Сборник статей

11-го Белорусско-Российского семинара
“ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ”
22—26 мая 2017, Минск, Беларусь

Содержание

Ройз М. А., Баранов А. Н., Именков А. Н., Буренина Д. С., Пивоварова А. А., Монахов А. М., Гребенщикова Е. А., Яковлев Ю. П. Коллективные моды в сдвоенных полупроводниковых дисковых лазерах на модах шепчущей галереи ……... 9

Дураев В. П., Медведев С. В. Перестраиваемые одночастотные полупроводниковые лазеры и их применение ……. 12

Малеев Н. А., Бобров М. А., Блохин С. А., Кузьменков А. Г., Кулагина М. М., Гусева Ю. А., Задиранов Ю. М., Блохин А. А., Васильев А. П., Малеев С. Н., Трошков С. И., Егоров А. Ю., Карачинский Л. Я., Шуленков А. С., Фефелов А. Г., Устинов В. М. Пространственно-одномодовые поляризационно-стабильные вертикально-излучающие лазеры с ромбовидной формой токовой апертуры ……. 14

Пихтин Н. А., Веселов Д. А., Лютецкий А. В., Слипченко С. О., Падалица А. А., Ладугин М. А., Мармалюк А. А., Рябоштан Ю. А., Тарасов И. С. Мощные лазерные диоды диапазона длин волн 1400—1600 нм 18

Хабибуллин Р. А., Щаврук Н. В., Пономарев Д. С., Гавриленко В. И., Морозов С. В., Цырлин Г. Э., Жуков А. Е. Разработка и изготовление квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона частот 21

Афоненко А. А., Ушаков Д. В. Анализ мощностных характеристик квантоворазмерных лазеров с расширенным волноводом и легированными широкозонными блокирующими слоями ... 24

Афоненко А. А., Ушаков Д. В., Алешкин В. Я., Дубинов А. А., Дикарева Н. В., Некоркин С. М., Звонков Б. Н. Мощностные характеристики лазеров с волноводом из квантовых ям и блокирующими слоями 27

Ушаков Д. В., Хабибуллин Р. А. Анализ энергетической структуры и спектров усиления квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона 30

Чижевский В. Н. Автодинные измерения в бистабильном вертикально излучающем лазере с использованием вибрационного резонанса 33

Буров Л. И., Горбацевич А. С., Лобацевич П. М. Взаимное влияние анизотропии усиления и вклада спонтанного излучения на поляризационные характеристики поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров …….. 37

Зверев М. М., Гамов Н. А., Жданова Е. В., Студенов В. Б., Туснов Ю. И., Гронин С. В., Седова И. В., Сорокин С. В., Иванов С. В. Импульсные лазеры с электронно-лучевой и оптической накачкой на основе ZnSe-содержащих структур с увеличенной шириной резонатора .. 40

Kisel V., Rudenkov A., Yasukevich A., Hovhannesyan K., Petrosyan A., Kuleshov N. Efficient Diode-Pumped Yb^{3+}:$LuAlO_3$ Chirped Pulse Regenerative Amplifier …….. 44

Безъязычная Т. В., Богданович М. В., Григорьев А. В., Кот А. М., Ланцов К. И., Лепченков К. В., Рябцев А. Г., Шпак П. В., Щемелев М. А. Одномодовый YAG:Nd-лазер с диодной накачкой с энергией импульсов 50 мДж ……... 48

Богданович М. В., Калинов В. С., Костик О. Е., Ланцов К. И., Лепченков К. В., Рябцев А. Г., Рябцев Г. И., Тепляшин Л. Л., Титовец В. С., Щемелев М. А. Измерение ширины линии генерации одночастотных лазеров гетеродинным методом ……... 51

Буров Л. И., Горбацевич А. С. Пространственная неоднородность поляризации выходного излучения неодимового лазера с поперечной диодной накачкой …….. 53

Ходасевич И. А., Корниенко А. А., Дунина Е. Б., Першукевич П. П., Грабчиков А. С. Передача энергии между ионами Er и Tm в следовой концентрации при ап-конверсии излучения диодного лазера с длиной волны 808 нм …….. 56

Рыжевич А. А., Балыкин И. В., Железнякова Т. А. Формирование бесселева светового пучка с помощью полупроводникового лазерного модуля …… 59

Свитенков И. Е., Павловский В. Н., Луценко Е. В., Яблонский Г. П., Мудрый А. В., Живулько В. Д., Бородавченко О. М., Якушев М. В. Люминесценция, стимулированное и лазерное излучение в монокристаллах $CuInSe_2$ ……... 63

Горобец В. А., Кунцевич Б. Ф., Пучковский И. Н., Шавель С. С. Закономерности формирования зоны видимости активно-импульсных систем наблюдения с импульсом подсветки непрямоугольной формы …… 66

Цацульников А. Ф., Лундин В. В., Сахаров А. В., Заварин Е. Е., Усов С. О., Николаев А. Е. III-N гетероструктуры для монолитных полихромных светоизлучающих приборов …….. 70

Абдуллаев О. Р., Алуев А. В., Ахмеров Ю. Л., Закусов М. В., Коурова Н. В., Меженный М. В., Чельный А. А. Особенности выращивания слоев *a*-GaN на подложках сапфира *r*-ориентации методом MOCVD-эпитаксии ……. 72

Сахаров А. В., Лундин В. В., Заварин Е. Е., Усов С. О., Артеев Д. С., Чалдышев В. В., Большаков А. С., Яговкина М. А., Цацульников А. Ф. Модуляция отражения в III-N экситонной брэгговской структуре ……... 75

Сорокин С. В., Седова И. В., Гронин С. В., Беляев К. Г., Рахлин М. В., Торопов А. А., Иванов С. В. Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур с квантовыми точками CdTe/Zn(Mg)(Se)Te для излучателей одиночных фотонов ……. 78

Абдуллаев О. Р., Ахмеров Ю. Л., Меженный М. В., Савчук А. А., Чельный А. А. Диодные лазеры и твердотельные системы освещения …….. 83

Абдуллаев О. Р., Ахмеров Ю. Л., Меженный М. В., Савчук А. А., Чельный А. А. Светотехнические характеристики систем лазерного освещения …… 88

Аникеев А. С., Ильченко С. Н., Ладугин М. А., Мармалюк А. А., Падалица А. А., Рябоштан Ю. Л., Якубович С. Д. Комбинированные широкополосные источники света на основе суперлюминесцентных диодов спектрального диапазона 650—700 нм …….. 91

Никоненко С. В., Луценко Е. В. Эталонные светодиодные источники излучения ……. 95

Никитенко В. А., Кокин С. М., Стоюхин С. Г. Особенности экситонных спектров отражения и люминесценции в оксиде цинка ……. 99

Трофимов Ю. В., Острецов Е. Ф., Сурвило Л. Н., Цвирко В. И. Эффективные люминофорные композиции и методы формирования удаленного люминофора для обеспечения высокой цветопередачи светодиодных осветительных устройств …… 103

Плавский В. Ю., Микулич А. В., Леусенко И. А., Третьякова А. И., Плавская Л. Г., Козленкова О. А., Сердюченко Н. С., Вильчук К. У. Актуальные проблемы фототерапии гипербилирубинемии новорожденных детей с использованием светодиодных источников ……. 107

Трофимов Ю. В., Каледа И. А., Таукенов А. С., Цвирко В. И., Лишик С. И. Деградация светодиодных нитевидных ламп …… 112

Челяпин А. Е., Трофимов Ю. В., Першукевич П. П. Специализированная светодиодная УФ камера фотополимеризации …… 116

Трофимов Ю. В., Бегунов П. С., Турбан А. А., Хохлов Е. А. Визуальный контроль морфологии поверхности кремниевых пластин на основе возбуждения фотолюминесценции светодиодными источниками излучения …….. 119

Кабанов Д. М., Лебедок Е. В., Микулич Р. Ю. Лазерные диоды на основе твердых растворов GaInAsSb для детектирования угарного газа …… 121

Бабуськин Д. И., Леоненя М. С., Яблонский Г. П. Случайная генерация лазерного излучения в желто-оранжевой спектральной области в микропорошках твердых растворов CdSSe 124

Войнилович А. Г., Луценко Е. В., Павловский В. Н., Яблонский Г. П., Alyamani A., Aljohani M., Aljariwi A., Сорокин С. В., Седова И. В., Гронин С. В., Климко Г. В., Иванов С. В. Полупроводниковые II-VI-QD/III-N лазерные конверторы, излучающие в желто-оранжевом спектральном диапазоне ……. 128

Мудрый А. В., Бородавченко О. М., Живулько В. Д., Зиновьев В. А., Двуреченский В. А., Смагина Ж. В. Наноструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge — перспективные материалы полупроводниковой оптоэлектроники …….. 132

Живулько В. Д., Мудрый А. В., Бородавченко О. М., Якушев М. В. Структурные и оптические характеристики тонких плёнок прямозонного полупроводникового соединения InN … 135

Мудрый А. В., Бородавченко О. М., Живулько В. Д., Якушев М. В., Сулимов М. А. Оптическое пропускание и отражение тонких пленок соединения $Cu_2ZnSnSe_4$ со структурой кестерита 138

Тарасюк Н. П., Луценко Е. В., Гладыщук А. А. Зависимость фактора оптического ограничения и распределения неравновесных носителей заряда от толщины волновода гетероструктур с квантовой ямой AlGaN …… 141

Кабанов Д. М., Лебедок Е. В., Микулич Р. Ю., Яковлев Ю. П. Оже-рекомбинация в светодиодах на основе твердых растворов InAsSb 144

Астафьева Л. Г., Леднева Г. П. Плазмонный резонанс в двухслойных наночастицах с оболочкой из полупроводниковой наноструктуры 147

Савва В. А., Леоненя М. С., Урманов Б. Д. Спектральные и энергетические характеристики халькогенидов с ионами Eu^{2+}, Pr^{3+} и Eu^{3+} при возбуждении интенсивным наносекундным излучением 150

Ржеуцкий Н. В., Войнилович А. Г., Свитенков И. Е., Луценко Е. В., Журавлев К. С. Определение внутреннего электрического поля HEMT-гетероструктур с двойным ограничением Al(Ga)N/GaN/AlGaN 154

Трофимов Ю. В., Цвирко В. И., Хицун П. А. Особенности оценки “синей” опасности светодиодных источников света 157

Тарасенко Н. Н., Буцень А. В., Невар Е. А., Тарасенко Н. В., Ржеуцкий Н. В., Луценко Е. В. Свойства нанокристаллов SiC и SiGe, синтезированных лазерно-плазменными методами 160

Попов Ф. А., Жукова М. И., Вага И. И., Вабищевич В. В., Микулич А. В., Леусенко И. А., Плавский В. Ю. Ростостимулирующее и фитооздоровительное действие излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов на семена овощных культур и клубни картофеля 164

Korolkov M. V., Mogilevtsev D. S., Shereshovets N. N., Cavalcanti S. B. Modeling Dephasing in Cylindrical Quantum Dots 168

Казючиц Н. М., Русецкий М. С., Казючиц В. Н., Шляхтёнок В. С. Детекторные структуры барьерного типа на основе синтетического HPHT-алмаза 171

Sokolov E. S., Savitski S. G., Mingaleev S. F. Fourth-Order Split-Step Time-Domain Modeling of Semiconductor Lasers with Distributed Feedback 174

Богданович М. В., Ланцов К. И., Лепченков К. В., Рябцев А. Г., Титовец В. С., Шпак П. В. Особенности применения зеркал с пространственной модуляцией параметров диэлектрических слоев в твердотельных YAG:Nd-лазерах с поперечной диодной накачкой 178

Леньшин А. С., Середин П. В., Федюкин А. В. Особенности формирования пористых слоев GaAs с различной морфологией 181

Данильчик А. В., Урманов Б. Д., Ржеуцкий Н. В., Шпак П. В., Луценко Е. В. Температуры нагрева ультрафиолетовых светодиодов в матрице с высокой мощностью излучения 183

Трофимов Ю. В., Острецов Е. Ф., Сурвило Л. Н., Цвирко В. И. Повышение индекса цветопередачи светодиодных люминофорных модулей с использованием дополнительных УФ светодиодов возбуждения 186

Трофимов Ю. В., Острецов Е. Ф., Сурвило Л. Н., Цвирко В. И. Исследование воздействия летучих органических соединений на деградацию светодиодов 189

Шутаев В. А., Гребенщикова Е. А., Именков А. Н., Оспенников А. М., Сидоров В. Г., Яковлев Ю. П. Фотоэлектрический сенсор водорода 192

Stankevičius E., Garliauskas M., Daugnoraitė E., Račiukaitis G. Structuring of Gold Nanoparticles by Using Laser Interference Lithography 195

Gečys P., Brikas M. Sub-ns Laser Ablation Of Metals 196

Trusovas R., Račiukaitis G., Barkauskas J., Niaura G., Lukša A., Bukauskas V. Graphite Oxide Reduction by Picosecond and Femtosecond Laser Irradiation 197

Mingaleev S. F., Savitski S. G., Sokolov E. S., Koltchanov I. G., Richter A. Generic InP-Based Photonic Integration as an Enabling Technology for Rapid Low-Cost Design, Prototyping, and Mass Production of Complex Laser Systems on Chip 199

Авторский указатель 202

Book of papers

11 th Belarusian-Russian Workshop
SEMICONDUCTOR LASERS AND SYSTEMS
22–26 May 2017, Minsk, Belarus

Content

M. A. Royz, A. N. Baranov, A. N. Imenkov, D. S. Burenina, A. A. Pivovarova, A. M. Monakhov, E. A. Grebenshchikova, Yu. P. Yakovlev. Collective Modes in Coupled Semiconductor Disk Lasers Operating on Whispering Gallery Modes ……. 9

V. P. Duraev, S. V. Medvedev. Tunable Single-Frequency Semiconductor Lasers and Its Application 12

N. A. Maleev, M. A. Bobrov, S. A. Blokhin, A. G. Kuzmenkov, M. M. Kulagina, Yu. A. Guseva, Yu. M. Zadiranov, A. A. Blokhin, A. P. Vasil'ev, S. N. Maleev, S. I. Troshkov, A. Yu. Egorov, L. Y. Karachinsky, A. S. Shulenkov, A. G. Fefelov, V. M.Ustinov. Single-Mode Polarization-Stable Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with Rhomboidal Current Aperture …… 14

N. A. Pikhtin, D. A. Veselov, A. V. Lyutetskiy, S. O. Slipchenko, A. A. Padalitsa, M. A. Ladugin, A. A. Marmalyuk, Yu. A.Ryaboshtan, I. S. Tarasov. High-Power Laser Diodes of 1400–1600 nm Spectral Range …….. 18

P. A. Khabibullin, N. V. Shchavruk, D. S. Ponomarev, V. I. Gavrilenko, S. V. Morozov, G. E. Cirlin, A. E. Zhukov. Design and Fabrication of Terahertz Quantum-Cascade Lasers …… 21

A. A. Afonenko, D. V. Ushakov. Analysis of the Power Characteristics of Quantum-Well Lasers with Extended Waveguide and Doped Wide Bandgap Blocking Layers ……. 24

A. A. Afonenko, D. V. Ushakov, V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, N. V. Dikareva, S. M. Nekorkin, B. N. Zvonkov. The Power Characteristics of Lasers with Multiple Quantum Well Waveguide and Blocking Layers …… 27

D. V. Ushakov, R. A. Khabibullin. Analysis of the Energy Structure and Gain Spectra of THz Quantum-Cascade Lasers …….. 30

V. N. Chizhevsky. Autodyne Measurements in a Bistable VCSEL by the Use of Vibrational Resonance …….. 33

L. I. Burov, A. S. Gorbatsevich, P. M. Lobatsevich. Reciprocal Influence of the Gain Anisotropy and Spontaneous Emission Factor on Polarization Parameters of Surface-Emitting Semiconductor Lasers ….. 37

M. M. Zverev, N. A. Gamov, E. V. Zhdanova, V. B. Studionov, Yu. I. Tusnov, S. V. Gronin, I. V. Sedova, S. V. Sorokin, S. V. Ivanov. Pulsed Electron-Beam and Optically Pumped Lasers Based on ZnSe-Containing Structures with An Increased Cavity Width …… 40

V. Kisel, A. Rudenkov, A. Yasukevich, K. Hovhannesyan, A. Petrosyan, N. Kuleshov. Efficient Diode-Pumped Yb^{3+}:$LuAlO_3$ Chirped Pulse Regenerative Amplifier …….. 44

T. V. Bez'yazychnaya, M. V. Bogdanovich, A. V. Grigor'ev, A. M. Kot, K. I. Lantsov, K. V. Lepchenkov, A. G. Ryabtsev, P. V. Shpak, M. A. Schemelev. Single-Mode Nd:YAG Diode-Pumped Laser with Pulse Energy of 50 mJ …….. 48

M. V. Bogdanovich, V. S. Kalinov, O. E. Kostik, K. I. Lantsov, K. V. Lepchenkov, A. G. Ryabtsev, G. I. Ryabtsev, L. L. Teplyashin, U. S. Tsitavets, M. A. Shchemelev. Spectral Width Measurement of Single-Frequency Lasers by Optical Heterodyne Method …… 51

L. I. Burov, A. S. Gorbatsevich. Spatial Inhomogeneity of a Polarization of the Side Diode Pumped Nd-Laser …… 53

I. A. Khodasevich, A. A. Kornienko, E. B. Dunina, P. P. Pershukevich, A. S. Grabtchikov. Energy Transfer Between Er and Tm Ions in the Trace Concentration at Up-Conversion of Diode Laser Radiation with the 808 nm Wavelength …… 56

A. A. Ryzhevich, I. V. Balykin, T. A. Zheleznyakova. Bessel Light Beam Formation with Semiconductor Laser Module ……... 59

I. E. Svitsiankou, V. N. Pavlovskii, E. V. Lutsenko, G. P. Yablonskii, A. V. Mudryi, V. D. Zhivulko, O. M. Borodavchenko, M. V. Yakushev. Luminescence, Stimulated and Laser Emission in $CuInSe_2$ Single Crystals …… 63

V. A. Gorobets, B. F. Kuntsevich, I. N. Puchkouskii, S. S. Shavel. Regularities in the Formation of the Zone of Visibility of Active-Pulse Observation Systems with a Non-Rectangular Illuminating Pulse .. 66

A. F. Tsatsulnikov, W. V. Lundin, A. V. Sakharov, E. E. Zavarin, S. O. Usov, A. E. Nikolaev. III-N Heterostructures for Monolithic Polychromatic Light Emitting Devices …… 70

O. R. Abdullaev, A. V. Aluev, Y. L. Akhmerov, M. V. Zakusov, N. V. Kourova, M. V. Mezhennyi, A. A. Chelny. Features of the Growth of *a*-GaN Layers on *r*-Orientation Sapphire Substrates by the MOCVD Epitaxy Method ……. 72

A. V. Sakharov, W. V. Lundin, E. E. Zavarin, S. O. Usov, D. S. Arteev, V. V. Chaldyshev, A. S. Bolshakov, M. A. Yagovkina, A. F. Tsatsulnikov. Reflectance Modulation Using III-N Exciton Bragg Structure ……. 75

S. V. Sorokin, I. V. Sedova, S. V. Gronin, K. G. Belyaev, M. V. Rakhlin, A. A. Toropov, S. V. Ivanov. Molecular Beam Epitaxy of CdTe/Zn(Mg)(Se)Te Quantum Dots Structures for Single Photon Emitters .. 78

O. R. Abdullaev, Y. L. Akhmerov, M. V. Mezhennyi, A. A. Savchuk, A. A. Chelny. Diode Laser and Solid State Lighting …… 83

O. R. Abdullaev, Y. L. Akhmerov, M. V. Mezhennyi, A. A. Savchuk, A. A. Chelny. Lighting Characteristics of Laser Lighting Systems …… 88

A. S. Anikeev, S. N. Il'chenko, M. A. Ladugin, A. A. Marmalyuk, A. A. Padalitsa, Yu. L. Ryaboshtan, S. D. Yakubovich. Broadband Combined Light Sources Based on Superluminescent Diodes of Spectral Range 650–700 nm ……. 91

S.V. Nikanenka, E.V. Lutsenko. Standard LEDs Sources …… 95

V. A. Nikitenko, S. M. Kokin, S. G. Stoyukhin. Peculiarities at the Exciton Reflection Spectra and Luminescence in Zinc Oxide …… 99

Yu. V. Trofimov, E. F. Ostretsov, L. N. Survilo, V. I. Tsvirko. Efficient Phosphor Compositions and Remote Phosphor Formation Methods for High Color Rendering Achievement of LED Lighting Facilities …… 103

V. Yu. Plavskii, A. V. Mikulich, I. A. Leusenko, A. I. Tretyakova, L. G. Plavskaya, O. A. Kozlenkova, N. S. Serdyuchenko, K. U. Vil'chuk. Actual Problems of Phototherapy for Hyperbilirubinemia of Newborns Using LED Sources …….. 107

Yu. V. Trofimov, I. A. Kaleda, A. S. Taukenov, V. I. Tsvirko, S. I. Lishik. Degradation of LED Filament Lamps ……. 112

A. E. Chaliapin, Y. V. Trofimov, P. P. Pershukevich. Specialized LED UV Photopolymerization Chamber …… 116

Y. V. Trofimov, P. S. Begunov, A. A. Turban, E. A. Hohlov. Visual Control of the Morphology of the Surface of Silicon Wafers Based on the Excitation of Photoluminescence by LED Radiation Sources 119

D. M. Kabanau, Y. V. Lebiadok, R. Yu. Mikulich. GaInAsSb Laser Diodes for Carbon Monoxide Detection ……... 121

D. I. Babuskin, M. S. Leanenia, G. P. Yablonskii. Random Lasing in the Yellow-Orange Spectral Region in Micropowders of CdSSe Solid Solutions ……. 124

A. G. Vainilovich, E. V. Lutsenko, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii, A. Alyamani, M. Aljohani, A. Aljariwi, S. V. Sorokin, I. V. Sedova, S. V. Gronin, G. V. Klimko, S. V. Ivanov. II-VI-QD/III-N Semiconductor Laser Converters Emitting in Yellow-Orange Spectral Range …… 128

A. V. Mudryi, O. M. Borodavchenko, V. D. Zhivulko, V. A. Zinovyev, A. V. Dvurechenskii, Zh. V. Smagina. Ge/Si Nanostructures with Ge Quantum Dots – Promising Materials of Semiconductor Optoelectronics ……. 132

V. D. Zhivulko, A. V. Mudryi, O. M. Borodavchenko, M. V. Yakushev. Structural and Optical Characteristics of Thin Films of InN Direct Semiconductor Compound ……. 135

A. V. Mudryi, O. M. Borodavchenko, V. D. Zhivulko, M. V. Yakushev, M. A. Sulimov. Optical Transmission and Reflection of Thin Films of $Cu_2ZnSnSe_4$ Compound with Kesterite Structure …….. 138

N. P. Tarasiuk, E. V. Lutsenko, A. A. Gladyshchuk. Dependence of the Optical Confinement Factor and the Distribution of the Concentration of Nonequilibrium Charge Carriers on the Thickness of the Waveguide of Heterostructures with the Quantum Well AlGaN …… 141

D. M. Kabanau, Y. V. Lebiadok, R. Yu. Mikulich, Yu. P. Yakovlev. Auger Recombination in InAsSb LEDs ……. 144

L. G. Astafyeva, H. P. Ledneva. Plasmonic Resonance in Two-Layered Nanoparticles with Shell of Semiconductor Nanostructures ……. 147

V. A. Savva, M. S. Leanenia, B. D. Urmanov. Spectral and Energy Properties of Chalcogenides with Eu^{2+}, Pr^{3+}, and Eu^{3+} Ions Under Intense Nanosecond Excitation …….. 150

M. V. Rzheutski, A. G. Vainilovich, I. E. Svitsiankou, E. V. Lutsenko, K. S. Zhuravlev. Determination of Internal Electric Field in Al(Ga)N/GaN/AlGaN HEMT Double Heterostructures …….. 154

Yu. V. Trofimov, V. I. Tsvirko, P. A. Khitsun. Particularities of the Blue Hazard Estimation of LED Light Sources …… 157

N. N. Tarasenka, A. V. Butsen, E. A. Nevar, N. V. Tarasenko, N. V. Rzheutski, E. V. Lutsenko. Properties of SiC and SiGe Nanocrystals Synthesized by Laser and Plasma Assisted Methods …….. 160

F. A. Popov, M. I. Zhukova, I. I. Vaga, V. V. Vabishchevich, A. V. Mikulich, I. A. Leusenko, V. Yu. Plavskii. Growth-Stimulating and Phyto-Health Effects of Radiation from Semiconductor Lasers and Light-Emitting Diodes on Seeds of Vegetable Crops and Potatoes ……... 164

M. V. Korolkov, D. S. Mogilevtsev, N. N. Shereshovets, S. B. Cavalcanti. Modeling Dephasing in Cylindrical Quantum Dots …… 168

N. M. Kazuchits, M. S. Rusetsky, V. N. Kazuchits, V. S. Shliakhtsionak. Detector Structures of Barrier Type Based on Synthetic HPHT Diamond ……... 171

E. S. Sokolov, S. G. Savitski, S. F. Mingaleev. Fourth-Order Split-Step Time-Domain Modeling of Semiconductor Lasers with Distributed Feedback …… 174

M. V. Bogdanovich, K. I. Lantsov, K. V. Lepchenkov, A. G. Ryabtsev, U. S. Tsitavets, P. V. Shpak. Peculiarities of Application of Mirrors with Spatial Modulation of Dielectric Layer Parameters for LD Side Pumped Nd:YAG Solid-State Lasers …… 178

A. S. Len'shin, P. V. Seredin, A. V. Fedyukin. Features of the Formation of Porous GaAs Layers with Different Morphologies ……. 181

A. V. Danilchyk, B. D. Urmanov, M. V. Rzheutski, P. V. Shpak, E. V. Lutsenko. Heating Temperature of UV Leds in Matrix with High Emission Power …….. 183

Yu. V. Trofimov, E. F. Ostretsov, L. N. Survilo, V. I. Tsvirko. Color Rendering Index Increasing of LED Phosphor Modules Using Supplementary UV Excitation LEDs ……. 186

Yu. V. Trofimov, E. F. Ostretsov, L. N. Survilo, V. I. Tsvirko. Investigation of the Influence of Aggressive Media on the Degradation of Light-Emitting Diodes …… 189

V. A. Shutaev, E. A. Grebenshchikova, A. N. Imenkov, A. M. Ospennikov, V. G. Sidorov, Yu. P. Yakovlev. Photoelectrical Hydrogen Sensor …… 192

E. Stankevičius, M. Garliauskas, E. Daugnoraitė, G. Račiukaitis. Structuring of Gold Nanoparticles by Using Laser Interference Lithography …….. 195

P. Gečys, M. Brikas. Sub-ns Laser Ablation of Metals ……. 196

R. Trusovas, G. Račiukaitis, J. Barkauskas, G. Niaura, A. Lukša, V. Bukauskas. Graphite Oxide Reduction by Picosecond and Femtosecond Laser Irradiation ……. 197

S. F. Mingaleev, S. G. Savitski, E. S. Sokolov, I. G. Koltchanov, A. Richter. Generic InP-Based Photonic Integration as an Enabling Technology for Rapid Low-Cost Design, Prototyping, and Mass Production of Complex Laser Systems On Chip …….. 199

Author Index …… 202

Коллективные моды в сдвоенных полупроводниковых дисковых лазерах на модах шепчущей галереи

М. А. Ройз [а], А. Н. Баранов [б], А. Н. Именков [а], Д. С. Буренина [а], А. А. Пивоварова [а], А. М. Монахов [а], Е. А. Гребенщикова [а], Ю. П. Яковлев [а]

[а] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: yakovlev.iropto@mail.ioffe.ru*

[б] *Institut d'Electronique du Sud (IES), Universite Montpellier, Montpellier, France*

На основе квантово-размерной наногетероструктуры GaInAsSb/AlGaAsSb изготовлены и исследованы образцы сдвоенных полупроводниковых дисковых лазеров ($\lambda \sim 2.28$ мкм), работающих на модах шепчущей галереи. Изучены спектры излучения и диаграммы направленности лазерных систем двух типов – с наличием перемычки между резонаторами и без нее. Обнаружено появление коллективных мод в обоих типах сдвоенных дисковых лазеров с межмодовым расстоянием в 2 раза меньше, чем у одиночных лазеров. Высказано предположение, что данный эффект обусловлен перетеканием излучения из одного дискового лазера в другой.

Ключевые слова: Полупроводниковые лазеры, дисковый резонатор, моды шепчущей галереи.

Введение

Резонаторы на модах шепчущей галереи (whispering gallery modes (WGM)) уже нашли применение в различных областях науки и техники, в том числе в сфере полупроводниковых лазеров [1—5]. В настоящее время исследования WGM-лазеров ведутся в обрасти так называемых связанных резонаторов. В таких системах резонаторы различной формы (диски, тороиды, кольца) непосредственно соединены либо находятся друг от друга на расстоянии, которое обеспечивает оптическую связь между ними [6, 7]. В настоящей работе исследованы электролюминесцентные свойства сдвоенных инжекционных WGM-лазеров на основе материалов среднего ИК диапазона. Данные о механизмах работы подобных систем отсутствуют.

Изготовление образцов

Приборы изготовлены на основе полупроводниковой гетероструктуры на основе твердых растворов GaInAsSb/AlGaAsSb, описанной в работе [8]. Изготовленные образцы представляли собой лазеры со сдвоенными дисковыми резонаторами (радиус дисков 100 или 200 мкм) с разными расстояниями между ними (0—12 мкм). Расстоянию 0 мкм соответствует случай образования соединительной перемычки между резонаторами (рис. 1).

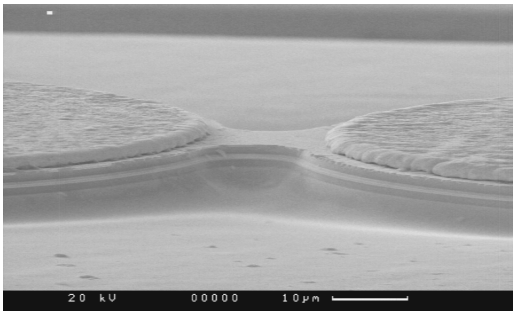


Рис. 1. Образец сдвоенного WGM-лазера с перемычкой.

Экспериментальные результаты

Эксперимент включал в себя измерение спектров и диаграмм направленности излучения рассматриваемых лазерных систем. Измерение спектров излучения проводилось на монохроматоре ДФС-32 при комнатной температуре в импульсном режиме питания с частотой 10 кГц и длительностью импульса 2.7 мкс.

В исследуемых образцах дисковых лазеров со сдвоенными резонаторами обнаружен режим генерации, который до этого не наблюдался. На рис. 2, *а* и *б* приведены спектры дискового лазера без перемычки (расстояние между дисками 6 мкм). Видно, что при подаче тока только на одну из мез наблюдается многомодовый спектр, характерный для одиночных дисковых WGM-лазеров. При подаче малых токов накачки (близких к пороговому току) на оба лазера сразу спектры излучения представляют собой сумму спектров одиночных дисков, т. е. лазеры в данном случае работают независимо друг от друга (рис. 2, *в*). Однако в случае подачи достаточно большого тока накачки на оба лазера сразу в спектре проявляются моды, межмодовое расстояние которых в два раза меньше (13 Å), чем в лазерах, включенных по отдельности (27 Å для диска радиусом 100 мкм). Это означает, что длина оптического пути для таких мод в два раза больше, чем в одиночном резонаторе. Можно предположить, что излучение в данном случае перетекает из одного диска в другой и подобного рода моды распространяются в обоих резонаторах сразу. Эти моды назовем коллективными модами сдвоенных резонаторов. Аналогичная ситуация наблюдается и в образцах с перемычкой (спектры не привены).

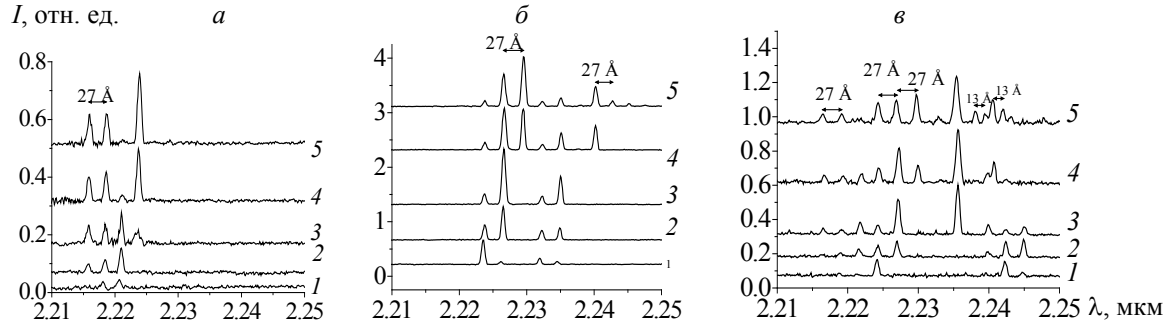


Рис. 2. Спектры излучения образца №6 при подаче тока плотностью 333 (*1*), 416 (*2*), 500 (*3*), 583 (*4*) и 666 А/см^2 (*5*) только на первый лазер (на каждую мезу) (*а*), на второй (*б*) и на оба лазера сразу (*в*)

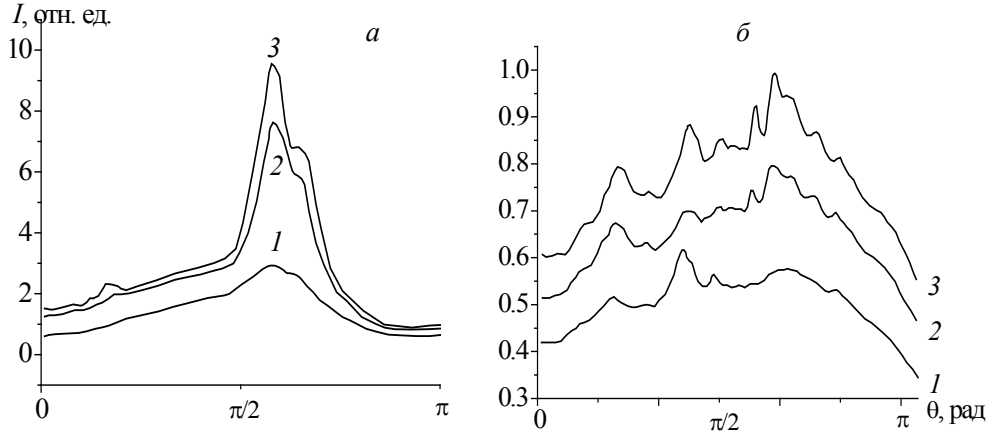


Рис. 3. Диаграммы направленности излучения в случае подачи электрического тока на обе мезы образца с перемычкой (*а*) (плотности токов 175 (*1*), 200 (*2*) и 219 А/см^2 (*3*)) и без перемычки (*б*) (плотности токов 333 (*1*), 477 (*2*) и 637 А/см^2 (*3*)); измерение проводилось в плоскости двух мез, углу 0 соответствует край второй мезы, углу π — край первой мезы, углу π/2 — вид на перемычку.

Из сравнения диаграмм направленности излучения, характерного для образцов с перемычкой (рис. 3, *а*) и без нее (рис. 3, *б*), видно, что образцы с перемычкой демонстрируют наличие направленного излучения, выходящего из перемычки. Образцы без перемычки, напротив, характеризуются более однородным пространственным распределением излучения. Такое различие в диаграммах вызвано тем, что перемычка в лазерных системах не только обеспечивает связь между резонаторами, но также дает возможность излучению свободно выходить из них, так как в этой области нарушается условие полного внутреннего отражения.

Заключение

Из полученных результатов следует, что в рассматриваемых сдвоенных дисковых лазерах излучение способно переходить из одного диска в другой, при этом формируются коллективные моды сдвоенных резонаторов. Межмодовое расстояние таких мод в два раза меньше, чем у мод одиночных дисковых лазеров, что свидетельствует об удлинении оптического пути таких мод. Поэтому можно утверждать, что такие моды распространяются в обоих лазерах одновременно. Диаграммы направленности показывают, что в случае образцов с перемычкой излучение стремится выходить именно в области перемычки, то есть наблюдается направленность излучения. Напротив, в образцах без перемычки такой направленности не наблюдается.

Литература

1. A.B. Matsko, A.A. Savchenkov, D. Strekalov, V.S. Ilchenko, L. Maleki. *IPN Progress Report*, 2005. P. 42–162.
2. Z.-M. Li , T. Bradford. *IEEE J. Quantum Electron*. 1995. Vol. 31, No. 10. P. 1841–1847.
3. F. Vollmera, S. Arnold, D. Keng. *PNAS*, 2008. Vol. 105. P. 20701–20704.
4. S.L. McCall, A.F.J. Levi, R.E. Slusher, S.J. Pearton, R.A. Logan. *Appl. Phys. Lett*. 1992. Vol. 60, No. 3. P. 289–291.
5. A. Baranov, E. Tournié, Woodhead Publishing Limited. 2013.
6. C. Schmidt, A. Chipouline, T. Käsebier, E.-B. Kley, A. Tünnermann, T. Pertsch. *Phys. Rev. A*. 2009. Vol. 80. P. 043841.
7. S. Preu, H. G. L. Schwefel, S. Malzer, G. H. Dohler, L. J.Wang, M. Hanson, J. D. Zimmerman, A. C. Gossard, Opt. Express. 2008. Vol. 7336, No. 16. P. 7336–7343.
8. D.A. Yarekha, G. Glastre, A. Perona, Y. Rouillard, F. Genty, E.M. Skouri, G. Boissier, P. Grech, A. Joullie, C. Alibert, A.N. Baranov. *Electron. Lett*. 2000. Vol. 36, No. 6. P. 537.

Collective Modes in Coupled Semiconductor Disk Lasers Operating on Whispering Gallery Modes

M. A. Royz [a], A. N. Baranov [b], A. N. Imenkov [a], D. S. Burenina [a], A. A. Pivovarova [a], A. M. Monakhov [a], E. A. Grebenshchikova [a], Yu. P. Yakovlev [a]

[a] *Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia, e-mail: yakovlev.iropto@mail.ioffe.ru*

[b] *Institut d'Electronique du Sud (IES), Universite Montpellier 2, Montpellier, France*

Coupled semiconductor disc lasers based on quantum heterostructure GaInAsSb/AlGaAsSb ($\lambda \sim 2{,}28$ μm) and operating on Whispering Gallery Modes (WGM) have been fabricated and studied. Emission spectra and directional patterns of the coupled disc lasers with a conjunction between resonators and without it have been investigated. It is shown that these lasers generate collective modes with twice as small free spectral range as a single disc laser. This effect can be explained in terms of light propagation inside of both resonators at the same time.

Keywords: Semiconductor lasers, disk resonators, Whispering Gallery Modes.

Перестраиваемые одночастотные полупроводниковые лазеры и их применение

В. Дураев, С. Медведев

ЗАО “Нолатех”, Москва, Россия

Представлены результаты работ по созданию одночастотных перестраиваемых по длине волны полупроводниковых лазеров с внешним резонатором на основе волоконных брэгговских решеток, сформированных в одномодовом волоконном световоде. Рассмотрены способы плавной перестройки длины волны излучения.

Представленные лазеры способны генерировать стабильное излучение с узкой шириной линии (<100 кГц) в диапазоне 635—1650 нм. Для многих практических применений лазеров важнейшая задача — получение одночастотного режима генерации [1]. Еще одна важная особенность лазеров, которая дополнительно расширяет круг их применений, — возможность широкой перестройки длины волны. Для многих практических применений требуются значительно большие мощности излучения и стабильная узкая ширина линии излучения. Чаще всего в этих случаях применяются лазеры с внешним резонатором, в качестве которого используется дифракционная решетка. Основные элементы конструкции — двухпроходный оптический усилитель с отражающим покрытием на задней грани резонатора 90 % и просветляющим покрытием на передней грани 0.01 % и брэгговская решетка, сформированная в одномодовом световоде [2]. Обычно коэффициент отражения решетки 10—20 %, селективность 0.1—10 нм. Для лучшего согласования лазерного кристалла с волоконным световодом на конце последнего формируется цилиндрическая микролинза, увеличивающая эффективность стыковки до 80 %. Для уменьшения обратных отражений на микролинзу наносится просветляющее покрытие.

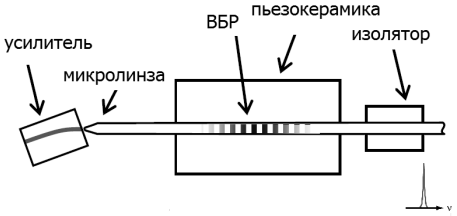


Рис. 1. Конструкция лазера с ВБР и с двухпроходным усилителем

Плавная перестройка длины волны может осуществляться в пределах спектра отражения решетки за счет изменения тока инжекции или температуры ЛД [3]. Величина перестройки зависит от контура отражения решетки (0.15—0.20 нм). Такой способ перестройки не является стабильным. Более стабильная перестройка в более широком диапазоне возможна за счет изменения показателя преломления волокна в области решетки. Волокно с решеткой помещается на пьезокерамику, способную изменять линейные размеры. Получены следующие результаты для плавной перестройки: диапазон перестройки 1.3 нм; шаг перестройки <0.01 нм; мощность излучения 10 мВт; ширина линии генерации <100 кГц.

Таким образом, плавная перестройка длины волны возможна за счет изменения сжатия/растяжения решетки, что очень востребовано при применении этих лазеров в спектроскопии высокого разрешения, волоконно-оптических линиях связи со спектральным уплотнением каналов, интерферометрии и т. д.

Литература

1. В.П. Дураев, Е.Т. Неделин. *Квант. электрон.*, Т. 31, № 6. 2001.
2. О.И. Медведков, И.Г. Королев, С.А. Васильев. *Запись волоконных брэгговских решеток в схеме с интерферометром Ллойда и моделирование их спектральных свойств*. Препринт НЦВО ИОФ РАН. № 6. 2004.
3. В.П. Дураев, С.В. Медведев. *Фотоника*. № 6(45). 2015. С. 54.

Tunable Single-Frequency Semiconductor Lasers and Its Application

V. Duraev, S. Medvedev

JSC "Nolatech", Moscow, Russia

The results of works on creation of single-frequency tunable wavelength semiconductor laser with an external cavity based on fiber Bragg gratings formed in a single-mode optical fiber are presented. The methods the smooth wavelength adjustment are considered.

Пространственно-одномодовые поляризационно-стабильные вертикально излучающие лазеры с ромбовидной формой токовой апертуры

Н. А. Малеев [а], М. А. Бобров [а], С. А. Блохин [а], А. Г. Кузьменков [б], М. М. Кулагина[а], Ю. А. Гусева[а,б], Ю. М. Задиранов[а], А. А. Блохин [а,б], А. П. Васильев [б], С. Н. Малеев [а], С. И. Трошков [а], А. Ю. Егоров [в], Л. Я. Карачинский [в], А. С. Шуленков [г], А. Г. Фефелов [д], В. М.Устинов [а,б]

[а] ФТИ им. А.Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: maleev@beam.ioffe.ru
[б] НТЦ микроэлектроники Российской АН, Санкт-Петербург, Россия
[в] ООО "Коннектор Оптикс", Санкт-Петербург, Россия
[г] ОАО "Минский НИИ радиоматериалов", Минск, Беларусь
[д] ОАО НПП "Салют", Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты разработки пространственно-одномодовых вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) спектральных диапазонов 850 и 980 нм с фиксированным направлением поляризации выходного излучения. Локальное травление сильно легированного верхнего контактного слоя с последующим осаждением выводного диэлектрического брэгговского отражателя обеспечивает низкое последовательное сопротивление при сохранении низких внутренних потерь. Максимальная выходная мощность в одномодовом режиме достигает 3 мВт при факторе подавления ортогональной поляризации около 20 дБ. Обсуждаются возможные механизмы контроля направления поляризации лазерного излучения приборов с селективно-окисленной токовой апертурой ромбовидной формы при внутрирезонаторной схеме токовой инжекции.

Ключевые слова: вертикально-излучающий лазер, одномодовая лазерная генерация, контроль направления поляризации.

Введение

Пространственно-одномодовые полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ, vertical cavity surface emitting lasers (VCSELs)) с фиксированным направлением поляризации выходного излучения широко применяются в оптических сенсорах различного типа и задачах оптической спектроскопии. Способы фиксации направления поляризации выходного излучения ВИЛ основаны на создании пространственной анизотропии оптических потерь, оптического усиления или токовой инжекции [1]. Наиболее широко применяется формирование субволновой дифракционной решетки в выходном распределенном брэгговском отражателе (РБО), что требует использования методов субмикронной литографии. Для вариантов конструкций ВИЛ с внутрирезонаторными контактами возможности такого подхода ограничены непланарным (перепад высоты до нескольких мкм) рельефом поверхности. Нами был предложен альтернативный подход, основанный на формировании селективно-окисленной токовой апертуры ромбовидной формы в сочетании с внутрирезонаторной схемой токовой инжекции [2]. В настоящей работе представлены результаты использования предложенного подходя при разработке пространственно-одномодовых ВИЛ спектральных диапазонов 850 и 980 нм с фиксированным направлением поляризации выходного излучения.

Конструкция и технология изготовления одномодовых ВИЛ с ромбовидной токовой апертурой и внутрирезонаторными контактами

Конструкция ВИЛ с активной областью на основе напряженной квантово-размерных гетероструктуры InAlGaAs, селективно-окисленной токовой апертурой, внутрирезонаторными контактами и копланарной геометрией контактных площадок, успешно использована для создания высокоскоростных ВИЛ спектрального диапазона 850 нм [3]. Базовая конструкция эпитаксиальной гетероструктуры состоит из нелегированного нижнего РБО $Al_xGa_{1-x}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$,

контактного слоя n-$Al_xGa_{1-x}As$, пяти пар четвертьволновых слоев $Al_xGa_{1-x}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$, легированных n-типом, AlGaAs-активной области с несколькими квантовыми ямами InGaAs, апертурного слоя на основе AlGaAs, легированного p-типом, пяти пар четвертьволновых слоев $Al_xGa_{1-x}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$, легированных p-типом, и $Al_xGa_{1-x}As$ контактного слоя p-типа. Состав слоев твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$ выбирается в диапазоне от $x = 0.15$ для приборов на длину волны $\lambda = 850$ нм до $x = 0$ для приборов на $\lambda = 850$ нм. Конструкция апертурного слоя, состоящего из нескольких слоев AlGaAs со вставкой слоя AlAs толщиной 20 нм, обеспечивает формирование токовой апертуры ромбовидной формы методом селективного окисления в атмосфере азота с добавлением паров воды. Для уменьшения последовательного сопротивления излучателей по сравнению с базовой конструкцией добавлен сильно легированный контактный слой p+GaAs. Эпитаксиальные структуры ВИЛ выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на одноподложечной лабораторной установке Riber Compact 21 и многоподложечной промышленной установке Riber 49. Последовательность основных этапов технологии изготовления ВИЛ включает в себя формирование металлизации верхнего p-контакта, травление меза-структуры до внутрирезонаторного контактного слоя n-$Al_xGa_{1-x}As$, селективное окисление апертурного слоя, формирование металлизации n-контакта, удаление сильно легированного контактного слоя p+GaAs в пределах внутренней области верхнего кольцевого p-контакта, локальное формирование верхнего диэлектрического РБО, защиту поверхности диэлектриком, вскрытие контактных окон в диэлектрике, планаризацию поверхности и формирование топологии контактных площадок. В качестве диэлектрических РБО использовалась система материалов SiO_2/Ta_2O_5, обеспечивающая более стабильное качество поверхности по сравнению с ранее используемой системой SiO_2/TiO_2 [4].

Характеристики пространственно-одномодовых ВИЛ с фиксированным направлением поляризации выходного излучения

Исследования ВИЛ спектральных диапазонов 850 и 980 нм с широким набором размеров токовой апертуры показали, что для приборов с минимальным линейным размером токовой апертуры меньше определенного характерного значения наблюдается стабильная одномодовая генерация. Экспериментальные зависимости характера генерации от размеров токовой апертуры для приборов двух спектральных диапазонов приведены на рис. 1. Для одномодовых приборов во всем диапазоне рабочих токов фактор подавления мод высшего порядка (SMSR) превышает 30 дБ, при этом наблюдается стабилизация направления поляризации выходного излучения. В табл. 1 приведены типичные характеристики для одномодовых ВИЛ спектральных диапазонов 850 и 980 нм с характерными размерами токовой апертуры ~2.5 и 3 мкм. Типичные значения последовательного сопротивления при малых размерах токовых апертур составляют около 200 Ом, при этом максимальная выходная мощность достигает 3 мВт. Приборы имеют низкие пороговые токи (<0.5 мА) и высокую дифференциальную эффективность (~0.8 Вт/А). Следует отметить, что для исследованных одномодовых ВИЛ фактор подавления ортогональной поляризации (OPSR) превышает 20 дБ во всем диапазоне рабочих токов и температур (20—80 ºС), что подтверждает эффективность предложенной конструкции.

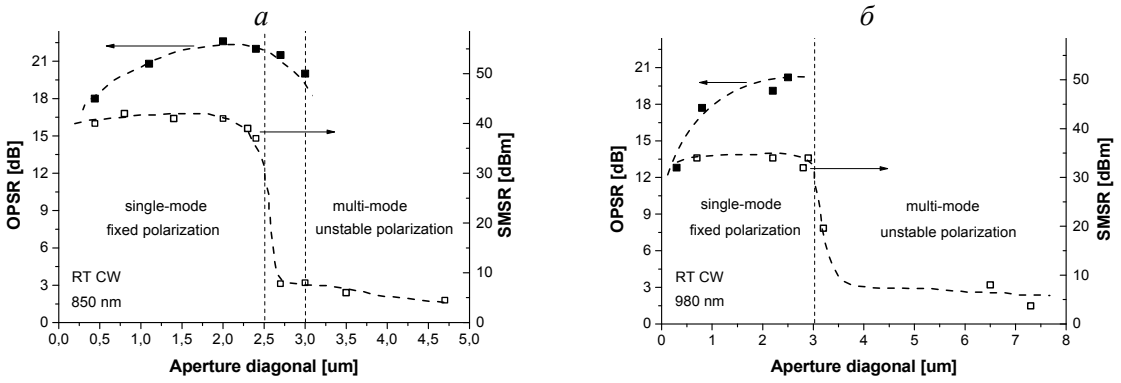


Рис. 1. Зависимости характера генерации ВИЛ от размеров токовой апертуры

Т а б л и ц а 1. Типичные характеристики одномодовых поляризационно-стабильных ВИЛ

Спектральный диапазон	Размер апертуры, мкм	Пороговый ток, мА	Послед. дифф. сопротивление, Ом	Дифференциальная эффективность, Вт/А	Максимальная выходная мощность, мВт	SMSR, дБ	OPSR, дВ
850 нм	2.2	0.371	229	0.805	2.9	35	не изм.
	2.4	0.401	216	0.845	3.2	не изм.	не изм.
	2.4	0.448	202	0.745	3	37	22
980 нм	2.5	0.23	260	0.836	3	34	20.3
	2.9	0.233	206	0.824	3.6	34	не изм.
	3.2	0.27	194	0.847	3.8	20	не изм.

Возможные механизмы контроля направления поляризации лазерного излучения исследуемых ВИЛ

Для исследуемых структур ВИЛ, выращенных на подложках GaAs (001), оптическое усиление активной области изотропно в плоскости InGaAs-квантовых ям. В то же время для приборов с внутрирезонаторными контактами характерно неоднородное распределение плотности носителей по площади токовой апертуры. Данный эффект в нашем случае может усиливаться за счет асимметричной (ромбовидной) формы токовой апертуры и приводить к асимметричному распределению плотности носителей заряда в активной области. Для проверки такого предположения проводились численные расчеты распределения носителей в микрорезонаторе ВИЛ в рамках дрейфово-диффузионной 3D-модели в допороговом режиме. Обнаружено, что при относительно больших размерах токовой апертуры увеличивается концентрация носителей вблизи острых углов ромба, что потенциально способствует фиксации поляризации вдоль большой диагонали ромба (кристаллографическое направление [110]). Однако при размерах апертуры, соответствующих одномодовому режиму генерации ВИЛ, профиль распределения носителей заряда по площади апертуры становится практически симметричным.

Расчеты пространственных распределений электромагнитного поля в приближении модели эффективного показателя преломления [5] показывают, что для модельных структур микрорезонаторов ВИЛ возможна реализация двух взаимно ортогональных поляризаций выходного излучения, ориентированных вдоль диагоналей ромба. Однако расчетные значения гамма-факторов для двух направлений поляризации отличаются на единицы %, в связи с чем реализация фиксированного направления поляризации за счет анизотропии оптических свойств микрорезонатора маловероятна.

Другой возможный механизм фиксации поляризации — анизотропия оптических потерь, обусловленная дифракцией на несимметричной (ромбовидной) оксидной токовой апертуре. Численное моделирование процесса распространения электромагнитного излучения от источника с гауссовым распределением интенсивности, расположенного в эффективном однородном объемном материале напротив оксидной апертуры ромбовидной формы, не позволило сделать достоверные выводы о возможности фиксации направления поляризации.

Результаты исследования спонтанного излучения ВИЛ показывают его частичную поляризацию, что может быть обусловлено появлением анизотропии усиления активной области за счет механических напряжений в структуре лазера из-за наличия селективно-окисленных слоев вблизи активной области. Данное явление может быть рассмотрено в качестве альтернативного объяснения причин фиксации поляризации в ВИЛ с ромбовидной оксидной апертурой. Для более точных количественных оценок и прогноза поведения поляризационных характеристик ВИЛ с ромбовидной оксидной апертурой необходимо детальное моделирование оптических и механических характеристик с учетом реальной конструкции микрорезонатора.

Заключение

Результаты разработки пространственно-одномодовых ВИЛ спектральных диапазонов 850 и 980 нм с фиксированным направлением поляризации выходного излучения подтверждают перспективность подхода, основанного на формировании селективно-окисленной токовой апертуры ромбовидной формы в сочетании с внутрирезонаторной схемой токовой инжекции.

Максимальная выходная мощность в одномодовом режиме достигает 3 мВт при факторе подавления ортогональной поляризации около 20 дБ. Наиболее вероятными механизмами контроля направления поляризации лазерного излучения являются пространственная анизотропия оптических потерь и влияние внутренних структурных напряжений.

Работа выполнена при частичной поддержке программы Подпрограммы I Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 1 “Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий”.

Литература

1. R. Michalzik, VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, Berlin: Springer-Verlag. 2013.
2. D.E. Nazaruk, S.A. Blokhin, N.A. Maleev et al. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2014. Vol. 572, No. 1. P. #012036.
3. Н.А. Малеев, А.Г. Кузьменков, М.М. Кулагина и др. *ФТП*, 2013. Т. 47. С. 985–989.
4. С.А. Блохин, М.А. Бобров, А.Г. Кузьменков и др. *Письма в ЖТФ*, 2016. Т. 42. С. 57–65.
5. G.R. Hadley. *Opt. Lett.*, 1995. Vol. 20. P. 1483–1485.

Single-Mode Polarization-Stable Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with Rhomboidal Current Aperture

N. A. Maleev [a], M. A. Bobrov [a], S. A. Blokhin [a], A. G. Kuzmenkov [b], M. M. Kulagina [a], Yu. A. Guseva [a,b], Yu. M. Zadiranov [a], A. A. Blokhin [a,b], A. P. Vasil’ev [b], S. N. Maleev [a], S. I. Troshkov [a], A. Yu. Egorov [c], L. Y. Karachinsky [c], A. S. Shulenkov [d], A. G. Fefelov [f], V. M.Ustinov [a,b]

[a] *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St.Petersburg, Russia*
[b] *Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research and Engineering Center of Russian Academy of Sciences, St.Petersburg, Russia*
[c] *LLC “Connector Optics”, St.Petersburg, Russia*
[d] *OJSC “Minsk Research Institute of Radiomaterials”, Minsk, Belarus*
[f] *JSC NPP “Salut”, N.Novgorod, Russia*

Results for 850 and 980 nm single-mode vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) with fixed polarization are presented. Local removing of high-doped top contact layer with following deposition of output dielectric distributed Bragg reflector provide low serial resistance combined with low optical loss. Devices demonstrate continuous-wave single-mode lasing with maximal output power of 2-3 mW at orthogonal polarization suppression ration (OPSR) about 20 dB. Possible explanations of polarization direction control for intracavity-contact VCSELs with rhomboidal-shape selectively-oxidized current aperture are discussed.

Keywords: vertical-cavity surface-emitting laser, single-mode lasing, stable polarization

Мощные лазерные диоды диапазона длин волн 1400—1600 нм

Н. А. Пихтин [а], Д. А. Веселов [а], А. В. Лютецкий [а], С.О. Слипченко [а], А. А. Падалица [б], М. А. Ладугин [б], А. А. Мармалюк [б], Ю. А. Рябоштан [б], И. С. Тарасов [а]

[а] ФТИ им. А.Ф. Иоффе Российской АН,
Санкт-Петербург, Россия; e-mail: nike@hpld.ioffe.ru
[б] ООО "Сигм плюс", Москва, Россия

Исследованы мощностные характеристики лазеров на основе AlGaInAsP/InP, излучающих в диапазоне длин волн 1400—1600 нм. Показано, что применение расширенного волновода позволяет значительно снизить внутренние оптические потери в лазере. Для обеспечения линейности ватт-амперной характеристики лазера при высоких токах накачки разработана конструкция лазерной гетероструктуры со слоем энергетического барьера, который повышает внутренний квантовый выход стимулированного излучения. Разработанная конструкция позволила обеспечить максимальную выходную оптическую мощность 4 Вт с апертуры 100 мкм в непрерывном режиме. Для импульсного режима работы предложена конструкция лазера со сверхузким волноводом, которая позволяет обеспечить более 16 Вт пиковой оптической мощности (длительность импульса 100 нс, частота 1 кГц).

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, гетероструктура, энергетические барьерные слои, оптическая мощность, инфракрасный диапазон.

Введение

Лазеры безопасного для глаз спектрального диапазона 1400—1600 нм востребованы для широкого круга важных задач, таких как дальнометрия, телекоммуникации, накачка твердотельных лазеров, медицинские и специальные применения. На данный момент наибольшей эффективностью и мощностью отличаются торцевые лазеры на основе двойных гетероструктур раздельного ограничения с квантоворазмерной активной областью, изготовленные на основе системы материалов AlGaInAsP на подложке InP. В силу ряда физических процессов лазеры этого диапазона сильно уступают по своим характеристикам лазерам на основе GaAs.

В настоящей работе проведены исследования по оптимизации конструкции лазерной наногетероструктуры для достижения максимальной оптической мощности и эффективности лазеров.

Расширение волновода

В качестве базовой конструкции выбрана стандартная лазерная РО ДГС, имеющая сравнительно узкий (0.7 мкм) симметричный InGaAsP волновод, квантовую яму в активной области. Лазеры на ее основе демонстрируют следующие выходные характеристики: максимальная мощность 1.9 Вт, максимальный КПД 30%, в непрерывном режиме при температуре теплоотвода 25 °С. Расходимость излучения вдоль оси, перпендикулярной *p-n*-переходу, 45° на полувысоте. Сравнительно узкий волновод не только увеличивал расходимость лазерного луча, но и служил источником значительных внутренних оптических потерь на поглощение в сильнолегированных эмиттерах. Другая существенная проблема — низкий внутренний квантовый выход, что обусловлено свойствами системы твердых растворов GaInAsP/InP, а именно слабым ограничением для электронов в квантовой яме и интенсивной Оже-рекомбинацией в ней.

В качестве основного направления оптимизации конструкции лазеров выбрана концепция мощных полупроводниковых лазеров с расширенным асимметричным волноводом, которая уже хорошо зарекомендовала себя для лазеров диапазона 900—1100 нм [1]. Одним из широко известных решений [2] для повышения внутреннего квантового выхода является изготовление волновода из материала AlGaInAs, обеспечивающего лучшее ограничение электронов и использование напряжённых квантовых ям в активной области с большим фактором оптического ограничения (1—2 %) для снижения Оже-рекомбинации. По опыту работы с лазерами спектрального диапазона 900—1100 нм [3] мы предположили, что увеличение ширины запрещенной зоны волновода также способствует снижению Оже-рекомбинации за счет снижения кон-

центрации носителей в активной области и повышения температурной стабильности пороговой плотности тока.

На базе вышеперечисленных концепций разработана и изготовлена лазерная гетероструктура № 1, которая имеет расширенный до 1.8 мкм AlGaInAs широкозонный (E_g = 1.2 эВ) волновод с асимметричным расположением активной области, состоящей из двух напряженных квантовых ям толщиной по 80 Å. Модификация конструкции волновода позволила добиться рекордно низких для данного спектрального диапазона внутренних оптических потерь 1.5 см$^{-1}$. Однако мощностные характеристики лазеров оказались намного хуже ожидаемых.

Установка слоев энергетических барьеров

Подробные исследования [4] (особенно спектров спонтанного излучения различных слоев гетероструктуры) позволили установить причину этой неудачи: нам удалось зарегистрировать спектральную линию спонтанного излучения эмиттеров. В связи с особенностями системы твердых растворов AlGaInAs/InP в гетероструктуре лазера отсутствовал энергетический барьер для электронов на границе волновод-эмиттер. По-видимому, электроны, делокализованные из активной области, свободно утекали через *p*-волновод в *p*-эмиттер.

Для борьбы с этим явлением использован известный метод [5, 6] — установить широкозонный слой для создания энергетического барьера на пути носителей заряда. Наиболее подходящий материал для этого — AlInAs, который хорошо интегрируется в конструкцию лазера. К сожалению, зонная диаграмма AlInAs/AlGaInAs предусматривает высокий энергетический барьер не только для электронов, но и для дырок. В связи с этим возникло предложение установить энергетический барьер не так, как это принято [5, 6] вблизи активной области, а на границе волновод—эмиттер, где барьер для дырок фактически будет отсутствовать.

Для исследований изготовлены несколько лазерных гетероструктур, отличающихся положением и количеством энергетических барьеров. Гетероструктура № 2 имела два барьера на границах *n*-эмиттер—волновод и волновод—*p*-эмиттер, структура № 3 — один барьер на границе волновод—*p*-эмиттер, структура № 4 выращена с волноводом вблизи активной области в *p*-волноводе.

Результаты исследования лазеров на основе этих гетероструктур показали, что все три конструкции обладают более высоким квантовым выходом и значительно лучшими мощностными характеристиками, чем гетероструктура №1, однако внутренние оптические потери возросли до 2.5 см$^{-1}$. Причина этого заключается в том, что установленный вдали от активной области энергетический барьер сам по себе не препятствует делокализации электронов из активной области, но, не давая им свободно утекать в эмиттер, способствует накоплению избыточной концентрации носителей в р-волноводе. Именно эта концентрация препятствует делокализации, вызывая при этом дополнительные оптические потери.

Из трех исследуемых гетероструктур худшие результаты продемонстрировала структура № 4. По-видимому, так проявляется дополнительный энергетический барьер для дырок в волноводе. Лазеры на основе гетероструктур № 2 и 3 продемонстрировали сопоставимые высокие результаты, причем максимальная оптическая мощность составила ~4 Вт, максимальный КПД >40 % в непрерывном режиме при температуре теплоотвода 25 °С при расходимости излучения 35° на полувысоте по перпендикулярной оси.

Импульсный режим. Сверхузкий волновод.

Применение расширенного волновода со слоем энергетического барьера позволило вдвое увеличить максимальную выходную мощность в непрерывном режиме, однако максимальная мощность в импульсном режиме (длительность 100 нс, частота 1 кГц) не превысила 12 Вт с апертуры 100 мкм. В импульсном режиме в отсутствие саморазогрева эффективность лазера ограничена ростом внутренних оптических потерь на носителях заряда, скапливающихся в волноводе лазера с увеличением тока накачки [7]. Для борьбы с этим эффектом удобно использовать конструкцию сверхузкого волновода, когда электромагнитная волна удерживается тонким волноводным слоем, прилегающим к активной области, а эмиттеры, в которых распространяется основная часть лазерного излучения, имеют профильное легирование для обеспечения низких внутренних оптических потерь. В такой конструкции есть возможность сузить диаграмму направленности лазера за счет увеличения волноведущей части эмиттеров. Рост внут-

ренних оптических потерь в эмиттерах практически исключен, а волноводный слой имеет слишком маленький фактор оптического ограничения для значительного вклада в модальные оптические потери.

Лазеры на основе такой гетероструктуры продемонстрировали более высокие (3—4 см$^{-1}$) начальные внутренние оптические потери по сравнению с лазерами с расширенным волноводом, однако ватт-амперная характеристика этих лазеров сохраняет линейность до больших токов. Максимальная пиковая оптическая мощность в импульсном режиме работы составила >16 Вт с апертуры 100 мкм при температуре 25 °С.

Заключение

Проведённая комплексная технологическая, экспериментальная и теоретическая работа по повышению мощностных характеристик лазеров спектрального диапазона 1400 –1600 нм позволила вдвое повысить максимальную выходную оптическую мощность лазера в непрерывном режиме при температуре теплоотвода 25 °С, заметно снизить расходимость излучения и более чем на четверть повысить максимальный КПД. За счёт использования конструкции лазера со сверхузким волноводом удалось повысить пиковую мощность в импульсном режиме до 16 Вт с апертуры 100 мкм.

Литература

1. N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov, *Electron. Lett.* 2004. Vol. 40. P. 1413–1414.
2. J. Piprek, J.K. White, A.J. SpringThorpe. *IEEE J. Quantum Electron*. 2002. Vol. 38, No. 9. P. 1253–1259.
3. И.С. Шашкин, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, Д.А. Веселов, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. *ФТП*. 2012. Т. 46, № 9. С. 1230–1233.
4. Д.А. Веселов, И.С. Шашкин, К.В. Бахвалов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, С.О. Слипченко, Е.А. Бечвай, В.А. Стрелец, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов. *ФТП*. 2016. Т. 50, № 9. С. 1247–1252,
5. A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, F.I. Zubov, Y.M. Shernyakov, M.V. Maximov, E.S. Semenova, K. Yvind, L.V. Asryan. *Appl. Phys. Lett*. 2012. Vol. 100. P. 021107.
6. T. Garrod, D. Olson, M. Klaus, C. Zenner, C. Galstad, L. Mawst, D. Botez. *Appl. Phys. Lett*. 2014. Vol. 105. P. 071101.
7. B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. *Electron. Lett.* 2006. Vol. 42, No. 22. P. 1283–1284.

High-Power Laser Diodes of 1400-1600 nm Spectral Range

N. A. Pikhtin [a], D. A. Veselov [a], A. V. Lyutetskiy [a], S. O. Slipchenko [a], A.A. Padalitsa [b], M. A. Ladugin [b], A. A.Marmalyuk [b], Yu. A.Ryaboshtan [b], I. S.Tarasov [a]

[a] Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg, Russia; e-mail: nike@hpld.ioffe.ru
[b] JSC "Sigm Plus", Moscow, Russia

We have examined and improved power characteristics of lasers based on AlGaInAsP/InP solid solution system, emitting in 1400–1600 nm spectral range. It has been shown that the use of broadened waveguide can significantly decrease the laser internal optical loss. To increase the linearity of light-current curve at high current levels the energy barrier layer was implemented in heterostructure. This layer increases the laser internal quantum efficiency. The heterostructure produced enabled us to achieve the maximum optical output power 4 W in constant wave mode at 25°C for 100 μm aperture size. The super-narrow optical cavity heterostructure design has been proposed for pulsed laser operation. Such lasers emit more than 16 W peak optical power (pulse duration 100 ns, frequency 1 kHz).

Keywords: semiconductor laser, heterostructure, energy barrier layers, optical power, infrared emission.

Разработка и изготовление квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона частот

Р. А. Хабибуллин [а], Н. В. Щаврук [а], Д. С. Пономарев [а], В. И. Гавриленко [б], С. В. Морозов [б], Г. Э. Цырлин [в], А. Е. Жуков [в]

[а] *Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской АН, Москва, Россия; e-mail: khabibullin@isvch.ru*
[б] *Институт физики микроструктур Российской АН, Нижний Новгород, Россия*
[в] *Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет Российской АН, Санкт-Петербург, Россия*

Предложена конструкция активной области квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона частот (ТГц-ККЛ) на основе трех туннельно-связанных квантовых ям с резонансно-фононным механизмом депопуляции нижнего лазерного уровня, разработана технология роста многослойных GaAs/AlGaAs гетероструктур (228 каскада) методом молекулярно-пучковой эпитаксии и постростовая обработка гетероструктур для изготовления ТГц-ККЛ с двойным металлическим волноводом. Исследования вольт-амперных и излучательных характеристик изготовленных ТГц-ККЛ подтверждают стимулированный характер излучения в исследуемых приборах.

Ключевые слова: квантово-каскадные лазеры, терагерцовый диапазон, GaAs/AlGaAs гетероструктуры, туннельно-связанные квантовые ямы, резонансно-фононный дизайн.

Введение

Квантово-каскадные лазеры, основанные на переходах электронов между уровнями внутри зоны проводимости гетероструктур GaAs/AlGaAs, являются уникальными источниками терагерцового излучения. Данные устройства работают в диапазоне частот 1.2–5.0 ТГц (без использования больших магнитных полей) в непрерывном режиме с выходной мощностью >200 мВт [1] и в импульсном режиме с пиковой мощностью >1 Вт. На основе различных принципов (микроэлектромеханического, использования внешнего резонатора и др.) достигнута перестройка частоты терагерцового квантово-каскадного лазера (ТГц-ККЛ) на 300 ГГц и более. На сегодняшний день продемонстрированы ТГц-ККЛ в режиме частотной гребенки со спектральной полосой >1 ТГц [2]. Это открывает перспективы по разработке ТГц-спектрометров на основе ТГц-ККЛ с большим отношением сигнал/шум (теоретически более 60 дБ на 3 ТГц).

Разработка ТГц-ККЛ актуальна для создания систем измерения скорости и перемещений удаленных мишеней, измерений вариации ТГц коэффициента отражения мишеней, а также для удаленного обнаружения скрытых объектов и построения их двумерных и трехмерных изображений, т. е. для досмотровых систем безопасности, что крайне важно для предотвращения террористических атак. О работах над созданием ТГц-ККЛ в России до 2016 г. не сообщалось.

Разработка конструкции активной области ТГц ККЛ

На основе численного и самосогласованного решения системы уравнений Шрёдингера в приближении эффективной массы и Пуассона исследованы зависимости положения электронных уровней и силы осциллятора переходов от приложенного электрического поля для ТГц-ККЛ с резонансно-фононным дизайном на основе каскада, состоящего их трех квантовых ям (КЯ) [3, 4]. Динамика носителей заряда под действием приложенного электрического поля рассматривалась в рамках метода неравновесных функций Грина с учетом процессов электрон-фононного взаимодействия и рассеяния электронов на примесях и шероховатостях гетерограниц. В результате определена конструкция многослойной GaAs/AlGaAs гетероструктуры с диагональными излучательными переходами и силой осциллятора перехода f_{21} = 0.425, а также оценено значение коэффициента усиления проектируемого ТГц-ККЛ (см. рис. 1).

Эпитаксиальный синтез многослойных гетероструктур GaAs/AlGaAs

Предложенная конструкция многослойных GaAs/AlGaAs гетероструктур выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber 21. Рост осуществлялся на полуизолирующих подложках GaAs (100), обеспечивающих согласование параметров решетки с

GaAs/AlGaAs, что важно ввиду большой толщины (~10 мкм) всей структуры. Для уменьшения толщины переходных слоев использованы специальные высокоскоростные заслонки, обеспечивающие скорость переключения алюминиевого и галлиевого потоков ≤0.15 с. Рост осуществлялся в мышьяк-стабилизированных условиях с температурой осаждения, контролируемой ИК пирометром. Состояние ростовой поверхности контролировалось с помощью дифракции быстрых электронов на отражение. Исследование структурных параметров с помощью рентгеновских кривых качания и энергии межзонных оптических переходов с помощью фотолюминесценции у выращенных структур подробно описано в [5]. Выращенные гетероструктуры обладают резкими гетерограницами эпитаксиальных слоев, что подтверждают снимки просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (рис. 2).

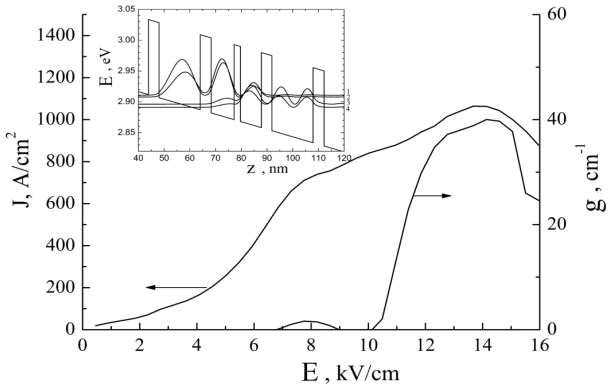


Рис. 1. Рассчитанные полевые зависимости плотности тока (*J*) и коэффициента усиления в ТГЦ-ККЛ гетероструктуре при 10 К; на вставке — зонная диаграмма и волновые функции электронов в электрическом поле, соответствующем порогу генерации ~12 кВ/см

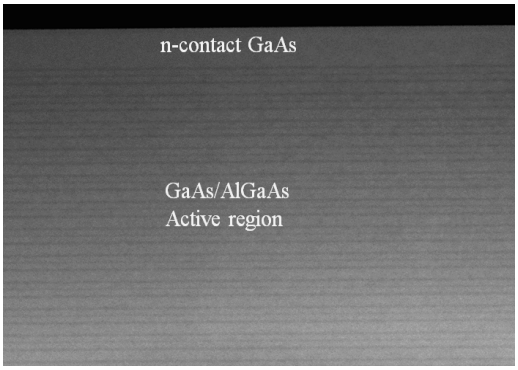


Рис. 2. ПЭМ-изображение активной области многослойной GaAs/AlGaAs гетероструктуры

Постростовая обработка многослойных гетероструктур GaAs/AlGaAs

Для создания ТГц-ККЛ использована схема двойного металлического волновода, в которой активная область заключается между двумя металлическими слоями. Такой волновод обеспечивает более сильную локализацию поля и меньшие потери по сравнению с плазмонным волноводом, хотя такой подход значительно усложняет постростовую обработку структур. Многослойную GaAs/AlGaAs гетероструктуру сращивали методом термокомпрессионного соединения с проводящей подложкой-носителем n^+-GaAs. Затем проводилось последовательное стравливание исходной подложки GaAs до стоп-слоя AlGaAs с высоким содержанием Al, а затем и самого стоп-слоя, после чего сверху наносилась металлизация Ti/Au, которая служила в качестве маски для сухого травления гребневых мезаполосков и в качестве верхнего электрода ТГц-ККЛ. В результате активная область ТГц-ККЛ толщиной около 10 мкм оказывалась ограниченной двумя металлическими слоями. Подробное описание процессов формирования двойного металлического волновода дано в [6].

При изготовлении резонатора Фабри–Перо использовалась операция раскалывания гребневых мезаполосков ТГц ККЛ. Для улучшения качества сколов подложка-носитель n^+-GaAs утонялась до толщины ~150 мкм. Кроме того, операцию раскалывания также упрощает формирование гребневых мезаполосков с так называемыми “плечами”. На рис. 3 представлено изображение скола торца ТГц-ККЛ с “плечами”, полученное с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ). Чипы монтировались на медный теплопровод, являющийся нижним контактом к структуре.

Исследование изготовленных ТГц-ККЛ

На рис. 4 представлены ВАХ и зависимости интенсивности интегрального излучения от тока для исследуемого ТГц-ККЛ. Наличие резкого излома на ВАХ (0.32—0.42 А) связано с образованием доменов электрического поля внутри лазерной структуры. Далее ВАХ претерпевает резкий излом, свидетельствующий о приближении “нижнего” уровня инжектора к “верхнему” рабочему лазерному уровню, что способствует эффективному туннелированию электро-

нов и быстрому росту тока через структуру. На зависимости интегральной интенсивности от тока видно, что излом на ВАХ при токе 0.42 А (280 А/см^2) соответствует началу резкого роста интенсивности излучения, что является признаком возникновения в структуре стимулированного излучения [7].

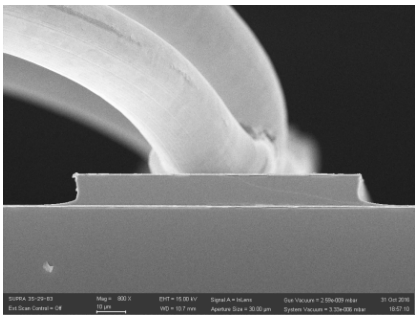


Рис. 3. РЭМ-изображение скола ТГц-ККЛ

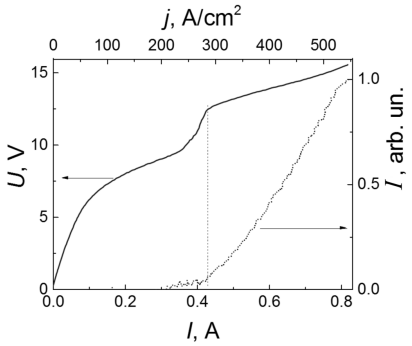


Рис. 4. ВАХ (сплошная линия) и зависимость интенсивности излучения от тока (пунктир) ТГц-ККЛ

Таким образом, впервые продемонстрированы полностью изготовленные в России квантово-каскадные лазеры ТГц диапазона.

Авторы выражают благодарность сотрудникам АО “НИИ “Полюс” им. М.Ф. Стельмаха” А.И. Данилову и С. М. Сапожникову за сборку чипов ТГц ККЛ на радиаторах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ № МК-6081.2016.8 и гранта РФФИ № 17-02-00070 А.

Литература

1. X. Wang, C. Shen, T. Jiang et al. *AIP Advances*. 2016. Vol. 6, No. 7. P. 075210.
2. H. Li, P. Laffaille, D. Gacemi et al. *Opt. Express*. 2015. Vol. 23, No. 26. P. 33270.
3. R.A. Khabibullin, N.V. Shchavruk, A.Yu. Pavlov et al. *Int. J. High Speed Electronics and Systems*. 2016. Vol. 25, No. 03n04. P. 1640022.
4. Р.А. Хабибуллин, Н.В. Щаврук и др. *ФТП*. 2017. Т. 51, № 4. С. 540–546.
5. А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин и др. *ФТП*. 2016. Т. 50, № 5. С. 674–678.
6. Р.А. Хабибуллин, Н.В. Щаврук и др. *ФТП*. 2016. Т. 50, № 10. С. 1395–1400.
7. А.В. Иконников, К.В. Маремьянин и др. *Письма в ЖТФ*. 2017. Т. 43, № 7. С. 86–94.

Design and Fabrication of Terahertz Quantum-Cascade Lasers

R. A. Khabibullin [a], N. V. Shchavruk [a], D. S. Ponomarev [a], V. I. Gavrilenko [b], S. V. Morozov [b], G. E. Cirlin [c], A. E. Zhukov [c]

[a] *Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia; e-mail: khabibullin@isvch.ru*
[b] *Institute for Physics of Microstructures. Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod,*
[c] *St. Petersburg National Research Academic University, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

The design of the active region of terahertz quantum-cascade laser (THz QCL) based on the three quantum well with resonant-phonon depopulation scheme was proposed. Molecular beam epitaxy growth of multilayer GaAs/AlGaAs heterostructures (228 cascades) was developed. Studies I-V and the emission characteristics of fabricated THz QCL confirm the nature of the stimulated emission in the test devices. Thus, the first THz QCL fabricated in Russia was demonstrated.

Keywords: quantum-cascade laser, terahertz range, GaAs/AlGaAs heterostructures, tunnel-coupled quantum wells, resonant-phonon scheme.

Анализ мощностных характеристик квантоворазмерных лазеров с расширенным волноводом и легированными широкозонными блокирующими слоями

А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: afonenko@bsu.by

На основе диффузионно-дрейфовой модели с учетом поглощения излучения свободными носителями, неоднородного пространственного распределения излучения и носителей заряда, нагрева активной области проведено численное моделирование мощностных характеристик лазерных гетероструктур GaAs/AlGaAs с расширенным волноводом в режиме непрерывной генерации. Предложен способ учета 3D характера растекания тепла в теплоотводе в одномерной модели резонатора. Оценено влияние переноса носителей заряда при внутризонном поглощении на пространственное распределение электронов и дырок в волноводных слоях. Показано, что введение в структуру легированных широкозонных блокирующих слоев позволяет увеличить максимальную мощность генерации.

Ключевые слова: мощные полупроводниковые лазеры, поглощение свободными носителями заряда, диффузионно-дрейфовая модель, тепловая модель, неоднородное возбуждение, мощностные характеристики.

Введение

Лазерные гетероструктуры GaAs/AlGaAs, излучающие на длине волны ~850 нм, представляют интерес как источники накачки твердотельных лазеров [1, 2]. Одним из факторов, ограничивающих выходную мощность излучения, является поглощение свободными носителями заряда (НЗ), которое увеличивается с повышением тока накачки [3]. Снизить рост поглощения НЗ с ростом тока накачки можно введением в структуру дополнительных квантовых ям [4]. Другой способ уменьшения заселенности волноводных слоев — введение в структуру дополнительных широкозонных гетерослоев, материал которых отличен от материала эмиттерных слоев и подбирается так, чтобы барьеры преимущественно возникали только в зоне проводимости или в валентной зоне [5]. В настоящей работе показана возможность уменьшения внутренних потерь путем добавления в структуру легированных широкозонных слоев с составом материала, как у эмиттеров. Преимущества предлагаемого способа — более высокие потенциальные барьеры при отсутствии напряженных слоев и лучшая технологичность, так как нет необходимости роста дополнительных соединений.

Метод расчета

Расчеты мощностных характеристик лазерных гетероструктур проведены на основе модифицированной диффузионно-дрейфовой модели [6] с учетом поглощения излучения свободными НЗ и изменения длины волны генерации в зависимости от температуры и уровня возбуждения структуры. Пространственное распределение излучения вдоль резонатора находилось из уравнения Бугера для прямой и обратной волн с учетом коэффициентов отражения на гранях резонатора. При этом зависимости пространственных распределений коэффициента усиления и поглощения свободными НЗ от локальной плотности фотонов получены с помощью билинейной интерполяции по четырем значениям этих величин, рассчитанным на основе диффузионно-дрейфовой модели для разных температур и коэффициентов внутренних потерь при заданной плотности тока накачки.

При расчете теплового режима работы лазера важно учитывать 3D-характер растекания тепла в теплоотводе, при этом для расчета теплового сопротивления планарной гетероструктуры применимо 1D-приближение [7]. Объемный процесс растекания тепла в теплоотводе легко свести к одномерной задаче, если он описывается аналитической зависимостью. Например, функция распределения температуры от точечного источника на поверхности четверть-бесконечного теплоотвода без теплопередачи на границах представляется в виде $T \sim 1/r + 1/r'$, где r и r' — расстояния до источника и его зеркального отражения от перпендикулярной грани теплоотвода. Разделяя контакт вдоль оси резонатора длиной L на малые участки длиной Δx,

можно записать среднюю температуру поверхности каждого участка i в зависимости от мощности P_j, отводимой участком j в полусферу, в виде

$$\left\langle T_{ij} \right\rangle = \frac{P_j}{2\pi\kappa}\left(\left\langle 1/r_{ij} \right\rangle + \left\langle 1/r_{ij}' \right\rangle\right) + \delta_{ij}\frac{P_j}{W\Delta x}\sum_n d_n/\kappa_n\,, \qquad (1)$$

где d_n — толщина слоя n; κ_n — его коэффициент теплопроводности, W — ширина полоскового контакта лазера. Суммирование ведется по всем слоям со стороны p-эмиттера до квантовой ямы. Средние обратные расстояния между участками $\langle r_{ij}^{-1}\rangle$ допускают аналитическое вычисление. Тогда при заданных температурах отдельных участков контакта отводимая от каждого участка мощность рассчитывается с помощью обратной матрицы преобразования (1). Для анализируемых лазеров с $L = 2.7$ мм и $W = 0.1$ мм тепловое сопротивление слоев структуры составляет 0.7 К/Вт, медного теплоотвода 1.5 К/Вт.

При внутризонном поглощении излучения носители приобретают энергию, существенно превышающую тепловую, и за время релаксации на дно зоны могут баллистически переместиться на значительное расстояние от места поглощения фотона. Кроме того, высокоэнергетическая частица при столкновениях может привести к баллистическому перемещению других носителей заряда. Расчеты указанного механизма переноса, выполненные методом Монте-Карло, показали, что в GaAs после внутризонного поглощения фотона с длиной волны 1 мкм электрон в среднем перемещается на 2.7 мкм, а тяжелая дырка — на 0.73 мкм [8]. В настоящей работе при расчете зонных диаграмм для удобства полагалось экспоненциальное координатное распределение перемещенных НЗ.

Результаты расчетов и их обсуждение

Как видно из рассчитанных зонных диаграмм (рис. 1), добавление барьерных слоев $Al_{0.45}Ga_{0.55}As$ толщиной 20 нм и легированием акцепторами $3\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ со стороны p-эмиттера, легированием донорами $2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ со стороны n-эмиттера позволяет эффективно блокировать инжекцию неосновных НЗ в области за квантовой ямой. В структурах без блокирующих слоев волновод, как правило, не легируют, концентрации электронов и дырок в нем равны и увеличиваются с ростом тока накачки. В структурах с блокирующими слоями волновод должен быть легированным, так как при накачке концентрация основных НЗ в нем не меняется, а концентрация неосновных НЗ на порядки меньше, чем основных.

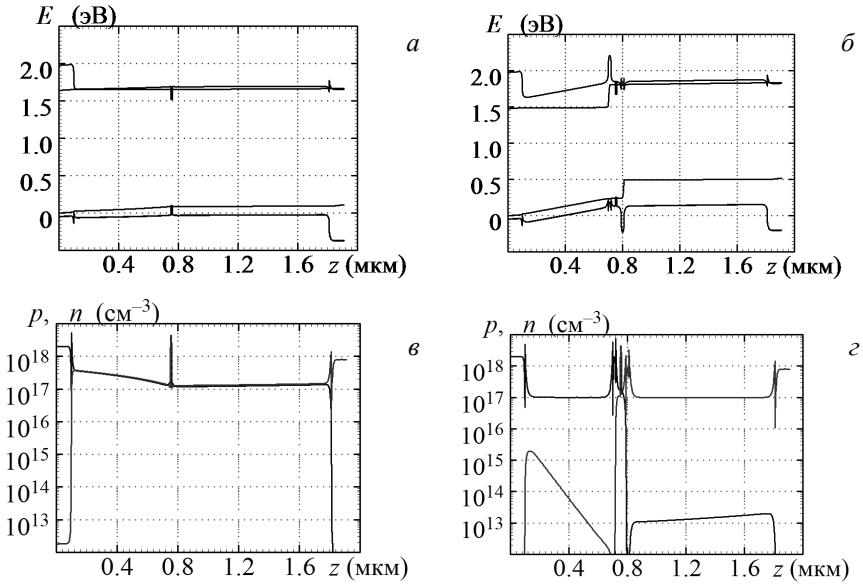


Рис. 1. Зонная диаграмма лазерной гетероструктуры с квантовой ямой 10.5 нм с расширенным нелегированным волноводом (*а*) и расширенным легированным волноводом с легированными широкозонными блокирующими слоями (*б*) при приложении прямого смещения и соответствующие распределения концентрации электронов и дырок (*в*, *г*).

Уменьшение населенности волновода при больших токах позволяет уменьшить потери на внутризонное поглощение и увеличить максимальную мощность генерации (рис. 2). При этом учет процессов баллистического переноса НЗ приводит к снижению мощности на несколько процентов, но не меняет качественный характер зависимостей. Увеличение мощности в структуре с долей Al в волноводе 0.2 составило ~60 %.

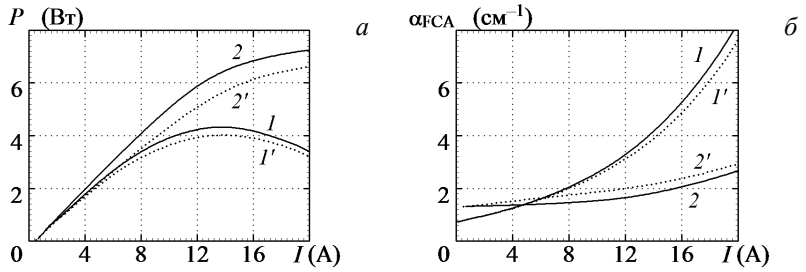


Рис. 2. Выходная мощность лазера с одной грани в зависимости от тока накачки (*а*) и коэффициент поглощения свободными носителями (*б*) на гетеростурктуры $GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As/Al_{0.45}Ga_{0.55}As$: *1* — без легированных широкозонных блокирующих слоев; *2* — с легированными широкозонными блокирующими слоями; *1′*, *2′* — с учетом эффекта переноса НЗ при внутризонном поглощении

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ № Ф16Р–018.

Литература

1. А.Ю. Андреев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, Т.А. Налет, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, Д.Р. Сабитов, В.А. Симаков, С.О. Слипченко, М.А. Хомылев, И.С. Тарасов. *ФТП*. 2006. Т. 40, № 5. С. 628–632.
2. Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, Л.С. Вавилова, И.С. Тарасов. *ФТП*. 2012. Т. 46, № 10. С. 1344–1348.
3. А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков. *Сб. статей 10-го Белорусско-российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе"*, Минск, 26–29 мая, 2015. С. 46–48.
4. А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков. *Тез. докл. V Российского симпозиума с междунар. участием "Полупроводниковые лазеры: физика и технология"*, Санкт-Петербург, 15–18 ноября, 2016. С. 47.
5. Ю.С. Полубавкина, Ф.И. Зубов, Э.И. Моисеев, Н.В. Крыжановская, М.В.Максимов, Е.С. Семенова, K. Yvind, Л.В. Асрян, А.Е. Жуков. *ФТП*. 2017. Т. 51, № 2. С. 263–268.
6. А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков. *ФТП*. 2014. Т. 48, № 1. С. 88–93.
7. А.Л. Тер-Мартиросян, Д.М. Демидов, М.А. Свердлов, А.В. Кулик, С.Ю. Карпов. *Научное приборостроение*. 2013. Т. 23, № 4. С. 40–44.
8. А.Н. Дрозд, А.А. Афоненко. *Вестн. Бел. гос. ун-та*. 2007. № 3. С. 26–30.

Analysis of the Power Characteristics of Quantum-Well Lasers with Extended Waveguide and Doped Wide Bandgap Blocking Layers

A. A. Afonenko, D. V. Ushakov

Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: afonenko@bsu.by

A numerical simulation of the power characteristics of GaAs/AlGaAs laser heterostructures with extended waveguide in the continuous wave regime is carried out on the basis of the diffusion-drift model taking into account the free carriers absorption, inhomogeneous spatial distribution of radiation and charge carriers, heating of the active region. A method for taking into account the 3D nature of the heat spreading in a heat sink in a one-dimensional cavity model is proposed. The effect of carrier transport due to intraband absorption on the spatial distribution of electrons and holes in the waveguide layers is estimated. It is shown that the introduction of doped wide bandgap blocking layers into the structure will increase the maximum output power.

Keywords: power characteristics, free carriers absorption, diffusion-drift model, thermal model, inhomogeneous excitation.

Мощностные характеристики лазеров с волноводом из квантовых ям и блокирующими слоями

А. А. Афоненко [а] Д. В. Ушаков [а], В. Я. Алешкин [б], А. А. Дубинов [б],
Н. В. Дикарева [в], С. М. Некоркин [в], Б. Н. Звонков [в]

[а] *Белорусский государственный университет,*
Минск, Беларусь; e-mail: ushakovdv@bsu.by
[б] *Институт физики микроструктур Российской АН, Нижний Новгород, Россия*
[в] *Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, Россия*

Для лазеров с волноводом из квантовых ям на основе распределенной диффузионно-дрейфовой модели проведен расчет мощностных характеристик с учетом нагрева активной области, процессов захвата носителей заряда в квантовые ямы и особенностей инжекции носителей заряда и внутризонного поглощения. Показано, что введение дополнительных барьерных слоев, легированных примесями *n*- и *p*-типа, позволяет при больших накачках блокировать заполнение носителями заряда барьерных слоев, снизить утечки и увеличить мощность излучения лазеров.

Ключевые слова: волновод из квантовых ям, барьерные слои, легирование, диффузионно-дрейфовая модель, мощностные характеристики, токи утечки.

Введение

Использование диэлектрического широкого волновода в мощных полупроводниковых лазерах позволяет уменьшить нагрузку на зеркала и снизить оптические потери [1, 2]. В лазерах с квантовыми ямами (КЯ) для создания волновода можно использовать разницу показателей преломления материала КЯ и окружающего полупроводника [3, 4]. Расчеты показывают (рис. 1), что нескольких (3–6) КЯ вполне достаточно для создания волновода. В отличие от сверхширокого волновода в предлагаемом волноводе остуствуют проблемы с селекцией мод, поскольку из-за слабого оптического ограничения в волноводе существует только основная мода.

Один из факторов, ограничивающих выходную мощность излучения лазеров с волноводом из КЯ, — большие токи утечки. Как показано в [5], с помощью дополнительных барьерных слоев можно регулировать уровень возбуждения структуры. В настоящей работе исследуется влияние дополнительных блокирующих легированных барьерных слоев для электронов и дырок по обе стороны от КЯ на мощностные характеристики таких лазеров.

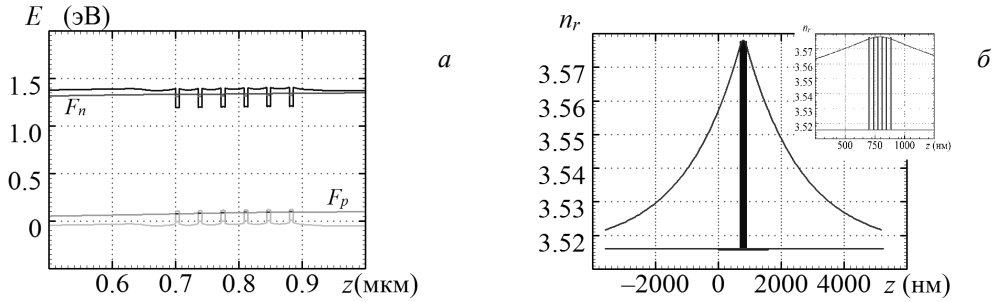


Рис. 1. Зонная диаграмма при U = 1.37 В (*а*) и координатная зависимость показателя преломления и распределение интенсивности моды (*б*) для лазерной структуры $In_{0.32}Ga_{0.68}As$-GaAs. d_{qw} = 6 нм, T=300 К

Теоретическая модель и обсуждение результатов

Расчет зонных диаграмм и электрофизических характеристик проводился на основе распределенной диффузионно-дрейфовой модели [6]. Для анализа мощностных характеристик использовались балансные уравнения для двухмерной концентрации носителей заряда (НЗ) в барьерных областях и КЯ, а также плотности энергии. Распределение мощности излучения вдоль резонатора находилось из уравнения Бугера для прямой и обратной волн с учетом коэффициентов отражения на гранях резонатора. Коэффициент внутренних потерь считался пропорциональным концентрации НЗ в барьерных областях и КЯ.

В лазерах с волноводом из КЯ очень важно корректно рассчитать показатель преломления n_r. В настоящей работе показатель преломления рассчитан на основе модели Адачи [7], модифицированной применительно к квантоворазмерным слоям. Вклад краевого поглощения учитывался с помощью соотношения Крамерса—Кронига. Как показывают расчеты, учет квантоворазмерного характера поглощения в КЯ дает меньшее значение показателя преломления в КЯ по сравнению с объемным полупроводником, что обусловлено уменьшением плотности состояний в квантоворазмерных слоях и смещением состояний в высокоэнергетическую область.

Исследуемые структуры состояли из барьерных (волноведущих) слоев GaAs и шести КЯ $In_{0.32}Ga_{0.68}As$. В качестве блокирующих барьерных слоев справа от КЯ использовался слой GaAs толщиной 20 нм, легированный донорами $2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, слева от КЯ — два типа блокирующих слоев: слой GaAs толщиной 20 нм, легированный акцепторами $2\cdot10^{19}$ см$^{-3}$, и такой же толщины гетерослой GaAs–$GaAs_{0.95}P_{0.05}$–GaAs с центральной частью $GaAs_{0.95}P_{0.05}$ толщиной 10 нм.

Как видно рис. 2, введение легированных слоев создает потенциальные барьеры слева (130 и 170 мэВ) и справа (~90 мэВ) от КЯ. Чем выше барьер, тем эффективнее идет падение квазиуровней Ферми для электронов F_n (слева от КЯ) и дырок F_p (справа от КЯ). Высоту барьеров можно регулировать либо уровнем легирования, либо введением широкозонных материалов. В качестве блокирующего слоя эффективнее всего использовать материал с большей шириной запрещенной зоны E_g, чем барьерные слои, и большим показателем преломления. Но в полупроводниках, как правило, чем больше E_g, тем меньше n_r, что приводит к ухудшению волновода и уменьшению фактора оптического ограничения. Поэтому эффективно использовать легированные гетерослои $GaAs_{0.95}P_{0.05}$ с небольшим содержанием фосфора (5 %), при этом фактор оптического ограничения снизился на 10 % и составил 0.0015 для одной КЯ.

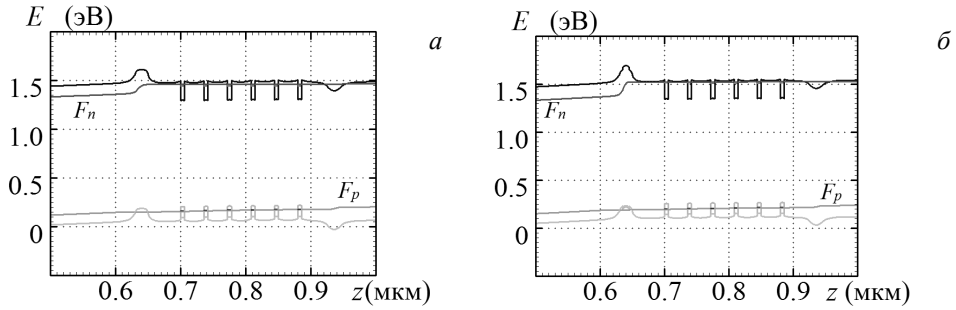


Рис. 2. Зонная диаграмма лазерных структур с легированными блокирующими слоями (*а*) и с легированными блокирующими гетерослоями (*б*)

Из рис. 3 видно, что введение блокирующих слоев приводит к значительному уменьшению токов утечки электронов с 60 % при токе 100 А для обычных лазеров на КЯ и 12 % для лазеров с блокирующим легированным гетерослоем. Коэффициент поглощения свободными НЗ увеличивается, однако остается достаточно малым (~2 см$^{-1}$). Уменьшение токов утечки позволяет увеличить максимальную мощность генерации. При токе 100 А для лазеров с блокирующим легированным гетерослоем мощность возрастает в 2.5 раза. Отметим, что данные расчеты проведены для длины резонатора L=4 мм. При увеличении длины резонатора максимальная мощность начинает падать.

Таким образом, введение дополнительных барьерных слоев (в том числе гетерослоев), легированных примесями *n*- и *p*-типа, позволяет при больших накачках блокировать заполнение носителями заряда барьерных слоев, снизить токи утечки, увеличить мощность излучения лазеров, а также частично подавить нелинейность ватт-амперной характеристики и снизить пороговый ток лазера.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ-РФФИ № Ф16Р–018 (16-52-00049) и Министерства образования и науки РФ (государственное задание 3.285.2014/К), стипендии президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики № СП-109.2016.3.

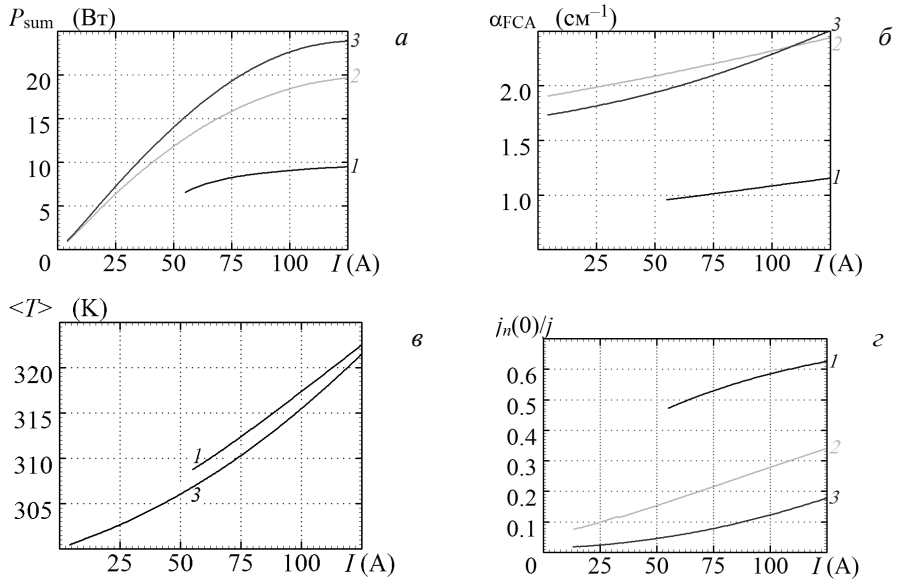


Рис. 3. Суммарная мощности генерации (*а*), коэффициент внутризонного поглощения (*б*), температура активной области (*в*) и доля токов утечки при 300 К (*г*) для лазеров с 6 КЯ при импульсной накачке 5 мкс для структур без блокирующих слоев (*1*), с легированными блокирующими слоями (*2*) и с легированными блокирующими гетерослоями (*3*). Длина резонатора L = 4 мм

Литература

1. В.А. Геловани, А.П. Скороходов, В.И. Швейкин. *Высокоэффективные высокомощные диодные лазеры нового типа*. М. URSS, 2005. 152 с.
2. С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*. 2006. Т. 40, № 8. С. 1017–1023.
3. В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.Н. Яблонский. *Квантовая электроника*. 2013. Т.43, № 5. С.401–406.
4. В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.В. Дикарёва, А.А. Дубинов, К.Е. Кудрявцев, С.В. Морозов, С.М. Некоркин. *ФТП*. 2013. Т.47, № 11. С.1486–1488.
5. Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко. Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 11. С. 1001–1004.
6. А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков. *ФТП*. 2014. Т. 48, № 1. С. 88–93.
7. Sadao Adachi. *Phys. Rev. B*. 1987. Vol. 35, No 14. P. 7454–7463.

The Power Characteristics of Lasers with Multiple Quantum Well Waveguide and Blocking Layers

A. A. Afonenko [a], D. V. Ushakov[a], V. Ya. Aleshkin [b], A. A. Dubinov [b], N. V. Dikareva [c], S. M. Nekorkin [c], B. N. Zvonkov[c]

[a] *Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: ushakovdv@bsu.by*
[b] *Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*
[c] *Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia*

For lasers with multiple quantum well waveguide based on the distributed diffusion-drift model the power characteristics are calculated taking into account the heating of the active region, the processes of charge carrier capture into quantum wells, and the peculiarities of charge carrier injection and intraband absorption. It is shown that the introduction of additional barrier layers doped with *n*- and *p*-type impurities allow to block the filling of barrier layers by charge carriers, reduce leakage and increase the power of laser at high pumping rates.

Keywords: multiple quantum well waveguide, barrier layers, doping, diffusion-drift model, power characteristics, leakage current.

Анализ энергетической структуры и спектров усиления квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона

Д. В. Ушаков [а], Р. А. Хабибуллин [б]

[а] *Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: ushakovdv@bsu.by*
[б] *Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской АН, Москва, Россия*

Проведен краткий обзор терагерцовых квантово-каскадных лазеров с активной областью из трех квантовых ям. Проанализированы энергетические характеристики и спектры усиления структур на основе $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$. Рассчитаны коэффициенты потерь для различных металлических волноводов. Показано согласие результатов расчета с известными теоретическими и экспериментальными данными.

Ключевые слова: квантово-каскадный лазер, три квантовые ямы, резонансное туннелирование, фононный резонанс, металлический волновод, спектры терагерцового усиления.

Введение

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) ТГц диапазона с активной областью, состоящей из трех квантовых ям (КЯ) реализованы в настоящее время на основе структур GaAs/AlGaAs с дизайном “резонансное испускание оптического фонона”, основанным на быстром опустошении нижнего рабочего уровня за счет резонансного испускания оптического фонона [1–4]. Максимальные рабочие температуры, достигающие 199.5 К [4], получены за счет как оптимизации характеристик резонатора [2], так и увеличении силы осциллятора f_{nm} и матричных элементов дипольных переходов Z_{nm} между рабочими уровнями. Характеристики полученных ККЛ на трех КЯ представлены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Параметры выращенных ККЛ на трех КЯ

ν_{nm}, ТГц	$h\nu_{nm}/k$, К	$T_{max}^{эксп}$, К	Z_{nm}, Å	f_{nm}	ΔE_c, мэВ	Ссылка
3.4	163	142	47	0.51	129	[1]
3.0	144	178	61	—	133	[2]
3.9	187	186	37	0.38	135	[3]
3.2	154	199.5	—	0.58	133	[4]

В работе [5] предложена оптимизированная конструкция ККЛ на основе $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ с тремя КЯ, позволяющая получить силу осциллятора ~0.91, что в 1.57 раза превышает значение 0.58 из работы [4]. В [6, 7] предложены пути продвижения в область меньших частот ТГц-диапазона за счет введения в структуру широкой КЯ $Al_{0.02}Ga_{0.98}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ узкой КЯ из GaAs, а также изменения высоты коллекторного барьера за счет варьирования содержания алюминия.

В работе [8] на базе структуры [4] с двойным металлическим волноводом получена генерации в области 3 ТГц при гелиевых температурах и впервые продемонстрирована возможность создания ККЛ ТГц-диапазона в России. В настоящей работе подробно исследуются энергетические и спектральные характеристики ККЛ на основе $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ с тремя КЯ [4].

Теоретическая модель и обсуждение результатов

Энергии, волновые функции, матричные элементы дипольных переходов, а также профиль потенциальной энергии находились **kp**-методом в расширенной модели Бастарда [9, 10] на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Степень заполнения уровней энергии и соответствующие квазиуровни Ферми находились путем численного решения системы балансных уравнений [11]. Коэффициент усиления g для внутриподзонных переходов в зависимости от частоты света находился в многоуровневом приближении с учетом несимметричного контура уширения линии излучения [12] с параметром уширения 5 мэВ.

На рис. 1 приведены расчеты зонной структуры, уровней энергии, волновых функций, а также концентрации электронов на уровнях ККЛ с активной областью из трех КЯ на основе GaAs–$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$, полученной в работе [4]. Толщины слоев структуры слева направо: 41/**1<u>6</u>0**/43/**89**/24.6/**81.5** Å. Во всей последовательности слоев КЯ GaAs выделены жирным. Центральная часть широкой КЯ легирована примесями Si со слоевой концентрацией $3\cdot10^{10}$см$^{-2}$. При вычислениях высота потенциальных барьеров в зоне проводимости полагалась равной ΔE_c = 133 мэВ. Рассчитанные эффективные массы носителей тока составляли $m^* = 0.080m_0$ для барьерных слоев $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ и $m^* = 0.067m_0$ для КЯ GaAs.

На рис. 1 нумерация уровней идет снизу вверх *1—5* и в предыдущем каскаде *1′—5′*. Особую роль в структуре играет уровень *5* (верхний уровень в широкой КЯ). Когда он между уровнями *3′* и *4′* (что тоже между *3* и *4*), выполняется условие фононного резонанса и уровни *3* и *4* (*3′*, *4′*) эффективно опустошаются. Длина волны генерации усредняется по основным переходам *1′—4* (2.7 ТГц) и *2′—4* (3.4 ТГц) и составляет ~3 Тгц, что хорошо согласуется с данными [4].

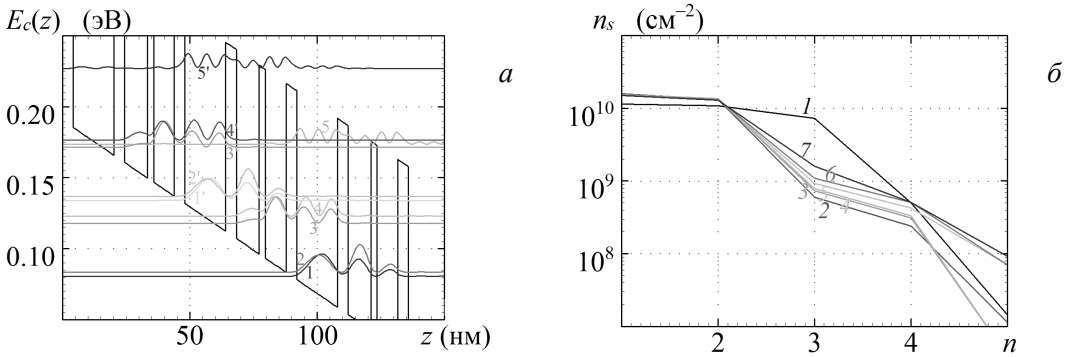


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле E = 12.2 кВ/см (*а*) и концентрации электронов на уровнях (*б*) при напряженностях поля E = 11.5 (*1*), 11.8 (*2*), 12.1 (*3*), 12.2 (*4*), 12.4 (*5*), 12.6 (*6*), 12.9 кВ/см (7)

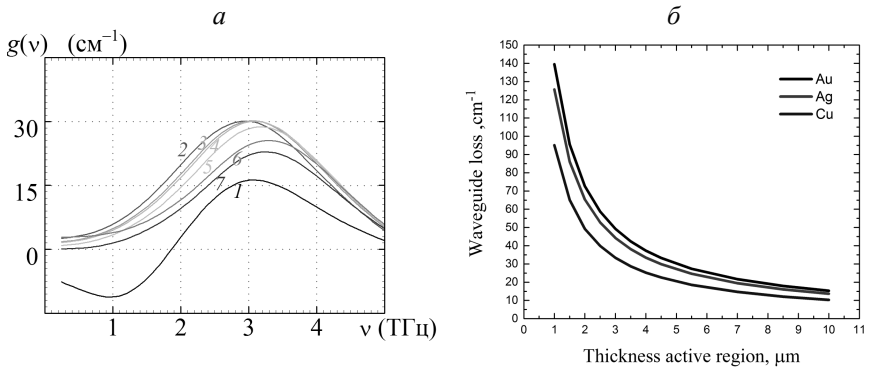


Рис. 2. Спектры усиления при E = 11.5 (*1*), 11.8 (*2*), 12.1 (*3*), 12.2 (*4*), 12.4 (*5*), 12.6 (*6*) 12.9 кВ/см (*7*) (*а*) и коэффициент внутренних потерь металлического волновода (*б*)

При напряженности электрического поля E = 12.2 кВ/см достигается оптимум населенности между рабочими уровнями *1′—4* и *2′—4*. При этом максимум коэффициента усиления составляет 30 см$^{-1}$ на частоте ~3 ТГц. При данном коэффициенте усиления, как следует из рис. 2, *б*, толщина активной области для различных металлических волноводов должна быть больше 3.5 (Cu), 4.7 (Ag) и 6.2 мкм (Au). Как видно из рис. 2 *а*, при изменении напряженности поля от 11.8 до 12.5 кВ/см коэффициент усиления составляет ~30 см$^{-1}$ и практически не изменяется. Это обусловлено тем, что условие фононного резонанса бызызлучательного перехода на уровень *2′* выполняется поочередно для уровней *3′—2′*, *4′—2′*, *5—2′*. Уровень *5* позволяет расширить диапазон напряженностей поля, в котором коэффициент усиления практически не меняется. Следовательно, с температурой будет большая стабильность. Результаты расчета зонной структуры и спектров усиления хорошо согласуются с теоретическими и экспериментальными данными [4].

Литература

1. H. Luo, S.R. Laframboise, Z.R. Wasilewski, G.C. Aers, H.C. Liu. *Appl. Phys. Lett*. 2007. Vol. 90. P. 041112(1–3).
2. M.A. Belkin, J.A. Fan, S. Hormoz, F. Capasso, S.P. Khanna, M. Lachab, A.G. Davies, E.H. Linfield. *Opt. Exp*. 2008. Vol. 16. P. 3242–3248.
3. S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett*. 2009. Vol. 94. P. 131105-1–131105-3.
4. S. Fathololoumi, E. Dupont, C.W.I. Chan, Z.R. Wasilewski, S.R. Laframboise, D. Ban, A. Mátyás, C. Jirauschek, Q. Hu, H.C. Liu. *Optics Express*. 2012. Vol. 20. P. 3866–3876.
5. Д.В. Ушаков, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *Материалы XVII Междунар. Симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника"*. Нижний Новгород, 11—15 марта. 2013. Т. 2. С. 619–620.
6. Д.В. Ушаков, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *ФТП*. 2012. Т. 46. С. 1430–1434.
7. Д.В. Ушаков, Ю.Г. Садофьев. *Материалы X Междунар. науч.-техн. конф*. Минск, 9—13 ноября. Минск, РИВШ. 2015. С. 99–101.
8. К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, А.Ю. Павлов, Н.В. Щаврук, Р.А. Хабибуллин, Р.Р. Резник, Г.Э. Цырлин, Ф.И. Зубов, А.Е. Жуков, Ж.И. Алфёров, А.В. Иконников. *Письма в ЖТФ*. 2017. Т. 43, № 7. С. 86–94.
9. K.H. Yoo, L.R. Ram-Mohan, D.F. Nelson. *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39, No. 17. P. 12808–12813.
10. Д.В. Ушаков, И.С. Манак. *Оптика и спектроскопия*. 2008. Т. 104, № 5. С. 847–852.
11. Д.В. Ушаков, И.С. Манак. *Журн. прикл. спектр*. 2007. Т. 74, № 6. С. 801–804.
12. Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко, И.С. Манак. *Квантовая электроника*. 2010. Т. 40, № 3. С. 195–198.

Analysis of The Energy Structure and Gain Spectra of Thz Quantum-Cascade Lasers

D. V. Ushakov [a], R. A. Khabibullin [b]

[a] *Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: ushakovdv@bsu.by*
[b] *Institute of Ultra High frequency Semiconductor Electronics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

A brief review of terahertz quantum-cascade lasers with an active region of 3 quantum wells are given. The energy characteristics and gain spectra of structures based on $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$ are analyzed. The loss coefficients for various metal waveguides are calculated. A good agreement of the calculation results with known theoretical and experimental data are shown.

Keywords: quantum cascade laser, three quantum wells, resonance tunneling, phonon resonance, a metal waveguide, spectra of terahertz gain.

Автодинные измерения в бистабильном вертикально излучающем лазере с использованием вибрационного резонанса

В. Н. Чижевский

Институт физики НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь;
e-mail: vnc@dragon.bas-net.by

Впервые экспериментально продемонстрировано, что вибрационный резонанс (ВР) в лазере с вертикальным резонатором (ЛВР), генерирующем в режиме поляризационной бистабильности, может быть использован для увеличения отклика при автодинном детектировании микровибраций от различных поверхностей. При этом достигнуто усиление сигналов более чем 25 раз. Исследовано влияние асимметрии бистабильного потенциала на эффективность детектирования микровибраций.

Ключевые слова: бистабильный лазер, вибрационный резонанс, автодинный виброметр

Введение

Лазерные допплеровские измерители являются бесконтактными сенсорами, используемыми для измерений перемещений, скоростей, вибраций, направления движения объектов и т.д. Среди подобных устройств можно выделить класс измерителей, основанных на автодинном эффекте за счет самоинжекции в резонатор лазера рассеянной или отраженной компоненты [1]. Подобный подход детектирования дает возможность создания на основе, например, полупроводниковых лазеров измерительных датчиков, обладающих высокой чувствительностью к отраженному сигналу, невысокой стоимостью и компактностью.

В работах [2, 3] экспериментально и теоретически показано, что чувствительность лазерного автодинного измерителя скорости на эффекте Доплера может быть увеличена за счет поляризационных переключений в бистабильном лазере с вертикальным резонатором (ЛВР), индуцированных рассеянным обратно в резонатор излучением от движущегося объекта. Однако для использования этого эффекта необходимо, чтобы амплитуда биений, обусловленная рассеянной компонентой, была больше порога переключений в бистабильном лазере, что ограничивает применимость этого подхода. В данной работе предлагается для управления переключениями в бистабильном лазере использовать явление вибрационного резонанса, впервые предложенного в работе [4] и экспериментально обнаруженного в ЛВР [5] и ряде других нелинейных систем [6]. В частности, показано, что достаточно большое усиление низкочастотных сигналов в бистабильном ЛВР может быть достигнуто добавлением высокочастотного сигнала с оптимальной амплитудой [5, 7].

Экспериментальная установка

Предложенный метод увеличения чувствительности автодинного виброметра протестирован на установке, схематически представленной на рис. 1. Использовался одномодовый, , генерирующий в области 860 нм ЛВР (Finisar). Температура лазерного диода стабилизировалась с помощью термоконтроллера с точностью не хуже 0.01 °C. Коллимированное с помощью линзы L_1 с антиотражающим покрытием излучение лазера разделялось на светоделительном кубе BS на два пучка, один из которых с помощью линзы L_2 фокусировался на объект, закрепленный на пьезокорректоре PZT. В качестве объекта использованы либо зеркало (коэффициент отражения 20 %), либо диффузно-отражающая белая бумага. В отсутствие токовой модуляции излучение лазера ослаблялось так, чтобы отраженное от объекта излучение не вызывало переключений между поляризационными состояниями. Второй пучок излучения через поляризатор PBS направлялся на фотодиод PD для регистрации временной динамики на выделенной поляризации. Сигнал с фотодиода подавался на усилитель A и регистрировался цифровым USB-осциллографом (с частотой выборок до 50 МГц). К непрерывному току накачки j_{dc} от генератора сигналов добавлялся периодический сигнал с частотой f_H = 100кГц и различными амплитудами A_2 (здесь A_2 — управляющий параметр). Для модуляции длины резонатора оптической обратной связи (ООС) на пьезокорректор от генератора сигналов подавалось синусоидальное напряжение с частотой 1 кГц и амплитудой U.

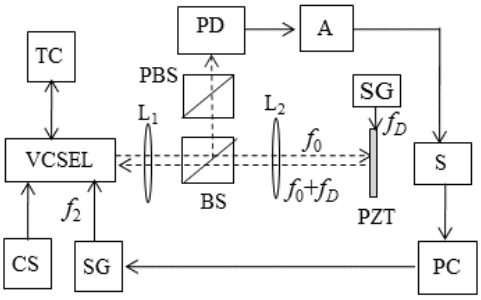


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: VCSEL — лазер с вертикальным резонатором, TC — термоконтроллер; SG — генератор сигналов; L_1 и L_2 — линзы, PZT — пьезокорректор КП-1, BS — делитель пучка, PBS — поляризационный делитель; PD — фотодиод; A — усилитель; S — USB цифровой осциллограф; PC — компьютер

Рис. 2. Зависимость интенсивности генерации ЛВР на выделенной поляризации от постоянного тока накачки j_{dc} при последовательном увеличении (сплошная линия) и уменьшении (штриховая) j_{dc}.

Экспериментально исследована зависимость отклика лазера на выделенной поляризации от тока смещения j_d. При высоких значениях j_{dc} найдено гистерезисное поведение интенсивности генерации при последовательном увеличении и уменьшении j_{dc}. На рис. 2 представлены результаты этих измерений, демонстрирующие наличие двух поляризационных состояний, что свидетельствует о наличии поляризационной бистабильности в ЛВР. При этом при фиксированном j_{dc} в отсутствие ООС при работе лазера в бистабильном режиме никаких спонтанных переключений, вызванных внутренними шумами лазера, не наблюдалось.

Экспериментальные результаты

Известно, что отраженное излучение, возвращаемое обратно в резонатор лазера от вибрирующего объекта, создает биения на частоте вибраций, модулируя таким образом выходную мощность лазера. При этом характер модуляции выходного излучения зависит как от амплитуды вибраций, так и от силы оптической обратной связи [1]. На рис. 3 показаны типичные временные зависимости интенсивности генерации ЛВР на выделенной поляризации при различных напряжениях U на пьезокорректоре с частотой f_D = 1 кГц при слабой ООС. При U = 1 В наблюдаются колебания интенсивности генерации лазера, близкие к гармоническим (рис. 3, *а* и *г*). Увеличение напряжения U приводит к появлению скачков в интенсивности генерации, обусловленных изменением длины внешнего резонатора на половину длины волны излучения лазера (рис. 3, *б* и *в*). Это также проявляется в спектрах сигналов (рис. 3, *д* и *е*). Дальнейшие измерения проводились при напряжении на пьезокорректоре U = 1 В.

На рис. 4 представлена зависимость коэффициента усиления G для сигнала на частоте вибраций f_D от амплитуды дополнительной модуляции тока накачки с частотой f_2 = 100 кГц для двух разных значений j_{dc}. Обе кривые на рис.4а проходят через максимум в зависимости от j_{dc}, что характерно для вибрационного резонанса в ЛВР [5, 7]. Более высокое пиковое значение на кривой *1* (рис. 4, *а*) соответствует симметричной конфигурации бистабильного потенциала ЛВР. На рис. 4, *б* представлена зависимость G от амплитуды управляющего сигнала A_2 и асимметрии бистабильного потенциала Δj_{dc} (Δj_{dc} = 0 соответствует симметричной конфигурации бистабильного потенциала). Как видно, максимальные значения G достигаются в узком диапазоне значений j_{dc} и A_2, что на практике требует высокой степени стабилизации тока накачки и температуры лазерного диода. Следует отметить, что добавление токовой модуляции не приводит к ухудшению отношения сигнал-шум (SNR) на частоте вибраций f_D при оптимальной амплитуде управляющего сигнала A_2 (рис. 4, *в*).

В качестве примера на рис. 5 представлены временные отклики ЛВР при оптимальных амплитудах управляющего сигнала для случая симметричной и асимметричной конфигурации бистабильного потенциала. В первом случае наблюдаются четкие переключения между поляризационными состояниями на частоте f_D В асимметричном случае отклик состоит из пачек импульсов на частоте f_2, следующих с частотой f_D.

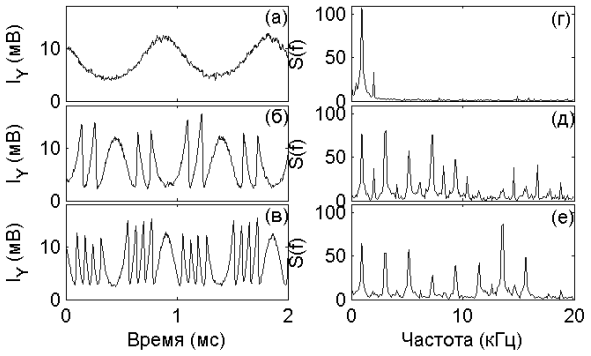


Рис. 3. Временные зависимости интенсивности генерации на выделенной поляризации I_Y при напряжении на пьезокорректоре 1 (*а*), 2 (*б*), *4* В (*в*) и соответствующие Фурье-спектры временных откликов (*г—е*)

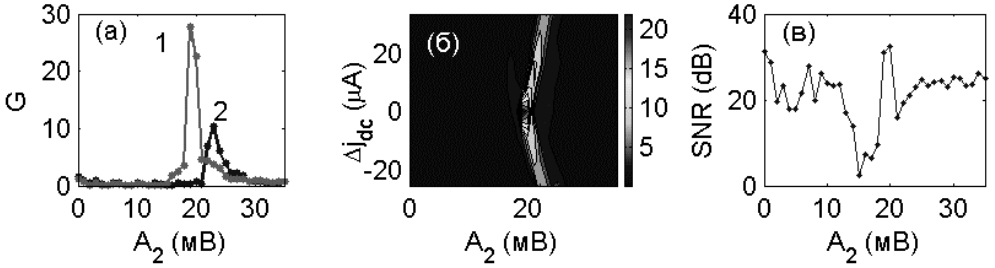


Рис. 4. Зависимости коэффициента усиления $G(A_2)$ (*а*), $G(A_2, \Delta j_{dc})$ (*б*) и отношения сигнал-шум (SNR) от A_2 для случая $\Delta j_{dc} = 0$ (*в*)

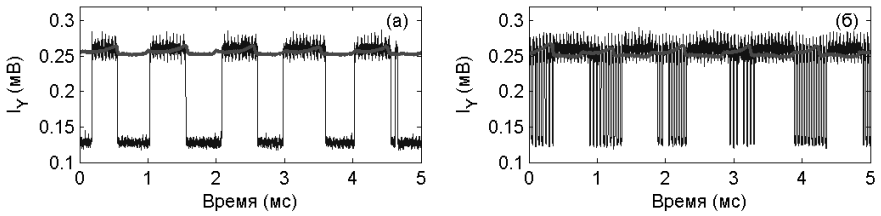


Рис. 5. Временные зависимости интенсивности генерации на выделенной поляризации при оптимальной амплитуде управляющего сигнала A_2. Напряжение на пьезокорректоре 1 В. Толстая линия — отклик лазера в отсутствие управляющего сигнала токовой модуляции

Представленные результаты получены, когда в качестве объекта использовалось зеркало, закрепленное на пьезорректоре. Аналогичные закономерности наблюдались при использовании диффузно-отраженного излучения от шероховатых поверхностей (белая бумага).

Заключение

Впервые экспериментально продемонстрировано, что чувствительность автодинного виброметра может быть существенно увеличена при использовании вибрационного резонанса в бистабильном лазере с вертикальным резонатором. Подобный подход может применяться для увеличения чувствительности в доплеровском измерителе скоростей на основе бистабильного ЛВР.

Литература

1 T. Taimre, M. Nikolic, K. Bertling, Y. Leng Lim, T. Bosch, D. Rakic. *Adv. Opt. Photonics*. 2015. Vol. 7. P. 570–631.
2 P.A. Porta, D.P. Curtin, G.J. McInerney. *IEEE Photon. Technol. Lett*. 2002. Vol. 14. P. 1719–1721.
3 J. Albert, M.C. Soriano, I. Veretennicoff, K. Panajotov, J. Danckaert, P.A. Porta, D.P. Curtin, J.G. McInerney. *IEEE J. Select. Topic. Quantum Electron*. 2004. Vol. 10. P. 1006–1012.
4 P.S.Landa, P.V.E. McClintock. *J. Phys.A: Math. Gen*. 2000. Vol. 33. P. L433–438.
5 V.N. Chizhevsky, E. Smeu, G. Giacomelli. *Phys. Rev. Lett*. 2003. Vol. 91. P. 220602(1–4).
6 S. Rajasekar, M.A.F. Sanjuan. *Nonlinear Resonances.* Springer Series in Synergetics. 2016.
7 V.N. Chizhevsky. *Opt. Lett*. 2012. Vol. 37. P. 4386–4388.

Autodyne Measurements in a Bistable VCSEL by the Use of Vibrational Resonance

V. N. Chizhevsky

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 220072 Minsk, Belarus; e-mail: vnc@dragon.bas-net.by

It is experimentally demonstrated that vibration resonance in a vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL), operating in the regime of polarization bistability, can be used to increase the response for autodyne detection of microvibrations from different surfaces. At the same time, amplification of signals is achieved more than 25 times. The influence of the asymmetry of the bistable potential on the detection efficiency of microvibrations is also investigated.

Keywords: VCSEL, polarization bistability, vibrational resonance, self-mixing interferometry.

Взаимное влияние анизотропии усиления и вклада спонтанного излучения на поляризационные характеристики поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров

Л. И. Буров, А. С. Горбацевич, П. М. Лобацевич

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail:burov@bsu.by

В рамках предложенного ранее подхода к описанию поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров показано, что увеличение вклада спонтанного испускания в моду генерации (параметр β) приводит к эффектам, аналогичным увеличению дихроизма усиления. На основе анализа результатов численного моделирования в сопоставлении с широким набором экспериментальных данных определено, что для β оптимален диапазон $2 \cdot 10^{-5}$—10^{-6}, причем возможной зависимостью β от инжекционного тока можно пренебречь.

Ключевые слова: поверхностно излучающий лазер, поляризационное переключение, дихроизм усиления, спонтанное излучение.

Введение

Процесс “спонтанного” переключения поляризации (ПП) выходного излучения в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах (VCSEL) детально исследовался на протяжении последних 20 лет (см., например, [1]), однако ряд принципиальных вопросов природы и особенностей протекания этого процесса не имеют четкой интерпретации. Во многом это связано с недостатками теоретических моделей, которые строятся на основе приближения поляризационных мод, т.е. исходно предполагается, что вследствие анизотропии коэффициента усиления в активной среде VCSEL одновременно формируются две ортогонально поляризованные моды, а результирующее выходное излучение образуется как результат конкуренции этих мод.

В то же время предложен иной подход (метод поляризационных компонент (МПК) [2, 3]), который рассматривает формирование поляризованного излучения в VCSEL как процесс последовательного усиления частично поляризованного света при анизотропии коэффициентов усилении и/или потерь. В рамках МПК ПП интерпретируется как процесс последовательного преобразования поляризации от одной линейной к ортогональной через последовательность частично поляризованных состояний. На основе предложенной модели удалось описать [2, 3] основные закономерности процессов ПП в VCSEL, имеющие достаточно простую и физически прозрачную интерпретацию.

Результаты численного моделирования

Модель [2, 3] носила чисто феноменологический характер и нуждалась в уточнении. В частности, требовалось конкретизировать характер зависимости наведенной анизотропии от плотности инжекционного тока, поскольку конкретные расчеты такого плана отсутствуют. На основе анализа большого объема теоретических и экспериментальных данных такая функция была построена [4], причем в ней остался единственный феноменологический параметр — относительный дихроизм усиления k_0. Более того, исходя из данных по поляризационным зависимостям вблизи точки ПП, проведена оценка диапазона изменения этого параметра в области 0.001—0.1. С учетом сделанных дополнений на основе МПК удалось описать ряд процессов [4] (например, аномальное смещение точки ПП при быстром нарастании инжекционного тока), которые до настоящего время не имели приемлемого объяснения.

С точки зрения детализации МПК есть параметр, на который далеко не всегда обращается особое внимание. Речь идет о параметре β, который определяет относительный вклад спонтанного излучения в моду генерации. Для МПК значение этого параметра играет принципиальную роль, поскольку в рамках данного подхода спонтанное излучение выступает именно в роли “затравки”, которая запускает процесс последовательного усиления излучения. Определение этой величины для VCSEL имеет достаточно запутанную историю, не имеющую к настоящему времени однозначного разрешения. Уже первые экспериментальные измерения β дали широкий разброс: от 7.3 10^{-2} до 1.1 10^{-4} [5]. В настоящее время в литературе нет четкого критерия вы-

бора значения β для VCSEL, однако при численном моделировании используются чаще всего значения в диапазоне 10^{-5}—10^{-6}. Поэтому на основе модели, сформулированной в работе [4], проведено моделирование широкого круга эффектов в области поляризационной неустойчивости при использовании β в качестве подгоночного параметра, чтобы на основе сопоставления полученных результатов с известными экспериментальными данными получить достаточно надежное ограничение области определения этого параметра.

Результаты расчетов показывают, что спонтанное излучение как “затравка” процесса усиления излучения снижает влияние наведенного дихроизма усиления. На рис. 1 представлены степени поляризации выходного излучения в области точки ПП для различных значений β и k_0. Как видно, кривая *3* на рис. 1, *а* ($\beta = 10^{-4}$, $k_0 = 0.01$) близка к кривой *2* на рис. 1, *б* ($\beta = 10^{-5}$, $k_0 = 0.001$), т. е. эффект возрастания β в определенной мере нивелируется ростом относительного дихроизма усиления. Аналогичные эффекты наблюдаются для времени выхода степени поляризации на стационарные значения и ширины области ПП и поляризационного гистерезиса.

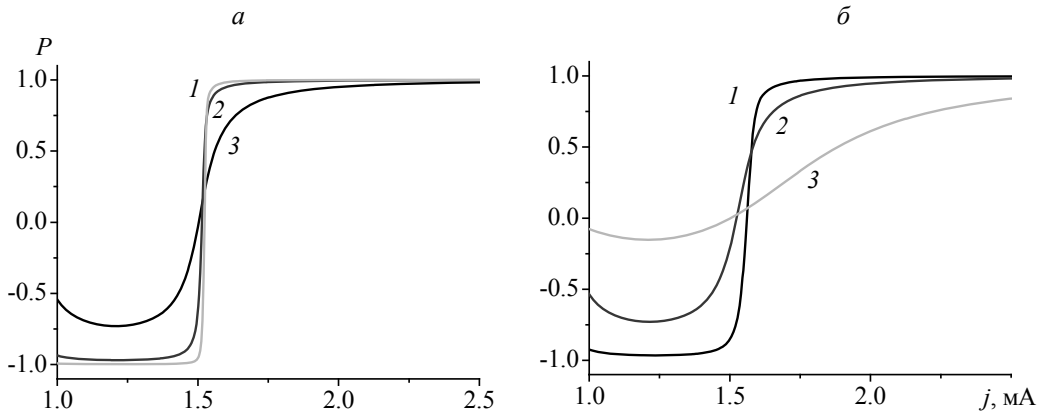


Рис. 1. Зависимость $P(j)$ при линейном нарастании тока; время нарастания от 0 до 4 мА 10^{-4} с; $k_0 = 0.01$ (а) и 0.001 (*б*); $\beta = 10^{-6}$ (*1*), 10^{-5} (*2*) и 10^{-4} (*3*)

Следует отметить, что в случае, когда плотность инжекционного тока в точке ПП превосходит пороговое значение в ~1.5 раза (это весьма распространенная ситуация [1]), при $\beta \geq 10^{-4}$ степень поляризации выходного излучения в области ниже точки ПП может достигать предельных значений только при аномально больших k_0 (≥0.5), что не соответствует реальной ситуации. Анализ литературных данных показывает, что более высокие значения β получаются при использовании в качестве базовой модели SFM (spin flip model). Однако в исходной версии этой модели вообще не учитывается влияние спонтанного испускания и параметр β появляется только при учете флуктуаций. Именно этим можно объяснить повышенные значения β, полученные на основе анализа экспериментальных данных на основе SFM.

Строго говоря, параметр β может изменяться с ростом плотности инжекционного тока, однако результаты моделирования показывают, что этот эффект не имеет существенного значения и величину β можно считать постоянной.

Заключение

Сопоставление полученных результатов с имеющимися в литературе экспериментальными данными позволяет заключить, что вклад спонтанного излучения в моду генерации VCSEL мал (во всяком случае в области поляризационной неустойчивости), так что параметр β должен находиться в пределах $2 \cdot 10^{-5}$—10^{-6}. Более точно его значение нужно связывать с конкретной структурой излучателя, способом его производства и режимами эксплуатации. С учетом полученной оценки параметра β его возможной зависимостью от режимов эксплуатации лазера можно пренебречь.

Литература

1. K. Panajotov, F. Prati. *Polarization Dynamics of VCSELs*, in VCSELs, Springer Series in Optical Sciences. 2013. Vol. 166, P. 181–231.

2. М. Джадан, Л.И. Буров, А.С. Горбацевич, Е.С. Соколов. *Журн. прикл. спектр.*, 2009. Т. 76, № 5. С. 717–724.
3. М. Джадан, Л.И. Буров, А.С. Горбацевич, Е.С. Соколов. *Журн. прикл. спектр.*, 2010. Т. 77, № 1. С. 74–81.
4. Л.И. Буров, А.С. Горбацевич, П.М. Лобацевич. *Вестн. БГУ*, *сер. 1*. 2016. № 3. С. 63–70.
5. S.F. Yu. *Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*. 2003. John Wiley & Sons, P. 323–375.

Reciprocal Influence of the Gain Anisotropy and Spontaneous Emission Factor on Polarization Parameters of Surface-Emitting Semiconductor Lasers

L. I. Burov, A. S. Gorbatsevich, P. M. Lobatsevich

Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail:burov@bsu.by

In the frame of previously proposed approach for VCSEL it is shown that increasing of the spontaneous emission factor leads to effects corresponding to amplification dichroism growing. On the base of analysis of the numerical calculation results and experimental data it follows that real range for β is $2 \cdot 10^{-5}$–10^{-6} and possible dependence β on injection current can be omitted.

Keywords: surface-emitting laser, polarization switching, amplification dichroism, spontaneous emission.

Импульсные лазеры с электронно-лучевой и оптической накачкой на основе ZnSe-содержащих структур с увеличенной шириной резонатора

М. М. Зверев [а], Н. А. Гамов [а], Е. В. Жданова [а], В. Б. Студенов [а], Ю. И. Туснов [а], С. В. Гронин [б], И. В. Седова [б], С. В. Сорокин [б], С. В. Иванов [б]

[а] Московский технологический университет МИРЭА, Москва, Россия
e-mail: mzverev@mail.ru
[б] ФТИ им. А.Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы параметры излучения импульсных лазеров на основе ZnCdSe-содержащей структуры с электронно-лучевой и оптической накачкой с широким (2 мкм) волноводом и смещенной к поверхности структуры активной областью. Показано, что генерация происходит на третьей поперечной моде оптического резонатора, а предельная мощность излучения возрастает за счет снижения оптической нагрузки на зеркала лазера.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, гетероструктура, электронный пучок.

Введение

Использование квантоворазмерных полупроводниковых структур в качестве активных элементов лазеров зеленого и ближнего ИК диапазонов с поперечной накачкой электронным пучком позволило уменьшить энергию U электронов накачки до 3.2-3.5 кэВ [1,2]. Такие лазеры могут быть реализованы в виде компактных вакуумных приборов [3], возможные области их применения – оптическая локация и связь, медицина и т.д. Максимальное значение импульсной мощности излучения лазеров с электронной накачкой ограничено катастрофической деградацией [4,5]. Использование лазерных сборок на основе ZnCdSe-содержащих структур позволило достичь импульсной мощности излучения >600 Вт при накачке электронами с U = 24 кэВ [4] и до 180 Вт [6, 7] при U = 5.6 кэВ. Оптимальная (с точки зрения снижения пороговой плотности тока) энергия электронов накачки U = 10—12 кэВ [6, 8] определяется из условия совпадения максимумов распределения энергии накачки, поля основной моды оптического резонатора и места расположения активного слоя. Для снижения оптической нагрузки на зеркало и увеличения предельной выходной мощности можно увеличивать ширину оптического волновода лазера. Однако при этом конструкция структуры уже не будет соответствовать условиям достижения минимальной пороговой плотности тока. Ранее для получения большой импульсной мощности излучения лазеров с накачкой электронами с U > 20 кэВ использовались структуры с несколькими активными слоями, расположенными равномерно в широком волноводе [4]. При малых энергиях электронов накачки (U < 15 кэВ) применение таких структур не всегда целесообразно ввиду малой эффективности сбора неравновесных носителей в удаленных от поверхности слоях. Это связано с тем, что при использовании электронов с U < 15 кэВ, а также и при оптической накачке максимум распределения энергии накачки лежит на малом расстоянии от поверхности структуры (~100 и ~200 нм при U = 10 и 15 кэВ). В настоящей работе приводятся результаты исследований лазеров на основе ZnCdSe-содержащей структуры с увеличенной шириной волновода и расположенной вблизи поверхности структуры активной областью.

Лазерные структуры и методика эксперимента

Лазерная $A^{II}B^{VI}$-структура с увеличенной шириной волновода выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложке GaAs(001) с буферным слоем 0.2 мкм-GaAs при температуре подложки $T_S \sim 295$ °C и использовании двухкамерной установки МПЭ (SemiTEq, Санкт-Петербург). Структура содержала волновод толщиной ~2 мкм, выполненный в виде переменно-напряженной сверхрешетки $ZnSe/ZnS_{0.15}Se$, ограниченный снизу (1 мкм) и сверху (10 нм) слоями широкозонного ZnMgSSe. Активная область представляла собой две плоскости квантовых точек (КТ) CdSe толщиной ~3 моноатомных слоя, вставленных в квантовую яму (КЯ) ZnSe на расстоянии 3 нм от краев КЯ при толщине барьера между плоскостями КТ 5 нм. Расстояние

от поверхности структуры до центра активной области (середины КЯ ZnSe) 200 нм. Ранее на похожей структуре, но с меньшей толщиной волновода (h_{WG} = 310 нм) продемонстрирована генерация при рекордно низкой энергии электронов накачки U = 3.2 кэВ [1], а также из нее были изготовлены лазерные сборки [6, 7]. Эта структура с h_{WG} = 310 нм использована в настоящей работе для сравнения.

Лазерные резонаторы изготавливались методом скалывания. Для накачки использовался пучок электронов с энергией до U = 18 кэВ и частотой следования импульсов 1.5 или 10 Гц при длительности импульса ~300 нс или излучение азотного лазера с мощностью до 3 кВт при длительности импульса ~10 нс. Для накачки лазерной сборки использовался источник электронов на основе сегнетоэлектрического катода [9]. Все эксперименты проводились при комнатной температуре образцов. Для измерения выходной мощности использовался калиброванный фотоэлемент ФЭК 22, импульсы света и тока регистрировались с помощью осциллографа Tektronix TDS 3032B.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлена фотография распределения интенсивности в дальней зоне излучения лазера с оптической накачкой (фотографировался экран, расположенный на расстоянии 11 см от образца). Отчетливо видны четыре максимума интенсивности в плоскости, проходящей через ось лазерного резонатора и ось луча накачки. Характер распределения поля в дальней зоне и углы между максимумами одинаковы при электронной и оптической накачке и не зависят от уровня накачки. Такое распределение соответствует возбуждению третьей поперечной моды резонатора и характерно для лазеров с прямоугольным сечением резонатора [10]. Однако картина распределения слегка отличается от наблюдаемой для пассивного резонатора [10], что, по-видимому, связано с различием свойств реального и пассивного резонаторов: большая часть мощности излучения сосредоточена в двух крайних максимумах полушириной ~20°, находящихся на угловом расстоянии ~57° друг от друга. Линия излучения лазера имеет два пика с длинами волн ~560 и ~562 нм при суммарной полуширине около 4 нм. Наличие двух пиков связано, вероятно, с наличием двух слегка отличающимся по свойствам активных областей, и свидетельствует о неоднородном характере уширения линии.

Для лазеров на основе структур с широким волноводом величина порога зависит от места расположения активной области и генерация может возникать не на основной поперечной моде оптического резонатора. На рис. 2 представлены расчеты пространственного распределения концентрации неравновесных носителей при U = 12 кэВ и поля различных поперечных мод для резонатора размером 2000 нм. Активный слой, как и в исследуемой структуре, расположен на расстоянии 200 нм от ее поверхности. Видно, что положение активной области близко к положению максимумов третьей и четвертой мод резонатора (в эксперименте генерация происходит на третьей моде, см. рис. 1). Необходимо отметить, что расчеты выполнены для пассивного резонатора, при этом не учитывалось возможное влияние на диэлектрическую проницаемость нагрева, неравновесных носителей, пространственной неоднородности накачки.

При электронной накачке пороговая плотность тока зависит от эффективности сбора носителей в активной области и эффективности их взаимодействия с полем электромагнитной волны. При фиксированной энергии электронов накачки, а также при оптической накачке, порог обратно пропорционален Г — фактору оптического ограничения. На рис. 3 представлены расчетные значения Г для структур с фиксированным положением активной области (201 нм от поверхности) и различной шириной волновода для разных мод резонатора. Из рис. 3 следует, что генерация лазера на основе структуры с h_{WG} = 300 нм будет происходить на основной моде, а при h_{WG} = 2000 нм – на третьей или четвертой, причем отношение пороговых интенсивностей накачки лазерной генерации при данных толщинах волновода должно составить ~3—4 раза. На рис. 4 представлена экспериментальная зависимость выходной мощности от интенсивности накачки для лазеров на основе двух структур с h_{WG}=2000 и h_{WG}=310 нм. Пороговые интенсивности накачки составили 9 и 3.2 кВт/см^2. Отношение порогов генерации хорошо соответствует расчетам (см. рис. 3).

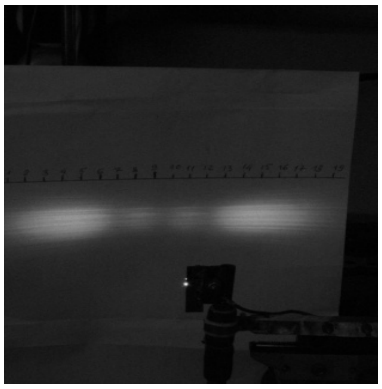


Рис. 1. Распределение интенсивности в дальней зоне. Оптическая накачка. Яркая точка на переднем плане — изображение торца лазера. Длина резонатора L = 0.75 мм

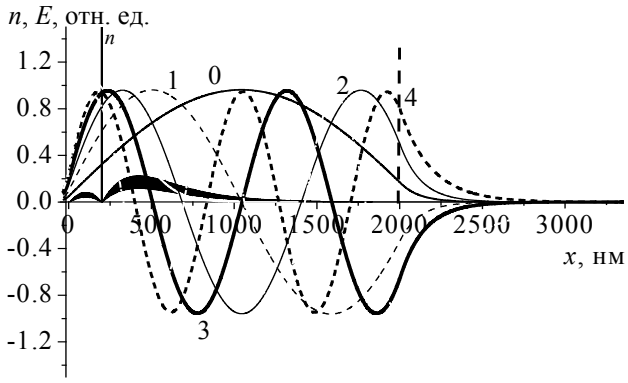


Рис. 2. Пространственные распределения концентрации неравновесных носителей $n(x)$ при накачке электронами с энергией U = 12 кэВ и поля $E(x)$ первых пяти типов колебаний. Цифры — номер моды. h_{WG} = 2000 нм

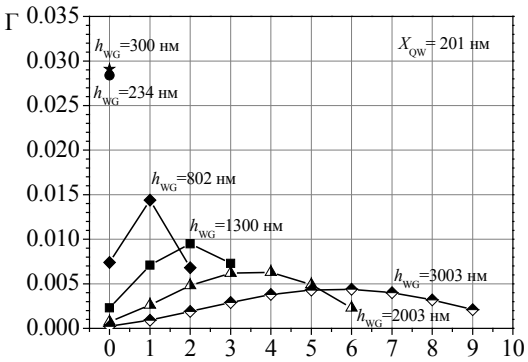


Рис. 3. Величины Г для первых десяти типов колебаний. Активная область находится на расстоянии 201 нм от поверхности. По оси абсцисс — номер моды

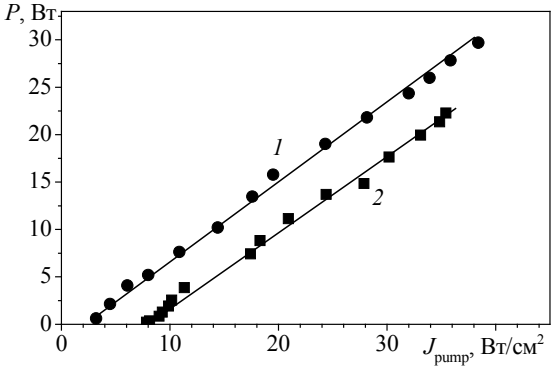


Рис. 4. Зависимость выходной мощности от интенсивности накачки для лазеров на основе структур с h_{WG} = 310 (*1*) и 2000 нм (*2*). Оптическая накачка. L= 1.0 мм

Из структуры с h_{WG} = 2000 нм изготовлена линейная лазерная сборка из 12 элементов, длина резонатора каждого элемента L = 0.9 мм, общая длина 6 мм. При энергии электронов накачки U = 12.5 кэВ (использовался источник с сегнетоэлектрическим катодом [9]) зафиксирована выходная импульсная мощность излучения 250 Вт, при этом не наблюдалось характерных для лазеров данного типа разрушений [4—7] активных элементов. Удельная мощность, полученная с единицы длины линейной сборки, составила ~410 Вт/см. Ранее при использовании структур с резонатором шириной 310 нм [7] была получена максимальная удельная мощность до 90 Вт/см, причем наблюдалось разрушение структуры. Большая удельная мощность, полученная в настоящей работе, по-видимому, связана с уменьшением оптической нагрузки на зеркало лазера в структуре с широким резонатором.

Заключение

Показано, что использование лазерных гетероструктур на основе ZnCdSe с широким резонатором и сильно смещенной в сторону поверхности структуры активной областью позволяет селективно получать генерацию на отдельных поперечных типах колебаний. Несмотря на возрастание порога генерации, увеличение ширины резонатора приводит к росту предельно достижимой мощности излучения за счет снижения оптической нагрузки на выходное зеркало лазера.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки, задание №3.5160.2017/БЧ

Литература

1. М.М. Зверев, Н.А. Гамов, Е.В. Жданова, Д.В. Перегудов, В.Б. Студенов, С.В. Иванов, С.В. Гронин, И.В. Седова, С.В. Сорокин. *Сб. статей Бел.-Рос. семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе"*. Минск. 2013. С. 100-103.
2. M.M. Zverev, N.A. Gamov et al., *Proc. 18th Intern. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, Ekaterinburg, Russia. 2011. P. 31-32.
3. E. Molva, R. Accomo et al., *Appl. Phys. Lett*. 1993. Vol. 62. P. 796.
4. M.M. Zverev, S.V. Ivanov et al., *Phys. Status Solidi B*. 2010. Vol. 247, No. 6. P. 1561.
5. М.М. Зверев, В.О. Вальднер, Н.А. Гамов, Р.В. Есин, С.И. Гронин, Е.В. Жданова, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Д.В. Перегудов, И.В. Седова, С.В. Сорокин, В.Б. Студенов. *Опт. и спектроск*. 2011. Т. 111, № 2. С. 208–211.
6. M.M. Zverev, S.V. Sorokin, N.A. Gamov, E.V. Zhdanova, V.B. Studionov, I.V. Sedova, S.V. Gronin, S.V. Ivanov. *Phys. Status Solidi (c)*. 2016. Vol. 13. P. 661–664.
7. M.M. Zverev, N.A. Gamov, E.V. Zhdanova, V.B. Studionov, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, S.V. Gronin, S.V. Ivanov. *Laser Optics Conf. 2016*. DOI: 10.1109/LO.2016.7549752
8. М.М. Зверев, Н.А. Гамов, и др. *Сб. статей 10-го Бел.-Рос. семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе"*. Минск. 2015. С. 102-105.
9. М.М. Зверев, Н.А. Гамов и др. *4-й Всеросс. симп. с междунар. участием "Полупроводниковые лазеры: физика и технология»*. С-Пб. 2014. С. 57.
10. Звелто О. *Принципы лазеров*. Москва. Мир. 1990.

Pulsed Electron-Beam and Optically Pumped Lasers Based on ZnSe-Containing Structures with an Increased Cavity Width

M. M. Zverev [a], N. A. Gamov [a], E. V. Zhdanova [a], V. B. Studionov [a], Yu. I. Tusnov [a], S. V. Gronin [b], I. V. Sedova [b], S. V. Sorokin [b], S. V. Ivanov [b]

[a] *Moscow Technological University MIREA, Moscow, Russia; e-mail:mzverev@mail.ru*
[b] *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

Parameters of pulsed electron-beam and optically pumped lasers based on ZnCdSe-containing structures with a wide (2 μm) waveguide and an active region shifted towards the structure surface have been studied. It is shown that the lasing occurs at the third transverse mode of the optical cavity and the maximum output power could be increased essentially due to the decrease of the optical load on the laser mirrors.

Keywords: electron beam pumped laser, heterostructure, waveguide.

Efficient Diode-Pumped Yb^{3+}:$LuAlO_3$ Chirped Pulse Regenerative Amplifier

V. Kisel [a], A. Rudenkov [a], A. Yasukevich [a], K. Hovhannesyan [b], A. Petrosyan [b], N. Kuleshov [a]

[a] *Center for Optical Materials and Technologies, Belarusian National Technical University, Minsk, 220013 Belarus, e-mail: vekisel@bntu.by.*
[b] *Institute for Physical Research, National Academy of Sciences of Armenia, 0203, Ashtarak-2, Armenia*

The experimental study results of chirped pulse amplification regime are reported for the Yb:$LuAlO_3$ crystal with different polarization states in the gain media for the first time to the best of our knowledge. 165 fs pulses with output power of 4.5 W were demonstrated for $E||c$-polarized light in the crystal.

Keywords: chirped pulse amplification, mode-locked lasers, ytterbium doped crystals.

Introduction

Availability of high power InGaAs laser diodes and a preferred electronic structure of ytterbium ions stimulated intense interest in investigation of Yb-doped solid state materials for different types of lasers emitting in the spectral range near 1 μm. The features of Yb^{3+} ions are a simple two-level electronic structure that eliminates losses resulting from upconversion and excited-state absorption, a low quantum defect between the pump and the laser wavelengths that strongly reduces heat generation, and a broad emission (gain) bandwidth that enables one to tune the laser wavelength over 20–100 nm and to generate femtosecond pulses [1, 2]. Diode-pumped femtosecond laser sources with pulse repetition frequencies (PRF) of hundreds of kHz and pulse energies of tens microjoules are of practical importance for high-precision micromachining in industry and biomedicine [3]. Such laser pulse parameters can be successfully provided by diode-pumped regenerative amplifiers (RA).

A large number of Yb^{3+}-doped laser crystals with wide absorption and stimulated emission cross-section spectra are investigated as active media for ultrafast lasers and amplifiers in last decades [4—13]. When considering the RA systems (assuming the chirped pulse amplification mechanism) resulting pulse duration is determined by a number of factors, such as balance of the group velocity dispersion (GVD) and higher order dispersion introduced by stretcher and compensated by the compressor, the value of the different orders of the GVD introduced by regenerative amplifier cavity and others. But the most important parameter which is limiting the minimal pulse duration that can be achieved in case of transform-limited pulses it is a pulse spectral width.

Gain narrowing effect makes significant negative contribution to the broadband laser pulses amplification process [14]. A number of ways to compensate for the influence of such negative effect on the amplified pulse parameters are currently developed: spectral pre-shaping by spatial light modulators [15], intracavity spectral filters and masks [16], spatially dispersive regenerative amplification [17], double-slab regenerative amplification with combination of different gain spectra [12], realization of non-linear chirped pulse amplification [18], and many others. But, use of the described above methods leads to the complication of the amplifier setup. Short pulse durations of about 97 fs with output powers of 1.2 W was recently demonstrated in non-linear RA system [18]. Non-linear chirped pulse amplification allowed operation with wide spectrum but such performance is limited to changing the amplifier parameters (PRF, cavity round trips number).

In this letter we propose a novel spectral self-gain-shaping method for the elimination of the gain narrowing effect in the regenerative amplifier for the first time to our knowledge as well as novel Yb-doped laser crystal promising for high average power femtosecond laser systems. Tuning of the seed pulse central wavelength to the local minimum in the gain spectrum allowed us to obtain amplified pulses with wide spectrum (even wider than seed one) without utilization additional spectral broadening methods.

Crystal description

Yb-doped $LuAlO_3$ laser crystal (Yb:LuAP) has attractive spectroscopic properties [19] which makes it promising material for femtosecond laser systems. It has a reasonable large absorption and

stimulated emission cross section ((0.5—0.8)×10^{-20} cm^2), long upper-level lifetime (~475 μs), broadband absorption and stimulated emission cross section spectra. The estimated thermal conductivity of undoped LuAP crystal is about 10 W/m·K [20]. Moreover, the reduction in the thermal conductivity of doped laser crystal in comparison with host materials is small in the case of ions with close atomic mass and ionic radii such as Yb^{3+} and Lu^{3+} [21—23]. This features makes LuAP promising host crystal for doping by Yb^{3+} ions especially for high average power laser systems.

LuAP is a biaxial crystal of the "distorted perovskite" type (space group D_{2h}^{16}-*Pbnm*). Yb:LuAP crystals were grown by the vertical Bridgman method [24] under Ar/H_2 atmosphere.

Yb(2at.%):LuAP crystal was tested in CW regime of operation and demonstrate high lasing characteristics with the maximum output power as high as 9.6 W and slope efficiency higher than 70% [19]. The crystal was a-cut to provide $E||b$ and $E||c$ polarized laser output.

System layout

A conceptual scheme of the system layout is shown in Fig. 1.

As a seed laser diode-pumped Yb:KYW oscillator was used (98 fs, 70 MHz PRF, 25 nJ). The seed pulse spectrum was 11.7 nm wide (FWHM) and centered at 1037.9 nm. A BaB_2O_4 (BBO)-based pulse-picker was used to reduce pulse repetition frequency to the levels of 1—200 kHz. Martinez-scheme stretcher based on the reflective Au-coated grating was used with inverse period of 1800 mm^{-1}. The stretched seed pulse duration was about 150 ps. After passing through a Faraday isolator, the seed pulse was injected into the RA. A grating compressor is employed at the RA output in order to compress the chirped femtosecond pulse. Compressor consists of two reflective Au-coated grating with inverse period of 1700 mm^{-1}. Transmission of the compressor was about 76 %.

Amplifier cavity was formed by two concave folding mirrors (M1, M2) and two flat mirrors (HR1, HR2). "Off-axes" pump layout was used for longitudinal pumping of the active element. This pump arrangement was successfully tested in our previous work [10, 13, 25] and the main advantage of such a pump scheme is that all the cavity mirrors have highly reflecting coating at 900–1100 nm.

Experimental results

In the RA experiment with amplification of the E//b-polarized light we obtained following parameters. Maximum chirped pulse energy of 200 μJ was observed for up to 10 kHz PRF. Maximum output power before compression was 6.7 W at 75—200 kHz PRF resulting in 5 W for compressed pulses with corresponding pulse energy from 67 to 25 μJ. Slightly lower output power before compression of 6 W was obtained for E//c-polarized light at 100—200 kHz PRF resulting in 4.5 W for compressed pulses with corresponding pulse energy from 45 to 22.5 μJ. Maximum chirped pulse energy for $E||c$ polarization was at the same level of 200 μJ as for E//b-polarized light for PRF range 1—10 kHz.

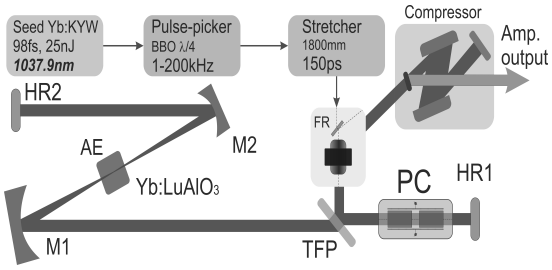


Fig. 1. Schematic of the $Yb:LuAlO_3$ chirped pulse RA

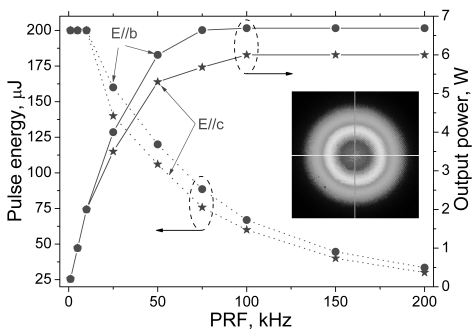


Fig. 2. Pulse energy and average output power versus PRF. Inset, output beam profile

The dependency of average output power and pulse energy on the pulse repetition frequency for different polarization state in the gain crystal are shown in Fig. 2. Maximum incident pump power was 24 W that result in the optical-to-optical efficiencies as high as 28 and 25 % for $E||b$ and $E||c$ polarized light in the gain crystal.

The beam was TEM_{00} for both polarizations up to maximum available pump power with M^2 parameter of about 1.1 along *x* and *y* axis.

Spectral performance investigation

The dependencies of spectral width and average output power were measured for different numbers of cavity round trips and pulse repetition frequencies of 10, 50, and 200 kHz (see Fig. 3). For *E*||*b* polarization typical situation for chirped pulse RA with strong gain narrowing effect was observed. The amplified pulse spectrum had spectral width in the range 2.5—4.5 nm FWHM (Fig. 3a). The opposite situation was observed for *E*||*c* polarization. In this case the amplified pulse spectrum had spectral width in the range 12.4—15.5 nm FWHM (see Fig. 3b) with the same seed pulse spectrum of 11.7 nm wide (FWHM) for different cavity round trip numbers from 63 to 123 and pulse repetition frequencies of 10, 50, and 200 kHz. The amplified pulse spectra for *E*||*b* and *E*||*c* polarizations at 200 kHz PRF and highest output power are shown in Fig. 4.

Measured pulse duration of the amplified 14.9 nm-wide pulses (*E*||*c* polarization) was about 165 fs assuming Gaussian pulse shape with correspondent time-bandwidth product of 0.7. Such a high time-bandwidth product indicates that the task of balance between stretcher, amplifier cavity and compressor in terms of high order dispersion remains relevant.

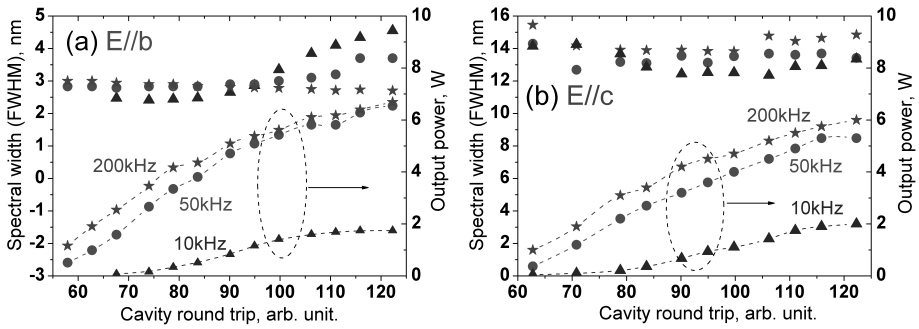


Fig. 3. Spectral width and average output power versus cavity round trips for (a) *E*||*b* and (*b*) *E*||*c* polarized light.

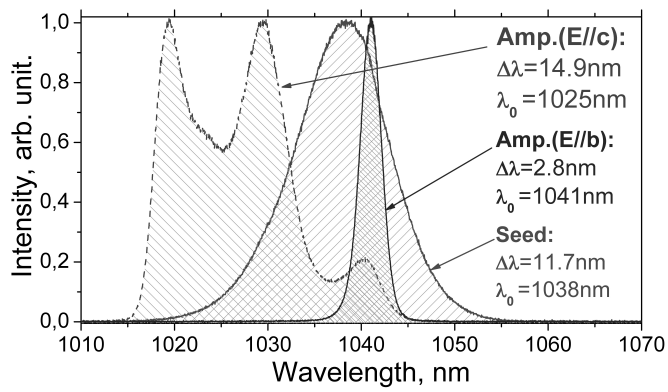


Fig. 4. Seed and amplified pulse spectra for *E*||*b* and *E*||*c* polarizations at the highest output power for 200 kHz PRF

Conclusion

We have demonstrated, to the best of our knowledge, the first chirped pulse regenerative amplifier based on Yb:$LuAlO_3$ crystal. Gain properties of the *E*||*b* and *E*||*c* orientations of the active medium were studied during the RA experiments. Maximum output power of 5 W with 565 fs pulse duration (6.7 W of chirped pulses and opt.-to-opt. eff. of 28%) were obtained for *E*||*b*-polarization at 200 kHz repetition rate. The shortest pulse duration of 165 fs with output power of 4.5 W (6 W of chirped pulses and opt.-to-opt. eff. of 25%) were demonstrated for *E*||*c*-polarized light in the gain crystal with time-bandwidth product of 0.7 assuming Gaussian pulse shape.

References

1. W. F. Krupke. *IEEE J. Sel.Top. Quant. Electr*. 2000.Vol. 6. P. 1287–1296.
2. F. Brunner, et al. *Opt. Lett*. 2000. Vol. 25. P. 1119–1121.
3. D. Breitling, et al. in *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*, Eds. F. Dausinger, F. Lichtner and H. Lubatschowski. Springer, Berlin. 2004.

4. P. Sévillano, et al. *Opt. Lett*. 2014. Vol. 39. P. 6001–6004.
5. Jie Ma, et al. *Opt. Lett*. 2016. Vol. 41. P. 890–893.
6. H. Liu, J. Nees, G. Mourou. *Opt. Lett*. 26, 1723–1725 (2001).
7. Haitao Zhao, Arkady Major, *Opt. Express*. 2013. Vol. 21. P. 31846–31851.
8. A. A. Lagatsky, et al. *Opt. Lett*. 2005. Vol. 30. P. 3234–3236.
9. E. Caracciolo, et al. *Opt. Lett*. 2013. Vol. 38. P. 4131–4133.
10. A. Rudenkov, et al. *Opt. Lett*. 2016. Vol. 41. P. 2249–2252.
11. S. Ricaud, et al. *Opt. Lett*. 2010. Vol. 35. P. 2415–2417.
12. Buettner, et al. *Opt. Express*. 2010. Vol. 18. P. 21973–21980.
13. A. Rudenkov, et al. *Opt. Lett*. 2015. Vol. 40. P. 3352–3355.
14. P. Raybaut, et al. *IEEE J. Quantum Electron*. 2005. Vol. 41. P. 415–425.
15. A.M. Weiner. *Progress in Quantum Electron*. 1995. Vol. 19. P. 161–237.
16. C.P.J. Barty, et al. *Opt. Lett*. 1996. Vol. 21. P. 219–221.
17. N.B. Chichkov, et al. *Opt. Express*. 2009. Vol. 17. 24075–24083.
18. J. Pouysegur, et al. *Opt. Lett*. 2013. Vol. 38. P. 5180–5183.
19. A. Rudenkov, et al. *Opt. Lett*. 2016. Vol. 41. P. 5805–5808.
20. B. Viana, et al. in *Solid-State Lasers and Applications*, Ed. A. Sennaroglu. CRC Press. 2006. P. 77–112.
21. P. G. Klemens. *Phys. Rev*. 1960. Vol. 119. P. 507.
22. Romain Gaumé, et al. *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 83. P. 1355–1357.
23. R. Peters, et al. *Appl. Phys. B*. 2011. Vol. 102. P. 509.
24. A.G. Petrosyan, *J. Crystal Growth*. 1994. Vol. 139. P. 372–392.
25. V. E. Kisel, et al. *Opt. Lett*. 2015. Vol. 40. P. 2707–2710.

Одномодовый YAG:Nd-лазер с диодной накачкой с энергией импульсов 50 мДж

Т. В. Безъязычная, М. В. Богданович, А. В. Григорьев, А. М. Кот, К. И. Ланцов, К. В. Лепченков, А. Г. Рябцев, П. В. Шпак, М. А. Щемелев

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: p.shpak@dragon.bas-net.by

Разработан Nd:YAG лазер с поперечной диодной накачкой и телескопическим резонатором, генерирующий излучение на основной TEM_{00} моде в диапазоне частот следования импульсов 1—30 Гц. Получена энергия выходных импульсов лазерного излучения 50 мДж при длительности импульсов 25 нс и частоте следования 30 Гц. Параметр качества выходного излучения лазера $M^2 \leq 1.4$.

Ключевые слова: YAG:Nd-лазер, телескопический резонатор, TEM_{00}-мода.

Введение

Для создания высокоэнергетического лазера, работающего на поперечной моде нулевого порядка, необходимо, чтобы основная мода резонатора занимала весь объем усиливающей среды. Это можно реализовать либо путем увеличения длины резонатора, либо использованием внутрирезонаторного телескопа. Использование внутрирезонаторного телескопа позволяет минимизировать размеры лазерного резонатора, что в свою очередь существенно уменьшает длительность импульсов лазерного излучения при работе в режиме модуляции добротности.

Цель данной работы — изучение энергетических, временных и пространственных характеристик излучения YAG:Nd-лазера с телескопическим резонатором и поперечной накачкой излучением матриц лазерных диодов.

Оптическая схема

Оптическая схема (рис. 1) основана на использовании внутрирезонаторного телескопа для увеличения объема, занимаемого основной (TEM_{00}) модой [1] в активном элементе. Телескоп позволяет обеспечить относительно компактные габариты лазерного излучателя и минимизировать длительность импульсов излучения. Квантрон лазера *5* обеспечивает равномерное возбуждение цилиндрического активного элемента (стержень Nd:YAG длиной 120 мм и диаметром 5 мм) излучением от трех лазерных диодных матриц (ЛДМ) с максимальной мощностью 1 кВт каждая [2]. Внутрирезонаторный телескоп формировался с помощью отрицательной и положительной линз с фокусным расстоянием 50 и 200 мм. Такой телескоп обеспечивает коэффициент увеличения 4× для основной моды в активном элементе. В качестве выходного зеркала использовалась плоская кварцевая пластинка без диэлектрических покрытий во избежание лучевого повреждения из-за высокой плотности мощности лазерного излучения в области выходного зеркала.

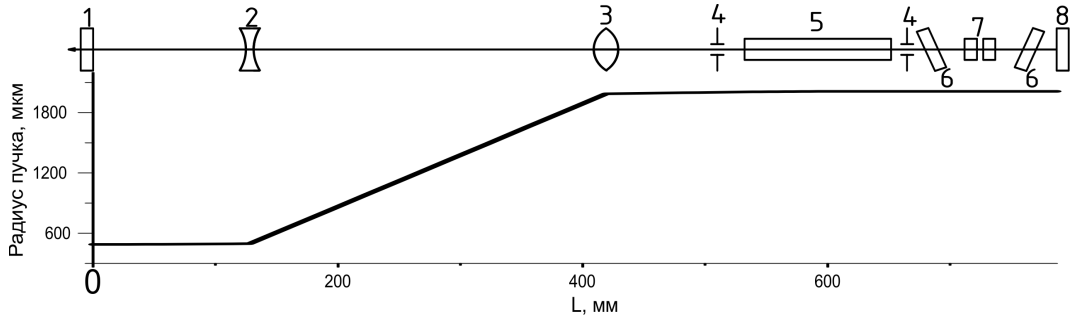


Рис. 1. Оптическая схема лазера и каустика резонатора, рассчитанная с номинальными значениями параметров: *1* — выходное зеркало, *2* — рассеивающая линза, *3* — собирающая линза, *4* — диафрагма, *5* — активный элемент, *6* — поляризатор, *7* — ячейка Поккельса, *8* — глухое зеркало

На рис. 1 также представлена расчетная форма зависимости радиуса поперечной моды нулевого порядка от расстояния вдоль оптической оси резонатора. Расчет размеров основной моды резонатора проводился методом ABCD-матриц, для чего составлялся эквивалентный резонатор с учетом влияния наводимой в активном элементе термолинзы. Основные варьируемые параметры при расчете оптической схемы резонатора: фокусное расстояние термической линзы, взаимное расположение отрицательной и положительной линз внутрирезонаторного телескопа. Для обеспечения работы лазера на основной TEM_{00}-моде квантрон располагался между ограничительными диафрагами, которые обеспечивали дополнительные дифракционные потери для мод высших порядков.

Результаты и обсуждение

Характеристики выходного излучения лазера (энергия выходных импульсов, длительность импульсов, параметр качества пучка) изучались при работе лазера в режиме как свободной генерации, так и модулированной добротности при частоте следования импульсов 30 Гц. В режиме свободной генерации параметр качества выходного пучка лазера ≤1.1 при токе накачки ЛДМ 40 А, что соответствует суммарной мощности излучения от ЛДМ 2400 Вт. Наиболее интересной с практической точки зрения является работа лазера в режиме модулированной добротности. В этом случае параметр качества выходного пучка составляет 1.4 при максимальном уровне возбуждения активного элемента (2400 Вт).

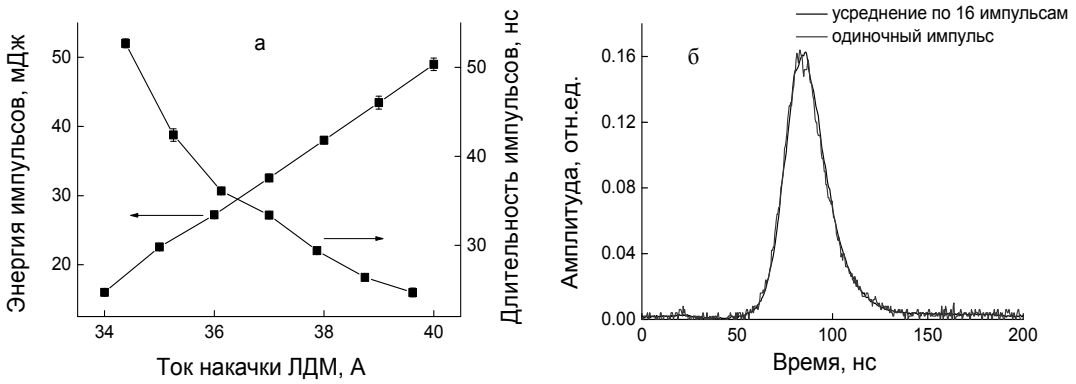


Рис. 2. Зависимости выходной энергии и длительности импульсов лазерного излучения от тока лазерных диодных матриц накачки (*а*), осциллограммы импульсов лазерного излучения (*б*)

На рис. 2, *а* представлены зависимости энергии выходных импульсов и длительности импульсов лазерного излучения от тока накачки ЛДМ при работе лазера в режиме модуляции добротности (длительность импульсов накачки 200 мкс). Энергия импульсов лазерного излучения линейно зависит от тока ЛДМ и достигает 50 мДж при токе 40 А. Длительность импульсов в этом случае ≤25 нс.

На рис. 2, *б* представлена осциллограмма одиночного лазерного импульса и осциллограмма, усредненная по 16 лазерным импульсам. Основной причиной большой длительности импульсов, по сравнению с типичными значениями для YAG:Nd-лазеров, работающих в многомодовом режиме, является низкий коэффициент усиления, реализуемый в лазерном резонаторе для случая использования выходного зеркала с коэффициентом отражения 4%.

Заключение

Разработан лазер на основе кристалла YAG:Nd с поперечной диодной накачкой и телескопическим резонатором, генерирующий излучение на поперечной пространственной моде нулевого порядка, с энергией выходных импульсов до 50 мДж при частоте следования импульсов от 1 до 30 Гц.

Литература

1. D.C. Hanna, C.G. Sawyers, M.A. Yuratich. *Opt. Commun*. 1981. Vol. 37, No. 5. P. 359–362.
2. T.V. Bezyazychnaya et al. *Opt. Commun*. 2013. Vol. 308. P. 26–29.

Single-Mode Nd:YAG Diode-Pumped Laser with Pulse Energy of 50 mJ

T. V. Bez'yazychnaya, M. V. Bogdanovich, A. V. Grigor'ev, A. M. Kot, K. I. Lantsov, K. V. Lepchenkov, A. G. Ryabtsev, P. V. Shpak, M. A. Schemelev

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: p.shpak@dragon.bas-net.by

A Nd:YAG laser with the side diode-pumping and a telescopic resonator has been developed. The laser operates at TEM_{00} transverse mode within a wide range of pump powers and pulse repetition rates from 1 to 30 Hz. Output pulse energy reaches 50 mJ at the radiation pulse duration of 25 ns and the pulse repetition rate of 30 Hz. The beam quality parameter M^2 is less than 1.4.

Keywords: Nd:YAG laser, telescopic resonator, TEM_{00} mode.

Измерение ширины линии генерации одночастотных лазеров гетеродинным методом

М. В. Богданович, В. С. Калинов, О. Е. Костик, К. И. Ланцов, К. В. Лепченков, А. Г. Рябцев, Г. И. Рябцев, Л. Л. Тепляшин, В. С. Титовец, М. А. Щемелев

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: lantsov.kostya@gmail.com

Гетеродинным методом измерены ширины линий генерации непрерывных одночастотных лазеров: He—Ne-лазера, твердотельного YAG:Nd-лазера и полупроводникового лазерного модуля, перестраиваемого в окрестности длины волны λ = 1064.3 нм — 15, 4 и 3 кГц соответственно.

Ключевые слова: одночастотный лазер, гетеродинный метод, акустооптический преобразователь частоты, диодная накачка.

Введение

Одночастотные непрерывные лазеры применяются в качестве источников задающего излучения для импульсных оптических систем, генерирующих мощные узкополосные пучки [1, 2]. При этом необходимо, чтобы ширина линии излучения непрерывного одночастотного лазера была меньше интервала между собственными модами мощного импульсного лазера. Это определяет необходимость контроля ширины и стабильности линии инжекционного непрерывного лазера.

Цель настоящей работы — разработка и создание системы контроля ширины линии генерации непрерывных одночастотных лазеров гетеродинным методом [3, 4].

Методика эксперимента

Схематичное изображение разработанной системы контроля ширины лазерной линии представлено на рис. 1. В качестве тестовых лазеров *1* использовались: 1) непрерывный He—Ne-лазер; 2) одночастотный твердотельный YAG:Nd-лазер [5]; 3) полупроводниковый лазерный модуль, перестраиваемый в окрестности длины волны λ = 1064.3 нм [6]. Излучение тестового лазера с помощью делительной пластинки *2* делилось на два канала, в одном из которых размещался акустооптический преобразователь частоты *4*. С помощью акустооптического преобразователя *4* осуществлялся сдвиг частоты лазерного излучения на 40.7 или 81.4 МГц. С помощью поворотного зеркала *3* и делителя *2* излучение от двух каналов сводилось на фотоприемнике *6*. Для измерения ширины линии генерации лазера использовался анализатор спектра *7*.

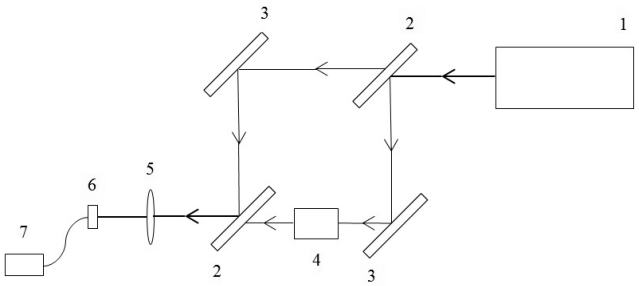


Рис. 1. Схема установки по измерению ширины линии генерации лазера гетеродинным методом: *1* — лазер; *2* — делительные зеркала 50/50 %; *3* — поворотные зеркала; *4* — акустооптический преобразователь частоты; *5* — фокусирующая линза; *6* — фотодиод; *7* — анализатор спектра

Измерение ширин линий генерации одночастотных лазеров

Измерены ширины линий излучения различных одночастотных лазеров. Получены следующие результаты: ширина моды He—Ne-лазера 15 кГц, ширина линии излучения одночастотного YAG:Nd-лазера с продольной диодной накачкой 4 кГц, ширина излучения одночастотного перестраиваемого в окрестности λ = 1064.3 нм полупроводникового модуля 3 кГц.

На рис. 2 представлен сигнал биений He—Ne-лазера, полученный на анализаторе спектра (разрешение 1 кГц).

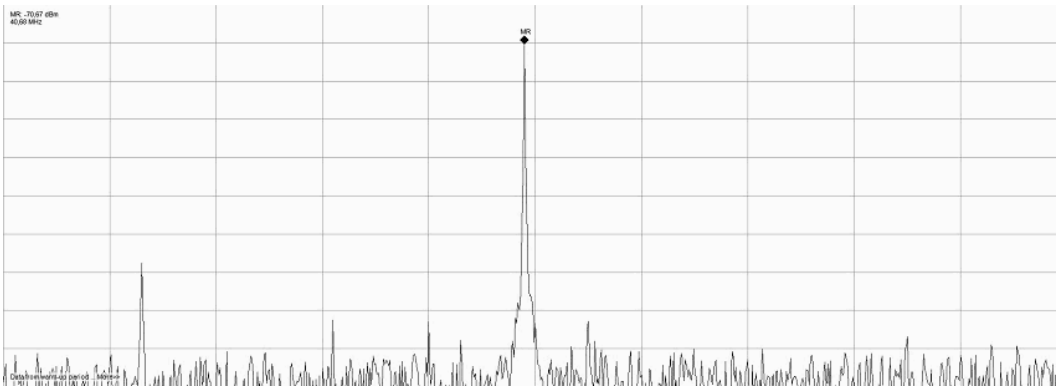


Рис. 2. Сигнал биений He—Ne-лазера

Заключение

Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности использования двух последних лазеров в качестве источников инжекционного излучения для мощных моноимпульсных YAG:Nd-лазеров с различной оптической длиной резонатора. Эффективность одночастотной моноимпульсной генерации YAG:Nd-лазера зависит от длительности моноимпульса излучения: чем длиннее импульс, тем эффективнее процесс сужения спектра генерации и получения одночастотного режима. Длительность моноимпульса можно увеличить за счет увеличения оптической длины резонатора. Однако при этом уменьшается межмодовый интервал, следовательно, требуется источник инжекционного излучения с большей стабильностью и меньшей шириной линии.

Литература

1. В.В. Анциферов. *Журн. тех. физ*. 1998. Т. 68, № 10. С. 74–78.
2. R.L. Schmitt, L.A. Rahn. *Appl. Opt*. 1986. Vol. 25, No. 5. P. 629–633.
3. T. Schröder,C. Lemmerz, O. Reitebuch, M. Wirth, C. Wührer, R. Treicher. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*. 2007. Vol. 87, No 3. P. 437–444.
4. A T. Forrester. *J. Opt. Soc. Am*. 1961. Vol. 51, No 3. P. 253–259.
5. М.В. Богданович, В.С. Калинов, О.Е. Костик, К.И. Ланцов, К.В. Лепченков, В.В. Машко, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, Л.Л. Тепляшин. *Журн. прикл. спектр*. 2016. Т. 83, № 2. С. 211–215.
6. М.В. Богданович, В.П. Дураев, В.С. Калинов, О.Е. Костик, К.И. Ланцов, К.В. Лепченков, В.В. Машко, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, Л.Л. Тепляшин. *Квант. электрон*. 2016. Т. 46, № 10. С. 870–872

Spectral Widths Measurements of Single-Frequency Lasers by Optical Heterodyne Method

M. V. Bogdanovich, V. S. Kalinov, O. E. Kostik, K. I. Lantsov, K. V. Lepchenkov, A. G. Ryabtsev, G. I. Ryabtsev, L. L. Teplyashin, U. S. Tsitavets, M. A. Shchemelev

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: lantsov.kostya@gmail.com

Spectral widths of the continuous single-frequency lasers were measured by heterodyne method, namely He–Ne laser, solid-state Nd:YAG laser and tunable in the vicinity of wavelength λ = 1064.3 nm semiconductor laser module widths were measured and equal 15, 4, and 3 kHz, respectively.

Keywords: single-frequency laser, heterodyne method, acoustooptic frequency converter, diode pumping.

Пространственная неоднородность поляризации выходного излучения неодимового лазера с поперечной диодной накачкой

Л. И. Буров, А. С. Горбацевич

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail:burov@bsu.by

Приведены результаты экспериментального исследования интенсивности и степени поляризации выходного излучения неодимового лазера с поперечной диодной накачкой. Показано, что несовпадение пространственных распределений интенсивности и степени поляризации по сечению выходного пучка может быть связано с появлением мод, характерных для конфигурации “зигзаг”, что ограничивает использование одномерных моделей для описания таких систем.

Ключевые слова: неодимовый лазер, поперечная диодная накачка, поляризация, пространственное распределение.

Введение

Поляризация не только является одной из основных характеристик выходного излучения лазера, но и позволяет получать важную информацию о процессах формирования такого излучения в резонаторе лазерной системы. Для твердотельных лазеров с продольной диодной накачкой она в значительной мере определяется поляризацией излучения накачки, однако наличие внутрирезонаторных анизотропных элементов позволяет использовать ее в качестве управляющего параметра (например, при реализации двухчастотной генерации).

Для твердотельных лазеров с поперечной диодной накачкой имеются лишь отдельные работы по этой тематике (см., например, [1]). В то же время поперечная накачка создает существенно неоднородное распределение энергии по объему активной среды, и исследование процессов формирования усиленного излучения и возможностей управления такими процессами становится принципиально необходимым. Одно из развивающихся направлений — определение оптимальных параметров системы накачки для получения излучения с заданным профилем распределения энергии по сечению выходного пучка [2, 3] при достаточно высокой эффективности генерации. Однако задача оптимизации эффективности генерации возникает и при существенно неоднородной структуре выходного пучка [4]. В этом плане данные о пространственно-поляризационной структуре излучения могут оказаться крайне полезными, поскольку поляризационные характеристики весьма чувствительны к неоднородностям в распределении характеристик активной среды. В настоящей работе приводятся результаты систематического экспериментального исследования поляризационных характеристик неодимового лазера с неоднородной поперечной диодной накачкой.

Результаты экспериментальных исследований

Исследования проводились для лазера на основе YAG-Nd при накачке двумя диодными линейками, расположенными по планарной схеме (см. детальное описание в [5]). Такая схема накачки обеспечивала практически линейную поляризацию выходного излучения в случае эрбиевого лазера [1]. Однако в исследованном излучателе используются отражатели (диффузный или зеркальный), которые позволяют обеспечивать как более однородную прокачку активной среды по объему, так и снижение влияния поляризации излучения накачки. Действительно, в области чуть выше порога генерации степень поляризации выходного излучения была достаточно высокой (для зеркального отражателя (в зависимости от настройки резонатора) могла быть близка к 100 %), однако быстро спадала и в области >50 % пороговых значений оставалась практически постоянной в диапазоне 7—15 %. Степень поляризации несколько падает для всего диапазона энергий накачки с ростом частоты следования импульсов накачки, однако ни при каких условиях не достигает устойчивого нулевого значения.

Следует подчеркнуть, что конкретные значения как по энергии импульса генерации, так и по его поляризации сильно зависят от изменений в настройке резонатора. Особенно это проявляется для плоскопараллельного резонатора, который оказывается наиболее чувствителен и к юстировке, и к возникающим пространственным неоднородностям показателя преломления в

активном элементе. Поэтому большинство данных снимались при условии, когда начальная юстировка резонатора проводилась для достижения максимальной энергии выходного излучения при фиксированном токе накачки и не менялась при изменении тока или частоты следования импульсов.

Исследование динамики формирования компонент выходного излучения, поляризованных вдоль двух ортогональных осей, не выявило каких-либо корреляций между компонентами. Более того, даже при одинаковых условиях (настройке резонатора, токе, длительности и частоте следования импульсов) сложно говорить о какой-либо устойчивой корреляции между этими компонентами, а среднее (по сечению пучка) значение степени поляризации могло существенно меняться со временем уже после выхода импульса генерации на квазистационарную мощность. Это указывает на сложную пространственную структуру формирующегося лазерного излучения, что неизбежно должно отражаться на характере распределения степени поляризации по сечению пучка.

Действительно, проведенные с помощью камеры BPC 11BEAMAGE измерения распределения средних энергии и степени поляризации по сечению пучка (рис. 1) свидетельствуют об отсутствии устойчивой корреляции в распределениях как энергии и степени поляризации между собой, так и степени поляризации при изменении уровня накачки. Причем этот эффект наблюдается и при настройке резонатора для получения наиболее аксиально симметричного распределения энергии — аксиальная симметрия распределения степени поляризации отсутствует, а распределение существенно меняется при изменении тока накачки.

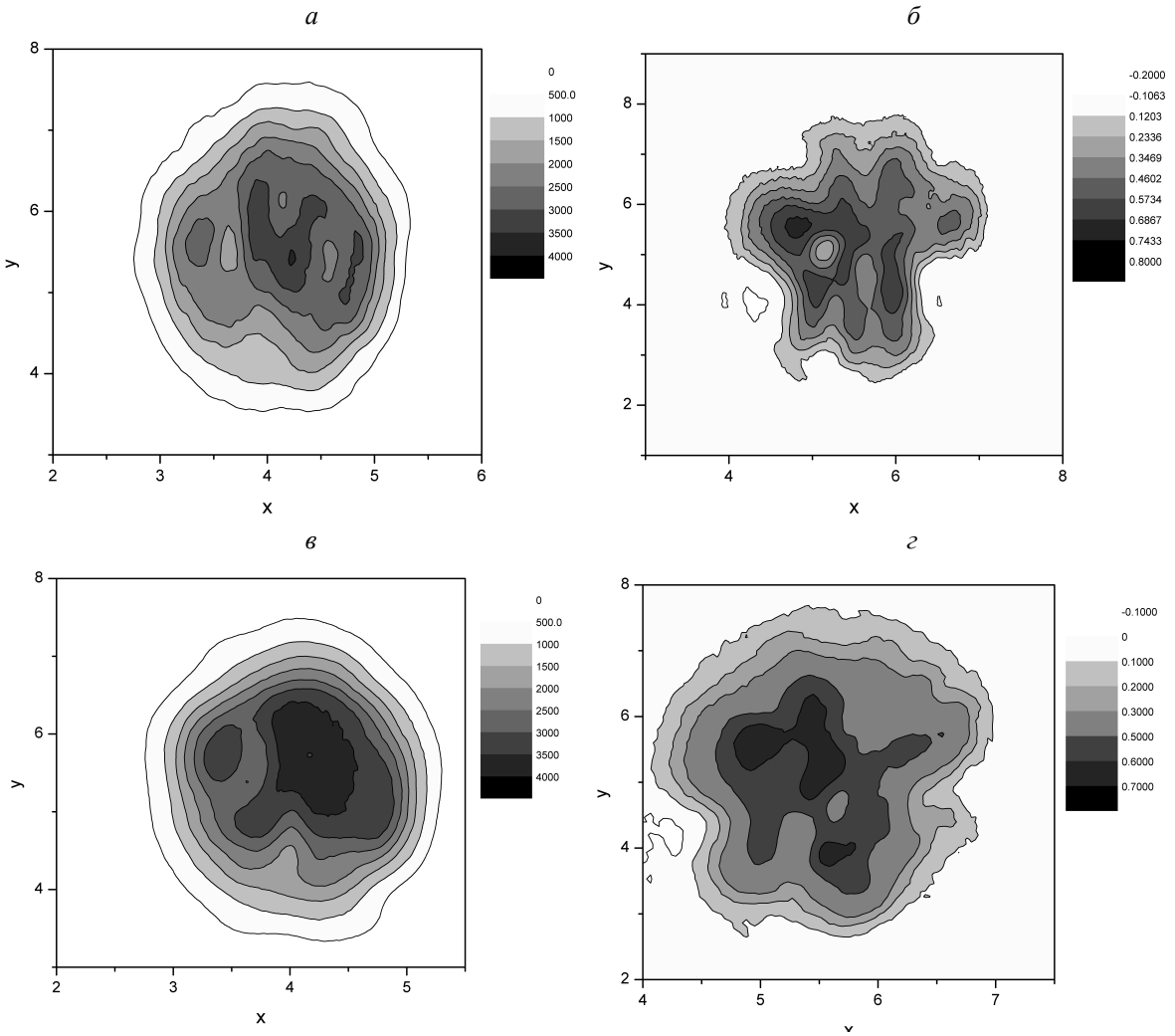


Рис. 1. Распределения интенсивности (*а*, *в*) и степени поляризации (*б*, *г*) излучения генерации по сечению пучка. Ток накачки 100 (*а*, *б*) и 150 А (*в*, *г*)

Характерной особенностью распределений степени поляризации является не только асимметрия, но и существенная неоднородность, когда области с высокой степенью поляризации (60—80 %) соседствуют с областями низкой степени поляризации (10—20 %) (рис. 1, *б* и *г*). Такая неоднородность сильнее всего проявляется вблизи порога генерации (могут быть области достаточно высокой (10—30 %) отрицательной поляризации) и несколько нивелируется с ростом тока накачки.

Проведенное численное моделирование в рамках стандартной квазиодномерной модели показало, что наблюдаемые несовпадения распределений энергии и степени поляризации могут быть связаны с отклонением от аксиальной симметрии расположения отдельных элементов лазерного излучателя, однако в таком случае несовпадения должны быть относительно устойчивыми по отношению к изменению тока накачки. Предварительные численные оценки позволяют допустить, что неустойчивость распределения степени поляризации связана с формированием мод, характерных для конфигурации “зигзаг”, вследствие пространственной несимметричной неоднородности распределения показателя преломления. Однако это предположение требует детальной проверки с учетом существенного усложнения существующих моделей.

Заключение

Полученные результаты позволяют считать, что процесс формирования усиленного излучения в лазерах с поперечной диодной накачкой гораздо более сложен и требует детального исследования. В то же время поляризация формируемого излучения может быть важным параметром получения дополнительной информации о процессах в таких системах. Поэтому поляризация усиленного излучения в резонаторе лазерной системы должна включаться в модели, допускающее корректное описание процессов формирования излучения в лазерах с поперечной диодной накчкой.

Литература

1. Г.И. Рябцев, М.В. Богданович, А.И. Енжиевский, В.В. Паращук, Л.И. Буров, М.А. Щемелев, А.Г. Рябцев, В.В. Машко, Л.Л. Тепляшин, А.С. Красковский. *Опт. журн*. 2006. Т. 73, №5. С. 10–14.
2. W. Zendzian, J.K. Jabczynski, M. Kaskow, L. Gorajek, J. Kwiatkowski, K. Kopczynski. *Opt. Lett*. 2012. Vol. 37, No. 13. P. 2598—2600.
3. С.Г. Гречин, П.П. Николаев, Е.А. Шарандин. *Квант. электрон*. 2014. Т. 44, № 10. С. 912–920.
4. А.А. Новиков, А.П. Зиновьев, А.Л. Антипов. *Квант. электрон*. 2009. Т. 39, № 11. С. 1047–1049.
5. Л.И. Буров, А.С. Горбацевич, П.М. Лобацевич. *Вестн. БГУ*, сер. 1. 2016, №2. С. 79–83.

Spatial Inhomogeneity of a Polarization of the Side Diode Pumped Nd-Laser

L. I. Burov, A. S. Gorbatsevich

Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: burov@bsu.by

The results of experimental investigations for intensity and polarization of the side diode pumped Nd-laser are presented. The divergence of intensity and polarization spatial distributions over output beam cross-section can be explained by the appearance of spatial modes that are typical for “zig-zag” configuration. This limits to use simple one-dimensional models to analysis such systems

Keywords: Nd-laser, side diode pumping, polarization, spatial distribution.

Передача энергии между ионами Er и Tm в следовой концентрации при ап-конверсии излучения диодного лазера с длиной волны 808 нм

И. А. Ходасевич [а], А. А. Корниенко [б], Е. Б. Дунина [б],
П. П. Першукевич [а], А. С. Грабчиков[а]

[а] *Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: asg@dragon.bas-net.by*
[б] *Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь*

Приводятся данные по наблюдению энергопереноса с ионов эрбия на ионы туллия в кристалле KGW, участвующих в ап-конверсии ИК излучения диодного лазера с длиной волны излучения в области 0.8 мкм. Особенностью ситуации является то, что обнаруженный энергоперенос наблюдается в условиях низких (следовых) концентрациях этих ионов, когда энергообмен между ними сильно затруднен. Результаты представляют интерес в связи с использованием диодных лазеров для возбуждения твердотельных лазерных систем и необходимости контроля каналов энергопереноса для повышения их эффективности.

Ключевые слова: диодный лазер, твердотельные лазерные системы, ап-конверсия, следовая концентрация редкоземельных ионов, энергоперенос.

Введение

Диодные лазеры востребованы как источники возбуждения генерации в твердотельных лазерных системах. Одни из наиболее распространенных диодных лазеров — лазеры, генерирующие излучение в диапазоне 0.8 мкм. Это излучение попадает в полосу поглощения некоторых редкоземельных ионов (РЗИ), в частности ионов неодима. Вопрос повышения эффективности таких лазерных систем связан не только с оптимальным подбором длины волны излучения диодного лазера для попадания в требуемую часть спектра поглощения РЗИ, но и с выбором теплового режима работы лазерной системы. Эффективность преобразования возбуждающей мощности в генерируемую также зависит от степени развития конкурирующих каналов энергообмена, часть из которых определяется нелинейно-оптическими взаимодействиями. С этой точки зрения представляет интерес исследование степени развития нелинейно-оптических процессов и соответствующих каналов энергопереноса, возникающих под воздействием излучения диодных лазеров в условно чистой кристаллической среде, не подвергшейся допированию. Как показано ранее [1], при уровнях возбуждаемой плотности мощности более кВт/см^2 легко достигаемых в стандартных схемах возбуждения, в кристаллических средах, таких как калий-гадолиниевый вольфрамат (KGW) и ванадат иттрия, реализуются ап-конверсионные процессы на РЗИ (Er^{3+} и Tm^{3+}), присутствующих в низких концентрациях (до 10^{-5} ат.%). Показано, что такой процесс может снижать эффективность генерации более чем на 10 % [2].

Доклад посвящен анализу данных экспериментального исследования ап-конверсионной люминесценции в кристалле KGW размером 3×3×2 мм, вырезанном вдоль оси *b* и возбуждаемом излучением диодного лазера с длиной волны около 808 нм. Ап-конверсионная люминесценция возбуждалась при фокусировке пучка лазерного излучения в перетяжку диаметром 120 мкм. Плотность мощности в перетяжке превышала уровень в кВт/см^2. Спектр люминесценции в диапазоне 400—800 нм регистрировался в 90° геометрии спектрометром MS3540i (Солар ТИИ, Беларусь) с ПЗС камерой Spec 10:256 (Roper Scientific, США).

Результаты

Спектр ап-конверсионной люминесценции приведен на рис. 1. Две спектральные полосы в зеленой области (520—560 нм), доминирующие по интенсивности, обусловлены ап-конверсией на ионах эрбия [1]. При превышении мощностью возбуждения 1.7 Вт появлялся также сигнал в голубой области спектра при 475 нм. Известно [1, 2], что люминесценция в этой области соответствует ап-конверсии ИК излучения на ионах туллия.

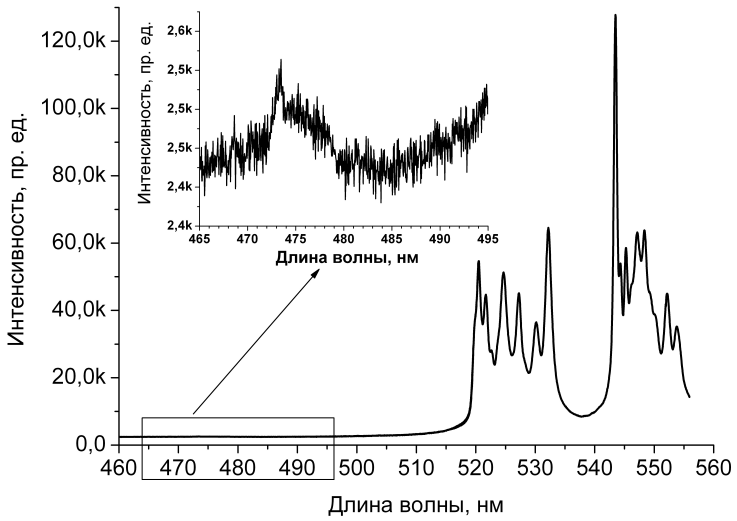


Рис. Спектр ап-конверсионной люминесценции кристалла KGW в области 460—560 нм при возбуждении излучением мощностью 1.7 Вт.

Экспериментальные результаты демонстрируют некоторые особенности по сравнению с результатами [1, 2]. Они заключаются в том, что описанная в них голубая ап-конверсионная люминесценция в области 475 нм возникает вследствие поглощения трех фотонов ИК излучения в области 1060—1180 нм. В наших условиях возбуждение осуществлялось излучением с λ = 808 нм. Как отмечалось в [3], прямое возбуждение голубой ап-конверсионной люминесценции на ионах туллия не наблюдалось. В то же время в условиях энергопереноса между дополнительно допированными РЗИ [3] такая люминесценция возникает, в частности, при содопировании ионами эрбия [4]. Еще одна особенность нашего эксперимента — низкая концентрация ионов, минимизирующая прямой энергообмен между ионами туллия и эрбия. В литературе описаны эксперименты, демонстрирующие возможность миграции энергии через решетку между отдаленными ионами, т. е. при низкой концентрации [4, 5].

Заключение

Полученные данные позволяют сделать вывод о наблюдении еще одного канала энергопереноса в недопированном кристалле KGW. В качестве механизмов обмена можно предположить наряду с прямой передачей энергии между ионами эрбия и туллия, также их энергообмен через кристаллическую решетку. Результаты представляют интерес при разработке лазерных систем с диодной накачкой и производстве лазерных и нелинейно-оптических кристаллических элементов.

Исследования частично поддержаны ГНПИ “Фотоника, опто- и микроэлектроника”, задание 1.1.02.

Литература

1. И.А. Ходасевич, А.А. Корниенко, Е.Б. Дунина, А.С. Грабчиков. *Опт. и спектр*. 2013. Т. 115, № 3. С. 372–382.
2. J.J. Neto, Ch. Artlett, A. Lee, J. Lin, D. Spence, J. Piper, N.U. Wetter, H. Pask. *Opt. Mater. Express*. 2014. Vol. 4, No. 5. P. 889–902.
3. R. Lisieckie, W. Ryba-Romanovski, T. Lukasiewicz. *Apl. Phys. B*. 2005. Vol. 81. P. 43–47.
4. S. Tanabe, R. Suzuki, N. Soga, T. Tanada. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1994. Vol. 11, No.5. P. 933–942.
5. M.J. Weber. *Phys. Rev. B*. 1971. Vol. 4, No. 9. P. 2932–2939.
6. L.A. Rieseberg, H.W. Moos. *Phys. Rev*. 1968. Vol. 174, No. 2. P. 429–438.

Energy Transfer Between Er and Tm Ions in the Trace Concentration at Up-Conversion of Diode Laser Radiation with the 808 nm Wavelength

I. A. Khodasevich [a], A. A. Kornienko [b], E. B. Dunina [b],
P. P. Pershukevich [a], A. S. Grabtchikov [a]

[a] *Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: asg@dragon.bas-net.by*
[b] *Vitebsk State Technological University, Vitebsk, Belarus*

Experimental results on observation of energy transfer between erbium and thulium ions in KGW crystal due to up-conversion of diode laser radiation with wavelength in the spectral range near 0.8 μm. Feature of the situation is an observation of the energy transfer in conditions of very low (trace) concentration of these ions. Results are of interest due to applications of diode lasers for pumping the solid-state laser systems and the need for control of energy transfer for increasing efficiency.

Keywords: diode laser, solid-state laser systems, up-conversion, trace concentrated rare-earth ions, energy transfer.

Формирование бесселева светового пучка с помощью полупроводникового лазерного модуля

А. А. Рыжевич [а], И. В. Балыкин [а, б], Т. А. Железнякова [а, б]

[а] *Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь;*
e-mail: a.ryzhevich@dragon.bas-net.by
[б] *Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

Излучение на выходе из полупроводникового лазерного модуля представляет собой коллимированный световой пучок, распределение интенсивности в поперечном сечении которого не обладает аксиальной симметрией и изменяется в зависимости от продольной координаты. Возможно ли формирование бесселева светового пучка с использованием данного лазерного модуля, а если возможно, насколько он будет протяженным и качественным? Экспериментально исследовано пространственное распределение интенсивности в световых полях, сформированных посредством конической линзы (аксикона) на трех различных расстояниях от выходного отверстия лазерного модуля. Показано, что формирование аксиально симметричного бессель-гауссова светового пучка невозможно даже на малом расстоянии за аксиконом, так как распределения интенсивности, измеренные по различным радиусам в поперечном сечении пучка, существенно различаются.

Ключевые слова: полупроводниковый лазерный модуль, бесселев световой пучок, распределение интенсивности.

Введение

Полупроводниковые лазеры благодаря своей компактности и высокому КПД находят все более широкое применение в науке и технике. Прекрасно зарекомендовал себя в повседневной научной практике лазерный модуль KLM-M650-40-5 производства ЗАО “ФТИ-Оптроник” (Россия), содержащий коллиматор, который обеспечивает расходимость выходного лазерного пучка ≤1 мрад. Тем не менее в связи с обычными конструкционными особенностями лазерных диодов распределение интенсивности в поперечных сечениях выходного лазерного пучка не обладает аксиальной симметрией. Поэтому возник вопрос о возможности формирования с использованием излучения данного лазерного модуля бесселева светового пучка (БСП). Как известно, БСП — аксиально симметричное когерентное световое поле, радиальное распределение интенсивности в поперечном сечении которого описывается квадратом функции Бесселя нулевого порядка [1]. В формульном описании экспериментально сформированных БСП, имеющих конечные размеры, присутствует также функция Гаусса, поэтому в некоторых случаях их называют бессель-гауссовыми [2]. В настоящее время БСП вызывают повышенный научный интерес благодаря наличию у них протяженного узкого осевого максимума интенсивности, диаметр которого может сохраняться практически неизменным во всей зоне существования БСП.

Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки для исследования световых полей представлена на рис. 1. Излучение полупроводникового лазерного модуля *1* направлялось на аксикон *2*, установленный на расстоянии *L* от выходного отверстия модуля. Изображение светового поля за аксиконом проецировалось объективом *3* на чувствительный элемент CCD-камеры CoolSnap EZ *4*, имеющий размеры 9.0×6.7 мм и разрешение 1392×1040 пикселей. CCD-камера *4* и объектив *3*, имеющий фокусное расстояние 0.4 мм, закреплены на фиксированном расстоянии друг от друга на подвижной платформе *5*, перемещаемой по оптическому рельсу вдоль оптической оси пучка механизированной подвижкой на основе шагового двигателя. Диафрагма *6* использовалась для устранения паразитного некогерентного свечения и оптических шумов модуля, аттенюатором интенсивность светового пучка выводилась в диапазон линейного восприятия датчика CCD-камеры *4*.

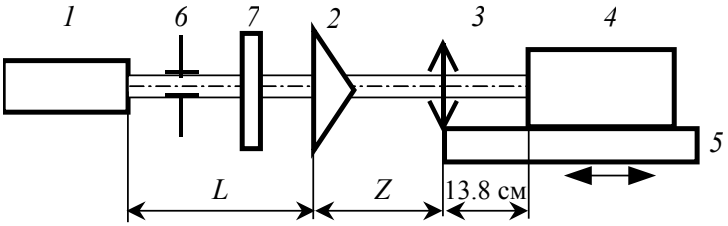
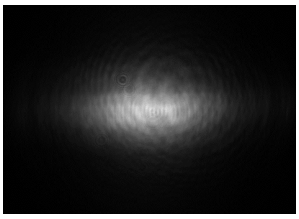
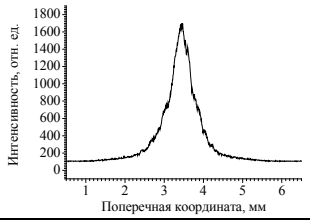
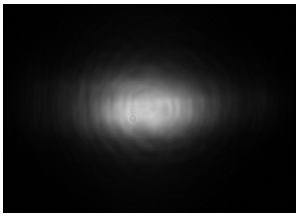
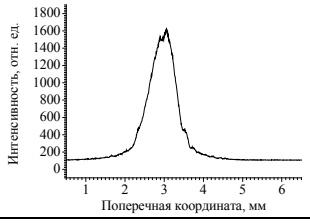
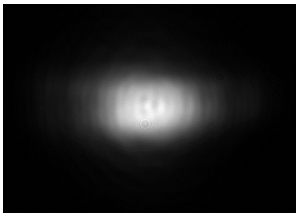
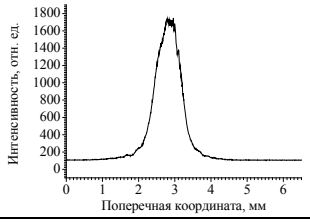


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* — полупроводниковый лазерный модуль; 2 — аксикон, 3 — объектив, 4 — CCD-камера; 5 — моторизованная платформа; 6 — круглая диафрагма с апертурой 6 мм; 7 — аттенюатор на нейтральных светофильтрах 0,5/0,03/0,01.

От поперечного распределения интенсивности в пучке, падающем на аксикон зависит распределение интенсивности в световом поле, формируемом аксиконом, поэтому нами измерено пространственного распределение интенсивности выходного пучка на расстояниях от модуля 170—1900 мм с шагом 5 мм. Размер поперечного сечения коллимированного светового пучка, выходящего из модуля, не превышает 5 мм по уровню 1/e. В табл. 1 приведены поперечные распределения интенсивности и соответствующие им диаметральные распределения вдоль горизонтального и вертикального диаметров в трех поперечных сечениях пучка.

Т а б л и ц а 1. Распределения интенсивности в выходном пучке полупроводникового лазерного модуля

L, см	Поперечное распределение	Диаметральное распределение вдоль оси X	Диаметральное распределение вдоль оси Y
17.0			
45.0			
67.0			

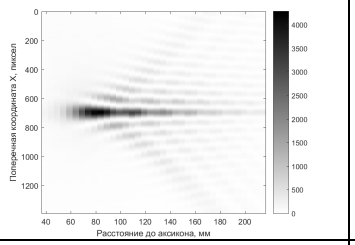
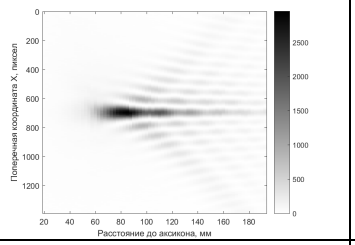
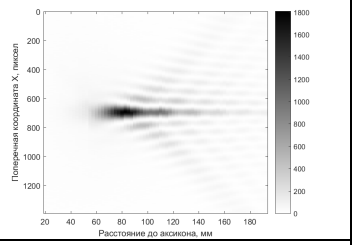
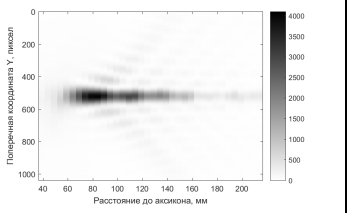
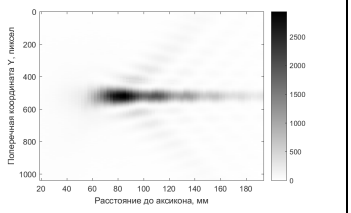
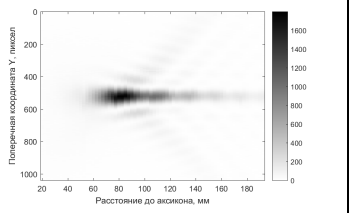
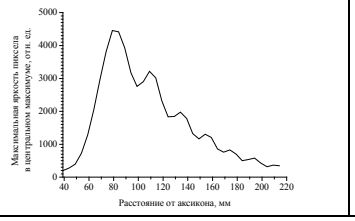
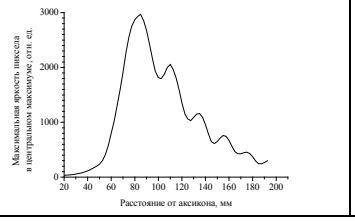
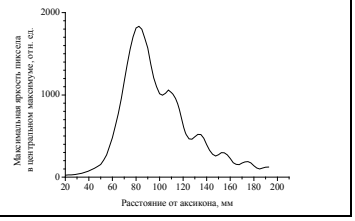
Из результатов измерений следует, что на разных расстояниях от модуля световой пучок имеет в поперечном сечении различные распределения интенсивности, не обладающие при этом аксиальной симметрией.

Пространственное распределение интенсивности световых полей за аксиконом

Детальное исследование светового поля за аксиконом проводилось на трех дистанциях от лазера: L = 17, 42 и 67 см. Эти расстояния специально выбирались небольшими, чтобы оценить, насколько качественными могут быть формируемые БСП при небольших габаритных размерах

установки. На расстоянии меньше 17 см влияние некогерентных световых шумов существенно искажало распределение интенсивности. В табл. 2 приведены распределения интенсивности в сформированных аксиконом световых полях (в первых двух строках таблицы распределения инвертированы).

Т а б л и ц а 2. Распределения интенсивности в световом поле за аксиконом

	L = 17 см	L = 42 см	L = 67 см
вид сверху (инв.)			
вид сбоку (инв.)			
вдоль оси			

Несмотря на хорошо заметную разницу в распределениях интенсивности пучка, падающего на аксикон, формируемые поля во всех трех случаях очень схожи. Поперечные распределения интенсивности в них похожи на бессель-гауссовы, но не являются ими, так как во всех случаях и на любых расстояниях за аксиконом радиальные распределения интенсивности в различных плоскостях заметно различаются (рис. 2). Радиальные распределения интенсивности, подобные бессель-гауссову, вдоль оси X наблюдаются на гораздо большем расстоянии, чем вдоль оси Y, поскольку диаметр начального пучка по оси X, больше, чем по оси Y. Кроме того, во всех распределениях присутствует коническая квазипериодическая модуляция интерференционной картины, проявляющаяся как вдоль оптической оси, так и во всей зоне существования формируемого аксиконом интерференционного поля. Природа этой модуляции, скорее всего, вызвана отличием формы вершины аксикона от идеально конической, однако точный вывод на этот счет требует дополнительных исследований.

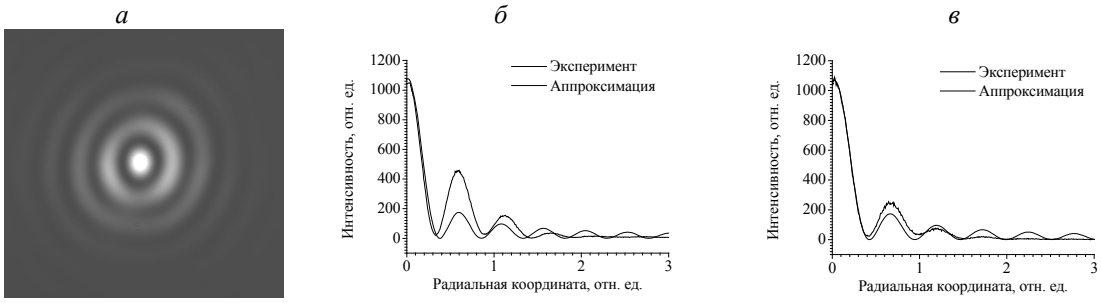


Рис. 2. Распределения интенсивности в формируемом аксиконом световом поле: *а* — в поперечном сечении; *б* — радиальное вдоль оси X, *в* — радиальное вдоль оси Y

Из рис. 2 видно, что только вдоль оси *Y* распределение по виду соответствует бессель-гауссову (пиковая интенсивность первого кольца в ~6 раз меньше осевого максимума), а по оси *X* пиковая интенсивность колец всего в 3 раза меньше интенсивности на оси пучка.

Заключение

Световые пучки, сформированные аксиконом из излучения полупроводникового лазерного модуля KLM-M650-40-5, конечно, не являются бессель-гауссовыми в строгом смысле этого термина, однако могут быть весьма близки к ним по своему внешнему виду и параметрам. Поэтому они вполне могут применяться в тех областях науки и техники, где требуется наличие протяженных максимумов интенсивности светового излучения с поперечными размерами от нескольких единиц до нескольких десятков микрометров. По результатам исследований сделан вывод о необходимости разработки и введения объективных численных параметров качества бесселевых и бессель-гауссовых пучков по нескольким критериям.

Данная работа выполнена в рамках задания 1.1.01 “Разработка физических основ распространения и пребразования квазибездифракционных вихревых световых пучков нового типа в анизотропных, неоднородных и рассеивающих средах и создание на этой основе инновационных диагностических оптико-электронных устройств” Государственной программы научных исследований “Фотоника, опто- и микроэлектроника”, действующей в 2016-2020 гг. (№ гос. регистрации 20160091).

Литература

1. J. Durnin. *J. Opt. Sos. Amer. A*. 1987. Vol. 4, No 4. P. 651–654.
2. F. Gori, G. Guattari, C. Padovani. *Opt. Commun*. 1987. Vol. 64, No 6. P. 491–494.

Bessel Light Beam Formation with Semiconductor Laser Module

A. A. Ryzhevich [a], I. V. Balykin [a, b], T. A. Zheleznyakova [a, b]

[a] *Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus;*
e-mail: a.ryzhevich@dragon.bas-net.by
[b] *Belarusian State University, Minsk, Belarus*

The radiation at the output of the semiconductor laser module is the collimated light beam. In this beam the intensity distribution has not axial symmetry and depends on longitudinal coordinate. Is the Bessel light beam formation possible with this laser module? If yes, what this beam will be extended and quality? We investigated the spatial intensity distribution in light fields shaped by the conical lens (axicon) on tree different distances from the outcome of the laser module. We established that the shaping of the axially symmetrical Bessel-Gaussian light beam is not possible even in the only very short interval behind the axicon. because of intensity distributions along the various radiuses in the beam cross-section differ each from other appreciably.

Keywords: semiconductor laser module, Bessel light beam, intensity distribution.

Люминесценция, стимулированное и лазерное излучение в монокристаллах $CuInSe_2$

И. Е. Свитенков [а], В. Н. Павловский [а], Е. В. Луценко [а], Г. П. Яблонский [а], А. В. Мудрый [б], В. Д. Живулько [б], О. М. Бородавченко [б], М. В. Якушев [в]

[а] *Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь;*
e-mail: v.pavlovskii@ifanbel.bas-net.by
[б] *Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь*
[в] *Университет Стратклайда, Глазго, Великобритания*

Представлены результаты исследования низкотемпературной люминесценции (10 К) монокристаллов $CuInSe_2$ при наносекундном импульсном лазерном возбуждении в широком диапазоне интенсивностей ~ 10 Вт/см^2 – 76 кВт/см^2. При увеличении интенсивности возбуждения впервые обнаружено сужение спектра излучения и появление модовой структуры лазерного излучения $CuInSe_2$, подтверждающее высокое структурное совершенство выращенных монокристаллов.

Ключевые слова: $CuInSe_2$, монокристалл, люминесценция, высокий уровень возбуждения, стимулированное и лазерное излучение.

Введение

На основе прямозонных полупроводников $CuInSe_2$ с шириной запрещенной зоны ~1.05 эВ и коэффициентом поглощения ~10^5 см$^{-1}$ при добавлении Ga создаются тонкие пленки твердых растворов $Cu(In,Ga)Se_2$, являющиеся базовой основой солнечных элементов. Коэффициент полезного действия таких солнечных элементов достиг 22.6 %. Фотолюминесценция (ФЛ) монокристаллов $CuInSe_2$ при низких уровнях непрерывного лазерного возбуждения хорошо изучена [1, 2]. Можно ожидать, что при возбуждении монокристаллов $CuInSe_2$ интенсивным излучением импульсных лазеров проявятся особенности, дающие новую информацию об энергетической электронной структуре соединения и структурном совершенстве монокристаллов. Недавно было обнаружено стимулированное и лазерное излучение в ближней ИК области спектра (~1.1 мкм) в тонких пленках $Cu(In,Ga)Se_2$, что важно для контроля качества слоев и оптимизации технологии изготовления солнечных элементов. Цель настоящей работы — изучение близкраевой люминесценции соединения $CuInSe_2$ при температуре 10 К и высоких уровнях импульсного лазерного возбуждения.

Эксперимент

Соединение $CuInSe_2$ с составом, близким к идеальной стехиометрии, выращено методом Бриджмена [1]. Исследования проводились в гелиевом вакуумном криостате замкнутого цикла CCS-150 (позволяющем устанавливать температуру образцов в диапазоне 10—325 К и поддерживать ее с точностью 0.1 К) при температуре 10 К. Для расширения диапазона интенсивностей возбуждения образца использованы два лазера: полупроводниковый (λ = 435 нм, $\tau_и$ = 12 нс, f = =137 кГц, $I_{возб}$ = 10—3200 Вт/см^2) и азотный (λ = 337.1 нм, $\tau_и$ = 8 нс, f = 525 Гц, $I_{возб}$ =3.3—76 кВт/см^2). Возбуждающее излучение фокусировалось на поверхность образцов в пятно площадью ~ 1 мм^2. Регистрация излучения с поверхности образцов осуществлялась с использованием монохроматора с дифракционной решеткой 600 штр/мм (обратная линейная дисперсия 6.3 нм/мм) и линейного ИК детектора Hamamatsu G9212-512S (рабочий спектральный диапазон 0.9—1.7 мкм), соединенного с компьютером.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1, *а* представлены спектры ФЛ монокристалла $CuInSe_2$ при возбуждении излучением импульсного полупроводникового лазера в диапазоне интенсивностей 10—3200 Вт/см^2. При низких уровнях возбуждения спектр ФЛ $CuInSe_2$ состоит из линий свободных экситонов (1.042 эВ) и линий экситонов, локализованных на дефектах с мелкими энергетическими уровнями в запрещенной зоне [1]. При повышении уровня возбуждения до ~600 Вт/см^2 происходит перекрытие полос свободных экситонов и наиболее высокоэнергетических полос связанных

экситонов в единую полосу (1.038 эВ) электронно-дырочной плазмы (ЭДП), которая при дальнейшем повышении интенсивности возбуждения сдвигается в низкоэнергетическую область.

На рис. 1, *б* представлены спектры излучения монокристалла $CuInSe_2$ при возбуждении излучением импульсного азотного лазера в диапазоне интенсивностей 3.3—76 кВт/см^2. При интенсивности возбуждающего излучения ~20 кВт/см^2 с низкоэнергетической стороны от максимума полосы ЭДП появляется новая полоса (1.033 эВ), которая при дальнейшем повышении уровня возбуждения преобразуется в структурированную полосу с несколькими (3—6) равноотстоящими друг от друга линиями. Наблюдаемая структура спектров излучения позволяет сделать вывод, что в интервале интенсивностей возбуждения 20—35 кВт/см^2 возникает стимулированное излучение, а при интенсивностях возбуждающего излучения 35—76 кВт/см^2 — лазерное излучение в монокристалле $CuInSe_2$ с ярко выраженной модовой структурой. Появление стимулированного и лазерного излучения на низкоэнергетическом крыле полосы ЭДП обусловлено возможностью достижения усиления в области малых значений коэффициента поглощения в пределах полосы ЭДП (в области края фундаментального поглощения). Структура продольных мод лазерного излучения $CuInSe_2$ (эквидистантность их спектрального положения) указывает на то, что они образуются в двухзеркальном плоском резонаторе Фабри-Перо, что предполагает наличие двух параллельных микрограней, выполняющих роль зеркал резонатора.

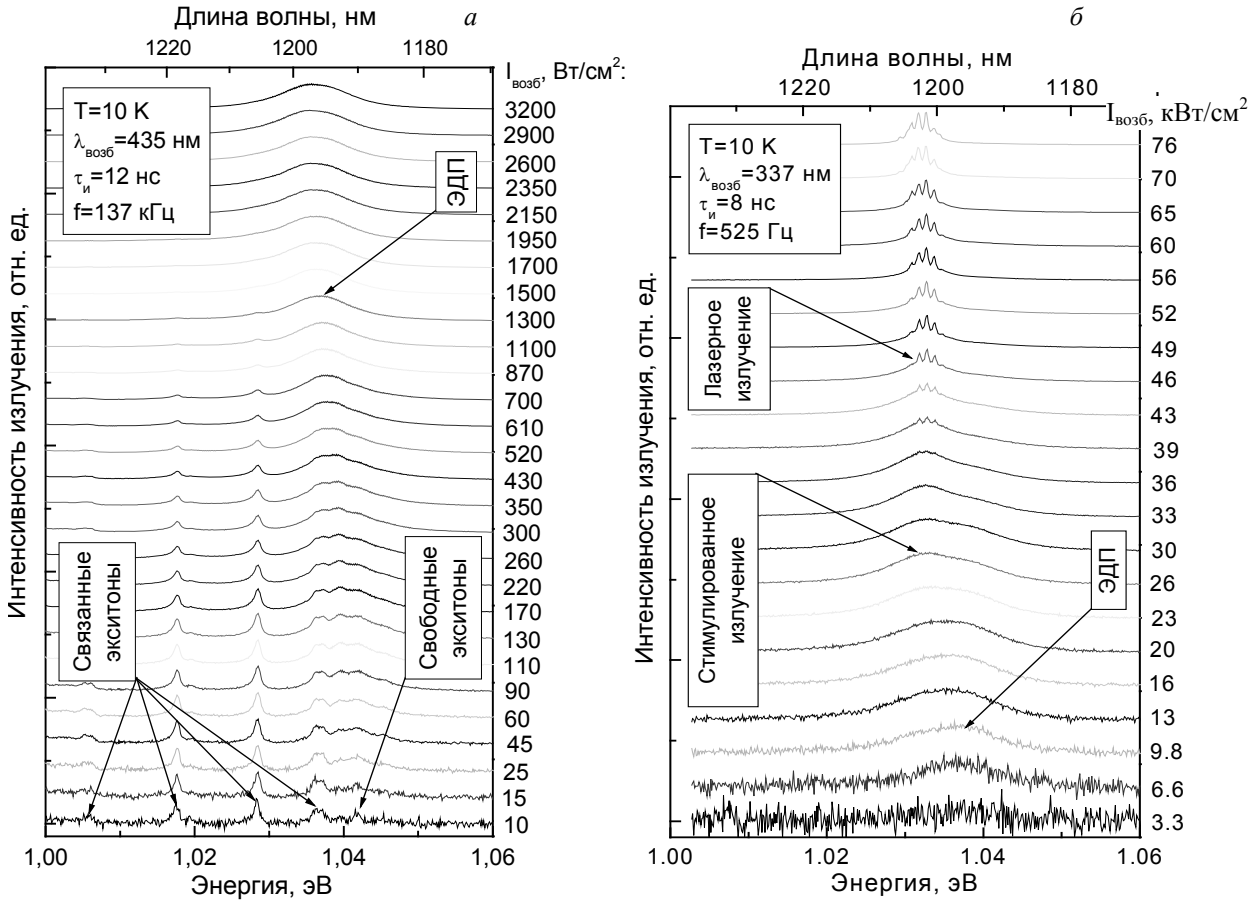


Рис. 1. Спектры ФЛ монокристалла $CuInSe_2$ при возбуждении: *а* — импульсным полупроводниковым лазером в диапазоне интенсивностей излучения 10—3200 Вт/см^2; *б* — импульсным азотным лазером в диапазоне интенсивностей излучения 3.3—76 кВт/см^2

Заключение

Исследованы спектры излучения монокристаллов $CuInSe_2$ при наносекундном импульсном лазерном возбуждении в диапазоне интенсивностей от 10 Вт/см^2 до 76 кВт/см^2. При увеличении интенсивности возбуждающего излучения наблюдается трансформация спектров излучения из-за изменения механизмов излучательной рекомбинации в $CuInSe_2$. При низких уровнях возбуждения преобладает излучательная аннигиляция свободных и связанных экситонов. С

увеличением интенсивности возбуждающего излучения >600 Вт/см^2 наблюдается излучение, вызванное рекомбинацией неравновесных носителей заряда в электронно-дырочной плазме. Далее с ростом уровня возбуждения на длинноволновом крыле полосы ЭДП появляется новая полоса стимулированного излучения, в максимуме которой при дальнейшем повышении накачки наблюдается модовая структура, обусловленная появлением лазерного излучения, наблюдавшегося в монокристаллах $CuInSe_2$ впервые. Регулярная модовая структура (с эквидистантными продольными модами), по-видимому, образуется вследствие наличия в $CuInSe_2$ параллельных граней микрокристаллитов, выполняющих роль лазерных зеркал резонатора Фабри—Перо.

Литература

1. F. Luckert, M.V. Yakushev, C. Faugeras, A.V. Karotki, A.V. Mudryi, R.W. Martin. *J. Appl. Phys*. 2012. Vol. 111. P. 093507.
2. M.V. Yakushev, F. Luckert, A.V. Rodina, C. Faugeras, A.V. Karotki, A.V. Mudryi, R.W. Martin. *Appl. Phys. Lett*. 2012. Vol. 101. P. 262101.
3. I.E. Svitsiankou, V.N. Pavlovskii, E.V. Lutsenko, G.P. Yablonskii, A.V. Mudryi, V.D. Zhivulko, M.V. Yakushev, R.W. Martin. *J. Phys. D: Appl. Phys*. 2016. Vol. 49. P. 095106(5pp).
4. M. Moret, O. Briot, B. Gil, T. Lepetit, L. Arzel, N. Barreau. *Proc. SPIE*. 2015. Vol. 9358. P. 93581A1.

Luminescence, Stimulated and Laser Emission in $CuInSe_2$ Monocrystals

I. E. Svitsiankou [a], V. N. Pavlovskii [a], E. V. Lutsenko [a], G. P. Yablonskii [a], A. V. Mudryi [b], V. D. Zhivulko [b], O. M. Borodavchenko [b], M. V. Yakushev [c]

[a] *Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.pavlovskii@ifanbel.bas-net.by*
[b] *Scientific-Practical Materials Research Centre, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*
[c] *University of Strathclyde, Glasgow, UK*

The results of a study of the low-temperature luminescence (~10 K) of $CuInSe_2$ single crystals at nanosecond pulsed laser excitation in a wide range of power densities from ~10 W/cm^2 to 76 kW/cm^2 are presented. With an increase in the excitation power density, the appearance of the mode structure of laser emission in $CuInSe_2$ for the first time was detected, which confirms the high structural perfection of grown single crystals.

Keywords: $CuInSe_2$, single crystals, luminescence, high excitation level, stimulated, laser emission.

Закономерности формирования зоны видимости активно-импульсных систем наблюдения с импульсом подсветки непрямоугольной формы

В. А. Горобец, Б. Ф. Кунцевич, И. Н. Пучковский, С. С. Шавель

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by

Показано, что для активно-импульсных систем видения с импульсами подсветки непрямоугольной формы при длительности импульса подсветки $\Delta t_{лаз}$, меньшей или равной длительности строб-импульса $\Delta t_{стр}$, выражения для характерных расстояний совпадают со случаем импульсов прямоугольной формы и их можно использовать для определения расстояния до объектов. Получены выражения для характерных расстояний при $\Delta t_{лаз} > \Delta t_{стр}$, а также предложен метод калибровочных постоянных для определения расстояний в данном случае.

Ключевые слова: активно-импульсная система видения, зона видимости, определение расстояния.

Введение

В настоящее время в различных сферах обеспечения жизнедеятельности людей широко применяются системы и устройства, в которых используются различные типы полупроводниковых лазеров [1]. Это обусловлено тем, что данные лазеры компактные, экономичные и надежные. В частности, импульсно-периодические полупроводниковые лазеры типа Л-13 применяются в активно-импульсных системах видения (АИСВ) для подсветки объектов наблюдения (см., например, [2]), исходя из условия максимальной средней мощности излучения при минимальных массогабаритных параметрах.

Принцип работы АИСВ следующий [2]. Объект наблюдения освещается короткими лазерными импульсами длительностью $\Delta t_{лаз}$, которые после отражения от объекта регистрируются приемным блоком. Он включается с определенной задержкой $\Delta t_{зад}$ на короткое время $\Delta t_{стр}$ (длительность строб-импульса). Обычно в качестве скоростного затвора используется электронно-оптический преобразователь (ЭОП). На видеомониторе наблюдаются картинка в виде слоя пространства (зона видимости).

АИСВ предназначены для увеличения дальности наблюдения при пониженной прозрачности атмосферы (туман, дымка, снег и т. д.). Однако в отличие от других систем они обладают принципиально важной функцией, заключающейся в возможности определения расстояний до объектов. Разработка экспрессных и высокоточных методов определения расстояний актуальна в связи с созданием систем трехмерного (3D) технического наблюдения. Для решения этой задачи применяются различные подходы. В частности, в [2] для АИСВ получены аналитические выражения для четырех характерных расстояний, которые затем используются для определения расстояний до объектов. Однако эти результаты имеют ограниченную область применения, поскольку справедливы для прямоугольной формы как импульсов подсветки, так и строб-импульсов. На практике форма импульсов подсветки полупроводниковых лазеров обычно отличается от прямоугольной и может зависеть от длительности и частоты их следования.

Настоящая работа посвящена исследованию закономерностей формирования зоны видимости и определению расстояний до объектов с помощью АИСВ, в которых форма импульса подсветки отличается от прямоугольной.

АИСВ с прямоугольной формой импульсов подсветки и строб-импульсов

Для данного случая в [2] получены аналитические выражения (табл. 1) для характерных точек (расстояний) зоны видимости: начальной $S_{нач}$ и конечной $S_{кон}$, а также начальной $S_{нач\text{-}100\%}$ и конечной $S_{кон\text{-}100\%}$ точек, соответствующих регистрации входного излучения в течение всего (100 %) интервала времени $\Delta t_{стр}$ (при $\Delta t_{стр} < \Delta t_{лаз}$), либо в течение 100 % длительности лазерного импульса (при $\Delta t_{стр} > \Delta t_{лаз}$). В табл. 1 используется временная задержка $\Delta t_{зад\text{-}х}$, которая вводится следующим образом: $\Delta t_{зад} = \Delta t_{зад\text{-}упр} + \Delta t_{зад\text{-}х}$, где $\Delta t_{зад\text{-}упр}$ — временная задержка между прямоугольными управляющими импульсами для драйверов блока подсветки и блока строб-импульсов, $\Delta t_{зад\text{-}х}$ — дополнительная задержка, обусловленная, например, тем обстоятельством, что генерация излучения начинается с некоторой задержкой после подачи прямоугольного управляющего сигнала на драйвер блока накачки лазеров.

Т а б л и ц а 1. Формулы для расчета характерных расстояний (ХР)

ХР	$\Delta t_{лаз} > \Delta t_{ЭОП}$	$\Delta t_{лаз} < \Delta t_{ЭОП}$	$\Delta t_{лаз} = \Delta t_{ЭОП}$
$S_{нач}$	$S_{об} - c(\Delta t_{ЭОП} + \Delta t_{зад\text{-}х})/2$	$S_{об} - c(\Delta t_{ЭОП} + \Delta t_{зад\text{-}х})/2$	$S_{об} - c(\Delta t_{ЭОП} + \Delta t_{зад\text{-}х})/2$
$S_{нач\text{-}100\%}$	$S_{об} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$	$S_{об} + c(\Delta t_{лаз} - \Delta t_{ЭОП} - \Delta t_{зад\text{-}х})/2$	$S_{макс} = S_{об} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$
$S_{кон\text{-}100\%}$	$S_{об} + c(\Delta t_{лаз} - \Delta t_{ЭОП} - \Delta t_{зад\text{-}х})/2$	$S_{об} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$	
$S_{кон}$	$S_{об} + c(\Delta t_{лаз} - \Delta t_{зад\text{-}х})/2$	$S_{об} + c(\Delta t_{лаз} - \Delta t_{зад\text{-}х})/2$	$S_{об} + c(\Delta t_{лаз} - \Delta t_{зад\text{-}х})/2$

АИСВ с трапециевидной формой импульсов подсветки

На рис. 1 приведены результаты расчетов регистрируемой энергии E в зависимости от расстояния $S_i = c\Delta t_{зад\text{-}упр}/2$ (c — скорость света) для импульсов трапециевидной формы с относительными длительностями фронта и спада 1/4-1/4. На примере кривой *5* поясним, что точки *А* и *Г* соответствуют значениям $S_{нач}$ и $S_{кон}$, а проекции точек *Б* и *В* на ось абсцисс — $S_{нач\text{-}100\%}$ и $S_{кон\text{-}100\%}$. Из рис. 1, *а* (кривые *1—3*) и рис. 3, *б* (кривые *3—5*) следует, что при $\Delta t_{лаз} \le \Delta t_{стр}$ расстояние до объекта, аналогично случаю прямоугольных импульсов, можно определить, измерив одно из характерных расстояний: $S_{макс}$ (при $\Delta t_{лаз} = \Delta t_{стр}$) или $S_{кон\text{-}100\%}$ ($\Delta t_{лаз} < \Delta t_{стр}$). Чтобы определить $S_{макс}$ (а потом и $S_{об}$) при $\Delta t_{лаз} > \Delta t_{стр}$ (кр. 4 и 5 на рис. 3, *а* и кр. 1 и 2 на рис. 3, *б*) обратимся к рис. 2. Линия S_0 условно изображает поверхности излучающего и приемного блоков АИСВ. Линия $S_{стр}$ удалена от нее на расстояние $S = c\Delta t_{стр}$. Линия $S_{об}$ соответствует расположению объекта наблюдения. Трапеции условно изображают импульсы подсветки. Стрелка указывает, что после отражения от объекта импульс приближается к приемному блоку. Данный рисунок соответствует расположению импульсов подсветки в момент включения строб-импульса. Из рис. 2 следует, что за время $\Delta t_{стр}$ приемным блоком будет зарегистрирована энергия, пропорциональная площади фигуры, ограниченной линиями S_0 и $S_{стр}$. При этом импульс подсветки на рис. 2, *а* расположен относительно линий S_0 и $S_{стр}$ таким образом, что будет регистрироваться максимально возможная энергия $E_{макс}$, которая соответствует максимумам кривых на рис. 1, для которых $\Delta t_{лаз} > \Delta t_{стр}$. Аналогично развитому в [2] подходу для пути, пройденного передним фронтом импульса (рис. 2, *а*), можно записать: $S_{об} + S_{об} + (1/4)c\Delta t_{лаз} = c\Delta t_{зад\text{-}упр} + c\Delta t_{зад\text{-}х}$. С учетом $c\Delta t_{зад\text{-}упр} = 2S_{макс}$ перепишем выражение в виде:

$$S_{макс} = S_{об} + (1/8)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2. \quad (1)$$

Из рис. 2, *б* для начальной точки $S_{нач\text{-}пл}$ образования плато получаем: $S_{об} + S_{об} + (1/4)c\Delta t_{лаз} = c\Delta t_{зад\text{-}упр} + c\Delta t_{зад\text{-}х}$. Перепишем его с учетом $c\Delta t_{зад\text{-}упр} = 2S_{нач\text{-}пл}$ в виде:

$$S_{нач\text{-}пл} = S_{об} + (1/8)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2. \quad (2)$$

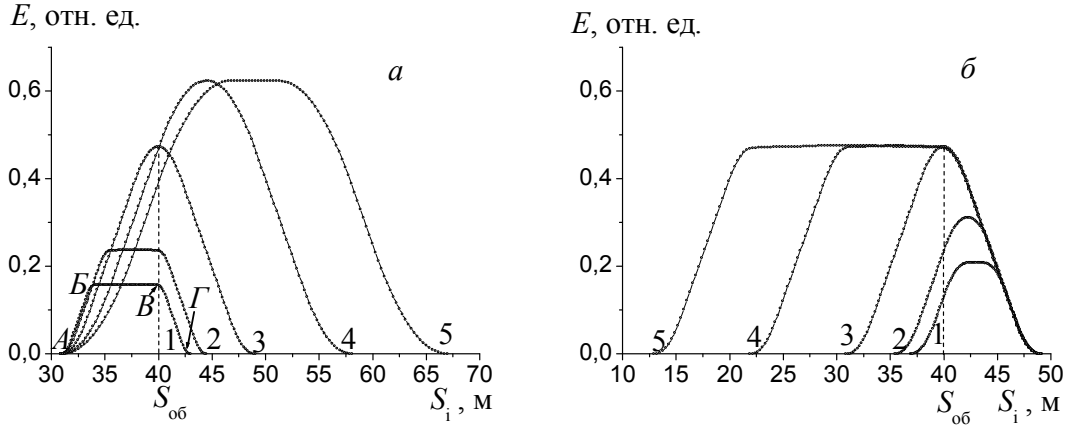


Рис. 1. Зависимость регистрируемой приемным блоком энергии E от расстояния S_i для импульса подсветки трапециевидной формы с относительными длительностями фронта 1/4 и спада 1/4; $S_{об}$ = 40 м:
а — $\Delta t_{стр}$ = 60 нс, $\Delta t_{лаз}$ = 20 (1), 30 (2), 60 (3), 120 (4) и 180 нс (5);
б — $\Delta t_{лаз}$ = 60 нс, $\Delta t_{стр}$ = 20 (1), 30 (2), 60 (3), 120 (4) и 180 нс (5)

Для конечной точки плато $S_{кон\text{-}пл}$ из рис. 2, *б* можно получить:

$$S_{кон\text{-}пл} = S_{об} + (5/24)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2. \quad (3)$$

Из анализа рис. 2 следует, что плато может образоваться только в том случае, если длительность верхнего основания трапеции $(\Delta t_{лаз} - \Delta t_{фр} - \Delta t_{сп}) > \Delta t_{стр}$, где $\Delta t_{фр}$ и $\Delta t_{сп}$ — длительности фронта и спада.

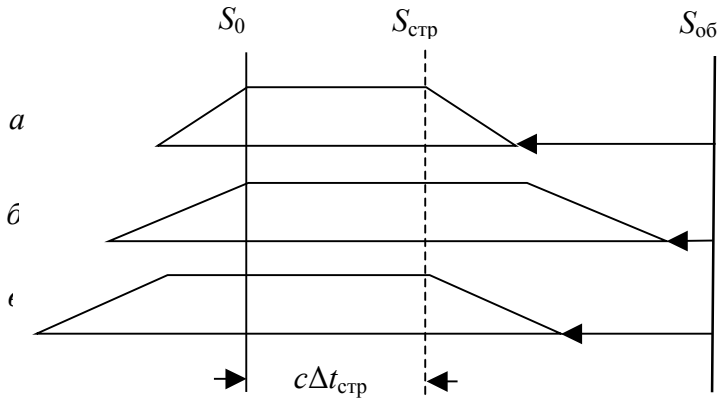


Рис. 2. Схема образования характерных расстояний при трапециевидной форме импульса подсветки: относительные длительности фронта и спада: 1/4 – 1/4; $\Delta t_{лаз} = 2\Delta t_{стр}$ (*а*), $\Delta t_{лаз} = 3\Delta t_{стр}$ (*б*, *в*)

В табл. 2 приведены выражения для характерных расстояний для некоторых конкретных форм импульсов подсветки трапе-циевидной формы. С использованием аналогичного подхода получены выражения для $S_{макс}$ для импульсов подсветки треугольной формы. Из табл. 2 следует, что значение $k = S_{макс} - S_{об}$, которое назовем калибровочной постоянной, не зависит от расстояния до объекта. На этом основывается предлагаемый метод определения расстояний. Измерив, например, с помощью рулетки расстояние до объекта $S_{об}$ и определив для него с помощью АИСВ значение $S_{макс}$, можно вычислить калибровочную постоянную k. Для уменьшения погрешности k можно провести измерения для нескольких объектов и найти среднее значение $k_{ср}$. После этого расстояние до любого другого объекта можно определить с использованием найденной величины k ($k_{ср}$) и измеренного для него значения $S_{макс}$. Аналогичным образом метод калибровочных постоянных можно использовать для определения граничных точек платообразного участка, а затем на их основе вычислять расстояния до объекта. Это подтверждено с помощью проведенных экспериментальных измерений.

Т а б л и ц а 2. Формулы для расчета характерных расстояний для импульсов подсветки трапециевидной формы

Параметр	$\Delta t_{лаз} = 2\Delta t_{стр}$	$\Delta t_{лаз} = 3\Delta t_{стр}$
	Относительные длительности фронта и спада: 1/4 – 1/4	
$S_{макс}$	$S_{об} + (1/8)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$	
$S_{нач\text{-}пл}$		$S_{об} + (1/8)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$
$S_{кон\text{-}пл}$		$S_{об} + (5/24)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад}/2$
	Относительные длительности фронта и спада: 1/5 - 2/5	
$S_{макс}$	$S_{об} + (1/12)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$	
$S_{нач\text{-}пл}$		$S_{об} + (1/10)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$
$S_{кон\text{-}пл}$		$S_{об} + (2/15)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$
	Относительные длительности фронта и спада: 2/5 - 1/5	
$S_{макс}$	$S_{об} + (1/6)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$	
$S_{нач\text{-}пл}$		$S_{об} + (1/5)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{зад\text{-}х}/2$
$S_{кон\text{-}пл}$		$S_{об} + (7/30)c\Delta t_{лаз} - c\Delta t_{задl\text{-}х}/2$

Заключение

Выражения для характерных дистанций и способы определения расстояния до объекта при длительности лазерного импульса $\Delta t_{лаз}$, меньшей или равной длительности строб-импульса $\Delta t_{стр}$, не зависят от формы импульса подсветки. Это объясняется тем, что приемным блоком регистрируется вся энергия подсветки независимо от формы импульса. Получены выражения для характерных расстояний при $\Delta t_{лаз} > \Delta t_{стр}$, а также предложен метод калибровочных постоянных для определения расстояний в данном случае.

Авторы выражают благодарность В.П. Кабашникову за обсуждение материалов.

Литература

1. П.Г. Елисеев. *Квантовая электроника*. 2002. Т. 32, № 12. С. 1085–1098.
2. В.А. Горобец, В.В. Кабанов, В.П. Кабашников, Б.Ф. Кунцевич, Н.С. Метельская, Д.В. Шабров. *Журн. прикл. спектр*. 2014. Т. 81, № 2. С. 283–291.

Regularities in the Formation of the Zone of Visibility Of Active-Pulse Observation Systems with a Non-Rectangular Illuminating Pulse

V. A. Gorobets, B. F. Kuntsevich, I. N. Puchkouskii, S. S. Shavel

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

It is shown that for active-pulse vision systems with non-rectangular illumination pulses and a duration of the illuminating pulse Δt_{las} less than or equal to the duration of the strobe pulse Δt_{str} the expressions for the characteristic distances coincide with the case of pulses of rectangular shape and they can be used to determine the distance to objects. Expressions for characteristic distances at $\Delta t_{las} > \Delta t_{str}$ have been obtained, and a method of calibration constants for determining distances has been proposed.

Keywords: active-pulse vision system, visibility zone, distance determination.

III-N гетероструктуры для монолитных полихромных светоизлучающих приборов

А. Ф. Цацульников [а,б], В. В Лундин [а,б], А. В. Сахаров [а,б], Е. Е. Заварин [б], С. О. Усов [а], А. Е. Николаев [б]

[а] *Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур Российской АН, С.-Петербург, Россия; e-mail: andrew@beam.ioffe.ru*
[б] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе Российской АН, С.-Петербург, Россия*

Исследованы различные типы монолитных полихромных активных областей на основе квантовых ям InGaN/GaN, позволяющих реализовать излучение при разных длинах волн в одной гетероструктуре. Изучены различные типы белых светодиодов с монолитной активной областью: безлюминофорные с активной областью, излучающей в диапазоне 430—570 нм, и предназначенные для совместного использования с люминофором с активной областью, излучающей в диапазоне 430—530 нм. Продемонстрирована возможность реализовать высокие эффективность и индекс цветопередачи в белых светодиодах с монолитной активной областью и люминофорным покрытием. Рассмотрены альтернативные подходы к созданию монолитных полихромных активных областей, основанные на селективной эпитаксии.

Ключевые слова: нитрид галлия, гетероструктура, светоизлучающий прибор, светодиод, лазер.

Введение

Значительный прогресс в создании высокоэффективных твердотельных источников освещения на основе синих InAlGaN светодиодов с люминофорным покрытием [1] привел к тому, что на первый план начала выходить проблема получения белого света высокого качества. Качество белого света характеризуется как в параметрах спектрального распределения (цветовой температуры T_c = 2700—5000 К), так и в терминах индексов цветопередачи. Для правильного воспроизведения естественных цветов объектов необходимо иметь значения как общего, так и всех специальных индексов цветопередачи >90 (в идеале приближающиеся к 100). Последнее не реализуется в люминофорных полупроводниковых источниках света на основе синих светодиодов или потенциально лазеров в связи с провалами спектральной характеристики в лазурно-голубой и красной областях видимого диапазона. В данной работе исследован подход к преодолению данной проблемы, основанный на использовании монолитных полихромных активных областей на основе InGaN/GaN квантовых ям, излучающих в лазурно-голубой области спектра, позволяющих совместно с люминофором получить белый свет с высоким индексом цветопередачи.

Эксперимент

Эксперименты по разработке технологии выполнены методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на установках Aixtron 2000HT и разработанной в НТЦ микроэлектроники РАН установке Dragon 125, которая имеет следующие характерные особенности: обладает горизонтальным реактором, металлическим корпусом реактора и индукционным нагревом, давление в реакторе изменяется в диапазоне 100—1600 мбар, т. е. установка позволяет работать при давлении выше атмосферного, что невозможно в коммерчески доступных установках.

Результаты

Исследован дизайн активной монолитной области, содержащий InGaN/GaN короткопериодную сверхрешетку, на которую осаждались квантовые ямы InGaN, излучающие при разных длинах волн и разделенные барьерами различных типов (слой GaN, InGaN, InGaN/GaN сверхрешетка). Для улучшения структурного качества активной области изучен технологический подход к формированию островков в квантовых ямах InGaN, позволяющий увеличить эффективность излучения по сравнению с активной областью на основе классических квантовых ям. Проведены теоретические и экспериментальные исследования вертикальной корреляции в рас-

положении сформированных островков, оптических свойств монолитной активной области в зависимости от порядка осаждения квантовых ям InGaN, имеющих различное содержание индия, а также характеристик барьера между ними для определения влияния данных параметров на эффективность излучения и спектральные свойства светодиодов [2]. Показано, что отношение интенсивностей линий излучения в монолитной активной области изменяется в широких пределах с изменением тока через структуру и сильно зависит от типа и толщины барьеров между квантовыми ямами.

На основе проведенных исследований созданы образцы белых светодиодов и продемонстрированы рекордные индексы цветопередачи *Ra*(8) = 98.6 и *Ra*(14) = 97.4 при коррелированной цветовой температуре 3400 К [4].

Работа проведена при поддержке РФФИ и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН.

Литература

1. E.F. Schubert. *Light-emitting diodes*. Cambridge University Press 2003.
2. I.E. Titkov, et al. *Laser Photon. Rev*. 2016, Vol. 10, No 6. P. 1031–1038.

III-N Heterostructures for Monolithic Polychromatic Light Emitting Devices

A. F. Tsatsulnikov [a,b], W. V. Lundin [a,b], A. V. Sakharov [a,b], E. E. Zavarin [b], S. O. Usov [a], A. E. Nikolaev [b]

[a] *SHM R&E Center, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia; email: andrew@beam.ioffe.ru*
[б] *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

Different types of monolithic InGaN-based active regions for white light sources were investigated. Design of active region containing InGaN/GaN short-period superlattice (SPSL) with following deposited InGaN quantum wells separated by GaN or InGaN/GaN SPSL barriers was investigated. Formation of InGaN islands in active region to improve emission efficiency was studied. Independent measurements of the fabricated monolithic white LEDs containing InGaN QWs emitting at 430 nm and 480 nm and yellow-red phosphor demonstrated very high color rendering index: *Ra*(8) = 98.6 and *Ra*(14) = 97.4 at correlated color temperature of 3400 K. High emission efficiency of the LEDs which is comparable with ones for white LEDs based on blue chip indicates possibility of their practical applications.

Keywords: gallium nitride, heterostructure, light emitting devices, LED, laser.

Особенности выращивания слоев *a*-GaN на подложках сапфира *R*-ориентации методом MOCVD-эпитаксии

О. Р. Абдуллаев [a], А. В. Алуев [a], Ю. Л. Ахмеров [a], М. В. Закусов [a], Н. В. Коурова [a], М. В. Меженный [a], А. А. Чельный [a]

[a] *АО "Оптрон", Москва, Россия; e-mail: mvmezh@gmail.ru*

Пленки GaN *n*-типа и *p*-типа выращены на подложке сапфира *R*-плоскости $(1\bar{1}20)$ с гладкой зеркальной морфологией поверхности. Использовался горизонтальный реактор MOCVD при низком давлении (80 торр). Исследована зависимость скорости роста от температуры. Слои GaN с легированием *n*- и *p*-типа получены с S (Ar и 0.5% газовой смесью H_2S) и Mg (Cp_2Mg — бисциклопентадиенилмагний, носитель с газообразным водородом) в качестве лигатуры. Концентрация дырок ~$8 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ достигнута с оптимизацией потока Cp_2Mg и параметрами термического отжига в азоте.

Ключевые слова: эпитаксия, нитрид галлия, сапфир, кристаллографическая структура.

Введение

Рост пленок InGaN/GaN неполярной ориентации представляет собой сложную и актуальную научно-техническую задачу. Известно, что при росте гетероструктур InGaN/GaN на подложках С-сапфира (0001) из-за большого рассогласования периодов решеток возникает внутреннее электростатическое поле, что приводит к неоднородному распределению инжектированных носителей заряда в активной области излучателей [1—3]. Из-за пространственного разделения носителей заряда снижается скорость излучательной рекомбинации и увеличивается время жизни носителей заряда в активной области, что приводит к усилению роли безызлучательных процессов [4]. В гетероструктурах на основе InGaN/GaN неполярных ориентаций эффект электростатического поля не наблюдается, что вызывает к ним повышенный интерес.

Получение эпитаксиальных пленок и их исследование

Пленки GaN выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках *r*-сапфира $(1\bar{1}20)$ при пониженном давлении (80 тор) в горизонтальном кварцевом реакторе с предварительной нитридизацией поверхности. Источниками компонентов III и V группы являлись триэтилгаллия (TEG) и аммиак (NH_3). Слоистый поток газов в квазиламинарном режиме в реакторе осуществлялся через пористый ввод. Верхний поток газовой смеси состоял из N_2 и HN_3, нижний — из H_2 и TEG. В качестве источников донорной и акцепторной примесей использовались сероводород (H_2S) (0.5% смесь в аргоне) и бисциклопентадиенил магния (Cp_2Mg). Предварительно поверхность сапфировой подложки нитридизировали при температуре 950 °С в течение 10 мин.

На рис. 1 представлена зависимость скорости роста пленки GaN от температуры при постоянном расходе водорода через контейнер с TEG (при температуре 17 ºС) f = 400 см^3/мин. При температурах <850 °С осаждаемые пленки GaN имели аморфную структуру, при T > 870 ºС структура пленок приобретала монокристалличность, наблюдалось улучшение морфологии поверхности выращиваемых пленок и уменьшение плотности ростовых дефектов. Последующие эксперименты показали, что с точки зрения кристаллографического совершенства и поверхностной морфологии лучшее качество наблюдается у пленок GaN, выращенных при температуре 900—925 ºС. На рис. 2 представлена полученная с помощью двухкристального рентгеновского дифрактометра дифрактограмма пленок GaN, выращенных на подложках *r*-Al_2O_3.

На рис. 3 представлена кривая дифракционного отражения (ω–2θ съемка) для пленки *r*-GaN, полученная на трехкристальном дифрактометре для отражения (2-10) (CuK_α-излучение). Полуширина кривой дифракционного отражения составила 950 угл.с. На рис. 4 представлено SEM-изображение поперечной структуры скола, выращенной структуры *a*-GaN/*r*-Al_2O_3.

Зависимость концентрации электронов в пленках GaN *n*-типа от расхода сероводорода (H_2S) (рис. 5, *a*) носит линейный характер.

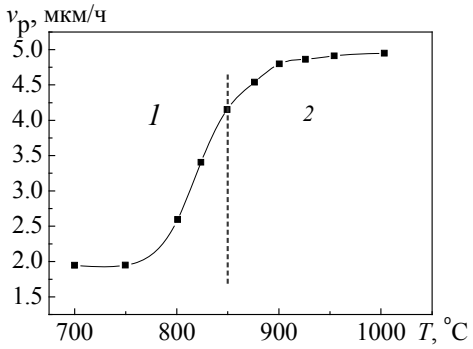


Рис. 1. Зависимость скорости роста пленки GaN от температуры при постоянном расходе TEG f = 400 см^3/мин: *1* — аморфная кристаллическая фаза, *2* — кристаллическая фаза

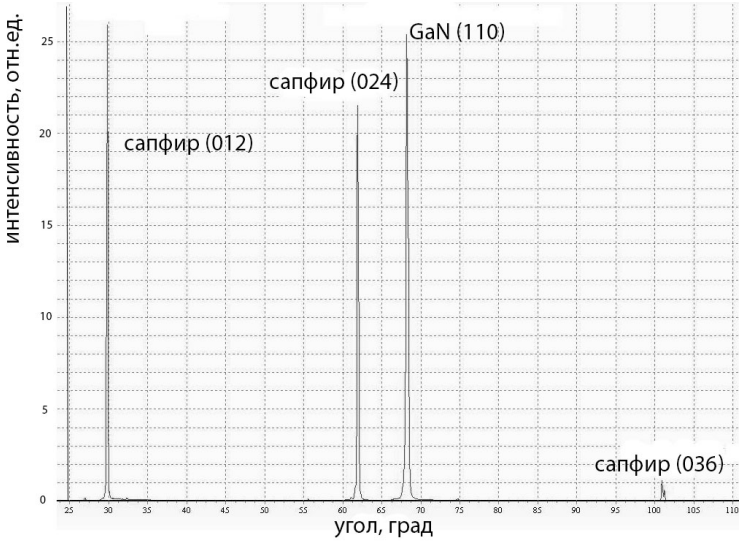


Рис. 2. Дифрактограмма пленки *a*-GaN на подложке *r*-Al_2O_3

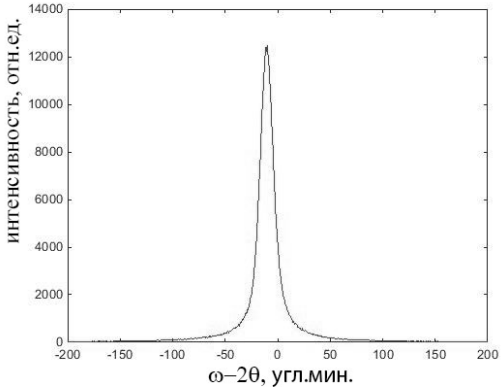


Рис. 3. Кривая дифракционного отражения пленки *a*-GaN (2-10), выращенной на *r*-сапфире

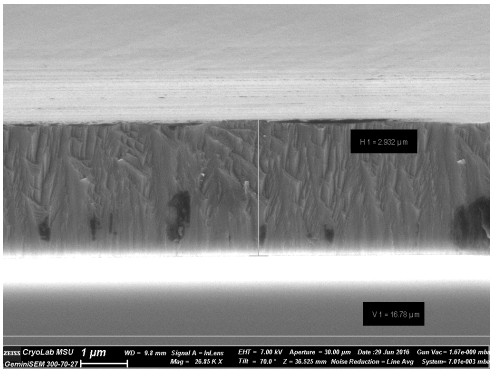


Рис. 4. SEM-изображение поперечной структуры скола структуры a-GaN/r-Al_2O_3

Выращенные пленки GaN, легированные магнием, имели высокое удельное сопротивление. Для активации акцепторной примеси проводился высокотемпературный отжиг в атмосфере азота. На рис. 5, *б* представлена зависимость концентрации дырок в пленках GaN *p*-типа от времени отжига при 850 ºС в протоке азота, на рис. 5, *в* — зависимость концентрации дырок от расхода водорода через контейнер с Cp_2Mg при постоянной температуре роста T = 925 ºС. При повышении температуры отжига концентрация дырок снижалась. Такое поведение легирующей примеси Mg может быть объяснено взаимодействием Mg с атомами водорода и азота.

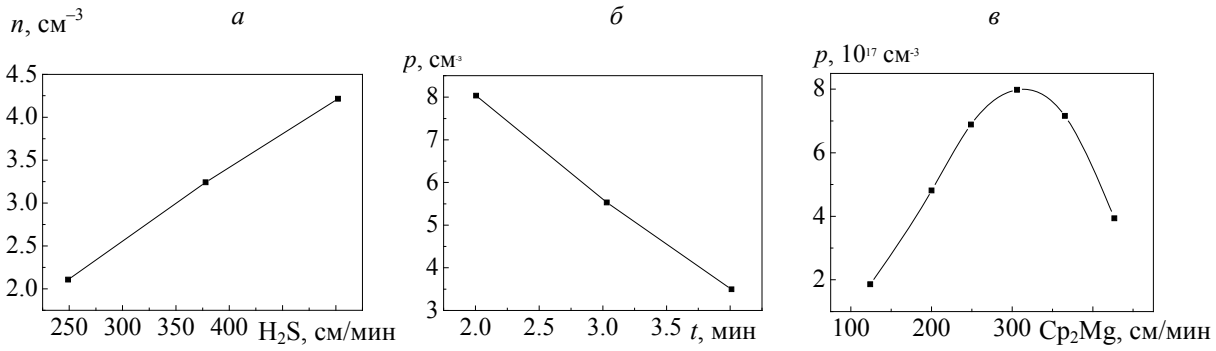


Рис. 5. Зависимость концентрации: *а* — электронов в пленке GaN *p*-типа от расхода H_2S, *б* — дырок в пленке GaN *p*-типа от времени отжига, *в* — дырок в пленке GaN *n*-типа от расхода Cp_2Mg

Заключение

Выращены пленки *a*-GaN на подложке *r*-Al_2O_3 методом MOCVD с хорошей морфологией поверхности. Проведено исследование влияние основных технологических параметров на свойства выращенных слоев GaN *p*- и *n*-типа электроповодности. Значение концентрации акцепторной и донорной примеси составили $8 \cdot 10^{17}$ и $4 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

Литература

1. T. Takeuchi, C. Wetzel, S. Yamaguchi, H. Sakai, H. Amano, I. Akasaki, Y. Kaneko, S. Nakagawa, Y. Yamaoka, N. Yamada. *Appl. Phys. Lett*. 1998, Vol. 73, No. 12. P. 1691–1693.
2. P. Lefebvre, A. Morel, M. Gallart, T. Taliercio, J. Allegre, B. Gil, H. Mathieu, B. Damilano, N. Grandjean, J. Massies. *Appl. Phys. Lett*. 2001. Vol. 78, No. 9. P. 1252–1254.
3. J.S. Im, H. Kollmer, J. Off, A. Sohmer, F. Scholz, A. Hangleiter. *Phys. Rev. B*. 1998. Vol.57, No. 16. P. R9435–R9439.
4. P. Waltereit, O. Brandt, A. Trampert, H.T. Grahn, J. Menniger, M. Ramsteiner, M. Reiche, K.H. Ploog, *Nature*. 2000. Vol. 406, No. 6798. P. 865–868.

Features of the Growth of *a*-GaN Layers on *r*-Orientation Sapphire Substrates by the MOCVD Epitaxy Method

O. R. Abdullaev [a], A. V. Aluev [a], Y. L. Akhmerov [a], M. V. Zakusov [a], N. V. Kourova [a], M. V. Mezhennyi [a], A. A. Chelny [a]

JSC "Optron", Moscow, Russia; e-mail: mvmezh@gmail.com

N-type and *p*-type GaN films were successfully grown on *r*-plane (1-120) sapphire substrate with smooth mirror-like surface morphology. Horizontal MOCVD reactor at low pressure (80 torr) was used. Growth rate dependence from growth temperature was investigated. *n*-type and *p*-type doped GaN layers were obtained with S (Ar and 0.5% H_2S gas mixture) and Mg (Cp_2Mg – biscyclopentadienyl magnesium, hydrogen gas carrier) as dopants. Holes concentration about $8 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} was achieved with optimization of Cp_2Mg flow and parameters of thermal annealing in nitrogen.

Keywords: epitaxy, nitride gallium, sapphire, structure of crystallographic.

Модуляция отражения в III-N экситонной брэгговской структуре

А. В. Сахаров [а], В. В. Лундин [а], Е. Е. Заварин [а], С. О. Усов [а, б], Д. С. Артеев [а], В. В. Чалдышев [а], А. С. Большаков [а], М. А. Яговкина [а], А. Ф. Цацульников [б]

[а] ФТИ им. А.Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: val.beam@mail.ioffe.ru
[б] НТЦ микроэлектроники Российской АН, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы спектры оптического отражения при комнатной температуре гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN и GaN/AlGaN с периодом структуры равным λ/2. Показана возможность получения резонансного брэгговского отражения от экситоных состояний в квантовых ямах и модуляции отражения при приложении электрического поля.

Ключевые слова: электрооптический модулятор, GaN, распределенный брэговский отражатель.

Введение

Резонансные брэговские структуры (РБС) с квантовыми ямами (КЯ) представляют собой гетероструктуры с периодом, равным половине длине волны экситонного перехода в КЯ (λ/2). Такие системы примечательны тем, что в них должно наблюдаться усиление экситонного вклада в отражение пропорционально числу периодов [1]. Резонансное усиление экситонного отражения наблюдалось в различных материальных системах от InGaAs/GaAs до CdTe/CdMgTe, но только при пониженных температурах. Большая энергия связи экситонов в III-N структурах (25 мэВ в объемном GaN по сравнению с 4 мэВ в GaAs) позволяет рассчитывать на получение данного эффекта при комнатной температуре.

Квантовые ямы InGaN/GaN и GaN/AlGaN, выращенные на полярной плоскости (0001), характеризуются достаточно сильным встроенным электрическим полем, приводящим к пространственному разделению электронов и дырок (квантоворазмерный эффект Штарка). Данная особенность III-N структур несколько снижает энергию связи экситонов, но в то же время позволяет изменять энергию экситонного перехода при приложении электрического поля в достаточно широких пределах (несколько нанометров), причем в первом приближении этот эффект должен быть линеен по приложенному полю. Ранее уже была показана возможность модуляции поглощения света в структурах с КЯ InGaN/GaN при латеральном распространении света [2]. Сочетание этих эффектов делает весьма интересным создание электрооптического модулятора с поперечным распространением света на основе резонансных брэгговских структур с III-N КЯ.

Методика эксперимента

Образцы выращивались на подложках сапфира методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений и представляли собой набор из 5—60 эквидистантно расположенных КЯ InGaN/GaN или GaN/AlGaN. Между КЯ и подложкой выращен буферный слой (Al)GaN толщиной ~2 мкм, частично легированный кремнием, структура заканчивалась слоем GaN:Mg (для КЯ InGaN) или слоем диэлектрика Si_3N_4 (для КЯ GaN). Толщина КЯ 2.7 нм, период структуры соответствовал половине длине волны света экситонного перехода в КЯ (70—80 нм). Из выращенных гетероструктур методами оптической литографии и плазмохимического травления сформированы мезы площадью 2 мм^2 с кольцевым контактом (рис. 1) и тонким слоем прозрачного проводника оксида индия-олова, что позволило прикладывать внешнее электрическое поле к активной области РБС.

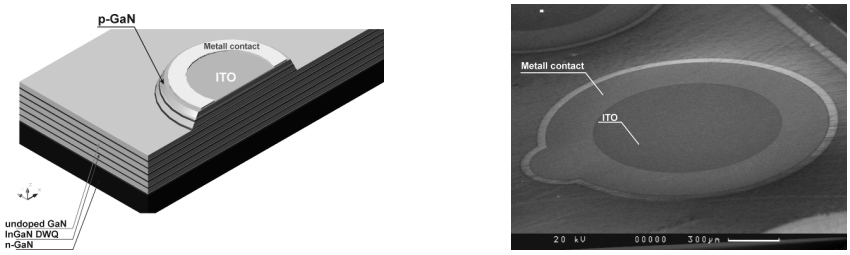


Рис. 1. Схема и РЭМ изображение мезаструктуры РБС

Измерение спектров отражения проводилось при нормальном падении с использованием дейтериевой лампы в качестве источника света и спектрометра OceanOptics в качестве регистрирующей системы. Фокусировка света осуществлялась микрообъективом в пятно ~100 мкм.

Результаты и обсуждение

Исследования проводились на структурах как с InGaN/GaN, так и GaN/AlGaN КЯ. В первом случае выбран диапазон длин волн, близкий к 400 нм, как наиболее практически интересный (длина волны Blu-ray лазеров), во втором случае технологические особенности роста AlGaN непосредственно на сапфире позволили работать в диапазоне 350—360 нм.

На рис. 2 приведены вольт-амперные характеристики при обратном смещении для *p-i-n*-структуры с 5 КЯ InGaN/GaN. Как видно, возможно приложение напряжения до 40 В без существенного перегрева структуры, изменяющего ее показатель преломления (данный эффект хорошо виден по изменению отражения в длинноволновой области спектра).

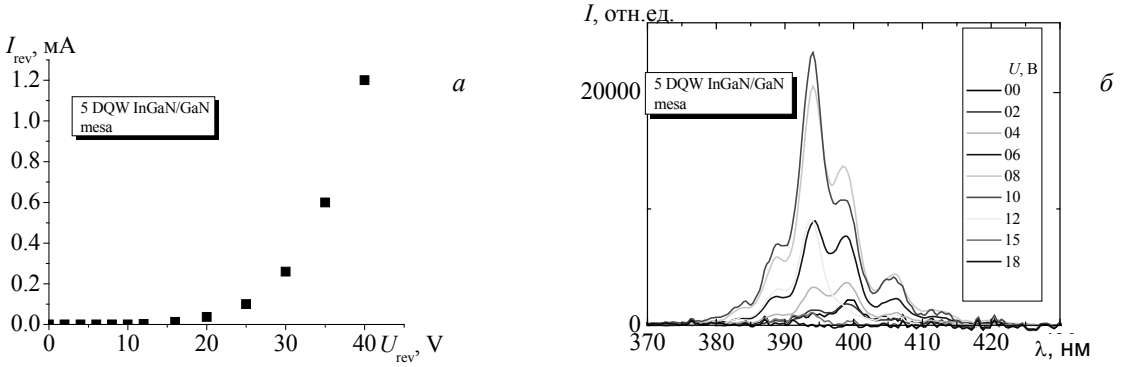


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика структуры с 5 КЯ InGaN/GaN (*а*) и спектры фотолюминесценции при различных напряжениях смещения (*б*)

При измерении микрофотолюминесценции (ФЛ) в области мезы при увеличении приложенного напряжения сначала наблюдается рост интенсивности ФЛ, что соответствует уменьшению встроенного электрического поля в КЯ. При дальнейшем увеличении смещения интенсивность ФЛ падает, так как возрастает вероятность утечки носителей через треугольный барьер GaN и структура ничинает работать в режиме обратно-смещенного фотодиода, и при напряжении ~20 В не удается зарегистрировать ФЛ. Спектры ФЛ модулированы отражением резонатора Фабри—Перо, образованного границами раздела воздух/GaN и GaN/сапфир, поэтому для определения положения максимума ФЛ использовалась математическая обработка спектров с аппроксимацией огибающей спектра. Для интерпретации полученных результатов проведено моделировние зонной структуры в программе Sinopsys TCAD. На рис. 3, *а* показаны положения максимума ФЛ полученные из обработки данных эксперимета и из моделирования. Как видно, совпадение достаточно хорошее.

При измерении оптического отражения при нормальном падении света наблюдалась модуляция отражения при приложении смещения. На рис. 3, *б* приведены спектры относительно-

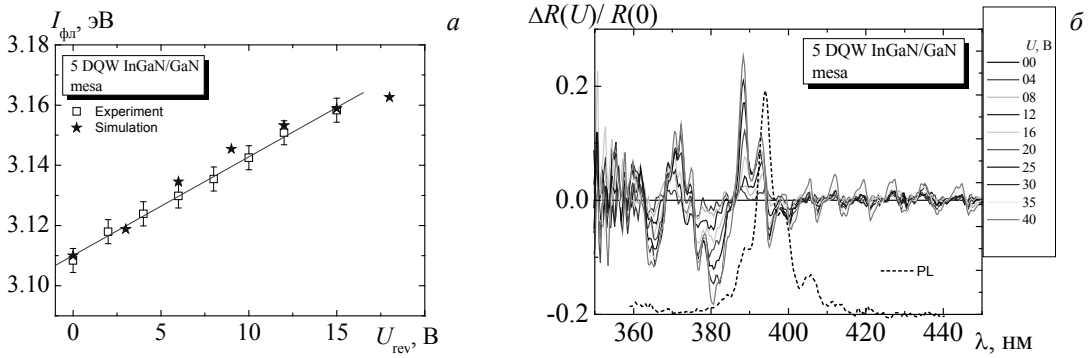


Рис. 3. Зависимость максимума ФЛ (*а*) и спектры относительного изменения отражения (*б*) от приложенного смещения

го изменения отражения $\Delta R/R(0)= (R(U) - R(0))/R(0)$. При напряжениях 35 и 40 В наблюдается эффект изменения отражения в длинноволновой части спектра, что связано с начавшимся слабым изменением показателя преломлени с нагревом структуры при протекании тока. В области, соответствующей краю поглощения КЯ и выше, наблюдается сложная модуляция спектра отражения. Это, возможно, связано с тем, что в КЯ существует несколько электронных уровней. Относительная модуляция отражения в максимуме 20 %.

Для структуры с 10 КЯ GaN/AlGaN низкая эффетивность люминесценции не позволила провести исследование микро-ФЛ при комнатной температуре в зависимости от смещения в сфрмированных мезаструктурах, измерения проведены только в отсутствие смещения. Согласно расчетам, сдвиг максимума излучения со смещением в два раза слабее, чем для структуры с 5 InGaN/GaN КЯ, что объясняется почти в два раза большей толщиной *i*-области структуры. При малых напряжениях смещения изменения слабые, что, возможно, связано с экранированием приложенного поля носителями внутри КЯ, локализованными на интерфейсе GaN/AlGaN, по анологии с HEMT-структурами. Для данной структуры также наблюдалась модуляция отражения при приложении смещения (рис. 3, *б*), но эффект выражен слабее, чем для структур с InGaN КЯ, относительная модуляция отражения всего 5 %.

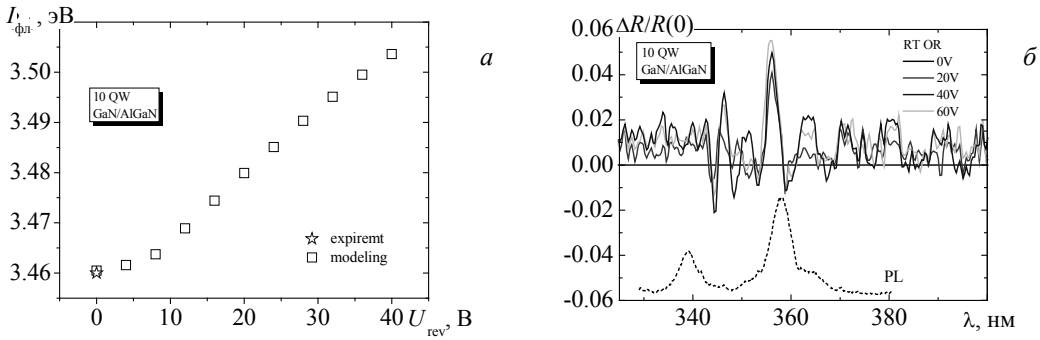


Рис. 4. Расчетная зависимость максимума ФЛ (*а*) и зависимость относительного изменения отражения (*б*) от приложенного смещения

Заключение

Показана принципиальная возможность создания работающих при комнатной температуре резонансных брэговских отражателей на основе системы экситонов в периодических квантовых ямах InGaN/GaN и GaN/AlGaN, а также возможность модуляции отражения при приложении электрического поля в таких структурах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 14-29-07243 офи-м.

Литература

1. Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда. *Физика твердого тела*. 1994. № 7. С. 2118.
2. E. Sari, S. Nizamoglu, T. Ozel, H.V. Demir. *Appl. Phys. Lett*. 2007. Vol. 90. P. 011101.

Reflectance Modulation Using III-N Exciton Bragg Structure

A. V. Sakharov [a], W. V. Lundin [a], E. E. Zavarin [a], S. O. Usov [a, b], D. S. Arteev [a], V. V. Chaldyshev [a], A. S. Bolshakov [a], M. A. Yagovkina [a], A. F. Tsatsulnikov [b]

[a] *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St-Petersburg, Russia; e-mail: val.beam@mail.ioffe.ru*
[b] *SHM R&E Center, Russian Academy of Sciences, St-Petersburg, Russia*

Optical reflectance from InGaN/GaN and GaN/AlGaN multi quantum well structures with λ/2 period was studied at room temperature. Resonace Bragg reflection from exciton states in QWs was demonstrated as well as reflectivity modulation by electric field.

Keywords: electro-optical modulation, GaN, Bragg mirror.

Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур с квантовыми точками CdTe/Zn(Mg)(Se)Te для излучателей одиночных фотонов

С. В. Сорокин, И. В. Седова, С. В. Гронин, К. Г. Беляев, М. В. Рахлин, А. А. Торопов, С. В. Иванов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: sorokin@beam.ioffe.ru

Представлены результаты по технологии выращивания на подложках InAs(001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) гетероструктур с квантовыми точками (КТ) CdTe/Zn(Mg)(Se)Te. КТ формировались методом термической активации с осаждением на поверхность напряженного двумерного (2D) слоя CdTe толщиной ~3 МС слоя аморфного Te с его последующей быстрой термической десорбцией, что сопровождалось 2D-3D трансформацией морфологии поверхности. Приведены результаты рентгеноструктурных исследований короткопериодных сверхрешеток (СР) ZnTe/MgTe/MgSe, используемых в качестве широкозонных барьеров в структурах с КТ CdTe/ZnTe для эффективного ограничения дырок. Показано, что при конструировании данных СР необходимо учитывать частичное замещение атомов Te селеном на гетероинтерфейсах MgSe/ZnTe и MgTe/MgSe. В гетероструктурах с КТ CdTe/Zn(Mg)(Se)Te продемонстрирована фотолюминесценция (ФЛ) из КТ вплоть до T=300K. Спектры микро-ФЛ при T=10 K демонстрируют набор линий от одиночных КТ CdTe/ZnTe, при этом поверхностная плотность КТ может быть оценена как ~10^{10} см$^{-2}$.

Ключевые слова: квантовые точки, молекулярно-пучковая эпитаксия, ZnTe/MgTe/MgSe сверхрешетки, микрофотолюминесценция, фотолюминесценция одиночных КТ.

Введение

Эмиссия одиночных фотонов в эпитаксиальных структурах с квантовыми точками (КТ) продемонстрирована для различных систем соединений $A^{III}B^{V}$ и $A^{II}B^{VI}$, в том числе для КТ CdSe/Zn(S,Se) [1, 2] и CdTe/ZnTe [3]. При этом одним из критических параметров, способствующих наблюдению люминесценции из одиночных КТ, является их поверхностная плотность. Ранее было показано, что использование режима термической активации (ТА) при выращивании структур с КТ CdTe/ZnTe методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), когда формирование КТ индуцируется уменьшением поверхностной энергии напряженного двумерного (2D) слоя CdTe при его покрытии слоем аморфного Te с его последующей быстрой десорбцией [4], дает возможность формировать массивы КТ с низкой поверхностной плотностью ~10^{10} см$^{-2}$ [4, 5]. Ранее нами [6] на мезаструктурах шириной 200 нм, изготовленных из структур с КТ CdTe/ZnTe, сформированными в режиме ТА, удалось наблюдать эффект антибанчинга фотонов со средним значением автокорреляционной функции $g^{(2)}(0)$ 0.16 (±0.04) при T = 8 K, что указывает на однофотонную природу излучения из КТ. Увеличение рабочей температуры однофотонных источников на основе КТ CdTe/ZnTe требует использования широкозонных барьеров ZnMgSeTe, что позволяет значительно улучшить ограничение дырок за счет увеличения разрыва валентной зоны на гетерогранице CdTe/ZnMgSeTe по сравнению с CdTe/ZnTe.

В настоящей работе сообщается о выращивании методом МПЭ наноструктур с ТА КТ CdTe, внедренными в барьеры квазичетверного твердого раствора ZnMgSeTe, реализованного в виде короткопериодных сверхрешеток (СР) ZnTe/MgTe/MgSe (период СР T_{SL}~2 нм), и исследовании их структурных и фотолюминесцентных свойств. Структуры продемонстрировали ФЛ КТ вплоть до комнатной температуры, а также спектрально разрешенные линии излучения из одиночных КТ при T = 10 K.

Эксперимент

Структуры с КТ CdTe/Zn(Mg)(Se)Te выращены при температуре подложки T_S = 295–300 °C в условиях обогащения поверхности атомами VI группы псевдоморфно к подложкам InAs(001) с выращенным на них буферным слоем 0.2 мкм-InAs при использовании двухкамерной установки МПЭ (SemiTEq, Санкт-Петербург). Стандартные эффузионные источники Zn, Cd, Mg, Te, а также клапанный источник Se использованы в качестве источников молекулярных пучков. Рост инициирован одновременным открытием заслонок Zn и Te на поверхность буферного слоя

InAs с реконструкцией (2×4)As [7]. Рост КТ CdTe контролировался *in situ* методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Структуры с КТ CdTe/Zn(Mg)(Se)Te состояли из буферного слоя ZnTe толщиной 5 моноатомных слоев (МС), короткопериодной СР ZnTe/MgTe/MgSe толщиной ~150 нм, слоя КТ CdTe, отделенного с обеих сторон от слоев СР спейсерами ZnTe толщиной 3 МС, и верхней СР ZnTe/MgTe/MgSe толщиной ~45 нм. Напряженные слои CdTe (толщиной ~3 МС) выращивались в режиме стандартной МПЭ, после чего покрывались слоем аморфного Te толщиной ~0.1 мкм при $T_S < 50$ °C. 2D-3D переход морфологии поверхности CdTe отчетливо наблюдался в ДБЭО при резком повышении температуры подложки (~40 °C/мин) при $T_S \sim 220$ °C после десорбции слоя аморфного теллура. Постепенное увеличение T_S до 300 °C осуществлялось в течение 30—40 мин в отсутствие потока Te на поверхность роста. Дополнительно также выращены структуры, содержащие “чистые” СР ZnTe/MgTe/MgSe. Для анализа структурных свойств образцов измерены Θ–2Θ дифракционные кривые вблизи рефлекса InAs(004) с использованием дифрактометра D8 Discover (Bruker-AXS, Германия) в параллельной геометрии пучка рентгеновских лучей, а также проведены измерения методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в геометрии поперечного сечения (с использованием микроскопа Philips EM-420a). Оптические свойства структур с КТ исследованы методом спектроскопии ФЛ и низкотемпературной микро-ФЛ. Спектры регистрировались с помощью охлаждаемой ПЗС-камеры, в качестве источников возбуждения использовались лазерные линии с λ = 377 и 404 нм (CUBE-лазер, Coherent).

Результаты и их обсуждение

Идея заменить четверной твердый раствор ZnMgSeTe короткопериодными СР типа ZnTe/MgTe/MgSe предложена и реализована ранее Pacuski и др. [8] при МПЭ высокоотражающих широкополосных распределенных брэгговских отражателей, согласованных по периоду решетки с ZnTe. В случае использования СР типа ZnTe/MgTe/MgSe существенно упрощается управление составом растущего слоя, которое реализуется посредством подбора толщин образующих СР бинарных соединений. В настоящей работе все слои короткопериодных СР ZnTe/MgTe/MgSe с периодом ~2 нм выращены в режиме МПЭ в условиях обогащения поверхности элементами VI группы. Приоритет формирования интерфейсных слоев в СР определяется различием в энтальпии образования соответствующих бинарных соединений (для решетки цинковой обманки):

$$\Delta H^0_{298}(\mathrm{MgSe}) > \Delta H^0_{298}(\mathrm{ZnSe}) > \Delta H^0_{298}(\mathrm{MgTe}) > \Delta H^0_{298}(\mathrm{ZnTe})(\mathrm{zb}). \quad (1)$$

Таким образом, исходя из (1), следует ожидать формирования слоя ZnSe на интерфейсе MgSe/ZnTe, в то время как частичное замещение атомов теллура селеном на интерфейсе MgTe/MgSe должно приводить к увеличению доли MgSe в СР. Эти предположения подтверждаются моделированием Θ–2Θ кривых ренгеновской дифракции (РД) двух структур с СР ZnTe/MgTe/MgSe, измеренных вблизи рефлекса (004) InAs (рис. 1). Хорошее соответствие экспериментальных и модельных кривых РД достигается в предположении формирования слоев

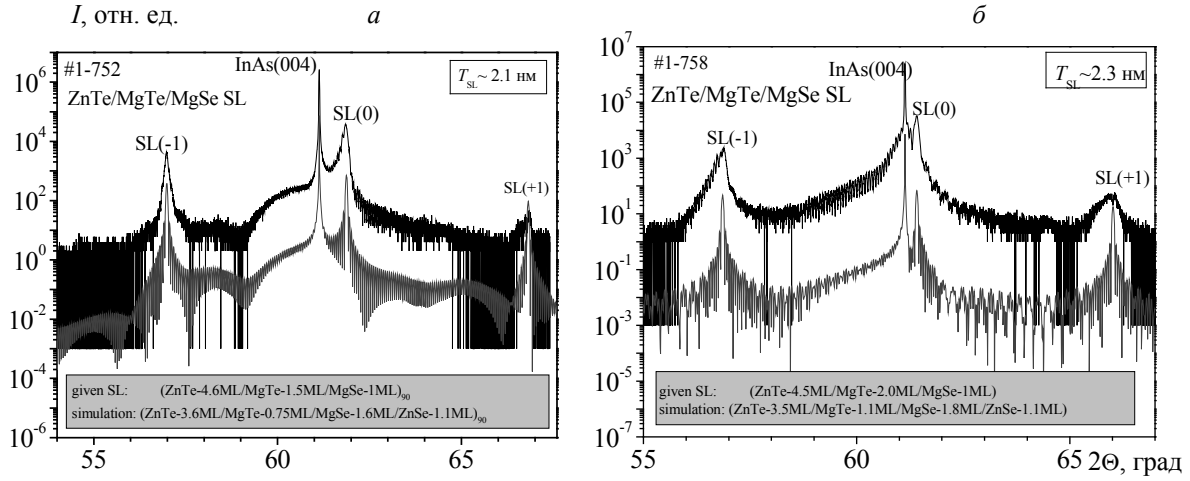


Рис. 1. Кривые РД вблизи рефлекса (004) InAs для структуры с 0.2-мкм СР ZnTe/MgTe/MgSe (*а*) и для структуры с КТ CdTe/ZnTe, ограниченными барьерами в виде короткопериодных СР ZnTe/MgTe/MgSe (*б*)

1 МС-ZnSe на границах раздела MgSe/ZnTe за счет уменьшения толщины слоев ZnTe, а также увеличения толщины слоев MgSe на 0.7—0.9 МС на интерфейсах MgTe/MgSe за счет уменьшения толщины прилежащих слоев MgTe. Помимо заданного периода СР при моделировании кривых РД использовались скорости роста бинарных соединений, составляющих СР, определенные по осцилляциям интенсивности отраженного пятна в ДБЭО. Дополнительно учитывалось различие между скоростями роста слоев MgTe и MgSe, выращиваемых при постоянном потоке Mg, за счет различия в периоде решетки соответствующих соединений.

Формирование ZnSe-содержащих слоев толщиной 1.5 МС и 2.5 МС на интерфейсах ZnTe/CdSe при МПЭ СР типа ZnTe/CdSe ранее отмечено в [9]. Однако в отличие от настоящей работы слои ZnTe в [9] были выращены в Zn-обогащенных условиях, способствующих формированию дополнительных МС ZnSe. В любом случае, несмотря на то что детали микроструктуры интерфейсов в ZnTe/MgTe/MgSe СР неизвестны, их вклад необходимо учитывать при конструировании СР, изопериодичных к подложке InAs. Изображение структуры с CdTe/ZnTe КТ в барьерах ZnTe/MgTe/MgSe СР, полученное методом ПЭМ в геометрии поперечного сечения, представлено на рис. 2, *а*. Четко различаются как слои СР, так и слой CdTe/ZnTe КТ. Периоды составляют ~2.36 и ~2.29 нм для верхней и нижней СР, что хорошо согласуется с данными РД. Различие 3% может быть связано с вариацией потоков основных элементов из-за длительного прерывания роста, требуемого для формирования КТ CdTe/ZnTe в режиме ТА. Более того, длительная пауза при формировании КТ в режиме ТА, требуемая для снижения T_S до уровня <50 °С, может приводить к образованию заметной плотности дефектов упаковки (ДУ) на гетероинтерфейсе КТ/ZnTe (рис. 2, *б*).

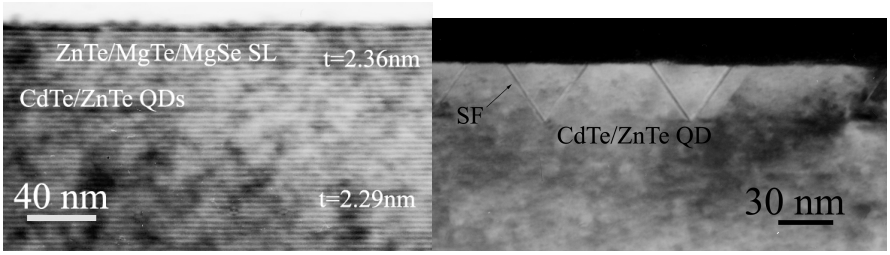


Рис. 2. ПЭМ-изображения в геометрии поперечного сечения структуры с КТ CdTe/ZnTe: *а* — ограниченными барьерами в виде СР ZnTe/MgTe/MgSe; *б* — демонстрирует возможность образования большой плотности ДУ на гетерогранице КТ/ZnTe, связанной с длительным прерыванием роста при формировании КТ в режиме ТА

Спектры ФЛ структуры с КТ CdTe/Zn(Mg)(Se)Te (рис. 3) демонстрируют максимумы, связанные с СР и КТ CdTe/ZnTe, причем первый доминирует при низких температурах. Отчетливо наблюдается сложная структура максимума ФЛ КТ, который начинает преобладать в спектре при $T > 50$ К. Коротковолновый более узкий максимум ($E_{max} \sim 2.2$ эВ) может быть связан с излучением из так называемого смачивающего слоя, в то время как широкий длинноволновый максимум ($E_{max} \sim 1.9$—2.0 эВ) связан с излучением непосредственно из КТ. За счет большего ограничения дырок ФЛ КТ сохраняется вплоть до комнатной температуры, при этом интенсивность пика ФЛ КТ при изменении температуры от 8 до 150 К падает всего в 4—5 раз по сравнению с 25 для случая КТ CdTe/ZnTe.

На процесс формирования КТ CdTe/ZnTe сильное влияние оказывает остаточный фон Se в камере МПЭ [6, 10]. Радикальное снижение потока селена при росте слоев MgSe в СР позволяет существенно сократить паузу при закрытом клапанном источнике Se после выращивания нижней СР ZnTe/MgTe/MgSe, которая требуется для предотвращения замещения теллура селеном на поверхности слоя КТ, препятствующего 2D-3D переходу морфологии поверхности CdTe в ДБЭО, после десорбции слоя аморфного Te при формировании КТ в режиме ТА. В результате данной оптимизации роста наблюдался отчетливый 2D-3D переход ДБЭО, свидетельствующий о формировании КТ CdSe в СР барьерах (рис. 3, вставка). В спектрах микро-ФЛ ($T = 8$ К) для структуры с КТ CdTe/Zn(Mg)(Se)Te наблюдается набор узких дискретных линий излучения одиночных КТ, при этом их поверхностная плотность оценивается как $\sim 10^{10}$ см$^{-2}$.

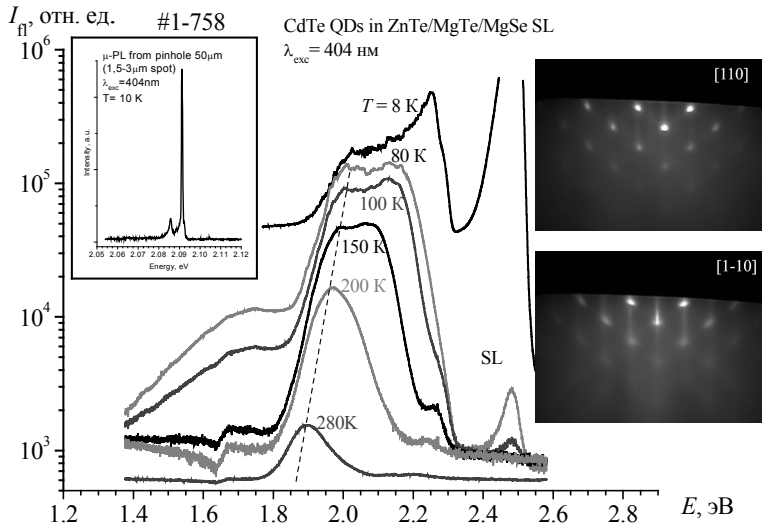


Рис. 3. Спектры ФЛ (T = 8—280 К) структуры с КТ CdTe/ZnTe, ограниченными барьерами в виде короткопериодных СР ZnTe/MgTe/MgSe; на вставках — спектр низкотемпературной микро-ФЛ и изображения ДБЭО в двух ортогональных направлениях [110] и [1-10] при формировании КТ.

Заключение

Методом МПЭ выращены структуры с КТ CdTe в барьерах квазичетверного твердого раствора ZnMgSeTe, реализованного в виде короткопериодных СР ZnTe/MgTe/MgSe, согласованных по периоду решетки с подложкой InAs (001). Определены основные особенности МПЭ таких СР, связанные со спонтанным формированием ZnSe-содержащих слоев на интерфейсах MgSe/ZnTe и увеличением доли MgSe в СР за счет частичного замещения атомов Te селеном на интерфейсах MgTe/MgSe. Показано, что снижение потока Se при росте СР позволяет сократить до 30 мин паузу после выращивания нижней СР ZnTe/MgTe/MgSe при закрытом клапане Se источника, необходимую для нейтрализации влияния Se-фона в камере МПЭ на процесс формирования КТ CdTe/Zn(Mg)(Se)Te. Спектры микро-ФЛ (T = 10 К) структуры с КТ CdTe/Zn(Mg)(Se)Te демонстрируют набор узких дискретных линий излучения одиночных КТ в спектральном диапазоне 2.0—2.2 эВ, а поверхностная плотность КТ оценивается как ~10^{10} см$^{-2}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект #14-22-00107).

Литература

1. A. Tribu, G. Sallen, T. Aichele, R. André, J.-P. Poizat, C. Bougerol, S. Tatarenko, K. Kheng. *Nano Lett*. 2008. Vol. 87(12). P. 4326–4329.
2. O. Fedorych, C. Kruse, A. Ruban, D. Hommel, G. Bacher, T. Kümmell. *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 100. P. 061114.
3. C. Couteau, S. Moehl, F. Tinjod, J.M. Gérard, K. Kheng, H. Mariette, J.A. Gaj, R. Romestain, J.P. Poizat, *Appl. Phys. Lett*. **85**(25), 6251-6253 (2004)
4. F. Tinjod, B. Gilles, S. Moehl, K. Kheng, H. Mariette. Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82(24). P. 4340–4342.
5. С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, К.Г. Беляев, М.В. Рахлин, А.А. Торопов, И.С. Мухин, С.В. Иванов. *Письма в ЖТФ*. 2016. Т. **42**(24). С. 64–71.
6. S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Gronin, G.V. Klimko, K.G. Belyaev, M.V. Rakhlin, I.S. Mukhin, A.A. Toropov, S.V. Ivanov. *J. Cryst. Growth* (2017) (in print)
7. P. Grabs, G. Richter, R. Fiederling, C.R. Becker, W. Ossau, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, W. Weigand, E. Umbach, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. *Appl. Phys. Lett*. 2002. Vol. 80(20). P. 3766–3768.
8. W. Pacuski, C. Kruse, S. Figge, D. Hommel. Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94. P. 191108.
9. B. Bonef, L. Gérard, J.-L. Rouvière, A. Grenier, P.-H. Jouneau, E. Bellet-Amalric, H. Mariette, R. André, C. Bougerol. *Appl. Phys. Lett*. 2015. Vol. 106. P. 051904.
10. J.-G. Rousset, J. Kobak, E. Janik, M. Parlinska-Wojtan, T. Slupinski, A. Golnik, P. Kossacki, M. Nawrocki, W. Pacuski. *J. Appl. Phys*. 2016. Vol. 119. P. 183105.

Molecular Beam Epitaxy of CdTe/Zn(Mg)(Se)Te Quantum Dots Structures for Single Photon Emitters

S. V. Sorokin, I. V. Sedova, S. V. Gronin, K. G. Belyaev, M. V. Rakhlin, A. A. Toropov, S. V. Ivanov

Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St.-Petersburg, Russia; e-mail: sorokin@beam.ioffe.ru

We report on pseudomorphic MBE growth of CdTe/Zn(Mg)(Se)Te quantum dot (QD) structures on InAs(100) substrates. The QDs were fabricated by using a thermal activation technique comprising deposition of a strained 3-ML-thick CdTe 2D layer, covering it with amorphous Te, followed by fast thermal desorption of the Te layer, which results in a 2D-3D RHEED pattern transition. The results of X-ray studies of short-period ZnTe/MgTe/MgSe superlattices (SLs) used as wide-gap barriers in CdTe/ZnTe QDs structures for efficient hole confinement are presented. It is shown that it is necessary to take into account in the SL design the partial replacement of Te atoms with selenium at the MgSe/ZnTe and MgTe/MgSe heterointerfaces. The heterostructures with CdTe/Zn(Mg)(Se)Te QDs exhibit photoluminescence from QDs up to T = 300 K. The micro-PL spectra at T = 10 K demonstrate narrow emission lines from single CdTe/ZnTe QDs, and their surface density could be estimated as ~10^{10} cm^{-2}.

Keywords: quantum dots, molecular beam epitaxy, ZnTe/MgTe/MgSe superlattices, microphotoluminescence, single QD luminescence.

Диодные лазеры и твердотельные системы освещения

О. Р. Абдуллаев, Ю. Л. Ахмеров, М. В. Меженный, А. А. Савчук, А. А. Чельный

АО “Оптрон”, Москва, Россия; e-mail: lab351@mail.ru

Рассматриваются основные достоинства использования диодных лазеров как источников света накачки люминофоров в твердотельных системах освещения. Отмечен принципиально возможный более высокий КПД. таких систем. Рассмотрены вопросы экономической эффективности их производства и преимущества их применения. Обсуждается возможность создания принципиально новых систем освещения и сигнализации, стойких к внешним воздействующим климатическим и механическим факторам.

Ключевые слова: накачка люминофоров, диодные лазеры, лазерное освещение, стойкость к внешним воздействующим факторам.

Введение

Создание С. Накамурой [1] синих светоизлучающих диодов (СД) на основе нитридных соединений III группы, таких как (Al, In, Ga)N, привело к бурному развитию светодиодного освещения, которое в настоящее время вытесняет альтернативные люминесцентные лампы и лампы накаливания. Светодиодное освещение имеет ряд неоспоримых преимуществ по сравнению с традиционными источниками света: более высокий срок службы (вплоть до 50000 часов), компактные размеры, высокую световую отдачу, широкий диапазон рабочих температур, низкое потребление электроэнергии, возможность реализации комфортного и экологически безопасного освещения с постоянными цветовыми и светотехническими характеристиками. Однако СД как источники излучения имеют фундаментальные физические особенности работы, которые ограничивают их световую мощность:

1. В синих СД спонтанное излучение, распространяющееся из активной области во все стороны, из-за эффекта полного внутреннего отражения в значительной степени не может быть выведена из светодиодного чипа. После многократных внутренних переотражений значительная часть генерируемой в активной области световой энергии теряется, переходя в тепло.

2. При сравнительно больших токах инжекции внешняя квантовая эффективность светодиодов резко снижается. Имеет место эффект, известный под названием efficiency droop. Он обусловлен особенностями инжекции и рекомбинации носителей в очень тонких квантоворазмерных областях СД и связан с постоянным ростом концентрации инжектированных носителей с увеличением тока накачки.

Диодные лазеры (ДЛ) лишены этих фундаментальных недостатков. Во-первых, лазерное излучение внутри лазерного чипа распространяется направленно, почти перпендикулярно плоскости поверхности, через которую оно и выходит из чипа, и внутренние потери излучения оказываются несущественными. Во-вторых, в ДЛ по достижении порога генерации концентрация инжектированных носителей не увеличивается, либо увеличивается очень слабо из-за чрезвычайно высокой скорости рекомбинации. Вследствие этого внешняя квантовая эффективность ДЛ остается постоянной либо снижается незначительно, в широком диапазоне токов накачки.

Рассмотрим преимущества использования лазеров в качестве источника света накачки люминофоров по сравнению со светодиодами.

Энергетическая эффективность (КПД)

Энергетическая эффективность определяется как отношение мощности света, выходящего из прибора, к затрачиваемой электрической мощности. В прямозонных материалах, используемых для изготовления лазеров и светодиодов, внутренний квантовый выход, т. е. отношение числа рождающихся фотонов к количеству прорекомбинировавших электроно-дырочных пар, близок к 100 %. Первые светодиоды и лазеры были изготовлены на основе *p–n*-переходов в GaAs в начале 60-х годов прошлого века. Уже тогда было отмечено, что если КПД светодиодов 2—3 %, то КПД лазеров близко к 100 %, хотя они и работали только при “азотных” температурах. Работы Алферова позволили создать лазеры на гетеропереходах, работающие и при нормальных климатических условиях. СД на гетероструктурах также увеличили КПД.

В лучших приборах с прозрачной, непоглощающей подложкой на материалах гетреоструктур AlGaAs/GaAs и AlGaInP/GaInP достигнут КПД 35 % за 50 лет интенсивной работы и “вылизывания” технологических операций. Лучшее значение КПД для лазеров достигло 75 %, т. е. в два раза выше. Применение гетероструктур позволило создать приборы, работающие при высоких температурах, за счет резкого снижения утечек носителей из активной области СД и лазеров. Однако за это пришлось заплатить высокую цену — снижение максимально возможного КПД. Если в обычном *p*-*n*-переходе носители инжектируются из того же материала, что и активная область, то в гетероструктурах носители инжектируются из материалов с большей шириной запрещенной зоны. Для того чтобы упасть на дно зоны проводимости в активной области, электроны, инжектированные из широкозонного *n*-эмиттера, должны потерять часть энергии, равную величине разрыва зон между широкозонным и активным слоями. Термолизация идет за время порядка времени релаксации Максвелла за счет передачи энергии фононам. Аналогично дырки, инжектированные из *p*-эмиттера, теряют энергию, чтобы оказаться у потолка валентной зоны. В двойных гетероструктурах для эффективного удержания носителей разрыв в зонах проводимости долен быть >0.25 эВ, а разрыв в валентных зонах 0.05 эВ, что в сумме дает разность в ширине запрещенной зоны для активной области и широкозонных эмиттеров 0.3 эВ. В случае GaAs как материала активной области с шириной запрещенной зоны 1.42 эВ для эффективной локализации носителей ширина запрещенной зоны широкозонных эмиттеров должна быть ≥1.72 эВ. Если считать внутренний квантовый выход 100 %, то значительная доля энергии носителей переводится в тепло (1.72 – 1.42)/1.72 = 0.175, почти 20%. Таким образом, как бы ни совершенствовали технологию и повышали качество материала, КПД не может превышать 80 %. В этом смысле гетероструктуры на основе нитридов третьей группы по-своему уникальны. Поскольку для удержания носителей достаточно разницы в ширине запрещенных зон 0.3 эВ, то чем больше ширина запрещенной зоны материала активной области и чем короче длина волны излучения, тем более высокий КПД может быть достигнут. Для синих лазеров и СД с длиной волны 450 нм ширина запрещенной зоны активной области 2.76 эВ. Для локализации носителей достаточно иметь ширину запрещенной зоны эмиттеров 3.06 эВ. Это дает теоретический КПД 90 %.

Как говорилось выше, КПД лазеров на традиционных материалах в два раза выше, чем традиционных СД. Современное состояние техники пока не позволяет лазерам синего диапазона быть более эффективными, чем аналогичные СД. Но нет никаких сомнений, что последующее совершенствование технологии изготовления таких лазеров приведет к тому, что их КПД приблизится к 90 %, а КПД синих СД, несмотря на усложнение технологии, связанной с решением проблемы вывода излучения, не превысит 70 %.

ДЛ имеет потенциальное преимущество перед СД по величине КПД и энергоэффективности на ~20 %.

Внешняя дифференциальная квантовая эффективность

Синие СД демонстрируют снижение внешней дифференциальной квантовой эффективности с ростом рабочего тока. Хотя такое поведение свойственно всем СД, в синих СД, изготавливаемых на основе квантоворазмерных гетероструктур, этот эффект особенно силен и известен под названием efficiency droop. Он связан с тем, что для повышения мощности излучения необходимо увеличивать концентрацию носителей в активной области, раздвигая квазиуровни Ферми для электронов и дырок, т. е. прикладывая все большее напряжение. При этом снижается барьер для носителей и начинают играть роль процессы Оже-рекомбинации. В результате падает внутренний квантовый выход, а эффективность снижается.

В лазерах по достижении порога генерации скорость рекомбинации возрастает настолько, что концентрация носителей больше не увеличивается, уровни Ферми фиксируются, внутренний квантовый выход остается постоянным, хотя ток может превосходить пороговый в десятки и сотни раз. С полоска шириной 100 мкм в ДЛ можно ожидать мощности 10—15 Вт в непрерывном режиме. СД с аналогичной рабочей площадью даст не более 1 Вт света.

Один чип ДЛ может дать в 10—100 раз больше света накачки, чем чип СД таких же размеров.

Себестоимость изготовления

Всегда считалось, что сделать лазер сложнее, чем СД. Стоимость лазеров на рынке всегда выше стоимость СД на аналогичных материалах. Можно отметить, что современные мощные СД не менее трудоемкие и материалоемкие, чем лазер. Количество операций при их изготовлении возросло, а для отвода тепла стали применяться мощные металлические корпуса. Во многом цена лазеров и СД на рынке определяется массовостью изготовления. Сейчас цена мощного СД 5 $, а мощного лазера 70$. Однако СД выпускается на порядки больше. Цена лазеров для электронной техники DVD и blue-ray не превышает 1$, хотя технологически они сложнее, чем многомодовые лазеры высокой мощности. Просто их тираж — миллионы штук в месяц. С учетом того что для получения той же световой мощности лазеров нужно в 10 раз меньше, цена продажи мощных лазеров будет вполне приемлемой для потребителя на уровне 20$ при световой мощности 10—15 Вт, т. е. при цене порядка 1.5—2 $ за 1 Вт. Для производства одинакового количества света необходимо в 10 раз меньше производственных мощностей и материальных затрат.

В условиях массового производства ДЛ имеет примерно ту же себестоимость изготовления, что и мощный СД, и меньшую себестоимость одного ватта излучения с одного чипа.

Ресурс работы

Всегда считалось, что СД очень надежны и имеют ресурс работы до 106 ч, а лазеры не столь надежны и, хорошо, если имеют 104 ч. Однако надо понимать, во-первых, что миллион часов работы подтвержден для индикаторных СД с очень малой плотностью тока. Мощные СД имеют рабочую плотность тока на порядок выше. Во-вторых, развитие технологии изготовления лазеров привело к тому, что ресурс мощных ДЛ достиг 106 ч при условии правильности выполнения технологических операций.

По своим ресурсным характеристикам современные мощные ДЛ не уступают мощным СД.

Удаленный люминофор

Использование в качестве света накачки излучения лазера позволяет создавать системы освещения с реально удаленным люминофором. Термин удаленный люминофор введен 10 лет назад для СД, в которых люминофор наносился не на поверхность чипа, а на отстоящую от поверхности чипа оптически прозрачную среду, тем самым развязывая с точки зрения теплопередачи сам чип и люминофор. В случае применения лазеров люминофор можно размещать на очень больших (до нескольких сотен метров) расстояниях от источника света, создавая принципиально новые системы освещения. Это можно делать благодаря тому, что в отличие от спонтанного излучения СД вынужденное излучение лазера имеет направленность в пространстве и может быть как сколлимировано в узкий пучок, так и введено в оптическое волокно. Первый случай предусматривает распространение излучения по воздуху в пределах прямой видимости. Таким образом могут быть организованы системы освещения труднодоступных мест в аварийных ситуациях, а также в ситуациях, когда требуется установить освещение в условиях ограниченного временного интервала и в условиях, когда освещение устанавливается на короткий срок, например, для освещения мест происшествий и техногенных аварий в лесной, болотистой и гористой местности, для освещения дорог в условиях марша военной техники, для обозначения целей и подачи световых сигналов и т. п. Распространение света по волокну позволяет создавать системы освещения для дорог, вокзалов, объектов повышенной опасности, включая шахты, пороховые и сахарные заводы, атомные станции и химические производства. Этот вариант позволяет быстро создавать зоны освещения под водой, в том числе подводных трубопроводов, в тоннелях и на мостах в условиях агрессивного воздействия окружающей среды, соляного тумана, вибраций и ударов, сильных электромагнитных полей, для габаритных огней и систем освещения судов, подводных лодок, подводных объектов. Снижение веса конечного источника света позволяет иметь преимущества при создании мачтового освещения с точки зрения как облегчения конструкции, так и упрощения эксплуатации и обслуживания. Например, освещение футбольных полей, устройство дорожного освещения, освещения на станциях и вокзалах, экстерьерное освещение и т. п. Поскольку состав люминофоров может быть разным, в принципе можно добиваться любой длины волны излучения. Тем самым появляется возможность создавать новые сигнальные и информационные системы, светофоры, ак-

тивную дорожную разметку и т. п., имеющую серьезные преимущества перед аналогичными системами на светодиодах.

Лазеры позволяют создавать принципиально новые системы освещения и сигнализации, стойкие к внешним воздействующим климатическим и механическим факторам. Поскольку в таких системах освещения не используется электрический ток, возможно применение во взрывоопасных условиях и под водой.

Размер тела свечения

Поскольку вынужденное лазерное излучение в отличие от спонтанного излучения СД может быть эффективно сфокусировано в пятно микронных размеров, тело свечения люминофора может быть сформировано очень малым. Это существенно упрощает создание мощных прожекторов, так как тело свечения приближается к идеальному точечному источнику. Например, можно создавать мощные прожекторы для автомобильных фар, локомотивов, судов, маяков, самолетов, аэродромов, вокзалов, стадионов и площадей и т. п. с очень малой расходимостью света, приближающейся к дифракционной.

Потенциально существенно меньший размер тела свечения позволяет уменьшить расходимость излучения мощных прожекторов, уменьшить их вес и упростить обслуживание.

Возможность использования света с поверхности люминофора, на которую падает свет накачки

В СД так же, как и в люминесцентных лампах, используется люминесцентный свет с обратной стороны от стороны, на которую падает возбуждающий свет накачки. Из теории и практики люминесцентных ламп хорошо известно [2], что интенсивность люминесценции со стороны люминофора, на которую падает излучение накачки, гораздо выше (на ~20—50 %) интенсивности люминесцентного излучения, прошедшего через слой люминофора. Возможность удалить на большое расстояние люминофор позволяет в конструкции осветительного прибора использовать сторону люминофора с прямым падением.

Возможны конструкции с фронтальным падением света накачки, что повышает эффективность люминесценции на 20 %.

Заключение

В настоящее время разработки систем лазерного освещения идут в нескольких направлениях. Первое — создание мощных источников для прожекторов и фар головного света. Это направление доведено до серийного выпуска. Топовые модели таких автопроизводителей, как BMW, Audi, Mercedes, уже несколько лет оснащаются “лазерными” фарами, которые в настоящее время существуют и в виде опции при заказе традиционных марок [3].

Второе — направление, развиваемое SoraaLaser Inc, (т.е. с участием Накамуры) [4], которое предусматривает прямую замену кристалла светодиода на кристалл лазера в уже ставших традиционными светотехнических устройствах.

Третьим является направление, использующее доставку излучения накачки к сильно удаленному люминофору посредством коллимированного пучка или по волокну [5].

Четвертое — создание мощных осветительных устройств RGB, что позволит отказаться от люминофоров, еще больше повысив общий КПД светотехнической аппаратуры.

Развитие этих направлений должно привести к созданию крупносерийных производств мощных синих, зеленых и красных лазеров, сопоставимых в количественном измерении с массовым производством лазеров для записи/считывания информации.

В то же время можно отметить ряд возникающих при создании систем лазерного освещения технических проблем, подлежащих решению в ближайшем будущем, в частности, проблему спеклов, а также проблему малой ширины линии излучения лазеров.

Литература

1. S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh. *Appl. Phys. Lett*. 1994. Vol. 64. P. 1687.
2. А.А. Гершун. *Избранные труда по фотометрии и светотехнике*. Г. И. физико-математической литературы. 1958. С. 49–85.
3. F. Raman. *Compound Semiconductor*. 2017. Vol. 23, No. 2. P. 46–49.

4. J.W. Raring et al. *Laser diode phosphor modules for unprecedented SSL optical control. 2016. Illuminating Engineering Society (IES) Annual Conference*, Orlando, FL (Oct. 24, 2016).
5. RU № 165548 U1, МПК: F21V 8/00 (2006.1); F21K 99/00 (2010.1), опубликовано 20.10.2016, бюллетень №29.

Diode Laser and Solid State Lighting

O. R. Abdullaev, Y. L. Akhmerov, M. V. Mezhennyi, A. A. Savchuk, A. A. Chelny

JSC "Optron", Moscow, Russia; e-mail: lab351@mail.ru

The main features of diode lasers application as a light pumping source in solid-state lightning (SSL) systems have been considered. It is noting the possibility to obtain a higher efficacy in such systems. Questions of economic efficiency in manufacturing and application have been discussed. Diode laser as a pumping source makes it possible to create and develop technically new SSL systems especially resistant to impact of external climatic and mechanical factors.

Keywords: diode lasers, pumping of phosphors, laser lightning, external climatic and mechanical factors.

Светотехнические характеристики систем лазерного освещения

О. Р. Абдуллаев, Ю. Л. Ахмеров, М. В. Меженный, А. А. Савчук, А. А. Чельный

АО “Оптрон”, Москва, Россия; e-mail: yuri.akhmerov@yandex.ru; lab351@mail.ru

Обсуждаются проблемы измерения светотехнических (фотометрических и колориметрических) характеристик светодиодных систем освещения. Отмечаются основные проблемы измерения светотехнических параметров лазерных систем освещения. Предложена математическая модель аппроксимации функций сложения цветов для измерений фотометрических и колориметрических параметров, проведена ее верификация. Выполнен сравнительный анализ координат цветности источника “белого” света при светодиодной и лазерной накачке на основе удаленного люминофора.

Ключевые слова: светодиод, диодный лазер, полупроводниковый лазер, люминофор, люминесценция, колориметрия, фотометрия.

Введение

Создание эффективных энергосберегающих систем освещения в условиях ограниченности ресурсов производства и потребления электрической энергии является важной и актуальной научно-технической задачей на протяжении последних лет. Первый шаг на пути реализации таких систем — создание синих, а затем и “белых” светоизлучающих диодов (СИД) на их основе. Световая отдача первых “белых” СИД, которые находили практическую реализацию в системах освещения, составляла ~10—45 лм/Вт [1—3]. Следующий шаг в развитии светодиодного освещения (Solid State Lighting – SSL) — появление синих СИД второго поколения, в результате чего для “белых” СИД была достигнута световая отдача 150 лм/Вт [4, 5], в некоторых работах сообщалось о достижении рекордных значений вплоть до 280 лм/Вт [6].

Проблемы изучения фотометрических и колориметрических характеристик “белых” СИД

Методики проведения фотометрических и колориметрических измерений осветительных устройств на основе ламп накаливания и люминесцентных ламп были разработаны в первой половине прошлого века (CIE 1931). Их основой стала функция относительной спектральной чувствительности среднего наблюдателя V(λ). При этом известно [7], что функция относительной спектральной чувствительности для среднего наблюдателя $V(\lambda)$ является некорректной в коротковолновой области.

Развитие фотометрии как научной дисциплины привело к внесению изменений в функцию относительной спектральной чувствительности среднего наблюдателя $V(\lambda)$. Основанием было изменение значения поля зрения среднего наблюдателя с 2° (CIE1931) до 10º (CIE 1964), что привело к изменению формы колориметрических функций сложения цветов $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$, обозначаемых индексом 10: $x10(\lambda)$, $y10(\lambda)$, $z10(\lambda)$, сравнительные характеристики которых представлены на рис. 1.

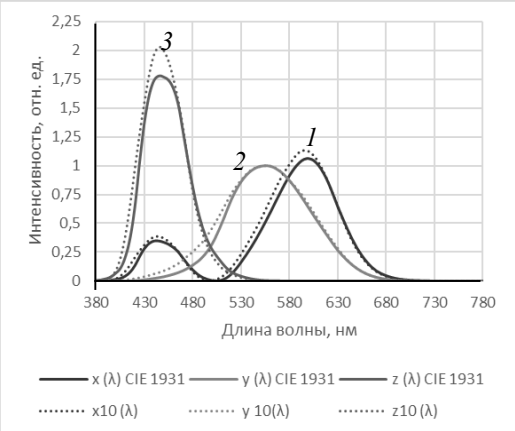


Рис. 1. Функции сложения цветов $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$в редакции CIE 1931 (сплошные линии) и $x_{10}(\lambda)$, $y_{10}(\lambda)$, $z_{10}(\lambda)$ в редакции CIE 1964 (пунктир) (*1—3* соответственно)

Появление светодиодных систем освещения, имеющих специфическую, отличную от других источников “белого” света форму спектральной характеристики, привело к возникновению как метрологических, так и методических трудностей при проведении фотометрических и колориметрических измерений. Данная проблема была решена совсем недавно с введением нового международного стандарта (CIE 2015).

Появление новых систем освещения на основе диодных лазеров (ДЛ) [8] приведет к дальнейшему развитию методов фотометрии и колориметрии. Во-первых, лазерное излучение является когерентным, поэтому ДЛ имеет узкую спектральную линию, полуширина которой может находиться в пределах 0.1—3нм. Табличные значения функций сложения цветов не приемлемы для оценки фотометрических и колориметрических характеристик, так как имеют слишком большой шаг (1, 5, 10 нм).

Во-вторых, большое значение спектральной плотности мощности ДЛ обусловливает возникновение эффекта насыщения фототока приемной матрицы современных измерительных приборов, что приводит к уширению спектральной линии и, как следствие, к возникновению ошибок при вычислениях.

Цель данной работы — исследование светотехнических характеристик (координат цветности и коррелированной цветовой температуры) источника “белого” света с удаленным люминофором на основе синего светодиода и диодного лазера, проведенных на основе функций сложения цветов по стандартам CIE 1931 и CIE 2015, адаптированных с помощью корреляционно-регрессионного метода полиномами Лагранжа пятой степени.

Объекты исследования — источник “белого” света с лазерной накачкой [9] и “белый” светодиод. Верификация математической модели расчета цветовых координат источника белого света с лазерной накачкой проводилась основе расчета цветовых координат белого LED с известными координатами цвета.

Результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены спектральные характеристики источников “белого” света на основе удаленного люминофора, люминесценция которого возбуждалась синим СИД и диодным лазером. Видно, что спектральная характеристика “белого” светодиода имеет два максимума: один соответствует спектральной характеристике синего светодиода, второй — люминофору. При этом наблюдается спектральный “провал” в области коротких длин волн до спектра излучения светодиода.

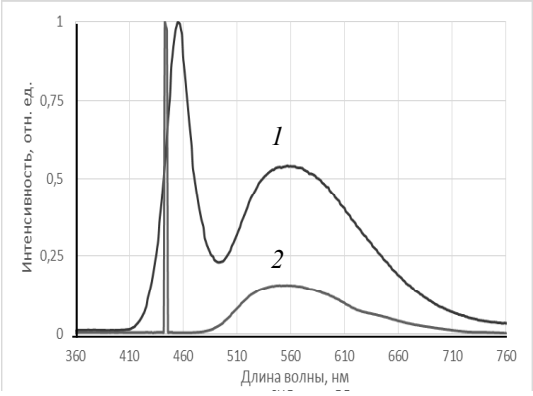


Рис. 2. Спектральные характеристики “белого” света на основе СИД (*1*) и ДЛ (*2*)

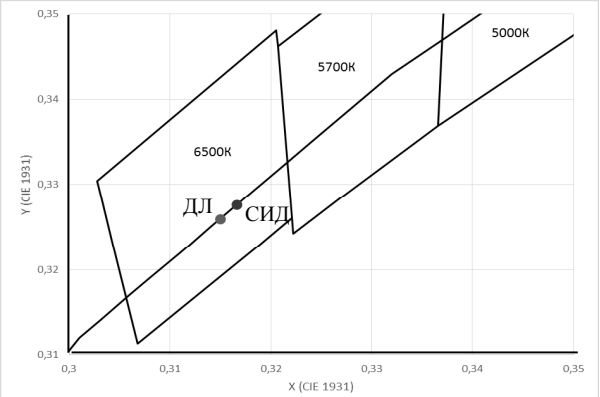


Рис. 3. Координаты цветности исследуемых источников по CIE 2004

Спектральная характеристика источника “белого” света на основе лазерного возбуждения люминофора (рис. 2) также имеет два максимума. Один соответствует спектральной характеристике ДЛ, второй — спектру излучения люминофора. При этом наблюдаются два спектральных “провала”. Первый находится в диапазоне длин волн от УФ до максимума спектральной характеристики лазерного излучения, второй — после спектральной характеристики ДЛ до начала спектра излучения люминофора.

Приведенные спектральные характеристики использовались для вычисления координат цветности и определения коррелированной цветовой температуры по на основе адаптированных функций сложения цветов в соответствии с CIE 2005.

Несмотря на явное различие спектральных характеристик исследуемых источников “белого” света, их координаты цветности лежат на кривой Планка (рис. 3) и соответствуют значению коррелированной цветовой температуры 6500 К.

Заключение

Проведена адаптация функций сложения цветов CIE 1931 и CIE 2015 с помощью корреляционно-регрессионного метода полиномами Лагранжа пятой степени. Исследованы спектральные характеристики “белого” источника света при возбуждении люминесценции люминофора синим светодиодом и диодным лазером. Рассчитаны цветовые координаты для исследуемых образцов. Показано, что спектральные характеристики “белого” светодиода и источника белого света на основе лазерной накачки люминофора имеют существенные отличия. Координаты цветности обоих источников “белого” света соответствуют цветовой характеристике излучения абсолютно черного тела (кривая Планка).

Литература

1. S. Nakamura. *Diamond and Related Materials*. 1996. Vol. 5, No. 3-5. P. 496-500.
2. А.Э. Юнович. *Светотехника*. 2003. № 3. С. 2-7.
3. Л.М. Коган. *Светотехника*. 2002. № 5. С. 16-20.
4. M.R. Kramers, O.B. Shchekin, R. Mueller-Mach, G.O. Mueller, L. Zhou, G. Harbers, M. G. Craford. *J. Display Techn*. 2007. Vol. 3, No. 2. P. 160.
5. А.Э. Юнович. *Светотехника*. 2007. № 6. С. 13.
6. http://www.cree.com/news-media/news/article/cree-first-to-break-300-lumens-per-watt-barrier
7. D.B. Judd. *Report of U.S. Secretariat Committee on Colorimetry Artificial Daylight // CIE Proceedings* (Stockholm). 1951. Vol. 1, Pt 7. P. 11.
8. Y. Xu, L. Chen, Y. Li, G. Song, Y. Wang. *Appl. Phys. Lett*. 2008. Vol. 92. P. 021129.
9. Патент RU № 165548 U1, МПК: F21V 8/00 (2006.1); F21K 99/00 (2010.1), опубликовано 20.10.2016, бюллетень 29.

Lighting Characteristics of Laser Lighting Systems

O. R. Abdullaev, Y. L. Akhmerov, M. V. Mezhennyi, A. A. Savchuk, A. A. Chelny

JSC “Optron”, Moscow, Russia; e-mail: yuri.akhmerov@yandex.ru; lab351@mail.ru

Photometric and colorimetric measurement of solid state laser lighting (SSLL) are discussed. A mathematical model of the approximation of color addition function is proposed for measuring photometric and colorimetric parameters of SSLL. Verification of the proposed mathematical model was carried out. A comparative analysis for the chromaticity coordinates of the “white” light source with LED-pumping and LD-pumping based on the remote phosphor is carried out.

Keywords: light-emitting diode, laser diode, semiconductor laser, phosphor, luminescence, colorimetry, photometry.

Комбинированные широкополосные источники света на основе суперлюминесцентных диодов спектрального диапазона 650–700 нм

А. С. Аникеев [а], С. Н. Ильченко [а], М. А. Ладугин [б], А. А. Мармалюк [б], А. А. Падалица [б], Ю. Л. Рябоштан [б], С. Д. Якубович [в]

[а] ООО "Оптон", Москва, Россия;
[б] ОАО НИИ "Полюс", Москва, Россия;
[в] Московский технологический университет (МИРЭА), Москва, Россия;
e-mail: yakubovich@superlumdiodes.com

Исследованы зависимости спектрально-мощностных характеристик пространственно-одномодовых суперлюминесцентных диодов (СЛД) на основе AlGaInP/GaInPAs-наногетероструктур с центральными длинами волн излучения около 660, 675 и 690 нм от длины активного канала, уровня накачки и температуры. Проведено математическое моделирование выходных характеристик комбинированных источников света, которые могут быть реализованы с использованием указанных СЛД и серийно выпускаемых широкополосных одномодовых оптоволоконных разветвителей.

Ключевые слова: полупроводниковая наногетероструктура, суперлюминесцентный диод, оптоволоконный разветвитель.

Введение

Полупроводниковые лазерные диоды (ЛД) красного диапазона спектра на основе AlGaInP/GaInPAs-гетероструктур получили широчайшее распространение: в оптических системах записи и считывания информации, в медицине, в лазерных указках, дальномерах, прицелах и др. По оценкам агенства Strategies Unlimited их годовой выпуск составляет сотни миллионов штук. Объем выпуска "красных" суперлюминесцентных диодов (СЛД), разработанных более 20 лет назад [1], на несколько порядков меньше. Однако для некоторых применений (атомно-силовая микроскопия, машинное зрение, системы низкокогерентной подсветки) они оказались оптимальными источниками света.

Работоспособные СЛД реализованы в весьма узком диапазоне красной области спектра 650—680 нм [2]. Кроме того, их спектральная ширина значительно *у*же, чем у широкополосных квантоворазмерных СЛД ИК диапазона. По этим причинам они не использовались в комбинированных источниках света на основе СЛД (приборы серии BroadLighter и др.) [3], которые нашли широкое применение в оптической когерентной томографии (ОКТ), оптической метрологии и др. Недавно были разработаны СЛД с центральной длиной волны излучения ~690 нм [4]. Это побудило нас начать исследования подобных источников красного диапазона спектра.

Экспериментальные результаты

Проведено детальное исследование токовых и температурных зависимостей спектрально-мощностных характеристик СЛД трех типов с центральными длинами волн излучения $\lambda_c \sim 660$, 675 и 690 нм. Все они изготовлены на основе AlGaInP/GaInPAs-гетероструктур с раздельным ограничением, содержащих три квантоворазмерных активных слоя (TQW) толщиной 5—6 нм [2], различающихся только химическим составом (табл. 1).

Образцы СЛД имели традиционную конфигурацию. Их прямой активный канал представлял собой гребневидный световод шириной 4 мкм, ориентированный под углом 7° относительно нормали к торцевым граням кристалла, на которые нанесены антиотражающие покрытия. Форма спектра их излучения очень близка к гауссовой, вследствие чего центральный пик автокорреляционной функции (АКФ) интенсивности практически также описывается функцией Гаусса. При этом длина когерентности излучения L_C, определяемая шириной указанного пика, описывается формулой:

$$L_c = \sqrt{2\ln 2/\pi}(\lambda_c^{\,2}/\Delta\lambda)\,. \qquad (1)$$

Напомним, если форма спектра отлична от гауссовой, то центральный пик АКФ приобретает "пьедестал", высота которого определяется степенью этого отличия [5]. Исследованные образцы имели длину активного канала L_a= 600 и 1000 мкм. Как известно, при фиксированной

плотности тока инжекции с увеличением L_a выходная оптическая мощность СЛД возрастает, а ширина его спектра уменьшается. В табл. 1 приведены типичные характеристики исследованных СЛД в непрерывном режиме инжекции при температуре $T = 25$ °С и выходных мощностях в открытое пространство $P_{FS} = 3$ и 10 мВт ($L_a = 600$ и 1000 мкм). Используя данные СЛД и соответствующий оптоволоконный разветвитель, можно реализовать комбинированные источники света с выходными мощностями $P_{SM} \sim 1.5$ и 5.0 мВт.

Т а б л и ц а 1. Характеристики СЛД (L_a — длина активного канала; I_{SLD} — ток инжекции; P_{FS} — выходная мощность в открытое пространство; P_{SM} — выходная мощность через одномодовый оптоволоконный световод; λ_c — центральная длина волны; $\Delta\lambda$ — спектральная полуширина; L_C — длина когерентности; TE/TM — поляризационное отношение).

Состав активных слоев	L_a, мкм	I_{SLD}, мА	P_{FS}, мВт	P_{SM}, мВт	λ_c, нм	$\Delta\lambda$, нм	L_C, мкм	TE/TM
Тип I	600	121	3.0	1.6	659	9.5	30	60
$In_{0.60}Ga_{0.40}P$	1000	165	10.0	5.2	662	6.6	43	150
Тип II	600	91	3.0	1.5	672	12.8	24	40
$In_{0.66}Ga_{0.34}P$	1000	121	10.0	5.9	673	9.2	33	110
Тип III	600	114	3.0	1.4	688	11.0	29	50
$In_{0.64}Ga_{0.36}P_{0.9}As_{0.1}$	1000	154	10.0	4.5	689	7.6	40	110

Измерены зависимости P_{FS}, λ_c и $\Delta\lambda$ от тока инжекции I_{SLD} и температуры T. Температурные зависимости получены в режимах стабилизации тока (АКТ) и стабилизации выходной мощности (АКМ). Использование этих зависимостей позволяет, изменяя I_{SLD} и T, управлять в достаточно широких пределах формой спектра комбинированных источников.

Результаты моделирования характеристик комбинированных источников света

Наряду с отдельными светоизлучающими СЛД-модулями в ОКТ-системах и оптической метрологии широкое распространение получили комбинированные источники света, в которых оптоволоконные выходы двух или более широкополосных СЛД-модулей со смещенными спектрами объединяются с помощью оптоволоконных разветвителей [3]. При этом важную роль играет спектр коэффициента деления используемых разветвителей. В данной работе при расчетах использованы характеристики широкополосного одномодового разветвителя с коэффициентом деления около 50:50 в спектральной полосе 670±75 нм (модель TW670R5A2 производства THORLABS). На рис. 1 представлены оптические схемы промоделированных комбинированных источников.

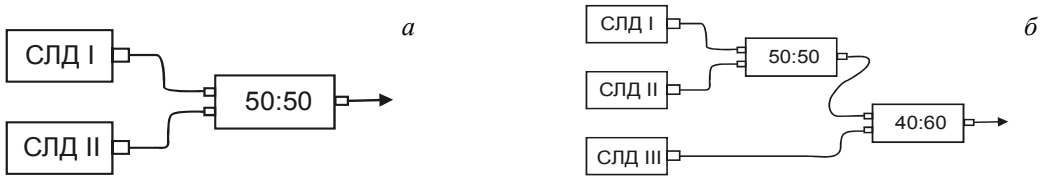


Рис. 1. Оптические схемы двухканального (а) и трехканального (б) комбинированных источников света

Как известно, суперпозиция двух смещенных спектров гауссовой формы, близких по полуширине, позволяет при определенных условиях получить спектр колоколообразной формы, полуширина которого близка к сумме полуширин слагаемых спектров. Форма такого спектра слабо отличается от гауссовой, а “пьедестал” АКФ практически отсутствует. Это первый подход, использованный при моделировании новых двухканальных комбинированных источников света на основе исследованных СЛД. Второй подход состоит в “раздвигании” спектров отдельных СЛД вплоть до получения двугорбого спектра с “провалом” около 50%. При этом длина когерентности уменьшается, но, как указано выше, центральный пик АКФ приобретает “пьедестал”, что приводит к увеличению разрешающей способности одновременно с уменьшением чувствительности при использовании такого источника в низкокогерентных интерференционных системах. Такой же подход использован и при моделировании трехканальных источников. Результаты математического моделирования спектров выходного излучения источников на основе СЛД с $L_a = 600$ и 1000 мкм представлены на рис. 2.

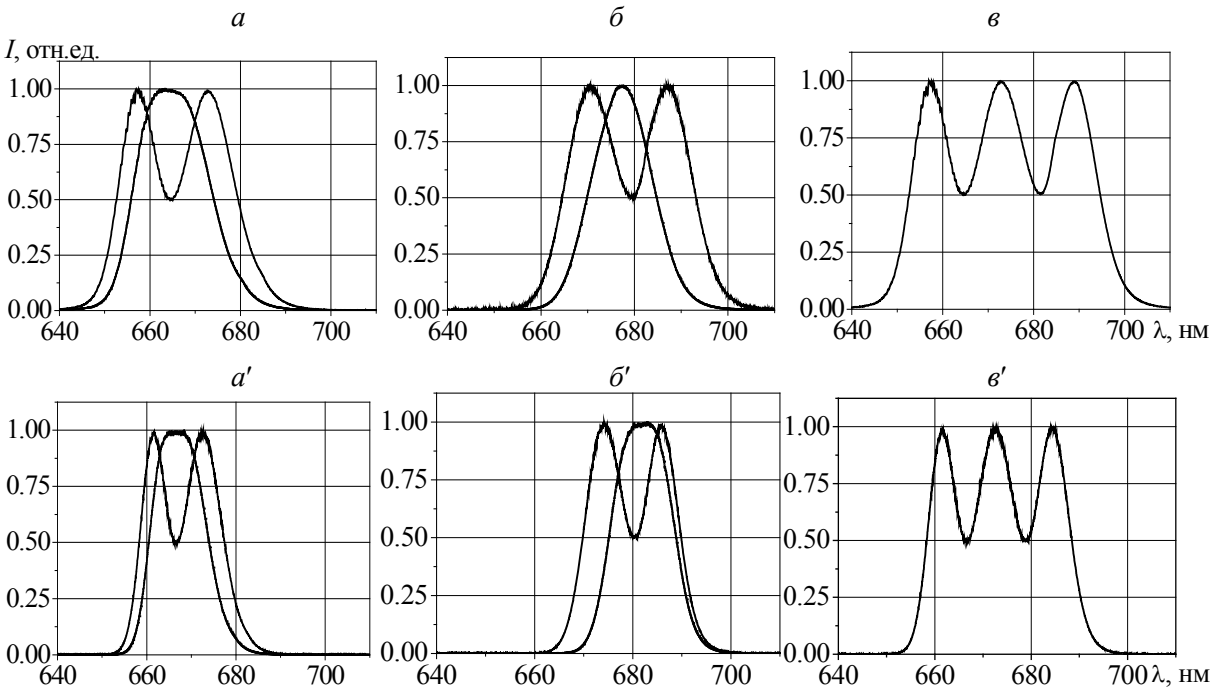


Рис. 2. Нормированные спектры выходного излучения комбинированных источников на основе СЛД с L_a = 600 (*а*—*в*) и 1000 мкм (*а′*—*в′*): *а*, *а′* — двухканальный источник (тип I + тип II); *б*, *б′*- двухканальный источник (II + III); *в*, *в′* — трехканальный источник (I + II + III))

В табл. 2 приведены основные технические характеристики возможных прототипов. Указанные комбинации параметров не имеют аналогов. Авторы выражают уверенность, что после разработки таких источников с приемлемым сроком службы они найдут техническое применение.

Т а б л и ц а 2. Расчетные характеристики комбинированных источников света

Тип СЛД	L_a, мкм	P_{SM}, мВт	λ_c, нм	$\Delta\lambda$, нм	L_C, мкм	Форма спектра
I + II	600	1.6	665	20	15	Колоколообразная
	1000	5.7	667	13	22	Колоколообразная
	600	1.4	665	27	11	Двугорбая
	1000	5.5	667	20	15	Двугорбая
II + III	600	1.3	677	15	20	Колоколообразная
	1000	5.4	681	13	23	Колоколообразная
	600	1.6	680	30	10	Двугорбая
	1000	4.8	680	19	16	Двугорбая
I +II + III	600	1.4	675	42	7	Трехгорбая
	1000	5.5	673	30	10	Трехгорбая

Заключение

Проведены экспериментальные исследования трех типов СЛД спектрального диапазона 650—700 нм на основе наногетероструктур, отличающихся составом активных слоев, и математическое моделирование широкополосных комбинированных источников света на их основе. Показана возможность реализации спектров колоколообразной формы с полушириной до 20 нм (длина когерентности L_C = 15 мкм), двугорбых спектров с полушириной до 30 нм (L_C =10 мкм) и трехгорбых спектров с полушириной до 42 нм (L_C = 7 мкм).

Авторы выражают благодарность В. Р. Шидловскому за внимание к проведенному исследованию.

Работа частично поддержана Министерством образования и науки РФ.

Литература

1. A.T. Semenov, V.R. Shidlovski, S.A. Safin, V.P. Konyaev, M.V. Zverkov. *Electron.Lett*. 1993. Vol. 29, No. 6, P. 530–532.
2. Ю.Л. Рябоштан, П.В. Горлачук, А.А. Мармалюк, А.А. Лобинцов, С.Н. Ильченко, С.Д. Якубович. *Тр. XVI Междунар. симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника"*. 2012. Т. 2. С. 372–373.
3. V.R. Shidlovski. In *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*, Eds. W. Drexler, J. G. Fugimoto, Springer Publ. Berlin, Heidelberg, 9. P. 281–300.
4. Padalitsa A., Marmalyuk A., Ladugin M., Ryaboshtan Y., Anikeev A., Ilchenko S., Yakubovich S. *MOVPE Grown AlGaInP/GaInAsP Heterostructures for Superluminescent Diodes Emitting at 690 nm*. 17th European Workshop on MOVPE. 2017 (To be published).
5. Е.В. Андреева, С.Н. Ильченко, Ю.О. Костин, М.А. Ладугин, П.И. Лапин, А.А. Мармалюк, С.Д. Якубович. *Тр. 9-го Белорусско-Российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе"*. 2013. С. 88–91.

Broadband Combined Light Sources Based on Superluminescent Diodes of Spectral Range 650–700 nm

A. S. Anikeev [a], S. N. Il'chenko [a], M. A. Ladugin [b], A. A. Marmalyuk [b], A. A. Padalitsa [b], Yu. L. Ryaboshtan [b], S. D. Yakubovich [c]

[a] *Opton Ltd., Moscow, Russia*
[b] *JSC R&D Inst. POLYUS, Moscow, Russia*
[c] *MTU MIREA, Moscow, Russia*

The dependencies of spectral and power characteristics of superluminescent diodes (SLDs) based on AlGaInP/GaInPAS-MQW heterostructures with central wavelengths of about 660, 675, and 690 nm on active channel length, pumping level and temperature were studied. The results of mathematical modeling of combined light sources output parameters, that may be realized using the above mentioned SLDs and serial broadband SM fiber couplers, are presented.

Keywords: MQW heterostructure, superluminescent diode, SM fiber coupler.

Эталонные светодиодные источники излучения

С. В. Никоненко, Е. В. Луценко

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь;
e-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by

Рассмотрены проблемы измерения оптических характеристик светодиодов. Сравниваются различные типы эталонных источников излучения созданных на основе светодиодов.

Ключевые слова: светодиод, эталон, оптические характеристики, измерение.

Введение

За последние 15 лет светодиоды (СИД) в значительной мере вытеснили традиционные источники излучения с рынка светотехнических изделий, что обусловлено их энергоэффективностью, долгим сроком службы, экологичностью и т.д. Основной прогресс достигнут для СИД, излучающих в видимом диапазоне спектра. Однако для УФ диапазона спектра (200—400 нм) развитие СИД технологий только набирает силу. Большие перспективы просматриваются для применения УФ СИД в криминалистике, при идентификации химических веществ, в полиграфии и производстве изделий из фотополимеров и др. Особенно эффективно применение УФ СИД в медицине, санитарии, косметологии и пищевой промышленности. Эффективность, качество и безопасность работ, при применении СИД, особенно УФ, обусловлено качеством измерения их оптических характеристик. Однако метрологическое обеспечение в области оптической радиометрии имеет ряд проблем, обусловленных особенностями излучения СИД.

Проблемы метрологического обеспечения измерений оптических характеристик светодиодов

Гетероструктуры, первичные и вторичные оптические компоненты оказывают существенное влияние на спектральное и пространственное распределение излучения СИД. Для них свойствен широкий разброс цветовых, спектральных, фотометрических характеристик излучения и их пространственного распределения. Поэтому фотометрические методы измерения, которые разработаны для источника типа А (лампа накаливания), в применении к излучению СИД (особенно УФ), приводят к ошибкам, иногда очень значимым [1—9]. Проблемой также является отсутствие универсальной геометрии измерений, применимой к большому числу типов СИД, что затрудняет их корректное сравнение. Кроме того, значимы изменения параметров, обусловленные деградацией СИД.

Для УФ диапазона спектра проблемы измерения оптических характеристик излучения СИД дополняются другими трудностями. Во-первых, проблема передачи размеров единиц в диапазонах УФ излучения CIE A (400—315 нм), CIE B (315—285 нм) и CIE C (285—200 нм) от национальных эталонов (НЭ) единиц спектрорадиометрических и радиометрических величин (спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ) и энергетической яркости излучения; спектральной плотности энергетической освещенности (СПЭО) и энергетической освещенности, создаваемой источниками излучения) рабочим средствам измерений (СИ). На уровне НЭ в ведущих метрологических центрах PTB (Германия), NPL (Великобритания), NIST (США), ВНИИОФИ (Россия) воспроизводимость шкал единиц СПЭО и СПЭЯ в спектральном диапазоне 200—400 нм обеспечивается с достаточно высокой точностью (относительная суммарная стандартная неопределенность воспроизведения размера единиц ~1 %). На уровне вторичных эталонов (ВЭ) относительная суммарная стандартная неопределенность калибровки по СПЭО возрастает и составляет от 1.7 % на λ = 400 нм до 3.5 % на λ = 250 нм, а для рабочих средства измерений — 5.0 и 10.0 %. Снижение точности передачи размера единиц связано с тем, что в первичных эталонах используются абсолютный криогенный радиометр, либо синхротронное излучение, либо излучение модели высокотемпературного черного тела. В качестве ВЭ в основном используются лампы — дейтериевые, кварцево-галогенные, ртутные и ксеноновые. Эти ВЭ не могут обеспечить одновременно высокую стабильность и мощность излучения и иметь равномерное спектральное распределение излучения. Во-вторых, отсутствуют общепризнанные

рекомендации по унификации эксплуатационных характеристик ВЭ. Для каждого из этих типов ламп свойственны свои недостатки и преимущества. Общим недостатком при использовании в калибровочных процедурах ламп является то, что при калибровке в УФ диапазонах CIE A, B и C необходимо использовать фотоприемники с постоянной спектральной чувствительностью в пределах этих диапазонов и нулевой вне их, что весьма проблематично из-за отсутствия качественных фильтров в УФ области спектра. В-третьих, на точность результатов измерений энергетических характеристик УФ излучения большое влияние оказывает отличие спектральных распределений мощности излучения испытуемого и эталонного (референсного) источников излучения. Результаты исследований этого спектрального фактора в NIST показали, что при калибровке двух одинаковых УФ радиометров с помощью эталонных (референсных) источников излучения разных типов (дейтериевой, кварцево-галогенной, ксеноновой и ртутной лампам) их показания отличаются от 2.7 до 61.7 %. Для разных измерительных приборов, калиброванных по разным источникам излучения, отличия могут составлять 350 % [6].

Таким образом, традиционные методы измерения характеристик и параметров оптического излучения, разработанные 30 лет назад [1 – 3], не в полной мере применимы к излучению СИД. Поэтому в рамках технических комитетов CIE с 1993 г. начаты работы по разработке методов измерения оптических характеристик СИД. Первые рекомендации по измерениям разработаны к 1997 г., но понадобилось еще 10 лет, к слову, совпавших с развитием технологии изготовления СИД белого свечения, чтобы появились рекомендации, в какой-то мере решавшие проблемы измерений только в видимом диапазоне спектра [10].

По разработанным рекомендациям CIE [10] измерение фотометрических и радиометрических величин можно проводить методами, реализующими как детекторный (т. е. передача размеров единиц осуществляется с помощью эталонов сравнения — детекторов), так и излучательный подход, причем для излучательного подхода рекомендуется использовать эталонные СИД. Рекомендации смягчили ситуацию с измерением характеристик СИД, однако не лишены недостатков [7—9], поэтому в технических комитетах CIE продолжается работа в этом направлении. Следует отметить создание в 2016 г. нового ТК 2-87, основной целью которого является подготовка рекомендаций по методам характеризации и калибровке широкополосных УФ радиометров в спектральном диапазоне от 320 до 420 нм для промышленных применений. Основной способ реализации этой цели — стандартизация требований к эталонному (референсному) твердотельному источнику излучения и стандартизация процедуры его применения при калибровке радиометров.

Эталонные светодиодные источники излучения

Первоначальные рекомендации для эталонных светодиодных источников излучения (ЭСИИ) (2007 г) были следующими [10]: эталонные СИД должны иметь пространственное и спектральное распределения излучения, подобное испытуемому СИД, пространственное распределение силы света референсные (эталонные) СИД должно быть в пределах ±10º от оси гладким и примерно равномерными; если спектральные условия не соблюдаются, то необходимо проводить коррекцию результатов измерений на спектральное рассогласование СИД.

В [10] приведена ориентировочная конструкция такого СИД (рис.1).

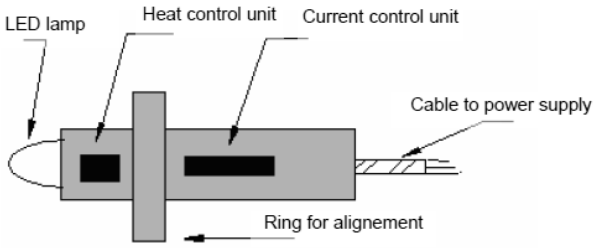


Рис. 1. Конструкция референсного СИД [10]

К основным недостаткам такой конструкции ЭСИИ можно отнести применение, хотя и распространенного, но старого типа СИД, который характеризовался низким уровнем мощности (порядка 20 мВт). Кроме того, температура и ток инжекции только контролировались, а не задавались, и именно поэтому такая конструкция изначально предполагала наличие флуктуа-

ций оптического излучения, обусловленных нестабильностью тока и инжекции и температуры. Позже практически одновременно NIST (рис. 2, *а*) и Институт физики НАН Беларуси (рис. 2, *б*) предложили другие конструкции референсных СИД [11, 12].

Как видно из рис. 2, *а*, гомогенизация пространственного распределения излучения в плоскости излучающей гетероструктуры осуществляется с помощью волноводного элемента. С помощью линзы выполняется Фурье-преобразование изображения торца волноводного гомогенизатора в пространственно-угловое распределение излучения, что создает регулируемый (в случае изменения фокусного расстояния линзы) угол расходимости и обеспечивает пучок с достаточно высокой однородностью интенсивности излучения. Это делает данный ЭСИИ не похожим на большинство современных мощных СИД, являющихся, как правило, косинусными источниками. По сравнению с прототипом к преимуществам можно также отнести обеспечение постоянной температуры корпуса СИД, с помощью элемента Пельтье.

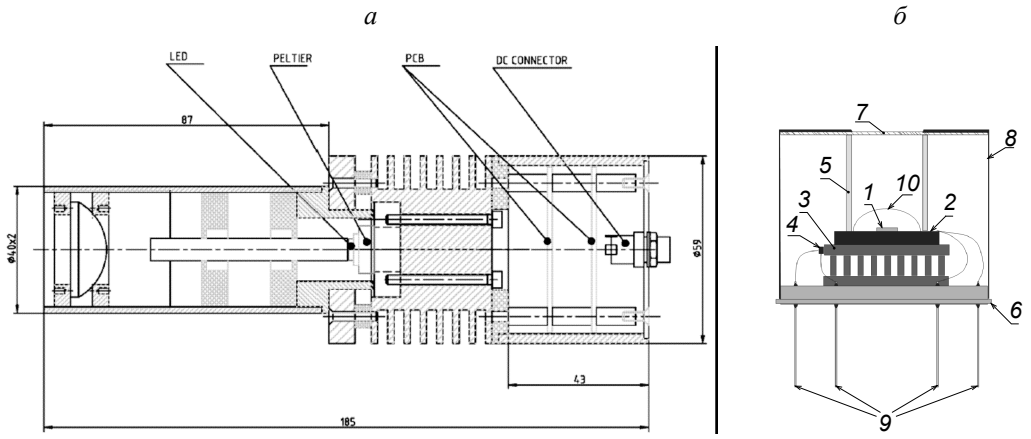


Рис. 2. Конструкции референсных СИД [11, 12]

В отличие от предыдущего ЭСИИ гомогенизация излучения СИД-чипа *1* с линзой *10,* проводится с помощью рассеивателя *5* (рис. 2, *б*), обеспечивающего на полупрозрачном рассеивателе *7* однородную пространственную засветку. СИД-чип закреплен на теплоотводящем корпусе *2*. Температура корпуса СИД-чипа регулируется с помощью элемента Пельтье *3* и термистора *4*. Общий корпус этого ЭСИИ состоит из основания корпуса *6* и крышки *8*. Питание ЭСИИ осуществляется через контакты *9*. Излучение с элемента *7* имеет пространственно-угловое распределение, близкое к косинусному источнику, что делает их подобными большинству выпускаемых мощных СИД [12].

Заключение

Рассмотрены проблемы измерения оптических характеристик СИД. Сравниваются конструкции различных типов эталонных светодиодных источников излучения.

Литература

1. CIE. Publ. № 53. Methods of Characterizing the Performance of Radiometers and Photometers. Vienna, 1982.
2. CIE 069-1987: Methods of characterizing illuminance meters and luminance meters: Performance, characteristics and specifications. Vienna, 1987.
3. CIE. Publ. № 84. The measurement of luminous flux. Vienna, 1989.
4. К. Гомбош, Я. Шанда. *Светотехника*. 2009. № 2. С. 11–19.
5. С.В. Никоненко, Е.В. Луценко, О.Б. Тарасова. *Тр. VII междунар. конф. Метрологія-2010*. Харьків, 2010. Т. 2. С. 19–22.
6. G.P. Eppeldauer. *J. Res. NIST*. 2012. Vol. 117. No. 1. P. 96–103.
7. T. Pulli et al. *Light: Sc. Appl*. 2015. No. 4. P. 1–7.
8. G.P. Eppeldauer et al. *Proc. SPIE*. 2016. Vol. 9954. P. 99540J-(01–15).
9. S.V. Nikanenka et al. *CIE 216:2015*. Vol. 1, Pt 2. P. 1389–1395.
10. CIE 127:2007 Technical report CIE. Measurement of LEDs. 2nd ed. Vienna, 2007.
11. G.P. Eppeldauer et al. *CIE 216:2015*. Vol. 1, Pt 2. P. 1351–1364.
12. А.В. Данильчик, Е.В. Луценко, С.В. Никоненко. *Эталонный монохромный светодиод*. Пат. № RU 115889, заявл. 28.12.2011.

Standard LEDs Sources

S.V. Nikanenka, E.V. Lutsenko

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus,
220070, Minsk, Belarus; e-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by

The problems of optical characteristics of LED measurement are described. The different types designs of standard LEDs sources is compare.

Keywords: LED, standard, optical characteristics, measurement.

Особенности экситонных спектров отражения и люминесценции в оксиде цинка

В. А. Никитенко, С. М. Кокин, С. Г. Стоюхин

Московский государственный университет путей сообщения Императора Николая II Москва, Россия: e-mail: nikitenko100@mail.ru

Описаны условия регистрации необычного спектра люминесценции, связанного с неупругим рассеянием свободных экситонов в кристаллах оксида цинка. В этом спектре кроме *P*-полосы, обусловленной переходом сталкивающихся экситонов на нижнюю фотонную ветвь поляритонной кривой, наблюдается излучение возбужденных экситонов (n = 2, 3, …, ∞) и экситонно-фононных комплексов, обычно регистрируемых только в экситонных спектрах отражения и частично — фотовозбуждения ZnO. Обоснована правомочность модели “акцепторных” экситонов на примеси меди для интерпретации механизма зеленой люминесценции оксида цинка.

Ключевые слова: оксид цинка, экситон, люминесценция.

Введение

Уникальность свойств оксида цинка позволяет считать его особо перспективным материалом для создания полупроводниковых источников ультрафиолетового (УФ) и видимого излучения, в том числе лазерных [1—6]. Ранее [5] мы сообщали об аномальном температурном поведении экситон-фононной люминесценции (ЭФЛ) монокристаллов оксида цинка, которое можно интерпретировать как проявление экситон-электронного взаимодействия.

В настоящей работе обсуждаются две актуальные проблемы: возможность регистрации в спектрах излучения высокоэнергетичных экситонных состояний (такая регистрация позволяет получать объективную информацию о степени дефектности кристаллов и тем самым оценивать их качество) и выбор модели зеленой люминесценции ZnO для последующей разработки высокоэффективных низковольтных катодолюминесцентных и других источников света [1—3, 7].

Техника эксперимента

Исследовались монокристаллы ZnO, полученные методом синтеза из газовой фазы в Институте физики полупроводников СО РАН и гидротермальным методом (выращены в ИК РАН [3]). Методика, по которой проводились обработка кристаллов и регистрировались их спектры отражения, люминесценции и ЭПР, описана в [3, 4].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экситон-экситонное рассеяние (ЭЭР). На рис. 1 представлен типичный экситонный спектр отражения (ЭСО) монокристалла ZnO при температуре жидкого азота (его интерпретация представлена в [3]). Отмечены характерные линии *A*, *B*, *C* экситонов, соответствующих снятию вырождения валентной зоны; верхняя и нижняя зоны имеют симметрию Γ_7, средняя Γ_9. Линии *A′*, *B′* и *C′* соответствуют первому возбужденному состоянию экситонов *A*, *B* и *C*, линии *L* — экситон-фононным комплексам, образованным с участием продольных оптических (*LO*) фононов. Общий характер спектров экситонной люминесценции в ZnO рассмотрен в [1—6].

При высоком уровне возбуждения, когда существенно возрастает концентрация свободных экситонов, в спектрах излучения при $T \leq 77$ К может наблюдаться сложная *P*-полоса люминесценции, обусловленная неупругим рассеянием свободных экситонов (1 на рис. 2) [2, 3].

В результате взаимодействия один из двух экситонов рассеивается на фотонную ветвь поляритонной кривой (регистрируется *P*-излучение), а другой переходит в возбужденное состояние с n = 2, 3, …, ∞. Положение максимума соответствующей линии *P*-излучения в спектре определяется соотношением [8]:

$$h\nu_{\max} = E_0 - G(1 - 1/n^2) - 2kT$$

и в разрешенном виде хорошо фиксируется при “окологелиевых” температурах (E_0 — внутренняя энергия экситона, G — энергия связи экситона (0.051 эВ [3]); k — постоянная Больцмана.

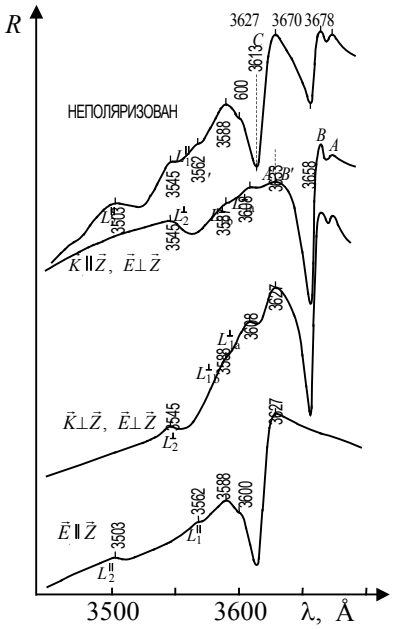


Рис. 1. Экситонный спектр отражения монокристалла оксида цинка при различных направлениях поляризации света относительно гексагональной оси *Z*;. *T* = 77 К

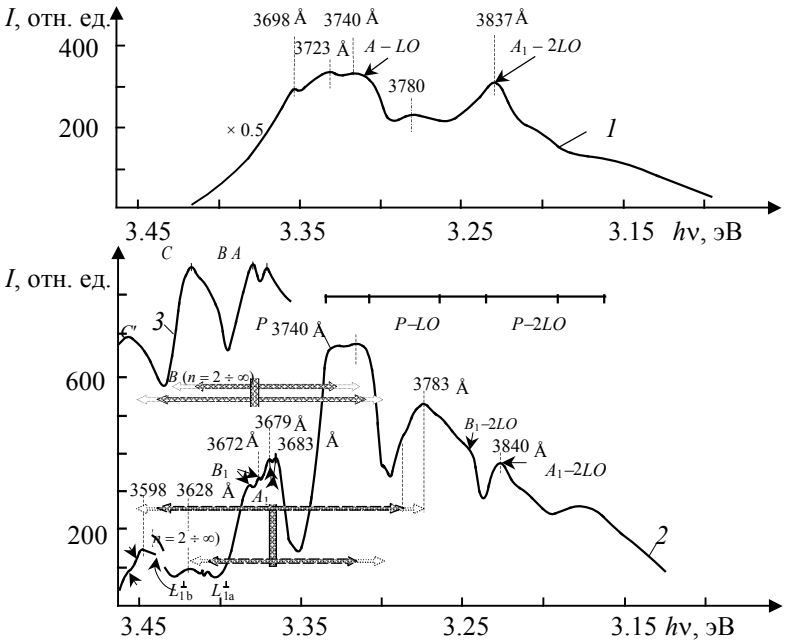


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции монокристалла ZnO при наличии экситон-экситонного рассеяния: *T* = 77 (*1*) и 85 К (*2*); источник возбуждения — азотный лазер ЛГИ-21, 1 МВт/см^2; *A*, *B*, *C* — свободные экситоны, *L* — экситон-фононные комплексы (подробные обозначения см. [3]); *3* — ЭСО монокристалла ZnO при *T* = 77 К (спектрограф ИСП-28)

Однако в ряде случаев при $T \geq 85$ К нами обнаружен еще один вид люминесценции ZnO, соответствующий *P*-излучению (рис. 2, кривая *2*). Необычность наблюдаемой картины заключается в том, что при повышении температуры от азотной до $T \cong 85$ К наряду с доминирующей сложной *P*-полосой регистрируется люминесценция экситонных образований, тонкую структуру которых можно наблюдать только в ЭСО (рис. 1, 2). Боле того, в спектрах излучения в отличие от ЭСО отсутствует общий фон, на котором регистрируется тонкая структура: несмотря на относительно высокую температуру, она достаточно хорошо разрешена. В частности, можно различить дублетность полос, связанных с прямой аннигиляцией свободных A_1 ($n = 1$) и B_1 ($n = 1$) экситонов (расщепление объясняется участием в излучательном распаде экситона энергетических состояний верхней и нижней поляронных ветвей; его величина ~4 мэВ), а также общую структуру — результат излучения возбужденных (n = 2, 3, …, ∞) экситонов и экситон-фононных комплексов. Эффект подтверждается расчетами энергетического положения тонкой структуры по обе стороны от резонансных линий A_1 и B_1-экситонов (рис. 2, кривая 2, стрелки). Кроме того, отмечается слабый переход A_1 и B_1-экситонов, имеющих преимущественную поляризацию $\mathbf{E}\perp\mathbf{Z}$ ($\mathbf{Z}$ – гексагональная ось кристалла), в *C*-экситоны с доминирующей поляризацией $\mathbf{E}\parallel\mathbf{Z}$.

В целом выявляются три основных критерия, необходимых для наблюдения люминесценции экситон-фононных комплексов и возбужденных состояний экситонов. Во-первых, кристаллы должны иметь минимум дефектов и обладать интенсивной ЭФЛ свободных экситонов уже при обычном уровне возбуждения. Во-вторых, температура должна быть достаточно высокой, чтобы происходил термический распад связанных экситонов и снижалась вероятность термализации высокоэнергетичных состояний, что и приводит к люминесценции. В-третьих, уровень возбуждения должен быть таким, чтобы обеспечивать экситон-экситонное рассеяние, которое, в частности, формирует в спектре фотолюминесценции полосы *P*-излучения.

Таким образом, ЭЭР при высоких температурах может являться уникальным процессом, стимулирующим возбуждение и люминесценцию с участием высокоэнергетичных экситонных состояний в кристаллах.

Зеленая люминесценция ZnO. Другой оригинальный механизм экситонного излучения характерен для зеленой полосы люминесценции ZnO-Cu [1-4]. Интересной особенностью изовалентной примеси меди в оксиде цинка является то, что фотовозбуждение валентного электрона в *d*-оболочку примеси сопровождается образованием дырки, связанной на водородоподобной орбите большого радиуса с примесным атомом, на который перешел электрон. В результате оптического перехода на примеси образуется экситоноподобное состояние двух частиц $3d^{10}(Cu^{+})h$, так называемый "акцепторный" экситон, возникновение и резонансный распад которого приводят к появлению характерной структуры краевого поглощения (линии α, β и γ, обусловленные известным расщеплением валентной зоны) и зеленой многофононной люминесценции (рис. 3 и 4) [1—4, 9, 10]. Данная модель хорошо апробирована параллельными исследованиями ЭПР, ИК поглощения и люминесценции внутри конфигурации $3d^9$, теоретическим и экспериментальным обоснованием концепции "донорных" и "акцепторных" экситонов на целом ряде соединений $A^{II}B^{VI}$ [11] и т. д.

Тем не менее в последнее время зелtная люминесценция ZnO вct чаще стала получать другую интерпретацию, в большинстве случаев основанную на участии в излучательных процессах вакансий кислорода V_O и цинка V_{Zn} [1, 2]. При этом часто не учитываются следующие основные моменты, на которые мы хотим обратить внимание.

Согласно параллельным исследованиям люминесценции и фото-ЭПР, парамагнитные состояния V_O^{+} являются центрами безызлучательной рекомбинации и не участвуют в люминесценции (рис. 5) [4, 12, 13]. Кроме того, центры $V_O^{\times}$, являясь глубокими донорами с энергией ионизации 2.3 эВ, гасят зеленую люминесценцию ZnO (рис. 6) [12].

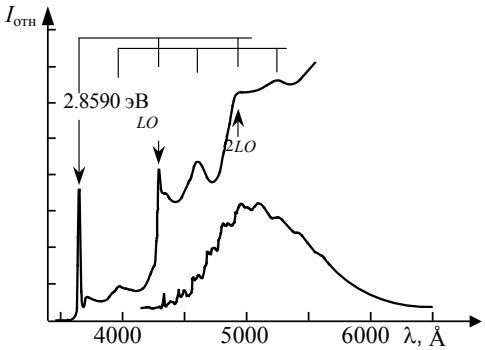


Рис. 3. Зеленая люминесценция ZnO, легированного медью; $T = 1.6$ К [9]: на увеличенном фрагменте (вверху) видна тонкая структура в коротковолновой области спектра с основной фононной линией при 2.859 эВ

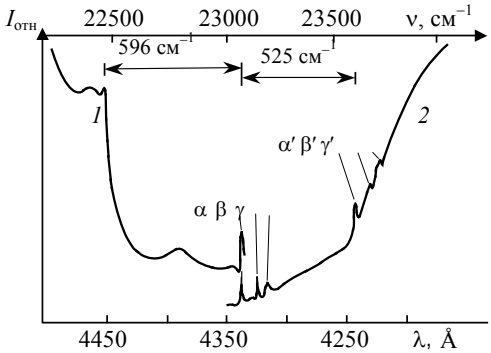
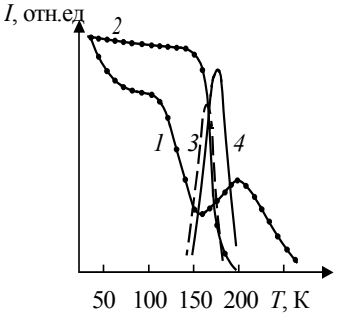
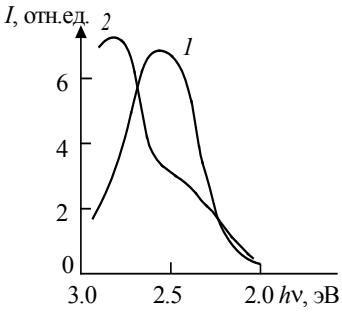


Рис. 4. Спектры излучения (*1*) и возбуждения зеленой люминесценции (*2*) ZnO при $T = 6$ К [10]





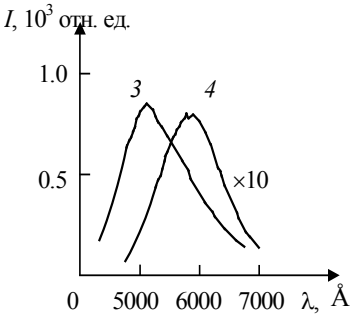


Рис. 5. Зависимость концентрации парамагнитных центров при $T = 30$ К и интенсивности термовысвечивания от температуры отжига монокристалла ZnO, облученного протонами: *1* — F^{+}-центры; *2* — парамагнитные состояния $Li_{Zn}^{\times}$; *3* и *4* — интенсивность термовысвечивания на λ = 600 и 720 нм (возбуждение $h\nu = 2.6$ эВ)

Рис. 6. Спектр возбуждения сигнала ЭПР F^{+} (*1*) и $Li_{Zn}^{\times}$-центров (*2*) при $T = 30$ К, спектр фотолюминесценции исходного (*3*) и облученного протонами (*4*) монокристалла ZnO при $T = 80$ К (возбуждение лазером ЛГИ-21)

В силу малой концентрации в исходных кристаллах ZnO вакансий цинка сигналы ЭПР, связанные с этими дефектами, обычно не наблюдаются. Исследование катионных вакансий после облучения кристаллов потоком быстрых частиц показало, что вакансии V_{Zn} не только не являются центрами излучательной рекомендации, но и, будучи глубокими акцепторами, также гасят зеленую люминесценцию [4].

С другой стороны, именно легирование медью порошков и пленок ZnO способствует разгоранию зеленой люминесценции [7].

В полярных кристаллах типа ZnO нельзя определять энергию излучательного перехода по максимуму соответствующей полосы люминесценции, кроме того, существует большая разница между оптической и термической глубиной залегания энергетических уровней центров, которые расположены в запрещенной зоне оксида цинка, и это следует учитывать [4].

При построении модели зеленых центров необходимо анализировать зарядовое состояние точечных дефектов, чего некоторые авторы не делают (см. [1, 2]).

Заключение

Экситон-экситонное рассеяние при относительно высоких температурах ($T \cong 85$ К) может служить уникальным процессом, вызывающим возбуждение и люминесценцию с участием высокоэнергетичных экситонных состояний в кристаллах. Показано, что модель "акцепторных" экситонов $3d^{10}(Cu^{+})h$ в настоящее время остается основополагающей для описания зеленой люминесценции оксида цинка.

Литература

1. H. Morkoc, Ü. Özgur. *Zinc oxide: Fundamentals, Materials and Device Technology*. Viley, 2009.
2. Ü. Özgur, Ya.I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M.A. Reshchikov, S. Dogan, V. Avrutin, S.I. Chj , H. Morkos. *Appl. Phys*. 2005. V. 98, No. 041301. P. 1–103.
3. И.П. Кузьмина, В.А. Никитенко. *Окись цинка. Получение и оптические свойст*ва. М.: Наука, 1984.
4. В.А. Никитенко. *Журн. прикл. спектр*. 1992. Т. 57, № 5-6. С. 367–385.
5. В.А. Никитенко, С.М. Кокин, С.Г. Стоюхин, С.В. Мухин. *Сб. ст. 10-го Белорусско-Российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе*". 26–29 мая 2015 г. Минск. НАН Беларуси. С. 118–121.
6. Е.Н. Будилова, В.А. Никитенко, С.М. Кокин. *Изв. РАН. Сер. физ*. 2015. Т. 79, № 2. С. 181–185.
7. Я.И. Аливов, М.В. Чукичев, В.А. Никитенко. *ФТП*. 2004. Т. 38, № 1. С. 34–38.
8. М.С. Бродин, В.Я. Резниченко. В кн. "*Физика соединений A_2B_6*", под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкмана. М.: Наука, 1986. С. 184–225.
9. R. Dingle. *Phys. Rev. Lett*. 1969. V. 23, N 11. P. 579–581.
10. I. Broser, R. Germer, H.I. Schulz, K. Wiszenewski. *Solid State Electron*. 1978. V. 21. P. 1597-1602.
11. К.А. Кикоин, В.Н. Соколов, Т.П. Суркова. В кн. "Спектроскопия кристаллов". Л.: Наука. 1989. С.148–161.
12. В.А. Никитенко, К.Э. Таркпеа, С.В. Пыканов, С.Г. Стоюхин. *Журн. прикл. спектр*. 2001. Т. 68, № 3. С. 384–387.
13. В.А. Никитенко, К.Э. Таркпеа, С.В. Пыканов, С.В. Мухин, С.Г. Стоюхин, П.Г. Пасько. *Журн. прикл. спектр*. 2000. Т. 67, № 5. С. 640–643.

Peculiarities at the Exciton Reflection Spectra and Luminescence in Zinc Oxide

V. A. Nikitenko, S. M. Kokin, S.G. Stoyukhin

Moscow State University of Railway Engineering of Emperor Nicholas II, Moscow, Russia; e-mail: nikiteno100@mail.ru

The conditions of registration of the unusual spectrum of the luminescence related to the inelastic scattering of free excitons in the crystals of zinc oxide are described. In this spectrum except for *P*-band due to the transition of the colliding excitons in the lower branch of the polariton photonic curve, the observed radiation of the excited excitons ($n = 2, 3, ..., \infty$) and exciton-phonon complexes, usually recorded only in the exciton reflection spectra, and partly in the photoexcitation of ZnO. The eligibility of model of "acceptor" excitons at the impurities of copper to interpret the mechanism of green luminescence of zinc oxide is grounded.

Keywords: zinc oxide, luminescence, exciton.

Эффективные люминофорные композиции и методы формирования удаленного люминофора для обеспечения высокой цветопередачи светодиодных осветительных устройств

Ю. В. Трофимов, Е. Ф. Острецов, Л. Н. Сурвило, В. И. Цвирко

Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: ledcenter.by@gmail.com

Разработаны и исследованы эффективные люминофорные композиции и методы формирования удаленного люминофора для достижения высокой цветопередачи светодиодных осветительных устройств. Выделение зеленого люминофора в отдельный слой и повышение концентрации люминофора в этом слое обеспечило достижение индекса цветопередачи ~95.5.

Ключевые слова: люминофорная композиция, удаленный люминофор, индекс цветопередачи.

Введение

Общей чертой светодиодных осветительных устройств с одним люминофорным преобразованием (1-лп), где используется один тип люминофора, является их высокая эффективность свечения. Вместе с тем индекс цветопередачи (ИЦП) 1-лп устройств мал из-за дефицита красных компонентов в белом свете. Например, ИЦП ~ 65 для синих светодиодов с использованием желтого люминофора на основе алюмоиттриевого граната. Даже при использовании люминофоров с гораздо более широкой полосой излучения белый светильник все еще имеет ИЦП < 80. На самом деле для общего освещения ИЦП должен быть >85. Поэтому необходимо расширить спектры излучения устройств, используя два или более люминофоров для достижения высокой цветопередачи [1].

Экспериментальная часть

Использованы три люминофора: зеленый ФЛС520, желтый ФЛС540 и красный MPR650. Люминофорные слои формировались методом трафаретной печати с помощью пасты на основе силиконового компаунда Dow Corning и включали один, два или три типа люминофоров. Применялось также послойное нанесение различных люминофоров. Измерение фотоэлектрических характеристик проводилось в аккредитованной испытательной лаборатории ЦСОТ с помощью спектрорадиометрической системы DTS 320–201 (Instrument systems GmbH).

Белые светильники с двухлюминофорным преобразованием

Совместное расположение люминофоров

Рассмотрим два варианта расположения удаленного люминофора (рис. 1). На выходном окне сформирован люминофорный слой в виде смеси двух люминофоров (желтый/красный) и двух отдельных слоев этих люминофоров. На рис. 2 приведены спектры излучения люминофорных композиций (желтый/красный). Двухслойная композиция измерялась в прямом (Ж→К) и обратном (К→Ж) направлениях.

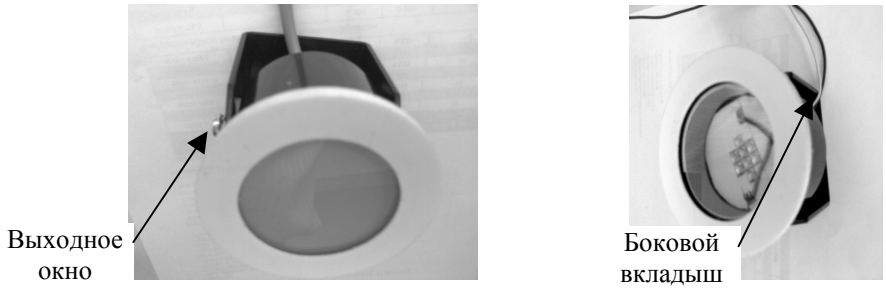


Рис. 1. Различные варианты расположения удаленного люминофора в корпусе светильника

ИЦП для таких композиций при отношении концентраций 6:1 (как в смеси, так и в раздельных слоях) составил 91.5. Из полученных результатов (табл. 1) видно, оптические характеристики зависят от порядка прохождения синего света через двухслойную структуру. Первый слой на пути синего света является доминирующим. Поэтому при изменении порядка слоев происходит перераспределение долей желтого и красного цветов.

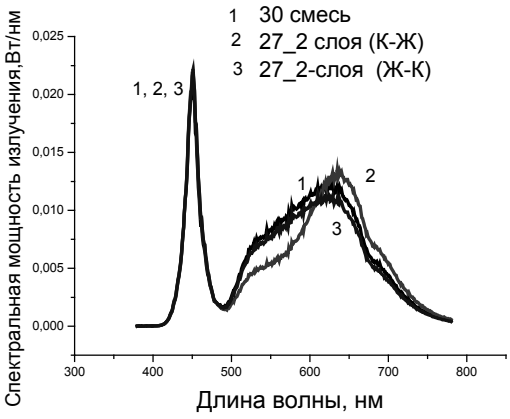


Рис. 2. Спектры излучения двухлюминофорной композиции (желтый/красный) для смеси двух люминофоров (*1*) и двухслойной композиции (*2*, *3*)

Т а б л и ц а 1. Оптические характеристики светильников с двухслойной композицией (№ 27) и смесью двух люминофоров (№ 30)

Образец	Цвет. корд. (x, y)	КЦТ[1], К	ИЦП	Спектр излучения (С/З/К)[2], %
№ 27 2-слоя (К+Ж)	0.379/0.279	2903	81.4	18.2/22.9/58.9
№ 27 2-слоя (Ж+К)	0.369/0.311	3719	91.5	19/31.7/49.3
№ 30 смесь	0.379/0.322	3507	91.5	17.3/31.9/50.7

[1] Коррелированная цветовая температура.
[2] С/З/К: 400-499/500-599/600-780 нм.

Раздельное расположение двух удаленных люминофоров

Рассмотрим вариант расположения одного из люминофоров на боковом вкладыше в камере смешения корпуса светильника (рис. 1). На выходное окно наносился зеленый или желтый люминофоры, а на вкладыш — красный люминофор. На рис. 3 приведены спектры излучения, а в табл. 2 — характеристики светильников с раздельным расположением удаленных люминофоров.

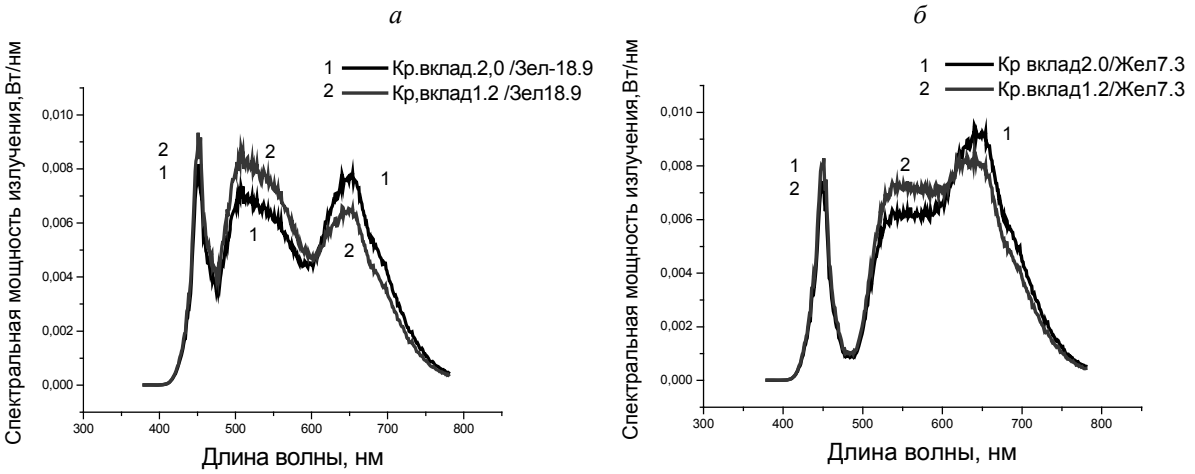


Рис. 3. Спектры излучения двухлюминофорной композиции с раздельным расположением люминофоров: зеленый (*а*) и желтый (*б*) на выходном окне светильника и красный на боковом вкладыше.

Т а б л и ц а 2. Оптические характеристики светильников с раздельным расположением удаленного люминофора.

Образец	Цвет. корд. (x, y)	КЦТ, К	ИЦП	Спектр излучения (С/З/К), %
Кр.вклад-1,2/ Зел-18.9	0.328/0.388	5665	91.6	18.5/38.4/43.2
Кр.вклад-1,2/ Жел-7.3	0.401/0.391	3598	85.9	10.7/35.6/53.7
Кр.вклад-2,0/ Зел-18.9	0.346/0.379	5045	93.0	16.2/32.9/50.8
Кр.вклад-2,0/ Жел-7.3	0.414/0.383	3249	89.9	9.5/30.9/59.6

Увеличение концентрации красного люминофора на вкладыше (от 1.2 до 2,0 мг/см^2 приводит к сдвигу спектра в красную область и снижению цветовой температуры на 349 К для желтого люминофора и на 620 К для красного. При этом ИЦП растет с 85.9 до 89.9 для желтого люминофора и с 91.6 до 93.0 для зеленого люминофора.

Белые светильники с трехлюминофорным преобразованием

Для дальнейшего повышения ИЦП опробованы комбинации трех люминофоров. Излучение зеленого люминофора участвует в возбуждении красного люминофора и, следовательно, поглощается им. Поэтому необходимо выделить зеленый люминофор в отдельный слой.

На люминофорный слой с двойным преобразованием (желтый и красный) нанесен слой зеленого люминофора. Таким образом получена двухслойная люминофорная композиция. Синее излучение сначала проходило через слой зеленого люминофора, а затем через смесь желтого и красного люминофоров (прямое направление). На рис. 4 приведены спектры излучения такой композиции при прохождении синего света в прямом и обратном направлениях при пониженном содержании зеленого люминофора и при повышенном содержании зеленого люминофора.

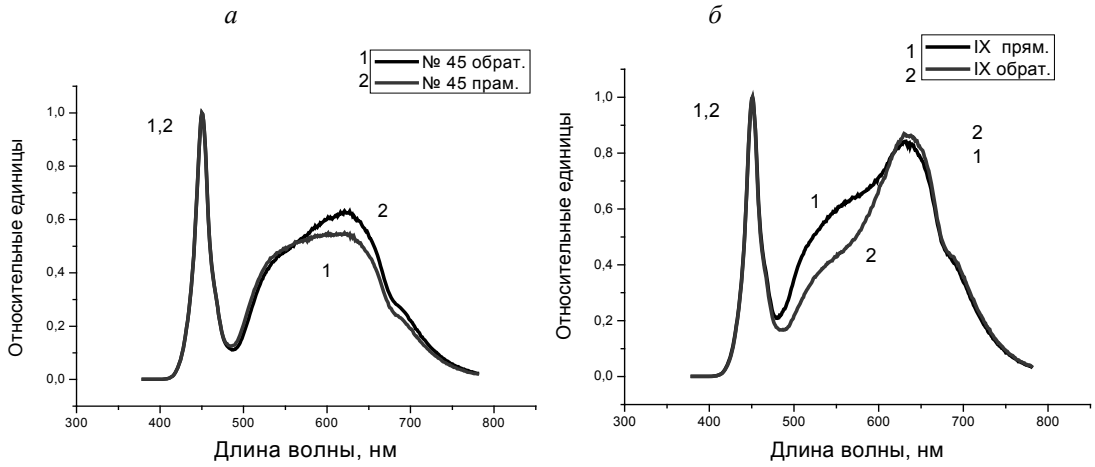


Рис. 4. Нормированные спектры излучения двухслойного люминофора (зеленый + желтый/красный) при прохождении синего света в прямом (*1*) и в обратном (*2*) направлении при пониженном содержании зеленого люминофора (*а*) и при повышенном содержании зеленого люминофора (*б*).

Т а б л и ц а 3. Оптические характеристики светильников с трехлюминофорным преобразованием

Образец	Цвет. корд.(x, y)	КЦТ, К	ИЦ	Спектр излучения (С/З/К), %
№ 45 прям.	0.366/0.342	4167	89.3	17.9/36.6/46.4
№ 45 обр.	0.381/0.340	3650	90.3	16.6/34.2/49.2
IX прям.	0.390/0.358	3591	**95.5**	14.4/32.8/52.8
IX обр.	0.401/0.327	2962	89.7	14.4/26.8/58.8

В табл. 3 представлены оптические характеристики светильников с трехлюминофорным преобразованием. Как видно, выделение зеленого люминофора в отдельный слой привело к повышению ИЦП до 90 (образец 45), а повышение концентрации зеленого в этом слое обеспечило достижение ИЦП ~ 95.5 (образец IX). Изменение порядка прохождения синего света через двухслойную структуру также приводит к перераспределению спектра и изменению оптических параметров.

Заключение

Показано, что наибольший эффект при получении белого света с высоким индексом цветопередачи достигается использованием эффективных желтого и красного люминофоров в сочетании с зеленым люминофором, причем выделение зеленого люминофора в отдельный слой и повышение его концентрации в этом слое обеспечило достижение ИЦП ~ 95.5. Глубокая "долина" между синей и зеленой полосами излучения нарушает непрерывность общего спектра излучения. Для решения этой проблемы необходим возбуждаемый фиолетовым светом сине-зеленый люминофор ($\lambda_{изл}$ = 480—520 нм). Другим вариантом получения белого света со сверхвысокой цветопередачей может быть применение УФ светодиодов в сочетании с синими светодиодами.

Литература

1. R.-J. Xie, Y.Q. Li, N. Hirosaki, H. Yamamoto. *Nitride Phosphors and Solid-State Lighting*. CRC Press. 2011.

Efficient Phosphor Compositions and Remote Phosphor Formation Methods for High Color Rendering Achievement of LED Lighting Facilities

Yu. V. Trofimov, E. F. Ostretsov, L. N. Survilo, V. I. Tsvirko

Center of LED and Optoelectronic Technologies of National Academy of Sciences of Belarus, 220090 Minsk, Belarus; e-mail: ledcenter.by@gmail.com

Effective phosphor compositions and methods for creating remote phosphors to achieve high color rendering of LED lighting devices have been developed and investigated. Isolation of green phosphor in a separate layer and increase in the concentration of phosphor in this layer provides a color rendition of about 95.5.

Keywords: phosphor composition, remote phosphor, color rendering index.

Актуальные проблемы фототерапии гипербилирубинемии новорожденных детей с использованием светодиодных источников

В. Ю. Плавский [а], А. В. Микулич [а], И. А. Леусенко [а], А. И. Третьякова [а], Л. Г. Плавская [а], О. А. Козленкова [а], Н. С. Сердюченко [а], К. У. Вильчук [б]

[а] *Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*
[б] *Республиканский научно-практический центр "Мать и Дитя", Минск, Беларусь*

Обсуждаются актуальные проблемы и новые возможности совершенствования технологий фототерапии желтухи новорожденных детей при использовании светодиодных источников для снижения уровня билирубина в крови младенцев. Показано, что для терапевтических целей могут применяться несколько типов светодиодов, спектр испускания которых соответствует длинноволновому склону полосы поглощения билирубина. При этом эффективность фототерапии зависит не только от положения максимума спектра испускания светодиодов в пределах полосы поглощения билирубина, но и от ширины спектра воздействующего излучения. Существенное влияние на процессы фотоизомеризации билирубина в крови при проведении фототерапии оказывает экранирование света билирубином, локализованным в клетках ткани и характеризующимся повышенной фотоустойчивостью. Вследствие гетерогенности микроокружения молекул билирубина в клетках его спектр поглощения и агрегатное состояние существенно отличаются от таковых для билирубина, связанного с альбумином крови.

Ключевые слова: гипербилирубинемия новорожденных, фототерапия, билирубин, люмирубин, фотоизомеризация, светодиоды.

Введение

Развитие синдрома гипербилирубинемии (желтухи) у новорожденных детей обусловлено избыточным накоплением в крови, а также в подкожном слое желчного пигмента — *Z,Z*-билирубина IXα, придающего коже характерный золотисто-желтый цвет [1, 2]. Основной и наиболее распространенный способом лечения неонатальной гипербилирубинемии — фототерапия [1, 3], заключающаяся в воздействии на поверхность тела новорожденного светом синей или сине-зеленой областей спектра, соответствующих полосе поглощения билирубина, при плотности мощности 0.5—2.0 мВт/см^2. Считается [1—3], что определяющую роль в снижении уровня билирубина в организме новорожденных при проведении фототерапии играют процессы светоиндуцированной изомеризации пигмента — образование его конфигурационных (*Z,E*-билирубин IXα, *E,Z*-билирубин IXα, *E,E*-билирубин IXα) и структурных (*Z*- и *E*-люмирубин) изомеров. Указанные изомеры, и прежде всего люмирубин, будучи более гидрофильными соединениями, чем нативный *Z,Z*-билирубин IXα, характеризуются меньшей токсичностью и повышенной скоростью экскреции.

В последние 7—10 лет в новых разработках фототерапевтической аппаратуры для лечения гипербилирубинемии наблюдается активная замена ламповых источников света на светодиодные. Их использование перспективно как с точки зрения повышения терапевтической эффективности метода, так и для снижения (устранения) побочных неблагоприятных эффектов, обусловленных присутствием в спектре излучения традиционных источников света интенсивной УФ или ИК составляющих. Современные светодиоды на основе InGaN характеризуются отсутствием УФ компоненты, высокими оптической мощностью в сине-зеленой области спектра и ресурсом работы. При этом спектр излучения светодиодов (в отличие от флуоресцентных ламп) остается неизменным на протяжении всего срока эксплуатации. Однако, как показывает анализ сертифицированной аппаратуры для фототерапии неонатальной гипербилирубинемии на основе светодиодных источников, у разработчиков фототерапевтических систем нет единого мнения об оптимальном спектральном диапазоне излучения для эффективного снижения уровня билирубина.

В настоящей работе мы остановимся на актуальных проблемах использования светодиодных источников для фототерапии гипербилирубинемии новорожденных.

Выбор спектрального диапазона для фототерапии гипербилирубинемии

Вопрос о спектральном диапазоне излучения, оптимальном для проведения фототерапии гипербилирубинемии новорожденных, в современной литературе является весьма дискуссионным. Так, долгое время считалось, что наиболее эффективными источниками излучения для этих целей являются специальные синие флуоресцентные лампы, максимумы в спектре излучения которых соответствуют области максимума спектра поглощения билирубина, связанного с альбумином крови (λ_{max} = 460 нм, рис. 1, кривая 1). Однако имеются и сообщения об использовании для фототерапии синдрома гипербилирубинемии “зеленых” (λ_{max} = 517 нм) и “сине-зеленых” (“бирюзовых”, λ_{max} = 490 нм) флуоресцентных ламп, максимумы спектров испускания которых приходятся на длинноволновый склон полосы поглощения билирубина. При этом разработка зеленых и бирюзовых ламп связана со стремлением повысить эффективность фототерапии за счет снижения экранирования излучения, способного вызывать фотоконверсию билирубина в крови, другими молекулами (и прежде всего гемоглобином), имеющими выраженное поглощение в области экстинкции билирубина. Кроме экранирующего действия компонентов кожи, длинноволновому смещению спектрального диапазона излучения, оптимальному для фотоконверсии билирубина, способствует и трехкратное увеличение квантового выхода образования люмирубина (φ_{lum}) с увеличением длины волны воздействующего излучения в пределах полосы поглощения тетрапиррола. Фотофизические механизмы, определяющие зависимость $\varphi_{lum} = f(\lambda)$, обусловлены бихромофорным характером поглощения и испускания света билирубином и его изомерами [4].

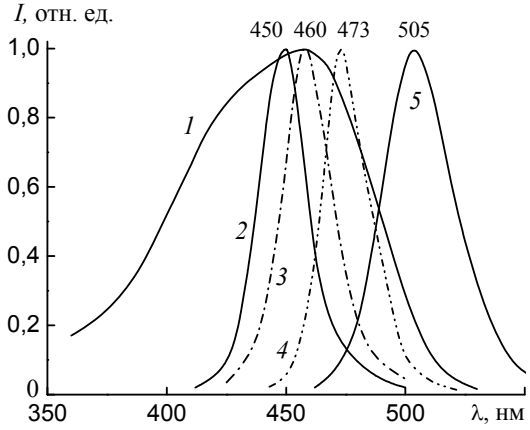


Рис. 1. Спектр поглощения билирубина в комплексе с альбумином человека (*1*) и нормированные спектры испускания светодиодов (*2*—*5*), перспективных для применения в фототерапевтических аппаратах для лечения желтухи новорожденных

Предпринятые разными авторами попытки с использованием ламповых источников выяснить оптимальный спектральный диапазон для эффективного снижения уровня билирубина не дали однозначного ответа. Главная проблема состояла в том, что спектр излучения некоторых ламповых источников лишь частично соответствовал спектру поглощения билирубина, а их мощность излучения в пределах полосы поглощения билирубина сильно различалась.

Следует отметить, что предпринимались неоднократные попытки построения так называемых спектров фототерапевтического действия (количественной зависимости ожидаемого терапевтического эффекта от длины волны воздействующего излучения), исходя из данных о спектральных характеристиках основных хромофоров крови в условиях *in vitro* и их концентрации *in vivo*, многослойной оптической модели кожи, теории переноса оптического излучения в рассеивающих средах и закономерностей фотоизомеризации билирубина. Основываясь на различных моделях кожи, аналитическими расчетами и численным моделированием процесса переноса излучения показано, что для достижения максимальной эффективности фототерапии следует использовать свет из диапазонов 472—480, 480, 480—510, 484—496, 490—510 нм. Таким образом, теоретические оценки также свидетельствуют, что для эффективной фототерапии

желтухи новорожденных спектральный диапазон воздействующего излучения должен соответствовать не максимуму спектра поглощения билирубина, а его длинноволновому склону.

Появление светодиодных источников, позволяющих варьировать в широком диапазоне как спектральный диапазон излучения (за счет выбора соответствующих светодиодов (рис. 1, кривые *2—5*), так и интенсивность светового потока, актуализировали проблему, не решенную с использованием флуоресцентных ламп. При этом принципиальное отличие светодиодных источников от ламповых — достаточно узкий спектр испускания $\Delta\lambda$ = 15—25 нм (для специальных синих флуоресцентных ламп $\Delta\lambda$ = 50—80 нм). В связи с этим следовало ожидать, что при выборе светодиодного источника с длиной волны, соответствующей оптимальному значению для фотоконверсии билирубина, терапевтический эффект будет значительно выше, чем при использовании светодиодных источников с другими (не оптимальными) длинами волн в пределах полосы поглощения билирубина. Однако клинические исследования, выполненные разными авторами с использованием светодиодных источников, не выявили ожидаемого 1.5-кратного увеличения эффективности фототерапии при переходе от излучателей с λ_{max} = 459 нм к λ_{max} = 505 или 497 нм (терапевтическое действие оказалось равнозначным).

Экранирующее действие билирубина, локализованного в клетках ткани

По нашему мнению, одна из причин несоответствия расчетных спектров терапевтического действия клиническим данным, полученным с использованием светодиодных источников различных типов, состоит в способности билирубина, локализованного в клетках ткани, выступать в качестве селективного фильтра, экранирующего воздействующее излучение. В пользу такого заключения свидетельствуют исследования, выполненные с клетками почки зеленой африканской мартышки BGM, предварительно инкубированными в питательной среде с повышенным уровнем билирубина [5, 6]. Клетки, выращенные на дне кюветы, подвергались воздействию излучения светодиодного источника с λ_{max} = 465 нм с плотностью мощности P = 20 мВ/см^2 в течение t = 5 мин через дно кюветы. Излучение, проходя через клетки, попадало также на питательную среду, в которой билирубин находился преимущественно в комплексе с альбумином. Как следует из рис. 2, излучение вышеуказанных параметров практически не вызывает разрушения билирубина в клетках, но полностью разрушает билирубин, связанный с альбумином питательной среды.

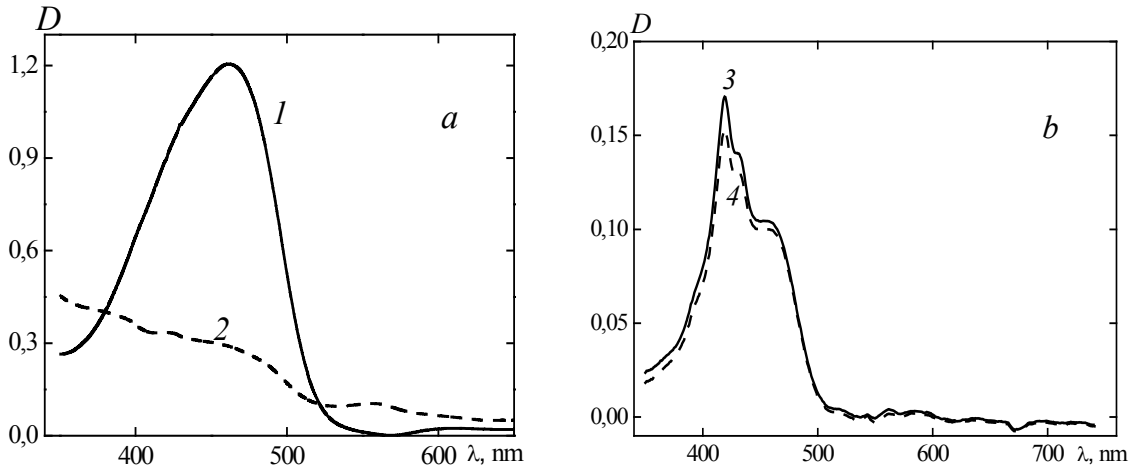


Рис. 2. Спектры поглощения билирубина в питательной среде (*a*) и в растворе ДМСО после экстракции из клеток почки зеленой африканской мартышки BGM (*b*) до (*1*, *3*) и после (*2*, *4*) воздействия излучения светодиодного источника с λ_{max} = 465 нм, плотностью мощности P = 20 мВ/см^2 в течение t = 5 мин

Примечательно, что билирубин, локализованный в клетках, существенно отличается также и по абсорбционным характеристикам от пигмента, связанного с альбумином крови. На это указывает изучение сенсибилизированного билирубином повреждения клеток при воздействии излучения светодиодных источников с λ_{max} = 465 и 520 нм (рис. 3). Как видно на рис. 3, кине-

тика снижения процента жизнеспособных клеток при их сенсибилизации билирубином практически совпадает при воздействии излучения с λ_{max} = 465 (кривая *3*) и 520 нм (кривая *4*). В то же время в случае схожести спектров поглощения билирубина в клетках и питательной среде следовало ожидать более высокой скорости фотоповреждения клеток при воздействии излучения с λ_{max} = 465 н, соответствующего максимуму спектра поглощения пигмента.

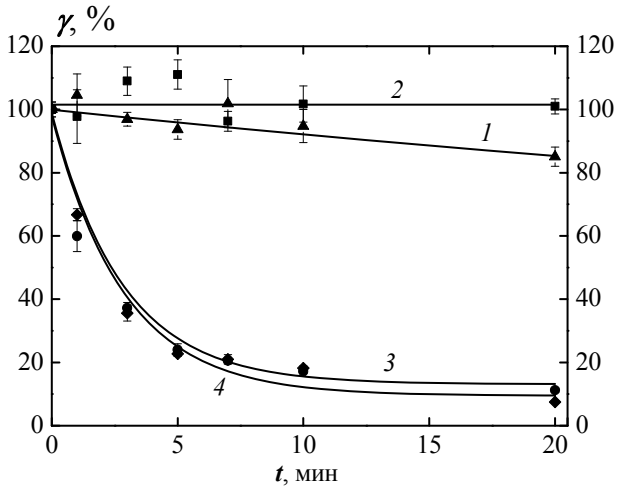


Рис. 3. Зависимость процента жизнеспособных клеток от времени облучения светодиодными источниками с λ_{max} = 465 нм (*1*, *3*) и λ_{max} = 520 нм (*2*, *4*) с плотностью мощности *P* = 20 мВт/см^2 в отсутствие билирубина (*1*, *2*) и при его концентрации в питательной среде 40 мкМ (*3*, *4*)

Зависимость терапевтического действия светодиодных источников ширины спектрального диапазона

Выполненные нами исследования [7] показали, что эффективность фототерапии гипербилирубинемии новорожденных детей при использовании узкополосых светодиодных источников зависит не только от положения максимума спектра испускания светодиодов в пределах полосы поглощения билирубина, но и от ширины спектра воздействующего излучения. Установлено, что расширение спектрального диапазона излучения за счет добавления к свету синего диапазона с $\lambda_{max} \approx 462$ нм зеленой компоненты с $\lambda_{max} \approx 505$ нм (в условиях одинаковой интегральной плотности мощности) приводит к повышению эффективности снижения уровня общего билирубина в крови новорожденных детей. Наблюдаемый эффект обусловлен гетерогенностью спектральных характеристик билирубина в условиях различного микроокружения, а также зависимостью оптимальной длины волны излучения для фотоизомеризации пигмента от глубины залегания кровеносных сосудов, являющихся местом протекания реакций фототрансформации билирубина. Кроме того, расширение спектрального диапазона воздействующего излучения за счет добавления зеленой компоненты приводит к увеличению облучаемых объемов крови, в которых инициируются реакции фотоизомеризации с повышенным квантовым выходом люмирубина, лежащие в основе терапевтического действия света при лечении гипербилирубинемии. Другими словами, эффективная изомеризация молекул билирубина в кровеносных сосудах (капиллярах), локализованных на различной глубине от поверхности ткани (в диапазоне 0–2 мм), инициируется отличающимися длинами волн. По этой причине использование широкополосного излучения со спектром, соответствующим длинноволновому склону полосы поглощения билирубина, имеет определенные преимущества перед квазимонохроматическим излучением. Помимо названных обстоятельств причинами повышения эффективности фототерапии при переходе от светодиодного источника с λ_{max} = 462 нм к широкополосным источникам с λ_{max} = 462 и 505 нм в условиях одинаковой суммарной интенсивности излучения может быть смещение под действием излучения зеленой области спектра динамического равновесия между равновесными концентрациями геометрических изомеров, обусловленное обратимостью процессов *цис-транс*-изомеризации и перекрытием спектров поглощения изомеров и нативного *Z,Z*-билирубина.

Заключение

Рассмотрены актуальные проблемы и новые возможности совершенствования технологий фототерапии желтухи новорожденных детей с использованием светодиодных источников различных типов для снижения уровня билирубина в крови младенцев. Показано, что возможности широко используемого метода фототерапии далеко не исчерпаны.

Литература

1. A. A. Lamola. *Clin. Perinatol*. 2016. Vol. 43, No 2. P. 259–276.
2. V.Yu. Plavskii. In *Bilirubin: Chemistry, Regulation and Disorder*, Ed. J. F. Novotny, F. Sedlacek. New York: Nova Science Publishers, Inc. 2012. P. 1–65.
3. V.Yu. Plavskii, A.I. Tret'yakova, G.R. Mostovnikova. *J. Opt. Technol*. 2014. Vol. 81, No 6. P. 341–348.
4. V.Yu. Plavskii, V.A. Mostovnikov, G.R. Mostovnikova, A.I. Tret'yakova. *J. Appl. Spectrosc*. 2007. Vol. 74, No 1. P. 120–132.
5. O.A. Kozlenkova, L.G. Plavskaya, A.V. Mikulich, I.A. Leusenko, A.I. Tretyakova, V.Yu. Plavskii, J. Gao, D. Xiong, X. Wu. *Commun. Phys*. 2017. Vol. 26, No 4, P. 345–350.
6. O.A. Kozlenkova, L.G. Plavskaya, A.V. Mikulich, I.A. Leusenko, A.I. Tretyakova, V.Yu. Plavskii. *J. Phys.: Conf. Ser*. 2016. Vol. 741, No. 1. P. 012063.
7. V.Yu. Plavskii, A.V. Mikulich, I.A. Leusenko, A.I. Tretyakova, L.G. Plavskaya, N.S. Serdyuchenko, J. Gao, D. Xiong, X. Wu. *J. Appl. Spectrosc*. 2017. Vol. 84, No 1. P. 92–102.

Actual Problems of Phototherapy for Hyperbilirubinemia of Newborns Using LED Sources

V. Yu. Plavskii [a], A. V. Mikulich [a], I. A. Leusenko [a], A. I. Tretyakova [a], L. G. Plavskaya [a], O. A. Kozlenkova [a], N. S. Serdyuchenko [a], K. U. Vil'chuk [b]

[a] *Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

[b] *Republican Scientific and Practical Center "Mother and Child", Minsk, Belarus*

Actual problems and new ways for improving phototherapy of neonatal jaundice using different types LED sources to reduce the level of bilirubin in the blood of neonates are discussed. It is shown that the potential of widely used method of phototherapy is far from exhausted.

Keywords: hyperbilirubinemia of newborns, phototherapy, bilirubin, lumirubin, photoisomerization, LEDs.

Деградация светодиодных нитевидных ламп

Ю. В. Трофимов [а], И. А. Каледа [б], А.С. Таукенов [в], В. И. Цвирко [а], С. И. Лишик [а]

[а] *Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: sergey.lishik@gmail.com*
[б] *ОАО "Брестский электроламповый завод", Брест, Беларусь;*
[в] *ТОО "LED Systems", Астана, Казахстан*

Исследованы светодиодные нитевидные лампы (СДНЛ). Представлены результаты долговременных (около 7200 ч) испытаний СДНЛ, отличающихся потребляемой электрической мощностью и конструкцией. Показано, что срок службы СДНЛ по уровню L_{70} составляет от 1680 до 12700 ч. С течением времени у некоторых образцов СДНЛ наблюдалось смещение коррелированной цветовой температуры на 252 К. Установлено, что изменения в светотехнических характеристиках СДНЛ обусловлены деградацией светодиодных кристаллов и люминофора в светодиодных нитях в результате их перегрева и других факторов. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости дальнейшей оптимизации конструкции и технологии изготовления СДНЛ.

Ключевые слова: светодиодная нитевидная лампа, деградация, люминофор.

Введение

В последние годы на рынке светотехники появились и получили определенное распространение так называемые светодиодные нитевидные лампы (СДНЛ). Такие лампы по внешнему виду идентичны традиционным лампам накаливания, характеризуются небольшим энергопотреблением, однородным выводом света во всех направлениях, отсутствием слепящего эффекта и небольшим весом, что в целом соответствует основным ожиданиям потребителя [1]. Вместе с тем СДНЛ — достаточно новый продукт, долговременная стабильность их характеристик изучена недостаточно. Цель настоящей работы — частично восполнить отсутствие данной информации.

Методика эксперимента

Исследовались 12 образцов СДНЛ (№1-12), а также для сравнения одна светодиодная лампа с металлическим радиатором (№ 13) и две лампы накаливания мощностью 60 Вт (№ 14.1, 14.2) (рис. 1). Лампы устанавливались на горизонтальную плиту, на которой в матричном порядке с шагом 150×200 мм располагались патроны. Напряжение питания ламп 230 В, 50 Гц. Измерения проводились в кондиционируемом помещении при комнатной температуре $T_а$ = 22 °С.

Исследуемые лампы находились во включенном состоянии ежедневно в течение 8 часов рабочего времени (с 9:00 до 17:00). После определенных интервалов времени (123, 604, 1280, 2235, 3150, 3896, 5732 и 7239 ч) проводились измерения светотехнических характеристик ламп: светового потока, потребляемой электрической мощности, световой эффективности, коррелированной цветовой температуры, индекса цветопередачи, коэффициента мощности, координат цветности и др. Измерения светотехнических характеристик ламп проводились в испытательной лаборатории ЦСОТ НАН Беларуси (аттестат аккредитации BY/112 1.1714 от 13.08.2012, срок действия 5 лет) методом фотометрического шара на оборудовании Instrument Systems (спектрорадиометр CAS140CT и шар диаметром 2 м).

Результаты и их обсуждение

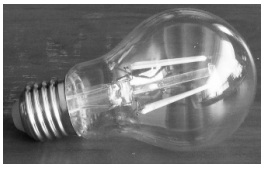
Отметим, что заявленные производителями светотехнические характеристики СДНЛ в большинстве случаев значительно отличаются от измеренных (табл. 1). В частности, измеренная потребляемая электрическая мощность оказалась в среднем на 15%, а измеренный световой поток — на 18% ниже заявленного значения. Иначе говоря, потребитель таких ламп вводится в заблуждение, так как не может однозначно судить о том, сколько "света" на самом деле он приобретает. По нашему мнению, необходимо принятие соответствующих мер защиты прав потребителей со стороны органов госуправления.

№ 1: LED-A60 5Вт/E27/2700K

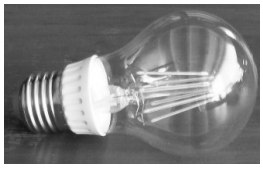
№ 2: PLED A60 OMNI 8W/E27/2700K

№ 3: LED lamp A60 6W/E27/warm light

№ 4: ASD LED-ШАР ПР 5Вт/E27/3000K



№ 5: ASD LED-A60 ПР 6Вт/E27/3000K



№ 6: ASD LED-A60 ПР 8Вт/E27/3000K

№ 7: ASD LED-A60 ПР 10Вт/E27/3000K

№ 8: Ambrella light LED 6W/E27/2700K

№ 9: Uniel Sky 7W/E27/3000K

№ 10: Feron LED 7W/E27/2700K

№ 11: Feron LED 7W/E27/4000K

№ 12: Feron LED 5W/E27/4000K

№ 13: OctaLED R02 6.5W/E27/4000

№14.1, 14.2: Лампы накаливания 60 Вт

Рис. 1. Исследуемые образцы ламп

На рис. 2, *а* показаны зависимости светового потока ламп от времени наработки. Как правило, с течением времени световой поток всех исследованных образцов уменьшился. Для большинства СДНЛ световой поток через 7239 ч уменьшился на 16—42 % от исходного значения, за исключением ламп № 7, 8, световой поток которых за 3896 ч уменьшился на ~59 и 54 %.

Контрольные образцы: световой поток светодиодной лампы № 13 за 7239 ч изменился незначительно (очевидно из-за более эффективного отведения тепла посредством теплового радиатора). Лампы накаливания № 14.1, 14.2 (на рис. 2, *а* не показаны) поочередно перегорели спустя 795 и 500 ч после включения. На рис. 2, *а* приведены сроки службы образцов СДНЛ, рассчитанные в соответствии с методикой [2] на основе данных за последние 3—4 тыс. ч наработки. Срок службы СДНЛ варьируется от 1680 до 12700 ч при том, хотя некоторыми производителями (например, лампы № 7) заявлены значения 30000 ч.

Т а б л и ц а 1. Сравнение заявленных и измеренных характеристик СДНЛ

№	Наименование	Мощность P, Вт			Световой поток Ф, лм		
		$P_{заяв}$	$P_{изм}$	ΔP, %	$Ф_{заяв}$	$Ф_{изм}$	$\Delta Ф$, %
1	CLED-A60 5W/E27/2700K	5	5.2	4	800	819	2
2	PLED A60 OMNI 8W/E27/2700K	8	7.3	–9	720	741	3
3	LED Filament Lamp A60 6W/E27/warm light	6	5.9	–1	—	642	–
4	ASD LED-ШАР ПР 5Вт/E27/3000K	5	4.0	–20	450	350	–22
5	ASD LED-A60 ПР 6Вт/E27/3000K	6	4.5	–25	540	457	–15
6	ASD LED-A60 ПР 8Вт/E27/3000K	8	5.8	–27	720	582	–19
7	ASD LED-A60 ПР 10Вт/E27/3000K	10	7.4	–26	900	850	–6
8	Ambrella light LED 6W/E27/2700K	6	2.6	–56	510	227	–56
9	Uniel Sky 7W/E27/3000K	7	5.0	–28	—	642	—
10	Feron LED 7W/E27/2700K	7	5.9	–16	740	618	–16
11	Feron LED 7W/E27/4000K	7	6.1	–13	760	695	–9
12	Feron LED 5W/E27/4000K	5	3.8	–25	550	394	–28

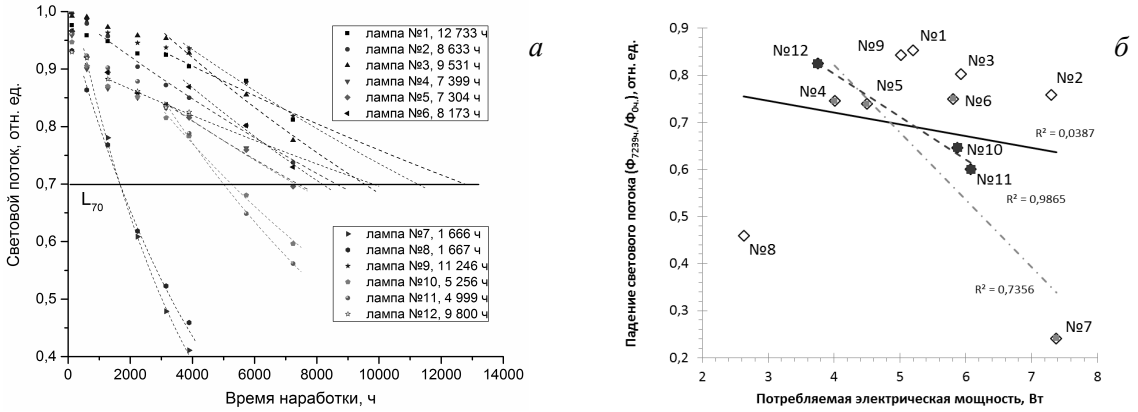


Рис. 2. Зависимость светового потока ламп от времени наработки (*а*), а также падения светового потока от мощности и производителя ламп (*б*)

В ходе эксперимента мощность большинства СДНЛ уменьшилась на <2.7 % (–0.2 Вт), за исключением ламп № 8 (–20 %, –0.5 Вт) и № 12 (–16 %, –0.6 Вт). При этом если у лампы №8 световой поток уменьшился на 54 %, а мощность на 20 %, то у лампы № 7 — на 59 и 02 %. Следовательно, стабильность характеристик электронной схемы не является основной причиной деградации СДНЛ.

На рис. 2, *б* приведена зависимость изменения светового потока ламп за 7239 ч наработки от их мощности. В целом по выборке наблюдается слабая (достоверность аппроксимации R^2 = = 0.0387) линейная зависимость между степенью деградации их светового потока и потребляемой мощностью. Однако если рассматривать СДНЛ одного производителя, например ASD (№ 4—7) или Feron (№ 10—12), то достоверность линейных зависимостей выше: R^2 = 0.7356 и 0.9865. Разброс данных объясняется конструктивно-технологическими отличиями ламп.

Наряду со световым потоком у некоторых образцов СДНЛ наблюдались изменения в коррелированной цветовой температуре (рис. 3, *а*, *б*): КЦТ ламп № 7, 11, 6 увеличилась на 252, 109 и 57 К соответственно, № 8 уменьшилась на 53 К, а у остальных ламп изменилось на 20—50 К. Изменение КЦТ вкупе с падением светового потока свидетельствует о значительной деградации люминофора в светодиодных нитях. Из сравнения спектров СДНЛ №7 при 123 ч и при 7293 ч (рис. 3, *в*) следует, что наибольшие изменения в спектре СДНЛ №7 произошли в полосе излучения люминофора. При этом максимум излучения кристаллов синих светодиодов уменьшился по интенсивности в 3.2 раза и сместился на 3 нм в красную область. Индекс цветопередачи СДНЛ изменился незначительно: на –0.2—2.4 ед. (рис. 3, *г*).

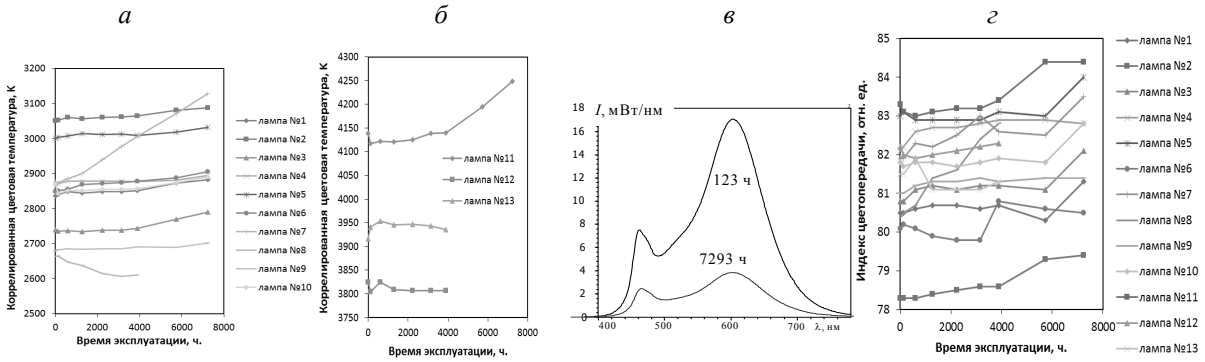


Рис. 3. Зависимость КЦТ (*а*, *б*), спектров излучения (*в*) и индекса цветопередачи (*г*) СДНЛ от времени наработки

Заключение

Срок службы исследованных СДНЛ оказался существенно меньше заявляемого производителями и составил в среднем около 7200 ч. Причины — деградация светодиодных кристаллов

и люминофора в светодиодных нитях из-за перегрева, а также, возможно, низкого качества люминофорных композиций, химического взаимодействия люминофоров с остаточными парами кислорода в газовой среде в колбе лампы и других факторов. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости дальнейшей оптимизации конструкции и технологии изготовления СДНЛ. В текущем конструктивном исполнении использование СДНЛ может быть выгодно потребителю при стоимости не более 4—5 стоимостей лампы накаливания.

Литература

1. Ю.В. Трофимов, И.А. Каледа, А.С. Таукенов, С.И. Лишик. Наука и инновации. 2015. № 10 (152). С. 13–17.
2. IES TM-21-11 “Projecting Long Term Lumen Maintenance of LED Light Sources”.

Degradation of LED Filament Lamps

Yu. V. Trofimov [a], I. A. Kaleda [b], A. S. Taukenov [c], V. I. Tsvirko [a], S. I. Lishik [a]

[a] State Enterprise “CLOET of NAS of Belarus”,
Minsk, Belarus, e-mail: sergey.lishik@gmail.com;
[b] OJSC “Brest Electric Lamp Plant”, Brest, Belarus;
[c] TOO “LED System Media”, Astana, Kazakhstan.

The subject of study is LED filament lamps (FLs). The results of long-term testing (about 7200 h) of LED FLs with different power consumption and design are presented. It is shown that the life time of LED FL at level of lumen maintenance L70 is 1680–12700 h. During experiment a shift in the correlated color temperature of some LED FLs by value of 252 K has detected. The observed changes in lighting characteristics of LED FLs are linked with degradation of LED chips and phosphor in LED filaments as a result of their overheating and some other factors. The obtained results indicate the necessity of further optimization of LED FL design.

Keywords: LED filament lamp, degradation, phosphor.

Специализированная светодиодная УФ камера фотополимеризации

А. Е. Челяпин, Ю. В. Трофимов, П. П. Першукевич

Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: alex.gif@rambler.ru

Исследована возможность улучшения качества отверждения клея за счет равномерного трехмерного облучения ультрафиолетовыми светодиодами. Разработана и создана специализированная светодиодная УФ камера, излучающая на длине волны 365 нм с плотностью мощности излучения около 180 Вт.м$^{-2}$ при площади засветки 100 мм^2. Получено двукратное сокращение времени отверждения по сравнению с традиционной установкой УФ отверждения на ртутной лампе.

Ключевые слова: УФ светодиоды, светодиодный облучатель, отверждение, композитные материалы.

Введение

В настоящее время светодиоды ближнего УФ диапазона (UV-A) все чаще находят применение в различных отраслях производства благодаря компактности, экологичности и длительному сроку службы. Одно из перспективных применений УФ светодиодов — фотополимеризация различных материалов (клеев, компаундов, смол и др.) [1].

Появление большого количества чувствительных к УФ излучению материалов (фоторезистов, клеев, адгезивов и др.) привело к бурному развитию технологии ультрафиолетового отверждения. На сегодняшний день данная технология занимает ~25 % доли рынка и стремительно развивается, конкурируя с традиционными технологиями сушки и полимеризации благодаря большей простоте в исполнении, экономичности и экологичности оборудования. Обычно в качестве источника излучения в серийно выпускаемом оборудовании для УФ отверждения композитных материалов применяются мощные ртутные лампы, обладающие рядом недостатков (низкий КПД, короткий срок службы, высокие температуры, опасность химического отравления парами ртути, необходимость ее утилизации и пр.) Современные УФ светодиоды имеют более высокий КПД, срок службы порядка 25 тыс. ч, безопасны при эксплуатация и не требуют утилизации [2].

Существуют УФ светодиодные облучатели с общей площадью засветки 1.5 м^2 с питанием от одного источника напряжения и микропроцессорным блоком управления. У некоторых образцов облучателей даже отсутствуют принудительные системы охлаждения. Это достигается применением специального импульсного режима работы светодиодов [3]. Однако такие установки не обеспечивают качественной фотополимеризации клея, что связано с неравномерностью облучения отверждаемого материала, приводящей к растрескиванию и разрушению клеевого слоя.

Цель работы — исследование возможности улучшения качества отверждения клея и разработка специализированной светодиодной УФ камеры, обеспечивающей высокую равномерность облучения и уменьшение времени отверждения клея по сравнению с традиционными УФ облучателем на ртутной лампе.

Экспериментальная часть

Нами разработан опытный образец специализированной светодиодной УФ камеры фотополимеризации, предназначенный для склеивания прозрачных и непрозрачных подложек. УФ камера состоит из двух полусфер, внутри которых расположены светодиодные модули, подключаемые к источнику питания. Каждый светодиодный модуль содержит несколько УФ светодиодов типа NCSU133-B (Nichia, Япония), излучающих на длине волны 365 нм. Кроме того, светодиоды дополнительно расположены по кольцу на стыке двух полусфер.

Тепловой режим работы светодиодов обеспечивается алюминиевыми радиаторами, расположенными на внешних боковых поверхностях камеры. На рис. 1 приведена фотография и модель УФ камеры фотополимеризации, ее основные компоненты. Светодиоды позволяют получить энергетическую освещенность ~180 Вт/м^2 на рабочей поверхности диаметром 150 мм с коэффициентом однородности облученности >90 %.

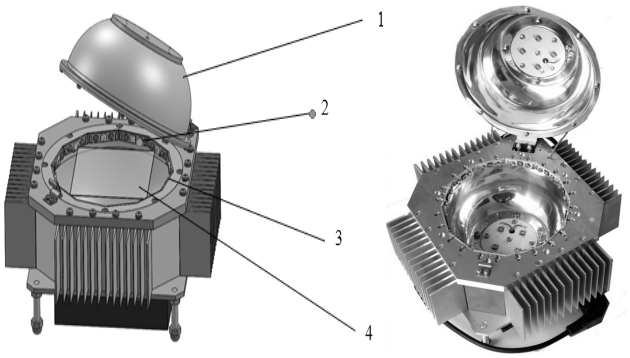


Рис. 1. Модель (*1* — верхняя полусфера; *2* — кольцо светодиодов; *3* — нижняя полусфера; *4* — прозрачная подложка) и фотография УФ камеры фотополимеризации

Конструкция камеры обеспечивает равномерное облучение рабочей поверхности подложки не только сверху, как у традиционных устройств облучения с УФ лампой, а со всех сторон, включая торцы склеиваемых подложек, что позволяет предотвратить возникновение внутренних механических напряжений в клеевом слое в процессе полимеризации и тем самым повысить качество клеевого соединения. Склеивание непрозрачных стеклянных подложек происходит благодаря засветке клея через торцы подложек. На рис. 2 приведены промоделированные в программном комплексе “Trace pro” расчетные распределения плотности мощности УФ излучения на торце подложки. Потребляемая мощность осветителя 50 Вт, напряжение питания переменного тока 230 В, размер освещаемой поверхности 100 мм^2.

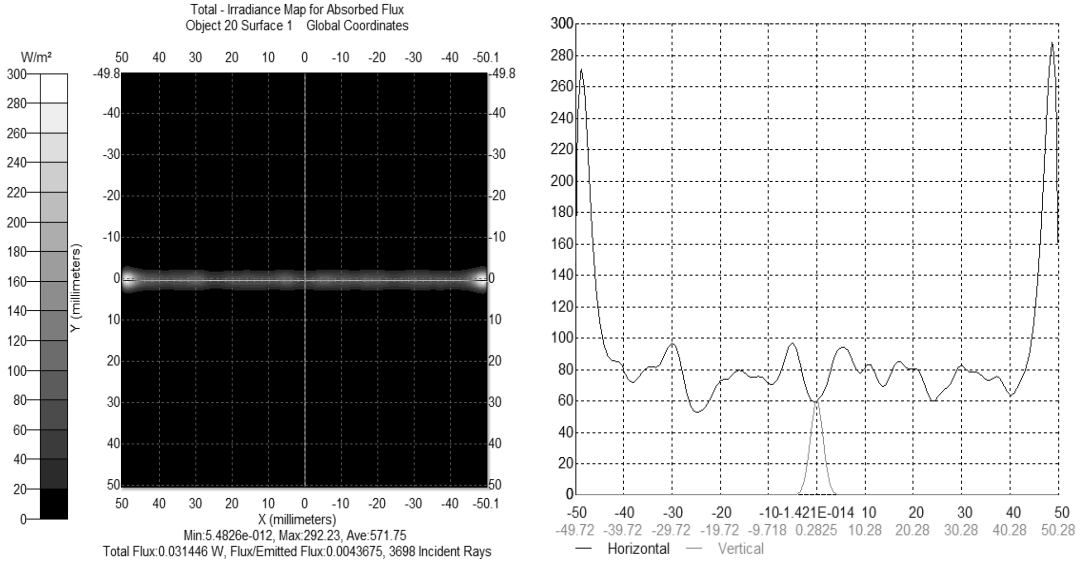


Рис. 2. Распределение плотности мощности излучения на торце подложки

Результаты и их обсуждение

При проектировании устройства первостепенной задачей являлось создание объемного равномерного поля засветки зоны облучения. На рис. 3 представлена промоделированное в программном комплексе “Trace pro” распределение плотности мощности излучения на поверхности подложки в разработанной УФ камере фотополимеризации. Камера обеспечивает высокую (~90 %) равномерность облученности. В то же время для типового устройства с УФ лампой (модель F300S фирмы Heraeus) этот параметр ~50 % [4].

В сравнительном эксперименте использовался клей NOA 61 [5] для склеивания прозрачных стеклянных пластин в разработанной УФ камере и типовой установке F300S с УФ лампой. Клей NOA 61 имеет максимум поглощения УФ излучения на λ = 365 нм. Облучатель с УФ лампой имеет довольно широкий спектр излучения, и на λ = 365 нм попадает ~53% общей мощности излучения. Установка F300S электрической мощностью 1800 Вт склеивает стеклянные подложки диаметром 150 мм в течение 300 с (облученность 120 Вт/м^2). Разработанная УФ

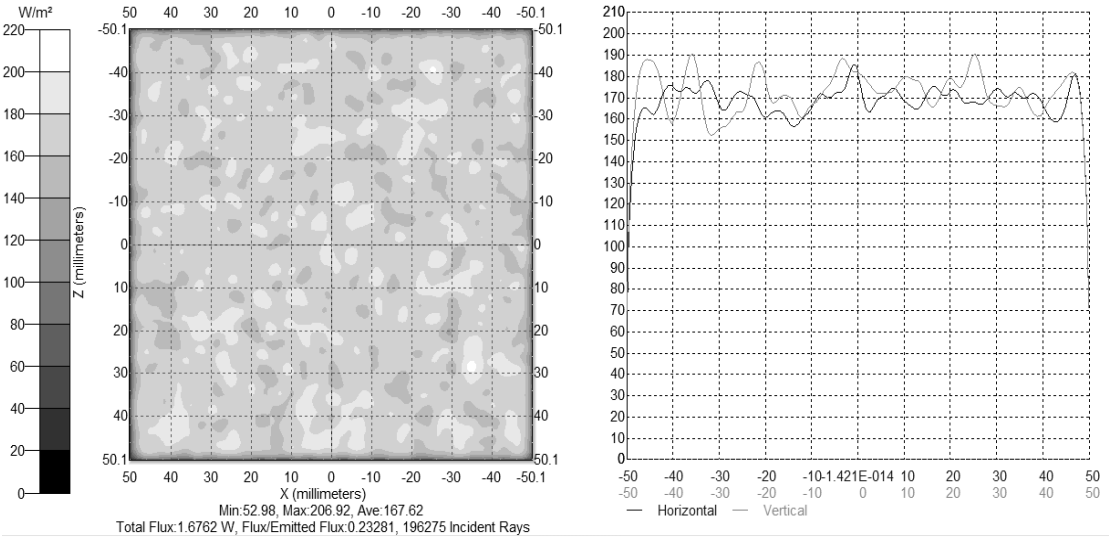


Рис. 3. Распределение плотности мощности излучения на поверхности подложки

камера имеет электрическую мощность 50 Вт и склеивание происходит в течение 120 с (облученность 180 Вт/м^2). Высокая однородность интенсивности излучения на поверхности прозрачной подложки и облучение ее с торцов обеспечивают качественное клеевое соединение. Более высокая скорость полимеризации клея за счет увеличения облучаемой мощности, оптимального спектрального состава и высокой однородности интенсивности излучения по поверхности подложки не приводит к ухудшению качества клеевого соединения.

Заключение

Представленная специализированная светодиодная УФ камера фотополимеризации успешно прошла испытания в производственных условиях на ООО “ИЗОВАК Технологии” (Беларусь). Камера имеет плотность мощности излучения с длиной волны 365 нм около 180 Вт/м^2 при площади засветки 100 мм^2 и обеспечивает высокое качество клеевого соединения, что связано с оптимальным спектральным составом и высокой степенью равномерности облучения подложки в рабочей зоне. В номинальном режиме работы отверждение клея происходит в два раза быстрее, чем при использовании традиционного облучателя с УФ лампой.

Литература

1. J. Deng, L. Wang, L. Liu, W. Yang. *Prog. Polym. Sci*. 2009. V. 34, N 2. P. 156-193.
2. Д. Токманцев. Некоторые аспекты процесса УФ-отверждения лаков и красок. *Флексо Плюс*. 1998. № 4 (6).
3. В.А. Сергеев, В.В. Ершов, Д.К. Подымало, А.А. Черторийский. *ИЮФУ*. Т. 5(154). С 76.
4. F300S/F300SQ parts. Fusion UV Systems. Inc.; http://www/fusionuv.com/uploadedFiles/PDF_Library/588601%20F300S%20Parts.pdf
5. https://www.norlandprod.com/adhesives/noa%2061.html

Specialized LED UV Photopolymerization Chamber

A. E. Chaliapin, Y. V. Trofimov, P. P. Pershukevich

Center of LED and Optoelectronic Technologies, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: alex.gif@rambler.ru

The possibilities of improving the quality of curing of the glue due to uniform volumetric irradiation with ultraviolet light-emitting diodes are investigated. The results of an experimental study of the developed specialized LED UV camera of uniform illumination emitting at a wavelength of 365 nm with a radiation power density of about 180 W/m^2 at a background area of 100 mm^2 are presented. An almost two-fold reduction in the curing time is obtained in comparison with the conventional UV curing installation on a mercury lamp.

Keywords: UV LEDs, LED irradiator, curing, composite materials.

Визуальный контроль морфологии поверхности кремниевых пластин на основе возбуждения фотолюминесценции светодиодными источниками излучения

Ю. В. Трофимов [а], П. С. Бегунов [а], А. А. Турбан [б], Е. А. Хохлов [б]

[а] *Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: begynov@gmail.com*
[б] *ООО "Изовак-технологии", Минск, Беларусь*

Показана возможность возбуждения фотолюминесценции кремниевой структуры гетеропереходных тонкопленочных солнечных элементов — HIT - элементов (heterojunction with intrinsic thin-layer solar cells), изготовленных на основе монокристаллического кремния, светодиодными источниками излучения. Разработана экспериментальная светодиодная система визуализации фотолюминесценции для быстрого мониторинга состояния морфологии поверхности кремниевой пластины. Полученные результаты расширяют функциональные возможности контроля качества поверхности кремниевых пластин в процессе производства.

Ключевые слова: кремниевые солнечные элементы, фотолюминесценция, светодиодный источник излучения.

Введение

Визуальные методы контроля находят широкое применение в оптоэлектронной промышленности и позволяют качественно оценивать такие важные параметры, как наличие неоднородностей и дефектов (микротрещин, царапин, дислокаций) в структурах, их плотность и т.д. Метод, основанный на возбуждении фотолюминесценции (ФЛ), позволяет фиксировать и давать качественную оценку механических повреждений кремниевых структур. Использование светодиодного излучения для возбуждения ФЛ кремниевых структур позволяет осуществить равномерную засветку по всей площади поверхности образцов, избегать контакта с их поверхностью, что является важным практическим аспектом с точки зрения пропускной способности и снижения риска дополнительного механического повреждения в процессе измерений.

Условия и результаты эксперимента

Исследование структуры гетеропереходных тонкопленочных солнечных элементов с исходными размерами 165 × 165 мм проводилось с помощью устройства, разработанного в Центре светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, принцип работы которого представлен на рис. 1. Для возбуждения ФЛ в кремниевых пластинах использовались светодиодного модули, излучающие в узких спектральных диапазонах длин волн с максимумами λ_1 = 660 нм и λ_2 = 720 нм, суммарный спектр излучения представлен на рис. 2.

Электрическая мощность устройства 300 Вт. Энергетическая освещенность по всей поверхности кремниевой структуры на расстоянии 260 мм от светодиодного источника ~500 Вт/м^2. Неравномерность распределения энергетической освещенности по поверхности пластины 1 %.

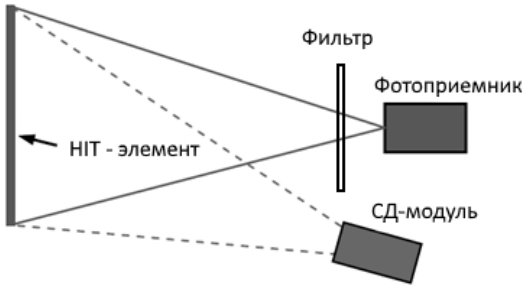


Рис. 1. Принцип работы устройства визуального контроля кремниевых пластин

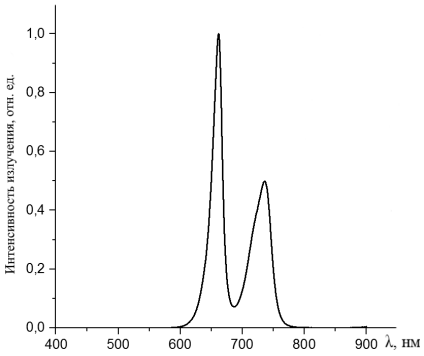


Рис. 2. Суммарный спектр излучения светодиодных модулей для визуализации ФЛ кремниевых пластин

Эмиссия фотонов в кремниевых структурах, вызванная межзонной излучательной рекомбинацией неравновесных носителей заряда, имеет широкий спектр в ИК диапазоне с пиком ~1.1 эВ (1140 нм) [1, 2]. В качестве фильтра для устранения излучения накачки использовалась полированная пластина кремния, просветленного с двух сторон на длине волны 1100 нм.

Для измерений использовался КМОП-фотоприемник с фоточувствительной площадкой 22.2×14.8 мм^2 и максимально возможным пространственным разрешением 4272×2848. Экспериментальным путем установлено, что время экспозиции 5—10 с при выше указанных условиях позволяет наиболее качественно фиксировать пространственное распределение ФЛ по поверхности кремниевой пластины (рис. 3). Все измерения проводились при комнатной температуре. Затемненные области на рис. 3 свидетельствуют о наличии дефектов структуры и механических повреждений поверхности, которые оказывают негативное влияние на коэффициент полезного действия солнечных элементов.

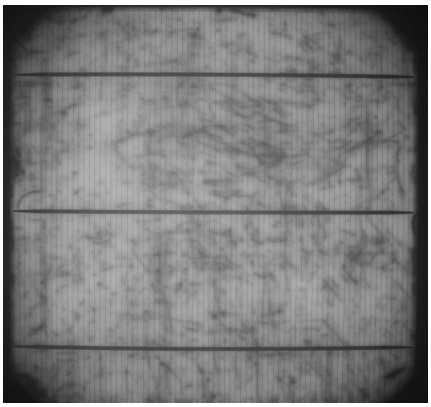


Рис. 3. Изображение пространственного распределения ФЛ по поверхности солнечного элемента, полученное с помощью метода визуализации фотолюминесценции

Заключение

Разработана экспериментальная система визуального контроля морфологии поверхности кремниевых пластин на основе возбуждения фотолюминесценции светодиодными источниками излучения. ФЛ-визуализация является перспективным, универсальным и быстрым экспериментальным методом, который обеспечивает контроль качества кремниевых пластин при как производстве солнечных элементов, так и микроэлектронных изделий.

Литература

1. Würfel P. Physics of Solar Cells: From Principles to New Concepts, Wiley-VCH, Weinheim, 2005.
2. Trupke T. Photoluminescence Imaging for Photovoltaic Applications. Int. Conf. on Materials for Advanced Technologies. Vol 15. Amsterdam, 2012. P. 135-146.

Visual Control of the Morphology of the Surface of Silicon Wafers Based on the Excitation of Photoluminescence by LED Radiation Sources

Y. V. Trofimov [a], P. S. Begunov [a], A. A. Turban [b], E. A. Hohlov [b]

[a] Center of LED and Optoelectronics Technologies,
National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: begynov@gmail.com
[b] IZOVAC ltd, Minsk, Belarus

The possibility of photoluminescence excitation of a silicon structure obtained using heterojunction with Intrinsic Thin-Layer solar cells technology and LED radiation sources is demonstrated. A contactless LED photoluminescence visualization system has been developed to fast monitor the state of the morphology of the silicon wafer surface before and after individual technological operations. The results of the work expand the functional possibilities of controlling the quality of silicon wafers in the production process.

Keywords: silicon solar cells, photoluminescence, LED.

Лазерные диоды на основе твердых растворов GaInAsSb для детектирования угарного газа

Д. М. Кабанов, Е. В. Лебедок, Р. Ю. Микулич

ГНПО “Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника”, Минск, Беларусь;
e-mail: d.kabanau@ifanbel.bas-net.by

Установлена возможность использования оптико-электронных приборов на основе твердых растворов GaInAsSb для детектирования угарного газа. Определены основные оптические и энергетические параметры твердых растворов $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.11}Sb_{0.89}$. Установлены оптимальные режимы работы излучателей с GaInAsSb-активной областью для детектирования угарного газа.

Ключевые слова: GaInAsSb, параметры Варшни, оптический абсорбционный метод.

Введение

Создание приборов для детектирования и анализа угарного газа (CO) — одно из важным направлений в развитии медицины, экологии, промышленного мониторинга, изучении загрязнения окружающей среды [1]. К таким приборам предъявляются требования энергоэффективности, малых габаритов, высокой точности детектирования анализируемой среды. Для этих целей наиболее подходят лазерные диоды, излучающие в среднем ИК диапазоне спектра [2]. Появление и разработка детекторов и анализаторов газовых смесей требует развитие полупроводниковых источников среднего ИК диапазона, работающих при комнатных температурах.

Эксперимент

Исследованы лазерные диоды с активным слоем GaInAsSb, генерирующие в диапазоне 2.30—2.35 мкм. Лазерные диоды изготовлены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Россия). Активная область исследуемого лазера толщиной 800 нм состоит из двух напряженных квантовых ям $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.11}Sb_{0.89}$, каждая толщиной 10 нм, разъединенных слоем 30 нм состава $Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.02}Sb_{0.98}$. Волноводные слои, изготовленные из $Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.02}Sb_{0.98}$, имели толщину 375 нм. Волноводные слои ограничены широкозонными слоями *p*- и *n*-$Al_{0.9}Ga_{0.1}As_{0.08}Sb_{0.92}$ [3]. Энергетическая диаграмма рассматриваемых лазерных структур представлена на рис. 1.

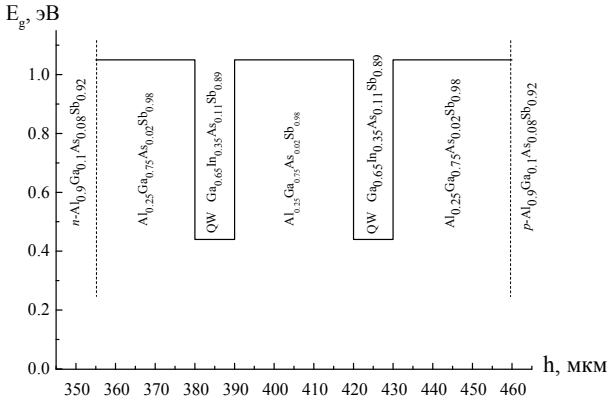


Рис. 1. Энергетическая диаграмма $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.11}Sb_{0.89}$ лазерного диода

Исследовались лазерные диоды с резонатором Фабри–Перо, имеющим форму прямоугольника длиной 500 мкм и шириной 20 мкм, толщиной 20 мкм; а также лазерные диоды с резонатором в форме диска (WGM) диаметром 300 мкм. Спектры генерации экспериментально исследовались в температурном диапазоне 10—310 К. Лазерный диод работал в квазиимпульсном режиме, подаваемый ток изменялся в диапазоне 40—110 мА. Регистрация спектров излучения светодиодов выполнялась с помощью сканирующего монохроматора SolarTII MS2004i, обеспечивавшего спектральное разрешение не хуже 3 нм.

На основании полученных зависимостей спектров люминесценции от температуры для исследуемых лазерных диодов определялась зависимость ширины запрещенной зоны E_g от температуры. Расчет проводился построением зависимости положения максимума спектра люминесценции от температуры с поправкой на $kT/2$ [4]. Полученные экспериментальные данные зависимости ширины запрещенной зоны от температуры в диапазоне 10—250 К для $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.11}Sb_{0.89}$ хорошо аппроксимируется формулой Варшни [5]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2/(\beta + T),$$

где $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны при температуре $T = 0$ К (628 мэВ), α и β — параметры Варшни ($3.76 \cdot 10^{-4}$ эВ/К и 126.7 К). На рис. 2 представлена зависимость E_g от температуры.

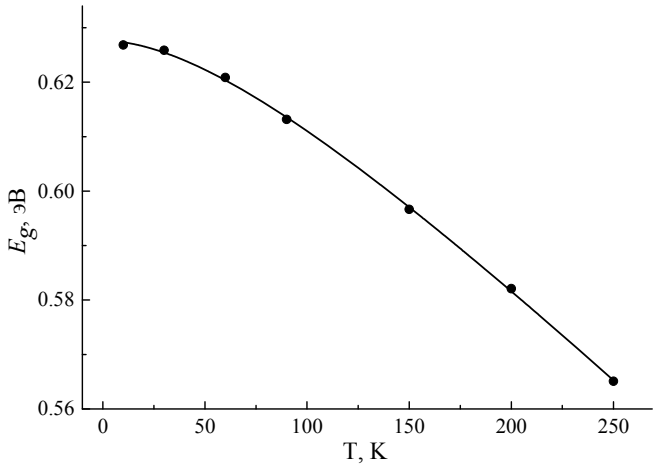


Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.11}Sb_{0.89}$ лазерного диода от температуры

Перестройкой температуры лазера можно сканировать широкий спектральный диапазон 2.00—2.35 мкм и добиваться попадания максимума линии излучения лазерного диода на максимум спектра поглощения анализируемой газовой среды, в нашем случае — оксида углерода. Оптическая мощность излучения $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.11}Sb_{0.89}$ лазерных диодов при комнатных температурах составила не менее 2 мВт.

1. Метод и условия детектирования

Чувствительность оптического абсорбционного метода определяется минимальной концентрацией регистрируемого газа. На рис. 3, *а* представлены характерная линия поглощения CO в области 2.35 мкм и спектр испускания лазера при температуре 6.3 °С. Рассчитанное эффективное сечение молекул CO, участвующих в поглощении на линии 2.35 мкм, $4.2 \cdot 10^{-20}$ м^2 [6].

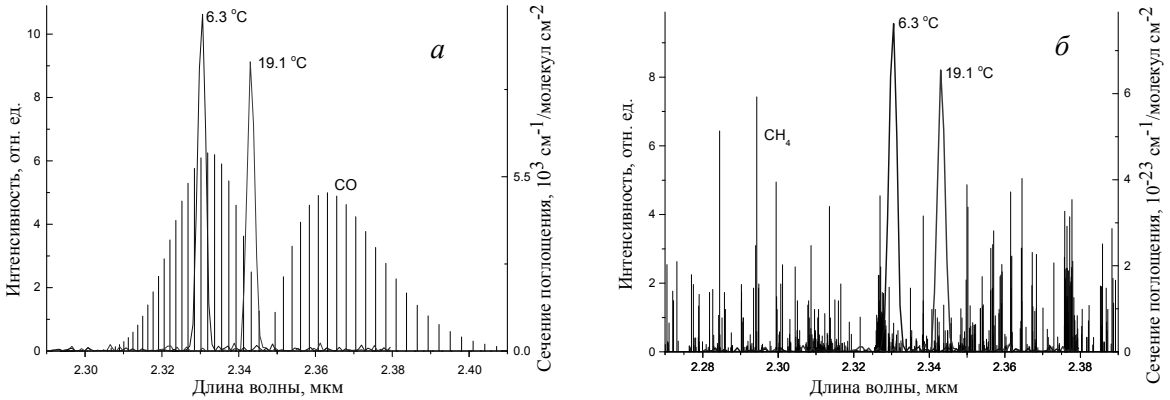


Рис. 3. Спектр генерации GaInAsSb лазерного диода при температурах 6.3, 19.1 °С и спектр поглощения оксида углерода (*а*); спектр генерации GaInAsSb лазерного диода при температурах 6.3, 19.1 °С и спектр поглощения метана (*б*)

Использование лазерных диодов данного типа позволяет детектировать малые концентрации CO в газовых смесях с высокой эффективностью. При использовании лазерный диод должен быть температурно стабилизирован. Установлен наиболее эффективный температурный диапазон работы лазера для детектирования оксида углерода 4—8 ^{o}C. При данных температурах достигается максимальное перекрытие спектров генерации лазера и поглощения угарного газа, а интенсивность сигнала на 20 % выше, чем при комнатных температурах. Использование лазерных диодов данного типа позволяет детектировать малые концентрации CO в газовых смесях с высокой эффективностью: 4 ppm объемных долей на метр оптического пути [2].

Необходимо отметить, что в спектральном диапазоне около 2.35 мкм также присутствуют характерные линии поглощения метана [6]. Однако интенсивность поглощения метана на несколько порядков меньше, чем интенсивность поглощения оксида углерода (рис. 3, *б*). Из-за малых концентраций метана при обычных условиях его влиянием на точность измерения концентраций оксида углерода можно пренебречь.

Заключение

Определены параметры Варшни для твердого раствора $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.11}Sb_{0.89}$. Установлены оптимальные режимы работы лазерных диодов с активным слоем GaInAsSb для детектирования угарного газа. Лучшее перекрытие спектра генерации лазерного диода и спектра поглощения угарного газа достигается при температуре лазерного диода 4 – 8 ^{o}C и токе инжекции 100 мА. Мощность $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.11}Sb_{0.89}$ лазерных диодов позволяет детектировать миллионные объемные доли оксида углерода в атмосфере.

Литература

1. S. Antonaroli, B. Crociani, C. Di Natale, S. Nardis, M. Stefanelli, R. Paolesse. *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2015. Vol. 205. P. 334–338.
2. J. Niclas, A. Baranov, Y. Cuminal, Y. Rouillard, C. Alibert. *Appl. Opt*. 1998. Vol. 37. P. 7906–7911.
3. А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, Д.С. Тарасов, Н.Д. Ильинская, О.Ю. Серебренникова, А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев. *Письма в ЖТФ*. 2012. Т. 38, №3. С. 4–9.
4. А.А. Петухов и др. *ЖТФ*. 2011. Т. 81, №4. С. 91–96.
5. И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов. *ФТТ*. 1999. Т. 41, №6. С. 994–998.
6. The HITRAN Database. Rothman L.S. 2015. Mode of access: http://hitran.org, date of access: 30.03.2017.

GaInAsSb Laser Diodes for Carbon Monoxide Detection

D. M. Kabanau, Y. V. Lebiadok, R. Yu. Mikulich

SSPA "Optics, optoelectronics and laser technology", Minsk, Belarus;
e-mail: d.kabanau@ifanbel.bas-net.by

It was established the possibility of using optoelecronic devices based on GaInAsSb for detecting carbon monoxide. The main optical and energy parameters of $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.11}Sb_{0.89}$ solid solution were determined. Optimal mode of operation of laser diodes with GaInAsSb active region for detecting carbon monoxide was established.

Keywords: GaInAsSb, Varshni parameters, optical absorption method.

Случайная генерация лазерного излучения в желто-оранжевой спектральной области в микропорошках твердых растворов CdSSe

Д. И. Бабуськин, М. С. Леоненя, Г. П. Яблонский

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: denis_babuskin@mail.ru

Изучена фотолюминесценция микропорошков полупроводников CdSSe в желто-оранжевой спектральной области при высоком уровне оптического возбуждения импульсным излучением. Показана роль плазмонов в рекомбинационных процессах в электронно-дырочной плазме, приводящих к формированию полос излучения в микропорошках $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ вблизи 570 и 605 нм, соответственно. Получена случайная генерация лазерного излучения в микропорошках $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ на λ = 570 и 600 нм и частоте повторения 700 Гц при оптической накачке импульсным излучением N_2-лазера на длине волны 337 нм. Пороговые плотности мощности возбуждения 1300 и 1200 кВт/см^2. Механизм генерации обусловлен возникновением обратной связи путем образования случайным образом замкнутых контуров усиления между активными частицами рассеивающей среды из микропорошков CdSSe.

Ключевые слова: полупроводник, микропорошок, электронно-дырочная плазма, неравновесные плазмоны, оптическая накачка, случайная генерация.

Введение

Микропорошки полупроводников II-VI находят применение в качестве активных сред лазеров со случайной генерацией излучения (random lasing). Впервые возможность использования полупроводниковых микропорошков (в частности ZnO) в качестве альтернативного традиционным лазерам источника когерентного излучения была реализована в 1998 г. [1]. Исследования в данном направлении показали, что рассеивающие среды на основе полупроводников II-VI являются предпочтительным кандидатом в качестве твердотельной активной среды для получения случайной генерации лазерного излучения видимого диапазона, в том числе и белого света [2]. В частности, представлены результаты по генерации в микропорошках ZnSe (475 нм) и нанопроволоках CdSe (735 нм) [2—5]. Таким образом, микропорошки твердых растворов CdSSe перспективны для случайной генерации лазерного излучения желто-оранжевой спектральной области. Указанная область когерентного излучения широко востребована в оптических системах передачи информации по пластиковому оптоволокну, лазерных проекторах, медицине (дерматология и офтальмология) и др. Изучению фотолюминесценции (ФЛ) и лазерной генерации излучения в микропорошках $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ в желто-оранжевой области видимого диапазона спектра посвящена настоящая работа.

Методика эксперимента

Микрокристаллические порошки $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ изготовлены путем измельчения в шаровой мельнице монокристаллов высокого оптического качества. Размеры кристаллитов полученных порошков — от сотен нанометров до 1 мкм. Слои микропорошка толщиной ~500 мкм нанесены на плоские поверхности кварцевых пластинок. Возбуждение ФЛ осуществлялось излучением InGaN-лазерного диода (ЛД) на λ = 445 нм, работающего в импульсном режиме на частоте 2 кГц, длительность импульсов 20 нс. Накачка случайной генерации излучения в микропорошках CdSSe осуществлялась излучением N_2-лазера на λ = 337 нм с частотой следования импульсов 700 Гц и длительностью 8 нс. Излучение микропорошков регистрировалось с помощью монохроматора с установленной на него ПЗС-линейкой. Измерения проводились при температуре 300 К.

Результаты и их обсуждение

Микропорошки $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ демонстрируют интенсивную ФЛ (рис. 1) в желтой и оранжевой областях спектра при возбуждении импульсным излучением InGaN-ЛД на λ = 445 нм. При уровне возбуждения ~100 кВт/см^2 в спектрах ФЛ микропорошков наблюдаются две полосы. Коротковолновая полоса излучения микропорошка $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ вблизи 555 нм слабо смещается в низкоэнергетическую сторону на 5 мэВ с ростом уровня возбуждения от 90 до 1100 кВт/см^2 (рис. 1, *а*). Подобное поведение присуще и полосе излучения микропорошка

$CdS_{0.65}Se_{0.35}$ вблизи 590 нм. Смещение данной полосы с ростом уровня возбуждения (от 80 до 1100 кВт/см^2) всего 3 мэВ (рис. 1, *б*).

Длинноволновые полосы излучения микропорошков вблизи 570 ($CdS_{0.8}Se_{0.2}$) и 605 нм ($CdS_{0.65}Se_{0.35}$) расположены на расстояниях 58 ($CdS_{0.8}Se_{0.2}$) и 47 мэВ ($CdS_{0.8}Se_{0.2}$) от коротковолновых полос (рис. 1). С ростом накачки от ~ 100 до 1100 кВт/см^2 полосы 570 и 605 нм преобладают по интенсивности над коротковолновыми полосами ФЛ и плавно смещаются в низкоэнергетическую сторону на 16 и 10 мэВ (рис. 1).

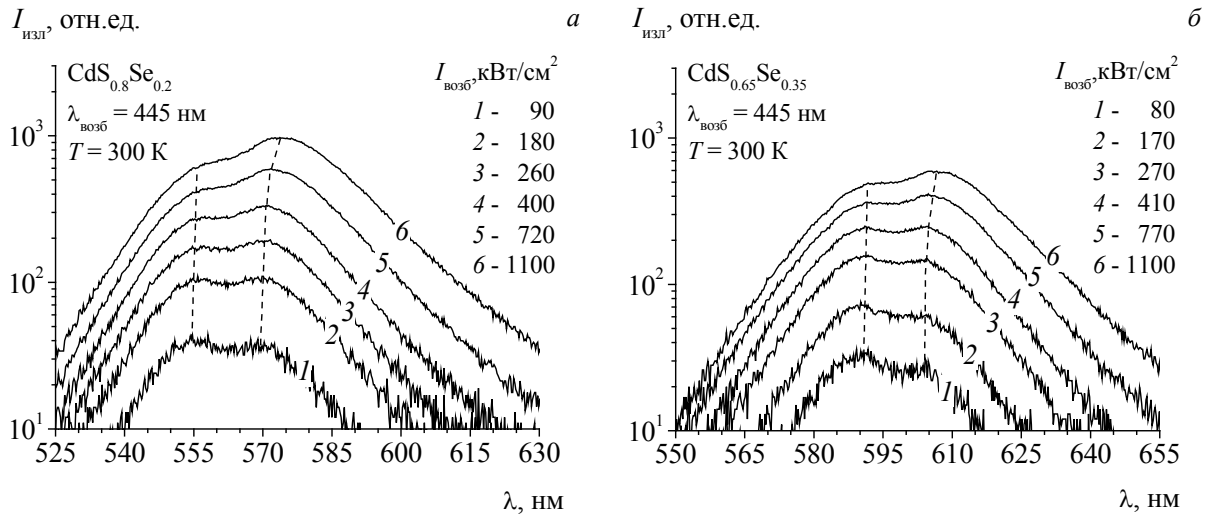


Рис. 1. Спектры ФЛ микропорошков $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ (а) и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ (б) при различных уровнях возбуждения излучением InGaN-ЛД на длине волны 445 нм.

Установленные ФЛ-свойства микропорошков CdSSe, а именно возникновение длинноволновой полосы излучения, ее преобладание по интенсивности и значительное смещение с ростом накачки, ранее были обнаружены при изучении ФЛ микропорошков ZnSe и CdSe [5]. Как и в случае соединений ZnSe и CdSe, коротковолновые полосы излучения микропорошков CdSSe обусловлены рекомбинацией неравновесных носителей заряда (ННЗ) в электронно-дырочной плазме (ЭДП). Смещение полос излучения микропорошков CdSSe вблизи 555 ($CdS_{0.8}Se_{0.2}$) и 590 нм ($CdS_{0.65}Se_{0.35}$) с ростом концентрации ННЗ незначительное 3—5 мэВ в интервале накачки 100—1100 кВт/см^2. В монокристаллах такое слабое смещение полос излучения обусловлено диффузией ННЗ в объем кристалла и соответствующим расширением области возбуждения [5]. В свою очередь в микропорошках диффузия ННЗ ограничена размерами кристаллитов. При высоких уровнях возбуждения возникает высокая концентрация ННЗ в объеме кристаллита, что приводит к развитию колебательных процессов в ЭДП и тем самым к испусканию неравновесных плазмонов. В результате в спектрах излучения микропорошков $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ появляются длинноволновые полосы при уровнях возбуждения ~100 кВт/см^2. Механизм их формирования можно интерпретировать как рекомбинацию носителей в ЭДП с испусканием неравновесных плазмонов, при которой энергия рекомбинационного кванта понижается на энергию плазмона $h\nu_{пл}$ [5]. Энергии плазмонов в микропорошках $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ при одинаковой интенсивности коротковолновой и длинноволновой полос составили 58 и 47 мэВ. Энергия неравновесных плазмонов возрастает с повышением концентрации ННЗ, т.е. с ростом уровня возбуждения, что проявляется в смещении длинноволновых полос излучения микропорошков $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ на 16 и 10 мэВ.

С ростом уровня возбуждения излучением N_2-лазера в интервале 700—2600 кВт/см^2 в максимумах полос излучения около 570 ($CdS_{0.8}Se_{0.2}$) и 600 нм ($CdS_{0.65}Se_{0.35}$) проявляется структура узких линий шириной ~1 нм с резким возрастанием интенсивности излучения (рис. 2). Данный факт свидетельствует о достижении случайной генерации лазерного излучения в микропорошках $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ на λ = 570 и 600 нм.

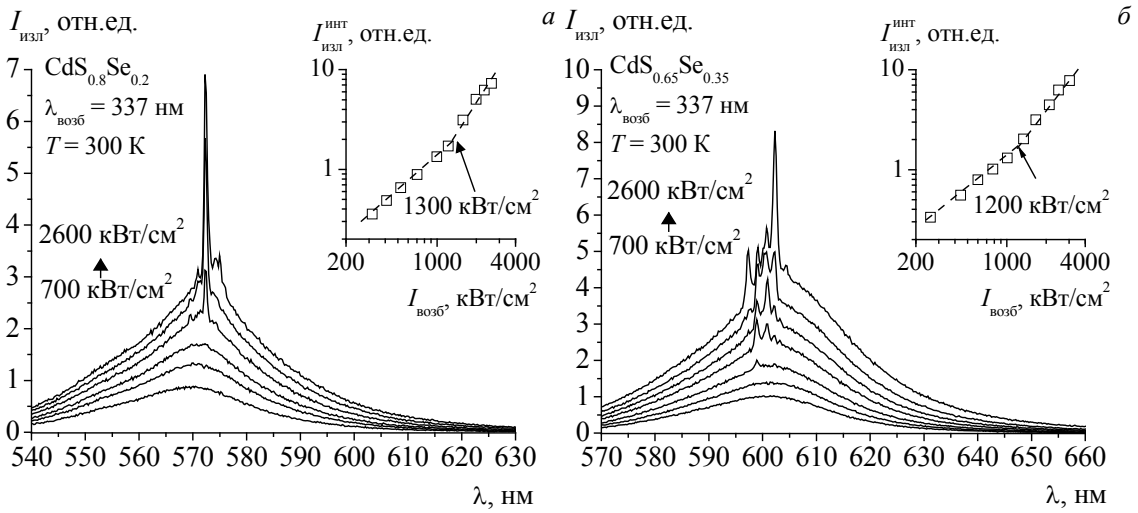


Рис. 2. Спектры излучения микропорошков $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ (*а*) и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ (*б*) при различных уровнях возбуждения излучением N_2-лазера на длине волны 337 нм; на вставках — зависимости интегральной интенсивности излучения от накачки

Генерация происходит в стабильном режиме (по интенсивности и спектральному положению линий) на частоте повторения импульсов 700 Гц. Механизм генерации обусловлен формированием замкнутых контуров усиления между активными кристаллитами порошковой среды при многократном рассеянии света. Пороги оптического возбуждения случайной генерации лазерного излучения в микропорошках $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ составили 1300 и 1200 кВт/см^2 (рис. 2, вставки). Установленные пороги генерации незначительно выше максимальной плотности мощности возбуждения 1100 кВт/см^2, которая достигнута при возбуждении излучением коммерческого InGaN-ЛД. Следовательно, при успешном снижении порога генерации представляется возможным создание лазера со случайной генерацией излучения желто-оранжевой спектральной области и накачке излучением InGaN-ЛД. Это существенно повысит компактность устройства и расширит области его применения, к которым относятся технологии освещения и визуализации, передачи информации, защиты и контроля документов и данных и др.

Заключение

В спектрах интенсивной ФЛ микропорошков $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ обнаружены коротковолновые (555 и 590 нм) и длинноволновые (570 и 605 нм) полосы излучения при уровнях возбуждения >100 кВт/см^2. Коротковолновые полосы обусловлены рекомбинацией носителей заряда в ЭДП. Излучательные процессы, приведшие к возникновению длинноволновых полос излучения, интерпретированы как результат рекомбинации в ЭДП с возбуждением неравновесных плазмонов, при котором энергия рекомбинационного кванта понижается на энергию плазмона. При оптической накачке излучением N_2-лазера на 337 нм достигнута случайная генерация в желтой (570 нм) и оранжевой (600 нм) спектральных областях в микропорошках $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.65}Se_{0.35}$. Пороги генерации составили 1300 и 1200 кВт/см^2. Генерация основана на механизме случайного формирования замкнутых контуров усиления между активными рассеивающими кристаллитами микропорошков CdSSe.

Литература

1. H. Cao, Y.G. Zhao, H.C. Ong, S.T. Ho, J.Y. Dai, J.Y. Wu, R.P.H. Chang. *Appl. Phys. Lett*. 1998. Vol. 25(73). P. 3656–3658.
2. A.Y. Alyamani, M.S. Leanenia, L.M. Alanazi, M.M. Aljohani, A.A. Aljariwi, M.V. Rzheutski, E.V. Lutsenko, G. P. Yablonskii. *Proc. SPIE*. 2016. Vol. 9726. P. 972625(1–6).
3. T. Takahashi, T. Nakamura, S. Adachi. *Optics Letters*. 2009. Vol. 34, Iss. 24. P. 3923–3925.
4. R. Chen, M.I.B. Utama, Z. Peng, B. Peng, Q. Xiong, H. Sun. *Adv. Mater*. 2011. Vol. 23. P. 1404–1408.
5. М.С. Леоненя, Е.В. Луценко, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, Т.Г. Нагиев, Б.Г. Тагиев, О.Б. Тагиев, С.А. Абушов. *Журн. прикл. спектр*. 2015. Т. 82. С. 57–62.

Random Lasing in the Yellow-Orange Spectral Region in Micropowders of CdSSe Solid Solutions

D. I. Babuskin, M. S. Leanenia, G. P. Yablonskii

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: denis_babuskin@mail.ru

The photoluminescence of CdSSe semiconductor micron sized powders in the yellow-orange spectral region was studied under high levels of optical excitation by pulsed radiation. The role of plasmons in recombination processes in electron-hole plasma, which leads to the formation of emission bands in $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ and $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ powders near 570 and 605 nm was shown. Random lasing was achieved in $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ and $CdS_{0.65}Se_{0.35}$ powders at about 570 and 600 nm and repetition rate of 700 Hz under optical pumping by N_2-laser pulsed radiation at 337 nm. The threshold excitation power densities of about 1300 and 1200 kW/cm^2 ware obtained. The random lasing is due to the occurrence of feedback for the emission by random formation of closed loops between the active particles of the scattering medium of CdSSe powders.

Keywords: semiconductor, micropowder, electron-hole plasma, nonequilibrium plasmons, optical pumping, random lasing.

Полупроводниковые II-VI-QD/III-N лазерные конверторы, излучающие в желто-оранжевом спектральном диапазоне

А. Г. Войнилович [a], Е. В. Луценко [a], В. Н. Павловский [a], Г. П. Яблонский [a], A. Alyamani [b], M. Aljohani [b], A. Aljariwi [b], С. В. Сорокин [c], И. В. Седова [c], С. В. Гронин [c], Г. В. Климко [c], С. В. Иванов [c]

[a] *Институт физики НАН Беларуси, 220072, Минск, Беларусь; e-mail: a.vainilovich@ifanbel.bas-net.by*
[b] *Nanotechnology centre, King Abdulaziz City for Science and Technology, PO Box 6086, 11442 Riyadh, Saudi Arabia*
[c] *ФТИ им. А. Ф. Иоффе Российской АН, 194021, Санкт-Петербург, Россия*

Впервые продемонстрированы оптически накачиваемые полупроводниковые лазеры в желто-оранжевом спектральном диапазоне (λ=587-590 нм) на основе II-VI гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnCdSe на подложках GaAs (001) при возбуждении излучением III-N лазерного диода (λ=443 нм). Проведено сравнение выходных характеристик таких II-VI-QD/III-N лазерных конверторов с аналогичными устройствами, излучающими в зеленой области спектра.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, желто-оранжевый лазер, соединения II-VI, квантовые точки CdSe/ZnCdSe, III-N лазерный диод, лазерный конвертор.

Введение

Значительные достижения в технологии эпитаксиального роста гетероструктур с квантовыми ямами InGaN привели к промышленному выпуску зеленых лазерных диодов (ЛД) на их основе (с длиной волны до ~535 нм). Дальнейшее увеличение длины волны излучения InGaN ЛД приводит к резкому уменьшению их эффективности и надежности. В то же время оптически накачиваемые нелегированные гетероструктуры II-VI с квантовыми точками Cd(Zn)Se, выращенные на подложках GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии, демонстрируют низкий порог и высокую эффективность генерации в зеленом и желтом спектральных диапазонах, что позволяет накачивать их излучением III-N лазерных диодов сине-фиолетового диапазона с λ = 400—450 нм [1]. Такие лазерные конверторы продемонстрированы в виде микрочип-лазера, размещаемого в миниатюрном (5.6 мм) корпусе III-N ЛД [2], и могут выпускаться серийно. Недавно была продемонстрирована возможность получения низкопороговой генерации в перспективном для практических применений желто-оранжевом спектральном диапазоне за счет оптимизации роста квантовых точек CdSe в несимметричной квантовой яме ZnCdSe [3]. В данной работе впервые созданы лазерные II-VI-QD/III-N конверторы на основе таких гетероструктур и проведено их сравнение с аналогичными конверторами, излучающими в зеленой спектральной области.

Эксперимент

Лазерная гетероструктура выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии в двухкамерной установке SemiTeq STE 3526 (Россия) на подложке GaAs (001). Оптический волновод с градиентом показателя преломления образован системой короткопериодных сверхрешеток $Zn_{0.89}Mg_{0.11}S_{0.16}Se_{0.8}$/ZnSe (период 2.4 нм) и $ZnS_{0.15}Se_{0.85}$/ZnSe (период 3.6 нм) общей толщиной ~280 нм, нижним и верхним $Zn_{0.89}Mg_{0.11}S_{0.16}Se_{0.8}$ обкладочными слоями толщиной 1.3 мкм и 20 нм. Активная область представляет собой одну вставку квантовых точек (номинальной толщиной 2.8 монослоя CdSe), зращенную слоем $Zn_{0.5}Cd_{05}Se$ толщиной 20 Å. Активная область, ограниченная с обеих сторон барьерными слоями ZnSe толщиной 30 Å, располагалась несимметрично в волноводном слое в максимуме распределения интенсивности электрического поля фундаментальной моды волновода. Условия и параметры эпитаксиального роста гетероструктуры детально рассмотрены в [3]. Для оптической накачки образцов использовалось излучение коммерческого III-N ЛД (λ = 443 нм, $\tau_{имп}$ = 50 нс, ν = 1000 Гц) номинальной мощности 3.5 Вт. Лазерные образцы II-VI получены скалыванием исходной пластины, утоненной до толщины

~150 мкм. В качестве реперного использовался образец низкопороговой гетероструктуры с таким же оптическим волноводом и активной областью в виде одной вставки квантовых точек CdSe в квантовой яме ZnSe, излучающей в зеленой (λ = 530 нм) области спектра [4].

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) исследуемой (*A*) и реперной (*B*) гетероструктур при возбуждении излучением III-N ЛД с интенсивностью 1 кВт/см^2. Спектр ФЛ структуры А смещен в длинноволновую область и имеет максимум на λ = 585 нм. Интегральная интенсивность ФЛ структуры *A* в 2.8 раза меньше, чем у структуры *B*, а ширина полосы на полувысоте составляет 13.6 нм, что на 12 % больше, чем у реперной структуры. Уменьшение эффективности ФЛ при переходе в длинноволновую область спектра связано, по-видимому, с генерацией центров безызлучательной рекомбинации в сильно напряженной активной области, обусловленной в первую очередь увеличением степени рассогласованности постоянных решеток с ростом концентрации Cd. Благодаря используемому несимметричному дизайну активной области удается избежать катастрофического падения эффективности ФЛ, наблюдаемому обычно при смещении спектра в желто-оранжевую область только за счет увеличения номинальной толщины CdSe. Сравнительно высокое оптическое качество структуры А подтверждается получением в ней генерации при оптической накачке [3].

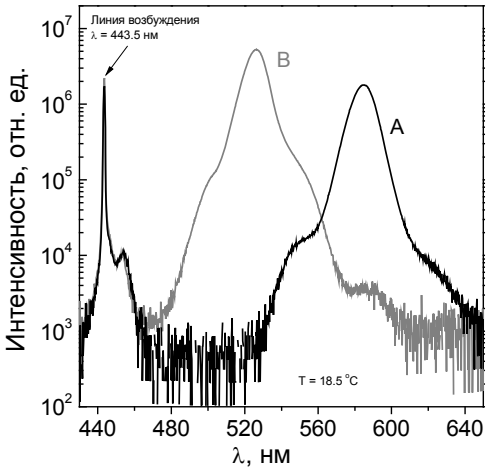


Рис. 1. Спектры ФЛ исследуемой *A* и реперной *B* структур при возбуждении излучением III-N лазерного диода

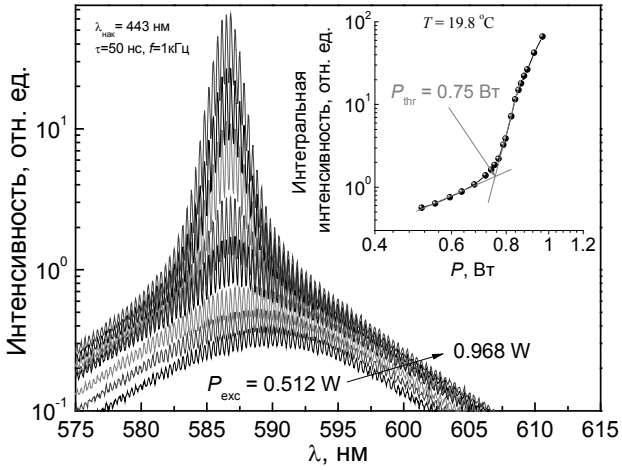


Рис. 2. Спектры излучения лазерного образца структуры *A* с $L_{рез}$=167 мкм в зависимости от мощности излучения III-N ЛД; на вставке — зависимость интегральной интенсивности излучения от мощности накачки III-N ЛД

Для накачки излучением III-N ЛД длина резонатора II-VI лазера $L_{рез}$ = 167 мкм выбрана из условия минимизации порога генерации. На рис. 2 представлены спектры излучения II-VI-QD/III-N конвертора на основе структуры *A* в зависимости от мощности излучения ЛД. При определенном уровне накачки на фоне широкой полосы излучения появляется узкая линия генерации с максимумом на λ = 587 нм, что соответствует желто-оранжевой области спектра. Порог генерации II-VI-QD лазера достигается при минимальном токе *I* = 0.56 А через ЛД, что соответствует оптической мощности $P_{пор}$ = 0.75 Вт (рис. 2, вставка). Следует отметить, что длина волны генерации в пределах образца варьировалась в пределах 587—590 нм вследствие его неоднородности.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости выходной мощности излучения конверторов на основе структур *A* и *B* с близкими длинами резонаторов (167 и 161 мкм) от мощности накачки $P_{нак}$. Порог генерации для конвертора, излучающего в желто-оранжевом спектральном диапазоне, в ~3.1 раза превышает порог для реперного конвертора. Такое увеличение порога согласуется с уменьшением эффективности и увеличением ширины полосы ФЛ в этой структуре по сравнению со структурой *B*. Кроме того, небольшое увеличение порога в лазерах на основе структуры *A* обусловлено уменьшением фактора оптического ограничения

вследствие меньшей разницы показателей преломления обкладочных и волноводных слоёв для излучения генерации с большей длиной волны.

Безызлучательная рекомбинации также, по-видимому, приводит к уменьшению дифференциальной эффективности генерации (рис. 3) и эффективности преобразования (рис. 4) в случае более длинноволнового конвертора. Выходная мощность и эффективность конверторов растет с увеличением мощности накачки и достигает наибольшего значения при максимальной мощности накачки ($P_{нак}$ = 5.83 Вт).

Для конвертора, излучающего в желто-оранжевом диапазоне спектра, получены максимальная мощность и эффективность 0.642 Вт и ~11 %, что всего на ~35 % меньше, чем для конвертора, излучающего в зеленой области спектра.

На рис. 5 представлена фотография работающего II-VI-QD/III-N лазерного конвертора, излучающего в области λ ~ 587—590 нм. Картина дальнего поля излучения свидетельствует о генерации на фундаментальной поперечной моде волновода.

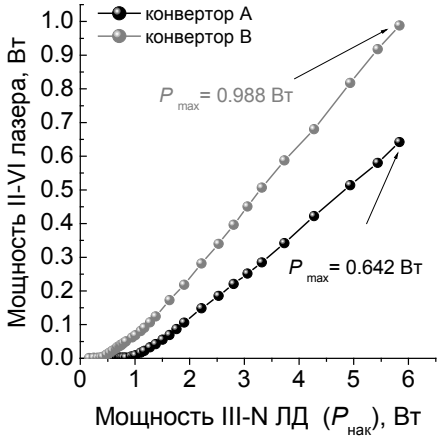


Рис. 3. Зависимости выходной мощности конверторов на основе структур *A* и *B* от мощности накачки

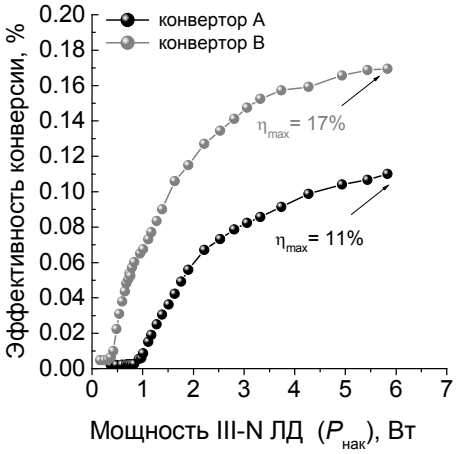


Рис. 4. Зависимости эффективности конверторов на основе структур A и B от мощности накачки

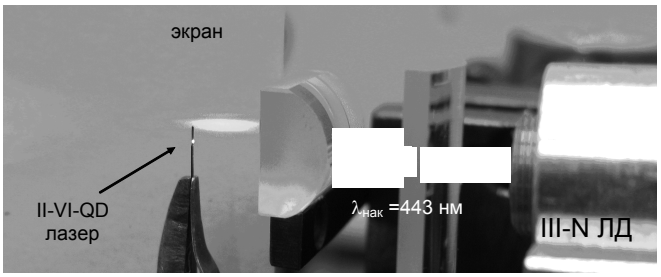


Рис. 5. Фотография работающего II-VI-QD/III-N лазерного конвертора ($L_{рез}$=167 мкм), излучающего в области длин волн ~587—590 нм

Заключение

Впервые продемонстрированы оптически накачиваемые полупроводниковые лазеры желто-оранжевого спектрального диапазона (λ = 587—590 нм) на основе II-VI гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnCdSe на подложках GaAs (001) при возбуждении излучением III-N лазерного диода (λ = 443 нм). Максимальная выходная мощность и эффективность такого II-VI-QD/III-N конвертора составили 0.642 Вт и 11 %, что всего на ~35 % меньше, чем для конвертора, излучающего в зеленой области спектра.

Литература

1. E.V. Lutsenko, A.G. Voinilovich, N.V. Rzheutskii, V.N. Pavlovskii, G.P. Yablonskii, S.V. Sorokin, S.V. Gronin, I.V. Sedova, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov, M. Alanzi, A. Hamidalddin, A. Alyamani. *Quantum Electronics*. 2013. Vol. 43 (5). P. 418–422.

2. A.G. Vainilovich, E.V. Lutsenko, V.N. Pavlovskii, G.P. Yablonskii, A. Alyamani, M. Aljohani, A. Aljariwi, S.V. Gronin, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. *Phys. Status Solidi B*. 2016. Vol. 253(8). P.1498–1502.
3. A. Alyamani, E.V. Lutsenko, S.V. Gronin, A.G. Vainilovich, V.N. Pavlovskii, G.P. Yablonskii, N.P. Tarasuk, M. Aljohani, A. Aljariwi, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. *Phys. Status Solidi B*. 2016. Vol. 253(8). P. 1490–1493.
4. С.В. Сорокин, С.В. Гронин, И.В. Седова, М.В. Рахлин, М.В. Байдакова, П.С. Копьев, А.Г. Вайнилович, Е.В. Луценко, Г.П. Яблонский, Н.А. Гамов, Е.В. Жданов, М.М. Зверев, С.С. Рувимов, С.В. Иванов. *ФТП*. 2015. Т. 49, № 3. С. 342–348.

II-VI-QD/III-N Semiconductor Laser Converters Emitting in Yellow-Orange Spectral Range

A. G. Vainilovich [a], E. V. Lutsenko [a], V. N. Pavlovskii [a], G. P. Yablonskii [a], A. Alyamani [b], M. Aljohani [b], A. Aljariwi [b], S. V. Sorokin [c], I. V. Sedova [c], S. V. Gronin [c], G. V. Klimko [c], S.V. Ivanov [c]

[a] *Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 220072 Minsk, Belarus*
[b] *Nanotechnology centre, King Abdulaziz city for science and technology, PO Box 6086, 11442 Riyadh, Saudi Arabia*
[c] *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia;*
e-mail: a.vainilovich@ifanbel.bas-net.by

Lasing in yellow-orange spectral range λ ~ 587–590 nm in lasers based on II-VI heterostructures with CdSe/ZnCdSe quantum dots grown on GaAs substrate was demonstrated under optical pumping by III-N laser diode emission (λ = 443 nm) at room temperature. Output characteristics of these laser converters were compared with parameters of similar devices emitting in green spectral range.

Keywords: semiconductor laser, yellow-orange laser, II-VI compounds, CdSe/ZnCdSe quantum dots, III-N laser diode, laser converter.

Наноструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge — перспективные материалы полупроводниковой оптоэлектроники

А. В. Мудрый [а], О. М. Бородавченко [а], В. Д. Живулько [а],
В. А. Зиновьев [б], В. А. Двуреченский [б], Ж. В. Смагина [б]

[а] *Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь; e-mail: mudryi@physics.by*
[б] *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской АН, Новосибирск, Россия*

В широком интервале температур от 4.2 до 300 К исследована люминесценция сильно напряженных многослойных наноструктур Ge/Si с группами пространственно упорядоченных квантовых точек Ge. Установлено, что определяющим является бесфононный механизм излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда в группах квантовых точек Ge.

Ключевые слова: кремний, германий, квантовые точки, фотолюминесценция

Введение

Одна из задач современной полупроводниковой наноэлектроники, основанной на кремнии, — создание светоизлучающих структур, совместимых с современной кремниевой технологией производства интегральных схем на микро- и наноразмерном уровне. Кремний как непрямозонный полупроводник обладает относительно низкой эффективностью излучательной рекомбинации. Однако повышение эффективности люминесценции кремния может способствовать решению интеграции приборов оптоэлектроники и микроэлектроники на кремниевых подложках. Наиболее перспективным для кремниевой оптоэлектроники считается использование наноструктур Ge/Si с наноразмерными квантовыми точками (КТ) Ge [1, 2]. Возможность усиления интенсивности люминесценции от КТ Ge в наноструктурах Ge/Si основана на увеличении взаимодействия между электронами и дырками, участвующими в рекомбинации, за счет перекрытия волновых функций носителей в полях упругих напряжений, создаваемых разделительными слоями Si при варьировании их толщины [2, 3]. В настоящей работе исследована фотолюминесценция (ФЛ) наноструктур Ge/Si с КТ Ge в зависимости от плотности мощности возбуждения и температуры в широком диапазоне от 4.2 до 300 К.

Методика эксперимента

Исследования проводились на структурах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на монокристаллическом кремнии Si (100) КДБ-100 (кремний дырочный, легированный бором, с удельным сопротивлением ρ ~ 100 Ом·см) с десятью нанослоями Si и Ge. На первой стадии на монокристаллической подложке создавался буферный слой Si с толщиной 100 нм при температуре 500 °С. Наноструктура Ge/Si включала следующие слои: Ge толщиной 7.5 монослоев (МС) формировался при температуре 700 °С; Si ~ 15 нм формировался при 700 °С (эти слои повторялись еще раз). Затем создавался слой Ge ~ 7.5 МС при 700 °С. Этот слой закрывался более тонким ~ 5 нм разделяющим слоем Si при 700 °С. Этот трехслойный стэйк с большими КТ Ge ~ 200 нм являлся затравкой для роста на нем двух слоев с КТ Ge меньшего размера. Слой Ge ~ 4.5 МС создавался на затравке при 600 °С, затем при 500 °С осаждался слой Si ~ 5 нм и слой Ge ~ 4.5 МС при 600 °С. Структура закрывалась слоем Si ~ 40 нм при 500 °С. Спектры ФЛ снимались при температуре 4.2 К в специальном криостате при погружении образцов в жидкий гелий. Для генерации неравновесных носителей заряда в наноструктурах Ge/Si с КТ Ge использовался лазерный модуль с мощностью 200 мВт и длиной волны генерации ~ 405 нм.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1, *а* приведены спектры ФЛ наноструктур Ge/Si с КТ Ge, снятые при 4.2 К для различных уровней возбуждения. Узкие линии в спектральной области 1.03—1.15 эВ могут быть отнесены к бесфононной Si_{NP} ~ 1.150 эВ излучательной рекомбинации экситонов, локали-

зованных на атомах бора, и ее фононным повторениям Si_{TA} ~ 1.132 эВ и Si_{TO} ~ 1.093 эВ с участием поперечных акустических TA ~ 18 мэВ и оптических TO ~ 58 мэВ фононов. Широкие полосы, регистрируемые в области <1.03 эВ (WL_{NP} ~ 1.021 эВ, WL_{TA} ~ 1.003 эВ, WL_{TO} ~ 0.965 эВ), относятся к рекомбинации экситонов, локализованных в смачивающих слоях Ge наноструктуры Ge/Si. Широкие полосы QD_{NP} ~ 0.929 эВ, QD_{TO} ~ 0.873 эВ и QD1 ~ 0.810 эВ относятся к излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда на КТ Ge. Эксперименты по влиянию плотности мощности возбуждения в диапазоне 0.1—4.0 Вт/см^2 на люминесцентные характеристики наноструктур Ge/Si с КТ Ge позволили установить зависимость изменения полуширины полос, их спектрального положения и интенсивности от уровня возбуждения.

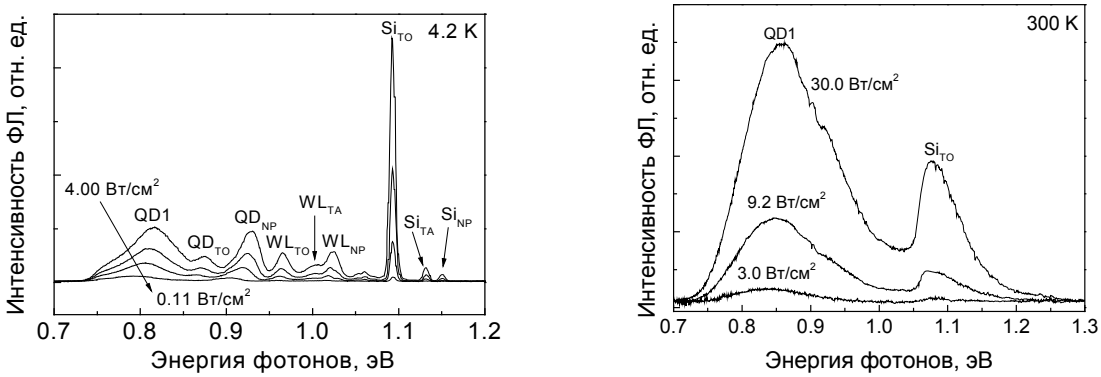


Рис. 1. Спектры ФЛ наноструктур Ge/Si с КТ Ge, снятые при 4.2 (а) и 300 К (б), для различных плотностей мощности лазерного возбуждения.

Для всех полос в спектральной области 0.7—1.05 эВ выявлен эффект смещения их максимумов от уровня возбуждения. Наименьшее смещение ~5 мэВ характерно для полос ФЛ WL_{NP}, WL_{TA} и WL_{TO}, обусловленных рекомбинацией экситонов в смачивающих слоях Ge. Смещение полос ФЛ QD_{NP} и QD_{TO} от трех затравочных слоев, содержащих большие КТ Ge размерами ~200 нм, составило ~25 мэВ. Спектральное смещение полос QD_{NP} и QD_{TO} сопоставимо со смещением широкой полосы QD1 ~ 23 мэВ, обусловленной излучательной рекомбинацией неравновесных носителей заряда в двух верхних слоях наноструктуры Ge/Si с КТ Ge. Наличие смещения полос ФЛ QD1 и QD_{NP} от плотности мощности возбуждения указывает на существование разброса энергетических уровней, между которыми происходят оптические переходы. Разброс энергетических уровней возникает из-за различия размеров КТ Ge и внутренних напряжений в них. Это является причиной появления флуктуаций потенциала кристаллической решетки в обоих типах наноостровков Ge: больших нанодисках ~200 нм в затравках и меньших КТ Ge ~20—30 нм в двух верхних слоях. Определенный вклад в разброс электронных состояний вносит эффект выравнивания зон в области гетерограницы нанослоев кремния и германия из-за возможного образования твердых растворов SiGe.

На рис. 2 приведена температурная зависимость гашения интенсивности сигналов ФЛ от подложки Si, наноструктур Ge/Si с большими нанодисками Ge (затравки) и КТ Ge, сформированных в двух нанослоях поверх этих затравок. Как показали эксперименты, наиболее сильное тушение интенсивности от температуры наблюдается для полос WL_{NP}, WL_{TA} и WL_{TO}, которые существуют в спектрах ФЛ до 50 К. При дальнейшем повышении температуры ослабляется интенсивность полос ФЛ от больших затравочных нанодисков Ge (QD_{NP}, QD_{TO}). При температурах >170 К эти полосы уже не обнаруживаются в спектрах ФЛ. Наиболее устойчивой к температуре оказалась полоса QD1 в области энергий ~0.84 эВ, отнесенная к “квазипрямой” излучательной рекомбинации электронов и дырок в двух напряженных верхних слоях КТ Ge с разделительным слоем Si толщиной ~5 нм. По данным температурного тушения интенсивности полос WL_{NP}, QD_{NP} и QD1 определены энергии активации процессов, ответственных за гашение их интенсивности в спектрах ФЛ: 20, 70 и 175 мэВ соответственно. Наиболее важно обнаружение интенсивной полосы ФЛ в области энергий 0.84 эВ (~1.5 мкм) при комнатной температуре на наноструктурах Ge/Si с КТ Ge, что перспективно для кремниевой оптоэлектроники.

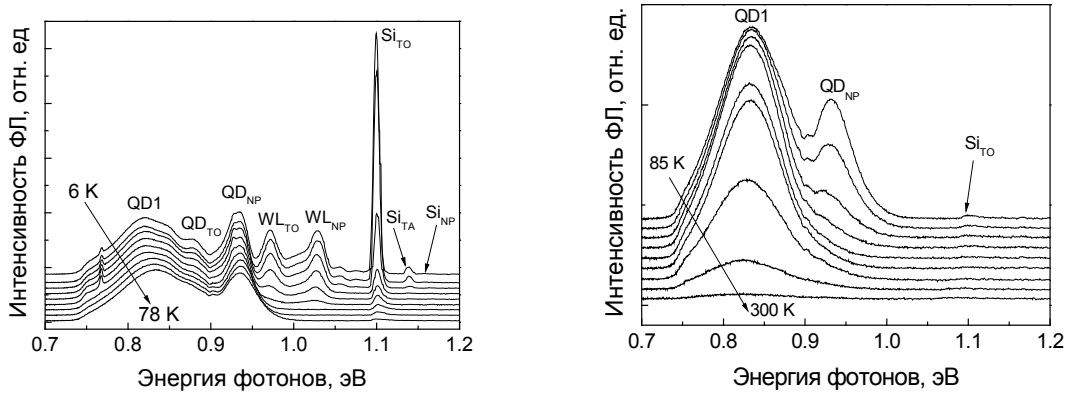


Рис. 2. Температурная зависимость спектров ФЛ наноструктур Ge/Si с КТ Ge.

Заключение

В широком интервале температур от 4.2 до 300 К обнаружена интенсивная люминесценция от нескольких типов квантовых точек Ge в спектральной области 0.70—.95 эВ. Наиболее устойчивой к температуре до 300 К оказалась низкоэнергетическая полоса с максимумом в области ~0.84 эВ (~1.5 мкм). Относительно высокая интенсивность полосы ~0.84 эВ, ее высокая температурная устойчивость до комнатной температуры и совпадение ее спектрального положения с длиной волны окна прозрачности современных систем волоконно-оптических линий связи указывают на перспективность использования созданного типа наноструктур Ge/Si с квантовыми точками Ge в качестве эффективных светоизлучающих полупроводниковых элементов.

Литература

1. Zinovyev V. A., Dvurechenskii A. V., Kuchinskaya P. A., Armbrister V. A. Strain-Induced Formation of Fourfold Symmetric SiGe Quantum Dot Molecules. Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111, No. 26. P. 265501.
2. Zinovyev V. A., Dvurechenskii A. V., Kuchinskaya P. A., Armbrister V. A., Teys S. A., Shklyaev A. A., Mudryi A. V. Nucleation and Growth of Ordered Groups of SiGe Quantum Dots. Semiconductors. 2015. V. 49, No. 2. P. 149–153.
3. Zinovyev V. A., Zinovyeva A. F., Kuchinskaya P. A., Smagina Zh. V., Armbrister V. A., Dvurechenskii A. V., Borodavcnenko O. M., Zhivulko V. D., Mudryi A. V. Strain-induced improvement of photoluminescence from the groups of laterally ordered SiGe quantum dots. Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110, No. 10. P. 102101.

Ge/Si Nanostructures with Ge Quantum Dots – Promising Materials of Semiconductor Optoelectronics

A. V. Mudryi [a], O. M. Borodavchenko [a], V. D. Zhivulko [a],
V. A. Zinovyev [b], A. V. Dvurechenskii [b], Zh. V. Smagina [b]

[a] *Scientific-Practical Material Research Centre, National Academy of Science of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: mudryi@physics.by*
[b] *Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

Photoluminescence of highly strained Ge/Si multi-layer heterostructures with incorporated groups of laterally ordered SiGe quantum dots are studied in the wide range of temperatures from 4.2 to 300 K. The no-phonon radiative recombination mechanism in the groups of Ge quantum dots is found to be dominating.

Keywords: silicon, germanium, quantum dots, photoluminescence.

Структурные и оптические характеристики тонких пленок прямозонного полупроводникового соединения InN

В. Д. Живулько [а], А. В. Мудрый [а], О. М. Бородавченко [а], М. В. Якушев [б,в]

[а] *Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь; e-mail: vad.zhiv@gmail.com*
[б] *Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[в] *Институт химии твердого тела Уральского отделения Российской АН, Екатеринбург, Россия*

Проведены рентгеноструктурные исследования тонких пленок InN и определена симметрия кристаллической решетки. В широком интервале температур 4.2—300 К исследованы спектры оптического пропускания и отражения. Определена ширина запрещенной зоны E_g для тонких пленок прямозонного полупроводникового соединения InN.

Ключевые слова: нитрид индия, поглощение, рентгеноструктурный анализ, тонкие пленки.

Введение

На сегодняшний день нитридные соединения AlN, GaN и InN — наиболее востребованные полупроводники, обеспечивающие создание высокоэффективных светоизлучающих диодов (СД) для широкого спектрального диапазона от ультрафиолета до ближней ИК области спектра. Наибольший интерес представляют твердые растворы AlGaN на основе более широкозонных полупроводников AlN с E_g ~ 6.2 эВ и GaN с E_g ~ 3.4 эВ для УФ области спектра. Установленное новое значение ширины запрещенной зоны E_g ~ 0.7 эВ для нитрида индия InN стимулирует исследователей для использования твердых растворов InGaN в широком спектральном диапазоне до ИК области спектра ~2 мкм [1—3]. Поэтому комплексное определение оптических и структурных характеристик, а также механизмов излучательной рекомбинации для тонких пленок InN — важная и актуальная задача для повышения квантовой эффективности светодиодных структур на основе InN и твердых растворов InGaN.

Методика эксперимента

Рентгеноструктурный анализ тонких пленок InN проводился на рентгеновском дифрактометре “ДРОН-3” в монохроматическом CuK_α-излучении. Рентгеновские спектры снимались в непрерывном режиме в интервале углов 2θ ~ 20—100° в режиме шагового сканирования (шаг ~0.03°) и временем экспозиции 3 с.

Спектры оптического пропускания и отражения регистрировались на монохроматоре МДР-23У с фокусным расстоянием зеркального объектива f ~ 0.6 м, оснащенном дифракционной решеткой 300 штр/мм (обратная линейная дисперсия ~26 Å/мм). В качестве детектора оптических сигналов в спектральном диапазоне 0.7—3 мкм использовалось фотосопротивление PbS типа P394 (Hamamatsu, Япония), охлаждаемое до температуры жидкого азота ~ 78 К. Измерение оптического пропускания и отражения проводилось также с использованием InGaAs *p-i-n*-фотодиода типа G8423-03 (Hamamatsu, Япония), работающего при комнатной температуре в спектральной области 1.2—2.6 мкм. Измерение спектров оптического пропускания и отражения проводилось в интервале температур от жидкого гелия ~4.2 К с непосредственным погружением образцов в охлаждающую жидкость, находящуюся в специальном криостате до комнатной температуры.

Результаты и их обсуждение

Перед измерением оптических свойств тонких пленок InN, сформированных на сапфировых подложках, для достоверной интерпретации физических эффектов всегда необходимо иметь информацию о структуре исследуемых объектов. В частности, необходимо иметь надежную информацию о наличии посторонних фаз других соединений, качестве кристаллической структуры, параметрах элементарной ячейки и т. д. Такие данные могут быть получены при рентгеноструктурных исследованиях.

На рентгенограммах тонких пленок InN с концентрацией электронов ~$5.4\cdot10^{17}$ (М2) и ~$7.0\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ (М3) (рис. 1) присутствуют интенсивные рефлексы, отнесенные к фазам InN, GaN, и менее интенсивные — к фазе Al_2O_3. В частности, для образца М2 (рис. 1, *а*) характерны интенсивные рефлексы, относящиеся к фазе InN (рефлексы 0002 ~ 31.36º и 0004~ 65.43º), к фазе GaN (рефлексы 0002 ~ 34.55º и 0004 ~ 72.79º) и фазе Al_2O_3 ~ 41.68º). Для образца М3 (рис. 1, *б*) наблюдаются аналогичные рефлексы, относящиеся к нескольким фазам InN (рефлексы 0002 ~ 31.35º и 0004 ~ 65.39º), к фазе GaN (рефлексы 0002 ~ 34.51º и 0004 ~ 72.79º) и фазе Al_2O_3 (рефлекс 0006 ~ 41.67º). Рефлексы от буферных слоев GaN для образца М3 в ~2 раза интенсивнее аналогичных рефлексов, чем в образце М2, что указывает на большую толщину слоев GaN в образце М3. Рефлексы от тонких пленок InN имеют сопоставимую интенсивность для обоих образцов. Некоторое относительное смещение рефлексов одного типа для образцов М2 и М3 от фазы InN указывает на то, что внутренние напряжения в тонких пленках различны и это влияет на параметры их элементарной ячейки. Наличие интенсивного рефлекса отражения 0002 в области углов дифракции 2θ ~ 31.4º подтверждает гексагональную структуру кристаллической решетки с преимущественной ориентацией кристаллитов тонких пленок вдоль оси ***c***.

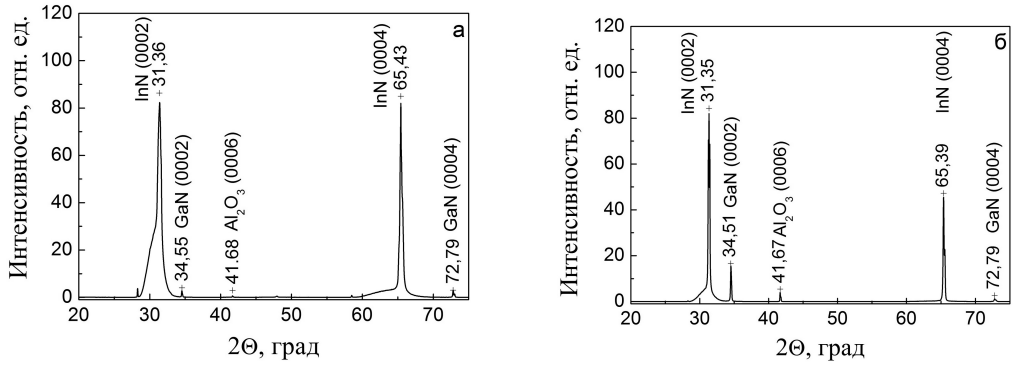


Рис. 1. Рентгенограммы тонких пленок InN с разной концентрацией электронов: образцы М2 (*а*) и М3 (*б*)

На рис. 2, *а* показаны спектры оптического пропускания тонких пленок соединения InN с концентрацией электронов $n_e \sim 7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ (образец М3), снятые при температурах 4.2, 78 и 300 К. Как видно, пленка InN обладает относительно высоким пропусканием ~30—60 %, которое увеличивается при измерениях в области криогенных температур. Резкие линии и изломы в области энергий 0.63—0.69 эВ обусловлены поглощением воды при прохождении оптических сигналов в монохроматоре. Эксперименты показали, что по мере понижения температуры измерений наряду с увеличением пропускания наблюдается смещение края фундаментального поглощения в коротковолновую (высокоэнергетическую) область спектра. Это означает, что с понижением температуры увеличивается ширина запрещенной зоны E_g соединения InN. Коэффициент поглощения пленок InN рассчитан с использованием выражения [4]:

$$\alpha = 1/d\times\ln(1 - R)^2/T, \qquad (1)$$

где α — коэффициент поглощения; d — толщина пленки; T и R — коэффициенты пропускания и отражения. Коэффициент оптического отражения, измеренный в спектральном диапазоне 1.4—2.3 мкм, составил ~0.15—0.17.

На рис. 2, *б* представлена спектральная зависимость параметра $(\alpha h\nu)^2$ от энергии фотонов $h\nu$, рассчитанная с использованием выражения (1) для соединения InN. Как известно, для полупроводников с разрешенными прямыми оптическими переходами в области края собственного поглощения спектральная зависимость коэффициента поглощения α определяется формулой:

$$\alpha h\nu = A(h\nu - E_g)^{1/2}, \qquad (2)$$

где A — константа; E_g — ширина запрещенной зоны. Значение ширины запрещенной зоны E_g для соединения InN определялось экстраполяцией линейной части спектральной зависимости параметра $(\alpha h\nu)^2$ к оси энергии фотонов $h\nu$ (рис. 2, *б*): для температур 4.2, 78 и 300 К E_g = 0.683, 0.680 и 0.654 эВ соответственно. Основываясь на этом, можно утверждать, что температурное смещение ширины запрещенной зоны E_g в интервале 4.2—300 К составляет ~29 мэВ для тонкой пленки InN с концентрацией электронов $n_e \sim 7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ (образец М3). Отметим, что измеренное

нами температурное изменение ширины запрещенной зоны E_g соединения InN с более низкой концентрацией электронов ~$3.6 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ (образец M1) составило ~50 мэВ в интервале 4.2—300 К. Это означает, что увеличение концентрации электронов в соединении InN приводит к уменьшению влияния температуры на изменение ширины запрещенной зоны E_g из-за ослабления электрон-фононного взаимодействия.

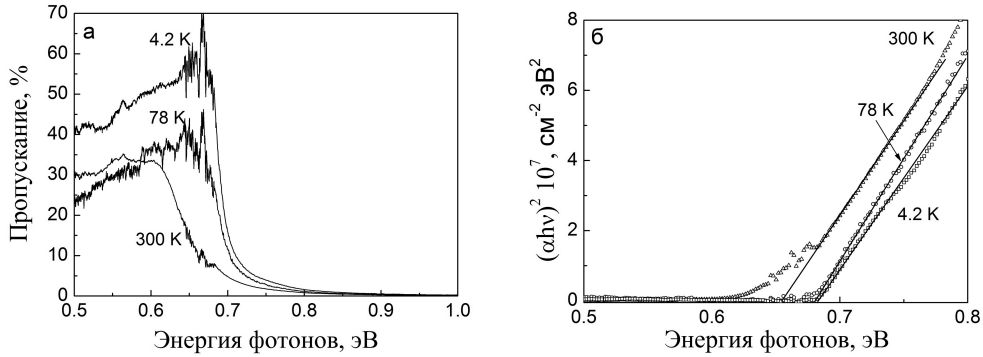


Рис. 2. Спектры пропускания тонкой пленки InN (*а*) и спектральная зависимость параметра $(\alpha h\nu)^2$ от энергии фотонов $h\nu$ (*б*) для температур 4.2, 78 и 300 К (образец M3)

Заключение

Рентгеноструктурные исследования тонких пленок InN показали наличие интенсивного рефлекса отражения 0002 в области углов дифракции 2θ ~ 31.4º, что подтверждает гексагональную структуру кристаллической решетки с преимущественной ориентацией кристаллитов тонких пленок вдоль оси ***c***. По данным измерений спектров оптического пропускания и отражения установлено, что для тонких пленок InN с концентрацией электронов $n_e \sim 7 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ ширина запрещенной зоны E_g для температур 4.2, 78 и 300 К составляет 0.683, 0.680 и 0.654 эВ соответственно. Сравнительный анализ показал, что увеличение концентрации электронов в соединении InN приводит к уменьшению влияния температуры на изменение ширины запрещенной зоны E_g из-за ослабления электрон-фононного взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, проект Ф16М-40.

Литература

1. Z. Mi, S. Zhao. *Phys. Status Solidi B: Basec Solid State Physics*. 2015. Vol. 252, No. 5. P. 1050–1062.
2. S.M. Islam, V. Protasenko, S. Rouvimov, H.L. Xing, D. Jena. *Jpn. J. Appl. Phys*. 2016. Vol. 55, No. 5. P. 05FD12.
3. V.Yu. Davydov, A.A. Klochikhin, R.P. Seisyan, V.V. Emtsev, S.V. Ivanov, F. Bechstedt, J. Furthmüller, H. Harima, A.V. Mudryi, J. Aderhold, O. Semchinova, J. Graul. *Phys. Status Solidi (b)*. 2002. Vol. 229, No. 3. P. R1–R3.
4. *Оптические свойства полупроводников*. Под ред. Ю. И. Уханов. М.: Наука. 1977.

Structural and Optical Characteristics of Thin Films of InN Direct Semiconductor Compound

V. D. Zhivulko [a], A. V. Mudryi [a], O. M. Borodavchenko [a], M. V. Yakushev [b,c]

[a] *Scientific-Practical Material Research Centre, National Academy of Science of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: vad.zhiv@gmail.com*
[b] *Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*
[c] *Institute of Solid State Chemistry, Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia*

X-ray diffraction studies of thin films of InN were carried out and the symmetry of a crystal lattice was determined. Spectra of optical transmission and reflection were studied in a wide temperature range from 4.2 to 300 K. The band gap E_g was determined for thin films of the direct semiconductor compound InN.

Keywords: indium nitride, absorption, X-ray diffraction, thin films.

Оптическое пропускание и отражение тонких пленок соединения $Cu_2ZnSnSe_4$ со структурой кестерита

А. В. Мудрый [а], О. М. Бородавченко [а], В. Д. Живулько [а],
М. В. Якушев [б,в], М. А. Сулимов [б]

[а] *Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь; e-mail: vad.zhiv@gmail.com*
[б] *Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[в] *Институт химии твердого тела Уральского отделения Российской АН, Екатеринбург, Россия*

Исследована морфология поверхности и поперечных сколов тонких пленок $Cu_2ZnSnSe_4$ (CZTSe), сформированных на стеклянных подложках. По данным рентгеноструктурного анализа найдены параметры элементарной ячейки соединения CZTSe. Эксперименты по оптическому пропусканию и отражению позволили определить ширину прямой запрещенной зоны соединения CZTSe $E_g \sim 1.01 \pm 0.02$ эВ при 300 К.

Ключевые слова: тонкие пленки, соединение $Cu_2ZnSnSe_4$, ширина запрещенной зоны.

Введение

Полупроводниковое соединение $Cu_2ZnSnSe_4$ (CZTSe) в последние годы стало одним из востребованных материалов для создания высокоэффективных тонкопленочных солнечных элементов [1]. Исследования физических свойств тонких пленок CZTSe способствовали совершенствованию технологии формирования солнечных элементов на их основе, что позволило увеличить их коэффициент полезного действия с 6 до 12.6 % [2]. Установлено, что осаждение тонких пленок CZTSe на стеклянные подложки приводит к отклонению состава от стехиометрии и образованию собственных дефектов структуры, ответственных за *p*-тип проводимости материала. Дефекты влияют на генерацию неравновесных носителей заряда и определяют рекомбинационные процессы в солнечных элементах. Однако природа дефектов на сегодняшний день не установлена, и в известных экспериментальных работах дается лишь их предположительная идентификация с определенным типом точечных дефектов на основании сравнения с характеристиками, рассчитанными теоретически. Обычно для выращивания тонких пленок характерен дефицит меди, определяемый соотношением элементов Cu/(Zn+Sn) ~ 0.8 и избыток цинка Zn/Sn ~ 1.2. При таком отклонении элементов от стехиометрии формируются электрически и оптически активные дефекты, определяющие физические свойства и, соответственно, параметры солнечных элементов, формируемых на основе тонких пленок соединения CZTSe. В настоящей работе исследованы морфологические, структурные и оптические характеристики тонких пленок соединения CZTSe, сформированных на стеклянных подложках.

Методика эксперимента

Исследования проводились на тонких пленках CZTSe толщиной ~1.6 мкм, сформированных методом селенизации металлических слоев Cu, Zn и Sn, осажденных на стеклянные подложки. Создание металлических слоев (прекурсоров) на основе Cu, Zn, Sn проводилось при комнатной температуре. Процесс селенизации осуществлялся в две стадии. На первой стадии селенизация проводилась при 300 °C в течение 5 мин, на второй стадии при более высоких температурах ~450—550 °C длительность процесса составляла ~15—20 мин.

Анализ морфологии поверхности пленок, осажденных на стеклянные подложки, проводился в высоком вакууме с использованием сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Элементный состав пленок определялся методом рентгеноспектрального локального микроанализа с волновой дисперсией (WDX) при сканировании электронного пучка с энергией ~10 кэВ по поверхности в десяти точках. Усредненный элементный состав: Cu ~ 21.1 ат.%, Zn ~ 15.1 ат.%, Sn ~ 13.5 ат.% и Se ~ 50.3 ат.%. Дефицит меди по отношению к суммарному содержанию Zn и Sn Cu/(Zn+Sn) ~ 0.74. Избыток цинка по отношению к олову Zn/Sn ~ 1.12, соотношение Se к содержанию металлов оказалось близким к стехиометрии Se/(Cu+Zn+Sn) ~ 1.01.

Спектры оптического пропускания и отражения тонких пленок CZTSe регистрировались с использованием двулучевого спектрофотометра Garry 500 UV-Vis-NIR и на монохроматоре МДР-23У, оснащенном дифракционной решеткой 600 штр./мм, с использованием вольфрамовой лампы накаливания мощностью 170 Вт.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведено СЭМ-изображение поперечного сечения одной из исследуемых тонких пленок CZTSe. Как видно 1, пленка является поликристаллической и состоит из плотноупакованных зерен с размерами ~0.3—0.8 мкм.

На рис. 2 показана типичная рентгенограмма исследуемых пленок. Наиболее интенсивные хорошо разрешаемые рефлексы отражения 112, 220/204 и 312/116, что обычно характерно для соединения CZTSe, имеющего кристаллическую структуру кестерита. Анализ и обработка рентгенограммы показали, что кристаллическая решетка CZTSe имеет тетрагональную симметрию. Наличия наиболее вероятных дополнительных фаз соединений ZnSe и Cu_2ZnSe_3 не обнаружено. Параметры элементарной ячейки полупроводникового соединения CZTSe, определенные с использованием полнопрофильного анализа Ритвельда и аппроксимацией экспериментальных контуров рефлексов отражения функцией Pseudo-Voigt: a = 5.692 Å и c = 11.33 Å.

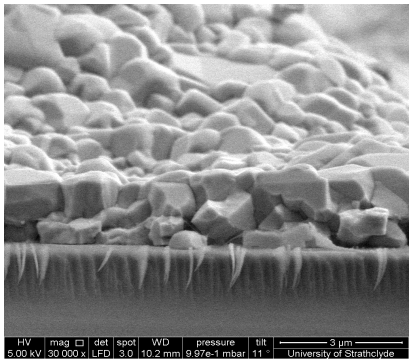


Рис. 1. СЭМ-фотография поперечного скола тонкой пленки CZTSe

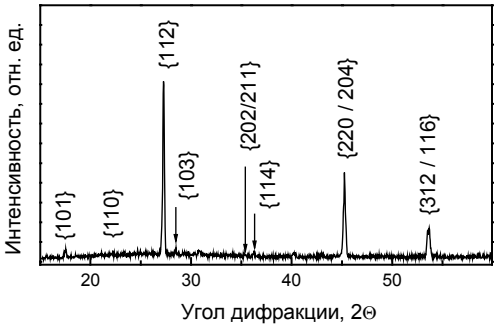


Рис. 2. Рентгенограмма тонкой пленки CZTSe

На рис. 3 представлены спектры оптического пропускания и отражения тонкой пленки CZTSe на стеклянной подложке, снятые при комнатной температуре. Измерение спектров пропускания на обоих типах монохроматоров показало их полную идентичность по спектральной форме в области края собственного оптического пропускания. На рис. 3 видно, что тонкие пленки CZTSe в низкоэнергетической области 0.55—0.90 эВ характеризуются относительно плавным уменьшением пропускания от 47 до 17 %, за которым в области 0.95 – 1.10 эВ следует собственный край поглощения. Коэффициент отражения, измеренный в диапазоне энергий 0.55—1.20 эВ, оказался практически одинаковым и составил R ~ 0.09—0.11, т. е. не зависел от длины волны. Коэффициент поглощения пленок CZTSe рассчитывался с использованием следующего выражения [3]:

$$\alpha = \frac{1}{d}\ln\frac{\sqrt{(1-R)^4 + 4T^2R^2} + (1-R)^2}{2T^2}, \qquad (1)$$

где α — коэффициент поглощения; d — толщина пленки; T и R — коэффициент пропускания и отражения. Как известно, спектральная зависимость поглощения для полупроводников с разрешенными прямыми оптическими переходами определяется выражением:

$$\alpha(h\nu) = A(h\nu - E_g)^{1/2}, \qquad (2)$$

где A — константа; E_g — ширина запрещенной зоны.

На рис. 4 представлена спектральная зависимость параметра $(\alpha h\nu)^2$ от энергии фотонов, рассчитанная с использованием выражений (1) и (2). Ширина запрещенной зоны полупроводникового соединения CZTSe оценивалась по экстраполяции линейной области на спектральной

зависимости параметра $(\alpha h\nu)^2$ в высокоэнергетической части спектров оптического пропускания и при 293 К составила E_g ~ 1.01±0.02 эВ. Необходимо отметить, что значение E_g ~ 1.01 эВ совпало со значением ширины запрещенной зоны, определенным по данным поглощения при комнатной температуре для пленки CZTSe с другим составом: Cu/(Zn+Sn) ~ 1.05±0.02, Zn/Sn ~ 0.94 ± 0.01 и Se/(Cu+Zn+Sn) ~ 0.91±0.01. Этот экспериментальный факт указывает на необходимость учета других физических эффектов, например, внутренних напряжений в пленках, размеров зерен, толщины и т. д., на численное значение ширины запрещенной зоны соединения CZTSe кроме химического состава.

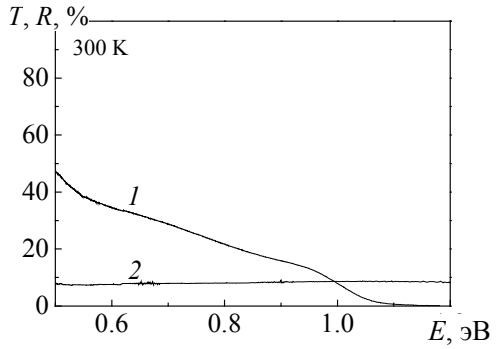


Рис. 3. Спектры оптического пропускания (*1*) и отражения (2) тонкой пленки CZTSe

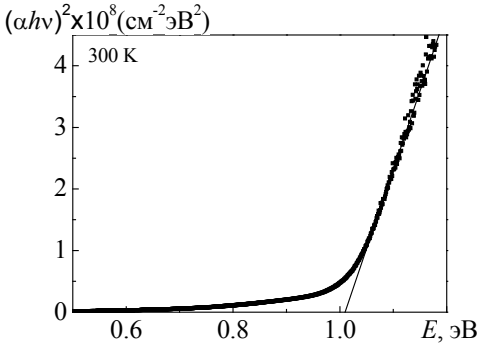


Рис. 4. Зависимость параметра $(\alpha h\nu)^2$ от энергии фотонов для тонкой пленки CZTSe

Заключение

Сканирующая электронная микроскопия тонких пленок выявила однородный характер распределения отдельных зерен на стеклянной подложке и их плотную упаковку. Проведенные эксперименты по оптическому пропусканию и отражению полупроводникового соединения CZTSe позволили определить ширину запрещенной зоны E_g ~ 1.01±0.02 эВ при комнатной температуре. Установлено, что отклонение состава от стехиометрии незначительно влияет на изменение ширины запрещенной зоны E_g.

Литература

1. S. Siebentritt, S. Schorr. *Progress Photovolt.: Res. Appl*. 2012. V. 20, No. 5. P. 512–519.
2. W. Wang, M. T. Winkler, O. Gunawan, T. Gokmen, T.K. Todorov, Y. Zhu, D.B. Mitzi. *Adv. Energy Mater*. 2014. V. 4, No. 7. P. 1301465-1–1301465-5.
3. Ж. Панков. *Оптические процессы в полупроводниках*. Под ред. Ж. И. Алферова и В.С. Вавилова. М.: Мир. 1973.

Optical Transmission and Reflection of Thin Films of $Cu_2ZnSnSe_4$ Compound with Kesterite Structure

A. V. Mudryi [a], O. M. Borodavchenko [a], V. D. Zhivulko [a], M. V. Yakushev [b,c], M. A. Sulimov [b]

[a] *Scientific-Practical Material Research Centre, National Academy of Science of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: vad.zhiv@gmail.com*

[b] *Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

[c] *Institute of Solid State Chemistry, Urals Branch of Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia*

The morphology of surface and cross-section of the $Cu_2ZnSnSe_4$ (CZTSe) thin films fabricated on glass substrates were studied. The lattice parameters a = 5.692 Å и c = 11.33 Å from X-ray diffraction analysis were determined. The direct band gap of CZTSe compound about of E_g ~ 1.01±0.02 эВ at 300 K was found from optical transmission and reflection measurements.

Keywords: thin films, $Cu_2ZnSnSe_4$ compound, band gap.

Зависимость фактора оптического ограничения и распределения неравновесных носителей заряда от толщины волновода гетероструктур с квантовой ямой AlGaN

Н. П. Тарасюк [а], Е. В. Луценко [б], А. А. Гладыщук [а]

[а] *Брестский государственный технический университет, Брест, Беларусь; e-mail: ntarasiuk@tut.by*
[б] *Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Проведен расчет фактора оптического ограничения и распределения концентрации неравновесных носителей заряда для гетероструктур с одной квантовой ямой $Al_{0.38}Ga_{0.62}N$. Фактор оптического ограничения найден с помощью метода матриц переноса. Распределение концентрации неравновесных носителей заряда определялось путем решения системы уравнений, состоящей из уравнения Пуассона для электростатического потенциала и уравнений непрерывности для электронной и дырочной плотностей тока. Обсуждается влияние пьезоэлектрической и спонтанной поляризаций гетероструктур на перераспределение неравновесных носителей заряда. Показано, что максимальные значения фактора оптического ограничения и концентрации неравновесных носителей заряда в квантовой ямой $Al_{0.38}Ga_{0.62}N$ соответствуют гетероструктуре с толщиной волновода 100 нм.

Ключевые слова: фактор оптического ограничения, неравновесные носители заряда, несимметричный волновод.

Гетероструктры на основе AlGaN-квантовых ям перспективны для создания высокоэффективных источников излучения. Возможность изменения ширины запрещенной зоны гетероструктур AlGaN от 3.4 до 6.1 эВ позволяет регулировать излучение в диапазоне от 205 до 365 нм. Повышение фактора оптического ограничения и улучшение условий транспорта неравновесных носителей заряда позволит понизить порог генерации оптически накачиваемых лазеров, что важно для создания эффективных УФ лазеров и светодиодов.

Для расчета фактора оптического ограничения использована модель одномерной планарной структуры. Вычисления фактора оптического ограничения проведены в приближении плоских волн для *TE*-поляризации электромагнитного излучения. Амплитуда напряженности электрического вектора E_j *TE*-волны удовлетворяет волновому уравнению:

$$\partial^2 E_j(x)/\partial x^2 - (\beta^2 - k_0^2 n_j^2)E_j(x) = 0, \quad (1)$$

где β — проекция волнового вектора k_0 на плоскость гетероструктуры; n_j — комплексный показатель преломления j-го слоя. Для решения уравнения (1) использован метод матриц переноса, для нахождения β — алгоритм скоростного спуска [1]. Фактор оптического ограничения вычислен по формуле [2]:

$$\Gamma = \sum_{i=1}^{N} \int_{x_{ai}}^{x_{bi}} E^2(x)dx \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} E^2(x)dx, \quad (2)$$

где интегрирование в числителе происходит по координатам квантовой ямы AlGaN.

Для расчета распределения концентрации неравновесных носителей заряда использована модель, в которой с каждой точкой пространства связывались три переменные: электростатический потенциал φ и квазиуровни Ферми для электронов F_n и дырок F_p. Они находятся путем совместного решения фундаментальной системы уравнений, состоящей из уравнения Пуассона для электростатического потенциала φ и уравнений непрерывности для плотностей электронного j_n и дырочного j_p токов [3, 4]:

$$\frac{d}{dx}\left(P - \varepsilon\frac{d\varphi}{dx}\right) = e(p - n + N_d - N_a), \quad \frac{\partial j_n}{\partial x} = e(R - G), \quad j_n = \mu_n n\frac{\partial F_n}{\partial x}, \quad \frac{\partial j_p}{\partial x} = -e(R - G), \quad j_p = \mu_p p\frac{\partial F_p}{\partial x}, \quad (3)$$

где n и p — концентрации электронов и дырок; ε —тензор диэлектрической проницаемости; N_a и N_d — концентрации ионизированных акцепторов и доноров; R — скорость рекомбинации; G — скорость генерации; μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок.

Концентрации электронов n и дырок p состоят из концентрации нелокализованных носителей n_b и p_b:

$$n_b = N_c\Phi_{1/2}(F_n - E_c)/kT,\ p_b = N_v\Phi_{1/2}(E_n - F_c)/kT, \tag{4}$$

и носителей, локализованных на уровнях квантовых ям n_w и p_w:

$$n_w = N_{wc}\sum_i \ln\left(1+\exp\left(\frac{F_n - E_{ci}}{kT}\right)\right)\frac{2}{d}\sin^2\left(\frac{i\pi x}{d}\right), \tag{5}$$

$$p_w = \sum_i N_{wvi}\ln\left(1+\exp\left(\frac{E_{vi} - F_p}{kT}\right)\right)\cdot\frac{2}{d}\sin^2\left(\frac{i\pi x}{d}\right), \tag{6}$$

где N_c и N_v (N_{wc} и N_{wv}) — объемные (двумерные) эффективные плотности состояний электронов и дырок; T — температура; d — толщина квантоворазмерного слоя. При расчете концентрации дырок учитывались подзоны легких и тяжелых дырок. Эффективные плотности состояний, а также энергии уровней E_{ci} и E_{vi} рассчитывались в приближении эффективных масс.

Энергии краев зоны проводимости E_c и валентной зоны E_v определялись следующими выражениями

$$E_c = -\chi - \varphi,\quad E_v = -\chi - E_g - \varphi, \tag{7}$$

где χ — электронное сродство; E_g — ширина запрещенной зоны.

Вектор поляризации

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{\mathrm{sp}} + \mathbf{P}_{\mathrm{pz}}, \tag{8}$$

где $\mathbf{P}_{\mathrm{sp}}$ — вектор спонтанной поляризации; $\mathbf{P}_{\mathrm{pz}}$ — вектор пьезоэлектрической поляризации.

Скорость генерации пар неравновесных носителей заряда при оптической накачке

$$G = I_{\mathrm{exc}}ke^{-kx}, \tag{9}$$

где I_{exc} — интенсивность оптического возбуждения на поверхности гетероструктуры; k — коэффициент поглощения возбуждающего излучения.

Для расчетов выбраны гетероструктуры с несимметричным волноводом, состоящим из слоев $Al_{0.46}Ga_{0.54}N$, и активной областью, состоящей из квантовой ямы $Al_{0.38}Ga_{0.62}N$ шириной 3 нм. Обкладки образованы воздухом и слоем $Al_{0.57}Ga_{0.43}N$. Сначала найдены толщины волноводных слоев на основе $Al_{0.46}Ga_{0.54}N$ возле квантовой ямы, при которых фактор оптического ограничения принимает максимальные значения при заданной общей толщине волновода. При этом фактор оптического ограничения изменялся от 2.7 до 1.2 % при увеличении толщины волновода от 100 до 500 нм. Затем из решения системы уравнений (3) определены зависимости концентрации неравновесных носителей заряда от толщины волноводных слоев. При этом использованы параметры возбуждающего излучения: λ_{exc}=213 нм, I_{exc}=150 кВт/см^2 [5]. Концентрация электронов и дырок в квантовой яме $Al_{0.38}Ga_{0.62}N$ уменьшается в 1.4 и 1.3 раза при увеличении толщины волновода от 100 до 500 нм, так как при этом квантовая яма удаляется от поверхности раздела воздух—гетероструктура. Максимальные значения фактора оптического ограничения и концентрации неравновесных носителей заряда в квантовой яме $Al_{0.38}Ga_{0.62}N$ соответствуют гетероструктуре с толщиной волновода 100 нм.

Литература

1. M.J. Bergmann, H.C.J. Casey. *Apll. Phys*. 1998. Vol. 84, No. 3. P. 1196–1203.
2. М. Адамс. Введение в теорию оптических волноводов. М. Мир. 1984.
3. А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков. *ФТП*. 2014. Т. 48, № 1. С. 88–93.
4. J. Piprek. *Semiconductor Optoelectronic Devices*. Academic Press. 2003.
5. S.V. Ivanov, D.V. Nechaev, A.A. Sitnikova, V.V. Ratnikov, M.A. Yagovkina, N.V. Rzheutskii, E.V. Lutsenko, V.N. Jmerik. *Semicond. Sci. Technol*. 2014. Vol. 29, 084008.

Dependence of the Optical Confinement Factor and the Distribution of the Concentration of Nonequilibrium Charge Carriers on the Thickness of the Waveguide of Heterostructures with the Quantum Well AlGaN

N. P. Tarasiuk [a], E. V. Lutsenko [b], A. A. Gladyshchuk [a]

[a] *Brest State Technical University, Brest, Belarus; e-mail: ntarasiuk@tut.by*
[b] *Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

The calculation of the optical confinement factor and the distribution of the concentration of nonequilibrium charge carriers for heterostructures with one quantum well $Al_{0.38}Ga_{0.62}N$ are calculated. The optical confinement factor was determined using the transfer matrix method. The distribution of the concentration of nonequilibrium charge carriers was determined by solving a system of equations consisting of the Poisson equation for the electrostatic potential and the continuity equations for the electron and hole current densities. The effect of piezoelectric and spontaneous polarizations of heterostructures on the redistribution of nonequilibrium charge carriers is discussed. The maximum values of the optical confinement factor and the concentration of nonequilibrium charge carriers in the quantum well $Al_{0.38}Ga_{0.62}N$ correspond to a heterostructure with a waveguide thickness 100 nm.

Keywords: optical confinement factor, nonequilibrium charge carriers, asymmetric waveguide.

Оже-рекомбинация в светодиодах на основе твердых растворов InAsSb

Д. М. Кабанов [а], Е. В. Лебедок [а], Р. Ю. Микулич [а], Ю. П. Яковлев [б]

[а] *ГНПО "Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника", Минск, Беларусь;*
e-mail: d.kabanau@ifanbel.bas-net.by
[б] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия*

Установлено, что для светодиодов на основе гетероструктуры $InAs_{0.88}Sb_{0.12}$/InAsSbP в интервале температур 10–35 К наблюдается усиленная люминесценция. Показано, что резкое падение интенсивности излучения таких светодиодов при температуре боле 20 К обусловлено активацией CHSH-процесса Оже-рекомбинации.

Ключевые слова: InAsSb, Оже-рекомбинация, CHSH процессы

Введение

Светодиоды (СД) на основе твердых растворов InAsSb применяются при создании приборов для экологического мониторинга, контроля технологических процессов, в медицине и других областях [1, 2]. Для эффективного использования СД среднего ИК диапазона требуется детальное знание спектральных и энергетических характеристик используемых полупроводниковых структур как вблизи комнатных [3], так и при криогенных температурах [4]. Некоторые физические процессы, такие как усиленная люминесценция и Оже-рекомбинация, протекающие в активных слоях излучателей на основе InAsSb, недостаточно изучены и требуют дополнительных исследований.

Эксперимент

Объектом экспериментальных исследований являлись СД на основе гетероструктур $InAs_{0.88}Sb_{0.12}$/InAsSbP, максимум спектра люминесценции которых при комнатной температуре расположен вблизи 4.3 мкм. Экспериментальные спектры люминесценции исследуемого СД при температуре 10 К приведены на рис. 1.

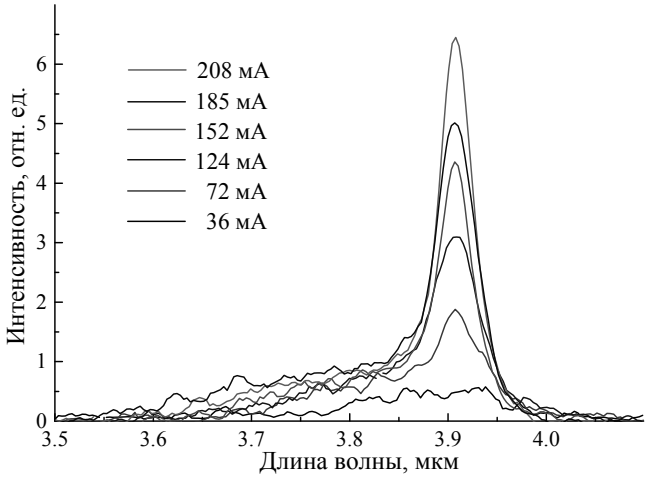


Рис. 1. Спектры люминесценции светодиода $InAs_{0.88}Sb_{0.12}$/InAsSbP при различных токах, T = 10 К.

В ходе эксперимента СД помещался в вакуумный криостат с выходным окном из сапфира. Контакты от диода герметично выведены за пределы криостата. Система охлаждения позволяла изменять и контролировать температуру в диапазоне 10—300 К. Для электропитания СД использовался импульсный режим работы со скважностью 1/2 (квазинепрерывный режим). Частота импульсов 16 кГц. Спектры регистрировались с помощью спектрометра монохроматора MS2004i (SOL Instruments) с разрешающей способностью не хуже 3 нм в данном спектраль-

ном диапазоне. Для детектирования излучения СД применялся HgCdTe-фотоприемник с автоматической коррекцией чувствительности в диапазоне 1—5 мкм. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.

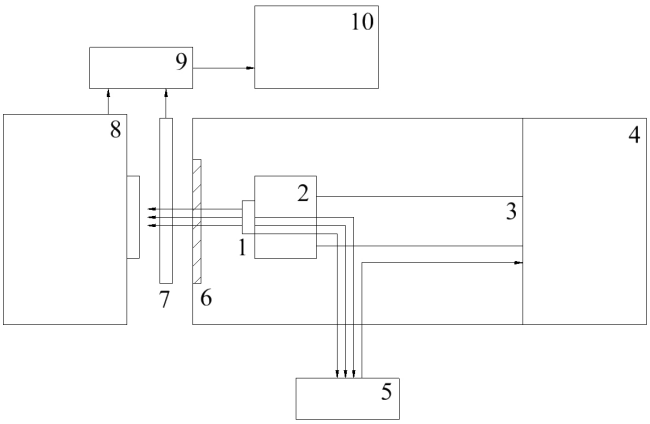


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: *1* — светодиод, *2* — основание для юстировки, *3* — теплоотводящее основание, *4* — холодильник, *5* — драйвер управления, *6* — оптическое окно, *7* — модулятор сигнала, *8* — монохроматор, *9* — блок обработки и усиления сигнала, *10* — компьютер

Теоретическое моделирование процесса Оже-рекомбинации

Известно [5], что в узкозонных полупроводниках основными процессами Оже-рекомбинации, обусловливающей температурное тушение люминесценции, являются процессы, при которых энергия рекомбинации электронно-дырочной пары передается дырке с переходом последней в спин-орбитальную отщепленную зону (процесс CHSH).

При расчете коэффициента CHSH Оже-рекомбинации для СД с активной областью InAsSb использовались следующие соотношения [6]:

$$E_g \geq \Delta: \quad C = ABx^2e^x(1/\sqrt{\pi})[\Gamma(3/2,\mu x) - [2\Gamma(5/2,\mu x)]/\mu x + [\Gamma(7/2,\mu x)]/\mu^2x^2],$$

$$E_g \leq \Delta: \quad C = ABx^2e^x(1/\sqrt{\pi})[1 - 3/\mu x + 15/4\mu^2x^2),$$

$$A = \frac{g(\varepsilon)\pi^3\hbar^3e^4}{2m_0^2}\left(\frac{m_h}{m_v}\right)^3\left(\frac{m_s}{2m_h+m_c}\right)^{3/2}, \quad B = \frac{(2|M_{cv}^2|/m_0)^2(1+m_s/m_0)}{9E_g^2\Delta^2(E_g+\Delta)},$$

$$x = (E_g - \Delta)/k_BT, \qquad \mu = (2m_h + m_c)/(2m_h + m_c - m_s),$$

где $\Gamma(a, x_0)=\int_{x_0}^{\infty} e^{-t}t^{a-1}dt$; $g(\varepsilon)$ — функция экранирования; m_0 — масса электрона; m_h, m_c — эффективные массы дырки и электрона; m_s — эффективная масса носителя в спин-орбитальной отщепленной зоне, $|M_{cv}{}^2|$ —квадрат матричного элемента оптических переходов. Зависимости параметров E_g и Δ от температуры определялись из экспериментальных данных по зависимости спектров люминесценции от температуры. Полученная зависимость коэффициента Оже-рекомбинации C_{CHSH} от температуры представлена на рис. 3.

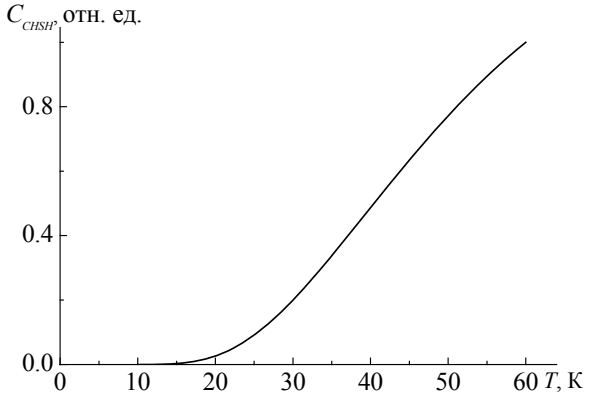


Рис. 3. Зависимость коэффициента Оже-рекомбинации C_{CHSH} от температуры

Заключение

На основе полученных экспериментальных спектральных и энергетических параметров $InAs_{0.88}Sb_{0.12}$ светодиодов установлено, что при низких температурах 0—30 К для данных структур процессом, ограничивающим интенсивность люминесценции, является процесс Оже-рекомбинации CHSH, который резкое “включается” при достижении температуры 20 К (температура, при которой энергия спин-орбитального отщепления, становится практически равной ширине запрещенной зоны) и приводит к полному тушению усиленной люминесценции при повышении температуры.

Литература

1. А.С. Головин, А.А. Петухов, С.С. Кижаев, Ю.П. Яковлев. *Письма в ЖТФ*. 2011. Т. 37, № 11. С. 15–19.
2. Т.В. Безъязычная, М.В. Богданович, В.В. Кабанов, Д.М. Кабанов, Е.В. Лебедок, В.В. Паращук, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, П.В. Шпак, М.А. Щемелев, И.А, Андреев, Е.В, Куницына, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*. 2015. Т. 49, № 7. С. 1003-1006.
3. V.G. Harutyunyan, K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian, I.G. Harutyunyan. *Infrared Phys. Technol*. 2015. Vol. 70. P. 12-14.
4. К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, А.А. Семаков, М.П. Михайлова, Н.Д. Стоянов, С.С. Кижаев, С.С. Молчанов, А.П. Астахова, А.В. Черняев, H. Lipsanen, В.Е. Бугров. *ФТП*. 2017. Т. 51, № 2. С. 247–252.
5. A. Haug. *J. Phys. Chem. Solids*. 1988. Vol. 49, No. 6. P. 599–605.
6. A. Haug. *J. Phys. C: Solid State Phys*. 1984. Vol. 17. P. 6191–6197.
7. M. Leroux, N. Grandjean, B. Beaumont, G. Nataf, F. Semond, J. Massies, P. Gibart. *J. Appl. Phys*. 1999. Vol. 86. P. 3721.

Auger Recombination in InAsSb LEDs

D. M. Kabanau [a], Y. V. Lebiadok [a], R. Yu. Mikulich [a], Yu. P. Yakovlev [b]

[a] *SSPA “Optics, Optoelectronics & Laser Technology”, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: d.kabanau@ifanbel.bas-net.by*
[b] *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

It was ascertained that for LED based on $InAs_{0.88}Sb_{0.12}$/InAsSbP heterostructures amplified luminescence is observed in the temperature range 10–35 K. The abrupt decreasing in the intensity of InAsSb/InAsSbP LEDs at temperature of more than 20 K is due to the activation of the Auger-recombination (CHSH process).

Keywords: InAsSb, Auger-recombination, CHSH process.

Плазмонный резонанс в двухслойных наночастицах с оболочкой из полупроводниковой наноструктуры

Л. Г. Астафьева, Г. П. Леднева

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь;
e-mail: astafev@dragon.bas-net.by

Теоретическое моделирование преобразования оптического излучения наночастицами в виде двухслойных наносфер с ядрами из сапфирового стекла и оболочками из полупроводниковой наноструктуры показало, что характеристики как внешних полей, так и внутренних полей для двухслойных наночастиц существенно зависят от соотношения размеров ядра и оболочки. Области максимумов поглощения и рассеяния не совпадают по спектру и по величине. Распределения энергии двухслойных наночастиц сильно отличаются величиной максимума энергии и местом локализации максимальной плотности энергии.

Ключевые слова: двухслойные наночастицы с оболочками из полупроводниковой наноструктуры, компьютерное моделирование, поглощение и рассеяние оптического излучения наночастицами, неоднородное внутреннее распределение энергии.

Введение

Процессы лазерного взаимодействия с наночастицами (НЧ) широко применяются в нанотехнологиях. Среди НЧ выделяются двухслойные, именно они очень привлекательны в химических и технологических применениях, биофизических и медицинских исследованиях благодаря их плазмонным свойствам.

Рассмотрены вопросы влияния размеров и оптических свойств двухслойных НЧ на преобразование оптического излучения через характеристики внешнего поля (факторы эффективности поглощения K_{abs}, рассеяния K_{sca} и ослабления K_{ext}) и характеристики внутреннего поля (максимальные значения интенсивностей в распределении энергии внутри НЧ I/I_0).

Результаты

Предполагается, что двухслойная сферическая НЧ состоит из сферического однородного ядра сапфирового стекла с радиусом r_0 и комплексным показателем преломления вещества ядра $m_0=n_0 - i\kappa_0$ [1], покрытого сферически симметричной однородной оболочкой из полупроводниковой наноструктуры толщиной $\Delta r = r_1 - r_0$ (r_1 — общий радиус НЧ) с комплексным показателем преломления $m_1=n_1 - i\kappa_1$ вещества оболочки [2]. Выражения для характеристик светорассеяния сферической НЧ (факторы эффективности поглощения K_{abs}, рассеяния K_{sca} и ослабления K_{ext}) можно записать через амплитудные коэффициенты, получаемые из теории дифракции электромагнитного излучения на многослойной сфере [3, 4].

Проведен анализ влияния толщины оболочки и размера ядра на спектральные зависимости эффективных поперечных сечений поглощения K_{abs}, рассеяния K_{sca} и ослабления K_{ext} излучения двухслойными НЧ, а также на распределение полей внутри них. На рис. 1, *а* представлены спектральные зависимости эффективных поперечных сечений поглощения, рассеяния и ослабления в диапазоне $250 < \lambda < 1250$ нм для двухслойной НЧ с радиусом ядра 100 нм и толщиной оболочки 10 нм. Видно резкое увеличение K_{abs} и K_{ext} в области 700 нм. На рис. 1, *б* этот эффект подтверждается резким изменением картины распределения внутреннего поля в НЧ. Такое распределение энергии внутри НЧ обычно наблюдается в случае плазмонного резонанса. Причем максимальное значение интенсивности внутри НЧ возрастает более чем в шесть раз. Этот эффект существует в области размеров НЧ $50 < r_0 < 160$ нм.

При переходе к НЧ больших размеров $r_0 > 160$ нм спектральные зависимости эффективных поперечных сечений поглощения, рассеяния и ослабления изменяются (рис. 2, *а*, *б*). На кривых $K_{sca}(\lambda)$ и $K_{ext}(\lambda)$ появляются два максимума в областях 700 и 1000 нм. Зависимость $K_{abs}(\lambda)$ становится более гладкой без резких максимумов. При этом распределение энергии внутри двухслойной НЧ также сильно изменяется для указанных длин волн (рис. 2, *в*, *г*). В случае облучения двухслойной НЧ излучением с $\lambda = 700$ нм (рис. 2, *в*) основной максимум интенсивности находится в центре частицы, напоминая распределение энергии в однородной НЧ

сапфира. В задней и передней полусферах около поверхности появляются еще два менее интенсивных максимума энергии. В случае облучения двухслойной НЧ излучением с λ = 1000 нм (рис. 2, *г*) распределение энергии внутри наночастиц приобретает резонансный характер.

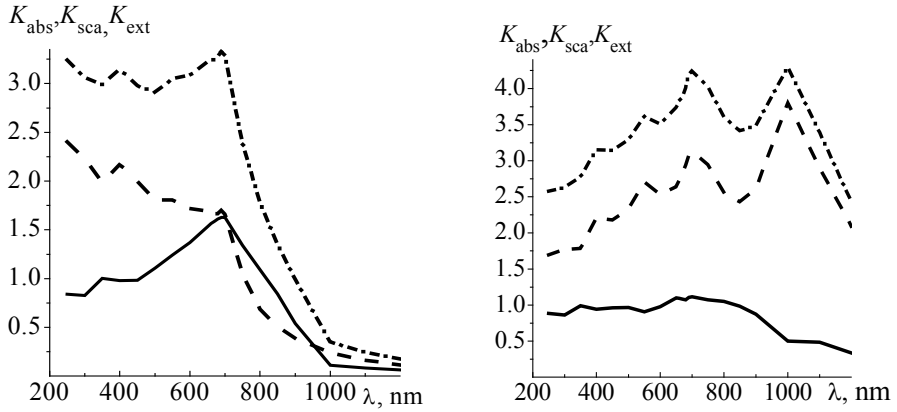


Рис. 1. Зависимости факторов эффективности поглощения K_{abs} (сплошные), рассеяния K_{sca} (пунктир) и ослабления K_{ext} (штрихпунктир) излучения от λ для двухслойных наночастиц с ядрами из сапфирового стекла и оболочками из полупроводниковой наноструктуры с r_0 = 100 (*а*) и 200 нм (*б*) и толщиной оболочки Δr_1 = 10 нм

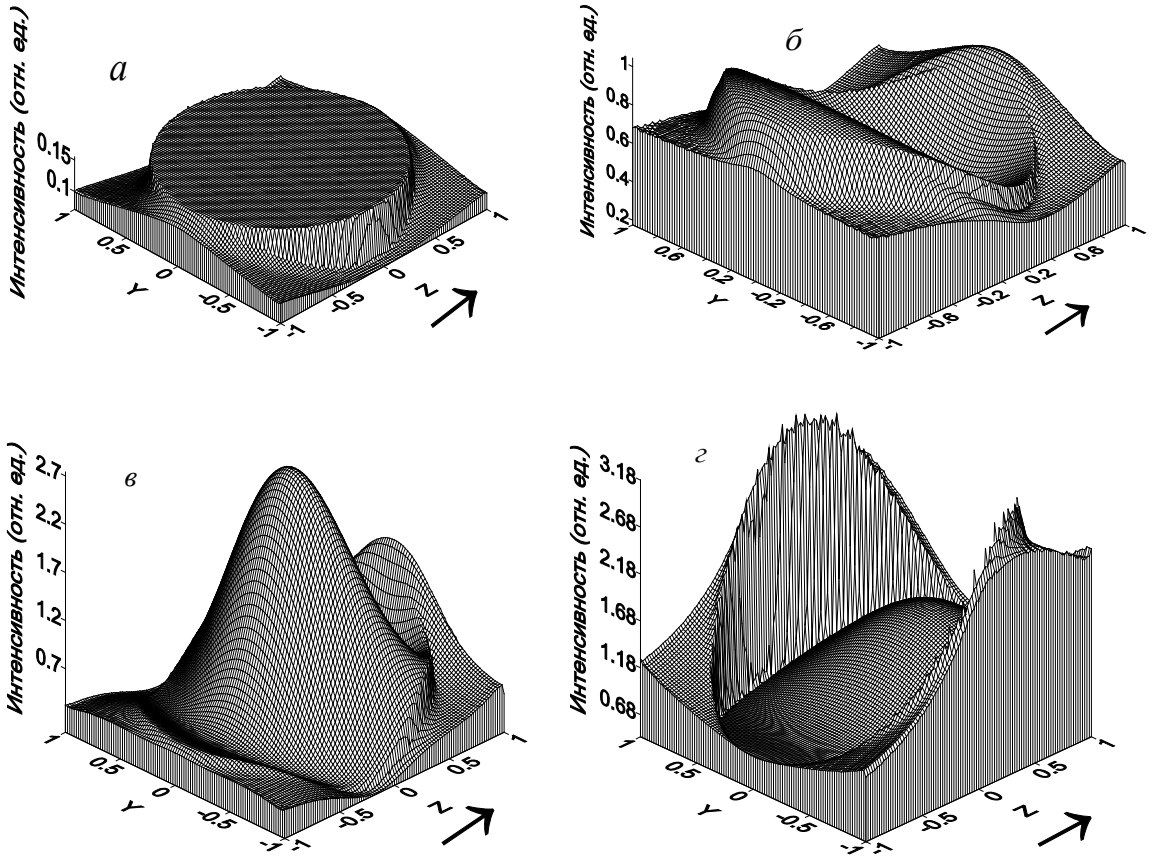


Рис. 2. Распределение интенсивности внутреннего поля в поперечных сечениях двухслойных наночастиц с ядрами из сапфирового стекла и оболочками из полупроводниковой наноструктуры с r_0 = 100 (*а*, *б*) и 200 нм (*в*, *г*) и толщиной оболочки Δr_1 = 10 нм; λ = 600 (*а*, *в*) и 700 нм (*б, г*)

Заключение

Показано, что в области размеров двухслойных сферических наночастиц с ядрами из сапфирового стекла и оболочками из полупроводниковой наноструктуры $50 < r_0 < 160$ нм может реализоваться плазмонный резонанс. С увеличением размеров двухслойных наночастиц распределение энергии внутри них становится сильно неоднородным, зависящим от длины волны падающего излучения.

Литература

1. Ю.К. Лингарт, В.А. Петров, Н.А. Тихонова. *Теплофизика высоких температур*. 1982. Т. 20, № 5. С. 872–880.
2. M. Munoz, J.F. Donegan, M. Gerlach, A.L. Bradley, T.M. Connolly. *J. Appl. Opt*. 2002. Vol. 92, No. 10. P. 5878–5885.
3. C.F. Bohren, D.R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York. 1983. P. 227–243.
4. V.A. Babenko, L.G. Astafyeva, V.N. Kuzmin. *Electromagnetic Scattering in Disperse Media*. Praxis Publishing, Chichester, UK. 2003. P. 19–50.

Plasmonic Resonance in Two-Layered Nanoparticles with Shell of Semiconductor Nanostructures

L. G. Astafyeva, H. P. Ledneva

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: astafev@dragon.bas-net.by

Theoretical model of transformation of an optical radiation by two-layered nanoparticles of spherical symmetry with sapphire cores and semiconductor nanostructure shells have showed that both the characteristics of external fields and internal fields are significantly dependent on the relationship between core and shell sizes of two-layered nanoparticles. The areas of maximum absorption and scattering don't agree across the spectrum and in magnitude. Energy distributions inside two-layered nanoparticles are strongly differed by the magnitude and the location of maximum value of energy.

Keywords: two-layered nanoparticles with semiconductor nanostructures shells, computer simulation, absorption and scattering of optical radiation by nanoparticles, nonhomogeneous internal energy distribution.

Спектральные и энергетические характеристики халькогенидов с ионами Eu^{2+}, Pr^{3+} и Eu^{3+} при возбуждении интенсивным наносекундным излучением

В. А. Савва, М. С. Леоненя, Б. Д. Урманов

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: v.savva@ifanbel.bas-net.by

Изучены фотолюминесцентные (ФЛ) свойства соединений $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$, $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ в видимой области спектра при высоких (10—10^8 Вт/см^2) уровнях оптического возбуждения импульсным излучением наносекундной длительности. Показано, что интенсивное широкополосное свечение соединения $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$ около 555 нм обусловлено 5*d*—4*f*-переходами в ионах Eu^{2+}, а ФЛ соединений $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ в форме групп линий в видимом диапазоне вызвана электронными переходами между уровнями 4*f*-орбитали ионов Pr^{3+} и Eu^{3+}. Установлено, что эффективности ФЛ $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$, $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ постоянны в широком интервале уровней накачки вплоть до 10^4, 10^5 и $2\cdot10^7$ Вт/см^2 соответственно. Теоретический анализ показал, что обратимое падение эффективностей ФЛ выше установленных порогов вызвано насыщением поглощения возбуждающего излучения за время действия импульса накачки.

Ключевые слова: галлаты, европий, празеодим, фотолюминесценция, эффективность.

Введение

Активированные ионами европия (Eu^{2+}, Eu^{3+}) и празеодима (Pr^{3+}) галлаты кальция и бария обладают интенсивной фотолюминесценцией (ФЛ) в видимом диапазоне и являются перспективными средами для создания на их основе люминофоров. В работах [1, 2] показано, что эти среды обладают высокой температурной стабильностью спектра и интенсивности ФЛ, демонстрируют исключительную устойчивость положения и формы спектра ФЛ в широком интервале уровней импульсного возбуждения. При этом эффективность ФЛ постоянна вплоть до уровней оптической накачки 10^4—10^7 Вт/см^2 с дальнейшим обратимым падением [1, 2]. Дальнейшее падение эффективности ФЛ может быть вызвано насыщением поглощения из основного состояния, процессами поглощения из возбужденного состояния (ПВС), кросс-релаксацией и др. [1, 3]. Вклад указанных механизмов в формирование ФЛ свойств галлатов с ионами Eu^{2+}, Pr^{3+} и Eu^{3+} остается невыясненным, а его анализ критически важным для оценки потенциальных лазерных свойств этих сред. Настоящая работа посвящена определению механизмов, ответственных за падение эффективности ФЛ халькогенидных соединений $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$, $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$, на основании экспериментального и теоретического изучения эффективностей их ФЛ при высоких уровнях возбуждения от 10 до 10^8 Вт/см^2.

Методика эксперимента

Соединения $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$ и $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ с долей ионов Eu^{2+} и Pr^{3+} в 7 ат.% получены твердофазной реакцией бинарных компонентов [1, 2]. Соединение $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ получено методом Печини с массовой долей ионов Eu^{3+} 7 ат.% [2]. Спектры ФЛ и возбуждения ФЛ измерялись при использовании монохроматизированного излучения ксеноновой лампы. Возбуждение ФЛ соединения $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$ осуществлялось излучением N_2-лазера на длине волны 337 нм (10 нс, 700 Гц), а соединений $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ — излучением второй гармоники перестраиваемого $Ti:Al_2O_3$-лазера (10 нс, 10 Гц) на 456 и 393 нм. Эффективность ФЛ оценивалась как отношение интегральной интенсивности свечения к плотности мощности накачки импульсным наносекундным излучением.

Результаты и их обсуждение

Соединение $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$ демонстрирует интенсивную ФЛ в желтой области спектра в форме широкой полосы с максимумом на 555 нм за счет электронных переходов 5*d*—4*f* в ионах Eu^{2+} (рис. 1, кривая *2*) [1]. Спектр возбуждения ФЛ (ВФЛ) соединения $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$ на длине волны свечения 555 нм при 300 К охватывает спектральный интервал от 280 до 520 нм с максимумом на 370 нм (рис. 1, кривая *1*).

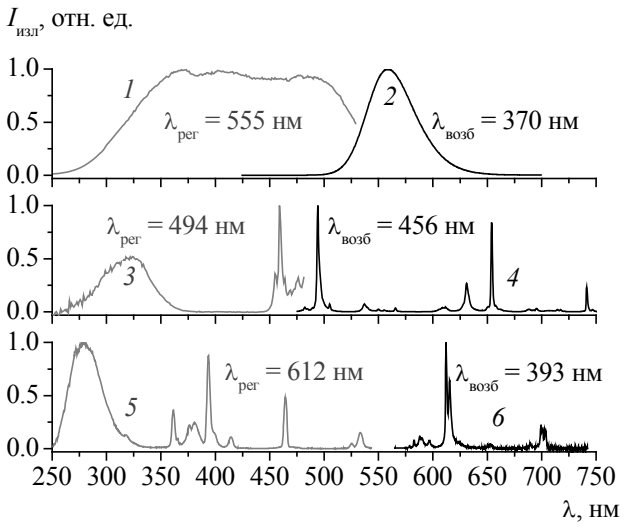


Рис. 1. Спектры ВФЛ (*1*, *3*, *5*) и ФЛ (*2*, *4*, *6*) соединений $CaGa_2S_4:Eu_{2+}$ (*1*, *2*), $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ (*3*, *4*) и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ (*5*, *6*) при температуре 300 К

Спектр ФЛ $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ состоит из набора линий в диапазоне 470—750 нм, обусловленных переходами в ионах Pr^{3+} между уровнями 4*f*-орбитали, наиболее интенсивные — при 494 ($^3P_0 \rightarrow {}^3H_4$), 631 ($^3P_0 \rightarrow {}^3H_6$), 654 ($^3P_0 \rightarrow {}^3F_2$) и 741 нм ($^3P_0 \rightarrow {}^3F_4$) (рис. 1, кривая *4*) [2]. В спектрах ВФЛ присутствует узкая линия при 456 нм ($^3H_4 \rightarrow {}^3P_2$) и полоса в диапазоне 270—360 нм (кривая *3*). Соединение $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ обладает интенсивным красным свечением при комнатной температуре, обусловленным переходами в 4*f*-орбитали ионов Eu^{3+} (кривая *6*) [2]. Спектр ФЛ состоит из набора линий в диапазоне 530—710 нм с наиболее интенсивной при 612 нм ($^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$). Спектр ВФЛ на λ = 612 нм представлен широкой полосой в диапазоне 250—320 нм с максимумом 275 нм (переход $O^{2-} \rightarrow Eu^{3+}$ с переносом заряда) и серией узких линий (наиболее интенсивные при 363 ($^7F_0 \rightarrow {}^5D_4$), 393 ($^7F_0 \rightarrow {}^5L_6$) и 466 нм ($^7F_0 \rightarrow {}^5D_2$) (кривая *5*).

Поведение эффективностей ФЛ соединений $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$, $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ в широком интервале уровней оптического возбуждения от 10 до 10^8 Вт/см^2 анализировалось при возбуждении излучением наносекундной длительности N_2-лазера и $Ti:Al_2O_3$-лазера (рис. 2, *а*). Эффективность ФЛ соединения $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$ на 555 нм постоянна вплоть до 10^4 Вт/см^2 (кривая *1*). Дальнейшее увеличение интенсивности возбуждения приводит к заметному обратимому падению эффективности свечения. Подобное обратимое падение эффективности ФЛ характерно и для соединений $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ с ростом накачки выше 10^5 и $2 \cdot 10^7$ Вт/см^2 (кривые *2* и *3*). Теоретическая интерпретация механизмов обнаруженного обратимого тушения эффективностей ФЛ при высоких уровнях возбуждения проведена на основе упрощенной модели электронных переходов в ионах РЗЭ, представленной на рис. 2, *б*.

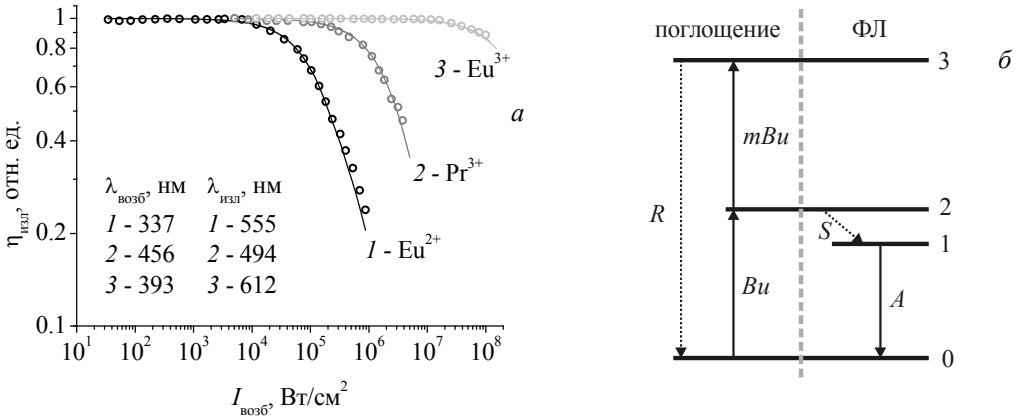


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости эффективности ФЛ соединений $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$ (*1*), $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ (*2*) и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ (*3*) от уровня возбуждения (*а*) и схематическое изображение модели переходов в ионах РЗЭ (*б*)

Процесс накачки предполагает поглощение из основного состояния (переход 0→2 с вероятностью B) и поглощение из возбужденного состояния (канал 2→3 с вероятностью mBu) с последующей безызлучательной релаксацией на основное состояние (вероятность R). Параметр m учитывает, во сколько раз негативный канал 2→3 (ПВС) интенсивнее либо слабее канала 0→2. После накачки релаксация в канале 2→1 (вероятность S) заселяет уровень 1, с которого происходит ФЛ в результате перехода 1→0 (вероятность A). Длительности импульсов накачки ($T_{возб}$ = 10 нс) значительно меньше постоянных времени затухания ФЛ в рассматриваемых соединениях (Eu^{2+} 0.45 мкс, Pr^{2+} 4.6 мкс и Eu^{3+} 1.3 мс), определенных ранее [1, 2]. Ввиду этого допустимо разделить по времени процессы поглощения и ФЛ. Этап накачки описывается динамическими уравнениями:

$$dn_0/dt = -Bun_0 + Bun_2 + mBun_2, \quad n_0(0) = 1, \tag{1}$$

$$dn_2/dt = Bun_0 - Bun_2 - mBun_2, \quad n_0(0) = 0, \tag{2}$$

где n_0 и n_2 — населенности на уровнях 0 и 2; u — плотность энергии в среде. Из решения уравнений (1) следует, что к моменту окончания импульса накачки длительностью $T_{возб}$ населенность уровня 2 составит:

$$n_2(T_{возб}) = (m + 2)^{-1}[1 - \exp(-(m + 2)BuT_{возб})]. \tag{3}$$

Эффективность возбуждения среды определим как отношение накопленной в среде энергии $n_2(T_{возб})$ к энергии импульса накачки ($I_{возб}$), пропорциональной $BuT_{возб}$:

$$\eta = \frac{1 - e^{-(m+2)BuT_{возб}}}{(m+2)BuT_{возб}}. \tag{4}$$

Таким образом, эффективность возбуждения сред с различными типами ионов зависит от двух параметров — B_i и m_i (i = 1, 2, 3 для Eu^{2+}, Pr^{3+} и Eu^{3+}, соответственно), характеризующих вероятности поглощения в каналах 0→2 и 2→3 двухступенчатого возбуждения. Расчетные зависимости эффективности ФЛ соединений $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$, $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ от накачки по формуле (4) с качественными значениями B_i и m_i повторяют ход экспериментальных зависимостей, что подтверждает адекватность модели (рис. 2, *а*). В результате основная причина резкого падения эффективности — насыщение поглощения за время действия импульса накачки. Отсутствие данных о B_i не позволяет оценить значения m_iB_i, т. е. вклад каналов ПВС в падение эффективности, и является предметом дальнейших исследований.

Заключение

Халькогенидные полупроводники $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$, $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ обладают интенсивным желтым, белым и красным свечением, соответственно, за счет переходов в ионах РЗЭ. Установлено, что резкое обратимое падение эффективности ФЛ соединений $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$, $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ и $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ при накачках $>10^4$, 10^5 и $2\cdot10^7$ Вт/см^2, соответственно, вызвано насыщением поглощения возбуждающего излучения с некоторым вкладом ПВС. Тем не менее выявленные ФЛ свойства халькогенидов с ионами РЗЭ делают их перспективными в качестве люминофоров, оптически возбуждаемых фиолетовым и синим излучением коммерческих GaN и InGaN светодиодов и лазерных диодов, плотность мощности излучения которых не достигает установленных порогов падения эффективностей ФЛ.

Литература

1. M.S. Leanenia, E.V. Lutsenko, M.V. Rzheutski, V.N. Pavlovskii, G.P. Yablonskii, T.G. Naghiyev, B.G. Tagiev, S.A. Abushev, O.B. Tagiev. *J. Lumin*. 2017. Vol. 181. P. 121–127.
2. М.С. Леоненя, Е.В. Луценко, Т.Г. Нагиев, Б.Г. Тагиев, О.Б. Тагиев, Г. П. Яблонский. *Материалы XXI Всерос. науч. конф. “Оптика и спектроскопия конденсированных сред”*. 2015. Краснодар. С. 23–26.
3. P.A. Loiko, V.I. Dashkevich, S.N. Bagaev, V.A. Orlovich, A.S. Yasukevich, K.V. Yumashev, N.V. Kuleshov, E.B. Dunina, A.A. Kornienko, S.M. Vatnik, A.A. Pavlyuk. *J. Lumin*. 2014. Vol. 153. P. 221–226.

Spectral and Energy Properties of Chalcogenides with Eu^{2+}, Pr^{3+}, and Eu^{3+} Ions Under Intense Nanosecond Excitation

V. A. Savva, M. S. Leanenia, B. D. Urmanov

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.savva@ifanbel.bas-net.by

The photoluminescence (PL) of $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$, $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$, and $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ compounds in the visible spectral region was studied at high optical excitation levels from 10 W/cm^2 to 10^8 W/cm^2 by pulsed nanosecond radiation. It is shown, that intense broadband luminescence of the $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$ compound at about 555 nm is due to 5*d*—4*f* transitions in Eu^{2+} ions, whereas the PL of the $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ and $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ compounds in the form of sharp lines in the visible spectrum is caused by intra-4*f* electron transitions of Pr^{3+} and Eu^{3+} ions. It is found that the PL efficiency of the $CaGa_2S_4:Eu^{2+}$, $CaGa_2S_4:Pr^{3+}$ and $CaGa_4O_7:Eu^{3+}$ compounds is constant over a wide range of excitation intensity levels up to 10^4, 10^5, and 2 10^7 W/cm^2, respectively. Theoretical analysis has shown that the reversible droop of PL efficiencies above the determined thresholds is due to the saturation of the absorption of the exciting radiation during the pump pulse duration.

Keywords: calcium oxogallat, trivalent europium ions, photoluminescence, efficiency.

Определение внутреннего электрического поля HEMT-гетероструктур с двойным ограничением Al(Ga)N/GaN/AlGaN

Н. В. Ржеуцкий [а], А. Г. Войнилович [а], И. Е. Свитенков [а],
Е. В. Луценко [а], К. С. Журавлев [б]

[а] Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь;
e-mail: m.rzheutski@ifanbel.bas-net.by
[б] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова,
Сибирское отделение Российской АН, Новосибирск, Россия

Для серии транзисторных гетероструктур с двойным ограничением Al(Ga)N/GaN/AlGaN с различной толщиной слоя GaN, содержащего двумерный электронный газ (d_{GaN} = 1500, 100, 5 нм), измерены спектры фотоиндуцированного отражения и оценена напряженность внутреннего электрического поля в слое GaN. Показано, что применение методов модуляционной спектроскопии отражения позволяет осуществлять контроль влияния конструкции гетероструктуры и ростовых условий на распределение профиля потенциала в активной области.

Ключевые слова: нитрид галлия, транзисторная гетероструктура, внутреннее электрическое поле, модуляционная спектроскопия.

Введение

Модуляционная спектроскопия отражения является полезным методом исследования полупроводниковых гетероструктур с внутренним электрическим полем [1—3]. Данная работа посвящена установлению зависимости внутреннего электрического поля в слое GaN гетероструктур для транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT - high electron mobility transistor) от толщины этого слоя.

Эксперимент

Использовалась стандартная установка для измерения спектров фотоиндуцированного отражения (ФО) с возбуждением излучением HeCd-лазера ($\lambda_{изл}$ = 325 нм, $I_{возб}$ ~ 0.1 Вт/см^2) и регистрацией отраженного излучения монохроматором МДР-23 с фотоэлектронным умножителем. Детектирование разностного сигнала отражения осуществлялось с помощью синхронного усилителя. Исследовалась серия транзисторных гетероструктур с двойным ограничением Al(Ga)N/GaN/AlGaN, выращенных методом аммиачной молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках сапфира и различающихся толщиной слоя GaN d_{GaN}. Схемы активных областей образцов представлены на рис. 1. Результаты холловских измерений (не приведены в данной работе) показали наличие двумерного электронного газа для всех гетероструктур.

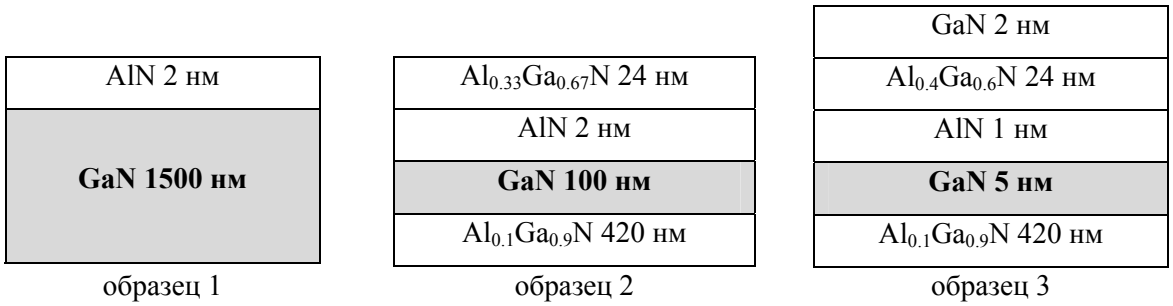


Рис. 1. Схемы активных областей исследуемых образцов

Результаты и обсуждение

На рис. 2 показаны спектры ФО и фотолюминесценции (ФЛ) исследуемых образцов, измеренные вблизи края зоны оптического поглощения GaN.

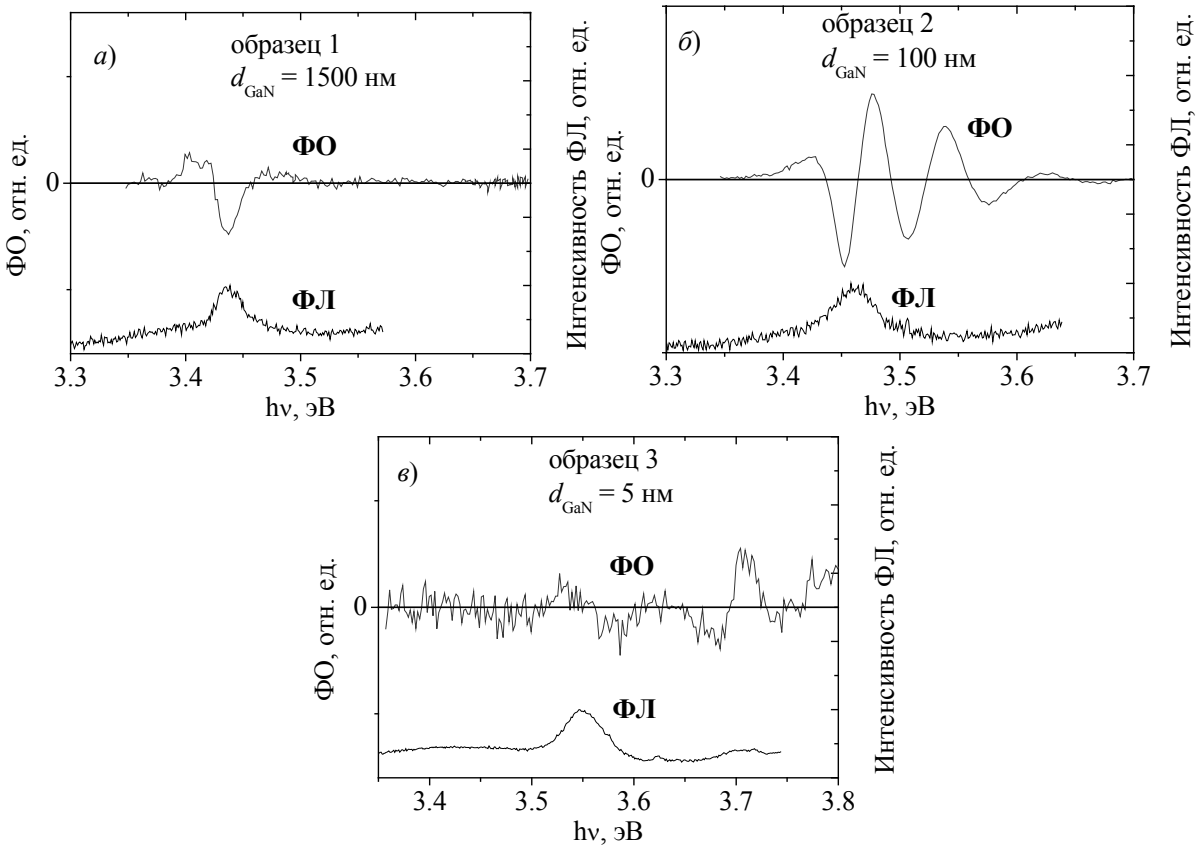


Рис. 2. Спектры ФО и ФЛ, измеренные для транзисторных гетероструктур с толщиной слоя GaN 1500 (*а*), 100 (*б*) и 5 нм (*в*)

Для оценки напряженности внутреннего электрического поля определяются спектральные положения экстремумов осцилляций Франца—Келдыша (Ф-К), которые, согласно [1], подчиняются условию:

$$(2/3)[(E_j - E_0)/\hbar\Omega]^{3/2} + \varphi = j\pi, \quad (1)$$

где E_j — энергия фотона, соответствующая положению j-го экстремума осцилляций Франца-Келдыша; j — номер экстремума осцилляций Ф-К; E_0 — ширина запрещенной зоны; $\hbar\Omega$ — характеристическая электрооптическая энергия; φ — фаза осцилляций Ф-К.

Характеристическая электрооптическая энергия связана с напряженностью электрического поля соотношением:

$$\hbar\Omega = (e^2\hbar^2F^2/8\mu)^{1/3} \quad (2)$$

где e — заряд электрона; μ —эффективная масса, соответствующая переходам с участием тяжелой дырки.

Для определения F удобно построить зависимость $(E_j - E_0)^{3/2}$ от номера экстремума, по наклону которой можно определить величину $\hbar\Omega^{3/2}$, затем рассчитать напряженность электрического поля из (2). На рис. 3 приведены соответствующие зависимости для образцов 2 и 3. В качестве ширины запрещенной зоны принималось спектральное положение полосы ФЛ. Для образца 1, имеющего самый толстый слой GaN, осцилляции Ф-К в спектре ФО не наблюдались. Для образца 2 (d_{GaN} = 100 нм) и образца 3 (d_{GaN} = 5 нм) оценка внутреннего электрического поля F = 115 и 200 кВ/см. Очевидно, наличие внутреннего поля в слоях GaN этих структур обусловлено присутствием зарядов спонтанной и пьезоэлектрической поляризации на границах слоя. Более высокое значение F для образца 3 обусловлено более сильными напряжениями сжатия, а также меньшим количеством свободных носителей заряда в слое GaN этого образца вследствие его меньшей толщины. Отсутствие осцилляций Ф-К в спектре ФО образца 1 обусловлено, по-видимому, отсутствием выраженного однородного электрического поля в приповерхностной области слоя GaN.

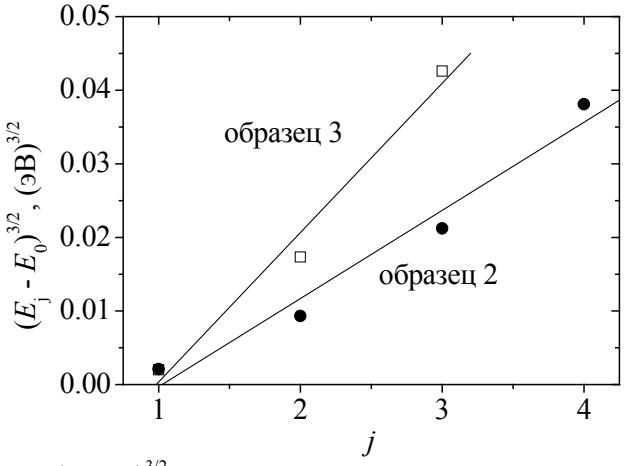


Рис. 3. Зависимость $(E_j - E_0)^{3/2}$ от номера экстремума осцилляций Франца—Келдыша j

Заключение

Применение методов модуляционной спектроскопии, в частности измерение фотоиндуцированного отражения, для транзисторных гетероструктур с двойным ограничением AlGaN/GaN/Al(Ga)N позволяет оценивать напряженность внутреннего электрического поля в слое GaN и осуществлять контроль влияния конструкции гетероструктуры и ростовых условий на распределение профиля потенциала в активной области.

Работа выполнена при поддержке гранта БРФФИ (проект № Ф15СО-052).

Литература

1. D.E. Aspnes, A.A. Studna. *Phys. Rev. B*. 1973. Vol. 7. P. 4605.
2. J. Misiewicz, P. Sitarek, G. Sęk, R. Kudrawiec. *Mater. Sci*. 2003. Vol. 21. P. 263–320.
3. H. Shen, M. Dutta. *J. Appl. Phys*. 1995. Vol. 78. P. 2151–2176.

Determination of Internal Electric Field in Al(Ga)N/GaN/AlGaN HEMT Double Heterostructures

M. V. Rzheutski [a], A. G. Vainilovich [a], I. E. Svitsiankou [a],
E. V. Lutsenko [a], K. S. Zhuravlev [b]

[a] *Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus;*
e-mail: m.rzheutski@ifanbel.bas-net.by
[b] *Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,*
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

For a series of double Al(Ga)N/GaN/AlGaN high electron mobility transistor (HEMT) heterostructures with different thickness of GaN layer containing 2-dimensional electron gas (d_{GaN} = 1500, 100, and 5 nm), photoinduced reflectance spectra were measured and internal electric field values in GaN layers were estimated. It was demonstrated, that method of modulation spectroscopy allows control effect of heterostructures design and growth conditions on distribution of potential in HEMT active region.

Keywords: gallium nitride, transistor heterostructure, internal electric field, modulation spectroscopy.

Особенности оценки “синей” опасности светодиодных источников света

Ю. В. Трофимов, В. И. Цвирко, П. А. Хицун

Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: led.testlab@gmail.com

Рассмотрены особенности стандартных методов, используемых для определения группы риска по «синей» опасности светодиодных источников света, и отмечены их недостатки. Проведен сравнительный анализ результатов оценки “синей” опасности различных светодиодных источников, выполненных в испытательной лаборатории.

Ключевые слова: фотобиологическая безопасность, “синяя” опасность, светодиод.

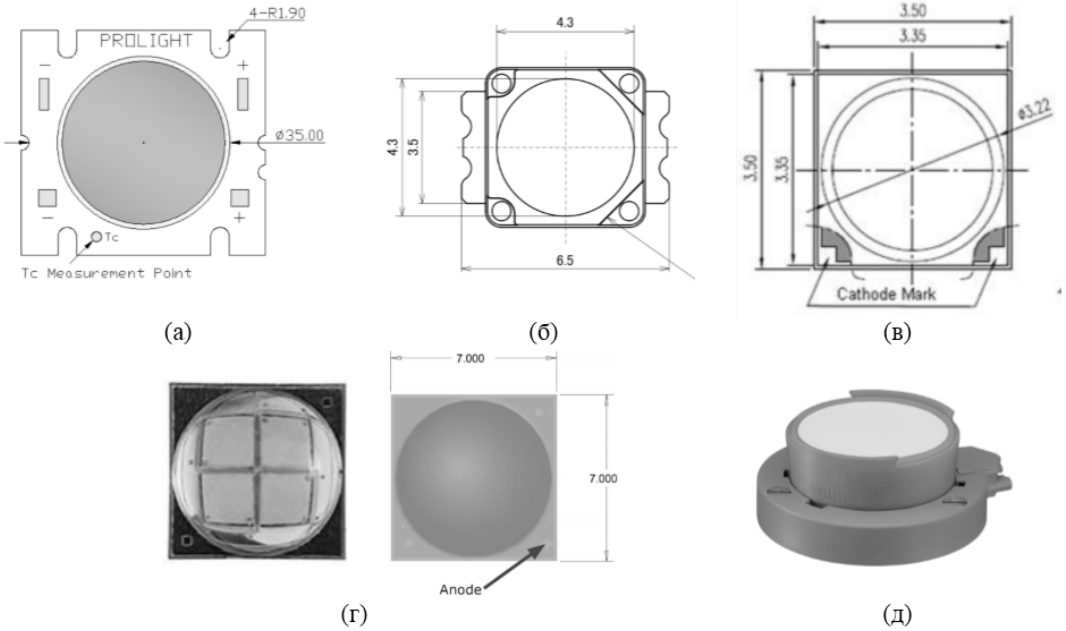
Широкое внедрение светодиодных источников света в светильниках общего и местного освещения вызвало дискуссию среди гигиенистов и производителей из-за возможной опасности для здоровья и самочувствия людей, особенно детей и подростков. Опасения гигиенистов вызваны двумя основными эффектами, вызываемыми оптическим излучением диапазона 400—500нм (синий свет): подавление выработки мелатонина и фотохимическое повреждение сетчатки глаз. Первый эффект влияет на регуляторные процессы в организме человека и используется для лечения сезонной депрессии и нарушений сна, второй связан с опасностью необратимого повреждения сетчатки (синяя опасность) и реализуется при непосредственном взгляде на яркий источник света.

В Республике Беларусь в настоящее время действует ГОСТ IEC 62471-2013 “Фотобиологическая безопасность ламп и ламповых систем”, который содержит предельные дозы воздействия излучения на кожу и глаза и методы оценки. Этот стандарт идентичен международному стандарту IEC 62471:2006 “Photobiological safety of lamps and lamp systems”, который был разработан и принят еще до массового появления светодиодного освещения и по сути не учитывает многие особенности его применения, которые влияют на условия выполнения оценки опасности. Стандарт определяет два условия выполнения измерений: лампы общего назначения, используемые в общем освещении, должны быть оценены на расстоянии, на котором освещенность составляет 500 лк, но не менее 200 мм; все другие источники света, включая импульсные лампы, должны оцениваться на фиксированном расстоянии 200 мм. Для испытания светодиодов как компонентов ламп также установлено расстояние 200 мм.

Однако выбор расстояния измерения согласно ГОСТ IEC 62471-2013 часто неоднозначен и не реалистичен в контексте реальных условий использования. Поэтому Международная электротехническая комиссия (IEC) выпустила в 2012 технический отчет IEC TR 62778 “Application of IEC 62471 for the assessment of blue light hazard to light sources and luminaires” (Применение IEC 62471 в отношении источников света и светильников для оценки опасности синего света) для того, чтобы разъяснить некоторые двусмысленности, существующие в IEC 62471. В техническом отчете уточняется метод определения величины “синей” опасности и определяется механизм переноса группы риска от компонентов (светодиод, светодиодный модуль) к высокоуровневому продукту (лампа, светильник). Акцент делается на измерении «истинной» (физической) яркости, а не некой средней яркости, получаемой с помощью фиксированных геометрических условий (угол наблюдения 11 мрад, расстояние 200 мм). Кроме того, критерий оценки опасности на расстоянии, эквивалентом освещенности 500 лк, признан нереалистичным, поскольку недооценивает величину опасности. Область измерения яркости должна располагаться в пределах поверхности первичного источника света (кристалла светодиода). Таким образом, внесены существенные изменения в метод оценки “синей” опасности, однако до сих пор этот документ не введен в действие на территории РБ и Таможенного союза.

IEC TR 62778 предлагает дополнительный упрощенный метод оценки “синей” опасности по величине коррелированной цветовой температуры. Ниже показано, что этот метод также имеет недостатки.

Согласно ГОСТ IEC 62471-2013, с учетом рекомендаций IEC TR 62778 нами проведена оценка “синей” опасности различных образцов светодиодов: 1) мощного (100 Вт) светодиода, изготовленного по технологии COB: PABB-100FWL-NAAN (Prolight) (рис. 1, *а*); 2) светодиода NS3W183, 1Вт (Nichia) (рис. 1, *б*); 3) светодиода с типоразмером корпуса 35×35 (Samsung), 2 Вт (рис. 1, *в*); 4) мощного светодиода MKRAWT-0-1C0-J4-D0-0-01 (Cree), 8-10 Вт (рис. 1, *г*); 5) светодиодного модуля Fortimo Twistable 1100 лм (Philips), поверхность свечения представляет собой равномерно светящийся диск диаметром 59 мм, принцип работы основан на использовании удаленного люминофора (рис. 1, *д*). Образцы подобраны как наиболее различные по размеру и форме светоизлучающей поверхности, яркости и области применения.



Размеры светящейся поверхности:
образец №1 – 32 мм, образец №2 – 4,3 мм, образец №3 – 3,2 мм, образец №4 – 5 мм, образец №5 – 59 мм.

Рис. 1. Образцы светодиодных источников света

На рис. 2. приведены фотографии некоторых исследуемых образцов с указанием расположения и размеров области измерений. Окружность *3* охватывает область измерения диаметром 2.2 мм. Исследования выполнены с помощью спектрорадиометрического комплекса оборудования DTS 320-201 (Insrument Systems).

В табл. 1 приведены результаты измерений образцов и их классификация по группам риска в соответствии с методикой IEC TR 62778. Для группы риска GR2 рассчитаны пороговые значения освещенности, при которых достигается переход фактора риска из группы риска GR2 в группу риска GR1 ($L_B = 10^4$ Вт/(м^2·ср)). Пороговая освещенность позволяет обеспечить перенос группы риска от светодиода к высокоуровневым продуктам (лампе или светильнику). Она не зависит от тока питания светодиода, но зависит от коррелированной цветовой температуры (КЦТ).

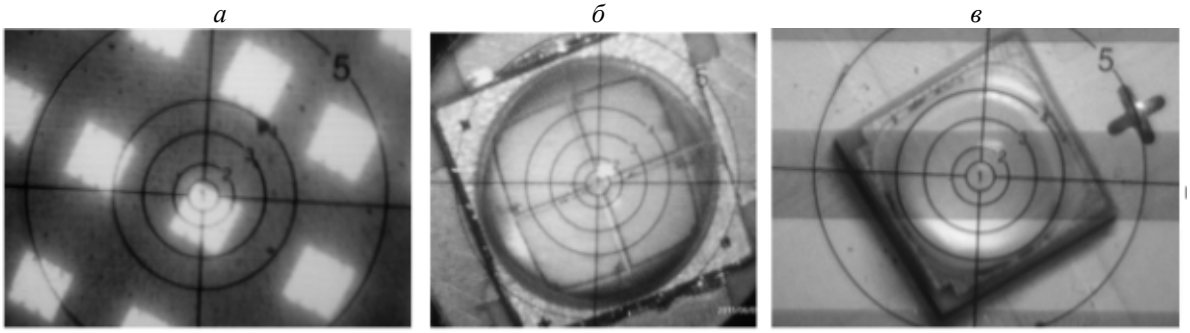


Рис. 2. Расположение области измерения яркости (окружность *3*) образцов № 1 (*а*), 4 (*б*) и 3 (*в*)

Т а б л и ц а 1. Результаты измерений и оценки опасности образцов

Образец	КЦТ по каталогу, К	Ток питания, А	Световая яркость, кд/м^2	КЦТ в пределах угла наблюдения, К	Взвешенная яркость синего излучения L_B, Вт/(м^2·ср)	Группа риска (*GR*)	Порог между *GR*1 и *GR*2 E_{thr}, лк
1	5300—6020	3.1 ном.	$4.72 \cdot 10^6$	19 367	7 304	*GR*1	–
2	5000	0.3 ном.	$4.26 \cdot 10^6$	9 988	5 607	*GR*1	–
3	5000	0.3	$8.77 \cdot 10^6$	6 362	8 877	*GR*1	–
		0.35	$1.02 \cdot 10^7$	6 390	10 384	*GR*2	980
		0.7 ном.	$1.82 \cdot 10^7$	6 526	19 303		943
4	6200	0.3	$1.37 \cdot 10^6$	8 846	9 797	*GR*1	–
		0.7 ном.	$1.72 \cdot 10^7$	9 489	21 861	*GR*2	789
5	Warm white	230 В АС	$2.29 \cdot 10^5$	3 533	104	*GR*1	–

Необходимо отметить существенное различие между номинальной КЦТ светодиода, измеренной в фотометрическом шаре, и значением, полученным в пределах телесного угла измерения яркости. Исключение составляет образец № 5 с равномерно светящейся поверхностью. По этой причине упрощенная методика оценки “синей” опасности по номинальному значению КЦТ светодиода, предлагаемая в IEC TR 62788, может приводить к недооценке величины опасности, которая возрастает с повышением КЦТ.

Наибольшую степень риска по синему излучению представляют мощные светодиоды с относительно малым телом свечения — светодиоды, изготовленные на основе кристаллов высокой мощности 1—3 Вт, кроме того, люминофор нанесен на малой площади, сравнимой по размерам с поверхностью светоизлучающего кристалла. Многокристальные светодиоды, изготовленные по технологии COB, в которых, как правило, используются маломощные кристаллы, покрытые общим световодным и люминофорным компаундом, имеют меньший фактор риска (группа GR1). Таким образом, световой поток светодиода и светодиодного модуля не является решающим критерием для оценки опасности синего света. Решающий фактор, определяющий величину “синей” опасности, — энергетическая яркость кристалла светодиода.

В условиях широкого внедрения светодиодного освещения существует настоятельная необходимость пересмотра и доработки существующих методик оценки «синей» опасности.

Литература

1. ГОСТ IEC 62471–2013. Фотобиологическая безопасность ламп и ламповых систем. Введ. 2014-01-06. Минск. 2014.
2. IEC TR 62788:2014 Application of IEC 62471 for the assessment of blue light hazard to light sourses and luminaires, 2014-06. *IEC*, 2014.

Particularities of the Blue Hazard Estimation of LED Light Sources

Yu. V. Trofimov, V. I. Tsvirko, P. A. Khitsun

Center of LED and Optoelectronic Technologies, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: led.testlab@gmail.com

Particularities of standard methods used to define risk groups with the blue light hazard of LED light sources are considered and noted their shortcomings. Comparative analyses of the evaluation results of the “blue” light hazard of various LEDs are made.

Keywords: photobiological safety, blue light hazard, LED luminaire.

Свойства нанокристаллов SiC и SiGe, синтезированных лазерно-плазменными методами

Н. Н. Тарасенко, А. В. Буцень, Е. А. Невар, Н. В. Тарасенко,
Н. В. Ржеуцкий, Е. В. Луценко

Институт физики НАН Беларуси,
220072, Минск, Беларусь; e-mail:n. tarasenko@ifanbel.bas-net.by

Исследованы характеристики нанокристаллов SiC и SiGe, синтезированных методами лазерной абляции в жидкости с дополнительным лазерным облучением растворов. Для определения оптимальных условий формирования наночастиц бинарных соединений проведено исследование внутренней структуры, фазового состава и морфологии синтезированных наночастиц методами ПЭМВР, электронной дифракции, фотоэлектронной, КР и ИК спектроскопии. Результаты исследований подтвердили образование наночастиц SiC с гексагональной внутренней структурой и нанокристаллов SiGe с кубической решеткой. Обсуждаются основные физические факторы, влияющие на морфологию и фазовый состав полученных наночастиц.

Ключевые слова: лазерная абляция, лазерно-индуцированная модификация, наночастицы бинарных соединений

Введение

Оптические свойства нанокристаллов на основе кремния и германия делают их привлекательными для широкого круга применений, в том числе биомедицинской диагностики, светоизлучающих диодов, термоэлектрических устройств и солнечных элементов [1—3]. Результаты исследований показали низкую токсичность наночастиц (НЧ) германия и кремния по сравнению с селенидом кадмия при одинаковых концентрациях, что определило большой интерес к этим материалам в наномедицине, в частности для визуализации клеток *in vivo* и применения в качестве флуоресцентных агентов для доставки лекарств.

В течение последнего десятилетия методы синтеза нанокристаллических структур на основе германия и кремния постоянно совершенствуются, достигнут определенный прогресс в контроле размеров НЧ. Начаты исследования легированных и металл-полупроводниковых гибридных кремниевых и германиевых наноструктур, которые представляют собой новое поколение кремниевых и германиевых наноматериалов [4]. В частности, наноструктуры на основе сплава Ge_xSi_{1-x} интересны благодаря возможности настройки параметров решетки и ширины запрещенной зоны, изменения подвижности носителей заряда за счет изменения содержания Ge(x), а также хорошей смешиваемости Si и Ge, в результате чего образуется твердый раствор алмазоподобной структуры. Нанокристаллы карбида кремния SiC характеризуются увеличенной по сравнению с кремнием шириной запрещенной зоны, имеют высокую термическую и химическую стабильность, обладают люминесцентными свойствами [5]. Несмотря на достигнутый прогресс, разработка новых подходов для контролируемого синтеза нанокристаллов на основе кремния и германия остается актуальной.

В настоящей работе для синтеза бинарных SiC и сплавных НЧ Ge-Si использовались методы лазерной абляции в жидкости с дополнительным лазерным облучением растворов. Лазерно-плазменные процессы привлекательны для синтеза НЧ благодаря сравнительно высокой производительности, универсальности и возможности контроля размером частиц и их распределением по размерам в процессе синтеза.

Экспериментальная часть

Исходные НЧ углерода и кремния получали путем лазерной абляции в этаноле [6]. YAG:Nd-лазер (LOTIS TII, LS2134D), работающий в двухимпульсном режиме на основной частоте (1064 нм, энергия 80 мДж/импульс, частота повторения 10 Гц, длительность импульса 10 нс), использовался для абляции соответствующей мишени, помещенной в кювету, заполненную жидкостью. После приготовления растворы НЧ углерода и кремния смешивали в пропорции, соответствующей атомному соотношению 1:1, и подвергали облучению второй гармони-

кой YAG:Nd-лазера (длина волны 532 нм) с плотностью энергии 230 и 400 мДж/см^2. Кроме того, использовалось облучение смеси излучением лазера фемтосекундной длительности. Для этой цели применялся несфокусированный пучок первой и второй гармоники KYW:Yb -лазера (1030, 515 нм) с длительностью импульса 140 фс, частотой повторения 52 кГц и общей средней мощностью 0.7 Вт.

Процедура синтеза сплавных НЧ германия и кремния включала в себя последовательную лазерную абляцию германиевой мишени в коллоидном растворе кремния с последующей обработкой полученного раствора излучением второй гармоники YAG:Nd-лазера.

Морфологию и структуру полученных НЧ анализировали с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМВР), рентгеновской фотоэлектронной (РФЭС) и КР спектроскопии. Анализ методом ПЭМВР проводился с помощью микроскопа JEOL JEM-2100F (JEOL, США), работающего при ускоряющем напряжении 200 кВ. Для ПЭМ-измерений капля коллоидного раствора наносилась на медную сеточку, предварительно покрытую пленкой формвара и стабилизированную углеродом.

Результаты и их обсуждение

НЧ Si и C, полученные лазерной абляцией в этаноле, имели форму, близкую к сферической, и сравнительно небольшие размеры (5 нм для Si, 4 нм для C). На рис. 1 приведены ПЭМ-изображения НЧ смеси коллоидных растворов Si и C до и после лазерной обработки. В образце после обработки излучением наносекундного лазера обнаруживается укрупнение размеров НЧ с уширением их распределения по размерам (см., рис. 1, *б*), в то время как облучение смеси коллоидов C и Si излучением фемтосекундного лазера приводит к образованию полых и агрегированных структур вместе со сферическими НЧ диаметром 10–15 нм (рис. 1, *в*). Несферические поликристаллические НЧ размером >10 нм образуются, скорее всего, в результате совместного плавления нанокристаллов Si и C. Фурье-преобразование (FFT) изображений позволило получить данные о кристаллической структуре сформированных нанокристаллов. Помимо кубических фаз кремния и углерода в центре сформированного нанокомпозита обнаружены точки, соответствующие кубической структуре SiC. Это подтверждает предположение, что основным механизмом образования составных НЧ является сплавление исходных НЧ смеси с последующим их химическим взаимодействием в образованной капле.

В образце, приготовленном обработкой лазерными импульсами фемтосекундной длительности, наблюдались дополнительные точки на FFT-изображении, соответствующие межплоскостному расстоянию 0.22 нм, которые можно отнести либо к плоскости (200) кубической 3C-SiC структуры, либо к плоскости (101) гексагональной [7]. Согласно РФЭ-спектрам образцов, синтезированные структуры содержат связи Si–C, что подтверждает формирование карбида кремния.

На рис. 2 представлены результаты исследований нанокристаллов SiGe методом ПЭМ. Лазерная абляция Ge в коллоидном растворе Si приводит к образованию двух типов частиц: мелких и более крупных агломерированных. Следует отметить, что наблюдаемая слабая агломерация НЧ может быть результатом их сбора на сетке и необязательно показателем агломерации исходных НЧ. Результаты электронной дифракции позволили подтвердить кристалличность полученных частиц.

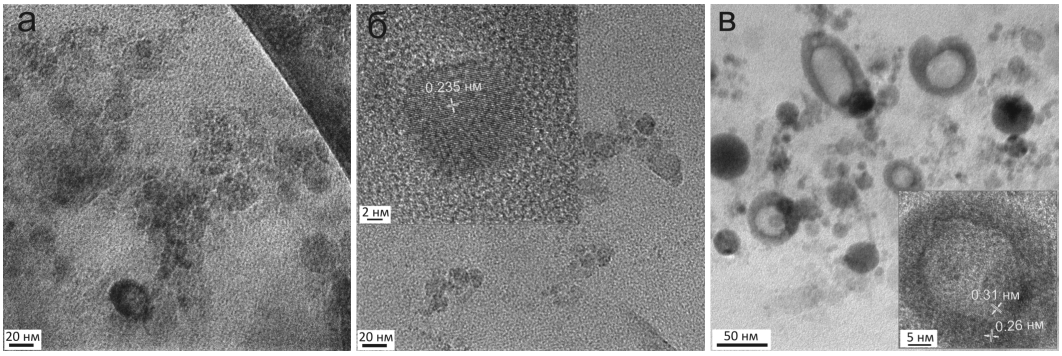


Рис.1. ПЭМ-изображения Si и C частиц в смеси (*а*) и после обработки излучением наносекундного (*б*) и фемтосекундного (*в*) лазеров; на вставках — ПЭМВР-изображения частиц

Лазерная обработка не приводила к существенному изменению размера крупных частиц (рис. 2, *б*). Результаты ПЭМВР (рис. 2, *в*) свидетельствуют о том, что частицы являются кристаллическими и после лазерной обработки. Детальный анализ одиночных НЧ с помощью ПЭМВР (рис. 2, *в*, *г*) показал, что помимо частиц, состоящих из кремния и германия, присутствуют НЧ с межплоскостными расстояниями 0.24 и ~0.23 нм, которые могут быть отнесены к плоскостям (200) и (101) тетрагональной фазы SiGe (International Centre for Diffraction Data, карта № 04-005-9292), что подтверждает сплавление частиц кремния и германия. Следует отметить, что на поверхности частиц обнаружены области с межплоскостным расстоянием 0.25 нм, что может свидетельствовать об образовании карбида кремния в результате взаимодействия с растворителем и продуктами его разложения. Таким образом, для получения частиц однородного состава, состоящего только из фазы SiGe, требуется дальнейшая оптимизация процесса синтеза.

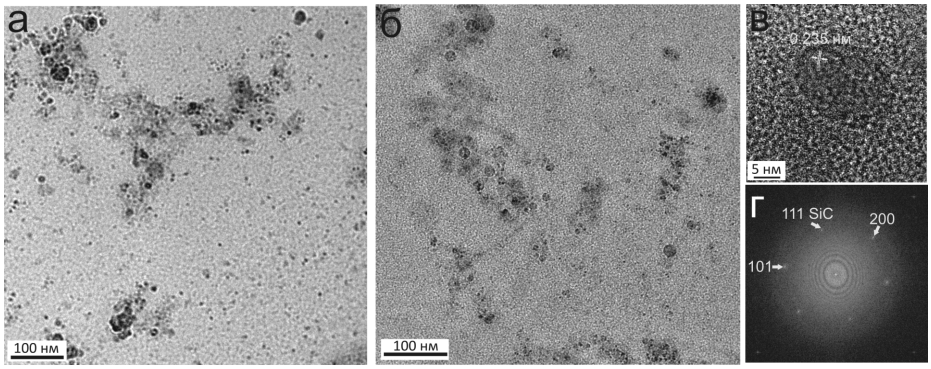


Рис. 2. ПЭМ-изображения наночастиц, формируемых при лазерной абляции Ge в коллоидном растворе Si, до (*а*) и после обработки излучением наносекундного лазера (*б*); ПЭМВР-изображение нанокристаллов (*в*) и результат его FFT-обработки (*г*)

Заключение

Нанокристаллические частицы карбида кремния и сплава кремния с германием синтезированы с применением методов лазерной абляции в жидкости и дополнительной лазерной обработкой полученных коллоидных растворов. Получение синтезированных частиц подтверждено результатами их исследования методами ПЭМВР, электронной дифракции, РФЭС, КР и ИК. Атомарное соотношение отдельных элементов в сплавных частицах можно изменять варьированием времени абляции мишеней и контролировать методом спектроскопии лазерно-индуцированной плазмы (LIBS). Результаты анализа ПЭМ-изображений показали, что размеры наночастиц сплава находятся в диапазоне от 10 до 15 нм.

Авторы благодарят проф. Д. Мариотти за поддержку в ПЭМВР и РФЭС измерениях, д-ра С. Чакрабарти за проведение ПЭМВР и д-ра Т. Велусами РФЭС исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке НАН Беларуси в рамках проекта “Конвергенция-2020-2.4.06”.

Литература

1. H. Abderrazak, E. Selmane Bel Hadj Hmida. *Silicon Carbide: Synthesis and Properties in Properties and Applications of Silicon Carbide*. Ed. Rosario Gerhardt. InTech. 2011. P. 361–388.
2. F. Erogbogbo, T. Liu, N. Ramadurai, P. Tuccarione, L. Lai, M.T. Swihart, P.N. Prasad. *ACS Nano*. 2011. Vol. 5, No. 10. P. 7950–7959.
3. X.D. Pi, U. Kortshagen. *Nanotechnology*. 2009. Vol. 20, No. 9. P. 2956–2967.
4. T. Cao, Y. Cheng, H. Zhang, B. Yan, Yi Cheng. *J. Mater. Chem*. 2015. Vol. C 3**.** P. 4876–4887.
5. S. Yang, W. Cai, H. Zeng and X. Xu. *J. Mater. Chem*. 2009. Vol. 19. P. 7119–7125.
6. N.N. Tarasenka, V.V. Pankov, A.V. Butsen, N.V. Tarasenko. *J. Nanosci. Nanotechnol*. 2016. Vol. 17. P. 7451–7460.
7. S. Askari, A. Ul Haq, M. Macias-Montero, I. Levchenko, F. Yu, W. Zhou, K. Ostrikov, P. Maguire, V. Svrcek, D. Mariotti. *Nanoscale*. 2016. Vol. 8, No. 6. P. 17141–3276.

Properties of SiC and SiGe Nanocrystals Synthesized by Laser and Plasma Assisted Methods

N. N. Tarasenka, A. V. Butsen, E. A. Nevar, N. V. Tarasenko, N. V. Rzheutski, E. V. Lutsenko

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 220072 Minsk, Belarus, e-mail: n.tarasenko@ifanbel.bas-net.by

The results of investigation of SiC and SiGe nanocrystals synthesized by laser ablation in liquid with additional laser irradiation of solutions are discussed. Characterization of the internal structure, phase composition and morphology of the synthesized nanoparticles by means of HRTEM, SAED, XPS, Raman and FTIR was carried out to determine optimal conditions for the formation of nanoparticles of binary compounds. The characterization results confirmed the formation of spherical SiC nanoparticles with a hexagonal structure and cubic SiGe nanocrystals. The main physical factors affecting the morphology and the phase composition of the nanoparticles formed are discussed.

Keywords: laser ablation, laser-induced modification, binary nanoparticles, alloy nanoparticles.

Ростостимулирующее и фитооздоровительное действие излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов на семена овощных культур и клубни картофеля

Ф. А. Попов [а], М. И. Жукова [а], И. И. Вага [а], В. В. Вабищевич [а], А. В. Микулич [б], И. А. Леусенко [б], В. Ю. Плавский [б]

[а] *Институт защиты растений, агрогородок Прилуки, Минский район, Беларусь; e-mail: uira@list.ru*
[б] *Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

Обсуждаются перспективы разработки экологически чистых технологий, основанных на воздействии излучением полупроводниковых лазеров красной области спектра и светодиодных источников фиолетового диапазона на семена овощных культур (капусты белокочанной, огурца) и клубни картофеля с целью инициирования ростостимулирующих и фитооздоровительных факторов. Показано, что при определенных параметрах излучение оказывает как антимикробное действие, так и влияние на всхожесть, энергию прорастания, рост проростков и корешков. Для практического использования технологии необходим баланс между выраженным противомикробным действием излучения и его ростостимулирующим влиянием на исследуемые культуры.

Ключевые слова: ростостимулирующее и фитозащитное действие, семена овощных культур, клубни картофеля, лазерное излучение, светодиоды.

Введение

Как известно, выращивание овощных культур и картофеля тесно связано с подготовкой и оздоровлением семенного материала. Использование качественных и здоровых семян может увеличить урожайность сельскохозяйственных культур до 20% и значительно повысить рентабельность производства продукции. Вредоносность болезней семян, вызываемая патогенными микроорганизмами, проявляется в зависимости от их видового состава, патогенности, локализации, что в конечном итоге приводит к снижению всхожести, выпадам всходов и изреженности посевов. Семена, как правило, заражены внутренней и внешней инфекцией. Когда речь идёт о передаче инфекции с семенами, обычно имеют в виду внутреннюю инфекцию. Особая роль принадлежит внешней инфекции, так как на поверхности семян может находиться более 150 видов сапротрофных и патогенных мироорганизмов. Большую опасность представляют патогенные микроорганизмы для семян с низкой жизнеспособностью. Снижая посевные качества семян, грибы создают благоприятные условия для своего развития. В этом случае остановить патологический процесс довольно сложно, поскольку грибы на семенах с пониженной жизнеспособностью могут развиваться при более низких температурах и влажности, чем на семенах с высокими посевными качествами. Высокая микрообсеменность, видоспецифичность и вредоносность микобиоты семян вызывает необходимость подбора протравителей для их обеззараживания с различной селективной избирательностью по отношению к грибам семенного фитопатогенного комплекса, так как современная культура растениеводства предъявляет высокие требования к качеству и фитосанитарному состоянию посевного материала. Наиболее насущным аспектом этой проблемы является использование новых методов борьбы с семенной инфекцией, альтернативных химическому, которые обладают экологичностью и широким спектром воздействия на вредные микроорганизмы, что весьма актуально для овощных культур.

Задача настоящей работы — изучение перспектив использования оптического излучения лазерных и светодиодных источников в качестве фитооздоровительного (фитозащитного) и ростостимулирующего факторов.

Выбор спектрального диапазона и источников излучения для воздействия на семена овощных культур и картофеля

Первые сведения о возможности применения лазерного излучения в качестве биостимулирующего фактора в сельском хозяйстве появились менее чем через 10 лет после создания

первых лазеров, Так, в [1, 2] с использованием гелий-неонового и рубинового лазеров было показано, что облучение семян увеличивает энергию их прорастания и ускоряет рост растений. Именно эти пионерские работы послужили стимулом к многочисленным исследованиям по использованию лазерного излучения и показали потенциал его применения в указанной области. Следует отметить, что с момента первого использования и до сегодняшнего дня исследования проводятся с различными источниками когерентного и некогерентного излучения — лазерами и светодиодами, генерирующими практически во всех областях спектра — от УФ до ИК области. Результаты этих исследований показывают, что оптическое излучение, в частности низкоинтенсивное лазерное излучение, а также излучение светодиодных источников способно оказывать стимулирующее действие на семена различных сельскохозяйственных культур. По нашему мнению, потенциал использования оптического излучения может быть значительно увеличен в силу того, что при воздействии на семена культур оно может использоваться в качестве инсектицидного, гербицидного и фунгицидного факторов. Исследования, выполненные в последние годы [3—5], убедительно показали, что прямое воздействие лазерного излучения видимой области спектра, а также воздействие излучения светодиодных источников той же области спектра на микробные клетки в отсутствие внешних (экзогенных) фотосенсибилизаторов способно оказывать бактерицидное и фунгицидное действие. В качестве акцепторов оптического излучения, ответственных за реализацию вышеуказанных эффектов, выступают фотосенсибилизаторы порфириновой и флавиновой природы, локализованные в мембранах микроорганизмов. После поглощения света эндогенными фотосенсибилизаторами запускаются процессы, приводящие к образованию активных интермедиатов (активных форм кислорода), вызывающих инактивацию патогенов и микроорганизмов, со временем накапливающихся в семенах и являющихся причиной вирусных, бактериальных, грибковых и других заболеваний семян.

Появление на рынке относительно дешевых и достаточно надежных полупроводниковых источников, генерирующих излучение в различных участках УФ, видимого и ближнего ИК диапазонов, позволяет рассмотреть возможность их использования с целью ростостимулирующеего и фитооздоровительного (фотозащитного) действия на семена овощных культур. Выбор овощных культур для исследования влияния оптического излучения обусловлен прежде всего тем, что использование химических препаратов для их протравливания весьма нежелательно, поскольку, как правило, указанные токсичные препараты накапливаются в биомассе и оказывают негативное воздействие на организм человека при их потреблении. Естественно, что энергетические дозы, вызывающие фитозащитное действие лазерного излучения, не должны приводить к ингибированию энергии роста растений. В связи с этим следует изучить как фотозащитное (фитооздаровительное), так и стимулирующее действие, обеспечив такой баланс, чтобы результирующее действие носило выраженный положительный эффект.

Действие излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов на семена овощных культур открытого и защищенного грунта

В лабораторных условиях нами изучено влияние оптического излучения на семена овощных культур открытого и защищенного грунта. Для эксперимента взяты семена капусты белокочанной (сорт Белорусская 85) и огурца (Струмок F_1) с естественным уровнем зараженности фитопатогенными микроорганизмами и стандартными показателями посевных качеств. Обработку семян проводили фотооблучателем “Календула” (Институт физики НАН Беларуси), созданным на базе полупроводниковых лазеров красной области спектра с λ = 650 нм, а также светодиодных источников фиолетовой области спектра с максимумом испускания на λ = 390 нм. Выбор указанных длин волн обусловлен выраженным бактерицидным и фунгицидным действием фиолетовой составляющей и стимулирующим эффектом излучения красной области спектра.

Капуста белокочанная. Воздействие излучением на семена капусты осуществляли в трех вариантах: а) λ = 650 нм, плотность мощности P = 10 мВт/см^2, время воздействия t = 10 мин; б) λ_{max} = 390 нм, P = 10 мВт/см^2, t = 10 мин; в) последовательно: λ_{max} = 390 нм, P = 10 мВт/см^2, t = 5 мин и λ = 650 нм, P = 10 мВт/см^2, t = 5 мин. О влиянии оптического воздействия на посевные качества семян капусты белокочанной судили по показателям энергии прорастания и лабораторной всхожести. Установлено, что показатели посевных качеств семян, обработанных оптическим излучением, превышали контрольный вариант на 2.0—3.0 %, в то время как между ва-

риантами с красным, фиолетовым и комбинированным облучением разницы не наблюдалось. Относительно стимулирующего действия оптического излучения на рост проростков семян капусты необходимо отметить, что ростостимулирующий эффект наблюдался только при комбинированном воздействии. В данном варианте длина проростков увеличивалась на 37.5 % по сравнению с контролем, что достоверно подтверждено статистическим анализом ($НСР_{05}$= 0.6). Кроме того, выявлена тенденция антимикробного действия излучения на фитопатогенный комплекс семян капусты белокочанной. В частности, инфицированность обработанных семян возбудителем альтернариоза (гриб — *Alternaria brassicae* Sacc.) снижалась в среднем в 1.5 раза, а проростков — в 1.2 раза относительно контрольного варианта. Лучшие результаты получены в варианте с комбинированным воздействием.

Огурец. При воздействии оптического излучения на семена огурца отмечено, что энергия прорастания и лабораторная всхожесть во всех вариантах составляли 100 %, включая контроль. Это исключало возможность изучения влияния указанных физических фактора на всхожесть огурца. Вместе с тем, наблюдалось стимулирующее действие облучения на рост проростков и корешков. Так, длина проростков в вариантах с красным и комбинированным облучением составила 4.1 см, что больше по сравнению с контрольным вариантом на 10.8 %. В то же время длина корешков с красным облучением по сравнению с контролем увеличилась на 25.4 %, а с комбинированным — на 18.6 %. При этом в контроле наблюдалось более интенсивное образование корневых волосков и формирование семядолей, чем в опытных вариантах. Фитопатологический анализ патогенного комплекса семян огурца показал отсутствие мико-бактериальной инфекции, за исключением грибов рода *Mucor* spp., которые отмечены во всех вариантах на 15 сутки эксперимента.

Таким образом, первые опыты по изучению влияния излучения на семена овощных культур свидетельствуют о перспективности отработки данной технологии.

Влияние оптического излучения на клубни картофеля

Рассматривая оптическое излучение как возможный активатор ростовых процессов и болезнеустойчивости растений к фитопатогенной инфекции, в задачу исследований входило определение возможности применения излучения лазерных и светодиодных источников для активации прорастания клубней картофеля. Ускорение данного процесса при выращивании культуры особо актуализируется тем, что при прохождении периода посадка/всходы клубни претерпевают действие дестабилизирующих факторов биотической (возбудители болезней разной этиологии при резервации инфекции на клубнях и в почве) или абиотической природы (переувлажненная или недостаточно прогретая почва и другие).

Обработку клубней проводили с использованием фотооблучателя “Календула”. Режимы обработки включали как воздействие только лазерным излучением красного диапазона с λ = 650 нм, плотностью мощности P = 3 мВт/см^2, или только фиолетовым излучением светодиодного источника с λ_{max} = 390 нм, P = 3 мВт/см^2, так и последовательным воздействием излучением фиолетового и красного диапазонов той же интенсивности. Длительностью воздействия на клубни 1, 3 и 5 мин каждым источником.

Для обработки оптическим излучением использовали идентичные по форме и размеру семенные клубни категории «репродукционные семена» (P_1) двух различающихся по срокам созревания сортов: среднеранний Бриз и среднеспелый Скарб. Клубни семенной фракции, подвергнутые обработке оптическим излучением, и контрольные (без обработки) закладывали в полиэтиленовые пакеты на два режима проращивания: с воздухообменом и без воздухообмена, где создаются провокационные условия для проявления болезней бактериальной, грибной этиологии и др. Пакеты плотно завязывали и выдерживали в темноте. Критерием оценки действия излучения на клубни картофеля являлась их всхожесть с образованием количества и массы ростков по истечении одного месяца после обработки. Следует отметить, что являясь экспрессным, этот метод позволяет получить информацию о состоянии растительного организма картофеля, которое свойственно периоду прорастания клубней.

Изучение эффективности воздействия лазерного излучения на реакцию клубней разных сортов при проращивании показало варьирующий ее характер как по количеству ростков, так и по их массе в зависимости от вариантов обработки и сортовых особенностей клубней. Однако закономерным для обоих сортов при проращивании клубней без воздухообмена и с воздухооб-

меном оказалось то, что под действием лазерного излучения плотностью мощности 3 мВт/см^2 масса ростков была ниже, чем в варианте без обработки, что можно объяснить передозировкой воздействующего излучения. Таким образом, следует констатировать необходимость отработки оптимальных режимов воздействия оптическим излучением на клубни картофеля для повышения их энергии прорастания. Для интеграции лазерных технологий в защиту растений важна оценка и прямого действия лазерного излучения на культуры вредоносных микроорганизмов, поражающих картофель, что требует дополнительных исследований.

Заключение

Рассмотрены актуальные проблемы, связанные с разработкой новых экологически чистых технологий реализации ростостимулирующего и фитозащитного действия излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов на семена овощных культур и клубни картофеля.

Литература

1. W.H.A. Wilde, W.H. Parr, D.W. McPeak. *Laser Focus*. 1969. Vol. 5, No 23. P. 41–42.
2. L.G. Paleg, D.D. Aspinall. *Nature*. 1970. Vol. 228. P. 970–973.
3. M. Hessling, B. Spellerberg, K. Hoenes. *FEMS Microbiol. Lett*. 2017. Vol. 364, No 2. P. 115–126
4. О.А. Казючиц, И.И. Добыш, Т.П. Красненкова, В.Ю. Плавский. *Разработка модельных систем для исследования процессов лазерной фотодеструкции условно-патогенных микроорганизмов. Микробные биотехнологии: фундаментальные и прикладные аспекты*: Сб. науч. тр. Минск: Бел. навука. 2016. С. 352–363.
5. Н.Н. Пиванкова, Н.А. Юдина, А.В. Микулич, А.И. Третьякова, Л.Г. Плавская, В.Ю. Плавский. *Способ фотоинактивации бактерий Enterococcus faecalis*. Патент Республики Беларусь № 20523.

Growth-Stimulating and Phyto-Health Effects of Radiation from Semiconductor Lasers and Light-Emitting Diodes on Seeds of Vegetable Crops and Potatoes

F. A. Popov [a], M. I. Zhukova [a], I. I. Vaga [a], V. V. Vabishchevich [a]
A. V. Mikulich [b], I. A. Leusenko [b], V. Yu. Plavskii [b]

[a] *Institute of Plant Protection, a/c Priluki, Minsk District, Belarus; e-mail: uira@list.ru*
[b] *Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

The prospects of development of ecologically clean technologies based on exposure of seeds of vegetable crops and potato tubers to radiation of semiconductor lasers in red spectral region and LEDs in violet spectral region in order to initiate the growth-stimulating and phyto-improving factors are discussed in the present article. It is shown that, under certain parameters, the radiation has both antimicrobial effect and the effect on germination power, growth of sprouts and roots.

Keywords: growth-stimulating and phyto-protective action, seeds of vegetable crops, potato tubers, laser radiation, light-emitting diodes

Modeling Dephasing in Cylindrical Quantum Dots

M. V. Korolkov [a], D. S. Mogilevtsev [a], N. N. Shereshovets [a], S. B. Cavalcanti [b]

[a] *Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*
[b] *Instituto de Física, Universidade Federal de Alagoas, Maceió, Brazil*

Correlated dephasing between two electronic-hole transitions of three-level cylindrical quantum dots is theoretically investigated. Such dephasing is due to the deformation potential interactions between the dots and the common reservoir of longitudinal acoustic phonons. It is shown that for cylindrical QD structures phononic dephasing is always correlated in the Markovian regime. Furthermore, the results indicate that correlated dephasing leads to important consequences such as, for example, the suppression of non-Markovian effects in slow-light experiments.

Keywords: correlated dephasing, correlation function, dephasing reservoir, longitudinal acoustic phonons, decay rates, semiconductor quantum dots.

Introduction

The electronic spectrum of a quantum dot (QD) is discrete and with similar characteristics on spectral behavior with the atomic spectrum [1, 2]. The structure of a discrete spectrum may be formed by tailoring artificially the geometry and the material of the QD [3]. Experimental and theoretical investigations are revealing intriguing aspects of the electron state dynamics in QD's due to its interaction with acoustic phonons [4—6]. In particular, interactions with a common reservoir lead to correlated dephasing and to the appearance of decoherence-free subspaces. Recently, correlated dephasing has been reported to suppress non-Markovian behavior causing for example, the enhancement of the group velocity slow-down factor [6]. Here we present an analysis of the electron interaction with modes of acoustic phonons in three-level QD's, using deformation potentials for electrons and holes. As a result, correlations between dephasing reservoirs of different transitions are shown to give rise to non-Markovian behavior at very low temperatures (few Kelvin) and to a completely correlated Markovian relaxation for temperatures as low as 5—10 K. The main idea is to show that for realistic structures and phononic reservoirs the dephasing is always correlated in the regime when the Markovian approximation holds. This fact has important consequences. We show that in small quantum dots the dephasing caused by interaction with longitudinal acoustic photons (which is rather common dephasing mechanism) the dephasing becomes correlated already for the temperature of few Kelvin.

Three-level cylindrical quantum dot model

The effects of the correlated non-Markov phase dephasing are studying for the three-level QD model (Fig. 1). Here we will follow the approach presented in [5, 6].

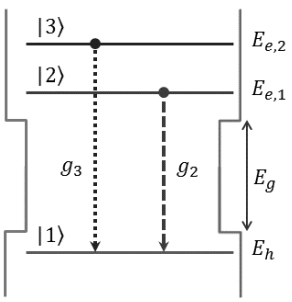


Fig. 1. Three-level QD model for electron $E_{e,1}$ $E_{e,2}$ and hole E_h eigenstates.

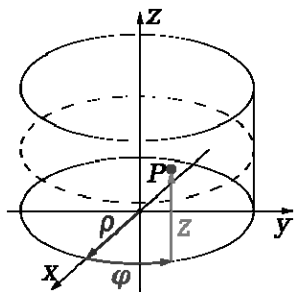


Fig. 2. Cylindrical QD with radius R and height H.

In order to analyze the correlation between the dephasing reservoirs we examine the correlation functions of two different electronic transitions and mixing correlation function for these two states. For the reservoir at temperature T these three correlation functions look like [6]:

$$K_{IJ}(\tau,t)=\sum_q g_J(q)^* g_I(q)\{[n_T(\omega_q)+1]e^{-i\omega_q(\tau-t)}+n_T(\omega_q)e^{i\omega_q(\tau-t)}\}, \quad (1)$$

where (I,J) = (2,2), (3,3) and (3,2) or (2,3), and the average number of thermal phonons in the mode is determined by the Bose–Einstein distribution [6].

The coupling matrix elements $g_{e,h}(q)$ for the electron state $|2\rangle$, $|3\rangle$ and hole state $|1\rangle$ can be represented as a direct product of two factors $g_{e,h}(q) = G_{e,h}(q)F_{e,h}(q)$ [5, 7], where the coefficients $G_{e,h}(q)$ depend on the specific coupling mechanism, and the form factor $F_{e,h}(q)$ are obtained from the wave functions $\Psi_{e,h}$ (ρ,φ,z) of electrons e or holes h and phonon modes (with wave vector **q**) within the QD potential as

$$F_{e,h}(q) = \int d^3r|\Psi_{e,h}(r)|^2\exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}). \quad (2)$$

Now, let us consider the specific mechanism, which characterize the coupling between QD electrons (and holes) and longitudinal-acoustic (LA) phonons due to the deformation potential $G_{e,h}^D(q)$. Using the coupling of the form given in [5], and typical parameters of GaAs semiconductor QD with a deformational potential constants for electrons D_e = –14.6 eV and holes D_h = –4.8 eV and density of the semiconductor material 5.37 g/cm^3 [5] we have obtained the following coupling matrix elements

$$g_J(q) = A_0 q\left[D_e F_{e1,2}(q) - D_h F_h(q)\right]/\sqrt{\hbar\omega_q}\ , \quad J = 2, 3, \quad (3)$$

were ω_q is the dispersion relation of the acoustic phonons, which is also taken from the Fig. 1 [5]. Constant A_0 depends on the normalization volume V (see Eq. (5) in [5]) and units which have been used.

Further specification, choice of geometry of a quantum dot, is necessary for calculations of the wave function entering into expression for form factors. So far, a wide variety of quantum dots geometries are considered. Quite often QD modeled by parabolic potential well with a certain height [8, 9]. Spherical QD also frequently used model. Analytical expressions here can be finding only for the certain potentials under additional approximations [10, 11]. The most developed and best tested with a real experiment is the model of QD in the form of a disk with cylindrical symmetry [12–14]. Some specific geometric shapes of QD, e.g., pyramidal and lenses QD, and others [1, 8, 13, 15] have been considered as well. Numerical calculations for specific experimental structures QD also have been done [12, 15]. Additionally note that in the simulation of quantum dots used the effective masses of electrons and holes, which depend on the coordinates also (see e.g. [2] (p. 88) and [8, 9, 12]).

As an example, we will analyze the correlation between different dephasing channels for the cylindrical QD presented in Fig. 2 with different sizes of H and R.

The simplest model for the QD energy level and function calculation is a quantum dot is surrounded by an infinite potential barrier. In this case the basic features such as discrete energy levels and specific wave function spatial distribution can be obtained. In a rather typical case of cylindrical symmetry (Fig. 2) the wave function $\Psi_{e,h}(\rho,\varphi,z) = \Psi_R(\rho,\varphi,)\Psi_Z(z)$ can be presented [12, 16, 17] as

$$\Psi_R(\rho,\varphi) = \frac{J_m(x_{ml}\rho/a)}{\sqrt{\pi}aJ_{m+1}(x_{ml})}e^{im\varphi}, \qquad \Psi_Z(z) = \sqrt{\frac{2}{H}}\sin(\pi nz/H), \quad (4)$$

where J_m is the m-th order of Bessel function of the first kind and x_{ml} is the l-th zero of J_m. Infinite barriers of the boundary condition given us Ψ ($\rho \geq R$, $z \leq 0$ and $z \geq H$) ≡ 0.

Numerical results and discussions

We are interested in the temperature behavior of the dephasing process in a three-level system. In the following we study dephasing rates, γ_{ij} and frequency shifts, δ_j, (ij = 22, 33, 32) in the long-time limit using the integrals of the correlation functions K_{ij}

$$\gamma_{IJ} = \mathrm{Re}\int K_{IJ}(\Delta\tau)\cdot d(\Delta\tau), \qquad \delta_{IJ} = \mathrm{Im}\int K_{IJ}(\Delta\tau)\cdot d(\Delta\tau). \quad (5)$$

A typical temperature dependence on the ratio γ_{ij}/γ_{kl} between the dephasing rates of two different electronic transitions defined by the correlation functions K_{ij} (defined in Eq. (1)) is shown on Fig. 3. Here we used the cylinder with $H = 2R$ = 6 and 10 nm. For all three states we used $J_1(\chi_{11})$ but with n = 1, 2 and 3 for levels 1, 2, and 3, respectively. As seen in Fig. 3, the smaller the size of QD, the greater the difference in the rates of dephasing when $T \to 0$ K. These a few percent difference disappears

when $|\gamma_{ij}/\delta_{ij}| \to 1$ at $T \approx 10$ K (Fig. 3c) depending on the size of the QD. However, decay rates grow with increasing temperature, whereas shifts remain constant. Also, the ratio of different decay rates tends to unity. So, one concludes that in Markovian limit (which arises beyond ten Kelvins), for realistic QDs one should expect nearly perfect correlated dephasing.

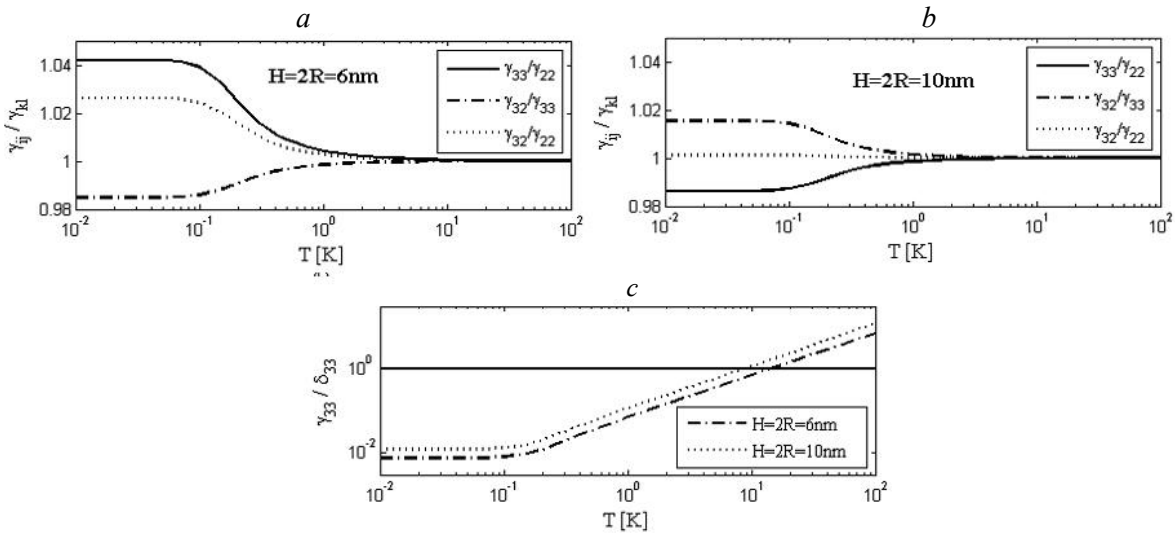


Fig. 3. Temperature dependence of the ratio of dephasing rates γ_{ij}/γ_{kl} (*a*, *b*) and γ_{ij}/δ_{ij} (*c*) for cylindrical QD.

Thus, counter intuitively, the same effect that could lead to preservation of a specific quantum phenomenon, such as entanglement, occurs in a situation where the reservoir is commonly considered as the most harmful in keeping quantum correlations.

The authors gratefully acknowledge the support from EU Horizon 2020 project SUPERTWIN (id.686731). SBC acknowledges partial financial support from the Brazilian agency CNPq.

Reference

1. P. Harrison. *Quantum Wells, Wires and Dots*. 2nd edn. John Wiley & Sons. 2005.
2. S.L. Chuang. *Physics of Photonic Devices*. John Wiley & Sons, New Jersey. 2009.
3. S. Kiravittaya, A. Rastelli, O.G. Schmidt. *Rep. Prog. Phys*. 2009. Vol. 72, P. 046502(34).
4. P. Kaer, T.R. Nielsen, P. Lodahl, A.-P. Jauho, J. Mørk. *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 86. P. 085302.
5. B. Krummheuer, V. M. Axt, T. Kuhn. *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 65. P. 195313.
6. D. Mogilevtsev, E. Reyes-Gómez, S.B. Cavalcanti, L.E. Oliveira. *Phys. Rev. B*. 2015. Vol. 92. P. 235446.
7. G. Mahan. *Many-Particle Physics*. Plenum, New York. 1990.
8. M.Y. Petrov, I.V. Ignatiev, S.V. Poltavtsev, A. Greilich, A. Bauschulte, D.R. Yakovlev, M. Bayer. *Phys. Rev. B*. 2008. Vol. 78. P. 045315.
9. E. Biolatti, I. D'Amico, P. Zanardi, F. Rossi. *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 65. P. 075306.
10. H. Hassanabadi, A.A. Rajabi. *Phys. Lett. A*. 2009. Vol. 373. P. 679681.
11. P. Kaer, N. Gregersen, J. Mørk. *New J. Phys.* 2013. Vol. 15. P. 035027.
12. J. Kim, S.L. Chuang. *IEEE J. Quant. Electron*. Vol. QE-42. 2006. P. 942.
13. M. Razeghi, W. Zhang, H. Lim, S. Tsao. Quantum Dot Infrared Photodetectors by Metal-Organic Chemical Vapour Deposition. in *Handbook of Self Assembled Semiconductor Nanostructures for Novel Devices in Photonics and Electronics*. Chapter 21. Henini, M. 2008.
14. T. Ameen, H. Ilatikhameneh, Y. Hsueh. *arXiv*:1502.07726. 2015.
15. I.D. Rukhlenko, A.V. Fedorov, A.V. Baranov. *Phys. Rev. B*. 2008. Vol. 77. P.045331.
16. R. Nedzinskas, V. Karpus, B. Čechavicius, J. Kavaliauskas, G. Valušis. *Phys. Scr*. 2015. Vol. 90. P.065801.
17. L. Jacak, P. Hawrylak, A. Wójs. *Quantum Dots*. Springer, Berlin, 1998.

Детекторные структуры барьерного типа на основе синтетического HPHT-алмаза

Н. М. Казючиц, М. С. Русецкий, В. Н. Казючиц, В. С. Шляхтёнок

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; kazuchits@bsu.by

С использованием технологии ионной имплантации изготовлены барьерные структуры на основе легированных бором синтетических алмазов отечественного производства. Созданные барьерные структуры фоточувствительны в УФ области спектра и способны работать без приложения внешнего напряжения смещения.

Ключевые слова: HPHT-алмаз, барьерная структура, фотоприемник УФ излучения.

Введение

Изготовленные на основе алмаза фотоприемники УФ и ионизирующих излучений более стойки к радиационным воздействиям, чем изготовленные из других материалов [1]. Как правило, алмазные фотоприемники представляют собой фоточувствительную структуру резистивного типа, работающую при внешнем напряжении смещения. Под действием ионизирующих излучений в объеме такого детектора образуются неравновесные носители заряда, что приводит к увеличению тока фотоприемника. Приемники барьерного типа имеют преимущество перед резистивными, состоящее в возможности разделения неравновесных носителей заряда встроенным в материал приемника электрическим полем. Фотоприемники со встроенным электрическим полем могут работать без приложения внешнего смещения, отсутствие которого приводит к снижению уровня шумов.

Цель работы — создание фоточувствительных барьерных структур в синтетическом HPHT алмазе.

Технология изготовления барьерных структур

Барьерные структуры в алмазе созданы имплантацией ионов, которая сопровождается формированием структурных нарушений. При достаточно высоком уровне нарушений имплантированный слой является полупроводником *n*-типа с высокой энергией активации [2, 3]. С учетом электронной проводимости нарушенного имплантацией слоя лучшие характеристики барьерной структуры ожидаются для легированного бором алмаза.

Используемые легированные бором монокристаллы алмаза типа IIb синтезированы методом высоких давлений и высоких температур в ООО “АдамасИнвест”, РБ [4]. Из кристаллов изготовлены полированные плоскопараллельные пластины толщиной ~600 мкм. Концентрация нескомпенсированного бора в образцах $\sim 1.2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. В одну из поверхностей пластины имплантировали ионы бора с энергиями 20, 40, 65 и 100 кэВ. Полиэнергетическая имплантация использовалась для создания “квазиоднородного” дефектного слоя толщиной 200 нм. Флюенс облучения соответствовал концентрации бора в имплантированном слое $\sim 10^{20}$ см$^{-3}$. Отжиг образцов не проводился, поэтому имплантированный бор находился преимущественно в междоузельном положении и не проявлял электрической активности. В то же время электропроводимость имплантированного алмазного слоя изменилась вследствие появления структурных нарушений кристаллической решетки [2, 3]. Для электрических и фотоэлектрических измерений на поверхности пластин наносили “точечные” контакты из серебряной пасты. При фотоэлектрических измерениях имплантированная поверхность освещалась излучением дейтериевой лампы. На рис. 1, *а* приведена схема, а на рис. 1, *б* — зонная диаграмма барьерной структуры.

Ожидаемое положение уровня Ферми в объеме алмаза “привязано” к акцепторному уровню бора с энергией 0.37 эВ выше валентной зоны [5]. В облученном ионами слое вследствие компенсации бора радиационными дефектами положение уровня Ферми может находиться в окрестности середины запрещенной зоны. Образованный вследствие этого изгиб зон на границе между имплантированным слоем и неповрежденной областью алмаза показан на рис. 1, *б*.

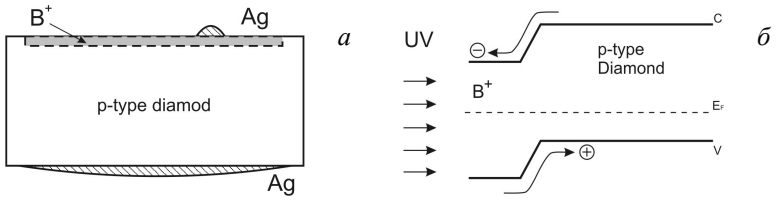


Рис. 1. Схематическое изображение (*а*) и зонная диаграмма (*б*) барьерной структуры на алмазе *p*-типа

Результаты исследования барьерных структур

На рис. 2, *а* показаны типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) алмазной барьерной структуры в темноте и при освещении излучением дейтериевой лампы. Нелинейный ход зависимости тока от напряжения свидетельствует о существовании барьера. Более быстрому росту тока с ростом напряжения (прямое включение) соответствует приложенное отрицательное смещение к имплантированному слою, обратному включению — приложенное положительное смещение. Освещение барьера излучением дейтериевой лампы вызывает смещение ВАХ вдоль оси ординат в сторону больших токов. Аналогично освещенному *p-n*-переходу при нулевом смещении в алмазной барьерной структуре наблюдаются ток короткого замыкания и напряжение холостого хода. Созданные излучением дейтериевой лампы электроны под действием встроенного в алмаз поля электрического барьера движутся к имплантированной поверхности, а дырки – в объем пластины. Направление движения зарядов соответствует зонной диаграмме барьерной структуры (рис. 1, *б*).

После включения освещения фототок быстро возрастает и стабилизируется, а после выключения — возвращается к нулю. Такое поведение фототока во времени характерно для алмазов, не содержащих значительного количества ловушек. Зависимость тока фотоионизации от плотности потока излучения дейтериевой лампы показана на рис. 2, *б*. Ток фотоионизации практически линейно растет с ростом интенсивности излучения дейтериевой лампы. Для зависимости тока фотоионизации от плотности потока излучения показатель степени 0.99.

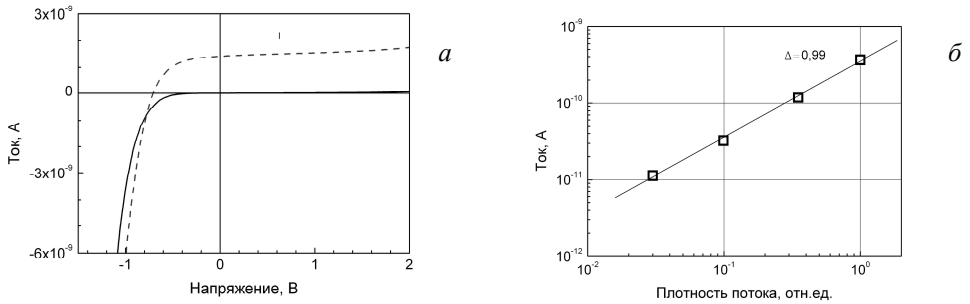


Рис. 2. ВАХ барьерной структуры в темноте (сплошная кривая) и при освещении (штриховая) излучением дейтериевой лампы (*а*), зависимость тока фотоионизации от плотности потока излучения дейтериевой лампы (*б*)

На рис. 3. *а* показаны спектры поглощения пластины алмаза до и после имплантации ионов бора. Исходная пластина алмаза прозрачна в УФ-видимой областях спектра. Наблюдается только собственное поглощение при длинах волн <225 нм. После имплантации ионов бора появилось дополнительное поглощение во всем исследованном диапазоне. Наиболее значительные изменения произошли в коротковолновом диапазоне на участке $\lambda < 500$ нм.

Дополнительное поглощение имплантированным слоем проявляется в спектрах фоточувствительности барьерной структуры (рис. 3, *б*). Для сравнения спектры записаны при освещении имплантированной и неимплантированной поверхностей пластины. Независимо от освещаемой поверхности вид спектра приблизительно одинаковый. В обоих случаях спектры содержат хорошо различимую границу в окрестности 230 нм, разделяющая собственную (<230 нм) и примесную (>230 нм) области фоточувствительности. Относительно высокие значения и широкий спектральный диапазон фоточувствительности в примесной области, слабо зависящие от направления освещения, позволяют связать ее с уровнями дефектов в импланти-

рованном слое. Меньшая примесная фоточувствительность в коротковолновой области для освещенной имплантированной поверхности — следствие дополнительного поглощения света нарушенным слоем.

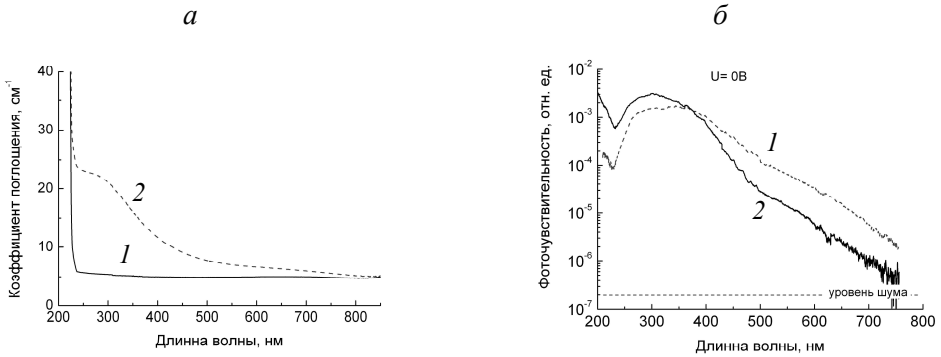


Рис. 3. Спектры поглощения пластины алмаза до (*1*) и после (*2*) имплантации ионов бора (*а*), спектры фоточувствительности барьерной структуры, записанные при освещении имплантированной (*1*) и неимплантированной (*2*) поверхностей пластины (*б*)

Высокий коэффициент оптического поглощения в области собственного поглощения вызывает генерацию носителей в приповерхностном дефектном слое, что является причиной низкой фоточувствительности на этом участке спектра. Наблюдаемая собственная фоточувствительность при освещении неимплантированной поверхности может быть следствием значительного градиента концентрации акцепторов (бора) по глубине кристалла, что приводит к образованию изотипного перехода.

Заключение

С использованием технологии ионной имплантации изготовлены барьерные структуры на основе легированных бором синтетических алмазов отечественного производства, проведены их испытания. Созданные барьерные структуры фоточувствительны в УФ области спектра и способны работать без приложения внешнего напряжения смещения. Использованная технология может быть основой для изготовления алмазных детекторов барьерного типа для регистрации ультрафиолетового и ионизирующих излучений.

Литература

1. A. Mainwood. *Semiconductor Sci. Technol*. 2000. Vol. 15. No. 9. P. R55.
2. В.А. Мартинович, И.А. Хорунжий, М.С. Русецкий, Н.М. Казючиц. *Нано- и микросистемная техника*. 2016. Т. 18, № 4. С. 209–214.
3. M.S. Rusetsky, N.M. Kazuchits, E.V. Naumchik. *4th Int. Conf. "Radiation Interaction with Material and Its Use in Technologies"*. Kaunas, 2012. P. 320–323.
4. Н. М. Казючиц, А.В. Коновалова, И.И. Азарко, Ф.Ф. Якоцук, И.Н. Богданов, Ю.К. Кабак. *Неорг. матер*. 2014. Т. 50, № 2. С. 1449–1461.
5. А.А. Мельников, А.М. Зайцев, В.И. Курганский, А.Я. Шилов, В.С. Вариченко, В.Ф. Стельмах. *Полупроводниковые структуры p-типа на природном алмазе. Алмаз в электронной технике*. М.: Энергоатомиздат. 1990. С. 228–238.

Detector Structures of Barrier Type Based on Synthetic HPHT Diamond

N. M. Kazuchits, M. S. Rusetsky, V. N. Kazuchits, V. S. Shliakhtsionak

Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: kazuchits@bsu.by

Using ion implantation technology, barrier structures based on boron-doped synthetic diamonds were prepared. Barrier structures are photosensitive in the ultraviolet region of the spectrum and operate without an external bias voltage.

Keywords: HPHT diamond, barrier structure, ultraviolet photodetector.

Fourth-Order Split-Step Time-Domain Modeling of Semiconductor Lasers with Distributed Feedback

E. S. Sokolov, S. G. Savitski, S. F. Mingaleev

VPI Development Center, Minsk, 220037, Belarus; e-mail: stanislau.savitski@vpi-minsk.com

A versatile model for designing optoelectronic devices is presented. It significantly extends the established transmission-line laser model (TLLM). The model accurately describes DFB and DBR gratings, including apodized, chirped, non-reciprocal and sampled Bragg gratings. It provides more accurate modelling of multi-section optoelectronic devices with fractional group delays in comparison with conventional TLLM, and supports arbitrary measured carrier-dependent gain spectra and voltage-dependent electro-absorption spectra.

Keywords: transmission-line laser model, time-domain modeling, DFB and DBR gratings, fractional delay, measured gain and electro-absorption spectra.

Introduction

The transmission-line laser model (TLLM) was successfully used during the last three decades as a universal method for simulation of distributed active devices [1, 2]. However, although TLLM gives efficient broadband large-signal algorithms sufficient for many applications, the accuracy of conventional TLLM could be insufficient for modeling of lasers with complex-profile DFB/DBR gratings [2], simulation of multi-section devices with arbitrary group indices and lengths, and modeling of active devices with actual shapes of gain or electro-absorption spectra.

To improve accuracy and efficiency of the TLLM model, several significant extensions were proposed and implemented in the form of PhotonicsTLM model being an integral part of the VPIcomponentMaker Photonic Circuits simulation environment [3–5]. Specifically, a symmetric fourth-order split-step computational scheme [6] is employed for proper modeling of DFB/DBR gratings. The all-pass infinite impulse response (IIR) fractional delay (FD) digital filters are implemented to provide an accurate group delay for optical signals in multi-section devices with arbitrary group indices and section lengths. In addition, multi-Lorentzian fitting is used to support arbitrary carrier-dependent measured gain and voltage-dependent electro-absorption spectra.

1. Photonics TLM model basics

A simplified representation of the PhotonicsTLM model is depicted in Fig. 1. As can be seen, it supports simulation of multi-section devices, where each device section is characterized by its own geometrical and material parameters, and can be driven by its own injection current or inverse-bias voltage. With this the modeling of any tapered (but yet single-mode) optoelectronic device can be performed as well. Each device section is divided into a set of small TLM subsections, characterized

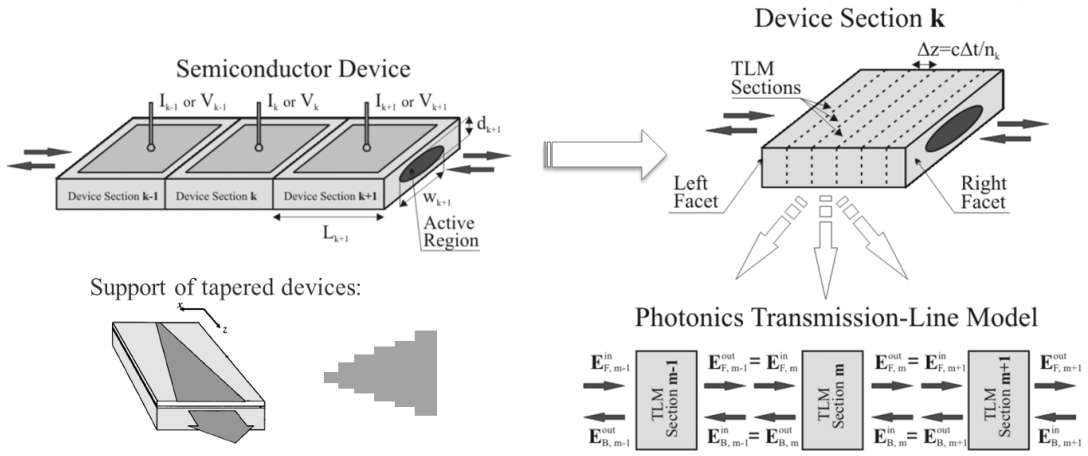


Fig. 1. Simplified representation of the PhotonicsTLM model for the realistic modeling of advanced multi-section optoelectronic devices.

by a constant carrier density and exponentially decaying (or growing) optical fields, and thus, allowing to account for spatial hole burning and related effects. Traveling wave equations and carrier density rate equations are used to calculate optical field and carrier density for each TLM section. Models of MQW and Bulk active regions incorporate all the main physical effects such as free-carrier absorption (FCA) and free-carrier dispersion (FCD, or plasma effect), Kerr nonlinearity and two-photon absorption (TPA). Several popular gain and noise models are supported for simulation stimulated and spontaneous emission effects. The transmission lines connecting the scattering nodes of adjacent TLM subsections represent waveguide propagation delays. The output optical fields from each scattering node are transferred to adjacent sections (backward and forward) at each time step [7].

2. High-order split-step scheme for description of DFB and DBR gratings

An embedded scattering-matrix treatment of lumped reflective facets between device sections and of distributed index or gain/loss gratings allows accurate modeling of both, Fabry–Perot and DFR/DBR lasers. The distributed gratings are modeled employing a symmetrical fourth-order split-step computational scheme [6] which provides sufficiently accurate results even using discretization with only few (3 to 5) TLM subsections per grating. As an illustration, Fig. 2 shows the spectrum of a sampled Bragg grating modeled inside the PhotonicsTLM in comparison with the exact spectrum using frequency-domain simulations.

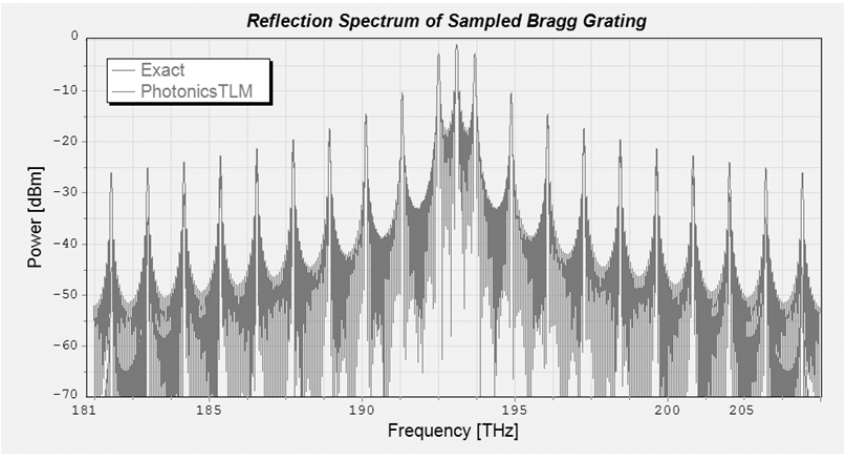


Fig. 2. Transfer function of a sampled Bragg grating simulated approximately by PhotonicsTLM model and accurately with the frequency-domain approach. Notice good accuracy around the center of the simulated signal band.

3. Employing fractional delay filters & limiting the number of TLM subsections

In the conventional implementation of the TLLM model the group delay corresponding to each TLM section is always equal to one time step, $\Delta t = 1/\Delta f_s$, where Δf_s is the simulation frequency bandwidth. If only one device section is modeled, the accumulated group delay can be always set equal to the integer number of Δt by adjusting simulation bandwidth correspondingly. However, in case of modeling several devices placed on the same photonic circuit, or of compound devices consisting of several sections with different group mode indices and lengths, the choice of proper simulation bandwidth is generally impossible. This means that in general case the real group delay in each device differs from an integer number of time steps, and thus is modeled incorrectly.

It is proposed to model actual delay by employing the all-pass infinite impulse response (IIR) fractional delay (FD) digital filters. This introduces significant changes into the TLM workflow described above. In the conventional implementation of the TLM model delay (equal to the time step Δt) is implied on the connecting step during passing the signals between adjacent TLM sections, while all physical effects (stimulated emission, absorption, spontaneous emission, etc.) are taken into account on the scattering step. We propose to apply IIR FD filters on the scattering step to account for arbitrary group delays (not only equal to Δt).

In Fig. 3 we illustrate how this approach improves simulation accuracy for an example of a two-section Fabry–Perot Resonator with inconsistent lengths.

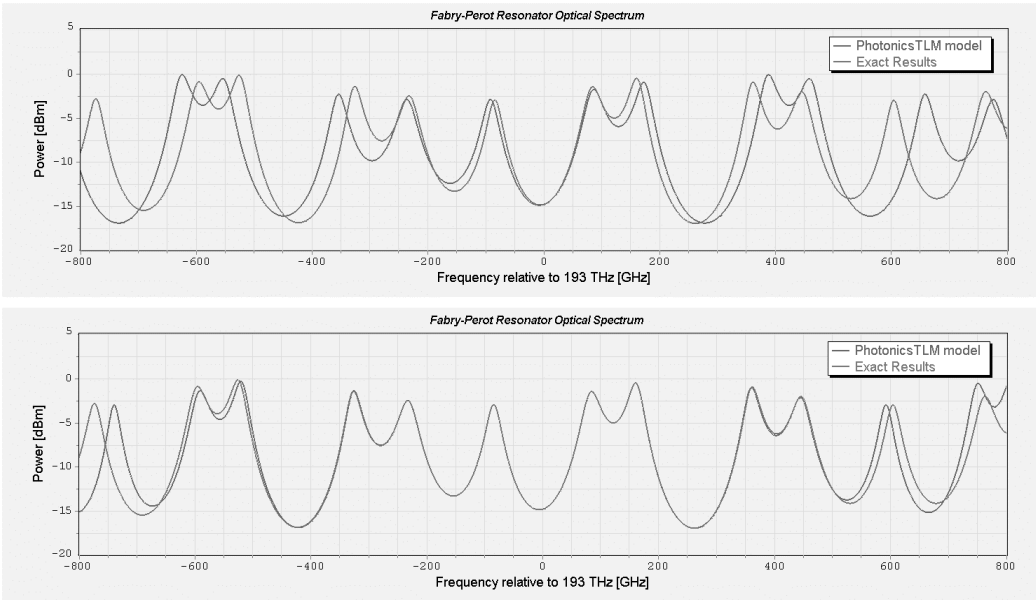


Fig. 3. Transmission spectra for two-section Fabry-Perot resonator modeled with the standard TLM spatial discretization (top) and with the IIR fractional delay filter (bottom).

In addition, the same mechanism of employing FD IIR filters allows to break the rigorous relation between spatial and temporal discretization and effectively control spatial step for the same time step Δt, which could significantly speed-up simulation.

4. Measured gain and electro-absorption spectra

For quick prototyping, the carrier-dependent gain and voltage-dependent electro-absorption can be modeled using simplified analytical gain/absorption spectra shapes, such as the flat-spectrum or parabolic-spectrum models. However, such an approximation is not applicable for fully realistic simulations in a broad spectrum range. To overcome this limitation, we have implemented support of measured carrier-dependent gain and voltage-dependent electro-absorption spectra, which can be loaded from files and automatically fitted by high-order multi-Lorentzian IIR filters, as is illustrated in Fig. 4. Here, the loaded gain spectra for different values of the carrier density are first interpolated for intermediate values of the frequency and carrier density. These interpolated spectra are used to design multi-Lorentzian IIR digital filters with the best possible fitting of the original data for the given number of Lorentzians.

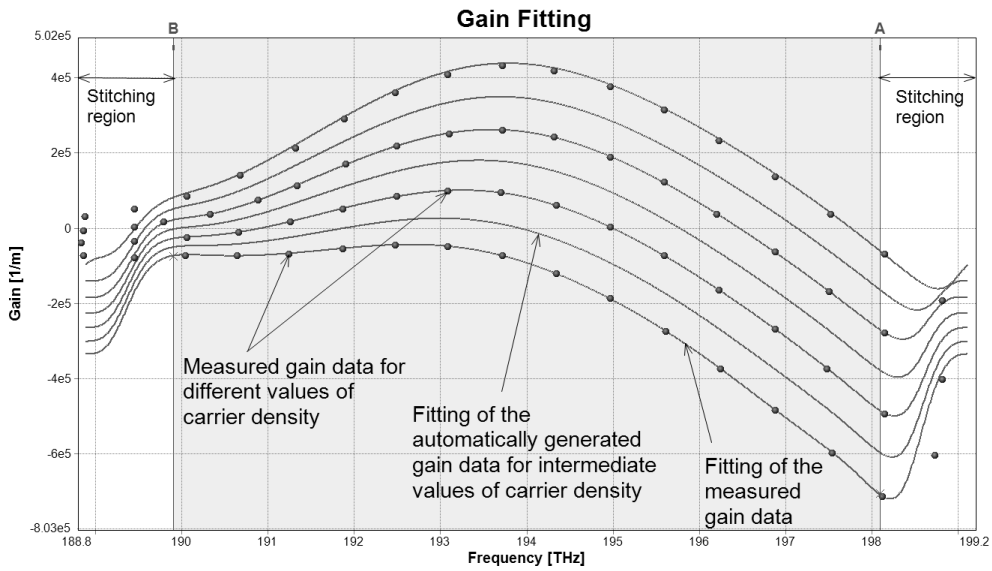


Fig. 4. Automatic fitting of measured carrier-dependent gain spectra by PhotonicsTLM model using 4-th order IIR digital filter.

Conclusion

The proposed model for designing optoelectronic devices significantly extends the established transmission-line laser model (TLLM). Implemented fourth-order split-step computational scheme provides highly accurate description of DFB and DBR gratings, including apodized, chirped, non-reciprocal and sampled Bragg gratings. The model embeds dynamically tunable infinite-impulse response (IIR) digital filters for accurate modelling of fractional group delays and supports non-uniform device discretization. Multi-Lorentzian fitting of arbitrary carrier-dependent measured gain and voltage-dependent electro-absorption (EA) spectra allows modeling realistic gain and EA spectra. All major physical effects, such as free-carrier absorption and free-carrier dispersion, two-photon absorption and Kerr nonlinearity, Pockels, Franz–Keldysh, or Stark effects, are supported as well.

References

1. A. J. Lowery, *IEE Proc. J. Optoelectron*. 1987. Vol. 134. P. 281–289.
2. A. J. Lowery, *Int. J. Numerical Modeling*. 1989. Vol. 2, No. 2. P. 249–265.
3. *VPIcomponentMaker Photonic Circuits*, http://vpiphotonics.com/Tools/PhotonicCircuits
4. S. Mingaleev, A. Richter, E. Sokolov, C. Arellano, I. Koltchanov. *Proc. SPIE*. 2015. Vol. 9516 P. 951602.
5. S. Mingaleev, A. Richter, E. Sokolov, S. Savitzki, A. Polatynski, J. Farina, I. Koltchanov. *Proc. SPIE*. 2017. Vol. 10107, P. 1010708.
6. Y.-P. Xi, W.-P. Huang, X. Li. *IEEE J. Quantum Electron*., 2007. Vol. 43, No. 5. P. 419–425.
7. Arellano, C., Mingaleev, S.F., Novitsky, A., Koltchanov, I., Richter, A., *Design of Complex Semiconductor Integrated Structures*, ACP, paper WD4 (2009).

Особенности применения зеркал с пространственной модуляцией параметров диэлектрических слоев в твердотельных YAG:Nd-лазерах с поперечной диодной накачкой

М. В. Богданович, К. И. Ланцов, К. В. Лепченков, А. Г. Рябцев, В. С. Титовец, П. В. Шпак

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: k.lepchenkov@gmail.com

Применительно к твердотельному импульсному YAG:Nd-лазеру с поперечной диодной накачкой изучены особенности применения глухих зеркал с сетчатой структурой диэлектрических слоев. Экспериментально показано, что такие зеркала при размерах ячеек сетки порядка 1 мм позволяют значительно повысить однородность распределения интенсивности излучения в сечении выходного пучка как в режиме свободной генерации, так и в режиме модуляции добротности. При согласовании параметров резонатора и сетчатого зеркала в выходном пучке практически полностью устраняются "горячие" точки.

Ключевые слова: твердотельный лазер, диодная накачка, зеркало с пространственной модуляцией коэффициента отражения, сечение выходного пучка, параметр качества пучка.

Введение

Одна из важных задач в области разработки мощных твердотельных лазеров с поперечной диодной накачкой — формирование выходного пучка с максимально высокой однородностью распределения интенсивности генерируемого излучения в плоскости поперечного сечения. Вариантами решения проблемы могут быть рассеивающие слои на боковых поверхностях активных элементов и лазерные квантроны со специальной геометрией расположения лазерных диодных линеек/матриц [1—4]. Тем не менее данные подходы не всегда обеспечивают необходимые качественные показатели выходного излучения.

В настоящей работе представлены результаты исследования возможности повышения пространственной однородности распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, генерируемого YAG:Nd-лазером с поперечной накачкой лазерными диодными матрицами, путем применения зеркал с пространственной модуляцией коэффициента отражения (в виде двумерной отражающей дифракционной решетки).

Эксперимент

В качестве базового излучателя выбран типичный импульсный YAG:Nd-лазер, активный элемент которого возбуждается тремя матрицами лазерных диодов с выходной импульсной мощностью 2 кВт каждая. Лазер мог работать как в режиме свободной генерации, так и в режиме модуляции добротности. В последнем случае применялся электрооптический затвор на основе нелинейного кристалла RTP. Длина резонатора лазера L изменялась от 40 до 130 см. Коэффициент отражения выходного плоского зеркала 30 %. Заднее глухое зеркало — вогнутое, с радиусом кривизны 250 см. В экспериментах использовались глухие зеркала двух типов. Первый тип представляли собой стандартные зеркала, диэлектрические слои на отражающих поверхностях которых наносились равномерно по всей рабочей поверхности подложки. Диэлектрические слои зеркал второго типа имели пространственную сетчатую структуру с размерами ячеек порядка 1 мм. В процессе их изготовления на подготовленной подложке размещалась металлическая сетка и напылялся слой SiO_2 толщиной в четверть длины волны (~ 200 нм). На подложку с сетчатым слоем SiO_2 стандартным способом наносились диэлектрические слои для получения коэффициента отражения на длине волны 1064 нм, близкого к 100 %.

Сравнение характеристик YAG:Nd-лазера со стандартными и сетчатыми зеркалами проводилось по результатам измерений энергии E импульсов генерации и параметра качества пучка M^2. Как видно на рис. 1, применение глухих зеркал с сетчатой структурой позволяет значительно повысить однородность распределения интенсивности лазерного излучения I в сечении выходного пучка как в режиме свободной генерации, так и в режиме модуляции добротности.

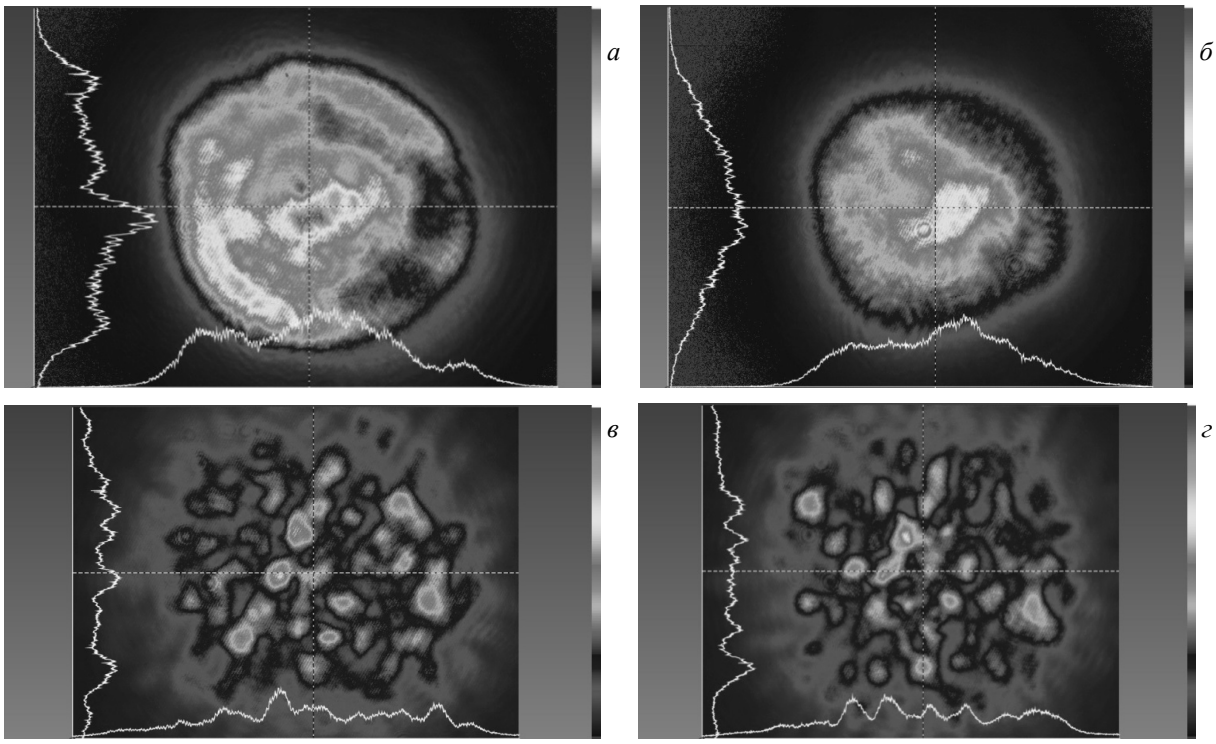
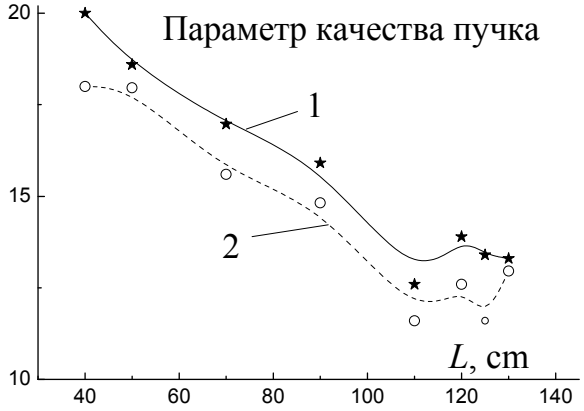


Рис. 1. Распределение интенсивности генерируемого излучения в поперечном сечении выходного пучка YAG:Nd-лазера при использовании глухих зеркал со сплошными диэлектрическими покрытиями (*а*, *б*) и диэлектрическими покрытиями с сетчатой структурой (*в*, *г*) в режиме свободной генерации (*а*, *в*) и в режиме модуляции добротности (*б*, *г*)

Повышение степени однородности распределения *I* сопровождается падением энергии выходных лазерных импульсов (при одинаковых уровнях накачки) в ~2 раза и некоторым увеличением параметра качества пучка (рис. 2). (Параметр качества пучка измерялся вдоль двух взаимно перпендикулярных осей *Ox* и *Oy* в плоскости сечения выходного пучка.)

Важной особенностью лазера с сетчатыми зеркалами является относительное постоянство энергии выходных импульсов при значительной вариации параметров резонатора.

Высокая степень пространственной однородности распределения интенсивности *I* обеспечивает стабилизацию временных и энергетических характеристик лазерных излучателей. Это особенно привлекательно в случаях, когда не к лазерному излучению не выдвигаются жесткие требования с позиции временной и пространственной когерентности.



L, см	M_x^2	M_y^2	E, мДж
40	20.0	18.0	57
50	18.6	18.0	54
70	17.0	15.6	47
90	16.0	14.8	45
110	12.6	11.6	43
120	13.9	12.6	43
125	13.4	11.6	42
130	13.3	13.0	41

Рис. 2. Зависимость параметра качества выходного пучка Nd:YAG лазера с сетчатым зеркалом от длины резонатора

Заключение

Изучена возможность повышения пространственной однородности распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, генерируемого Nd:YAG лазером с поперечной накачкой лазерными диодными матрицами, путем применения зеркал с пространственной модуляцией коэффициента отражения (в виде двумерной отражающей дифракционной решетки). Показано, что такого типа зеркала позволяют стабилизировать временные и энергетические показатели лазерных излучателей в тех случаях, когда не требуется высокая степень когерентности генерируемого излучения.

Литература

1. T.V. Bezyazychnaya, M.V. Bogdanovich, A.V. Grigor'ev, V.V. Kabanov, O.E. Kostik, Y.V. Lebiadok, K.V. Lepchenkov, V.V. Mashko, A.G. Ryabtsev, G.I. Ryabtsev, M.A. Shchemelev, L.L. Teplyashin. *Opt. Commun*. 2013. Vol. 308. P. 26–29.
2. Г.И. Рябцев, М.В. Богданович, А.В. Григорьев, В.В. Кабанов, Е.В. Лебедок, К.В. Лепченков, Ф.П. Осипенко, А.Г. Рябцев, А.П. Чайковский, М.А. Щемелев, В.С. Титовец. *Опт. журн*. 2014. Т. 81, № 10. С. 20–25.
3. Т.В. Безъязычная, М.В. Богданович, А.В. Григорьев, В.В. Кабанов, О.Е. Костик, Е.В. Лебедок, В.В. Машко, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, Л.Л. Тепляшин, М.А. Щемелев. *Моноимпульсный Nd:YAG лазер с поперечной диодной накачкой*. Патент РБ № 8850, приоритет от 01.06. 2012 г.
4. Т.В. Безъязычная, М.В. Богданович, А.В. Григорьев, В.В. Кабанов, О.Е. Костик, Е.В. Лебедок, В.В. Машко, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, Л.Л. Тепляшин, М.А. Щемелев. *Моноимпульсный Nd:YAG лазер с поперечной диодной накачкой*. Патент РФ № 12447, приоритет от 13.06. 2012 г.

Peculiarities of Application of Mirrors with Spatial Modulation of Dielectric Layer Parameters for LD Side Pumped Nd:YAG Solid-State Lasers

M. V. Bogdanovich, K. I. Lantsov, K. V. Lepchenkov, A. G. Ryabtsev, U. S. Tsitavets, P. V. Shpak

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: k.lepchenkov@gmail.com

The application of mesh mirrors in side diode pumped Nd:YAG solid state lasers has been studied. It has been shown experimentally that such mirrors with a grid cell size of the order of 1 mm make it possible to increase significantly the homogeneity of the radiation intensity distribution in the cross section of the output beam both in the free-running mode and in the Q-switching mode. When matching the parameters of the resonator and the mesh mirror in the output beam, hot spots are almost completely eliminated.

Keywords: solid state laser, diode pumping, mirror with spatial modulation of the reflection coefficient, beam cross section, beam quality parameter.

Особенности формирования пористых слоев GaAs с различной морфологией

А. С. Леньшин, П. В. Середин, А. В. Федюкин

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия; e-mail: lenshinas@mail.ru

Исследованы особенности формирования и оптических свойств пористых слоев GaAs, полученных методом анодного электрохимического травления. Подбором условий электрохимического травления удалось получить на поверхности пластин GaAs правильные многогранники монокристаллического GaAs, расположенные на сопоставимых расстояниях с одинаковой плотностью на единицу поверхности.

Ключевые слова: GaAs, электрохимия, полупроводник.

Введение

В настоящее время наряду с проблемами получения, изучения свойств и расширением области применения пористого кремния (por-Si) как функциональных элементов электроники (буферных, жертвенных слоев, поверхностей для нанесения контактов) возникают предпосылки для изучения возможностей создания и применения пористых слоев того же назначения других широко используемых в электронике полупроводников, например полупроводниковых бинарных соединений $A^{III}B^{V}$, в частности на GaAs, который является вторым после Si материалом, широко используемым в микроэлектронике [1,2].

Получение пористых слоев GaAs с четко определенной структурой и заданными размерами пор — довольно сложная задача. Наиболее распространенный способ получения пористых материалов с порами субмикронных размеров — метод анодного электрохимического травления (ЭХТ). В рамках данной методики подбором конкретного состава электролита, конфигурации ячейки электрохимического травления и технологических режимов процесса можно пытаться управлять необходимыми характеристиками и найти их оптимальные значения для конкретных областей практического применения. Кроме того, использование пористых полупроводников на основе $A^{III}B^{V}$ в современной электронике невелико, поскольку качество получаемых пористых слоев, их морфологические и функциональные характеристики часто не соответствуют достаточным условиям для их интеграции в существующие технологические процессы. Цель данной работы — поиск режимов получения однородных пористых слоев GaAs.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Образцы пористого GaAs получены электрохимическим травлением GaAs (100) *n*-типа с концентрацией носителей заряда ~$1 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ в электролите, состоящем из HF и C_3H_7OH, в течение 5 мин. После травления образцы промывались в изопропиловом спирте и воде. Плотность тока 25—75 мА/см^2. Условия получения образцов приведены в табл. 1. Режимы электрохимического травления (плотность тока, время травления) и состав травителя для пластин монокристаллического GaAs выбраны, ориентируясь на результаты [3—5]. На рис. 1 представлены данные растровой электронной микроскопии (РЭМ) сколов образцов por-GaAs.

На поверхности образца №1 видна пористая структура с диаметром пор 0.7—1.5 мкм и расстоянием между ними ~0.5 мкм. В отличие от образца № 1 на сколе образца № 2 наблюдается ярко выраженная структура вертикальных пор диаметром 0.1—0.2 мкм при толщине пористого слоя ~6 мкм. При этом от основной поры имеются ответвления. На поверхности образца также наблюдается выраженный рельеф с крупными углублениями диаметром 0.7—1.5 мкм и расстояниями между ними ~0.5 мкм. На рис. 1, *в* представлено изображение скола образца № 3, полученного при составе электролита HF:C_3H_7OH = 1:6 и таких же плотности тока и времени травления, как у образца № 1. Наблюдается образование на поверхности пластины GaAs правильных многогранников монокристаллического GaAs длиной ~2—3 мкм, шириной ~1—1.5 мкм, высотой ~1—1.5 мкм. Они расположены на расстоянии 5—7 мкм. За исключением многогранников морфология поверхности образца № 3 аналогична образцу № 2.

Т а б л и ц а 1. Условия получения слоев por-GaAs

Образец	$HF:C_3H_7OH$	Плотность тока J, мА/см^2
1	1:4	25
2	1:4	75
3	1:6	25

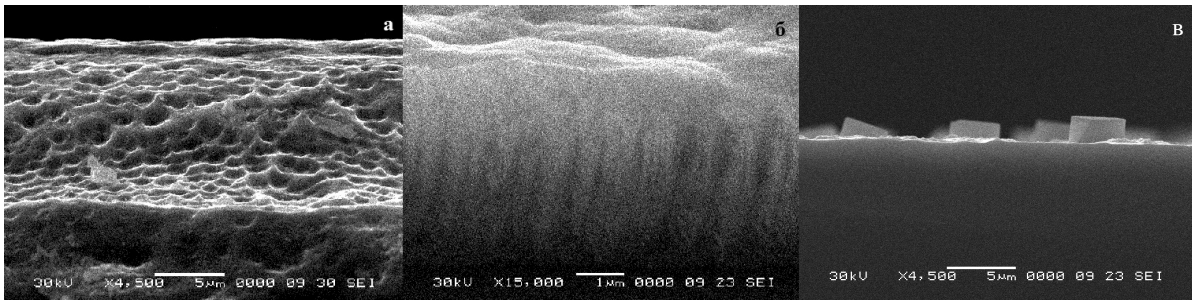


Рис. 1. РЭМ-изображения образцов № 1 (*а*), 2 (*б*) и 3 (*в*) сколов пористого GaAs, полученного при различных режимах ЭХТ: $HF:C_3H_7OH$ = 1:4 (*а*, *б*) и 1:6 (*в*), J = 25 (*а*, *в*) и 75 мА/см^2 (*б*)

Заключение

Установлено, что изменение состава электролита и плотности тока анодирования в указанных пределах существенно влияет на морфологию поверхности образцов. Возможно получение образцов с выраженной пористой структурой и образцов с многогранниками на поверхности.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России в рамках государственного задания вузам в сфере научной деятельности и грантов президента РФ (МК-4865.2016.2), МД-188.2017.2.

Литература

1. Г.А. Пащенко, М.Ю. Кравецкий, А.В. Фомин. *ХФТП*. 2012. Т. 3. №1. С. 90–93.
2. Л.П. Аверкиев и др., *ФТП*, 2000, Т. 34, вып. 6. С. 757–761.
3. M. Naddaf, M. Saad. *J Mater Sci: Mater. Electron.*, 2013. Vol. 24. P. 2254–2263.
4. A.I. Belogorokhov, S.A. Gavrilov, I.A. Belogorokhov, A.A.Tikhomirov. *Semiconductors*, 2005. Vol. 39, No. 2. P. 258–263.
5. А.И. Кирилаш, С.В. Симченко, В.В. Кидалов. *ФИП*, 2012. Т. 10, № 2. С. 217–220.

Features of the Formation of Porous GaAs Layers with Different Morphologies

A. S. Len'shin, P. V. Seredin, A. V. Fedyukin

Voronezh State University, Voronezh, Russia; e-mail: lenshinas@mail.ru

The features of formation and optical properties of porous GaAs layers, obtained by the method of anodic electrochemical etching, were studied. By choosing the conditions of electrochemical etching, we succeeded in obtaining on the surface of GaAs plates regular polyhedrons of single-crystal GaAs located at comparable distances with the same density per unit surface.

Keywords: GaAs, electrochemistry, semiconductor.

Температуры нагрева ультрафиолетовых светодиодов в матрице с высокой мощностью излучения

А. В. Данильчик, Б. Д. Урманов, Н. В. Ржеуцкий, П. В. Шпак, Е. В. Луценко

Институт физики НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь;
e-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by

Разработана модель распределения температуры в одиночном УФ светодиоде, описывающая распределение тепла при работе светодиода в зависимости от подаваемой на него электрической мощности. Результаты моделирования соответствуют температурам светодиода, полученным в ходе экспериментальных исследований. Разработана и изготовлена матрица из 60 УФ светодиодов суммарной оптической мощностью >120 Вт. На основе полученных данных создана модель распределения температуры в данной матрице.

Ключевые слова: матрица светодиодов, температура активной области.

Введение

Матрицы светодиодов могут применяться в качестве мощных источников излучения и служить заменой традиционных ламповых источников. Например, при проведении фотоиндуцированной прививочной полимеризации [1] обычно в качестве источников УФ излучения используются ртутные лампы, однако возможности повышения оптической мощности и эффективности данных устройств ограничены. Перспективной альтернативой ртутным лампам являются УФ светодиоды с высокой оптической мощностью и высокой плотностью мощности (~1000 мВт/см^2), излучающие на длине волны 365 нм [2]. Замена ламповых источников светодиодными матрицами может ускорить процессы полимеризации или УФ-отвердевания, так как современные светодиоды обладают высокой мощностью и эффективностью излучения, а также гораздо большим временем жизни, чем традиционные источники УФ излучения. Важнейшиq параметр, влияющиq на эффективность и срок службы светодиодов и светодиодных матриц, — температура активной области. Определение температуры нагрева большого количества светодиодов, расположенных на монтажной плате, представляет важную задачу, решение которой позволит предсказывать оптимальные рабочие условия для устройств данного типа.

Эксперимент и моделирование

Создана светодиодная матрица, состоящая из 60 светодиодов NICHIA NC4U133A, излучающих на λ = 350 нм и установленных методом поверхностного монтажа на печатной плате с алюминиевым основанием. Общая оптическая мощность и плотность мощности излучения >20 Вт и ~1000 мВт/см^2 при токе 700 мА. Для охлаждения светодиодов, расположенных на печатной плате, использовался радиатор охлаждения с вентилятором фирмы Fischer Elektronik LA 17/200, имеющий тепловое сопротивление 0.08 К/В.

Внешний вид УФ светодиода представлен на рис. 1, вставке *а*. Как видно, светодиод состоит из четырех кристаллов, соединенных последовательно. С целью оценки температуры нагрева светодиодов и сравнения различных способов ее определения использовался один УФ светодиод, посаженный на печатную плату небольшого размера. Питание данного светодиода осуществлялось непрерывным или импульсным током от 1 до 700 мА. Непосредственное определение температуры светодиода проводилось с помощью стационарного тепловизора [3].

Один из способов определения температуры активной области — метод, основанный на сравнении положений измеренных спектров электролюминесценции (ЭЛ) при постоянном токе и спектров ЭЛ при возбуждении короткими импульсами тока такой же величины [4, 5]. В данной работе использованы импульсы тока длительностью 200 нс, частота повторения 1 кГц.

Разработана математическая модель, описывающая светодиод NC4U133A, установленный на печатной плате с алюминиевым основанием. Модель учитывает физические свойства материалов, размеры элементов и позволяет рассчитать распределение температуры в стационарном режиме для известной объемной плотности мощности, которая определяется как отношение электрической мощности, подаваемой на светодиод и идущей на его разогрев $P_{\text{нагр}}$,

к объему активной области светодиодных кристаллов. Общий геометрический вид элементов модели представлен на рис. 1, вставка *б*. Площадь кристаллов 1×1 мм^2, толщина слоя, выступающего в качестве источника тепла, принималась равной 100 нм, таким образом объем активной области $V_{акт}$ = 10^{-13} м^3. Для решения системы уравнений теплопроводности при определении распределения температуры разогрева активных областей светодиода применялся метод конечных элементов. При задании граничных условий температура основания алюминиевой платы принималась постоянной T = 20 ºС, моделируя условия стабилизации температуры.

На основании результатов моделирования распределения температуры в одном светодиоде и данных о температуре светодиода, полученных в результате экспериментальных измерений реального образца, создана модель распределения температуры в матрице из 60 светодиодов NICHIA NC4U133A, установленных на печатной плате с алюминиевым основанием.

Результаты и обсуждение

Оптическая мощность излучения $P_{опт}$ светодиода в зависимости от тока инжекции измерена с помощью измерителя оптической мощности и энергии PM100D и интегрирующей сферы. В результате расчета получены зависимость эффективности излучения светодиода от тока инжекции (рис. 1) и зависимость мощности, затраченной на нагрев светодиода $P_{нагр}$, от тока инжекции, которая определялась как разность между потребляемой электрической мощностью и мощностью излучения.

С помощью тепловизора получена зависимость максимальной температуры на поверхности светодиода от тока инжекции. На рис. 2 представлены зависимости температуры нагрева поверхности светодиода от тока, полученные с помощью тепловизора, в результате моделирования и на основе смещения спектров ЭЛ. Различие между температурами, найденными в результате моделирования, и температурами, измеренными с помощью тепловизора, объясняется тем, что тепловизор фиксирует излучение с поверхности светодиода, прошедшее через покровное стекло. Невозможность учета точных геометрических размеров и некоторых материалов, из которых изготовлены элементы рассматриваемого светодиода, приводит к тому, что вид зависимости температуры нагрева от тока, полученной при моделировании, не совсем точно совпадает с зависимостью, полученной в результате эксперимента по сравнению спектров ЭЛ.

На рис. 2 (вставка) приведены результаты моделирования распределения тепла в светодиоде при плотности мощности нагрева 2.095 · 10^{-13} Вт/м^3. Данное значение получено как отношение $P_{нагр}$ при токе 700 мА к $V_{акт}$. Как видно, максимальная величина нагрева 324 К.

На основании полученных результатов создана модель распеределения температуры в матрице 60 светодиодов NC4U133A, установленных на печатной плате с алюминиевым основанием. На рис. 3 показаны результаты моделирования распределения тепла на поверхности матрицы светодиодов при токе 700 мА. Полученная зависимость максимальной температуры светодиодов матрицы от тока инжекции приведена на рис. 4.

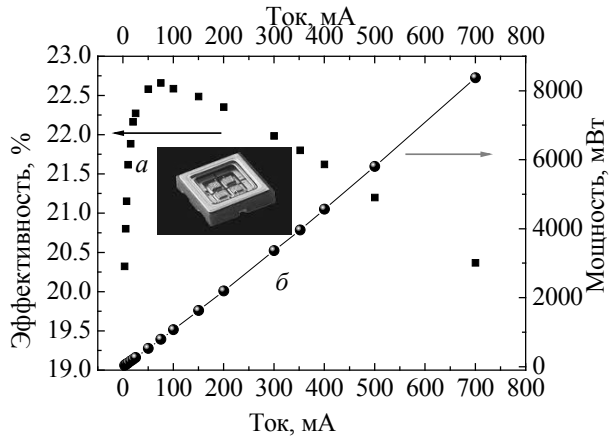


Рис. 1. Зависимость эффективности излучения и зависимость мощности, затраченной на нагрев светодиода NC4U133A, от тока; вставка *а* — фотография светодиода NC4U133A, вставка *б* — общий вид модели одного светодиода

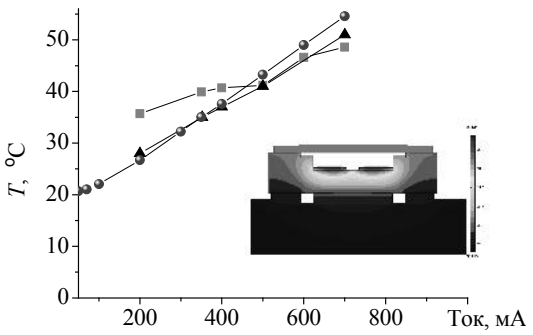


Рис. 2. Зависимости температуры нагрева поверхности светодиода, полученные с помощью тепловизора (*а*), в результате моделирования (*б*), по смещению спектров ЭЛ (*в*); на вставке — распределение температуры внутри светодиода

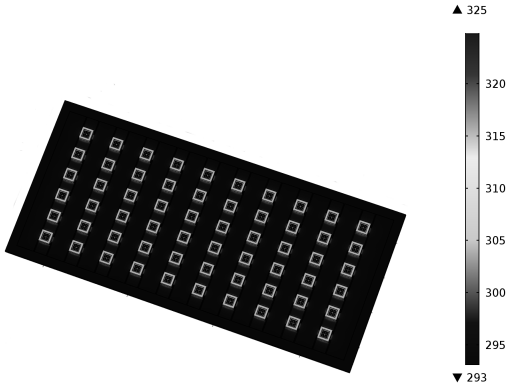


Рис. 3. Результат моделирования распределение температуры на поверхности матрицы УФ светодиодов при токе инжекции 700 мА

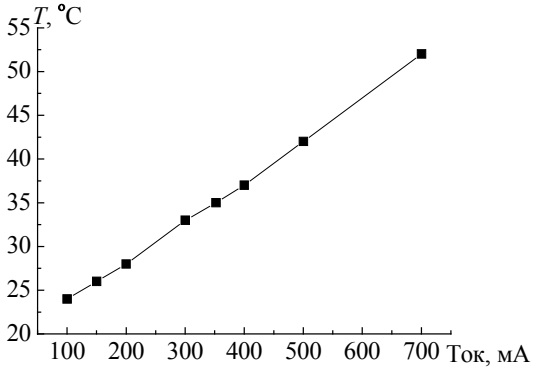


Рис. 4. Зависимость максимальной температуры нагрева светодиодов от тока инжекции, полученная при моделировании

Максимальная температура в матрице светодиодов при токе инжекции 700 мА и стабилизации температуры основания печатной платы на 20 °C составила ~52 °C. Как видно на рис. 2 и 4, результаты моделирования распределения температуры в матрице светодиодов хорошо соответствуют экспериментальным данным. Некоторые небольшие отличия от эксперимента можно объяснить несовершенством модели — необходимостью точного учета зависимости теплопроводности материалов от температуры и конвекции воздуха.

Заключение

Создана матрица, состоящая из 60 УФ светодиодов NICHIA NC4U133A суммарной оптической мощностью >120 Вт. Разработаны модели распределения температуры в одном светодиоде и в матрице данных светодиодов, установленных на печатную плату. В результате моделирования максимальная температура светодиодных кристаллов в матрице при токе 700 мА составила 52 °C. Показано, что температуры кристаллов светодиодов в модели близки к значениям, полученным при непосредственных измерениях.

Литература

1. O.N. Tretinnikov. *Polymer Sci., B*. 2016. Vol. 58, No. 3. P. 278–283.
2. http://www.nichia.co.jp/specification/products/led/NC4U133B-E.pdf
3. http://www.flir.com/science/display/?id=46802
4. E.V. Lutsenko. *Annual proceedings the technical university of Varna 2010. International Scientific and Applied Conference Opto-Nano Electronics and Renewable Energy Sources 2010*. 21–25 September 2010, St. Constantine and Helena Resort, Varna. P. 38–42.
5. Ф. Шуберт. *Светодиоды*, пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. 2-е изд. М.: Физматлит. 2008.

Heating Temperature of UV LEDs in Matrix with High Emission Power

A. V. Danilchyk, B. D. Urmanov, M. V. Rzheutski, P. V. Shpak, E. V. Lutsenko

Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 220072 Minsk, Belarus, e-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by

A model for the temperature distribution in a single ultraviolet LED created. This model describes the heat distribution during the operation of the LED, depending on the electric power supplied. It shows that the simulation results are in accordance with the results of measurements of the temperature of the LED obtained by experimental studies. A matrix of 60 ultraviolet LEDs with a total optical power of more than 120 W made. Based on the obtained data, a model of the temperature distribution in the given matrix created.

Keywords: matrix light emitting diode, temperature of the active region.

Повышение индекса цветопередачи светодиодных люминофорных модулей с использованием дополнительных УФ светодиодов возбуждения

Ю. В. Трофимов, Е. Ф. Острецов, Л. Н. Сурвило, В. И. Цвирко

Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail:ledcenter.by@gmail.com

Для возбуждения светодиодных люминофорных модулей использовалась комбинация синих и УФ светодиодов. Повышение индекса цветопередачи модуля происходит за счет расширения спектра в коротковолновой области и использования люминофора BLO-7 с пиком излучения на 490 нм.

Введение

В последнее время активно проводятся работы по созданию полупроводниковых источников белого света, максимально приближенного к солнечному свету. Например, в Японии компанией Toshiba Material Co., LTD созданы светодиоды по технологии TRI-R, по которой на фиолетовые светодиоды нанесены синий, зеленый и красный люминофоры [1, 2]. Такая комбинация фиолетовых кристаллов и люминофоров позволяет синтезировать светодиоды (СД) со спектрами, близкими к спектру солнечного света с различной цветовой температурой.

Экспериментальная часть

Для оценки характеристик люминофорных композиций в осветительных СД-устройствах с удаленным люминофором использовался макетный образец светильника с расположением удаленного люминофора на поликарбонатной подложке выходного окна (рис. 1). Применялись четыре люминофора: сине-зеленый BLO-7, зеленый ФЛС520, желтый ФЛС540 и красный MPR650. Люминофорные слои формировались методом трафаретной печати с использованием пасты на основе силиконового компаунда Dow Corning и включали один, два или три типа люминофоров. Использовалось также послойное нанесение различных люминофоров. Фотоэлектрические характеристики измерялись в аккредитованной испытательной лаборатории ЦСОТ с помощью спектрорадиометрической системы DTS 320–201 (Instrument systems GmbH).

Результаты и обсуждение

При использовании фиолетовых чипов для получения белого света необходимо подобрать люминофоры, эффективно возбуждаемые фиолетовым излучением. В настоящее время основные люминофоры для получения белого света — красные нитридные ($(Ca,Sr)_2Si_5N_8:Eu^{2+}$) и желтые или зеленые ($Y_3Al_5O_{12}:Ce^{3+}$, $Lu_3Al_5O_{12}:Ce^{3+}$) люминофоры на основе гранатов.

Мы оценили эффективность возбуждения промышленных люминофоров фиолетовыми светодиодами, согласно методике измерения эффективности люминофора в порошке, и сравнили с возбуждением синими светодиодами. В табл. 1 приведены характеристики спектров излучения красного, желтого, зеленого и цианового люминофоров. Видно, что только красный люминофор практически одинаково возбуждается как синим, так и фиолетовым излучением. Следовательно, для получения качественного белого света возбуждение только фиолетовыми светодиодами недостаточно. Для эффективного возбуждения всех используемых люминофоров необходимы синие и фиолетовые СД одновременно.

С этой целью в светильнике на синих СД проведена частичная замена синих СД на фиолетовые. Затем измерены характеристики удаленного люминофора, сформированного нанесением зеленого люминофора поверх смеси желтого и красного люминофоров, при возбуждении различными комбинациями синих и фиолетовых СД (рис. 1, *а*, табл. 2) и проведено их сравнение с результатами, полученными ранее при возбуждении только синими СД.

Результаты этих измерений показывают, что сочетание синего и фиолетового возбуждения положительно сказывается на повышении индекса цветопередачи (от 94.7 до 97.3) за счет расширения спектра в коротковолновой области и небольшого перераспределения интенсивности излучения удаленного люминофора.

Тем не менее в спектрах излучения удаленного люминофора все еще присутствует провал в области 460—520 нм. Для повышения интенсивности излучения в этой области использован люминофор BLO-7 с максимумом излучения на 490 нм в сочетании со смесью желтого и красного люминофоров. Результаты измерений (рис. 1, *б*, табл. 3) показывают, что повышение индекса цветопередачи (с 90.2 до 93) также обусловлено расширением спектра в коротковолновой области и перераспределением интенсивности излучения удаленного люминофора с уменьшением доли синей области.

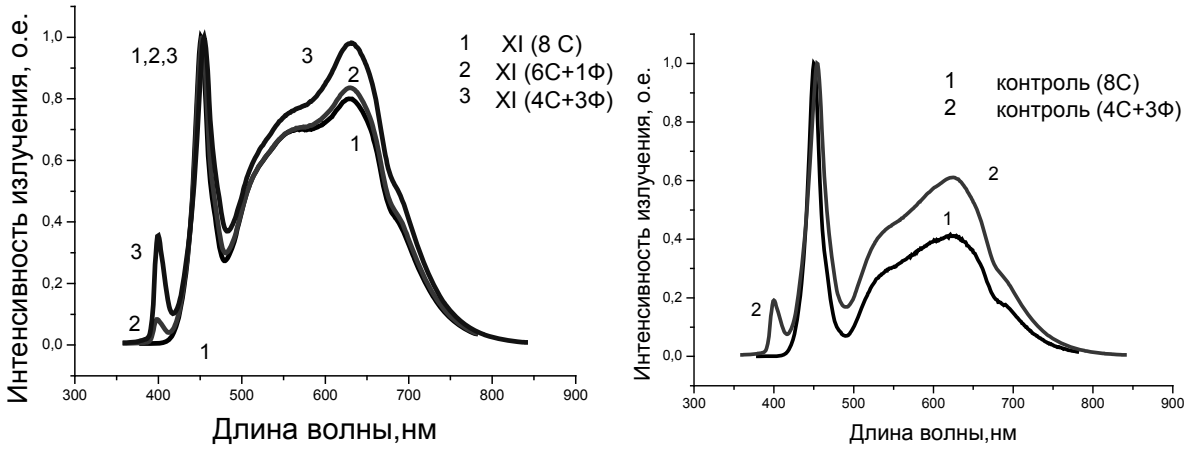


Рис. 1. Нормированные спектры излучения: *а* — удаленного люминофора при одновременном использовании синего (464 нм) и фиолетового (392 нм) светодиодов; *б* — удаленного люминофора (желтый/красный) при использовании синего светодиода ($\lambda_{возб}$ = 464 нм) и удаленного люминофора (циан + желтый/красный) при одновременном использовании синего ($\lambda_{возб}$ = 464 нм) и фиолетового ($\lambda_{возб}$ = 392 нм) светодиодов

Т а б л и ц а 1. Квантовая эффективность и состав спектра излучения люминофоров MPR650G3, ФЛС540 и ФЛС520 при использовании синего и фиолетового светодиодов

Тип	Состав	$\lambda_{возб}$, нм	$\lambda_{излуч}$, нм	Цвет. Корд. (x, y)	Квант. эф-сть (Внеш/Внутр)	Состав спектра Ф/С/З/К*
MPR650G3	нитрид	464	650	0.673/0.327	75.8/83.8	0/11.2/3.6/85.2
		392	650	0.659/0.316	72.6/81.9	11.6/2.1/3.4/83
ФЛС540	YAG	464	560	0.384/0.472	84.2/94.6	0/11.6/58.6/29.8
		392	560	0.358/0.338	9.1/49.3	78.6/11.5/5.8/4.0
ФЛС520	LuAG	464	540	0.259/0.397	56.6/80.5	0/32.6/55/12.4
		392	540	0.296/0.376	8.8/38.6	78.5/12/7.4/2.1
BLO-7	-	392	490	0.148/0.337	26.5/39.2	44.9/32.6/21.5/1.0

* Ф/С/З/К: 360-400/400-499/500-599/600-800 нм.

Т а б л и ц а 2. Общий индекс цветопередачи (ИЦ) и состав спектра излучения удаленного люминофора при одновременном использовании синего и фиолетового светодиодов

Образец	Состав	Индекс цветопередачи			Спектр излучения (Ф/С/З/К) *		
		8 C	6C+1Ф	4C+3Ф	8C	6C+1Ф	4C+3Ф
XI	З 10,7 + Ж2,98/Кр 1,49**	94.7	96.3	97.3	0/15.7/ 35.3/40.8/8.2	0.3/16.1/ 34.3/41/8.3	0.72/16.27/ 32.4/41.6/9

* Ф/С/З/К: 360-400/400-499/500-599/600-800 нм.

** Концентрация люминофора в мг/см^2.

Т а б л и ц а 3. Общий индекс цветопередачи (ИЦ) и состав спектра излучения удаленного люминофора (желтый/красный) при использовании синего светодиода и удаленного люминофора (циан+желтый/красный) при одновременном использовании синего и фиолетового светодиодов

Образец	Состав	ИЦ		Спектр излучения (Ф/С/З/К) *	
		8 С	4С+3Ф	8С	4С+3Ф
Контроль	Ж 6,04/Кр 1,01**	90.2		0/22.1/31.3/46.6	
	Циан 9 + Ж 6,04/Кр 1,01		93.0		0.72/16.27/32.4/50.6

* Ф/С/З/К: 360—400/400—499/500—599/600—800 нм.
** Концентрация люминофора в мг/см^2.

Выводы

1. Сочетание синего и фиолетового возбуждения положительно сказывается на повышении индекса цветопередачи (от 94,7 до 97,3) за счет расширения спектра в коротковолновой области и небольшого перераспределения интенсивности излучения удаленного люминофора, сформированного нанесением зеленого люминофора поверх смеси желтого и красного люминофоров.
2. Использование люминофора BLO-7 с максимумом излучения на 490 нм в сочетании со смесью желтого и красного люминофоров снижает дефицит излучения в области 460—520 нм и ведет к повышению индекса цветопередачи (с 90.2 до 93).
3. Для дальнейшего повышения индекса цветопередачи при частичной замене синих светодиодов возбуждения на фиолетовые светодиоды необходимо не только рассчитать состав и структуру удаленного люминофора, но и определить соответствующий спектр возбуждения (соотношение синих и фиолетовых светодиодов возбуждения).

Литература

1. http://trir-pj.com/en/page/2/technology TRI-R
2. Purple LEDs to Replace Blue LEDs? August 17, 2015, http://www.ledinside.com/news/2015/8/purple_leds_to_replace_blue_leds.

Color Rendering Index Increasing of LED Phosphor Modules Using Supplementary UV Excitation LEDs

Yu. V. Trofimov, E. F. Ostretsov, L. N. Survilo, V. I. Tsvirko

Center of LED and Optoelectronic Technologies, National Academy of Sciences of Belarus, 220090 Minsk, Belarus; e-mail:ledcenter.by@gmail.com

To excite the LED phosphor modules, a combination of blue and UV LEDs was used. The increase in the color rendering index of the module is due to the spreading of the spectrum in the short-wavelength region and the use of the BLO-7 phosphor with a peak at 490 nm.

Исследование воздействия летучих органических соединений на деградацию светодиодов

Ю. В. Трофимов, Е. Ф. Острецов, Л. Н. Сурвило, В. И. Цвирко

Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: ledcenter.by@gmail.com

Исследовано отрицательное влияние летучих органических соединений внутри светодиодных источников света на светодиоды с силиконовым герметизирующим покрытием, приводящее к их деградации. Предложены рекомендации по минимизации влияния ЛОС и обеспечению стабильности параметров.

Ключевые слова: деградация светодиодов, спектр излучения, летучие органические соединения.

Введение

Выделение и накопление летучих органических соединений (ЛОС) внутри светодиодных источников света ускоряет деградацию светодиодов. Для сборки светодиодных светильников применяются различные полимерные материалы (клеи, защитные покрытия, прокладки и герметики). При эксплуатации светильников может происходить их нагрев с выделением ЛОС, которые проникают в светодиоды и вызывают ухудшение светотехнических характеристик.

Влияние герметизирующего компаунда на деградацию светодиодов

Для исследования влияния герметизирующего компаунда на деградацию светодиодов изготовлены 9 тестовых образцов, представляющих собой платы со светодиодами, вокруг которого установлены ограничительные стенки высотой 4 мм и площадью 1 см^2 для заливки компаундом. Для экспериментов выбраны трехкристальные светодиоды Nichia NS3W183 белого цвета свечения с силиконовой линзой. Светодиоды в тестовых образцах были залиты тремя типами прозрачных компаундов: жесткий полиуретан (аналог PU 60) (образцы № 1—3), мягкий полиуретан, содержащий в своем составе пластификатор (аналог Poly 74-29) (образцы № 4—6), и силиконовый компаунд “Виксинт-68” (образцы № 7—9).

Измерения вольт-амперных (ВАХ) и оптических характеристик после выдержки образцов без электрической нагрузки при комнатной температуре в течение трех месяцев не показали существенных изменений. После 13 дней непрерывной работы под нагрузкой (350 мА) замечена деградация образцов № 4—6 (герметизация мягким полиуретаном), которая проявилась в потемнении люминофорной композиции в области над кристаллом, как результат, уменьшение интенсивности излучения. Световой поток образцов № 1—3 начал снижаться через один месяц работы под нагрузкой. Деградация образцов № 4—6 продолжалась. Через 2 месяца непрерывной работы под нагрузкой произошла практически полная деградация светодиодов, залитых полиуретановыми компаундами двух видов, и эксперимент был прекращен.

На рис. 1 представлены спектральные характеристики образцов №7 и 2 в процессе всего цикла испытаний. Начальные характеристики измерены перед герметизацией компаундами.

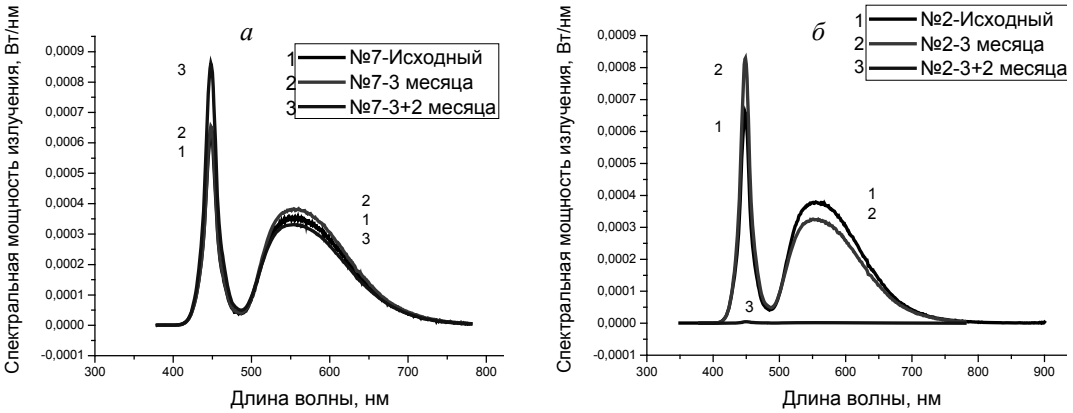


Рис. 1. Спектральные характеристики тестовых образцов № 7 (силикон) (*а*) № 2 (мягкий полиуретан) (*б*)

Вторые измерения проведены после трехмесячной выдержки образцов при комнатной температуре, а третьи после двухмесячных испытаний под нагрузкой. Видно, что световой поток образца № 7 после герметизации силиконовым компаундом повысился за счет изменения оптической системы, но после испытаний под электрической нагрузкой незначительно снизился. Световой поток образца № 2 (герметизация мягким полиуретаном) после заливки уменьшился на 4.3 %, а после испытаний под нагрузкой образец № 2 деградировал так, что его световой поток составил <0.1 % начальной величины (рис. 1, *б*). Аналогичная картина наблюдалась и для образцов с герметизацией жестким полиуретаном. Светодиоды с герметизацией мягким полиуретаном деградировали в первую очередь, так как в нем присутствует пластификатор (алканоламин), который выделяет ЛОС. Следует отметить, что ВАХ всех образцов в процессе испытаний остались практически без изменений.

С деградировавших образцов светодиодов удалили нанесенное полиуретановое покрытие, а затем сняли силиконовый компаунд с люминофором. На рис. 2 представлен внешний вид вскрытого светодиода. Видно, что кристаллы светодиода имеют коричневый оттенок. ЛОС, присутствующие в полиуретане, диффундируют в пористую структуру силиконового герметизирующего покрытия светодиода и под воздействием повышенной плотности оптического излучения и температуры изменяют окраску до коричневого цвета и блокируют свет, излучаемый светодиодом.

а *б*

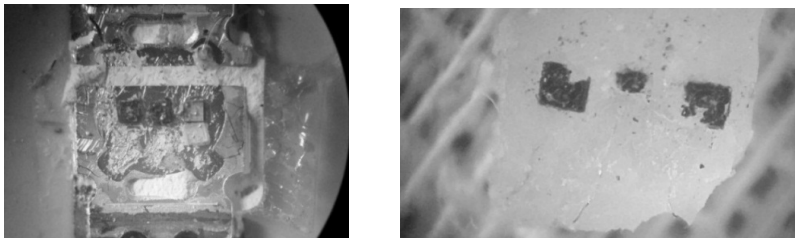


Рис. 2. Фотография вскрытого светодиода со следами окрашенных ЛОС (*а*) и снятого с кристалла силиконового компаунда с люминофором (*б*).

Влияние ЛОС на деградацию светодиодов

Для исследования влияния ЛОС на деградацию синих светодиодов с силиконовой заливкой две линейные платы светодиодов (NF2C757DRT) поместили под стеклянный колпак. Туда же поместили емкость со 100 г неотвержденной люминофорной композиции на базе сольвентной виниловой краски для печати, т. е. создали атмосферу ЛОС (рис. 3).

Одну линейную плату подключили к сети питания с номинальным для светодиодов рабочим током (100 мА), а вторая плата оставалась без нагрузки. Испытания продолжались в течение 52 суток. Как видно из рис. 4, светодиоды на линейной плате под нагрузкой потемнели, а на плате без нагрузки остались без изменений.

Измерения ВАХ до испытаний и после на обеих платах показали, что электрофизические характеристики светодиодов существенно не изменились. Как и в первом случае, произошла деградация светодиодов под воздействием паров ЛОС. Снижение светового потока 32 %. Затем испытания были продолжены без воздействия ЛОС, т. е. линейные платы выдерживались на

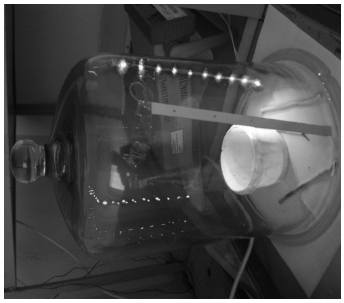


Рис. 3. Испытание светодиодных линейных плат для тепличного светильника под колпаком в атмосфере паров ЛОС

а *б*

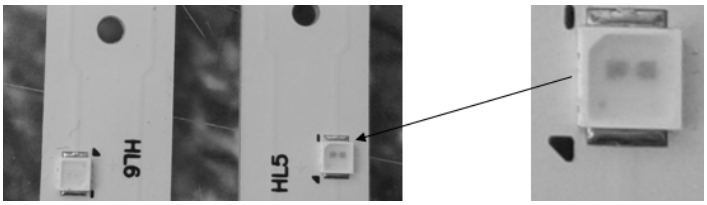


Рис. 4. Внешний вид светодиодных линейных плат после испытаний без нагрузки (*а*) и под нагрузкой (*б*)

воздухе в течение двух месяцев. После этого произошло частичное восстановление характеристик: световой поток повысился с 56.7 до 75.5 лм, что составило ~90 % исходного светового потока. Можно предположить, что при работе на воздухе произошло частичное удаление ЛОС из полимера. Данные результаты аналогичны результатам, приведенным в работе [1].

Обсуждение результатов

Вышеприведенная информация показывает, что наличие летучих органических соединений внутри светодиодных источников света может приводить к деградации светодиодов. В первом примере исследовалось влияние ЛОС на белые светодиоды, во втором – на синие. Деградация светодиодов проявляется в потемнении герметика над поверхностью светодиодного чипа, в результате чего понижается величина светового потока. Внутри светильника ЛОС проникают к светодиодам и диффундируют в пористую структуру силиконовой заливки светодиода. В молекулярной структуре силиконового материала ЛОС занимают свободное пространство в переплетениях силиконовых цепей. При последующем воздействии тепла и высокой энергии фотонов, излучаемых светодиодом, летучие соединения, захваченные в силиконовое герметизирующее покрытие светодиода, могут изменять окраску и блокировать свет, излучаемый светодиодом. Эти процессы обычно происходят над поверхностью светодиодного кристалла, так как именно там самая высокая температура и плотность светового потока.

Выводы

1. Установлено, что ЛОС, находящиеся внутри светодиодных источников света, отрицательно влияют на светотехнические характеристики светодиодов с силиконовой заливкой и приводят к их деградации. Деградация проявляется ускоренно, когда светодиоды работают при повышенных температурах в небольших объемах газовой среды.

2. В некоторых случаях возможен процесс дегазации в течение некоторого времени, приводящий к восстановлению первичного цвета силикона, в. зависимости от природы ЛОС, попавшего в силикон.

3. Правильный выбор материалов, используемых при производстве светодиодных светильников, и их тестирование на содержание агрессивных ЛОС, должно стать обязательным этапом при освоении серийной продукции.

Литература

1. CREE XLAMPs Chemical Compatibility. CLD-AP63 REV 5A May, 2015. www.cree.com

Investigation of the Influence of Aggressive Media on the Degradation of Light-Emitting Diodes

Yu. V. Trofimov, E. F. Ostretsov, L.N. Survilo, V. I. Tsvirko

The negative influence of volatile organic compounds inside LED light sources on LEDs with silicone lenses is studied, leading to their degradation. Recommendations are proposed for minimizing the effect of VOCs and ensuring the stability of parameters.

Keywords: LED degradation, emission spectrum, volatile organic compounds.

Фотоэлектрический сенсор водорода

В. А. Шутаев [а], Е. А. Гребенщикова [а], А. Н. Именков [а], А. М. Оспенников [б], В. Г. Сидоров [в], Ю. П. Яковлев [а]

[а] *ФТИ им. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: wadoz@mail.ru*
[б] *Российский институт радионавигации и времени, Санкт-Петербург, Россия*
[в] *СПБГПУ, Санкт-Петербург, Россия*

Созданы диоды Шоттки на основе структуры Pd–Oxide–InP и изучены их электрические и фотоэлектрические свойства в атмосфере водорода и на воздухе. Установлено, что при импульсном воздействии водородом на структуры наблюдается уменьшение фото-ЭДС и резкое увеличение фототока. Исследована кинетика и рассмотрен механизм изменения фото-ЭДС и фототока. Предполагается, что фотоэдс уменьшается из-за ионизированных атомов в слое Pd, а увеличение фототока происходит за счет термоэлектронной эмиссии неравновесных электронов из палладия в полупроводник. На основе полученных результатов разработан фотоэлектрический сенсор водорода.

Ключевые слова: водород, сенсор водорода, датчик водорода.

Введение

В настоящее время в связи с развитием водородной энергетики газочувствительные приборы находят широкое применение в устройствах контроля утечек взрывоопасного газа. Для работы при комнатной температуре используются сенсоры с чувствительным слоем из палладия [1, 2]. Главные недостатки существующих сенсоров — слабая чувствительность к водороду и необходимость подогрева чувствительного элемента до 200—300 °C. Мы предлагаем новый подход для увеличения чувствительности компактного и быстродействующего сенсора водорода, способного работать при комнатной температуре и низком энергопотреблении.

Эксперимент

Диод Шоттки на основе МДП структуры Pd–Оксид–InP схематично изображен на рис. 1. На подложку *n*-InP нанесен оксидный слой методом электрохимического анодирования. Затем слой Pd наносился на поверхность оксида методом термовакуумного распыления. Палладий выбран в качестве контактного материала из-за высокой растворимости водорода в нем [3]. На палладиевый слой и обратную сторону подложки нанесены омические контакты.

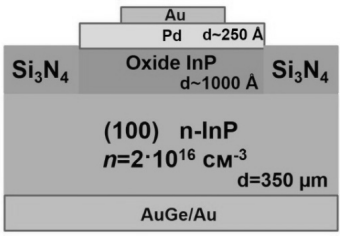


Рис. 1. Схема структуры

Электрические и фотоэлектрические свойства

Вольт-амперные характеристики исследованы в интервале температур 90—300 К (рис. 2). Вольт-амперные зависимости могут быть выражены с помощью формулы:

$$I = I_S[\exp(qV/\beta kT) - 1], \quad (1)$$

где I_S — ток насыщения; V — приложенное напряжение; q — заряд электрона; kT — квант тепловой энергии; β — фактор идеальности.

На рис. 3 показаны кинетики фото-ЭДС и фототока. После включения светодиода появляется фото-ЭДС При импульсном воздействии водородом на структуры наблюдается ее резкое падение. Фототок также появляется при включении светодиода, однако при импульсной подаче водорода в отличие от фото-ЭДС фототок резко возрастает с постоянной времени спада ~10 с. Данный результат не был предсказуем.

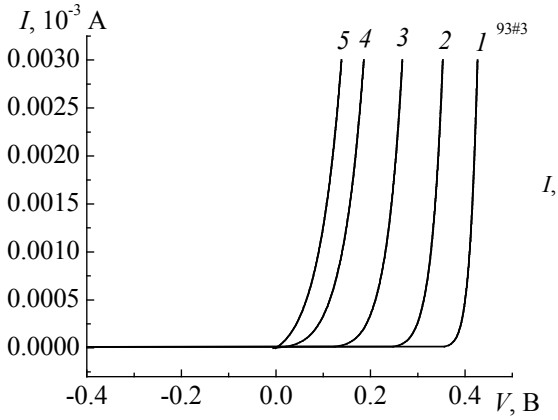


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики при температуре 90 (*1*), 150 (*2*), 210 (*3*), 270 (*4*) и 300 К (*5*)

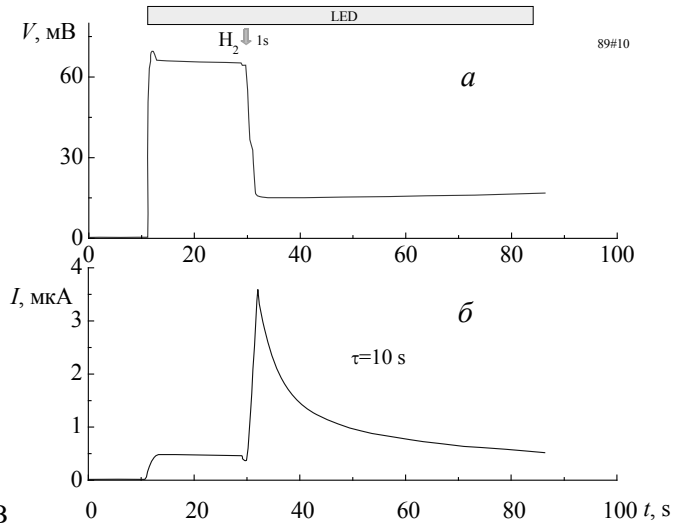


Рис. 3. Кинетика фотоЭДС (*а*) и фототока (*б*)

Рассмотрим механизм формирования фототока и фотоэдс с помощью энергетической диаграммы (рис. 4). Предполагаем, что при освещении структуры со стороны палладиевого слоя происходит увеличение диссоциации молекул водорода на атомы с последующей ионизацией атомов на протоны и электроны. Освободившиеся электроны уменьшают работу выхода в палладии, что приводит к понижению высоты потенциального барьера. При освещении структуры светодиодом наблюдается резкое увеличение коэффициента ионизации водорода. Используем данное явление для усиления чувствительности. Толщина палладиевого слоя структуры изменялась от 18 до 45 нм в различных экспериментах. На рис. 5 видно, что с уменьшением толщины палладиевого слоя сокращается время восстановления фото-ЭДС.

Диод Шоттки на основе структуры Pd–оксид–InP и светодиод (λ = 0.9 мкм) работают как оптопара для сенсора водорода (рис. 6).

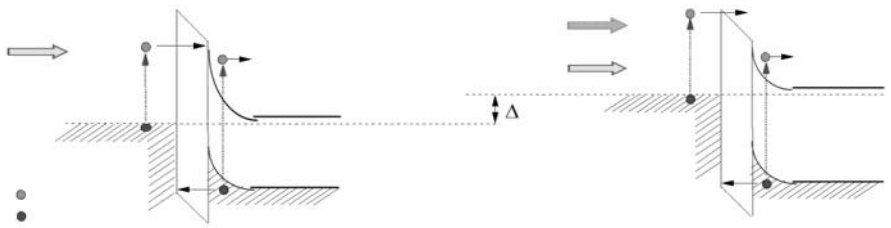


Рис. 4. Энергетическая диаграмма диода Шоттки на основе МДП структуры при освещении (*а*), при освещении и воздействии водородом (*б*)

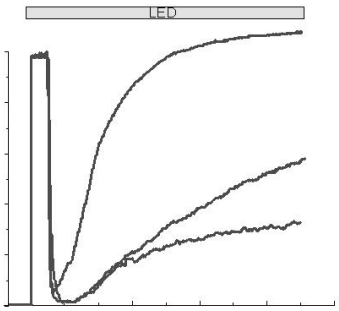


Рис. 5. Кинетика фото-ЭДС

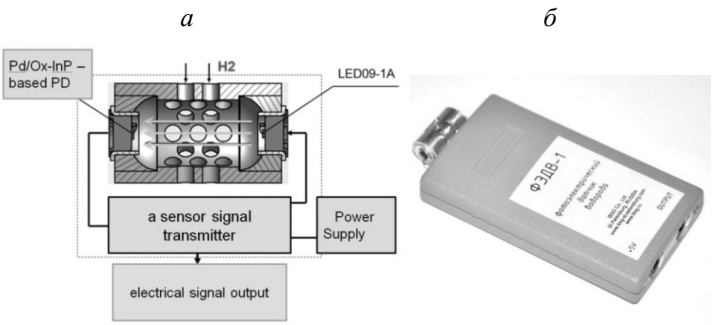


Рис. 6. Оптопара (*а*) и оптоэлектронный сенсор водорода (*б*)

Заключение

Созданы и исследованы Pd-оксид-InP диоды Шоттки, изучены их электрофизические и фотоэлектрические свойства, обнаружено изменение фотоэлектрических характеристик при воздействии водорода на созданный элемент с палладиевым слоем.

Литература

1. V.M. Aroutiounian, *Al'tern. Energet. Ekol*. 2005. Vol. 3(23). P. 21.
2. J. Grym, O. Procjazkova, R. Yatskiv, K. Piksov'a. *Nanoscale Res. Lett*., 2011. Vol. 6. P. 392.
3. В. Зайт. *Диффузия в металлах.* М., Изд-во иностр. лит. 1958.

Photoelectrical Hydrogen Sensor

V. A. Shutaev [a], E. A. Grebenshchikova [a], A. N. Imenkov [a], A. M. Ospennikov [b], V. G. Sidorov [c], Yu. P. Yakovlev [a]

[a] *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*
[b] *Russian Institute of Radionavigation and Time, St. Petersburg, Russia*
[c] *Peter the Great Saint-Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia*

The application of Pd–Oxide–InP Schottky diodes for manufacturing of the compact hydrogen sensors is presented. Electrical and photoelectrical properties of Pd–Oxide–InP Schottky diodes have been investigated. The studies were conducted both in hydrogen and in air medium. It was established that decrease of photovoltage and strong increase of photocurrent were observed for the Pd–Oxide–InP Schottky diode illuminated by LED (wavelength $\lambda = 0.9$ μm) under hydrogen pulse exposure. As a result, the sensitive element for a hydrogen sensor was developed.

Keywords: hydrogen, hydrogen sensor.

Structuring of Gold Nanoparticles by Using Laser Interference Lithography

E. Stankevičius, M. Garliauskas, E. Daugnoraitė, G. Račiukaitis

Center for Physical Sciences and Technology, 231, LT-02300, Vilnius, Lithuania

Over the past decade, gold nanoparticles gained the significant attention of researchers due to their unique size- and shape-dependent optical properties, large surface-to-volume ratio, excellent biocompatibility and low toxicity [1, 2]. The combination of precise spatial control and plasmonic properties of gold nanoparticles paves the way for the development of plasmonic sensors for detection of pollutants, analytes or biological markers in the environment [3], surface plasmon circuits [4] or even cancer detection and photothermal therapy [5].

An easy method to arrange gold nanoparticles into periodic series of concentric circles by using an array of Bessel-like beams [6] is demonstrated. We have exhibited that the higher number of pulses and pulse energy used for optical arrangement results in more accurate patterns of gold nanoparticles (Fig. 1). Furthermore, the change of light transmittance through the gold nanoparticles after the spatial manipulation was observed, which

is depended on the laser pulse energy used for the optical patterning.

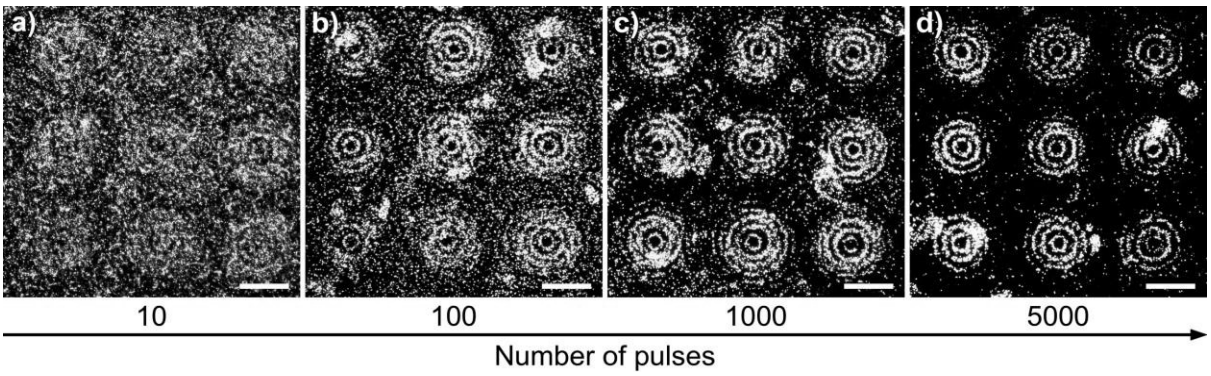


Fig. 1. Dark field microscope images of the periodic Au nanoparticle arrangement in concentric circles by using a different number of laser pulses: 10 (a), 100 (b), 1000 (c), 5000 (d). Laser processing parameters: pulse energy 350 μJ, pulse repetition rate 1 kHz, pulse duration 300 ps, pulse peak intensity 132 MW/cm^2. The scale bars correspond to 30 μm

Reference

1. Y.C. Yeh, B. Creran, V.M. Rotello. *Nanoscale.* 2012. Vol. 4. P. 1871–1880.
2. A. Tomar, G. Garg. *Glob. J. Pharmacol.* 2013. Vol. 7. P. 34–38.
3. S. Urban, S. Carretero-Palacios, A. A. Lutich, T. Lohmüller, J. Feldmann, F. Jäckel. *Nanoscale.* 2014. Vol. 6. P. 4458–4474.
4. S. Hashimoto, D. Werner, T. Uwada. *J. Photochem. Photobiol. C: Photochem. Rev.* 2012. Vol. 13. P. 28–54.
5. X. Huang and M. A. El-Sayed. *J. Adv. Res.* 2010. Vol. 1. P. 13–28.
6. E. Stankevičius, M. Garliauskas, M. Gedvilas, G. Račiukaitis. *Opt. Express.* 2015. Vol. 23. P. 28557.

Sub-ns Laser Ablation of Metals

P. Gečys, M. Brikas

Center for Physical Science and Technology, LT-02300, Vilnius, Lithuania

Efficient use of available laser power is essential for industrial applications. Modern short and ultra-short pulsed lasers can offer high powers at a wide range of pulse repetition rates. Selection of the right laser processing parameter window becomes extremely important. In order to ablate the material effectively, laser fluence together with beam spot size have to be optimised for available laser powers. Geometrical optimisation of the process efficiency is possible with a simple ablation model [1–3]. The model is valid for fluences close to the ablation threshold as the energy coupling might be affected by products of the ablation itself.

In this work, we present experimental ablation results together with theoretical simulations according to the efficient ablation model. Experiments were carried out using the diode-pumped solid-state laser Atlantic HE (from Ekspla). The laser operated at 532 nm wavelength and delivered 1 mJ 300 ps pulses at 1 kHz repetition rate. Ablation rate optimisation was carried out in brass, copper and stainless steel samples.

We performed optimization of the ablation parameters according to the proposed model. The ablation rate versus laser fluence is presented in Fig. 1. With the increase of the laser power, the ablation rate increased as well. However, the optimal fluence was independent of the laser power variation. This means that there are three available strategies how to increase the ablation rate while still working in the optimal ablation regime – increase of the laser power should be followed by higher pulse repetition rate keeping optimal pulse energies; an increase of the spot size; parallel beam processing.

In the case of the processing quality, the lowest copper surface roughness was observed at the optimal ablation conditions as well. Switching to lower or significantly higher fluences resulted in the ablation quality decrease. Similar behaviour was observed for brass and stainless steel samples. However, the optimal fluence points were different for each material. Such simplified ablation rate optimisation model allowed us quick optimisation of the laser ablation parameters for different materials, which is very important in the case of high-speed laser surface texturing applications.

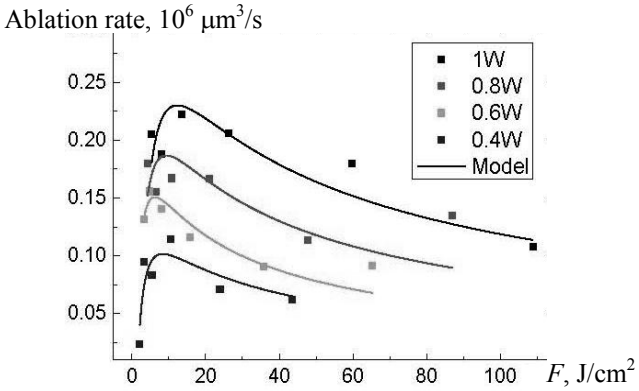


Fig. 1 Copper ablation rate versus laser fluence at various average power levels.

Reference

1. J. Furmanski, A.M. Rubenchik, M. D. Shirk, B.C. Stuart. *J. Appl. Phys*. 2007. Vol. 102. P. 73112.
2. G. Račiukaitis, M. Brikas, P. Gečys, B. Voisiat, M. Gedvilas. *JLMN-J. Laser Micro/Nanoeng.* 2009. Vol. 4. P. 186–191.
3. B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid. *Phys. Procedia*. 2013.Vol. 41. P. 794–801.

Graphite Oxide Reduction by Picosecond and Femtosecond Laser Irradiation

R. Trusovas[a], G. Račiukaitis[a], J. Barkauskas[b], G. Niaura[c], A. Lukša[d], V. Bukauskas[d]

[a] *Department of Laser Technologies, Center for Physical Sciences and Technology, LT-02300 Vilnius, Lithuania*
[b] *Department of Inorganic Chemistry, Faculty of Chemistry, Vilnius University, LT-03225 Vilnius, Lithuania*
[c] *Department of Organic Chemistry, Center for Physical Sciences and Technology, LT-10257 Vilnius, Lithuania*
[d] *Department of Physical Technologies, Center for Physical Sciences and Technology, LT-10257 Vilnius, Lithuania*

The experimental results of the graphite oxide (GO) reduction with picosecond and femtosecond laser irradiation are presented. GO films on a flexible polycarbonate substrate were produced using a modified Hummers method. The irradiation wavelength, pulse energy and beam scanning speed were varied during the reduction experiments. Raman spectroscopy measurements and electrical resistance measurements were performed on the laser treated GO samples. Scanning electron microscopy (SEM) was used for morphology inspection. Experiments results showed that for certain range of laser microfabrication parameters, electrical properties, suitable for electronics applications can be achieved in reduced GO films.

Keywords: graphite oxide reduction, graphene, resistance, picosecond laser.

Graphene is an attractive candidate for flexible electronic applications due to outstanding physical properties. Reduction of graphite oxide (GO) is a simple and cost-efficient graphene formation method. Laser irradiation already has been proved as an effective tool for GO reduction [1] and formation of flexible supercapacitors [2].

In this research, the influence of the laser irradiation on GO electrical properties was investigated. GO films were produced using a modified Hummers method. GO samples were pre-treated by ultraviolet (UV) irradiation using a 312 nm transilluminator. Picosecond laser Atlantic (Ekspla) and femtosecond laser Pharos (Light Conversion) were used for the GO reduction. Laser irradiation dose was varied by changing pulse energy and beam scanning speed. Galvoscanner was used with picosecond laser setup, while *XY* stage was used in femtosecond laser setup. Laser treated GO samples were inspected with Raman spectroscopy (Fig. 1a) and electrical resistance measurements (Fig. 1b). The D band was present in Raman spectra of laser treated GO, the lowest I_D/I_G ratio, representing presence of structural deffects, was equal to 1 and highest achieved I_{2D}/I_G ratio was 0.45. Laser treatment induced narrowing of spectral lines and peak position shift toward lower wavenumbers indicating formation of the graphene phase. Morphology was investigated using scanning electron microscopy (SEM). Laser irradiation increased the roughness of the GO film surface as more edges of flakes were opened due partially evaporated material during reduction process.

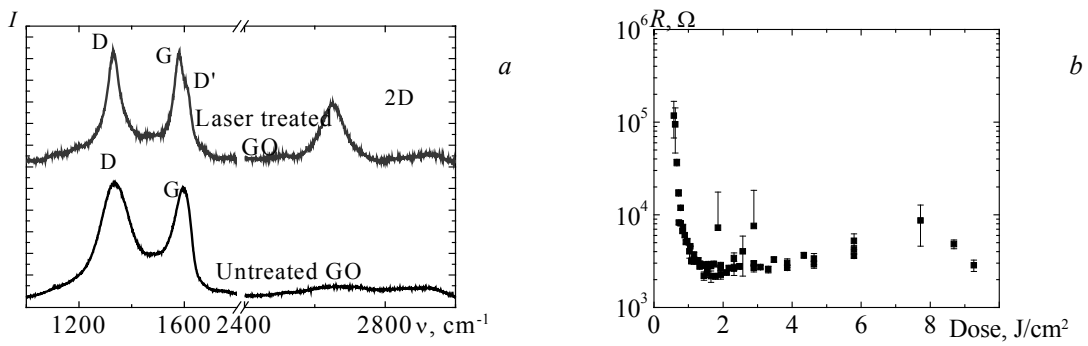


Fig. 1. Raman spectra of laser treated GO, irradiation dose 2 J/cm^2 (a) and dependence of reduced GO resistance on femtosecond laser (515 nm) irradiation dose (b)

Experiments results showed that laser irradiation causes a controllable decrease of GO resistance. Minimal resistance value (1.3 kΩ) was achieved using the 2 J/cm^2 irradiation dose for GO samples which were reduced with picosecond laser (1064 nm). The UV pre-treatment caused a decrease of the threshold irradiation dose needed to achieve minimal resistance and induced an increase of the irradiation dose range in which the effective GO reduction occurred. Such changes was caused by a partial GO reduction, which took place during the UV treatment.

This research was funded by Lithuanian Research Council via measure "Towards Future Technologies", Project No. LAT-16002.

Reference

1. R.Trusovas, G. Račiukaitis, G. Niaura, J. Barkauskas, G. Valušis, R. Pauliukaite. *Adv. Opt. Mater*. 2016. Vol. 4. P. 37–65.
2. M. F. El-Kady, Y. Shao, R. B. Kraner. *Nat. Rev. Mater*. 2016. Vol. 1. P. 16033.

Generic InP-based Photonic Integration as an Enabling Technology for Rapid Low-Cost Design, Prototyping, and Mass Production Of Complex Laser Systems on Chip

S. F. Mingaleev [a], S. G. Savitski [a], E. S. Sokolov [a], I. G. Koltchanov [b], A. Richter [b]

[a] *VPI Development Center, Minsk, 220037, Belarus*
[b] *VPIphotonics GmbH, 10587 Berlin, Germany*

We present recent advances in generic InP-based integration technology, developed with our participation in terms of the joint European platform for photonic integration of components and circuits (JePPIX). This technology enables small companies and research groups to develop complex laser systems on chip and other active and passive application-specific photonic integrated circuits without the need to own a fab themselves. By operating in this fabless way, the operational costs of the fab and significant part of the process development costs can be shared by many customers through the multi-project wafer (MPW) runs. Similar to electronics, the main approach to cost reduction is based on introducing standardized process design kits (PDKs) and integrating them into modern photonic design automation (PDA) tools. We present support of InP-based PDKs in the VPIcomponentMaker Photonic Circuits simulation environment, which implements the new layout-aware schematic-driven design approach and enables rapid automated design and optimization workflows.

Keywords: integrated photonics, integrated optoelectronics, photonic integrated circuits, layout-aware schematic-driven design, process design kit.

Introduction

Requirements to modern semiconductor laser systems, such as a wide tunability of lasing wavelength or support of several lasing wavelengths at the same time, support of advanced multi-bit modulation formats, support of coherent optics applications, and so forth, can only be satisfied by employing monolithically integrated photonic circuits, based in most cases on InP technology.

During the last few years there was a rapid technology progress [1, 2] in different areas of integrated photonics: fabrication tolerances for individual building blocks (BBs) and the whole circuits are systematically lowered, making the technology ready for mass production; the library of supported BBs is smoothly growing in both directions, diversity and performance; there appear standardized low-cost chip packaging solutions and novel characterization techniques. But the main trend which makes now the integrated photonics a truly enabling and ready for commercialization technology is development of a generic foundry model: there appeared already several open access foundries of InP-based [3, 4], silicon [2], and silicon nitride [5] integrated photonics, which systematically organize multi-project wafer (MPW) runs [6], providing a low-cost access to their advanced fabrication facilities.

To enable MPW runs, all these foundries are developing generic process design kits (PDKs) which combine a library of certified PDK BBs with a set of design rule checking (DRC) requirements. This provides a very significant cost reduction in terms of the photonic chip fabrication – to the order of about ten to few tens thousands euros per chip for a single-chip production and few hundreds euros per chip for low-volume production.

However, the chip design costs still remained high with this approach (several months of work by a highly experienced photonic chip designer per design), and one of the most notable advances in the last few years has been integration of the foundry-certified PDKs into the photonic design automation (PDA) tools [7] and development of novel layout-aware schematic-driven design approaches [8].

Integration of PDK support into PDA tools

All the PDA tools are traditionally divided into the device-level simulators, circuit-level simulators, and layout design tools. Currently, there is no any single software company which would provide PDA tools from all these categories at the same time. However, a convenient support of PDKs in PDA tools requires very close integration between the software packages from all the categories. This leads to establishing a close partnership between different PDA software providers during the last

few years. In particular, to enable user-friendly support of PDKs for InP-based foundries SMART Photonics [3] and HHI [4], and silicon nitride foundry LioniX International [5], VPIphotonics and VPI Development Center, as developers of the circuit- and device-level simulators VPIcomponentMaker Photonic Circuits [9] and VPImodeDesigner [10], are collaborating with PhoeniX Software, as a developer of the layout design tool OptoDesigner [11].

An example of the PDK library developed for and certified by the SMART Photonics foundry is illustrated in Fig. 1. Designers of photonic integrated circuits can use this library on top of VPIcomponentMaker Photonic Circuits to design and optimize chips for their particular applications, including such non-trivial tasks as layout optimization with respect to optical chip functionality, sensitivity and yield analysis, yield optimization, automated multi-parameter sweeps, multi-parameter optimization, sweeps with optimization, and so forth. Importantly, at any stage the chip layout can be automatically exported to PhoeniX OptoDesigner for adding desired packaging and exporting the final GDSII mask of the chip, which can be sent to the foundry for its fabrication.

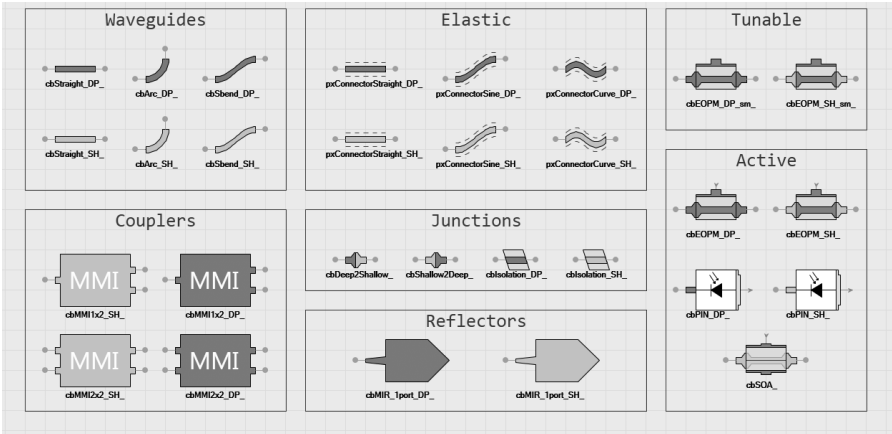


Fig. 1. List of foundry-certified building blocks currently supported by VPIcomponentMaker Photonic Circuits for InP PDK of the SMART Photonics foundry.

Example of widely tunable laser design

Figure 2 shows an example of a widely tunable laser, designed using the above mentioned SMART Photonics PDK. The idea of this laser consists in cascading three Mach-Zehnder interferometers (MZIs) with very different (but carefully adjusted) free spectral ranges (FSRs) inside a long waveguide ring (whose length is also carefully adjusted with respect to FSRs of MZIs) together with the integrated semiconductor optical amplifier (SOA).

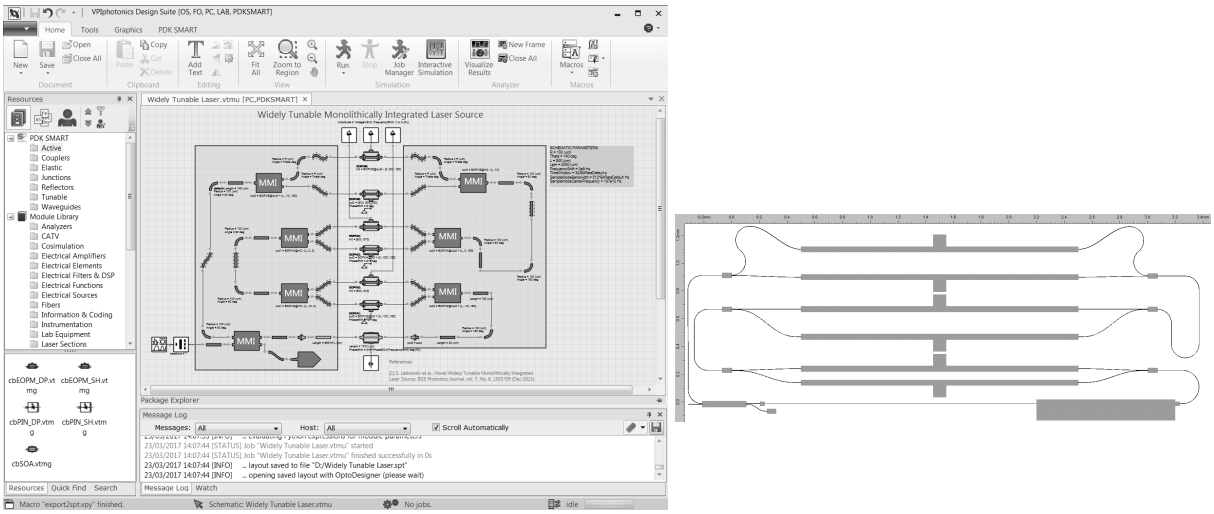


Fig. 2. Widely tunable monolithically integrated laser designed in VPIcomponentMaker Photonic Circuits with SMART PDK (top). Its layout is exported to OptoDesigner (bottom)

After proper adjustment of all the waveguide lengths (notice also the requirement to keep a compact chip layout, as shown at the bottom of Fig. 2, avoiding at the same time small bend radii to minimize optical losses) and proper adjustment of voltages at all the waveguide phase shifters, such a circuit can exhibit a nice single-mode lasing, as illustrated at the top of Fig. 3. Importantly, proper changes of voltages at phase shifters allows to tune lasing wavelength in a very wide range (>70 nm), still keeping its single-mode lasing regime, as illustrated at the bottom of Fig. 3. Such a laser has been recently successfully fabricated and experimentally characterized by SMART Photonics using the generic foundry PDK BBs [12], resembling very similar results.

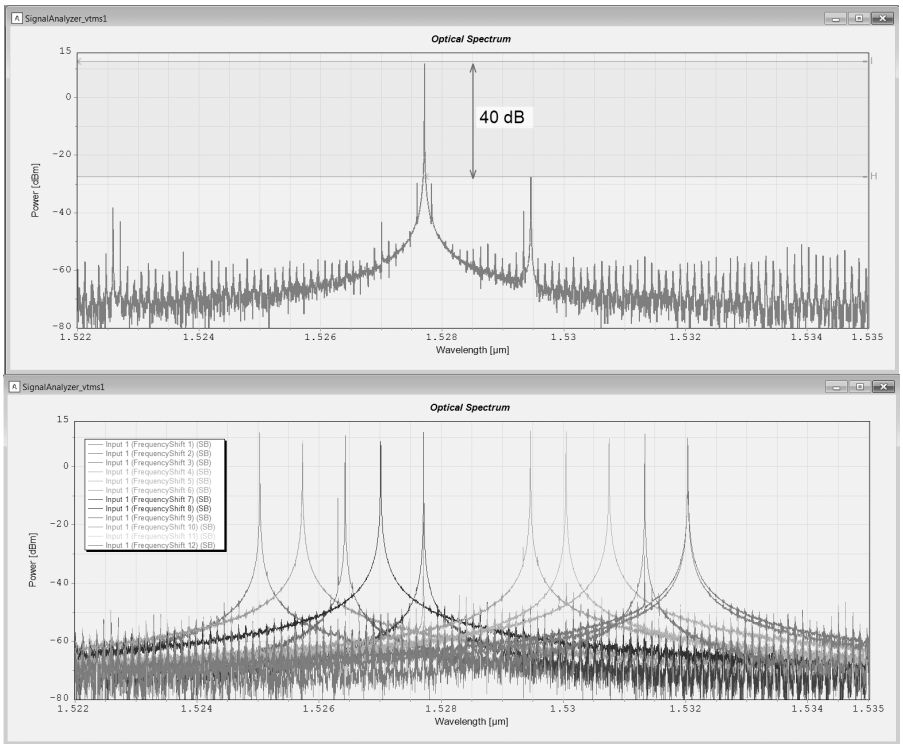


Fig. 3. Simulation results for monolithically integrated laser from Fig. 2, illustrating its single-mode lasing regime (top) and a wide tunability of lasing wavelength (bottom)

References

1. M. Smit et al. *Semicond. Sci. Technol*., 2014. Vol. 29, P. 083001.
2. A. E.-J. Lim et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*., 2014. Vol. 20, No. 4, P. 300112.
3. SMART Photonics InP foundry, http://smartphotonics.nl
4. Heinrich Hertz Institute (HHI) InP foundry, https://www.hhi.fraunhofer.de/en/departments/pc.html
5. LioniX International foundry, http://www.lionix-international.com
6. Multi-project wafer runs through JePPIX, http://www.jeppix.eu/multiprojectwafers/
7. S. Mingaleev, A. Richter, E. Sokolov, C. Arellano, I. Koltchanov. *Proc. SPIE*. 2015. Vol. 9516, P. 951602.
8. S. Mingaleev, A. Richter, E. Sokolov, S. Savitzki, A. Polatynski, J. Farina, I. Koltchanov. Proc. SPIE. 2017. Vol. 10107, P. 1010708.
9. VPIcomponentMaker Photonic Circuits, http://vpiphotonics.com/Tools/PhotonicCircuits
10. VPImodeDesigner, http://vpiphotonics.com/Tools/ModeDesigner
11. PhoeniX OptoDesigner, http://www.phoenixbv.com/optodesigner
12. S. Latkowski et al. *IEEE Photonics J.* 2015. Vol. 7, No. 6. P. 1503709.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

AUTHOR INDEX

Aljariwi A. 128
Aljohani M. 128
Alyamani A. 128

Barkauskas J. 197
Brikas M. 196
Bukauskas V. 197

Cavalcanti S. B. 168

Daugnoraite E. 195

Garliauskas M. 195
Gecys P. 196

Hovhannesyan K. 44

Kisel V. 44
Koltchanov I. G. 199
Korolkov M. V. 168
Kuleshov N. 44

Luksa A. 197

Mingaleev S. F. 174, 199
Mogilevtsev D. S. 168

Niaura G. 197

Petrosyan A. 44

Raciukaitis G. 195, 197
Richter A. 199
Rudenkov A. 44

Savitski S. G. 174, 199
Shereshovets N. N. 168
Sokolov E. S. 174, 199
Stankevicius E. 195

Trusovas R. 197

Yasukevich A. 44

Абдуллаев О. Р. 72, 83, 88
Алешкин В. Я. 27
Алуев А. В. 72
Аникеев А. С. 91
Артеев Д. С. 75
Астафьева Л. Г. 147
Афоненко А. А. 24, 27
Ахмеров Ю. Л. 72, 83, 88
Бабуськин Д. И. 124
Балыкин И. В. 59
Баранов А. Н. 9
Бегунов П. С. 119
Безъязычная Т. В. 48
Беляев К. Г. 78
Блохин А. А. 14
Блохин С. А. 14
Бобров М. А. 14
Богданович М. В. 48, 51, 178
Большаков А. С. 75
Бородавченко О. М. 63, 132, 135, 138
Буренина Д. С. 9
Буров Л. И. 37, 53
Буцень А. В. 160

Вабищевич В. В. 164
Вага И. И. 164
Васильев А. П. 14
Веселов Д. А. 18
Вильчук К. У. 107
Войнилович А. Г. 128, 154

Гавриленко В. И. 21
Гамов Н. А. 40
Гладыщук А. А. 141
Горбацевич А. С. 37, 53
Горобец В. А. 66
Грабчиков А. С. 56
Гребенщикова Е. А. 9, 192
Григорьев А. В. 48
Гронин С. В. 40, 78, 128
Гусева Ю. А. 14

Данильчик А. В. 183
Двуреченский В. А. 132
Дикарева Н. В. 27
Дубинов А. А. 27
Дунина Е. Б. 56
Дураев В. П. 12

Егоров А. Ю. 14

Жданова Е. В. 40
Железнякова Т. А. 59
Живулько В. Д. 63, 132, 135, 138
Жуков А. Е. 21
Жукова М. И. 164
Журавлев К. С. 154

Заварин Е. Е. 70, 75
Задиранов Ю. М. 14
Закусов М. В. 72
Зверев М. М. 40
Звонков Б. Н. 27
Зиновьев В. А. 132

Иванов С. В. 40, 78, 128
Ильченко С. Н. 91
Именков А. Н. 9, 192

Кабанов Д. М. 121, 144
Казючиц В. Н. 171
Казючиц Н. М. 171
Каледа И. А. 112
Калинов В. С. 51
Карачинский Л. Я. 14
Климко Г. В. 128
Козленкова О. А. 107
Кокин С. М. 99
Корниенко А. А. 56
Костик О. Е. 51
Кот А. М. 48
Коурова Н. В. 72
Кузьменков А. Г. 14
Кулагина М. М. 14
Кунцевич Б. Ф. 66

Ладугин М. А. 18, 91
Ланцов К. И. 48, 51, 178
Лебедок Е. В. 121, 144
Леднева Г. П. 147
Леньшин А. С. 181
Леоненя М. С. 124, 150
Лепченков К. В. 48, 51, 178
Леусенко И. А. 107, 164
Лишик С. И. 112
Лобацевич П. М. 37
Лундин В. В. 70, 75
Луценко Е. В. 63, 95, 128, 141, 154, 160, 183
Лютецкий А. В. 18

Малеев Н. А. 14
Малеев С. Н. 14
Мармалюк А. А. 18, 91
Медведев С. В. 12
Меженный М. В. 72, 83, 88
Микулич А. В. 107, 164
Микулич Р. Ю. 121, 144
Монахов А. М. 9
Морозов С. В. 21
Мудрый А. В. 63, 132, 135, 138

Невар Е. А. 160
Некоркин С. М. 27
Никитенко В. А. 99
Николаев А. Е. 70

Никоненко С. В. 95
Оспенников А. М. 192
Острецов Е. Ф. 103, 186, 189

Павловский В. Н. 63, 128
Падалица А. А. 18, 91
Першукевич П. П. 56, 116
Пивоварова А. А. 9
Пихтин Н. А. 18
Плавская Л. Г. 107
Плавский В. Ю. 107, 164
Пономарев Д. С. 21
Попов Ф. А. 164
Пучковский И. Н. 66

Рахлин М. В. 78
Ржеуцкий Н. В. 154, 160, 183
Ройз М. А. 9
Русецкий М. С. 171
Рыжевич А. А. 59
Рябоштан Ю. А. 18
Рябоштан Ю. Л. 91
Рябцев А. Г. 48, 51, 178
Рябцев Г. И. 51

Савва В. А. 150
Савчук А. А. 83, 88
Сахаров А. В. 70, 75
Свитенков И. Е. 63, 154
Седова И. В. 40, 78, 128
Сердюченко Н. С. 107
Середин П. В. 181
Сидоров В. Г. 192
Слипченко С. О. 18
Смагина Ж. В. 132
Сорокин С. В. 40, 78, 128
Стоюхин С. Г. 99
Студенов В. Б. 40
Сулимов М. А. 138
Сурвило Л. Н. 103, 186, 189

Тарасенко Н. В. 160
Тарасенко Н. Н. 160
Тарасов И. С. 18
Тарасюк Н. П. 141
Таукенов А. С. 112
Тепляшин Л. Л. 51
Титовец В. С. 51, 178
Торопов А. А. 78
Третьякова А. И. 107
Трофимов Ю. В. 103, 112, 116, 119, 157, 186, 189
Трошков С. И. 14
Турбан А. А. 119
Туснов Ю. И. 40

Урманов Б. Д. 150, 183
Усов С. О. 70, 75
Устинов В. М. 14
Ушаков Д. В. 24, 27, 30

Федюкин А. В. 181
Фефелов А. Г. 14

Хабибуллин Р. А. 21, 30
Хицун П. А. 157
Ходасевич И. А. 56
Хохлов Е. А. 119

Цацульников А. Ф. 70, 75
Цвирко В. И. 103, 112, 157, 186, 189
Цырлин Г. Э. 21

Чалдышев В. В. 75
Чельный А. А. 72, 83, 88
Челяпин А. Е. 116
Чижевский В. Н. 33

Шавель С. С. 66
Шляхтёнок В. С. 171
Шпак П. В. 48, 178, 183
Шуленков А. С. 14
Шутаев В. А. 192

Щаврук Н. В. 21
Щемелев М. А. 48, 51

Яблонский Г. П. 63, 124, 128
Яговкина М. А. 75
Яковлев Ю. П. 9, 144, 192
Якубович С. Д. 91
Якушев М. В. 63, 135, 138