

КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ОПТИКА

ЛАЗЕР НА КРИСТАЛЛЕ $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$

И.В. Раптев¹⁾, А.С. Егоров¹⁾, А.П. Савикин¹⁾, О.Н. Еремейкин²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых

В настоящее время ведутся разработки эффективных лазеров на кристаллах халькогенидов, легированных ионами Cr^{2+} , излучающих в ближнем ИК-диапазоне спектра. Наиболее перспективными являются лазеры на кристаллах $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ и $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$, перестраиваемые в области длин волн $2 \div 3$ мкм [1], которые могут найти применение в медицине, спектроскопии, промышленности, в военных целях и других областях.

В работе проводилось исследование генерационных характеристик лазера на $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$, работающего в импульсно-периодическом режиме. Оптическая схема $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ -лазера представлена на рис. 1. Тм:YLF-лазер генерировал линейно поляризованное излучение на длине волны 1,908 мкм с частотой следования 3 кГц и длительностью импульса 100 нс. Излучение Тм:YLF-лазера (1) фокусировалось внутрь активного элемента $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ (4) системой линз (2) в пятно диаметром ~ 600 мкм. Резонатор формировался дихроичным зеркалом (3) и выходным зеркалом (5) и имел длину 11 мм. Активная среда $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ закреплялась в медную оправу через индиевую фольгу без дополнительного охлаждения.

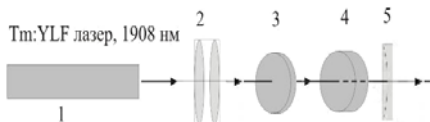


Рис. 1

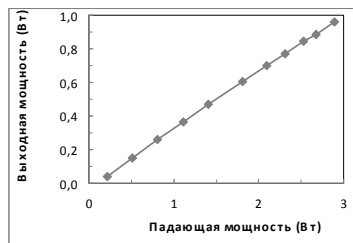


Рис. 2

Был получен высокий полный КПД преобразования мощности накачки в мощность генерации 33% (рис. 2), а дифференциальный КПД по поглощенной мощности равнялся 73%. Порог генерации в лазере был 15 мВт, а максимальная средняя мощность равнялась ~ 1 Вт. Максимум спектра свободной генерации $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ -лазера находился в области 2280 нм при ширине спектра ~ 50 нм.

В работе исследовалась зависимость эффективности генерации от диаметра пучка накачки (рис. 3). При уменьшении диаметра пятна накачки с 2800 мкм до 600 мкм КПД лазера возрастал в 14 раз.

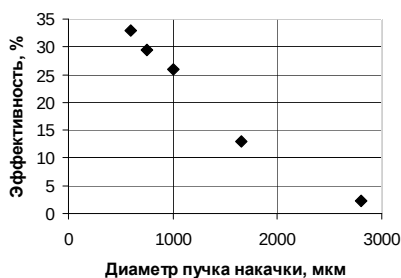


Рис. 3

Был проведен эксперимент по выявлению влияния тепловой линзы и сравнению двух лазерных сред: $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ и $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ (рис. 4). Для этого кристаллы $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ и $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ были извлечены из радиатора, чтобы ухудшить теплоотвод, и резонатор удлинялся до 120 мм. Падение мощности можно объяснить влиянием тепловой линзы. При увеличении мощности накачки оптическая сила тепловой линзы росла, причем для ZnS она принимала меньшие значения. С ростом оптической силы тепловой линзы изменялась конфигурация резонатора. Диаметр основной поперечной моды уменьшался, а диаметр пучка накачки с увеличением мощности излучения увеличивался. Вследствие этого нарушалось согласование основной моды генерации и моды накачки. Возбуждаемый объем лазерной среды становился больше объема моды резонатора. В связи с этим происходило снижение мощности излучения.

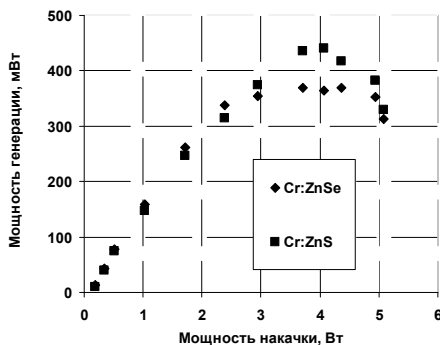


Рис. 4

- [1] Mirov S.B., Fedorov V.V., Moskalev I.S., Martyshkin D.V., Kim C. // Laser & Photon. 2010. V.4, No.1, P.21.

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПАРОВ ПЛАВИКОВОЙ КИСЛОТЫ HF С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -ЛАЗЕРА

И.В. Кузьмин¹⁾, А.С. Егоров¹⁾, А.П. Савикин¹⁾, О.Н. Еремейкин²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых

Лазеры, перестраиваемые в среднем ИК диапазоне, представляют интерес при регистрации низких концентраций молекулярных газов, являющейся важной задачей мониторинга окружающей среды, а также различных медицинских, химических и производственных приложений.

Данная задача может быть частично решена при использовании перестраиваемых лазеров на кристаллах $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, способных генерировать излучение в диапазоне длин волн $2\div 3$ мкм, соответствующем интенсивным линиям поглощения большинства простых молекул.

В работе проведено исследование паров плавиковой кислоты HF методами лазерной спектроскопии, и дана оценка характеристик внутрирезонаторного спектрометра.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Возбуждение $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ кристалла осуществлялось $\text{Tm}:\text{YLF}$ лазером с диодной накачкой, генерирующим излучение с частотой 4,5 кГц на длине волны ~ 1908 нм с длительностью импульсов генерации ~ 100 нс. Кювета с парами плавиковой кислоты располагалась под углом Брюстера. Оптический путь за один проход составлял 9 мм. Длина резонатора была 95 мм. Перестройка частоты осуществлялась фильтром Лио [1], сужающим спектр генерации до 12 нм.

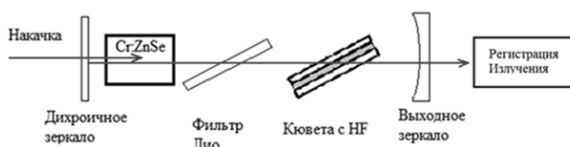


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

По измерениям, проведенным методом классической абсорбционной спектроскопии (кювета с парами плавиковой кислоты длиной 5 см помещалась снаружи резонатора лазера), была определена концентрация фтористого водорода по закону Бугера-Ламберта-Бера $n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 2 представлен спектр генерации лазера (1), полученный при помещении кюветы с HF внутрь резонатора, и теоретические спектры пропускания фтористого водорода (2) и воды (3). Провалы на экспериментальном графике совпадают с теоретическими. I_0 – интенсивность излучения без HF, $I_{\min}$ – интенсивность излучения при наличии HF, T – пропускание в относительных единицах. Спектры были получены в диапазоне от 2360 до 2500 нм.

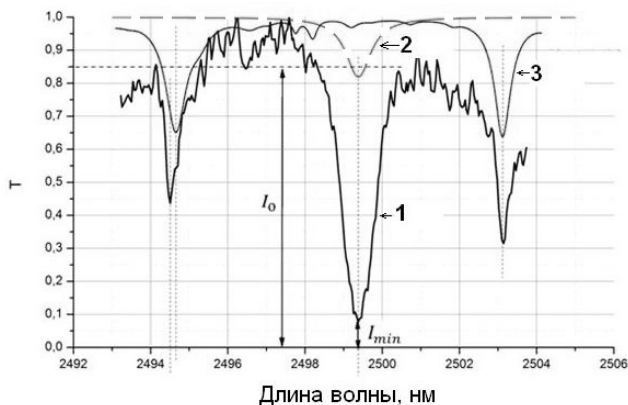


Рис. 2. Спектры пропускания фтористого водорода и воды.

Основные результаты внутривибрационной лазерной спектроскопии сведены в таблицу.

λ , нм	$\sigma_{\text{погл}}$, см ²	$\Delta\nu_{\text{теор}}$, нм	$\Delta\nu_{\text{эксп}}$, нм	I_{min}/I_0	$l_{\text{эфф}}$, м	K , см ⁻¹
2379	$3,3 \times 10^{-19}$	0,2	0,29	0,65	1,2	$3,4 \times 10^{-3}$
2396	$6,7 \times 10^{-19}$	0,3	0,43	0,47	1,2	$6,0 \times 10^{-3}$
2414	$10,3 \times 10^{-19}$	0,48	0,59	0,25	1,3	$11,0 \times 10^{-3}$
2433	$13,7 \times 10^{-19}$	0,68	0,8	0,09	1,7	$13,6 \times 10^{-3}$
2500	$10,8 \times 10^{-19}$	0,86	0,97	0,09	2,3	$10,2 \times 10^{-3}$

Эффективная длина $l_{\text{эфф}}$ слоя поглощающего газа, соответствующая наблюдаемому в спектре генерации коэффициенту пропускания $T = I_{\text{min}}/I_0$, находилась согласно выражению $l_{\text{эфф}} = \ln(1/T)/(\sigma n)$ [2].

С учетом отношения сигнал/шум 2 к 1 в установке были найдены предельная чувствительность внутривибрационного спектрометра и минимальная концентрация HF, при которой вещество можно зарегистрировать:

$$K_{\text{пред}} = 11,8 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1},$$

$$n_{\text{min}} = 7,3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

- [1] Зайдель А.Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии – М.: Наука, 1972. С. 246.
- [2] Захаров Н.Г., Савикин А.П., Шарков В.В., Еремейкин О.Н. // Опт. и спектр. 2012. Т.112, № 1. С.35.

УСИЛЕНИЕ СВЕТА В ПОЛИКРИСТАЛЛЕ $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$

О.Ю. Биткина¹⁾, А.С. Егоров¹⁾, А.П. Савикин¹⁾, О.Н. Еремейкин²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых

Лазеры с длиной волны генерации, перестраиваемой в среднем ИК диапазоне, находят свое применение в медицине, спектроскопии, экологическом мониторинге [1]. К активным средам, имеющих полосу усиления 2–3 мкм относятся кристаллы халькогенидов, легированные двухвалентными ионами Cr^{2+} .

В настоящее время явление усиления на данных активных средах практически не изучено. Поэтому целью данной работы являлось экспериментальное обнаружение и исследование усиления излучения в поликристалле $\text{Cr}:\text{ZnSe}$.

В работе возбуждение лазерной среды осуществлялось Tm:YLF-лазером, работающим в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов 4,5 кГц (рис. 1).

Линейно-поляризованное излучение от Tm:YLF-лазера (1) с помощью системы линз (2) фокусировалось в поликристалл $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ (4). Генератор был образован с помощью входного дихроичного зеркала (3) и выходного зеркала (5) с коэффициентом пропускания накачки около 95%. Излучение с генератора поступало на такую же лазерную среду $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ (6), которая использовалась в качестве усилителя. Все образцы имели форму дисков и были закреплены в медную оправу через индиевую фольгу. Система работала без дополнительного активного охлаждения. Была проведена серия экспериментов по измерению выходной энергии от энергии накачки (рис. 2).

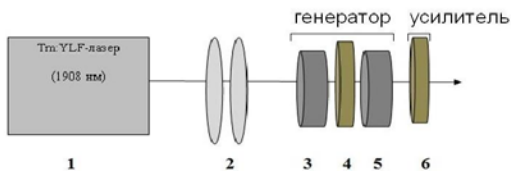


Рис. 1

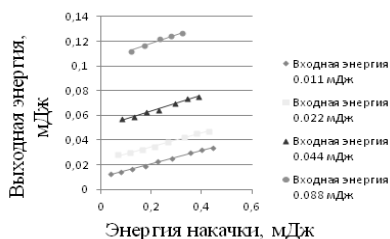


Рис. 2

Для теоретической оценки значения коэффициента усиления $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ рассматривался как четырехуровневая система, где накачка осуществлялась на длине волны 1,9 мкм, а лазерная генерация на длине волны 2,7 мкм. Число фотонов накачки в 1 см^3 , поглощенных активной средой определяется по формуле:

$$n_{\phi} = (1 - T) \cdot \frac{E_{\text{нак}}}{h\nu_{\text{нак}} \cdot V_{\text{нак}}},$$

где T – коэффициент пропускания кристалла, h – постоянная планка, $\nu_{\text{нак}}$ – частота накачки. Объем прокачиваемой среды выражается следующим образом:

$$V_{\text{нак}} = S_{\text{нак}} \cdot l,$$

где $S_{\text{нак}}$ – площадь пучка, l – длина активной среды.

Учитывая кратность вырождения энергетических уровней лазерного перехода g_{12} и g_{21} , больцмановский фактор f_{12} и f_{21} , получим выражение для зависимости начальной инверсии населенности от энергии накачки:

$$\Delta N_0 = \left(f_{21} \cdot N_{21} - f_{12} \cdot \frac{g_{21}}{g_{22}} \cdot N_{12} \right).$$

Показатель ненасыщенного усиления определяется как

$$\alpha_0 = \sigma_{\text{изл}} \cdot \Delta N_0 = \sigma_{\text{изл}} \cdot \left(f_{21} \cdot N_{21} - f_{12} \cdot \frac{g_{21}}{g_{12}} \cdot N_{12} \right).$$

Запишем разностную населенность с учетом эффекта насыщения [2]:

$$\Delta N = \Delta N_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{\rho_{\text{сиг}}}{\rho_{\text{нас}}}} = \Delta N_0 \cdot \gamma,$$

где γ играет роль параметра насыщения и определяется как:

$$\gamma = \left(1 + \frac{\rho_{\text{сиг}}}{\rho_{\text{нас}}} \right)^{-1}.$$

Запишем показатель усиления, учитывая предыдущие формулы:

$$\alpha_{\text{усил}} = \alpha_0 \cdot \Delta N = \sigma_{\text{изл}} \cdot \left(f_{21} \cdot N_{21} - f_{12} \cdot \frac{g_{21}}{g_{12}} \cdot N_{12} \right) \cdot \left(1 + \frac{\rho_{\text{сиг}}}{\rho_{\text{нас}}} \right)^{-1}.$$

Тогда коэффициент усиления равен:

$$K_{\text{усил}} = \exp(\alpha_{\text{усил}} \cdot l)$$

Максимальное значение коэффициента усиления $K=3$ достигается при входной энергии 0,01 мДж и при энергии накачки 0,4 мДж (рис. 3).

Проведенные исследования предполагаются использовать для разработки мощных лазерных систем, работающих в диапазоне длин волн от 2 до 3 мкм.

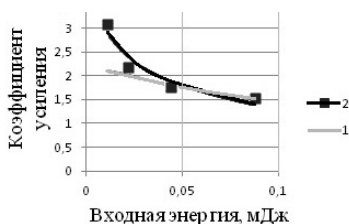


Рис. 3. 1 – оценочная зависимость, 2 – результаты эксперимента.

- [1] Mirov S.B., Fedorov V.V., Moskalev I.S., Martyshkin D.V., Kim C. // Laser & Photon. 2010. V.4, No.1, P.21.
- [2] Звелто О. М. Принципы лазеров – М.: Мир, 1990, 560 с.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ GaAs
С ВОЛНОВЕДУЩИМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaAs**

**С.М. Некоркин¹⁾, Н.В. Дикарева¹⁾, Б.Н. Звонков¹⁾, А.А. Дубинов²⁾,
В.Я. Алешкин²⁾**

¹⁾Научно-исследовательский физико-технический институт

²⁾Институт физики микроструктур РАН

В настоящее время вопрос улучшения пространственных характеристик полупроводниковых лазеров все еще остается открытым. Ключевым элементом конструкции лазерного диода, отвечающим за модовый состав излучения лазера, является волновод. В работе [1] показано, что в структуре без ограничительных и специально-легированных слоев возможно существование локализованных мод (волноводного эффекта) при наличии нескольких квантоворазмерных слоев толщиной менее 10 нм.

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследований гетеролазера с шестью волноведущими квантовыми ямами. Лазерная гетероструктура была выращена на подложке n-GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и содержала следующие слои: буферный n-GaAs – 2500 нм; шесть КЯ InGaAs – 10 нм, разделенных слоями нелегированного GaAs – 145 нм; р-GaAs – 1450 нм, контактный р⁺-GaAs – 200 нм.

Спектральные и пространственные характеристики исследовались при импульсной накачке ($\tau_n = 360$ нс, $f = 1,5$ кГц) при комнатной температуре (рис. 1, 2).

На рис. 1 представлены типичные спектры излучения, снятые при различных токах накачки. В диапазоне токовой накачки от 3 А до 50 А наблюдается небольшой коротковолновый сдвиг спектрального максимума с 968 нм до 965 нм. При токах выше 50 А отмечается красное смещение, что, вероятно, вызвано разогревом структуры. Лазерная генерация наблюдалась на длине волны 966 нм. Спектральная ширина при этом составила 3 нм.

На рис. 2 представлены картины дальнего поля излучения (диаграммы направленности) в режиме генерации при токе накачки 50 А. Диаграмма направленности излучения в плоскости

р-п перехода и перпендикулярно ему имеет однолепестковый вид с угловым положением максимума 0°. Ширина на полувысоте пика в плоскости р-п-

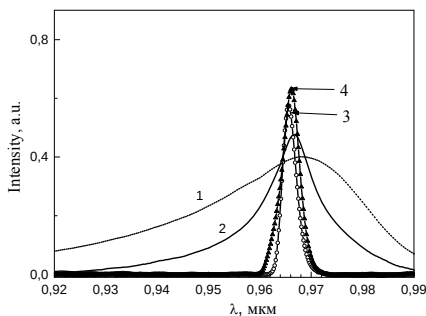


Рис. 1. Спектр излучения гетеролазера при импульсной накачке: 1 – 3 А, 2 – 40 А, 3 – 50 А, 4 – 60 А.

перехода составила $5,5^\circ$ и перпендикулярно р-п переходу – 11° . Из анализа диаграммы направленности (малая угловая ширина) в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, можно сделать вывод о факте существования сверхширокого волновода в этом направлении, а вид диаграммы указывает на то, что осуществляется локализация основной волноводной моды.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально подтверждена возможность создания GaAs-гетеролазера с шестью волноведущими квантовыми ямами. Работа была выполнена при поддержке фонда «Династия», гранта Президента РФ (МК-678.2012.2).

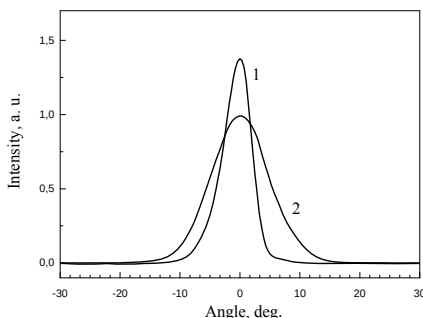


Рис. 2. Диаграммы направленности излучения гетеролазера: 1, 2 – параллельно и перпендикулярно р-п переходу соответственно.

- [1] Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Дикарева Н.В., Дубинов А.А., Кудрявцев К.Е., Морозов С.В., Некоркин С.М. // Квантовая электроника. 2013. Т.43, №5. С.401.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОТВОДА ТЕПЛА ЧЕРЕЗ ПОДЛОЖКУ В ВЕРТИКАЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩИХ ЛАЗЕРАХ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

М.И. Трескин¹⁾, Д.Е. Святошенко^{1,2)}, А.А. Бирюков¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт физики микроструктур РАН

Изучение вопросов, связанных с разогревом, распределением температуры и применением эффективных методов стабилизации температуры является актуальным при проектировании полупроводниковых вертикально излучающих лазеров с оптической накачкой [1]. Это связано с необходимостью генерации непрерывного, и тем более мощного излучения. В силу особенности геометрии структуры вертикально излучающих лазеров с оптической накачкой увеличение мощности приводит к значительному разогреву активной области и снижению выходной мощности лазерной генерации. В настоящее время распространение получили два способа термостабилизации [2, 3]: метод утонения подложки и метод использования оптически прозрачного теплоотвода.

В данной работе на основе простой аналитической модели (решение уравнения теплопроводности методом разделения переменных [4] в декартовой системе координат) проведена оценка эффективности метода отвода тепла через подложку. Выбор аналитического метода решения на данном этапе был сделан по причине

целесообразности получения наиболее простой, возможно, приближенной зависимости для значения температуры в активном слое и последующей оценки физических границ применимости полученного решения.

В рамках рассматриваемой модели тепловыделение представлялась в виде δ -слоя с заданным распределением на поверхности, что позволяет рассматривать источник тепла в виде граничного условия. Нижняя граница подложки поддерживалась при постоянной температуре, также было сделано предположение об отсутствии теплообмена со средой на боковых поверхностях. Решение данной задачи даёт распределение температуры в подложке, максимум которой приходится на верхнюю границу и определяет разогрев активной области. Максимальный разогрев активной области структуры составляет 56°C на ватт падающей мощности.

На рис. 1 представлена зависимость разогрева (разности температуры в максимуме распределения и температуры теплоотвода) от толщины подложки при различных радиусах пятна накачки. Видно, что заметное снижение температуры активного слоя происходит при толщинах подложки меньших 50 мкм .

На рис. 2 представлены графики зависимости разогрева от радиуса пятна накачки при нескольких толщинах подложки. При малой толщине подложки разогрев перестает зависеть от размеров пятна, что связано с переходом к эквивалентной модели одномерного распределения температуры. К примеру, при толщинах подложки меньших 100 мкм подобный переход может быть сделан при соотношении радиуса пятна накачки и толщины подложки $1:2$, так как температура остается

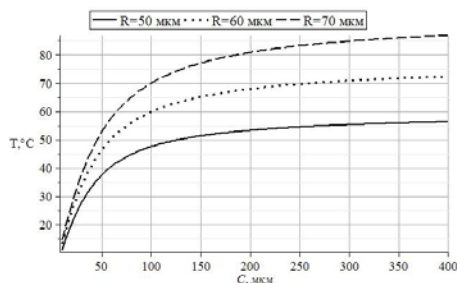


Рис. 1

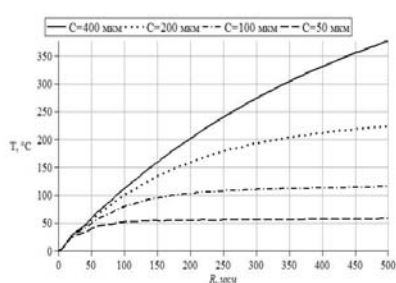


Рис. 2

постоянной в независимости от распределения источника тепла по поверхности.

С целью экспериментальной проверки величины разогрева активной области были выращены ряд тестовых структур в геометрии с двумя полупроводниковыми брегговскими зеркалами. На одном из экспериментальных образцов при оптической накачке (полупроводниковый лазер с волоконным выходом, длина волны 808 нм , диаметр сердцевины волокна 100 мкм) в диапазоне температур подложки $10\text{--}25^\circ\text{C}$ была получена непрерывная генерация (длина волны около 1 мкм). По сравнению со структурами, демонстрирующими импульсную генерацию при аналогичной температурной стабилизации, получение непрерывного режима является следствием улучшения качества используемых материалов и уменьшения доли мощности накачки, переходящей в тепло.

Для экспериментального определения разогрева проводились измерения температурного смещения длины волны генерации при увеличении мощности накачки. Температурное смещение длины волны излучения, связанное с изменением показателя преломления с температурой, было предварительно измерено при минимальной мощности накачки и равно 0,084 нм/К. Полученная в ходе эксперимента зависимость разогрева от мощности накачки описывается линейным законом. Определенная по наклону этой зависимости величина термосопротивления составляет около 65 К/Вт. Термосопротивление, полученное из теоретических расчетов, равно 56 К/Вт, что позволяет говорить о качественном согласовании теории и эксперимента. Разница величин практического и теоретического термосопротивления может быть обусловлена неточностью модели при постановке задачи. Реальные граничные условия удовлетворяют аксиально-симметричной задаче, и нужно провести сравнение решений в прямоугольной и цилиндрической системах координат.

Оценка эффективности отвода тепла через подложку приводит к необходимости утонения подложки до толщин меньших 50 мкм. Наибольшей эффективности можно добиться при полном удалении подложки химическими методами, что и планируется сделать в продолжение настоящей работы.

- [1] Kuznetsov M., Hakimi F., Sprague R., Mooradian A. //IEEE Photon.Tech. Lett. 1997. V.9, No.8. P.1063.
- [2] Maclean A.J., Birch R.B., Roth P.W., Kemp A.J., Burns D.// J. Opt. Soc. Am. B. 2009. V.26, No.12. P.2228.
- [3] Giet S., Kemp A., Burns D., Calvez S., Dawson M.D., Suomalainen S., Harkonen A., Guina M., Okhotnikov O., Pessa M. // Proc. of SPIE. 2008. V.6871. P.687115.
- [4] Carslaw H.S., Jaeger J.C. Conduction of heat in solids. – London: Oxford University Press, 1959, 510 p.

ФОРМИРОВАНИЕ ГРАДИЕНТА ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПРИ ФОТОПОЛИМЕРИЗАЦИИ ДВИЖУЩЕЙСЯ ГРАНИЦЕЙ ОСВЕЩЕННОСТИ

М.А. Батенькин¹⁾, С.Н. Менсов^{1,2)}, М.А. Морозова²⁾, Ю.В. Полуштайцев¹⁾

¹⁾*Институт металлоорганической химии РАН*

²⁾*Нижегородский госуниверситет*

В современных системах формирования оптического изображения требуются материалы с неоднородным распределением показателя преломления. Создание стабильного градиента показателя преломления можно осуществлять светом в фотополимеризующейся композиции (ФПК), содержащей неполимеризационно-способную компоненту. За счет диффузионных процессов в такой среде при неоднородной фотополимеризации пространственным распределением интенсивности иницирующего излучения формируется распределение концентрации полимера P и нейтральной компоненты N . Вследствие различия их оптических плотностей

($n_P \neq n_N$) такая полимерная структура обладает и градиентом показателя преломления $n(x) = n_P P(x) + n_N N(x)$. Этот подход применим для формирования структур, имеющих периодическое распределение показателя преломления, таких как дифракционные решётки, линзы Френеля, голограммы [1], однако он неэффективен для получения плавных градиентов показателя преломления из-за медленности диффузионных процессов.

В данной работе рассмотрен способ создания плавных градиентов показателя преломления в ФПК при неоднородной фотополимеризации за счёт движения непрозрачной шторки. В такой системе нейтральная компонента вытесняется из мест с большей конверсией, накапливаясь в теневом участке. Эффективностью этого процесса можно управлять, задавая интенсивность освещённой области и скорость движения шторки. Процесс вытеснения нейтральной компоненты был проанализирован с помощью численного решения системы уравнений [1]:

$$\begin{cases} \frac{\partial N}{\partial t} + \text{div}(\xi_{PN} N \nabla P - (\alpha_{NM} M + \xi_{PN} P) \nabla N + \alpha_{NM} N \nabla M) = 0; \\ \frac{\partial M}{\partial t} + \text{div}(\eta_{MP} M \nabla P + \alpha_{NM} M \nabla N - (\alpha_{NM} N + \eta_{MP} P) \nabla M) + V(M, N, I) = 0; \\ V(M, N, I) = \gamma \cdot \frac{I}{t_P} \cdot M \cdot \left\{ -\ln \left(\frac{M}{1-N} \right) \right\}^{1-1/\gamma}; \\ M + N + P = 1; \end{cases} \quad (1)$$

где M – концентрация мономера; коэффициенты α_{NM} , ξ_{PN} , η_{MP} характеризуют взаимодиффузию компонентов ФПК; $V(M, N, I)$ – скорость полимеризации; t_P – характерное время полимеризации; γ – контраст композиции; распределение нормированной интенсивности $I(x)$ в последовательные моменты времени приведено на рис. 1а.

Численное моделирование показало, что образование области с повышенной концентрацией нейтральной компоненты на границе освещённости приводит к локальному изменению условий полимеризации и, как следствие, увеличению доли нейтральной компоненты, остающейся в заподимеризованной области (рис. 1б и рис. 1в). Градиент распределения нейтральной компоненты зависит от скорости движения шторки, причём эта зависимость не монотонна: существует оптимальная скорость движения границы освещённости v_0 , при которой градиент распределения нейтральной компоненты максимален. Следует отметить, что при меньшем значении диффузионного параметра β , который определяется отношением характерных времён полимеризации t_P и взаимодиффузии $t_D = L^2/\alpha_{NM}$ (L – длина реализации), величина оптимальной скорости движения границы освещённости меньше (рис. 1з). Это обусловлено снижением эффективности вытеснения нейтральной компоненты из области полимеризации в более вязкой среде.

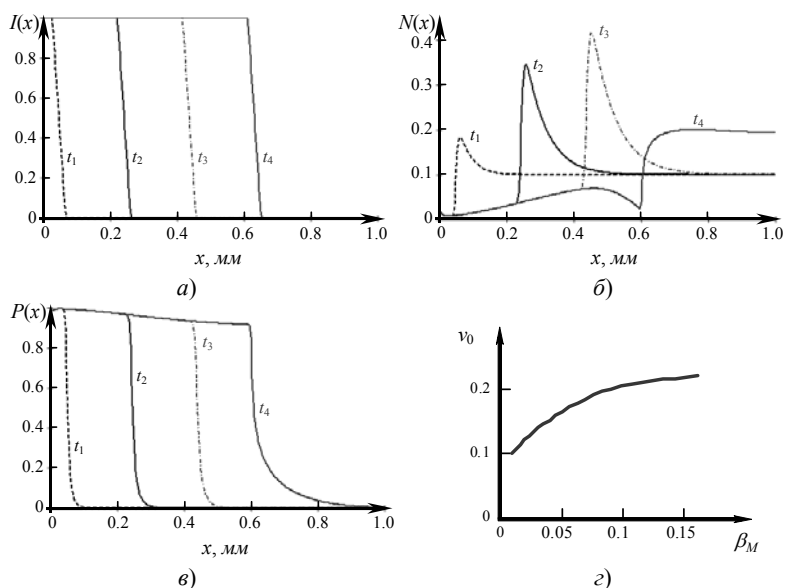


Рис.

Таким образом, предложенным способом можно сформировать плавное распределение показателя преломления. При этом подбор скорости движения непрозрачной маски $v(x)$ позволит создать заданный профиль показателя преломления, необходимый для создания линз и градианов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 12-03-01092-а и 12-03-31770-мол_а).

- [1] Батенькин М.А., Менсов С.Н., Романов А.В. // Опт. и спектроскопия. 2008. Т.104, №1. С.149.