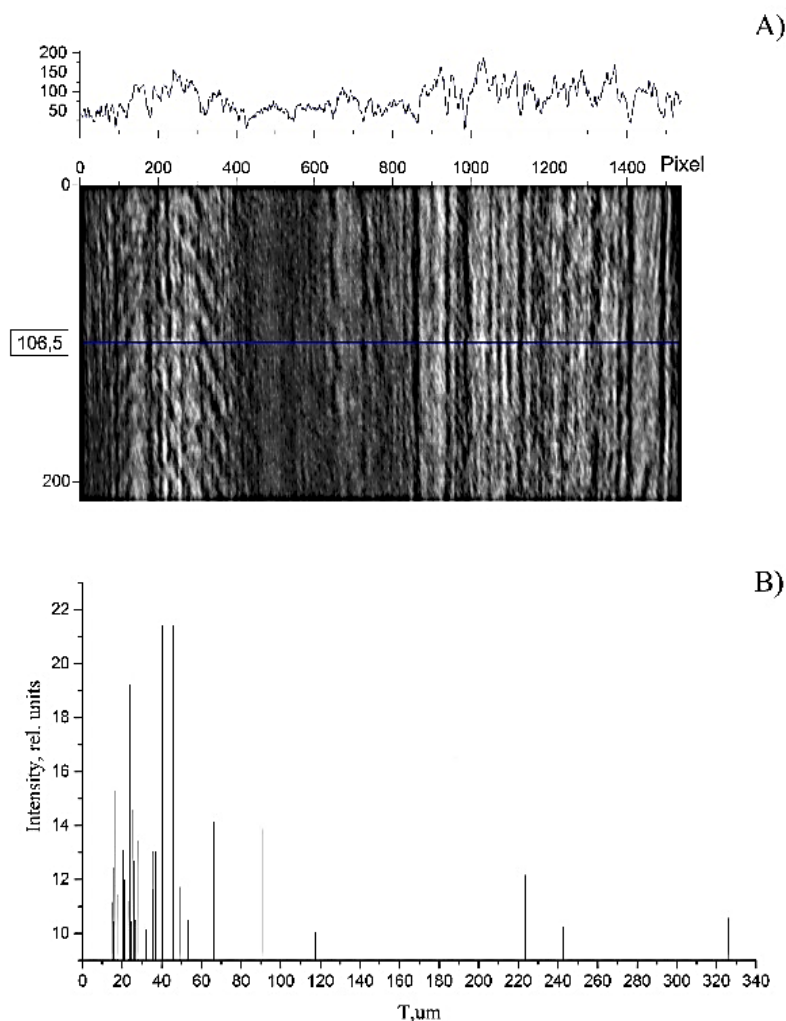


Рис. 2. А) – распределение интенсивности по пикселям в восстановленном изображении полос роста монокристалла $ZnGeP_2$. В) – спектр периода повторения полос роста и распределения интенсивности восстановленного изображения

Подставляя в (3) экспериментальные значения $\Delta T = 10$ °С, известные для $ZnGeP_2$ значения $\kappa_{ZnGeP_2}, \rho_{ZnGeP_2}, C_v$ [2], $\alpha = 9,1 \cdot 10^6 K^{-1}$ и принимая $\nu = 2,5 \cdot 10^{-3} cm^2/c$ (величина типичная для расплавов металлов, полупроводников и окислов), в качестве оценки получаем значение $\tau_{tk} \sim 10$ с, что при скорости кристаллизации в процессе роста ~ 10 мм/сут соответствует периоду полос роста ~ 10 мкм.

Периодические колебания температуры в расплаве могут появляться также за счет конвекции, создаваемой радиальным градиентом температуры. Период такой неустойчивости гидродинамического слоя у нагреваемой или охлаждаемой вертикальной границы $\tau_{гд} \sim 3,6 N_{\Pi}^{-1/3}$, где N_{Π} – число Прандтля. Для монокристалла $ZnGeP_2$ число $N_{\Pi} = 0,1$, поэтому $\tau_{гд} \sim \tau_{tk}$ и появление полос роста в $ZnGeP_2$ с периодом

$T_2 \sim 25\text{--}90$ мкм можно отнести на счет неустойчивости гидродинамического слоя у вертикальных стенок тигля при наличии радиального градиента температуры в расплаве. Большие периоды полос роста $\sim 100\text{--}400$ мкм и более возможны за счет медленного «концентрационно-капельного» механизма [7], когда оттеснение какого-либо компонента может привести к гравитационной неустойчивости слоя у границы расплав-кристалл. Оценка периода слоев, возникающих за счет концентрационно-капельного механизма, проводилась по формуле

$$= 4 \left[\frac{\nu D^3}{g\beta Ck(1-k)\nu_{\text{фр}}^7} \right]^{1/5},$$

где D – коэффициент диффузии растворенного вещества, β – коэффициент «концентрационного» расширения, C – концентрация растворенного вещества, K – коэффициент сегрегации, $\nu_{\text{фр}}$ – скорость кристаллизации. При расчетах полагалось $\beta C = 0,1$; $D = 10^{-4}$ см²/с; $k = 0,1$, полученная оценка пространственного периода составила $T_3 = \tau\nu_{\text{фр}} \sim 1$ мм, что по порядку величины совпадает с экспериментальными значениями для больших периодов полос роста ~ 200 мкм в монокристалле ZnGeP₂.

Литература

1. Soldatov N., Sabotinov N. V., Latush E. L., Chebotarev G. D., Vuchkov N. K., Yudin N. A. Strontium and calcium vapour lasers. Vol. I. Bulgarian. Sofia: Prof. Marin Drinov Academic Publishing House, 2013. 293 p.
2. Nikogosyan D. Handbook “Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey”. 1-st ed. Springer, 2005. 427 p.
3. Schnars U., Jueptner W. Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques. Berlin: Sprinder, 2005. 164 p.
4. Collier R., Burkhart C., Lin L. Optical Holography. N.-Y.: Acad. Press, 1971.
5. Dyomin V.V., Polovcev I.G., Kamenev D.V. The internal defects detection in crystals by digital holographic methods // Journal of Physics: Conference Series. 2016. Vol. 737, No. 012072.
6. Dyomin V.V., Polovtsev I.G., Kamenev D.V. Quality control of ZnGeP₂ single crystals using optical methods // Russian Physics Journal. 2016. Vol. 58, № 10. P. 1479–1481.
7. Verozubova G.A., Gribenyukov A.I., Korotkova V.V., Ruzaiкин M.P. ZnGeP₂ synthesis and growth from melt // Materials Science and Engineering B48. 1997. P. 191–197.

ФОТОАРХИВ КОНФЕРЕНЦИИ



СПИСОК АВТОРОВ

- Chunhui Yang,**
Harbin Institute of Technology, Харбин, yangchh@hit.edu.cn
- Yunfei Shang,**
Harbin Institute of Technology, Харбин, shangyunfei@hit.edu.cn
- Алмаев Алексей Викторович,**
Томский государственный университет, Томск, almaev_alex@mail.ru
- Анисимов Роман Игоревич,**
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, roman.anisimov.00@mail.ru
- Антипов Олег Леонидович,**
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, antipov@ipfran.ru
- Баалбаки Хуссейн,**
Томский государственный университет, Томск, houssainsyr1@gmail.com
- Белосов Роман,**
Институт геологии и минералогии СО РАН, Новосибирск, belousowroman2001@gmail.com
- Бойко Андрей Александрович,**
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, baa.nsk@gmail.com
- Бородулин Захар Игоревич,**
Томский государственный университет, Томск, zahar.borodulin12@gmail.com
- Брюханов Илья Дмитриевич,**
Томский государственный университет, Томск, plyton@mail.tsu.ru
- Бузин Даниил Сергеевич,**
Институт физики имени Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, daniil.buzin.00@mail.ru
- Бураченко Александр Геннадьевич,**
Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, bag@loi.hcei.tsc.ru
- Васильева Людмила Александровна,**
Томский государственный университет, Томск, vasilevaluda10@gmail.com
- Ватник Сергей Маркович,**
ООО НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино, sVatnik@ntoire-polus.ru
- Винс Виктор Генрихович,**
ООО «ВЕЛМАН», Новосибирск, vgvins@gmail.com
- Власов Денис Васильевич,**
Томский государственный университет, Томск, dv472@mail.ru
- Ворсин Олег Игоревич,**
Томский государственный университет, Томск, vovenmir@gmail.com
- Гадиров Руслан Магомедтахирович,**
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, ggm882@yandex.ru
- Генин Дмитрий Евгеньевич,**
Томский государственный университет, Томск, rick.whitemore87@gmail.com
- Герасимова Марианна Петровна,**
Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, gmp@iao.ru
- Голошумова Алина Александровна,**
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, alingol-nsk@yandex.ru
- Громько Владислав Владимирович,**
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, vgromyko0@yandex.ru
- Денисов Дмитрий Александрович,**
Московский физико-технический институт, Москва, denisov.da@phystech.edu

Ерушин Евгений Юрьевич,
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, render2012@yandex.ru

Жидиков Алексей,
Томский государственный университет, Томск, davit1213@gmail.com

Зиновьев Михаил Михайлович,
Томский государственный университет, Томск, muxa9229@gmail.com

Кальсин Андрей Юрьевич,
Томский государственный университет, Томск, andrejkalsin@gmail.com

Карасёв Николай Викторович,
Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, nvk@iao.ru

Карташов Игорь Анатольевич,
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, kart@isp.nsc.ru

Клепиков Игорь Вячеславович,
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, klepikov_igor@mail.ru

Комарова Полина Евгеньевна,
Томский государственный университет, Томск, polina.komarova.02@bk.ru

Комов Эдуард Витальевич,
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск,
Eduardcomov@gmail.com

Костылев Максим Викторович,
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск,
maksimkostylev74@gmail.com

Костюкова Надежда Юрьевна,
Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, n.duhovnikova@gmail.com

Крылов Александр Александрович,
Томский государственный университет, Томск, krsas5263@gmail.com

Кукенов Олжас,
Томский государственный университет, Томск, okukenov@mail.ru

Кулеш Максим Матвеевич,
Томский государственный университет, Томск, makksim13@gmail.com

Курусъ Алексей Федорович,
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, kurusaf@igm.nsc.ru

Лазаренко Георгий Юрьевич,
Томский политехнический университет, Томск, lazarenko@tpu.ru

Лебедев Вячеслав Фёдорович,
Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, lebedevvf@mail.ru

Липатов Евгений Игоревич,
Томский государственный университет, Томск, evlip@mail2000.ru

Лысенко Алексей Борисович,
Томский государственный университет, Томск, festality@yandex.ru

Мазилев Дмитрий Артурович,
Томский государственный университет, Томск, sandy.surname@gmail.com

Маликов Александр Викторович,
Томский государственный университет, Томск, malikpost@mail.ru

Мамбетова Ксения Мустафиевна,
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск,
mambetova_ksenia@mail.ru

Маслова Юлия Валентиновна,
Томский государственный университет, Томск, yulya_maslova_86@inbox.ru

Мельник Константин Петрович,
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск,
mkr@main.tusur.ru

Миронов Сергей Александрович,
Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, serge2016@yandex.ru

Михайлов Виталий Юрьевич,
АО «ЛЛС», Санкт-Петербург, a.krashennnikova@lenlasers.ru

Ни Евгений Вячеславович,
Томский государственный университет, Томск, wolf.ni@yandex.ru

Переседова Дарья Александровна,
Томский государственный университет, Томск, dasha.d4@mail.ru

Пономарёв Александр Николаевич,
Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, alex@ispms.ru

Попова Алина Сергеевна,
Томский государственный университет, Томск, popova_31_03@mail.ru

Рипенко Василий Сергеевич,
Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, dsws@vripenko.ru

Салимгареев Дмитрий Дарисович,
Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург,
d.d.salimgareev@urfu.ru

Самолов Андрей Валерьевич,
Томский государственный университет, Томск, samolov015@gmail.com

Самсонова Любовь Гавриловна,
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск,
samsonoval5316@gmail.com

Семенов Дмитрий Юрьевич,
Томский политехнический университет, Томск, semd02@mail.ru

Слюнько Елена Сергеевна,
Томский государственный университет, Томск, elenohka266@mail.ru

Тарабрин Михаил Константинович,
Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва,
tarabrinmike@yandex.ru

Тельминов Евгений Николаевич,
Томский государственный университет, Томск, entelminov@inbox.ru

Тригуб Максим Викторович,
Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, trigub@iao.ru

Тяжев Антон Владимирович,
Томский государственный университет, Томск, antontyazhev@mail.ru

Цзюньси Чэнь,
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 875709591@qq.com

Цымбалов Александр Вячеславович,
Томский государственный университет, Томск, zoldmine@gmail.com

Чаштанов Кирилл Александрович,
Томский государственный университет, Томск, kirillchashtanov@gmail.com

Чашин Владимир Вениаминович,
Томский государственный университет, Томск, lloodia@yandex.ru

Шеремет Евгения Сергеевна,
Томский политехнический университет, Томск, esheremet@tpu.ru

Юдин Николай Александрович,
Томский государственный университет, Томск, yudin@tic.tsu.ru

Юдин Николай Николаевич,

Томский государственный университет, Томск, rach3@yandex.ru

Якименко Филипп Александрович,

Томский государственный университет, Томск, filipp.yakimenko.98@mail.ru

Яковин Михаил Дмитриевич,

Институт автоматки и электрометрии СО РАН, Новосибирск, m.d.yakovin@mail.ru

Яковлев Никита Николаевич,

Томский государственный университет, Томск, nik_mr_x@mail.ru

СОДЕРЖАНИЕ

| Номер доклада | Авторы и название | стр. |
|---------------|---|------|
| Q-0003 | C. Yang, Z. Lei, C. Zhu, S. Hao, Y. Shang. The development of mid-infrared and far-infrared nonlinear ZnGeP ₂ crystals | 3 |
| Q-0004 | Y. Shang, S. Hao, C. Yang. Nonlinear upconverting nanoparticle for sensing and lasing | 4 |
| K-0002 | Е.И. Липатов Центры окраски алмаза в квантовой сенсорике и квантовых вычислениях | 5 |
| K-0004 | В.В. Чащин, О.И. Лыга, Е.И. Липатов. Фотолюминесценция N ₂ V ⁰ центров окраски в алмазе в магнитном поле..... | 6 |
| K-0010 | И.В. Клепиков, Е.А. Васильев, А.В. Колядин. Механизмы образования N ₂ V-центров в природных алмазах | 7 |
| K-0015 | Е.Ю. Ерушин, Н.Ю. Костюкова, А.А. Бойко, Г.С. Шевырдяева, Д.В. Бадиков. Исследование нелинейного показателя преломления бариевых халькогенидов..... | 8 |
| K-0016 | Ч. Цзюньси, И.И. Бетеров. Solving optimization problems using quantum computing..... | 9 |
| K-0018 | В.В. Громыко, И.И. Бетеров. Адресное управление распределением интенсивности в массивах оптических дипольных ловушек, получаемых итерационным алгоритмом расчета фазовых голограмм | 10 |
| K-0019 | Н.Ю. Костюкова, Е.Ю. Ерушин, А.А. Бойко, Г.С. Шевырдяева, Д.В. Бадиков. Исследование оптических и нелинейно-оптических характеристик кристаллов бариевых халькогенидов для создания источников излучения среднего ИК диапазона | 11 |
| K-0022 | А.Ю. Кальсин, Н.Н. Юдин, Е.С. Слюнько, С.Н. Подзывалов, А.Б. Лысенко, А.Ш. Габдрахманов. Влияние параметров лазерной закалки на порог оптического пробоя поверхности монокристаллов | 12 |
| K-0028 | Х. Баалбаки, А.В. Маликов, Н.А. Юдин. Частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди с накачкой генератором Маркса: газоразрядные трубки УЛ-102 и ГЛ-201 | 13 |
| K-0029 | Е.С. Слюнько, Н.Н. Юдин, С.Н. Подзывалов, А.Б. Лысенко, А.Ю. Кальсин, А.Ш. Габдрахманов. Влияние магнитореологической полировки рабочей поверхности ZnGeP ₂ на оптическую прочность кристалла..... | 14 |
| K-0030 | И.В. Клепиков, В.Ф. Лебедев, Е.А. Васильев, Т.С. Мисникова, Я.А. Рывкина, Е.И. Липатов, А.В. Колядин, В.Г. Винс. Секториальность люминесценции в НРНТ алмазах с NV ⁻ -центрами | 16 |
| K-0034 | Р.И. Анисимов, А.А. Колмаков, Э.В. Комов, С.М. Шандаров. Фоторефрактивные голограммы в диффузионно-легированном медью кристалле ниобата лития | 17 |
| K-0035 | А.А. Голошумова, А.А. Бушунов, С.Н. Сметанин, М.К. Тарабрин, П.Д. Харитонов, А.А. Тесленко, С.И. Лобанов, В.А. Лазарев, Л.И. Исаенко. Нелинейные кристаллы LiGaSe ₂ с антиотражающими микроструктурами..... | 18 |
| K-0037 | В.Ю. Михайлов, Д.В. Саченко. Использование непрерывных одночастотных лазеров в процессах лазерного охлаждения атомов и манипуляций атомами для прецизионной спектроскопии..... | 19 |
| K-0042 | М.П. Герасимова, С.А. Садовников, А.В. Крючков, В.В. Филатов, С.В. Яковлев. Система дистанционного газоанализа атмосферы с применением перестраиваемого узкополосного диодного лазера | 20 |
| K-0045 | Д.В. Власов. Визуализация и характеристика предпробойных процессов в объеме монокристалла ZnGeP ₂ во время параметрической генерации излучения в диапазоне длин волн 3,5–5 мкм при накачке излучением Ho: YAG лазера | 21 |
| K-0047 | П.О. Казинский, П.С. Королёв, Г.Ю. Лазаренко, В.А. Рякин. Мультиплексирование сигналов с использованием волн с орбитальным угловым моментом создаваемых круговым массивом антенн..... | 22 |
| K-0049 | Е.Ю. Ерушин, А.А. Бойко, С.И. Лобанов, Л.И. Исаенко, Н.Ю. Костюкова. Исследование лучевой стойкости кристаллов литиевых халькогенидов на длине волны 2 мкм | 23 |
| K-0051 | З.И. Бородулин, К.И. Смородин, М.А. Шулепов. Зависимость интенсивности электролюминесценции центров окраски алмаза от приложенного напряжения | 24 |
| K-0054 | С.Н. Подлесный, В.П. Попов, В.А. Антонов, И.А. Карташов, Ю.Н. Пальянов. Люминесценция и ОДМР NV ⁻ центров в (111) алмазных наноструктурах, сформированных ФИП ионов Ga ⁺ и химическим травлением | 25 |
| K-0056 | Ф.А. Якименко, Д.Е. Каширский. Требования к размещению систем квантового распределения ключа на беспилотных летательных аппаратах..... | 26 |
| K-0058 | Л.А. Васильева, З.И. Бородулин, Е.И. Липатов. NV и N ₂ V центры окраски алмаза для создания источников одиночных фотонов | 27 |
| K-0060 | Ю.В. Маслова, О.А. Доценко, Е.И. Липатов. Взаимодействие вузов и промышленных партнеров при формировании перспективных образовательных программ..... | 28 |
| K-0062 | М.М. Кулеш, Н.Н. Юдин, Г.С. Геймбух, В.С. Кузнецов, М.М. Зиновьев, С.Н. Подзывалов, Е.С. Слюнько, Х. Баалбаки. Подавление когерентных шумов на цифровых голографических изображениях..... | 29 |

| | | |
|--------|--|----|
| П-0003 | П.Е. Комарова, Д.Е. Генин, Е.И. Липатов. Temporal shapes of pulses generated by NV-centers diamond laser | 31 |
| П-0008 | А.В. Самолов, Д.Е. Генин, П.Е. Комарова, Е.И. Липатов. Зависимость параметров лазерной генерации на NV-центрах в алмазе от температуры..... | 32 |
| П-0009 | Н.В. Карасев, В.Б. Суханов, М.В. Тригуб. Конструкция активного элемента на парах щелочных металлов с индукционным нагревателем | 33 |
| П-0011 | М.Д. Яковин, Д.В. Яковин, А.В. Грибанов, П.Д. Кораблин, Н.И. Латкин. Субнаносекундный Nd:YAG/Cr:YAG микрочип-лазер с МВт уровнем пиковой мощности на 532 нм..... | 34 |
| П-0013 | В.Ф. Лебедев, Т.С. Мисникова, Я.А. Рывкина, Е.А. Васильев, И.В. Клепиков, Е.И. Липатов, А.В. Колядин, В.Г. Винс. Спектральная эффективность и динамический характер возбуждения суперлюминесценции в секториальных НРНТ алмазах с NV ⁻ центрами | 35 |
| П-0015 | Д.А. Назаров, Д.Т. Батов, В.С. Воропаев, Е.А. Козлова, С.И. Мизигрев, Е.С. Ивашкина, В.А. Белова, М.К. Тарабрин. Лазерные системы инфракрасного диапазона от 1,9 до 6 мкм для медицинских применений | 36 |
| П-0017 | О.Л. Антипов. Mechanical-Rotation-Free Widely Tunable ZGP-Based Mid-IR Parametric Source in Narrow-Linewidth and Frequency Comb Regimes | 37 |
| П-0019 | К.Ю. Семенов, М.В. Тригуб. CuBr-лазер, возбуждаемый LTD-генератором на основе сумматора напряжения | 38 |
| П-0020 | П.И. Гембух, М.В. Тригуб. Активная среда на переходах атома марганца как источник излучения в видимом и ближнем ИК диапазоне спектра..... | 39 |
| П-0025 | Х. Баалбаки, А.В. Маликов, Н.А. Юдин. Частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди с накачкой генератором Маркса: газоразрядная трубка LT10Cu..... | 40 |
| С-0013 | А.Б. Лысенко, Н.Н. Юдин, С.Н. Подзывалов, Е.С. Слюнько, А.Ю. Кальсин, А.Ш. Габдрахманов. Выращивание монокристалла дифосфида цинка-германия сильнолегированного Те с помощью оригинальной технологии легирования..... | 41 |
| С-0014 | А.Б. Лысенко, Н.Н. Юдин, С.Н. Подзывалов, Е.С. Слюнько, А.Ю. Кальсин, А.Ш. Габдрахманов. Исследование оптических свойств монокристалла дифосфида цинка-германия сильно легированного Те... | 42 |
| С-0017 | В.П. Калинушкин, С.А. Миронов, А.А. Гладилин, О.В. Уваров, В.А. Юрьев. Возможности использования двухфотонной конфокальной микроскопии для исследования пространственного распределения люминесцентных характеристик в кристаллах синтетического алмаза | 43 |
| С-0020 | С.М. Ватник. Измерение малых поглощений в прозрачных оптических материалах методом лазерной калориметрии..... | 44 |
| С-0022 | М.Г. Кистенева, А.С. Акрестина, В.Г. Дю, Э.В. Комов, С.М. Шандаров. Исследование спектральной зависимости оптического поглощения в кристалле ниобата лития, легированном медью | 45 |
| С-0027 | Д.А. Денисов, Д.Ю. Демущкин, И.В. Грищенко, Е.С. Барканова, Н.А. Хохлов. Измерение порога лазерного разрушения кристалла молибдата лития-натрия..... | 46 |
| С-0028 | Р.А. Белоусов, Л.И. Исаенко, П.Г. Криницын, С.В. Мельникова, К.Е. Корженева, Д.А. Самошкин. Фазовые переходы и изменения нелинейно-оптических свойств кристаллов BaGa ₄ Se ₇ | 47 |
| С-0035 | Р.М. Гадиров, М.В. Ашмарина, С.С. Петров, С.А. Айрих, Э.Р. Рагимов, А.Г. Лоцилов. Создание пористых мембран для синтеза ДНК-библиотек | 48 |
| С-0038 | Л.Г. Самсонова, Р.М. Гадиров, Н.В. Измайлова. Фотогенераторы кислоты для синтеза олигонуклеотидов | 49 |
| С-0039 | Д.Д. Салимгареев, А.А. Южакова, А.Е. Львов, П.В. Пестерева, Л.В. Жукова. Новые волоконно-оптические материалы для инфракрасного и терагерцового спектральных диапазонов | 50 |
| С-0040 | К.П. Мельник, Г.И. Шварцман, А.А. Тик, В.Ю. Кулешов. Исследование условий выращивания монокристаллов окиси иттрия из растворов в бор-бариевых расплавах | 51 |
| С-0044 | О.И. Кукунов, В.В. Дирко, К.А. Майер. Определение зависимости длины диффузии атомов Si на поверхности при гомоэпитаксиальном росте на Si(100)..... | 52 |
| С-0045 | В.Г. Винс, А.П. Елисеев. Инжиниринг атомных дефектов в кристаллической структуре алмаза – как основа получения активных сред для квантовых сенсоров, лазеров, силовой электроники и монитора пучков синхротронного излучения | 53 |
| С-0046 | А.Ф. Курусь, С.И. Лобанов, Л.И. Исаенко. Исследование процесса кристаллизации нелинейного кристалла LiGaS ₂ . Моделирование тепловых условий выращивания | 54 |
| С-0048 | О.И. Ворсин, В.В. Дирко, К.А. Лозовой. Температурная зависимость роста кремния и германия на графите при молекулярно-лучевой эпитаксии..... | 55 |
| С-0053 | А.Н. Пономарев, А.Е. Резванова, Б.С. Кудряшов. Применение ТГц-спектроскопии для анализа структуры композитной керамики медицинского назначения | 56 |

| | | |
|--------|---|----|
| Э-0002 | А.С. Попова, А.А. Крылов, Д.С. Войтенко, Е.И. Липатов. Рекомбинация электронно-дырочной жидкости в спектрах люминесценции беспримесного алмаза | 57 |
| Э-0003 | А.А. Крылов, А.Г. Бураченко, В.С. Рипенко, Е.И. Липатов, А.С. Попова, Д.С. Войтенко, А.В. Вуколов. Влияние энергии и плотности электронного пучка на возбуждение центров свечения в алмазе | 58 |
| Э-0005 | А.Г. Бураченко, А.А. Крылов, В.С. Рипенко, Е.И. Липатов, К.П. Артемов, А.В. Вуколов. Свечение алмаза при возбуждении пучков электронов с энергией десятки кэВ – единицы МэВ | 59 |
| Э-0006 | Д.А. Переседова, В.С. Рипенко, Е.И. Липатов. Люминесценция синтетических алмазов в зависимости от способа возбуждения | 60 |
| Э-0007 | В.С. Рипенко, Д.А. Переседова, Е.И. Липатов, М.А. Шулепов, К.П. Артемов, А.Г. Бураченко, В.Г. Винс, Б.Г. Гольденберг. Монитор синхротронного рентгеновского пучка на основе синтетического алмаза | 61 |
| Э-0012 | Х. Баалбаки, Н.Н. Юдин, Н.А. Юдин. Двухволновая цифровая голографическая камера с использованием лазера на парах меди | 62 |
| Э-0015 | Д.С. Бузин, П.С. Панкин, А.И. Краснов, В.С. Сутормин, Д.А. Костиков, С.В. Наболь, А.С. Абдуллаев, М.Н. Крахалёв, С.В. Неделин, Н.А. Золотовский, И.А. Тамбасов, Д.Н. Максимов, В.Я. Зырянов, И.В. Тимофеев. Микрорезонатор с электрически управляемой добротностью | 63 |
| Э-0019 | К.М. Мамбетова, С.М. Шандаров, А.И. Аксёнов, Н.И. Буримов. Регистрация квантов рентгеновского излучения в циклах нагрева и охлаждения пьезоэлектрического кристалла ниобата лития при атмосферном давлении | 64 |
| Э-0026 | Д.Ю. Семенов, А.А. Липовка, А.С. Гарсия, Е.С. Шермет. Laser-induced fabrication of flexible thermoelectric generators | 65 |
| Э-0031 | Е.С. Шермет. Возможности лазерной обработки для создания гибких электронных компонентов | 66 |
| Э-0033 | Н.Н. Яковлев, А.В. Алмаев. Диоды с барьером Шоттки на основе β -Ga ₂ O ₃ | 67 |
| Э-0035 | А.В. Цымбалов, А.В. Алмаев, Н.Н. Яковлев. Фотоэлектрические свойства диода с барьером Шоттки на основе Pt/(100) β -Ga ₂ O ₃ | 68 |
| Э-0036 | К.А. Чаштанов, А.В. Тяжев, И.Д. Щербаков, О.П. Толбанов, А.Н. Зарубин, А.В. Шемерянкина, М.С. Скакунов, А.Е. Винник, Л.К. Шаймерденова. Экспериментальное исследование чувствительности к рентгеновскому излучению сенсоров на основе монокристаллического сапфира | 69 |
| Э-0037 | А.В. Жидиков, А.В. Тяжев, И.Д. Щербаков, О.П. Толбанов, А.Н. Зарубин, А.В. Шемерянкина, М.С. Скакунов, А.Е. Винник, Л.К. Шаймерденова. Экспериментальное исследование чувствительности к рентгеновскому излучению сенсоров на основе монокристаллического карбида кремния | 70 |
| Э-0038 | Д.А. Мазиллов, В.И. Суслиев, А.А. Павлова. Магнитные жидкости с управляемыми экранирующими характеристиками на основе магнетита и многослойных углеродных нанотрубок | 71 |
| Э-0041 | Е.В. Ни, О.И. Кучинская, И.В. Самохвалов, И.Д. Брюханов, А.А. Дорошкевич, И.В. Животенюк, О.Ю. Локтюшин, М.С. Пензин, И.М. Акимов, Д.А. Романов. Поляризационное лазерное зондирование и методы машинного обучения для решения задач атмосферной оптики | 72 |
| Э-0044 | А.В. Алмаев, Н.Н. Яковлев, А.В. Цымбалов. Ga ₂ O ₃ для приборов силовой и сенсорной электроники | 73 |
| Э-0046 | Е.Н. Тельминов, Т.А. Солодова. Лазерная генерация в активных органических волноводных структурах | 74 |
| Э-0048 | И.Д. Брюханов, И.В. Самохвалов, О.Ю. Локтюшин, Е.В. Ни, А.А. Дорошкевич, И.В. Животенюк, А.П. Стыкон, Н.С. Кириллов. Поляризационный лидар и реанализ как инструментальный для исследования микроструктуры конденсационных следов самолётов | 75 |
| Э-0050 | М.М. Зиновьев, В.С. Кузнецов, Н.Н. Юдин, С.Н. Подзывалов, Е.С. Слюнько, А.Ю. Кальсин, А.Ш. Габдрахманов, А.Б. Лысенко. Влияние состава и морфологии диэлектрических зеркал для лазерных источников лидарных комплексов на их порог оптического пробоя | 76 |
| Э-0059 | М.В. Костылев, Н.Н. Юдин, М.М. Зиновьев, С.Н. Подзывалов, Е.С. Слюнько, А.Б. Лысенко, Д.В. Власов, А.Ю. Кальсин, М.М. Кулеш, А.Ш. Габдрахманов. Методы цифровой голографии для дефектоскопии и визуализации дефектов оптических материалов | 77 |
| | Фотоархив конференции | 80 |
| | Список авторов | 81 |

Научное издание

**МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ
ФОТОНИКИ, ЭЛЕКТРОНИКИ
И НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ**

Материалы
всероссийской конференции
с международным участием
10–13 сентября 2024 г.

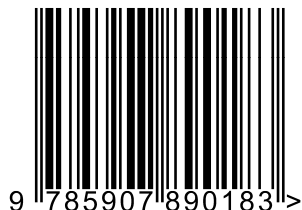
Издание подготовлено в авторской редакции

Компьютерная верстка О.А. Турчинович
Дизайн обложки Л.Д. Кривцовой

Подписано в печать 13.11.2024 г. Формат 60×84¹/₈.
Бумага для офисной техники. Гарнитура Times.
Печ. л. 11; усл. печ. л. 10,23; уч.-изд. л. 13.
Тираж 500 экз. Заказ № 6009.

Издание отпечатано на оборудовании Издательства
Томского государственного университета
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, тел. 8(382-2) 53-15-28; 52-98-49
<http://publish.tsu.ru>; e-mail; rio.tsu@mail.ru

ISBN 978-5-907890-18-3



9 785907 890183 >