

**ЛАЗЕРНАЯ
И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ
ТЕХНИКА**

СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ

Выпуск 9

**МИНСК
ООО «Ковчег»
2005**

УДК 621.373.82
ББК 32.86
Л17

Р е ц е н з е н т ы:

доктор физико-математических наук, профессор *А. И. Комяк*
кандидат физико-математических наук, доцент *С. И. Чубаров*

Редакционная коллегия

И. С. Манак (отв. ред.), *А. А. Афоненко*, *Е. Д. Карих*, *А. Г. Буйкевич*

Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей
Л17 Вып. 9 / Отв. ред. И. С. Манак. – Мн.: ООО «Ковчег», 2005. – 286 с.

ISBN 985-6056-99-3.

Сборник содержит научные и научно-методические работы по теоретическим проблемам квантовой электроники, физике лазеров, системам и методам квантовой электроники, лазерной и оптико-электронной технике, прикладным исследованиям и методическим аспектам преподавания соответствующих дисциплин. В него вошли работы, представленные на V Международной конференции по квантовой электронике (Минск, ноябрь 2004 г.).

Для научных работников, преподавателей вузов, аспирантов и студентов.

УДК 621.373.82
ББК 32.86

ISBN 985-6056-99-3.

© БГУ, 2005

А. В. Агашков, А. А. Ковалев, Я. Парка
ДИНАМИЧЕСКОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ
ВЫРОЖДЕННОГО ВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ

Введение

В фоторефрактивных (ФР) средах показатель преломления модулируется пространственно неоднородным световым полем. При этом высокая оптическая нелинейность может быть достигнута при низкой интенсивности излучения порядка милливатт на квадратный сантиметр. Это делает применение ФР-материалов особенно привлекательным в таких областях как динамическая голография, оптическая обработка информации, в устройствах с оптической адресацией, корректорах фронта волны, и т. д. [1, 2]. За последнее десятилетие этот диапазон был расширен открытием одного из наиболее интересных и технологически многообещающих явлений: индуцированной светом модуляции показателя преломления и записи решеток показателя преломления в жидких кристаллах (ЖК). Первые сообщения об ориентационном фоторефрактивном эффекте в нематических жидких кристаллах (НЖК) появились в 1994 году [3–5].

Главное внимание исследователей было направлено на увеличение эффективности дифракции записываемых решеток, что достигалось как с помощью конструкционных решений, так и применением новых материалов [3–13]. Известно, что эффективность волнового смешения монотонно возрастает с увеличением угла падения до 45° [11]. Зависимость дифракционной эффективности от внешнего постоянного электрического поля имеет максимум, в отсутствие поля фоторефрактивный эффект практически не наблюдается [3–5, 12]. Эффективность волнового смешения может быть увеличена на порядки при введении в ЖК незначительных количеств легирующих примесей, имеющих высокий квантовый выход фотозаряда [6–10]. Наложение внешнего электрического поля может также приводить к нарушению однородности распределения директора в слое вследствие различных механизмов, например, электрогидродинамической (ЭГД) неустойчивости типа Карра-Хелфриха, изотропного механизма и т. д. [14]. ЭГД-неустойчивости в переменном электрическом поле являлись предметом пристального исследования в течение десятков лет, где в зависимости от параметров электрического поля и анизотропных свойств ЖК были получены разнообразные типы доменных структур. Рассеяние ими проходящих световых пучков всегда представлялось отрицательным фактором, особенно в дисплейных технологиях. Каких либо работ по изучению взаимодействия неоднородностей, индуцированных световым и переменным электрическим полями, проведено не было. Поэтому исследование фоторефрактивного эффекта в ЖК, активи-

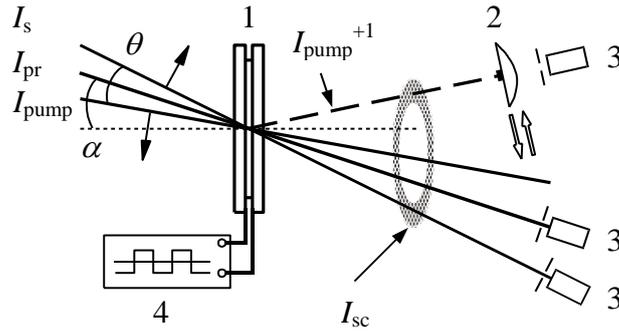


Рис. 1. Геометрия волнового смешения.

ЖК ячейка 1 наклонена на угол $\alpha = 25^\circ$ к биссектрисе двух записывающих пучков, угол пересечения пучков $\theta = 5.8^\circ$; 2 – собирающая линза с непрозрачным экраном для пучка; 3 – фотодиод; 4 – генератор биполярных прямоугольных импульсов; I_s – сигнальный пучок, I_{pr} – зондирующий пучок, I_{pump} – пучок накачки, I_{pump}^{+1} – +1-ый порядок дифракции пучка накачки, I_{sc} – рассеянное излучение накачки

рованном красителями, в присутствии внешнего переменного электрического поля представляет исключительный интерес [15, 16].

Описание ЖК ячеек

В экспериментах использованы ячейки толщиной 10 мкм со стеклянными подложками, покрытыми прозрачными проводящими электродами из ИТО, на которые нанесены фотопроводящие слои из полиимида. Поверхностные полимерные слои жестко натерты для получения планарной ориентации. Ячейки заполнены нематическим ЖК 4-транс-4'-н-гексил-циклогексил-изотиоцианатобензолом (6СНВТ), активированным смесью антрахиноновых красителей AD-1 и AD-2. Нематический ЖК 6СНВТ характеризуется положительной диэлектрической анизотропией $\Delta\epsilon = 8$ ($\epsilon_{\parallel} = 12.0$, $\epsilon_{\perp} = 4.0$), коэффициенты преломления $n_e = 1.672$, $n_o = 1.520$. Для приведения в рабочее состояние свежеприготовленные ячейки выдерживались при постоянном напряжении $U > 20$ В в течение нескольких минут.

Механизм динамической фоторефрактивности

Схематическое изображение геометрии эксперимента по исследованию механизма динамической фоторефрактивности представлено на рис. 1 [17]. На ячейку подавалось внешнее переменное электрическое поле с прямоугольной формой импульсов амплитудой $U_a = 25$ В и частотой 1 Гц. В эксперименте использовалось линейно поляризованное излучение He-Ne лазера ($\lambda = 632.8$ нм) мощностью 25 мВт на основной моде. Так как при *s*-поляризации записывающих пучков самодифракция практически не наблюдалась, то исходный лазерный пучок разделялся на два *p*-поляризованных взаимно когерентных входных пучка (накачка и сигнальный пучок). Ориентация директора ЖК ячейки, как в плоскости падения пучков, так и перпендикулярно ей, не имела существенного значе-

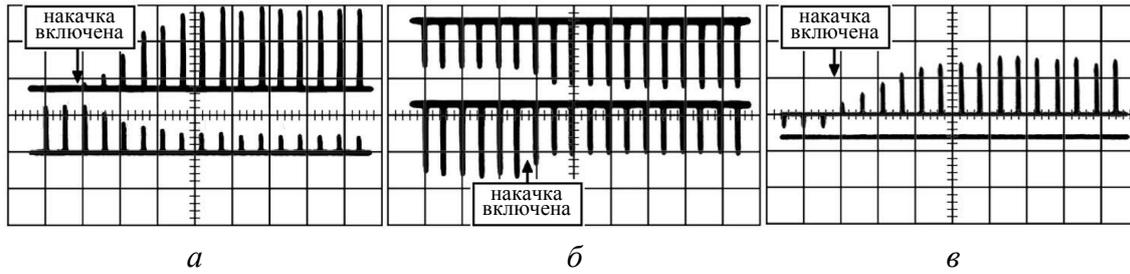


Рис. 2. Динамика фоторефрактивности в ЖК 6СНВТ.

a – первый порядок дифракции пучка накачки (верхняя осциллограмма) и рассеянное излучение в направлении дифрагированного пучка (нижняя осциллограмма); *б* – излучение зондирующего пучка, прошедшего через ячейку, с *p*-поляризацией (верхняя осциллограмма) и *s*-поляризацией (нижняя осциллограмма) на входе ячейки; *в* – усиление сигнального пучка, прошедшего через ячейку, горизонтальные участки верхней осциллограммы соответствуют 50% пропускания, нижняя осциллограмма – 0% пропускания. Полная интенсивность на входе – 280 мВт/см² (*a, б*) и 35 мВт/см² (*в*); отношение интенсивностей накачка/сигнал – 1.7 (*a, б*) и 80 (*в*); температура образца равна 24°C (*a, б*) и 15°C (*в*). Шкала интенсивности – в относительных единицах, шкала времени – 1 с/дел для всех осциллограмм

ния. Углы пересечения записывающих пучков θ и наклона ячейки α выбирались из условия углового резонанса [16]. В качестве зондирующего пучка использовалось излучение He-Ne лазера мощностью 0.5 мВт на основной моде с *p*- или *s*-поляризацией. Для контроля излучения, рассеянного в направлении дифрагировавшего пучка, использовалась положительная линза, собиравшая на фотодиоде излучение из конуса с угловой апертурой $\sim 2^\circ$, дифракционный порядок при этом блокировался.

На рис. 2 представлена динамика дифракционной эффективности, рассеяния света и усиления сигнального пучка. Как можно заметить, включение интерференционного оптического поля приводит к уменьшению рассеяния света (рис. 2 *a*, нижняя осциллограмма). При этом потери *p*-поляризованного пробного пучка возрастают, а *s*-поляризованного уменьшаются (рис. 2 *б*). На рис. 2 *в* показана динамика усиления сигнального пучка при включении пучка накачки. Соотношение интенсивностей записывающих пучков и суммарная интенсивность падающего излучения в данном случае были выбраны далеко от оптимальных значений, использованных нами в предыдущей работе [16]. Это позволило проиллюстрировать на одной и той же осциллограмме действие переменного электрического поля на амплитуду сигнального пучка как до так и после включения пучка накачки. Динамика процессов при заданном переменном электрическом поле качественно подобна как для ориентации директора ЖК ячейки в плоскости падения записывающих пучков (см. рис. 2), так и перпендикулярно ей. Следует отметить, что для всех вариантов, представленных на рис. 2, выключение интерференционного поля давало реверсивную динамику потерь (усиления) с соответствующими временными константами. Было также установлено, что эффек-

тивность дифракции p -поляризованного пробного пучка на два порядка выше, чем s -поляризованного.

Интерференционное световое поле, созданное двумя взаимно когерентными пучками равных интенсивностей ($\xi = I_{\text{pump}} / I_s \approx 1$), при температуре образца менее 18°C оказывает значительное влияние на структуру рассеянного излучения. Кольцо рассеяния разрывается на отдельные пятна в направлении, перпендикулярном дифракционным порядкам. При $\xi \gg 1$ влияние интерференционного светового поля на структуру рассеянного излучения незначительно. Для того чтобы увеличить отношение сигнал/шум, необходимо увеличивать амплитуду приложенного поля.

Одиночный пучок, проходя через ячейку, рассеивается на нестабильностях. Как было установлено экспериментально, угол конуса рассеяния света увеличивается с ростом амплитуды приложенного напряжения. Расчет периода нестабильностей S на основе экспериментальных значений углов ω_1 и ω_{-1} показал [17], что при увеличении амплитуды приложенного напряжения U_a от 8 В до 25 В период S уменьшился с 7.1 мкм до 5.5 мкм. Поэтому для восстановления углового резонанса при различных значениях напряжения (достижения максимальной дифракционной эффективности) необходима тонкая подстройка угла наклона ячейки.

Чтобы объяснить полученные результаты, мы предлагаем следующий механизм, схематически представленный на рис. 3. При подаче переменного электрического поля герцовой частоты с прямоугольной формой импульсов происходит периодическое движение зарядов через объем ячейки. Однако большую часть времени они находятся на ограничивающих поверхностях, уменьшая поле, проникающее в объем ЖК. В освещенной области за счет фотопроводимости этот компенсирующий заряд уменьшается, а действие внешнего поля соответственно увеличивается. Под воздействием внешнего переменного поля в слое ЖК возбуждается система ориентационных квазипериодических нестабильностей (субрешеток) (рис. 3 а). ЖК 6СНВТ характеризуется достаточно большой положительной анизотропией $\Delta\epsilon = 8$, поэтому нестабильности наблюдаются только как переходной процесс. Мы полагаем, что девиация директора происходит в плоскости, перпендикулярной ориентирующему слою в направлении субрешетки. Соответственно колебания необыкновенной волны происходят вдоль субрешетки, а обыкновенной – перпендикулярно ей. Амплитуда субрешеток (отклонение директора) зависит от приложенного электрического поля и параметров ЖК, таких как анизотропия, постоянные упругости и т. д.

Интерференционное оптическое поле фактически индуцирует на поверхности ориентирующих слоев решетку заряда за счет фотопроводимости в освещенных областях (рис. 3 б), модулируя как сцепление мо-

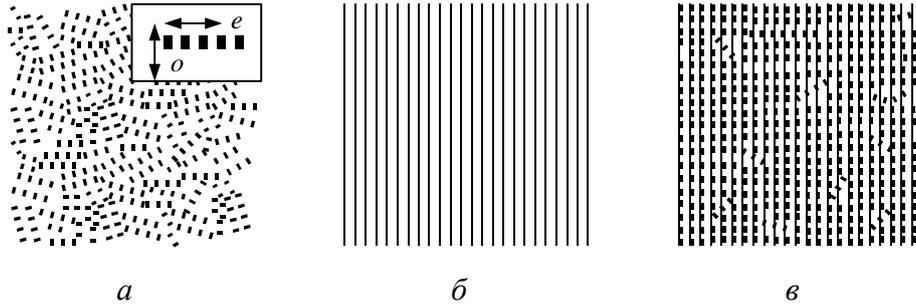


Рис. 3. Схематическое представление механизма динамической фоторефрактивности в ячейке с ориентирующими слоями из полиимида, заполненной нематическим ЖК 6СНВТ.

a – переменное электрическое поле возбуждает систему ориентационных квазипериодических нестабильностей (субрешеток), на врезке схематично показаны направления колебаний обыкновенной и необыкновенной волн в отдельной субрешетке; *б* – интерференционное оптическое поле индуцирует на поверхности фотопроводящего ориентирующего слоя решетку заряда, тем самым модулируя силу поверхностного сцепления и поле в слое ЖК; *в* – решетка поверхностных зарядов действует на динамические субрешетки и переориентирует часть из них

лекул ЖК с поверхностью [18], так и проникновение внешнего поля в слой ЖК. Очевидно, что периодическое пространственно модулированное поле эффективно действует на те динамические субрешетки, которые имеют период близкий к его собственному периоду. Оно переориентирует часть из них, возможно, стабилизируя их фазы и период в соответствии с собственными параметрами (рис. 3 *в*). В результате возникает решетка показателя преломления, приближенно воспроизводящая структуру обычной поверхностной фоторефрактивной решетки, индуцируемой двумя пересекающимися когерентными пучками, при внешнем постоянном электрическом поле, приложенном к ЖК ячейке. Амплитуда динамической решетки может значительно превышать значение, достигаемое в классическом ориентационном эффекте. Период поверхностной решетки равен проекции периода оптической решетки на данную поверхность. Естественно, верхняя граница спектра пространственных частот данной динамической структуры ограничена пространственной частотой субрешеток. Как было экспериментально установлено в нашей предыдущей работе [16], качество динамической решетки достаточно для обращения сферических аберраций. Полного обращения волнового фронта сложного оптического поля не было получено, возможно, вследствие достаточно большого периода субрешеток ~ 6 мкм.

Наши предварительные исследования показали, что интенсивность динамического рассеяния растет с ростом температуры, а эффективность упорядочивания и волнового смещения снижается в исследованном температурном диапазоне 15–18°C, а при температуре выше 20°C эти процессы становятся несущественными.

Выводы

Классический ориентационный фоторефрактивный эффект в нематических ЖК связан с локальной переориентацией директора под суммарным действием поля пространственных зарядов и внешнего поля. При этом плотность фотоиндуцированных зарядов пространственно модулирована в соответствии с интерференционным оптическим полем, т. е. имеет тот же период. В нематиках амплитуда решетки показателя преломления обычно составляет малую часть от величины двулучепреломления и определяется балансом между силами сцепления и пространственно модулированного электрического поля зарядов. Мы впервые получили динамическое (импульсное) усиление фоторефрактивного эффекта в нематическом ЖК, активированного красителем, в присутствии приложенного внешнего переменного электрического поля [16]. В данной работе нами экспериментально установлено, что это не односторонний процесс. Только эффективное воздействие интерференционного оптического поля на нестабильности, возбужденные приложенным переменным электрическим полем, приводит к увеличению эффективности волнового смещения.

Механизм динамической фоторефрактивности основан на сборке решетки показателя преломления из квазипериодических субрешеток, возбужденных приложенным внешним переменным электрическим полем. Его сущность заключается в следующем: под воздействием внешнего переменного электрического поля в интерфейсе жидкий кристалл – фотопроводящий ориентирующий слой возбуждаются квазипериодические субрешетки. Интерференционное оптическое поле, индуцируя распределение зарядов на поверхности ориентирующих слоев, модулирует силу поверхностного сцепления и проникновение внешнего поля в слой ЖК. В результате решетка поверхностных зарядов переориентирует субрешетки азимутально в соответствии со своей структурой, стабилизируя также их период. Так как амплитуда субрешеток определяется величиной приложенного электрического поля и параметрами ячейки, то эффективность волнового смещения в динамическом режиме может значительно превышать ее значение в классическом ориентационном эффекте. Ранее мы получили коэффициент фазово-сопряженного отражения в схеме ВЧВС с ОВФ $\sim 800\%$ [16].

Как известно, в фотонных кристаллах периодическая структура, обеспечивающая их уникальные свойства, формируется технологически. В нашем случае в процессе возбуждения динамической периодической структуры участвуют переменное электрическое и интерференционное оптическое поля.

Конечно, в данной работе приведена упрощенная двухмерная модель. Очевидно также, что необходимо проведение дополнительных исследований для уточнения природы нестабильностей, лежащих в основе наблюдаемого динамического усиления эффективности фоторефрактивного эффекта.

Литература

1. *Günter P., Huignard J.P.* Photorefractive materials and their applications. Berlin: Springer, 1988–1989.
2. *Yeh P.* Introduction to photorefractive nonlinear optics. NY: Wiley Interscience, 1993.
3. *Руденко Е.В., Сухов А.В.* Фотоиндуцированная электропроводность и фоторефракция в нематике // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59, № 2. С. 133–136.
4. *Руденко Е.В., Сухов А.В.* Оптически индуцированное пространственное разделение зарядов в нематике и обусловленная им ориентационная нелинейность // ЖЭТФ. 1994. Т. 105, № 6. С. 1621–1634.
5. *Khoo I.C., Li H., Liang Y.* Observation of orientational photorefractive effects in nematic liquid crystals // Opt. Lett. 1994. Vol. 19. P. 1723–1725.
6. *Janossy I., Kosa T.* Influence of anthraquinone dyes on optical reorientation of nematic liquid crystals // Optics Lett. 1992. Vol. 17. P. 1183–1185.
7. *Khoo I.C.* Holographic grating formation in dye- and fullerene C60- doped nematic liquid-crystal film // Optics Lett. 1995. Vol. 20. P. 2137–2139.
8. *Wiederrecht G.P., Yoon B.A., Wasilewski M.R.* High photorefractive gain in nematic liquid crystals doped with electron donor and acceptor molecules // Science. 1995. Vol. 270. P. 1794–1797.
9. *Khoo I.C.* Orientational photorefractive effects in nematic liquid crystal film // IEEE J. Quant. Electron. 1996. Vol. 32. P. 525–534.
10. *Khoo I.C.* Optical-dc-field induced space charge fields and photorefractive-like holographic grating formation in nematic liquid crystals // MCLC. 1996. Vol. 282. P. 53–66.
11. *Khoo I.C., Guenther B.D., Wood M.V. and others.* Coherent beam amplification with a photorefractive liquid crystal // Optics Lett. 1997. Vol. 22. P. 1229–1231.
12. *Bartkiewicz S., Miniewicz A., Kajzar F., Zagorska M.* Enhanced photorefractive effect in hybrid conducting polymer-liquid crystal structures // MCLC. 1998. Vol. 322. P. 9–20.
13. *Miniewicz A., Bartkiewicz S., Kajzar F.* On the dynamics of coherent amplification of light observed in liquid crystal panel with photoconducting polymeric layers // Nonlinear Opt. 1998. Vol. 19. P. 157–175.
14. *Блинов Л.М.* Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
15. *Agashkov A., Parka J., Serak S., Davidovich T.* Ordering of ac electric-field-induced domains in dye-doped nematics under photo-excitation // SPIE Proceed. 2001. Vol. 4418. P. 54–59.
16. *Agashkov A.V., Kovalev A.A., Serak S.S., Parka J.* Effect of optical nonlinearity dynamical enhancement in dye doped liquid crystal under ac electrical field // MCLC. 2002. Vol. 375. P. 269–280.
17. *Agashkov A., Kovalev A., Parka J.* Dynamic photorefractivity in nematic liquid crystals panels with photoconducting polymeric layers // Opto-Electron. Rev. 2004. Vol. 12, № 3. P. 271–275.
18. *Zhang J., Ostroverkhov V., Singer K.D.* Electrically controlled surface diffraction gratings in nematic liquid crystals // Optics Lett. 2000. Vol. 25, № 6. P. 414–416.

С.С.Ануфрик, А.П.Володенков, К.Ф.Зноско
УПРОЩЕННАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ОБРАЗОВАНИЯ ХеСl* -МОЛЕКУЛ

Для теоретического исследования кинетики образования эксимерных ХеСl* молекул нами была использована упрощенная модель, блок-схема которой представлена на рис.1.

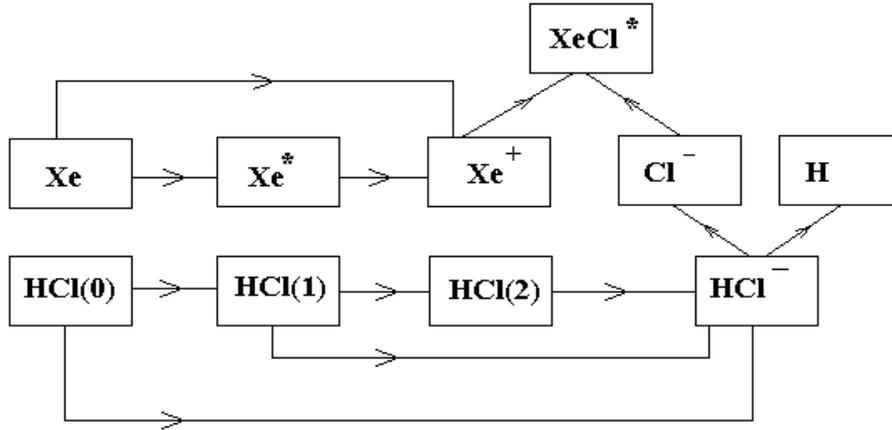
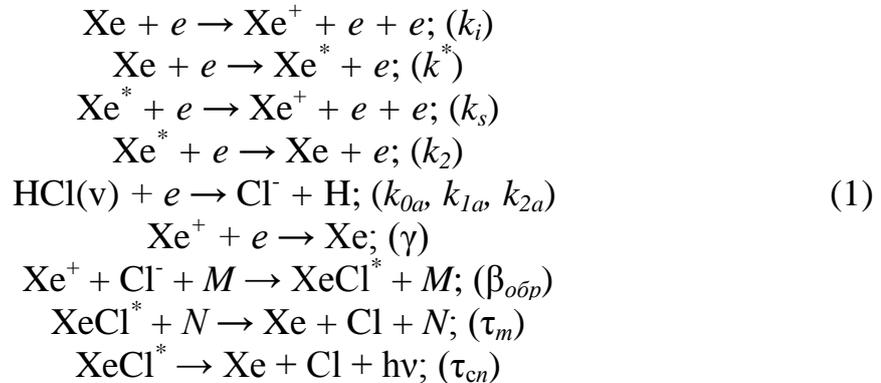


Рис.1. Блок-схема упрощенной модели кинетики образования ХеСl* -молекул

Эта модель включает следующую совокупность плазмохимических реакций:



В круглых скобках возле каждой реакции указано обозначение ее скоростного коэффициента, а в последних двух реакциях – постоянные времени. Через M и N обозначены совокупности каких-то частиц, участвующих в реакции. Величина E/P в разрядном промежутке была либо постоянной, либо зависящей от времени. Поэтому скоростные коэффициенты реакций выбирались соответствующими конкретному значению E/P . На основании (1) составлена следующая система кинетических уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{dN_0}{dt} &= -[k_{01} + k_{02} + k_{0a}]N_0N_e, \\
\frac{dN_1}{dt} &= [k_{01}N_0 - k_{1a}N_1]N_e, \\
\frac{dN_2}{dt} &= [k_{02}N_0 - k_{2a}N_2]N_e, \\
\frac{dN_e}{dt} &= [k_i[\text{Xe}] + k_s[\text{Xe}^*]]N_e + I - \gamma N_e - [k_{0a}N_0 + k_{1a}N_1 + k_{2a}N_2]N_e, \\
\frac{d[\text{Xe}^*]}{dt} &= [k^*[\text{Xe}] - (k_s + k_2)[\text{Xe}^*]]N_e, \\
\frac{d[\text{Xe}^+]}{dt} &= [k_i[\text{Xe}] + k_s[\text{Xe}^*] - \gamma[\text{Xe}^+]]N_e - \beta_{\text{обп}}[\text{Xe}^+][\text{Cl}^-], \\
\frac{d[\text{Cl}^-]}{dt} &= [k_{0a}N_0 + k_{1a}N_1 + k_{2a}N_2]N_e[\text{Cl}^-] - \beta_{\text{обп}}[\text{Xe}^+][\text{Cl}^-], \\
\frac{d[\text{XeCl}^*]}{dt} &= \beta_{\text{обп}}[\text{Xe}^+][\text{Cl}^-] - \frac{[\text{XeCl}^*]}{\tau},
\end{aligned}
\tag{2}$$

В системе уравнений (2) использованы следующие обозначения: N_e – концентрация электронов; N_0 , N_1 , N_2 – концентрации колебательных молекул HCl в различных состояниях; $[\text{Xe}]$, $[\text{Xe}^*]$, $[\text{Cl}]$, $[\text{Xe}^+]$, $[\text{Cl}^-]$, HCl, $[\text{XeCl}^*]$ – концентрация соответствующих атомов ионов и молекул.

Для решения системы кинетических уравнений (2) необходимо знать начальные условия. В качестве начальных условий можно использовать результаты, полученные в [1], описывающие работу системы в режиме преыонизации или в [2], описывающие стадию пробоя. Физически это соответствует двум способам возбуждения активной среды. Если используются результаты [1], то предполагается, что к активной среде приложен прямоугольный импульс напряжения и выбираются скоростные коэффициенты, соответствующие конкретному значению E/P . При использовании результатов [2] предполагается, что среда возбуждается в режиме высоковольтного предимпульса. Сначала к межэлектродному промежутку прикладывается напряжение с большей величиной E/P и происходит пробой. Затем величина напряжения быстро снижается до некоторой величины E/P , оптимальной для скорости образования эксимерных молекул. Основной энерговклад в активную среду осуществляется на этом этапе. При численном решении системы уравнений (2) с помощью стандартных программ MathCad исследованы оба способа возбуждения активной среды. Для того, чтобы оценить насколько модели, описываемые [2] и (2) соответствуют друг другу, остановимся только на

анализе результатов, получаемых при использовании в качестве начальных условий для (2), данных полученных в [1]. На рис. 2, 3 представлены зависимости концентраций атомов, ионов и молекул от времени.

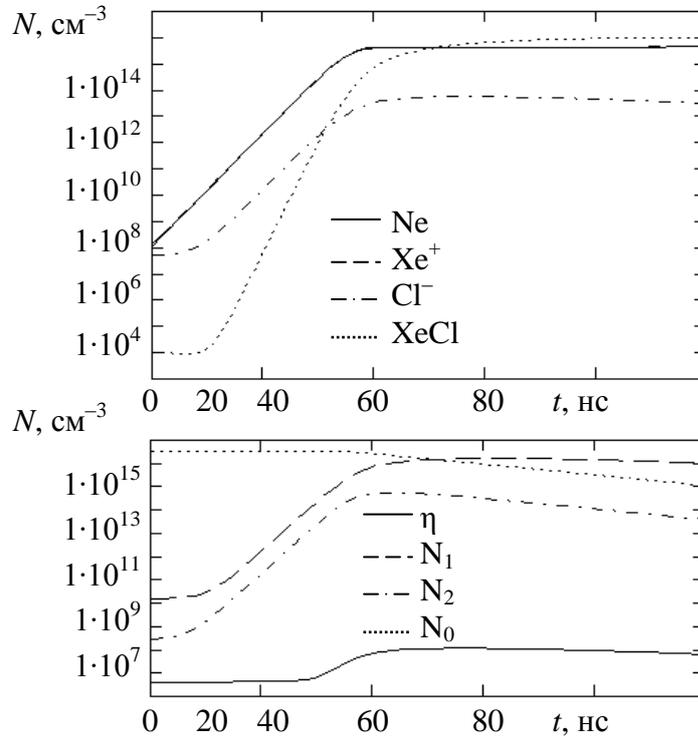


Рис. 2. Кинетика образования XeCl^* -молекул.

Парциальное давление HCl равнялось 1 торр; парциальное давление Xe равнялось 30 торр; $E/P = 2000 \text{ В}/(\text{см атм})$; $P = 3 \text{ атм}$ – общее давление газа (буферный газ Ne); η – частота прилипания; N_e, N_0, N_1, N_2 – концентрация электронов и колебательных молекул HCl в различных состояниях; $\text{Xe}^+, \text{Cl}^-, \text{XeCl}^*$ – концентрация ионов ксенона, хлора и молекул XeCl^*

Эффективная частота прилипания η считалась равной

$$\eta(t) = k_{0a} \cdot N_0 + k_{1a} \cdot N_1 + k_{2a} \cdot N_2. \quad (3)$$

Концентрация электронов выходит на квазистационарный уровень $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ за 40 нс, скорость нарастания концентрации электронов определяется $(\nu - \eta)$, где ν – частота ионизации, а квазистационарное значение концентрации электронов величиной η и скоростью рекомбинации γ . Нами использован термин квазистационарный уровень, так как при этом частота прилипания меняется и вместе с этим меняется значение концентрации электронов.

Следует отметить, что теоретические кривые (см. рис. 2, 3) удовлетворительно соответствуют экспериментальным данным [3]. Они могут быть использованы для определения мощности спонтанного излучения P_{cn} с единицы объема разряда:

$$P_{cn} \sim [\text{XeCl}^*]/\tau_{cn} \quad (4)$$

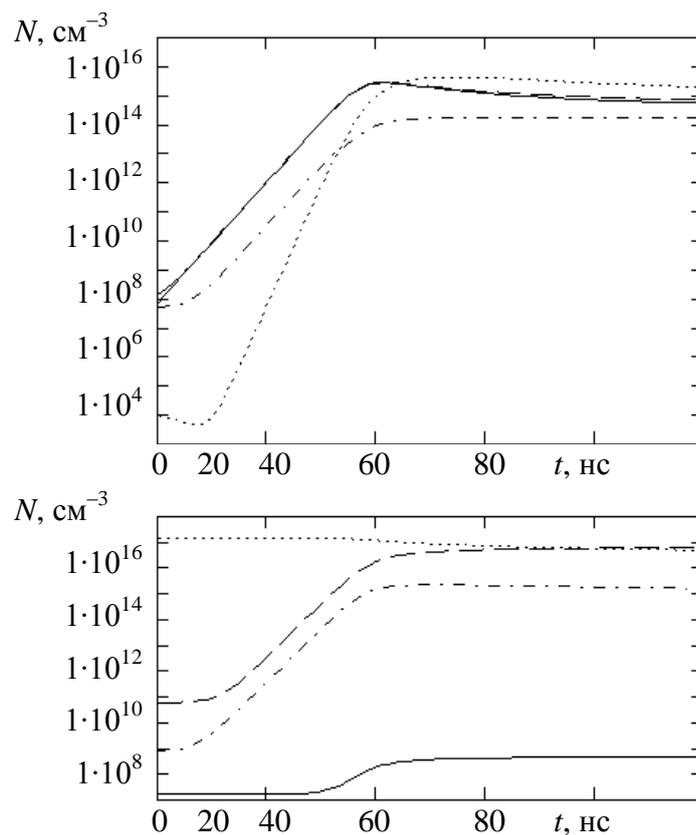


Рис. 3. Кинетика образования XeCl^* -молекул

Парциальное давление HCl равнялось 4 торр; парциальное давление Xe равнялось 30 торр; $E/P = 2000 \text{ В}/(\text{см атм})$; $P = 3 \text{ атм}$ – общее давление газа (буферный газ Ne); η – частота прилипания; N_e , N_0 , N_1 , N_2 – концентрация электронов и молекул HCl в различных колебательных состояниях; Xe^+ , Cl^+ , XeCl^* – концентрация ионов ксенона, хлора и молекул XeCl^*

Полученные в результате теоретических расчетов данные были использованы при разработке и оптимизации эксимеров.

Литература

1. Anufrik S., Volodenkov A., Znosko K. Simulation of preionization system for XeCl -lasers // LFNМ-2004. Kharkov, 2004. P. 56–58.
2. Anufrik S., Volodenkov A., Znosko K. Dependence of plasma resistance from time in electrodischarge excimer lasers // LAT-2005. 2005. St.Petersburg, Russia.
3. Багинский В. М., Головинский П. М., Данилычев В. А. и др. Динамика развития разряда и предельные характеристики лазеров на смеси He-Xe-HCl // Квант. электрон. 1986. Т. 13, № 4. С. 751–758.

С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско
**КОМПАКТНЫЙ ХеС1-ЛАЗЕР С НАКАЧКОЙ
 ОТ НАКОПИТЕЛЬНОЙ ЛИНИИ**

В работе рассмотрена оригинальная система возбуждения электро-разрядного эксимерного ХеС1-лазера. При разработке данного лазера стояла задача сконструировать его таким образом, чтобы он мог помещаться в трубу с внутренним диаметром не более 20 см, причем его длина была не лимитирована, а энергия генерации должна составлять не менее 30 мДж. Вследствие таких ограничений на размеры, конструкция лазера выглядела следующим образом (рис. 1 *a*).

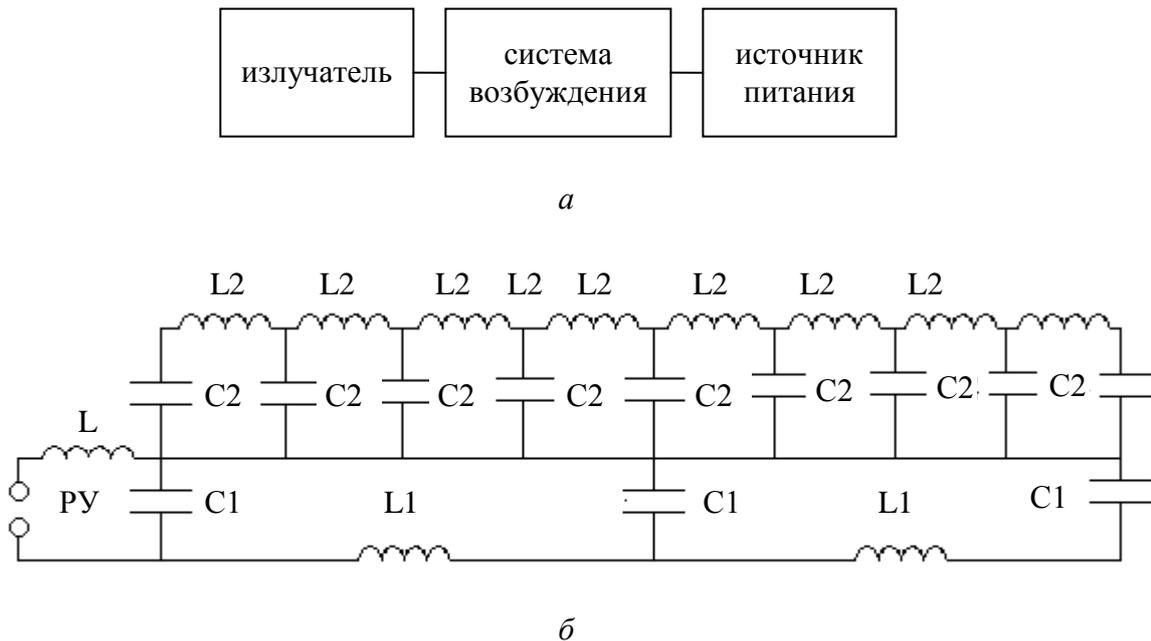


Рис. 1. Конструкция лазера.

a – блок-схема лазера; *б* – эквивалентная схема накопительных линий

Система возбуждения лазера представляла собой LC-инвертор, в котором вместо сосредоточенных накопительных емкостей были использованы искусственные накопительные линии Li1 и Li2. Блок схема системы возбуждения представлена на рис. 2. Эти линии заряжаются от источника постоянного напряжения и после срабатывания разрядника РУ происходит перезарядка линии Li1. При этом импульсы напряжения от Li1 и Li2 через формирующие линии L11, L12 и L13 подаются на обострительную емкость C0 и межэлектродный промежуток (МП). Предыонизация основного разрядного промежутка осуществлялась излучением вспомогательного емкостного разряда между электродами 1 и 3.

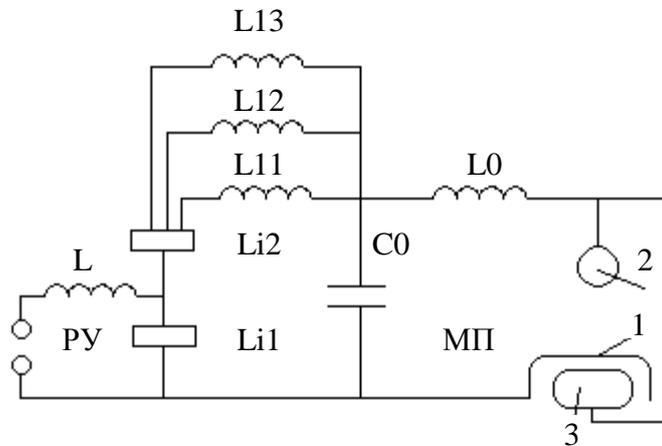


Рис.2. Схема системы возбуждения.

$C10 = 20$ нФ – общая емкость накопительной линии $Li1$; $C20 = 80$ нФ – общая емкость накопительной линии $L2$; $C0 = 5$ нФ – обострительная емкость; $L11, L12, L13$ – формирующие линии, $ПУ$ – разрядник; $1, 2$ – основные электроды; 3 – электрод предыонизации

Основной электрод 1 представлял собой стальную пластину с размерами перфорированной части $\sim 4 \times 30$ см². Диаметр отверстий равен 1 мм. Коэффициент прозрачности составлял около 50 %. Электрод 3 находился внутри кварцевой трубки с толщиной стенок ~ 1 мм.

Лазерный излучатель имел общий объем 3 л. и активный объем ~ 0.06 л (размеры разрядной зоны $2 \times 1 \times 30$ см³). Управляемый разрядник РУ-65 был использован в качестве коммутатора.

Достоинством этой системы возбуждения является возможность управления временной зависимостью мощности энергоклада в активную среду путем изменения длины и способа подключения трех формирующих линий, соединяющих систему возбуждения и излучатель лазера.

При зарядном напряжении 25 кВ на типичной ХеС1-смеси энергия генерации составила 35 мДж при длительности импульса по полувысоте ~ 7 нс.

Длительность импульса по полувысоте менялась в пределах от 30 до 7 нс при изменении места подключения и длины формирующей линии $L12$. Основная причина изменения длительности и энергии генерации связана с возникновением биений между импульсами напряжения, подаваемого по формирующим линиям $L11, L12, L13$ на лазерные электроды.

Составлена эквивалентная электрическая схема системы возбуждения и выполнен теоретический анализ ее работы [1]. На рис. 3 представ-

лены типичные расчетные осциллограммы тока и напряжения на межэлектродном промежутке, полученные при параметрах системы возбуждения, указанных на рис. 2.

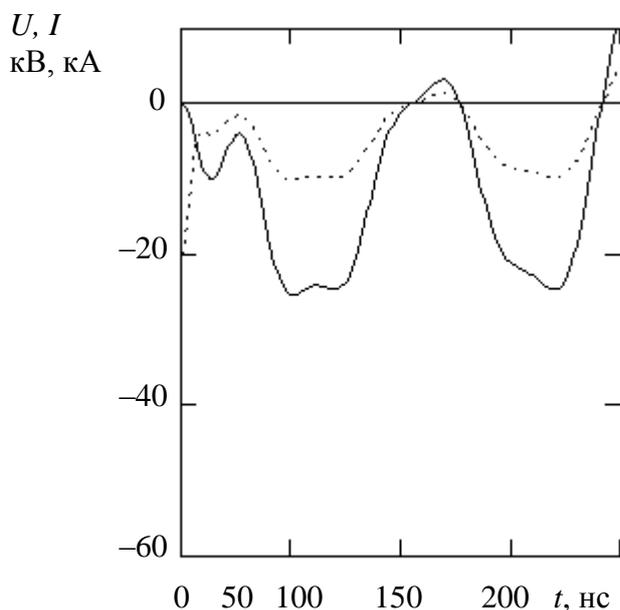


Рис. 3. Расчетные осциллограммы тока и напряжения на разрядном промежутке

На представленных зависимостях хорошо видно, что на межэлектродном промежутке возникают биения между импульсами напряжения, подаваемым по формирующим линиям L11, L12, L13. Результаты экспериментальных исследований и теоретический анализ указывают на перспективность применения систем возбуждения данного типа для получения импульсов излучения субнаносекундной длительности.

Литература

1. Anufrik S., Volodenkov A., Znosko K. Compact electric-discharge excimer laser // LFNМ-2004. Kharkov, 2004. P. 14–16.

С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско

ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ ОТ ВРЕМЕНИ В ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ЭКСИМЕРНЫХ ЛАЗЕРАХ

В данной работе рассмотрен вопрос о моделировании систем возбуждения электроразрядных эксимерных лазеров. Обычно зависимость сопротивления активной среды от времени задается в виде

$$R(t) = R_1 + (R_0 - R_1) \cdot \exp(-\delta t), \quad (1)$$

Такая зависимость сопротивления разряда от времени получается в случае, если плотность электронов n удовлетворяет следующему уравнению

$$\frac{dn}{dt} = \nu_{ef} n - \beta n^2, \quad (2)$$

где ν_i – частота ионизации; η_a – частота прилипания; $\nu_{ef} = \nu_i - \eta_a$ – эффективная частота ионизации; β – коэффициент рекомбинации.

Решение уравнения (2) при начальном условии $n(0) = n_0$ (n_0 – начальная концентрация электронов, то есть созданная предыонизацией) имеет следующий вид

$$\frac{1}{n} = \left(\frac{1}{n_0} - \frac{1}{n_1} \right) \exp(-\nu_{ef} t) + \frac{1}{n_1}, \quad (3)$$

где $n_1 = \frac{\nu_{ef}}{\beta}$ – стационарная концентрация электронов, достигаемая за достаточно большой промежуток времени.

Частота ионизации зависит от ионизационного коэффициента α и дрейфовой скорости электронов V_d следующим образом:

$$\nu_i = \alpha V_d. \quad (4)$$

Представим ионизационный коэффициент α в форме Таунсенда.

$$\alpha = AP \exp\left(-\frac{BP}{E}\right), \quad (5)$$

а дрейфовую скорость электронов в следующем виде:

$$V_d = \mu P \frac{E}{P}. \quad (6)$$

Тогда на основании выражений (4–6) имеем:

$$\frac{\nu_i}{P} = (\mu P) \frac{E}{P} A \exp\left(-B \frac{P}{E}\right), \quad (7)$$

где P – давление газа, μ – подвижность. То есть, в общем случае (при $\mu P \approx \text{const}$) частота ионизации зависит от давления газа P и отношения

E/P . Поэтому при получении решения уравнения (2) в форме (3), подразумевалось, что величины P и E/P постоянны. Удельное сопротивление плазмы ρ равно

$$\rho = \frac{1}{e\mu n}. \quad (8)$$

На основании (3 и 8) имеем:

$$\rho = (\rho_0 - \rho_1)\exp(-v_i t) + \rho_1, \quad (9)$$

где ρ_0 – начальное удельное сопротивление (соответствует концентрации электронов n_0); ρ_1 – стационарное удельное сопротивление (соответствует концентрации электронов n_1). Тогда в выражении (1)

$$R_0 = \rho_0 \frac{l}{S}; \quad R_1 = \rho_1 \frac{l}{S}, \quad (10)$$

где l – расстояние между электродами; S – площадь, занимаемая разрядом на электроде. Таким образом, выражение (1) строго выполняется только при постоянном E/P . Однако оно успешно применяется для аппроксимации разрядного сопротивления. Это связано с тем, что сопротивление разрядной плазмы очень быстро (за время порядка 20 нс) выходит на некоторый практически постоянный уровень. На этом уровне скорость ионизационных процессов приблизительно равна нулю (первый член в правой части уравнения (2) обращается в ноль) и происходит медленная рекомбинация плазмы согласно уравнению

$$\frac{dn}{dt} = -\beta n^2. \quad (11)$$

Решение этого уравнения при начальном условии $n(0) = n_1$ имеет вид

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_1} - \beta t. \quad (12)$$

На основании (8, 10–12) сопротивление разрядного промежутка меняется медленно по закону

$$R = R_1 - \left(\frac{l}{e\mu S} \right) \beta t. \quad (13)$$

Этим изменением при моделировании обычно пренебрегают. На основании уравнения (2) для концентрации электронов и (8), (10) можно показать, что $R(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{dR}{dt} = -v_{ef} R + \beta n_0 R_0, \quad (14)$$

где R_0 – начальное сопротивление; R_1 – установившееся значение сопротивления разрядного промежутка; n_0 – начальная концентрация электронов (при этом напряжение на разрядном промежутке считается постоянным).

В реальных случаях напряжение U на разрядном промежутке зависит от времени и, следовательно, зависит от времени коэффициент v_{ef} . Эффективный коэффициент ионизации можно представить в виде

$$v_{ef} \left(\frac{U}{Pd} \right) = v_i \left(\frac{U}{Pd} \right) - \eta_a \left(\frac{U}{Pd} \right), \quad (15)$$

где P – давление газа, d – межэлектродное расстояние. Зависимость (15) можно линеаризовать в окрестности пробойного напряжения (U_{np}/Pd).

$$v_{ef} \left(\frac{U}{Pd} \right) = Pk \left(\frac{U_{np}}{Pd} \right) \left(\frac{U}{U_{np}} - 1 \right), \quad (16)$$

На основании (14)–(16) пренебрегая рекомбинацией, для сопротивления получаем следующее выражение

$$R(t) = R_0 \cdot \exp \left[-P \cdot k \cdot \int_0^t \left(\frac{U(t)}{U_{np}} - 1 \right) dt \right], \quad (17)$$

Величина $\tau = 1/Pk$ имеет размерность времени и численно равна промежутку времени, за который величина сопротивления падает в e раз. Она зависит от состава смеси, общего давления газа P и величины пробойного напряжения (U_{np}/Pd). Отношение $(U/U_{np} - 1)$ определяется системой возбуждения и является безразмерной величиной перенапряжения на разрядном промежутке. Интеграл от безразмерного перенапряжения имеет размерность времени и численно равен площади под его кривой. Обозначим эту площадь как τ_u , тогда зависимость сопротивления разрядного промежутка от времени может быть представлена в виде

$$R(t) = R_0 \cdot \exp \left[-\frac{\tau_u(t)}{\tau} \right]. \quad (18)$$

Для всех систем возбуждения разряда, имеющих в момент времени t равные τ_u , происходит одинаковое уменьшение разрядного сопротивления $R(t)$. Время формирования разряда зависит только от площади под кривой безразмерного перенапряжения, а не от его формы. Здесь мы прослеживаем четкую аналогию с критерием Кинда [1], определяющим время формирования стримера по площади вольт-секундной характеристики.

Литература

1. Бейер М., Бёк В., Мёллер К. и др. Техника высоких напряжений: Теоретические и практические основы применения. Пер. с нем. Под ред. В. П. Ларионова. М.: Энергоатомиздат, 1989. 555с.

В. Л. Козлов, И. И. Чендырин

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВУХВОЛНОВОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДОПЛЕРОВСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ СКОРОСТИ

Оптические доплеровские системы с когерентным излучателем и приемником, использующим фотогетеродинамирование, теоретически могут обладать очень высокой точностью определения дальности и скорости [1]. С помощью эффекта Доплера возможно решать различные прикладные задачи, например, обнаруживать медленно перемещающиеся объекты на фоне неподвижных объектов с одинаковой отражающей способностью, определять скорость и угол направления движения объекта, спектр и диапазон вибраций и т.д. [2].

Однако системы этого типа обладают определенными недостатками, первый из которых связан с тем, что доплеровский сдвиг частоты может достигать десятков тысяч мегагерц, и тогда необходимо использовать методы сверхширокополосного приема, что приводит к снижению чувствительности. При использовании в качестве источника зондирующего излучения полупроводникового лазера, обладающего малой длиной когерентности, на точность измерений будет оказывать существенное влияние параметры когерентности лазера. Кроме того, как будет показано ниже, доплеровские измерители с одноволновым лазером позволяют определить только проекцию скорости на линию наблюдения, а не точное значение скорости объекта и угла направления движения, что в общем случае сужает функциональные возможности измерительной системы.

В доплеровских измерителях, использующих в качестве источника зондирующего излучения полупроводниковые инжекционные лазеры, для исключения влияния малого времени когерентности лазера и уменьшения доплеровских сдвигов частоты отраженного излучения в измерительной системе используется опорный и измерительный лучи одинаковой оптической длины. Функциональная схема такого лазерного доплеровского измерителя скорости представлена на рис. 1. Излучение от лазера разделяется светоделителем на два пучка, которые под углом φ между ними направляются к объекту, движущемуся со скоростью v и под углом α к горизонтали. На фотоприемник (ФП) попадают два отраженных от объекта оптических сигнала, имеющие различные доплеровские сдвиги частоты в зависимости от угла направления движения объекта. В результате фотосмешения на фотоприемнике выделяется разностная час-

тота этих сигналов, значение которой можно выразить следующим образом:

$$f_d = f_{d1} - f_{d2} = 2f_0 \frac{v}{c} [\cos(\frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2} - \alpha) + \cos(\frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2} + \alpha)] = 4f_0 \frac{v}{c} \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\alpha}{2}. \quad (1)$$

В случае горизонтального движения ($\alpha = 0$) система позволяет точно измерять значение скорости, определяемое из разностной частоты

$$f_d = 2f_0 \frac{v}{c} \sin \frac{\varphi}{2}, \quad (2)$$

где f_d – доплеровская частота для случая горизонтального полета.

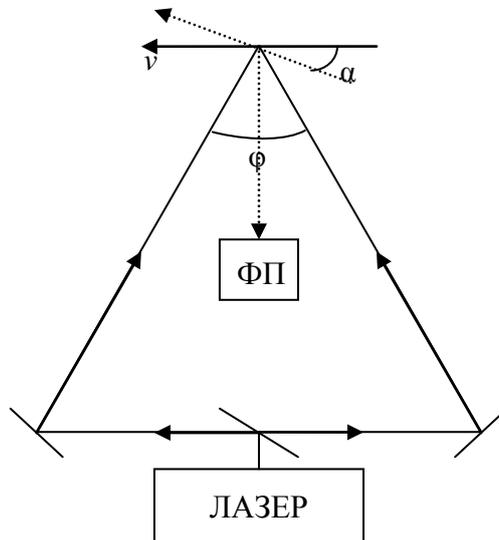


Рис. 1. Принципиальная схема лазерного доплеровского измерителя скорости

При движения объекта под углом к горизонтали появляется погрешность измерения скорости, обусловленная углом движения к горизонтали α . Следовательно, при использовании одноволнового лазера, без применения разнесенных оптических локационных систем, измеритель позволяет определить точно только проекцию скорости движения объекта на линию наблюдения, а не точное значение скорости и направления движения объекта.

Для доплеровской измерительной системы, представленной на рис. 1, скорость движения будет определяться с некоторой относительной погрешностью ε , равной

$$\varepsilon = 1 - \cos \frac{\alpha}{2}. \quad (3)$$

Для оценки величины относительной погрешности измерения скорости были выбраны следующие параметры доплеровской измерительной системы: длина волны одноволнового источника излучения $\lambda=800$ нм, угол между опорным и измерительным лучами $\varphi = 20^\circ$. При этом при скорости движения объекта $v = 11,5$ м/с регистрируемый доплеровский сдвиг лазерного излучения составляет около $f_d = 10$ МГц. Зависимость относительной погрешности ε от угла наклона направления движения объекта α представлена на рис. 2.

Из графика видно, что при больших значениях угла наклона погрешность может достигать 15%. Следовательно, метод измерения скорости движения, с применением одноволнового лазера применим, главным образом, для случаев горизонтального движения или при изменении направления движения в узких пределах, например, движущейся по трубам жидкости.

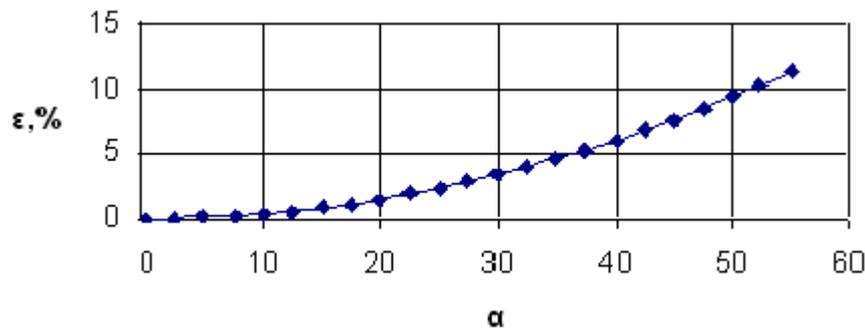


Рис.2. Зависимость относительной погрешности ε от угла наклона α направления движения объекта

Для обеспечения возможности одновременного определения точного значения скорости и угла направления движения объекта в качестве источника зондирующего излучения предлагается использовать двухволновой инжекционный полупроводниковый лазер [2], обеспечивающий одновременную генерацию излучения на двух различных оптических длинах волн.

Функциональная схема лазерного доплеровского измерителя скорости с использованием двухволнового лазера в качестве источника зондирующего излучения представлена на рис. 3. В системе опорный и измерительный лучи на длинах волн λ_1, λ_2 с помощью полупрозрачных зеркал направляются к объекту под разными углами φ_1, φ_2 соответственно. При этом для разделения информационных сигналов по длинам волн на фотогетеродинных приемниках П1 и П2 осуществляется спектральная селекция.

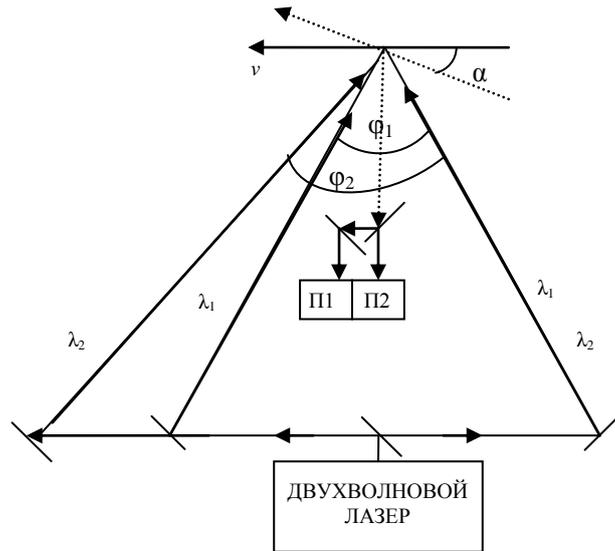


Рис.3. Функциональная схема лазерного доплеровского измерителя скорости на основе двухволнового лазера

В результате фотогетеродинамирования на приемниках П1 и П2 выделяются сигналы доплеровских частот $f_{д1}$ и $f_{д2}$, по значениям которых можно определить как угол наклона α направления движения объекта, так и точное значение скорости v движения:

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{1}{\sin \frac{\Delta\varphi}{2}} \left[\frac{f_{д2}}{f_{д1}} \frac{f_{01}}{f_{02}} \frac{\sin \frac{\varphi_1}{2}}{\sin \frac{\varphi_2}{2}} - \cos \frac{\Delta\varphi}{2} \right], \quad v = \frac{1}{4} c \frac{f_{д1}}{f_{01}} \frac{1}{\sin \frac{\varphi_1}{2}} \frac{\sin \frac{\alpha}{2}}{1 - \sin^2 \frac{\alpha}{2}}. \quad (6)$$

Таким образом, использование в качестве источника зондирующего излучения в доплеровских измерителях скорости двухволнового полупроводникового лазера, обеспечивающего одновременную генерацию излучения на двух различных оптических длинах волн, позволяет одновременно определять точные значения скорости и угла направления движения объекта, что значительно повышает точностные характеристики измерителей параметров движения и расширяет их функциональные возможности.

Литература

1. Фираго В. А., Козлов В. Л. Поисково-обзорные и следящие системы оптического диапазона // Лазерная и оптикоэлектронная техника: Сб. науч. статей. Вып. 8. Мн.: БГУ, 2003.
2. Пат. РБ 1385, МКИ H01S 3/19, Полупроводниковый лазер / А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак; Заявл. 1994; Оpubл. 1996.

И. К. Данейко, Н. П. Мацука, А. А. Спиридонов

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ФУНКЦИИ ВЗАИМНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В настоящей работе рассматривается изменения функции взаимной когерентности второго порядка лазерного пучка, распространяющегося в случайно-неоднородной атмосфере с рефракционным каналом. Свойства среды задаются диэлектрической проницаемостью, детерминированная часть которой определяет регулярную рефракцию, а случайная вызывает рассеяние на турбулентных неоднородностях среды.

Рассмотрим решение параболического уравнения для функции когерентности второго порядка псевдоспектральным численным методом дробных шагов, позволяющим разбить уравнение на линейную и нелинейную части. Линейная часть представляет собой задачу дифракционного распространения лазерного пучка в случайно-неоднородной атмосфере и ее решения широко представлены в литературе [1, 2]. Нелинейная часть учитывает регулярный градиент диэлектрической проницаемости среды.

Пусть в статистически однородной стационарной слаборассеивающей среде распространяется монохроматичный волновой пучок с частотой ν и начальной шириной b :

$$E_1(\vec{\rho}, z, t) = E(\vec{\rho}, z) \exp(ikz - 2\pi\nu it) \quad (1)$$

и гауссовым распределением амплитуды в плоскости $z = 0$:

$$E(\vec{\rho}, z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{(\rho - H)^2}{2b^2}\right). \quad (2)$$

В этом случае функция взаимной когерентности второго порядка:

$$\Gamma(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, z) = \langle E_1(\vec{\rho}_1, z) E_1^*(\vec{\rho}_2, z) \rangle$$

волнового пучка, распространяющегося в плавно-неоднородной среде с детерминированным изменением диэлектрической проницаемости в положительном направлении оси z , удовлетворяет уравнению параболического типа [1]:

$$2ik \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + (\Delta_{\perp 1} - \Delta_{\perp 2})\Gamma + k^2 [\bar{\varepsilon}(\rho_1, z) - \bar{\varepsilon}(\rho_2, z)]\Gamma + \frac{ik^2}{2} [A_\varepsilon(0) - A_\varepsilon(\rho_1, \rho_2)]\Gamma = 0, \quad (3)$$

где $\varepsilon(\vec{r}) = \bar{\varepsilon}(\vec{r}) + \tilde{\varepsilon}(\vec{r})$, $\bar{\varepsilon}(\vec{r}) \equiv \langle \varepsilon(\vec{r}) \rangle$ – среднее значение диэлектрической проницаемости, $\tilde{\varepsilon}(\vec{r})$ – флуктуация диэлектрической проницаемо-

сти, $A_{\varepsilon}(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \tilde{\varepsilon}(\vec{\rho}_1, z_1) \tilde{\varepsilon}(\vec{\rho}_2, z_2) \rangle d(z_1 - z_2)$ – поперечная автокорреляционная функция флуктуаций показателя преломления;

$\Delta_{\perp i} = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2}$ – поперечный лапласиан.

Предполагаем квадратичная зависимость $\bar{\varepsilon}$ от высоты y :

$$\bar{\varepsilon}(y_1) - \bar{\varepsilon}(y_2) = y_1 \frac{\partial \mu(y)}{\partial y_1} - y_2 \frac{\partial \mu(y)}{\partial y_2}, \quad (4)$$

где $\mu(y)$ – некоторая квадратичная функция, описывающая градиент среднего значения диэлектрической проницаемости.

Рассмотрим изменения функции взаимной когерентности $\Gamma(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, z)$ в вертикальной плоскости источника и приемника :

$$\Gamma_x(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, z) d\rho_{1x} d\rho_{2x} \quad (5)$$

в ограниченной пространственной области $D = D_{p_y} \times D_{s_y} \times D_z$: $D_{p_y} = [0, 2H]$, $D_{s_y} = [-H, H]$, $D_z = [0, Z]$. Тогда уравнение (3) для функции $\Gamma_x(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z)$ с начальным условием будет иметь вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Gamma_x(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z)}{\partial z} - \frac{i}{k} \left(\frac{\partial^2 \Gamma_x(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z)}{\partial \rho_{1y}^2} - \frac{\partial^2 \Gamma_x(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z)}{\partial \rho_{2y}^2} \right) - \frac{ik}{8} \times \\ & \times (\rho_{1y} - \rho_{2y}) \cdot \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho_{1y}} + \frac{\partial \mu}{\partial \rho_{2y}} \right) \cdot \Gamma_x(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z) - k^2 F(\rho_{1y}, \rho_{2y}) \Gamma_x(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$F(\rho_{1y}, \rho_{2y}) = k \left(A_{\varepsilon}(0) - A_{\varepsilon}(\rho_{1y}, \rho_{2y}) \right), \quad A_{\varepsilon}(\rho_{1y}, \rho_{2y}) = A_{\varepsilon}(0) \exp \left\{ - \left(\frac{\rho_{1y} - \rho_{2y}}{2} \right)^2 l_n^{-2} \right\}$$

с начальным условием в виде симметричного гауссова пучка:

$$\Gamma_x(\rho_{1y}, \rho_{2y}, 0) = \Gamma_0 \cdot \exp \left\{ - \frac{(\rho_{1y} - H)^2}{b^2} - \frac{\rho_{2y}^2}{b^2} \right\}, \quad (7)$$

$u \in [0, 2H]$, $v \in [0, 2H]$, $0 \leq z \leq Z$.

Уравнение (6) может быть корректно дополнено периодическими или однородными краевыми условиями:

$$\begin{aligned}
& a) \Gamma_x(0, \rho_{2y}, z) = \Gamma_x(2H, \rho_{2y}, z), \Gamma_x(\rho_{1y}, 0, z) = \Gamma_x(\rho_{1y}, 2H, z), \\
& б) \Gamma_x(0, \rho_{2y}, z) = 0, \Gamma_x(2H, \rho_{2y}, z) = 0, \Gamma_x(\rho_{1y}, 0, z) = 0, \Gamma_x(\rho_{1y}, 2H, z), \quad (8) \\
& в) \frac{\partial \Gamma_x}{\partial \rho_{1y}} \Big|_{(0, \rho_{1y}, z)} = 0, \frac{\partial \Gamma_x}{\partial \rho_{1y}} \Big|_{(2H, \rho_{2y}, z)} = 0, \frac{\partial \Gamma_x}{\partial \rho_{2y}} \Big|_{(\rho_{1y}, 0, z)} = 0, \frac{\partial \Gamma_x}{\partial \rho_{2y}} \Big|_{(\rho_{1y}, 2H, z)} = 0.
\end{aligned}$$

Рассмотрим решение параболического уравнения для функции когерентности второго порядка псевдоспектральным численным методом дробных шагов. Идея метода дробных шагов для решения задачи вида (6)–(8) основана на разбиении уравнения (5) на линейную и нелинейную части:

$$\frac{\partial \Gamma_x}{\partial z} = L_d \Gamma_x = \frac{i}{k} \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho_{1y}^2} - \frac{\partial^2}{\partial \rho_{2y}^2} \right) \Gamma_x, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Gamma_x}{\partial z} = L_n(\Gamma_x, \Gamma_x^*) \Gamma_x = \frac{ik}{8} (\rho_{1y} - \rho_{2y}) \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho_{1y}} + \frac{\partial \mu}{\partial \rho_{1y}} \right) \Gamma_x + k^2 F(\rho_{1y}, \rho_{2y}) \Gamma_x. \quad (10)$$

Последовательное решение на каждом шаге по z уравнений (9) и (10) дает выражение для приближенного решения уравнения (6):

$$G(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z + h_z) = \widehat{L}_n(G(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z)) \widehat{L}_d(\rho_{1y}, \rho_{2y}, h_z) G(\rho_{1y}, \rho_{2y}, z), \quad (11)$$

где $\widehat{L}_{d,n} = \exp\{h_z \widehat{L}_{d,n}\}$. Для линейной подзадачи в отдельности (а в ряде случаев и для нелинейной) существует эффективный путь получения решения с практически неограниченной точностью. Представление решения на сетке ω_{uv} в виде конечного ряда Фурье имеет вид:

$$\begin{aligned}
G(u_i, v_j, z) &= \frac{1}{N_u N_v} \sum_{n=0}^{N_u-1} \sum_{m=0}^{N_v-1} q_{nm}(z) \cdot \exp\left\{ \frac{i\pi(nu_i - mv_j)}{Hk} \right\}, \\
q_{nm}(z) &= \sum_{i=0}^{N_u-1} \sum_{j=0}^{N_v-1} G(u_i, v_j, z) \cdot \exp\left\{ -\frac{i\pi(nu_i - mv_j)}{Hk} \right\},
\end{aligned} \quad (12)$$

где $\rho_{1yi} = u_i, \rho_{2yj} = v_j$. Это позволяет свести задачу к совокупности линейных обыкновенных дифференциальных уравнений для коэффициентов ряда $q_{nm}(z)$, точные решения которых имеют вид:

$$q_{nm}(z + h_z) = q_{nm}(z) \cdot \exp\left\{ -\frac{ih_z(n^2 - m^2)\pi^2}{H^2 k} \right\}, \quad (13)$$

$n = -N_u/2 + 1, \dots, 0, \dots, N_u/2, m = -N_v/2 + 1, \dots, 0, \dots, N_v/2$.

При использовании алгоритма быстрого дискретного преобразования Фурье прямое и обратное преобразования (12) реализуются с затратой $O(N \log_2 N)$ арифметических операций для каждого пространствен-

ного направления. Следует отметить, что точность решения линейной задачи в данном случае определяется только погрешностью Фурье-разложения и не зависит от h_z . Столь же эффективна и реализация нелинейной подзадачи (10), когда L_n допускает точную аппроксимацию по пространственным переменным и $\text{Re } L_n = 0$. В этом случае выражение

$$G(u_i, v_j, z + h_z) = G(u_i, v_j, z) \exp\{h_z L_n(G(u_i, v_j, z))\} \quad (14)$$

дает точное решение для нелинейного шага в методе расщепления.

Погрешность метода дробных шагов (9)–(14) с использованием спектрального представления линейного оператора связана исключительно с расщеплением задачи, а хорошие вычислительные качества метода определяются высоким порядком точности (ограниченным только гладкостью решения) относительно шагов сетки по пространственным переменным. Порядок точности метода (9)–(14) в общем случае уравнения (6) – первый по эволюционной переменной и второй по пространственным. Отметим, что использование симметричной схемы метода дробных шагов позволяет получить второй порядок точности метода относительно h_z .

Что касается консервативности построенных разностного метода и метода дробных шагов, то для линейной подзадачи (9) имеет место следующая интегральная характеристика

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{2H} \int_0^{2H} |G|^2 du dv = 0. \quad (15)$$

Ее дискретный аналог имеет вид:

$$I_1^h(z) = \sum_{i=1}^{N_u-1} \sum_{j=1}^{N_v-1} h_u h_v |G(u_i, v_j, z)|^2 = \text{const}. \quad (16)$$

В смысле дискретного инварианта (16) оба рассмотренных выше метода являются консервативными. Для нелинейной же задачи консервативность, вообще говоря, зависит от вида оператора L_n , от аппроксимации этого оператора, а также от выбора краевых условий.

Кроме того, что из консервативности метода следует его устойчивость в сеточной норме $\|\cdot\|_{L_2} = \sqrt{(\cdot, \cdot)_h}$. Один из наиболее веских аргументов в пользу консервативных аппроксимаций заключается в том, что отсутствие консервативности ассоциируется с дополнительными источниками погрешности.

Численное моделирование динамики решения, описываемого формулой (7), проводилось на основе уравнения (6) для среды с гауссовой автокорреляционной функцией флуктуаций показателя преломления с

помощью метода дробных шагов с использованием быстрого дискретного преобразования Фурье (9) – (14). Задача рассматривалась на конечной пространственной области $u \times v \in [0, 2H] \times [0, 2H]$ с периодическими граничными условиями (8).

Следующие графики демонстрируют динамику решения вида (7) в рамках уравнения (6) без учета последнего слагаемого (без учета рассеяния) при перечисленных начальных данных (рис. 1, 2).

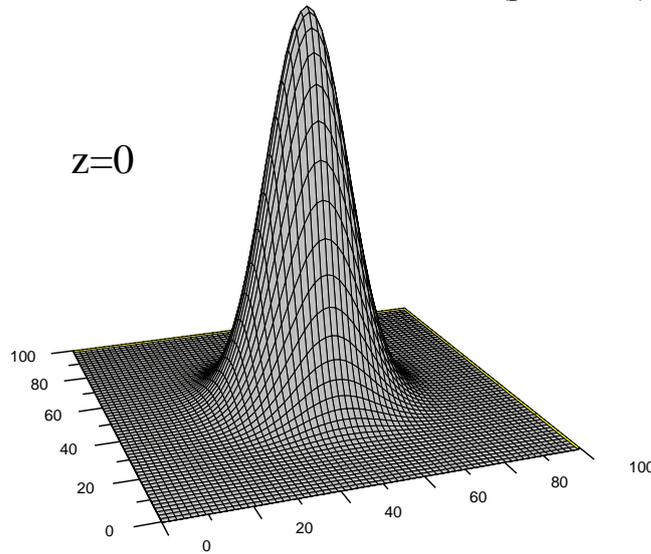


Рис. 1. Распределение функции взаимной когерентности $G_x(u, v, 0)$ в плоскости источника без учета рассеяния ($z=0$)

Каждый из графиков является модулем функции $G(u, v, z = \text{const})$ в плоскости (u, v) . Графики показывают, что начальная форма решения при больших z начинает меняться – немного падает максимум амплитуды, расплываются крылья пучка, сохраняя симметричность относительно обеих осей.

Результат говорит о равноценном влиянии на динамику решения каждой компоненты уравнения по пространственным переменным. При проведении расчетов контролировалась сумма вида (16). Даже при длительности счета $z = 10000$ погрешность относительно начального значения составляла не более 0,1% (одной десятой процента), что свидетельствует о достаточно высокой точности численного метода.

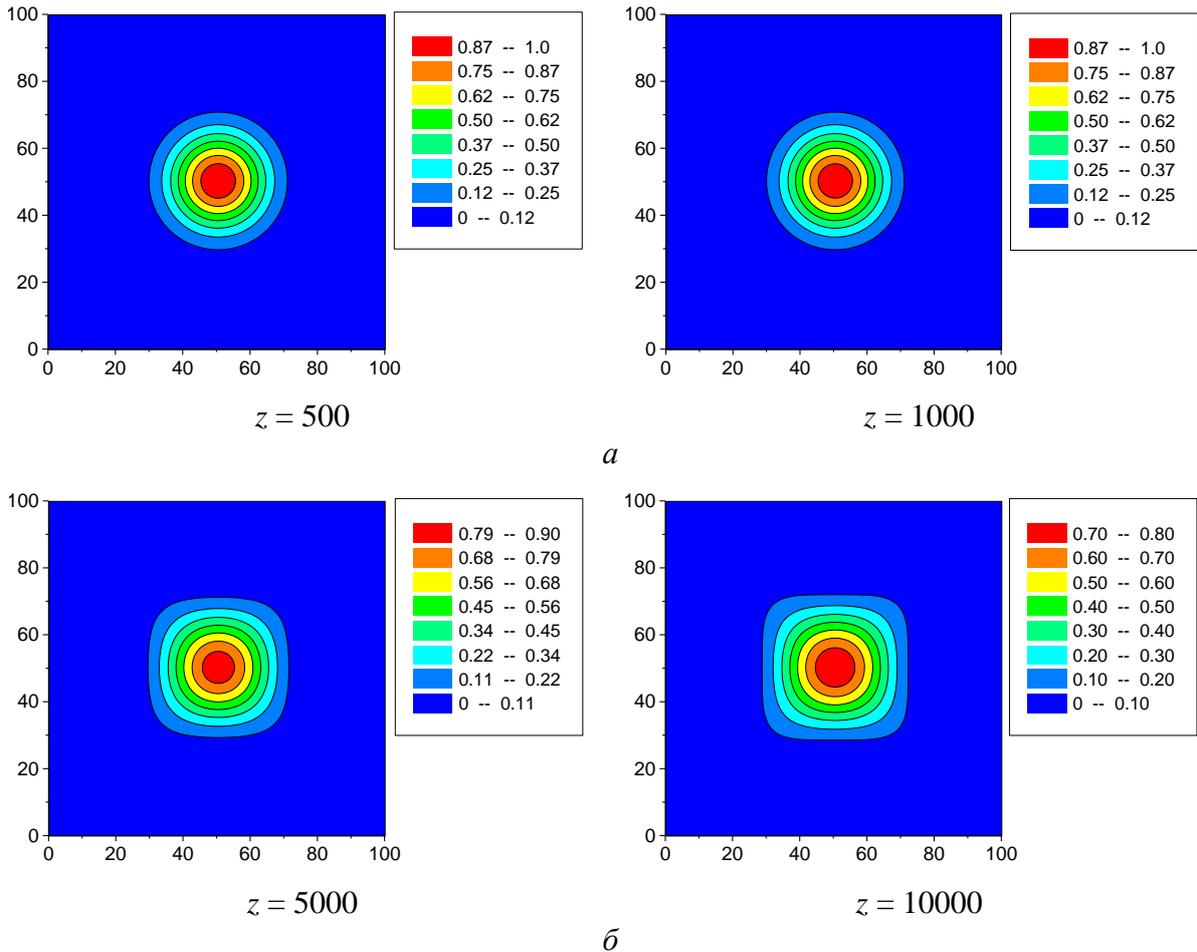


Рис. 2. Распределение функции взаимной когерентности $\Gamma_x(u, v, z = \text{const})$ в плоскости приемника без учета рассеяния

Рисунки (рис. 3 *a, б*) соответствуют случаю учета рассеяния $l_n = 0.1$; $\sigma_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$. Остальные значения параметров при численном решении уравнения совпадают с параметрами предыдущего эксперимента в целях определения влияния добавленного слагаемого на поведение решения.

Деструктивное влияние дополнительного слагаемого в уравнении (6) $-k^2 F(u, v) \Gamma_x(u, v, z)$, учитывающего рассеяние по сравнению со случаем без рассеяния наиболее хорошо проиллюстрировано на последнем графике рис. 3 ($z = 10000$). В плоскости, перпендикулярной пространственной плоскости и пересекающейся с ней по диагонали, можно наблюдать, как на решении появляются возмущения (в виде узких пичков). В плоскости, параллельной оси u , этот эффект выглядит следующим образом (рис. 4).

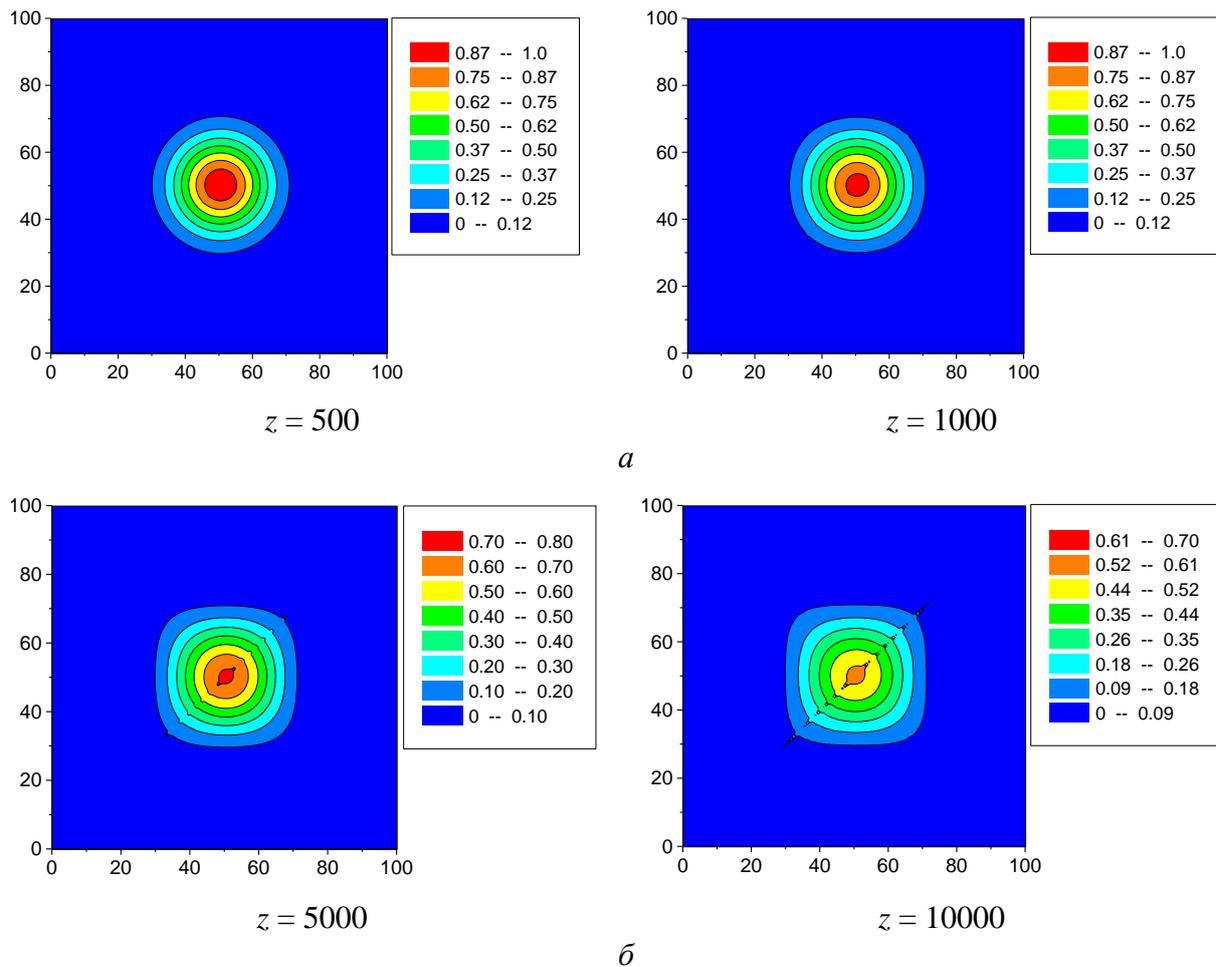


Рис. 3. Распределение функции взаимной когерентности $\Gamma_x(u, v, z = \text{const})$ в плоскости приемника с учетом рассеяния

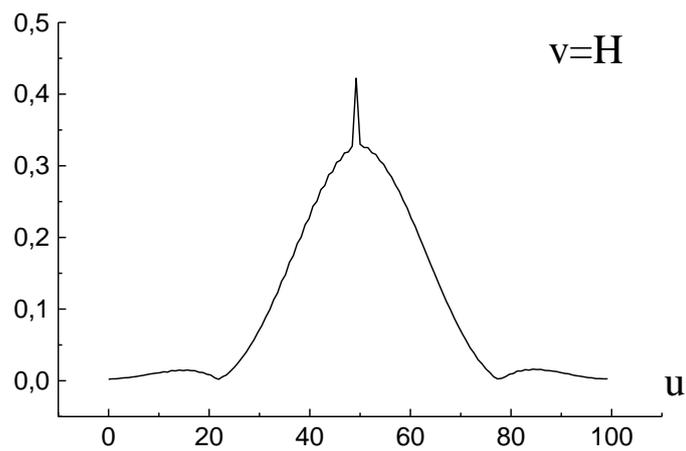


Рис. 4. Распределение функции взаимной когерентности $\Gamma_x(u, v = \text{const}, z = \text{const})$ в плоскости приемника с учетом рассеяния

Далее эти возмущения как бы "перекачивают" энергию у исходного решения (максимум его амплитуды существенно падает) и при дальнейшем счете разваливают его (рис. 5).

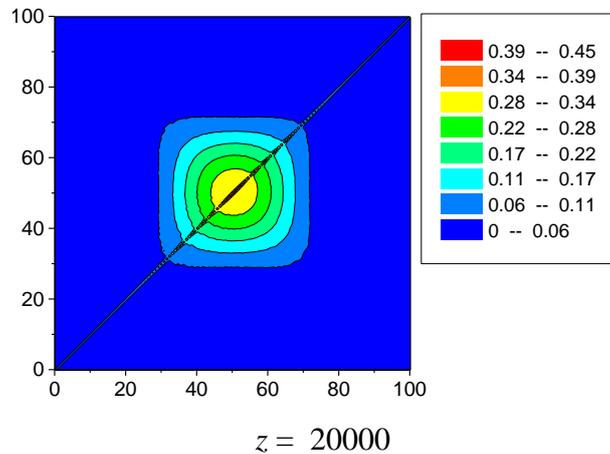


Рис. 5. Распределение функции взаимной когерентности $\Gamma_x(u, v, z = \text{const})$ в плоскости приемника с учетом рассеяния

Очевидно, что в данной модели свое влияние на картину развала решения оказывают размеры выбранной области и периодические краевые условия. На сравнительно большой пространственной плоскости возникающие возмущения решения расходятся бы в стороны (при этом также портя решение), а однородные краевые условия могли бы их поглощать или отражать. Но качественно поведение решения при больших дистанциях в достаточной мере отражено на приведенных графиках (рис. 3).

Представляет интерес поведение решения (и в том числе сохранение его первоначальных параметров) на больших эволюционных промежутках. Очевидно, что уменьшение коэффициента σ_0 приведет к уменьшению возмущений решения и сохранит его на большей дистанции распространения.

Литература

1. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
2. Зуев В. Е., Банах В. А., Покасов В. В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 246 с.

И. К. Данейко, А. А. Спиридонов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В работе рассматривается поведение пространственной корреляционной функции флуктуаций интенсивности лазерного пучка, распространяющегося в случайно-неоднородной атмосфере. Свойства среды задаются корреляционной функцией флуктуаций диэлектрической проницаемости [1].

Использовано параболическое приближение волнового уравнения для пространственной функции когерентности четвертого порядка и спектральный метод численного решения этого уравнения.

Уравнение, описывающее функцию когерентности четвертого порядка, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Gamma_4}{\partial z} - \frac{i}{2k} (\Delta_1 - \Delta_2 - \Delta_3 + \Delta_4) \Gamma_4 - \\ - k^2 \bar{F} \Gamma_4 - \frac{ik}{2} [\bar{\mu}(\vec{\rho}_1) - \bar{\mu}(\vec{\rho}_2) - \bar{\mu}(\vec{\rho}_3) - \bar{\mu}(\vec{\rho}_4)] \Gamma_4 = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

где $\bar{\mu}(\vec{\rho})$ – функция профиля рефракционного канала, \bar{F} – функция рассеяния случайной среды, определяемая через структурную функцию флуктуаций диэлектрической проницаемости \bar{D} :

$$\begin{aligned} \bar{F} = \bar{D}(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2) + \bar{D}(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_3) + \bar{D}(\vec{\rho}_4 - \vec{\rho}_2) + \\ + \bar{D}(\vec{\rho}_4 - \vec{\rho}_3) - \bar{D}(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_4) - \bar{D}(\vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_3) \end{aligned} \quad (2)$$

Считаем, что неоднородный профиль диэлектрической проницаемости лежит в поперечной плоскости.

Сделаем замену переменных:

$$\begin{bmatrix} 2\vec{R} \\ \vec{p} \\ \vec{q} \\ 2 \\ \vec{s} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{\rho}_1 \\ \vec{\rho}_2 \\ \vec{\rho}_3 \\ \vec{\rho}_4 \end{bmatrix} \quad (3)$$

Ограничим наше внимание двумерным случаем, рассматривая распространение в вертикальной плоскости высота – дальность. Тогда векторные переменные $\vec{R}, \vec{p}, \vec{S}, \vec{q}$, будут скалярными $\bar{R}, \bar{p}, \bar{q}, \bar{S}$.

Для скалярных переменных после преобразований имеем:

$$-\frac{ik}{2}(\bar{\mu}(\bar{\rho}_1) + \bar{\mu}(\bar{\rho}_4)) = -\frac{ik}{2}(\bar{\mu}'(\bar{R})\bar{q} + \bar{\mu}'(R)\bar{p} \cdot \bar{s}),$$

$$\bar{D} = -\Lambda D \left(\left(\frac{\bar{s}}{l_0} \right)^2 \right),$$
(4)

где Λ – характерный масштаб структурной функции флуктуации диэлектрической проницаемости, связанный с характерным масштабом рассеивания фазы $l_f = \frac{1}{k^2 \lambda}$.

Введем безразмерные нормированные переменные:

$$Z = \frac{z}{l_f}; s = \frac{\bar{s}}{2r_d}; p = \frac{\bar{p}}{2r_d}; q = \frac{\bar{q}}{2r_d}; R = \frac{\bar{R}}{F};$$
(5)

где $r_d = \frac{z}{kb}$ – дифракционный радиус пучка; b – начальный радиус пучка F – характерный масштаб изменения функции профиля канала μ ; l_D – характерный масштаб дифракции.

Тогда уравнение для функции когерентности четвертого порядка в безразмерных нормированных переменных будет иметь вид:

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial Z} - i \left[\frac{l_{sp}}{F} \frac{\partial^2}{\partial R \partial q} + \frac{\partial^2}{\partial p \partial s} \right] \Gamma_4 - f \Gamma_4 +$$

$$+ \left[-\frac{i}{2} \frac{l_f^2}{l_{sp} F} \frac{\partial \bar{\mu}(R)}{\partial R} q - \frac{l_f^2}{(F)^2} \frac{\partial^2 \bar{\mu}(R)}{\partial R^2} \right] \Gamma_4 = 0,$$
(6)

где

$$f_{qv}(p, s, q) = -k^2 l_f [D(l_{sp}(p+s)) + D(l_{sp}(p-s)) - D(l_{sp}(s + \frac{q}{2})) -$$

$$- D(l_{sp}(s - \frac{q}{2})) - D(l_{sp}(p + \frac{q}{2})) - D(l_{sp}(p - \frac{q}{2}))]$$
(7)

– нормированная функция рассеивания среды, $\bar{\mu}$ – нормированная функция профиля канала; $l_{sp} = \sqrt{l_f/k}$.

Для квадратичного профиля канала $\bar{\mu}(R) = \frac{\delta}{2} \left(\frac{\bar{R}}{F} \right)^2$ имеем:

$$\frac{\partial \bar{\mu}(\bar{R})}{\partial R} = \delta R; \quad \frac{\partial^2 \bar{\mu}(R)}{\partial R^2} = \delta.$$
(8)

и уравнение (6) запишется в виде:

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial Z} - i \left[a_1 \frac{\partial^2}{\partial R \partial q} + \frac{\partial^2}{\partial p \partial s} \right] \Gamma_4 - f_{qv} \Gamma_4 - i a_3 R q \Gamma_4 - i a_1 a_3 p s \Gamma_4 = 0, \quad (9)$$

где постоянные a_1, a_3 определяются как:

$$a_1 = \frac{l_{sp}}{F}, \quad a_3 = \frac{k l_{sp} l_f}{2F} \delta, \quad a_1 a_3 = \frac{l_f^2}{2(F)^2} \delta. \quad (10)$$

Преобразование Фурье от $\Gamma_4 \left(\zeta, p, s, R, q + \frac{\alpha \zeta}{\beta} \right)$ по R :

$$\bar{\Gamma}_4(\zeta, p, s, \alpha, q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_4 \left(\zeta, p, s, R, q + \frac{\alpha \zeta}{\beta} \right) \exp(-i\alpha R) dR \quad (11)$$

и представление Q как параметра приводит к дифференциальному уравнению в частных производных:

$$\frac{\partial \bar{\Gamma}_4}{\partial \zeta} - i \frac{\partial \bar{\Gamma}_4}{\partial p \partial s} - \gamma F_b \left(p, s, q + \frac{\alpha \zeta}{\beta} \right) \bar{\Gamma}_4 = 0. \quad (12)$$

В уравнении (5) p, s, ζ можно рассматривать как независимые переменные, а q и α – как параметры. Таким образом, для нахождения $\Gamma_4(\zeta, p, s, R, q)$ на произвольной дальности $\zeta = \zeta_2$ при известной функции $\Gamma_4(\zeta = \zeta_1, p, s, R, q)$ делаем следующие преобразования:

1) Фурье-преобразование $\Gamma_4(\zeta = \zeta_1, p, s, R, q)$ по R :

$$\bar{\Gamma}_4 \left(\zeta = \zeta_2, p, s, R, q - \frac{\alpha \zeta}{\beta} \right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_4(\zeta = \zeta_1, p, s, R, q) \exp(-i\alpha R) dR; \quad (13)$$

2) интегрируем уравнение (5) на отрезке $[\zeta_1, \zeta_2]$, используя спектральный метод численного решения задачи распространения плоской волны;

3) обратное Фурье-преобразование $\bar{\Gamma}_4$ по α :

$$\Gamma_4(\zeta = \zeta_2, p, s, R, q) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\Gamma}_4 \left(\zeta = \zeta_2, p, s, R, q - \frac{\alpha \zeta_2}{\beta} \right) \exp(i\alpha R) d\alpha. \quad (14)$$

Анализ результатов численного расчета функции когерентности четвертого порядка проводился для гауссового волнового пучка с длиной волны $\lambda = 0.63$ мкм и дифракционным параметром (размером передающей апертуры источника) $l_D = \frac{kb^2}{\zeta} = 25$, распространяющегося в двухмерной случайно-неоднородной среде со спектром неоднородностей диэлектрической проницаемости вида:

$$\Phi_\varepsilon = 0,033C_\varepsilon^2\chi^{-11/3}\exp\left(-\frac{\chi^2}{\chi_m^2}\right), \quad (15)$$

где C_ε^2 - структурный параметр флуктуаций диэлектрической проницаемости, $\chi_m = \frac{5,92}{l_0}$, l_0 - внутренний масштаб турбулентности.

Рассмотрено поведение индекса мерцаний

$$S_I^2 = \frac{\Gamma_4(\zeta, 0, 0, R, 0) - \Gamma_2^2(\zeta, 0, R)}{\Gamma_2^2(\zeta, 0, R)} \quad (16)$$

в зависимости от параметра рассеяния

$$\gamma = 2,59C_n^2k^2b^{5/3}\zeta, \quad (17)$$

где $C_n^2 = C_\varepsilon^2/4$ - структурная характеристика показателя преломления, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число, b - начальный радиус пучка, ζ - длина трассы распространения.

На рис. 1 представлен график зависимости индекса мерцаний на оси гауссового пучка S_I^2 от параметра рассеяния γ .

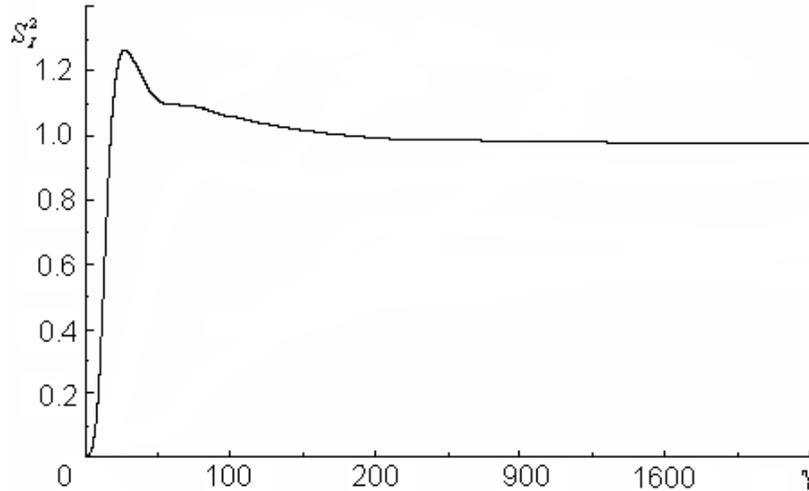


Рис. 1. Численный расчет индекса мерцаний S_I^2 в зависимости от параметра рассеяния γ

Для малых значений параметра рассеяния $\gamma < 10$ (малые значения структурной характеристики показателя преломления C_n^2 или длины трассы ζ) наблюдается рост индекса мерцаний S_I^2 с увеличением γ . В области $\gamma \approx 50$ имеется фокус флуктуаций интенсивности и индекс мерца-

ний S_I^2 достигает своего максимального значения. С дальнейшим ростом γ ($\gamma > 100$) индекс мерцаний S_I^2 насыщается на уровне, близком к единице. Таким образом, можно выделить три характерных области флуктуаций интенсивности [1]: область слабых флуктуаций ($\gamma < 10$), области фокусировки флуктуаций ($\gamma \approx 50$) и области сильных флуктуаций ($\gamma > 100$).

Рассмотрим изменение нормированной корреляционной функции флуктуации интенсивности

$$G_I(\zeta, s, R) = \frac{\Gamma_4(\zeta, 0, s, R, 0) - \Gamma_2\left(\zeta, 0, R + \frac{s}{2}\right)\Gamma_2\left(\zeta, 0, R - \frac{s}{2}\right)}{\Gamma_2\left(\zeta, 0, R + \frac{s}{2}\right)\Gamma_2\left(\zeta, 0, R - \frac{s}{2}\right)}. \quad (18)$$

гауссового пучка в двух точках наблюдения $\left(x_1 = -\frac{l_0 s}{2} \text{ и } x_2 = \frac{l_0 s}{2}\right)$, расположенных симметрично относительно оси пучка ($R = 0$) в плоскости поперечной к направлению распространения ($\zeta = F = \text{const}$), в зависимости от параметра рассеяния γ . Выберем значения параметра рассеяния $\gamma = 1; 10; 50; 500$ для проведения сравнительного анализа пространственной корреляции в трех характерных областях флуктуаций интенсивности.

На рис. 2 представлен график зависимости нормированной корреляционной функции флуктуации интенсивности G_I ($\zeta = \text{const}, s, R = 0$) от нормированного расстояния между точками наблюдения s ($s = \frac{\bar{s}}{2r_d}$). Из

вида кривой 1 G_I ($\zeta = \text{const}, s, R = 0$) видно, что радиус положительной корреляции r_l слабых флуктуаций интенсивности приблизительно равен

дифракционному радиусу пучка $r_d = \frac{z}{kb}$. При разносе точек наблюдения

на расстояние порядка $2r_d$ наблюдается глубокая отрицательная корреляция ($G_I \approx -0,6$), что согласуется с асимптотическим решением метода плавных возмущений [1]. Дальнейшее увеличение разноса точек наблюдения приводит к асимптотическому исчезновению корреляции флуктуаций интенсивности. С увеличением параметра рассеяния происходит рост радиуса положительной корреляции r_l и уменьшение уровня отрицательной корреляции (кривая 2).

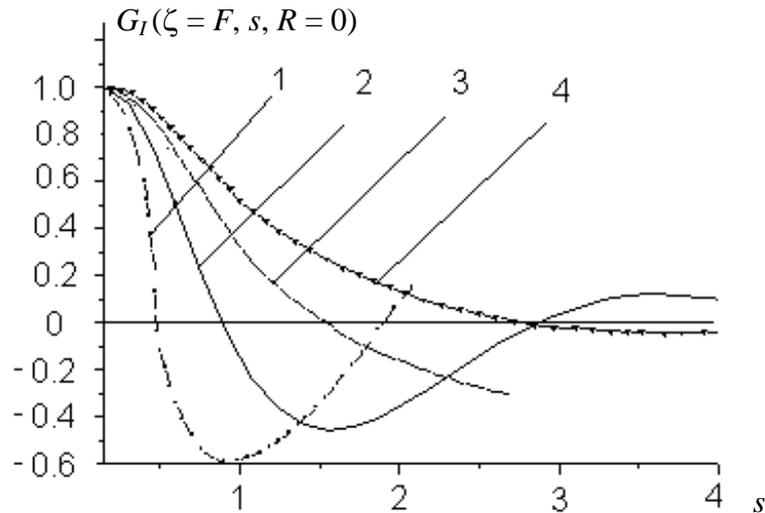


Рис. 2. Распределение нормированной корреляционной функции флуктуаций интенсивности $G_I(\zeta = F, s, R = 0)$ в поперечной плоскости $\zeta = F$ для различных значений параметра рассеяния γ : 1 (1); 10 (2); 50 (3); 500 (4)

При переходе от слабых флуктуаций в область насыщения флуктуаций (кривая 4) вид корреляционной функции флуктуации интенсивности G_I изменяется, радиус положительной корреляции r_l становится максимальным и приблизительно равным радиусу когерентности плоской волны r_l , распространяющейся с такой же частотой. Это больше радиуса корреляции флуктуаций интенсивности r_l^{II} плоской волны и практически совпадает с радиусом корреляции флуктуаций интенсивности r_l^c сферической волны [1]. Эти результаты подтверждают гипотезу о том, что при одних и тех же значениях разноса точек наблюдения и близких значениях параметра рассеяния уровень корреляции интенсивности в узких пучках выше, чем в неограниченных волнах. В области фокусировки флуктуаций интенсивности радиус положительной корреляции r_l остается приблизительно равным двум дифракционным радиусам пучка $2r_d$.

Литература

1. Зуев В. Е., Банах В. А., Покасов В. В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 246 с.

И. К. Данейко, А. А. Спиридонов

СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

В настоящей работе рассматривается задача распространения сфокусированного лазерного пучка с эффективным радиусом b в турбулентной атмосфере. Исследуются сильные флуктуации интенсивности, вызываемые многократным рассеянием лазерного излучения на случайных неоднородностях среды на протяженных трассах. Свойства среды задаются колмогоровским спектром флуктуаций диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной атмосферы [1]:

$$\Phi_\varepsilon = 0.033 C_\varepsilon^2 \chi^{-11/3} \exp\left(-\frac{\chi^2}{\chi_m^2}\right), \quad (1)$$

где C_ε^2 – структурный параметр флуктуаций диэлектрической проницаемости, $\chi_m = \frac{5.92}{l_0}$, l_0 – внутренний масштаб турбулентности.

Пусть в статистически однородной стационарной слаборассеивающей среде распространяется волновой пучок. В этом случае функция когерентности четвертого порядка волнового пучка, распространяющегося в плавно-неоднородной двухмерной среде в положительном направлении оси z , удовлетворяет параболическому уравнению в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial \zeta} - i \left(\frac{\partial^2 \Gamma_4}{\partial p \partial s} + \frac{1}{\beta} \frac{\partial^2 \Gamma_4}{\partial R \partial q} \right) - \gamma F_b(s, p, q) \Gamma_4 = 0, \quad (2)$$

где $\Gamma_4(\zeta, p, s, R, q)$ – функция когерентности четвертого порядка в безразмерных переменных:

$$\zeta = \frac{z}{kl_0^2}, R = \frac{x_1 + x_2 + x_3 + x_4}{4b}, p = \frac{x_1 + x_2 - x_3 - x_4}{2l_0}, \quad (3)$$

$$s = \frac{x_1 + x_3 - x_2 - x_4}{2l_0}, q = \frac{x_1 - x_2 - x_3 + x_4}{l_0},$$

$\beta = b/l_0$ – относительная ширина пучка;

$F_b(p, s, q) = \left[D_\varepsilon\left(p + \frac{q}{2}\right) + D_\varepsilon\left(p - \frac{q}{2}\right) + D_\varepsilon\left(s + \frac{q}{2}\right) + D_\varepsilon\left(s - \frac{q}{2}\right) - \right. \\ \left. - D_\varepsilon(p + s) + D_\varepsilon(p - s) \right] / D_\varepsilon(0)$ – нормированная функция рассеяния сре-

ды; $D_\varepsilon(r) = 2 \int [1 - \cos(\vec{\chi} \cdot \vec{r})] \Phi_\varepsilon(\chi) d^3\vec{\chi}$ – структурная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости среды; $\gamma = k^3 D_\varepsilon(0) l_0^2$ – параметр рассеяния среды;

Преобразование Фурье от $\Gamma_4\left(\zeta, p, s, R, q + \frac{\alpha\zeta}{\beta}\right)$ по R

$$\bar{\Gamma}_4(\zeta, p, s, \alpha, q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_4\left(\zeta, p, s, R, q + \frac{\alpha\zeta}{\beta}\right) \exp(-i\alpha R) dR \quad (4)$$

удовлетворяет дифференциальному уравнению в частных производных

$$\frac{\partial \bar{\Gamma}_4}{\partial \zeta} - i \frac{\partial \bar{\Gamma}_4}{\partial p \partial s} - \gamma F_b\left(p, s, q + \frac{\alpha\zeta}{\beta}\right) \bar{\Gamma}_4 = 0 \quad (5)$$

В уравнении (5) p, s и ζ можно рассматривать как независимые переменные, а q и α – как параметры. Таким образом, для нахождения $\Gamma_4(\zeta, p, s, R, q)$ на произвольной дальности $\zeta = \zeta_2$ при известной $\Gamma_4(\zeta = \zeta_1, p, s, R, q)$ используем спектральный метод численного решения параболического уравнения для функции когерентности четвертого порядка. Этот метод основывается на расщеплении уравнения функции когерентности на два уравнения, одно из которых описывает дифракцию лазерного излучения при распространении в среде без рассеяния, другое – рассеяние на случайных неоднородностях среды. Сделаем следующие преобразования:

1) Фурье-преобразование $\Gamma_4(\zeta = \zeta_1, p, s, R, q)$ по R

$$\bar{\Gamma}_4\left(\zeta = \zeta_2, p, s, R, q - \frac{\alpha\zeta}{\beta}\right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_4(\zeta = \zeta_1, p, s, R, q) \exp(-i\alpha R) dR; \quad (6)$$

2) интегрируем уравнение (5) на отрезке $[\zeta_1, \zeta_2]$, используя спектральный метод численного решения задачи распространения плоской волны;

3) обратное Фурье-преобразование $\bar{\Gamma}_4$ по α

$$\Gamma_4(\zeta = \zeta_2, p, s, R, q) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\Gamma}_4\left(\zeta = \zeta_2, p, s, R, q - \frac{\alpha\zeta_2}{\beta}\right) \exp(i\alpha R) d\alpha. \quad (7)$$

Анализ результатов численного расчета функции когерентности четвертого порядка гауссового волнового пучка, распространяющегося в двухмерной случайно-неоднородной среде с колмогоровским спектром флуктуаций диэлектрической проницаемости проводится для различных значений относительной ширины пучка $\beta = b/l_0 = 1; 5$ и параметра рас-

сеивания $\gamma = 0.5$, выбранных такими для анализа влияния начального размера пучка (b) и статистических свойств среды (l_0, C_ε^2) на флуктуации интенсивности волнового поля. Рассмотрим поведение относительной дисперсии флуктуаций интенсивности :

$$S_I^2 = \frac{\Gamma_4(\zeta, 0, 0, R, 0) - \Gamma_2^2(\zeta, 0, \beta R)}{\Gamma_2^2(\zeta, 0, \beta R)} \quad (8)$$

и корреляционной функции флуктуаций интенсивности:

$$G_I(\zeta, s, R) = \frac{\Gamma_4(\zeta, 0, s, R, 0) - \Gamma_2\left(\zeta, 0, \beta R + \frac{s}{2}\right)\Gamma_2\left(\zeta, 0, \beta R - \frac{s}{2}\right)}{\Gamma_2\left(\zeta, 0, \beta R + \frac{s}{2}\right)\Gamma_2\left(\zeta, 0, \beta R - \frac{s}{2}\right)}. \quad (9)$$

На рис.1 представлена зависимость относительной дисперсии флуктуаций интенсивности S_I^2 и средней нормированной интенсивности $\langle I \rangle$ гауссового пучка от нормированного поперечного расстояния $\rho = R/b$ для относительной дальности $\zeta = 2$ и относительной ширины пучка $\beta = 1$.

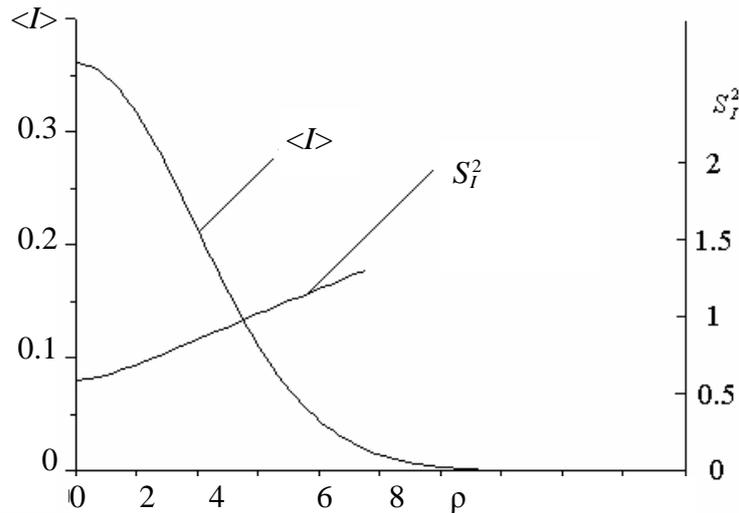


Рис. 1. Зависимость индекса мерцаний S_I^2 и средней нормированной интенсивности $\langle I \rangle$ гауссового пучка от нормированного поперечного расстояния $\rho = R/b$ для относительной дальности $\zeta = 2$ и относительной ширины пучка $\beta = 1$

Видно, что относительная дисперсия флуктуаций интенсивности увеличивается к границе пучка. Когда пучок распространяется в среде, он рассеивается и S_I^2 будет изменяться значительным образом только для значений относительного поперечного расстояния ρ , имеющих порядок эффективного радиуса пучка ρ_e , определяемого как поперечное расстояние, на котором средняя интенсивность $\langle I \rangle$ уменьшается в поперечном на-

правлении в e^2 раз по сравнению с $\langle I \rangle$ на оси пучка. К границе пучка S_1^2 ($\zeta = 2, \rho$) асимптотически приближается к своему насыщению.

На рис. 2, 3 изображены нормированные корреляционные функции флуктуации интенсивности G_I ($\zeta = \text{const}, s, R = 0$) гауссового пучка в двух точках наблюдения $\left(x_1 = -\frac{l_0 s}{2} \text{ и } x_2 = \frac{l_0 s}{2} \right)$, расположенных симметрично относительно оси пучка ($R = 0$), для относительной дальности $\zeta = 2$ и 5, параметра интенсивности $\gamma = 0.5$ и двух значений относительной ширины пучка $\beta = 1$ и $\beta = 5$. Корреляционная функция флуктуаций интенсивности плоской волны с единичной амплитудой также изображена для сравнения.

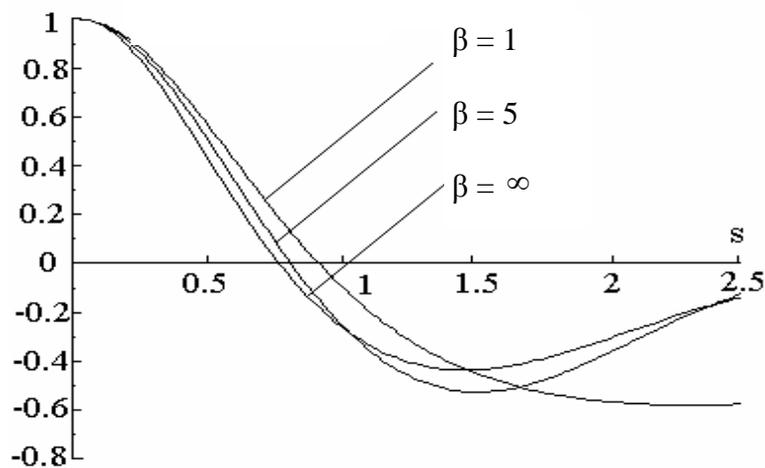


Рис. 2. Распределение нормированной корреляционной функции флуктуаций интенсивности G_I ($\zeta = 2, s, R = 0$) для параметра рассеяния $\gamma = 0.5$ и двух значений относительной ширины пучка $\beta = 1$ и $\beta = 5$

Видно, что характерный поперечный масштаб главного максимума корреляционной функции слабо зависит от относительной ширины пучка и дальности распространения ζ и имеет порядок радиуса корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости l_0 (внутренний масштаб турбулентности). Поперечный масштаб главного максимума корреляционной функции флуктуаций интенсивности плоской волны меньше, чем для гауссового пучка. С ростом относительной ширины пучка β ширина главного максимума уменьшается, также как и с уменьшением дальности. Для малых значений ζ наблюдается наличие максимума, который двигается в поперечном направлении оси s и увеличивается по абсолютному значению с уменьшением β . Затем кривая G_I асимптотически приближается к нулю с различной скоростью в зависимости от β . Флуктуации интенсивности в области насыщения становятся некоррелированными. На больших дальностях минимума G_I не наблюдается, а к границе

пучка в области насыщения флуктуации становятся некоррелированными для меньших значений s .

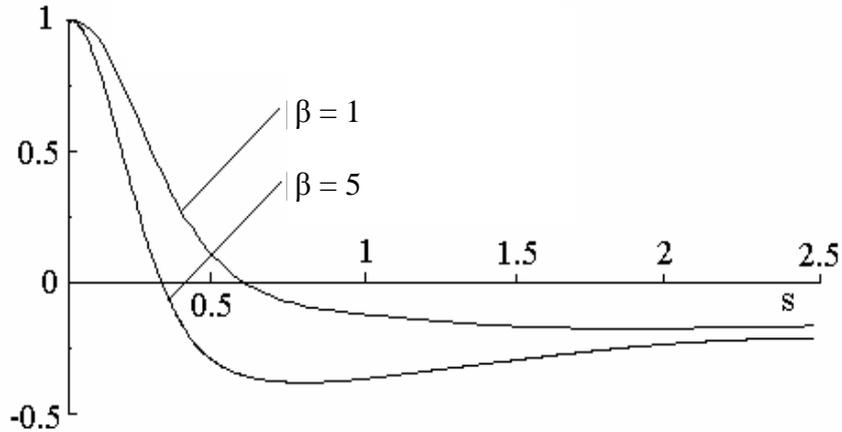


Рис. 3. Распределение нормированной корреляционной функции флуктуаций интенсивности $G_I(\zeta = 5, s, R = 0)$ для параметра рассеяния $\gamma = 0,5$ и двух значений относительной ширины пучка $\beta = 1$ и $\beta = 5$

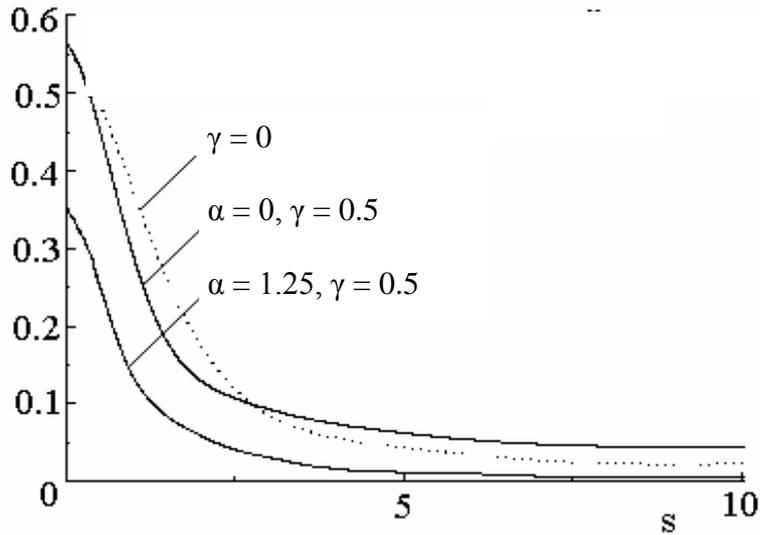


Рис. 4. График зависимости спектральной функции $\bar{\Gamma}_4(\zeta = 2, p = 0, s, \alpha = \text{const}, q = -\alpha\zeta/\beta = \text{const})$ от поперечной координаты s для различных значений параметра рассеяния $\gamma = 0; 0.5$ и относительной ширины пучка $\beta = 1$

В заключение рассмотрим пространственное поведение функции когерентности четвертого порядка. На рис. 4 и 5 показаны зависимости спектральной функции $\bar{\Gamma}_4(\zeta = \text{const}, p = 0, s, \alpha = \text{const}, q = -\alpha\zeta/\beta = \text{const})$ от поперечной координаты s для различных значений относительной ширины пучка $\beta = 1$ и 5 и параметра рассеяния $\gamma = 0$ и 0.5 . Параметр рас-

сеяния $\gamma = 0$ означает распространение пучка в свободной нерассеивающей среде.

Когда при распространении пучка в среде процессы рассеивания становятся преобладающими (в областях насыщения флуктуаций интенсивности, больших дальностей), то все поперечные масштабы для двух значений относительной ширины пучка $\beta = 1$ и $\beta = 5$ имеют порядок единицы, т. е. меньше чем в случае распространения в свободном нерассеивающем пространстве.

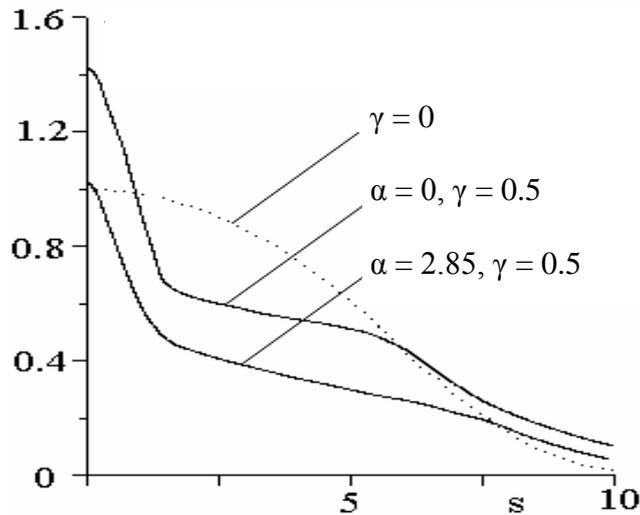


Рис. 5. График зависимости спектральной функции

$\bar{\Gamma}_4$ ($\zeta = 2, p = 0, s, \alpha = \text{const}, q = -\alpha\zeta/\beta = \text{const}$) от поперечной координаты s для различных значений параметра рассеяния $\gamma = 0; 0.5$ и относительной ширины пучка $\beta = 5$

Спектральная функция $\bar{\Gamma}_4(\zeta, p, s, 0, 0)$ имеет важный физический смысл, т. к. она пропорциональна среднему от корреляционной функции $\Gamma_4(\zeta, p, s, R, q)$ по R . Она также удовлетворяет (при $p=0$) закону сохранения:

$$\frac{d}{d\zeta} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_4(\zeta, 0, s, 0, 0) ds = 0.$$

Следовательно площадь под графиками спектральной функции Γ_4 одинаковые и не зависят ζ и γ . Также видно, что $\bar{\Gamma}_4(\zeta, p = 0, s, 0, 0)$ сначала резко уменьшается с ростом s с характерным масштабом порядка единицы, а затем имеет плавное падение, таким образом, чтобы удовлетворить закону сохранения.

1. Литература

1. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983.
2. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск.: Наука, 1981. 246 с.

В. А. Длугунович, Р. Г. Жбанков, В. А. Ждановский,
С. А. Загорская, С. П. Фирсов

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ CO₂-ЛАЗЕРА НА СТРУКТУРУ ПЛЕНОК ЭФИРОВ ЦЕЛЛЮЛОЗЫ

Среди методов модификации полимерных материалов с целью улучшения их потребительских свойств заметное место занимает воздействие лазерного излучения [1]. В данной работе методами ИК спектроскопии поглощения и многократного нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО) выполнены исследования конформационных превращений в пленках водорастворимого эфира целлюлозы – гидроксиэтилцеллюлозы (ГЭЦ), элементарная ячейка которой представлена на рис. 1, под воздействием излучения CO₂-лазера непрерывного режима работы.

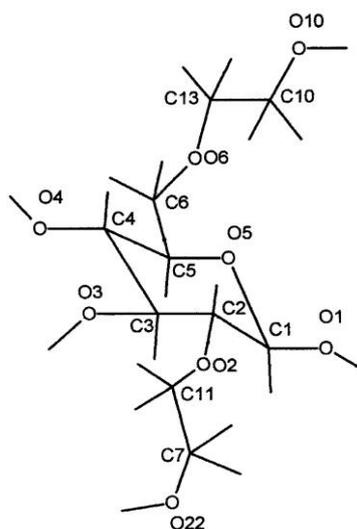


Рис. 1. Элементарная ячейка молекулы ГЭЦ [2]

Выявлены структурно-чувствительные области спектров (1450–1350 и 1150–1000 см⁻¹) при изучении пленок ГЭЦ в объеме (спектры поглощения) и в поверхностном слое (спектры МНПВО) (рис. 2). Обнаруженные различия в спектрах поглощения и МНПВО обусловлены неидентичностью конформационных состояний макромолекул в объеме и на поверхности материала. Установлено, что для выявления конформационных превращений в ГЭЦ под действием лазерного излучения необходимо применение спектроскопии МНПВО, т. к. изменения отмечаются в контактирующем с воздухом поверхностном слое, на который в нашем случае действовало лазерное излучение. Отсутствие эффекта в спектрах с поверхности пленки, противоположной подвергаемой лазерному воздействию, подтверждает данный вывод (рис. 3).

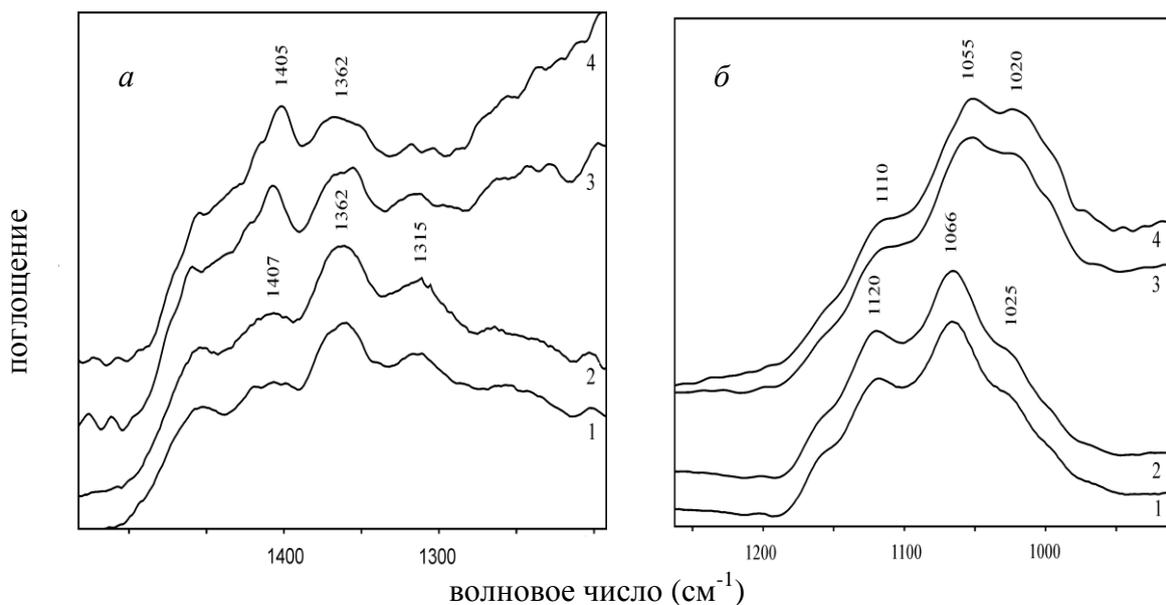


Рис. 2. ИК спектры поглощения (1, 2) и МНПВО (3, 4) пленки ГЭЦ до (1, 3) и после (2, 4) лазерного воздействия при $q = 3.8 \text{ Вт/см}^2$, $t = 400 \text{ мс}$ и $Q = 1.5 \text{ Дж/см}^2$ в спектральной области $1500\text{--}1200 \text{ см}^{-1}$ (а) и $1200\text{--}900 \text{ см}^{-1}$ (б)

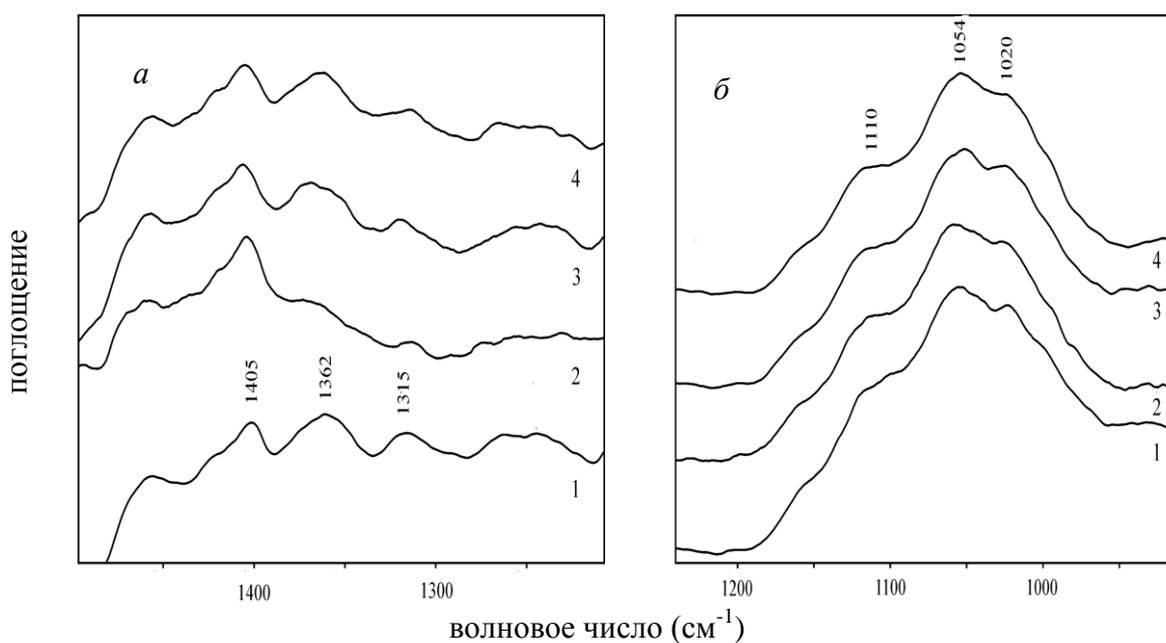


Рис. 3. ИК спектры МНПВО поверхностей пленки ГЭЦ, контактирующей с воздушной средой (1, 2) и с подложкой (3, 4) соответственно, до (1, 3) и после (2, 4) лазерного воздействия при $q = 1.0 \text{ Вт/см}^2$, $t = 5.8 \text{ с}$ и $Q = 5.8 \text{ Дж/см}^2$ в областях $1500\text{--}1200 \text{ см}^{-1}$ (а) и области $1200\text{--}900 \text{ см}^{-1}$ (б)

Различия в спектрах МНПВО поверхностных слоев исходного полимера, граничащих с воздухом и подложкой, обусловлены конформационными особенностями макромолекул, формирующих эти слои.

После лазерного воздействия наиболее значительные изменения в спектрах наблюдаются в области частот деформационных колебаний групп С–О–Н ($1450\text{--}1350\text{ см}^{-1}$), которые обусловлены реализацией различных ротамеров О–Н групп боковых цепей (см. рис. 2 а и 3 а). Наблюдаемые изменения тем больше, чем большее количество энергии лазерного излучения поглощается образцом.

Таким образом, при воздействии излучения CO_2 лазера с плотностью потока $q = 3.8\text{ Вт/см}^2$ и временем облучения пленки гидроксиэтилцеллюлозы от 100 до 400 мс ($Q = 0.4\text{--}1.5\text{ Дж/см}^2$) в ИК спектрах МНПВО наблюдается взаимообусловленное изменение соотношения интенсивностей полос при 1405 и 1362 см^{-1} . При уменьшении плотности потока падающего излучения до $q = 1.0\text{--}1.7\text{ Вт/см}^2$ с одновременным увеличением времени воздействия до 2–6 с ($Q = 6.0\text{ Дж/см}^2$) наряду с вышеупомянутыми изменениями в спектрах в большинстве случаев наблюдается также изменение соотношения интенсивностей близко расположенных полос 1054 и 1020 см^{-1} . Наблюдаемые различия спектров обусловлены конформационными превращениями структурных фрагментов элементарных звеньев макромолекул.

Литература

1. Жбанков Р. Г., Ждановский В. А., Киселевский Л. И. и др. О влиянии монохроматического излучения на изменение физической структуры полимеров // ЖПС. 1974. Т. 20, № 2. С. 317–319.
2. Жбанков Р. Г., Буслов Д. К., Сушко Н. Н. и др. // Эфиры целлюлозы и крахмала: синтез, свойства, применение: Материалы 10-й Всерос. научно-техн. конф. Суздаль, 2003. С. 137–149.

С. Н. Дрозд, М. М. Кугейко, В. А. Фираго

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ДЫМНОСТИ ОТРАБОТАВШИХ ГАЗОВ И УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЕГО ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ

Принцип действия используемых в настоящее время дымомеров основан на измерении величины ослабления проходящего через выброс оптического излучения и дополнительном измерении величины компенсационного потока [1, 2]. Нестабильность аппаратных констант приемно-излучающих и регистрирующих блоков измерителя из-за изменения условий проведения измерений (т. е. Температуры, загрязнения оптики, фоновой засветки и т. д.) Приводит к необходимости корректировки (подстройки) нулевого значения, выставляемого путем калибровочных измерений. Зачастую (при быстро изменяющихся условиях) проведение калибровки даже невозможно. Дополнительное же измерение компенсационного потока снижает влияние на точность измерений только нестабильности мощности (энергии) излучаемых световых импульсов.

Данные измерители дымности имеют две измерительные шкалы: основную – в абсолютных величинах ослабления света (m^{-1}), и вспомогательную – линейную с диапазоном измерений 0 – 100 %. зависимость между показаниями основной и вспомогательной шкалы вычисляется по формуле [3, 4]:

$$k = -\frac{1}{L} \ln \left(1 - \frac{N}{100} \right), \quad (1)$$

где k – коэффициент ослабления света, m^{-1} ; N – показания, снимаемые с линейной шкалы дымомера (дымность), %; L – эффективная база дымомера.

По новым правилам ЕЭК ООН определение дымности выбросов должно проводиться на основе определения массового количества твердых частиц (сажи) в единице объема выхлопа. Под загрязняющими твердыми частицами подразумеваются компоненты выхлопных газов, улавливаемые с помощью фильтра дымомера. Эти фильтры, предназначенные для улавливания твердых частиц, перед измерениями должны обрабатываться (при определенных температуре и влажности) в пыленепроницаемой оболочке в климатической камере от 8 до 56 часов. После обработки чистые фильтры взвешиваются и консервируются до момента их использования. Если фильтры не используются в течение часа с момента их извлечения из камеры для взвешивания, они должны подвергаться повторному взвешиванию [5].

Таким образом, используемые дымомеры, определяющие N или k , не удовлетворяют последним международным требованиям ЕЭК ООН, так как не позволяют определять массовую концентрацию количества сажи в выбросах. Используемый же весовой метод для определения массовой концентрации сажи в выбросах является неоперативным и трудоемким.

Предлагаемый способ определения дымности и устройство для его осуществления направлены на решение задачи оперативного определения массовой концентрации сажи в выбросах автотранспортных средств.

Поставленная задача решается тем, что посылку и регистрацию зондирующего излучения осуществляют двумя источниками и двумя приемниками излучения по двум пересекающимся в рассеивающей среде (выбросе) направлениям зондирования и дополнительно теми же двумя приемниками регистрируют рассеянные средой (в области пересечения направлений зондирования) потоки, а о величине массовой концентрации выбросов судят по величинам зарегистрированных рассеянных и прошедших через выброс зондирующих световых потоков.

Функциональная схема созданного дымомера, решающего поставленную задачу, приведена на рис. 1. Она включает центрируемый пробоотборник 1, жестко связанный с диффузором 2 и отражателем 3 струи выхлопных газов, кольцо 4 с закрепленными на нем приемниками 5 и источниками 6 излучения, теплоизоляционный корпус 7 с расположенными на нем электронным блоком, датчиком температуры и блоком питания.

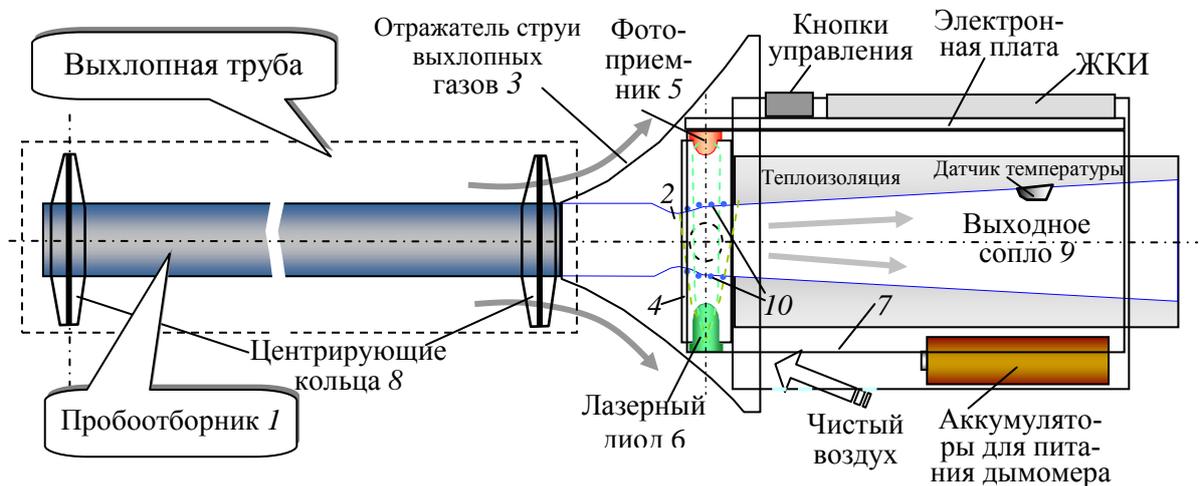


Рис. 1. Функциональная схема дымомера с забором пробы из выхлопной трубы

Измеритель дымности работает следующим образом. Пробоотборник вставляется в выхлопную трубу и, располагаясь за счет центрирующих колец 8 примерно в середине ее сечения, позволяет отбирать газы из центральной зоны выбрасываемых двигателем струи отработавших газов, которые проходят далее через диффузор 2 и жестко связанное с ним выходное сопло 9. Сопло 9 с целью создания газодинамической защиты от загрязнений излучателей и приемников оптико-механического блока дымомера частицами сажи и масла, содержащимися в выхлопных газах, имеет расширяющееся к выходу сечение. Это позволяет за счет возникающего при расширении сопла увеличения скорости истечения газов и соответствующего уменьшения давления в струе подавать через узкие щели 10, прорезанные вдоль сопла для прохождения оптических сигналов (рис. 2), незагрязненный воздух из защищенного отражателем струи объема, что не дает возможности загрязняющим частицам попадать внутрь оптико-механического блока. Для тепловой развязки нагревающегося при протекании выхлопных газов сопла от электронного блока, отсека питания и корпуса дымомера применяется слой теплоизоляции. Датчик температуры струи выхлопных газов необходим для контроля, поскольку температура отработавших газов при измерениях дымности должна быть не ниже 70°C для предотвращения погрешностей, возникающих вследствие конденсации водяного пара при остывании выхлопных газов.

Излучатели и приемники оптико-механического блока расположены на кольце 4 (сечение этого блока для перпендикулярного расположения направлений зондирования показано на рис. 2). Для уменьшения влияния отраженного от стенок сопла излучения светодиодов на результаты измерений внутренняя поверхность сопла чернится и применяется показанная на рис. 2 дополнительная бленда 11, не позволяющая отраженному от стенок сопла излучению попадать на фотоприемники. Чистый воздух попадает в оптико-механический блок через отверстия в дне корпуса дымомера и, медленно перемещаясь, засасывается в сопло через щели, препятствуя загрязнению оптических поверхностей.

Для удобного управления режимами работы измерителя дымности и считывания показаний кнопки установок режимов и жидкокристаллический индикатор размещаются на электронной плате, расположенной под верхней горизонтальной панелью дымомера. При длине прямолинейного участка выхлопной трубы менее $3D$ (D – диаметр трубы) зонд рекомендуется заглублять до половины прямолинейного участка. Поскольку конструкции и габаритные размеры выхлопных труб в легковых и грузовых автомобилях сильно различаются, для данного дымомера предла-

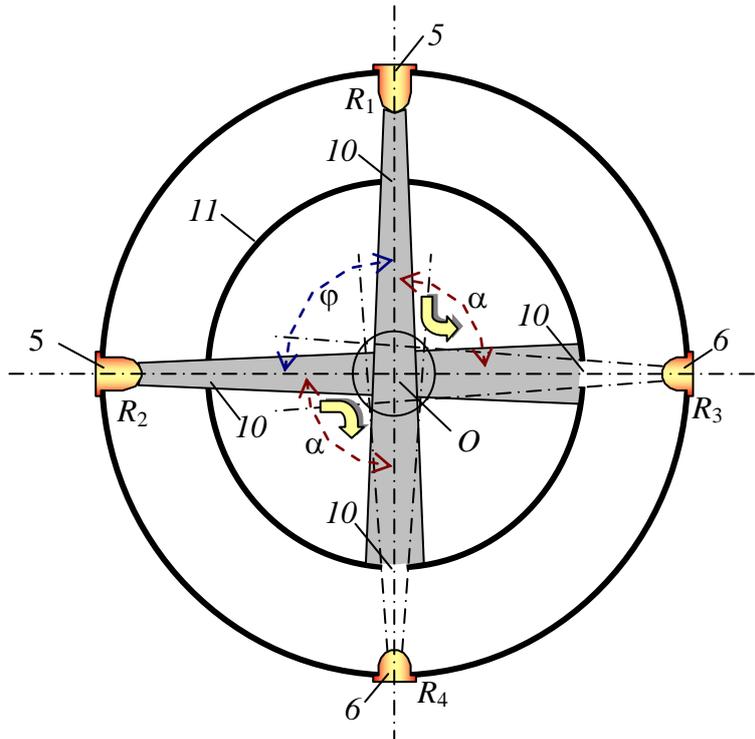


Рис. 1. Сечение дымомера в плоскости посылки и приема зондирующего излучения

гается использовать набор зондов с различными длинами и диаметрами.

Рассмотрим алгоритм вычисления дымности в единицах массовой концентрации выбросов отработавших газов. При посылке зондирующего оптического излучения источниками, находящимися в точках R_1 и R_2 , в направлении, соответственно, на приемники, находящиеся в точках R_4 и R_3 , для величин потоков, проходящих через выброс и рассеянных под углом φ в точке r можно записать следующее выражение:

$$P(R_1, R_4) = A_2 P_{01} T(R_1, r) T(r, R_4); \quad (2)$$

$$P(R_2, R_3) = A_1 P_{02} T(R_2, r) T(r, R_3); \quad (3)$$

$$P_\varphi(R_1, r, R_3) = A_1 P_{01} \delta_\varphi(r) T(R_1, r) T(r, R_3); \quad (4)$$

$$P_\varphi(R_2, r, R_4) = A_2 P_{02} \delta_\varphi(r) T(R_2, r) T(r, R_4), \quad (5)$$

где A_1, A_2 – аппаратные константы фотоприемников, находящихся в точках R_3 и R_4 ; P_{01}, P_{02} – величины потоков излучения, посылаемых из точек R_1 и R_2 ;

$$T(R_1, r) = \exp\left\{-\int_{R_2}^r \varepsilon(r) dr\right\}, \quad T(R_2, r) = \exp\left\{-\int_{R_2}^r \varepsilon(r) dr\right\},$$

$$T(r, R_3) = \exp\left\{-\int_r^{R_3} \varepsilon(r) dr\right\}, \quad T(r, R_4) = \exp\left\{-\int_r^{R_4} \varepsilon(r) dr\right\};$$

$k(r)$ – коэффициент ослабления оптического излучения в точке r ;
 $\delta_\varphi(r)$ – коэффициент рассеяния оптического излучения в точке r под углом φ ;

$$\delta_\varphi(r) = \frac{M}{\rho} \frac{d\delta}{d\varphi}; \quad (6)$$

M – массовая концентрация аэрозольных частиц (сажи) в выбросах; ρ – удельный вес аэрозольных частиц (сажи); $\frac{d\delta}{d\varphi}$ – сечение рассеяния под углом φ аэрозольных частиц (сажи).

Разделив произведения (4) и (5) на произведения (2) (3), получим:

$$\delta_\varphi(r) = \frac{P_\varphi(R_1, r, R_3) P_\varphi(R_2, r, R_4)}{P(R_1, R_4)(R_2, R_3)}. \quad (7)$$

Из (7) с учетом (6) имеем:

$$M = \frac{\rho}{d\delta/d\varphi} \frac{P_\varphi(R_1, r, R_3) P_\varphi(R_2, r, R_4)}{P(R_1, R_4)(R_2, R_3)}. \quad (8)$$

Оценим погрешность определения M рассматриваемым методом. Применив к алгоритму (8) метод конечных приращений [6], получим следующее выражение для погрешности δM (при $\delta P_\varphi(R_1, r, R_3) \approx \delta P_\varphi(R_2, r_1, R_3) \approx \delta P(R_2, R_3) \approx \delta P$):

$$\delta M = 4\delta P + \delta\rho + \delta(d\sigma/d\varphi). \quad (9)$$

Как видно из формулы (9), выражение для погрешности определения массовой концентрации выбросов не содержит составляющих, зависящих от аппаратных констант (которые меняются при изменении внешних условий) и от энергии импульсов излучения. Это означает устойчивость предлагаемого способа к изменениям условий проведения измерений. При этом решается и задача оперативности определения массовой концентрации выбросов, поскольку не требуется использование весового метода, соответствующего требованиям ЕЭК ООН, а значения ρ и $d\delta/d\varphi$ берутся из табличных данных.

В тех случаях, когда невозможно выполнить требования по помещению пробоотборника на требуемую глубину (при отсутствии требуемой длины прямолинейного участка трубы), т. е. отсутствует возможность размещения диффузора или пробоотборника в требуемом месте,

измерения необходимо проводить на выходе из выхлопной трубы. В этом случае задача оперативного определения массовой концентрации сажи в выбросах автотранспортных средств решается тем, что на диффузор, надетый на выхлопную трубу и имеющий в области, расположенной за самой узкой частью, четыре отверстия соответственно против двух источников и двух приемников, оптические оси которых ориентированы на пересечение в центре диффузора, в этой области посажено кольцо с закрепленными на ней источниками, приемниками и блендой в виде другого кольца с отверстиями, напротив отверстий в диффузоре. Функциональная схема дымомера, реализующего данные измерения, включает диффузор 1, кольцо 2, с закрепленными на нем источниками 3 и приемниками 4 излучения и блендой 5, а также выходное сопло 6 (рис. 3).

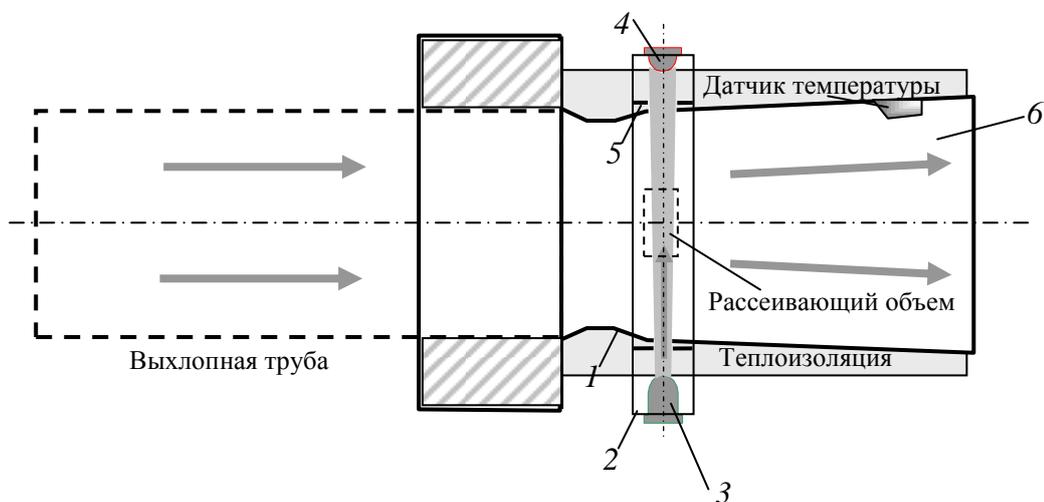


Рис. 3. Функциональная схема дымомера при измерениях на срезе выхлопной трубы.

Работает устройство следующим образом. Диффузор 1, надеваемый на выхлопную трубу, с целью создания газодинамической защиты от попадания на оптические поверхности источников и приемников через отверстия в кольце дымовых загрязнений, выполняется в виде расширяющегося после его суженной части сопла 6. Посылаемое источниками 3 зондирующее излучение (например, лазерное или светодиодное) и рассеянное в центральной части диффузора излучение регистрируется приемниками 4, расположенными на одной линии с отверстиями в кольце и бленде. Определение дымности производится по величине зарегистрированных сигналов с использованием формулы (7). Наличие бленды требуется для уменьшения влияния на результат измерений отражающегося от стенок диффузора излучения источников.

И в данном варианте реализации предлагаемого способа оперативное определение массовой концентрации выбросов достигается с исключением составляющих погрешностей, обусловленных нестабильностью условий проведения измерений.

Таким образом, с использованием предлагаемого способа достигается оперативное, с высокой точностью, исключающее методические погрешности, обусловленные нестабильностью условий проведения измерений, определение такой характеристики дымности, как массовая концентрация выбросов (требуемой по правилам ЕЭК ООН). Данный способ является эксплуатационно надежным, не требует проведения частых калибровочных измерений (например, в таких часто встречающихся случаях, как загрязнение оптики, изменение энергии зондирующих импульсов, чувствительности фотоприемника, деградации электронных элементов системы регистрации и т. п.).

Литература

1. Авторское свидетельство СССР № 1721478, кл. G 01 № 21/53. Дымомер / Б. Б. Виленчиц, В. Н. Вишневецкий, И. М. Рудой, Д. С. Умрейко. Оpubл. 1989.
2. Головчук А. Ф. Измеритель дымности отработавших газов // Автомобильная промышленность. 1988. № 9. С. 21–29.
3. ГОСТ 17.2.2.01–84. Охрана природы. Атмосфера. Дизели автомобильные. Дымность отработавших газов. – Нормы и методы измерений. Переизд. Февр. 1984 г.
4. Правила ЕЭК ООН № 24. Единообразные предписания, касающиеся официального утверждения двигателей с воспламенением от сжатия в отношении выброса видимых загрязняющих веществ. – Пересмотр. № 2. Апр. 1981 г.
5. Правила ЕЭК ООН № 49. Единообразные измерения, касающиеся официального утверждения двигателей с воспламенением от сжатия и транспортных средств, оснащенных двигателями с воспламенением от сжатия, в отношении выделяемых ими загрязняющих веществ. – Пересмотр. № 2. Окт. 1995 г.
6. Рабинович С. Г. Погрешности измерений. Л.: Энергия, 1978. 262 с.

Е. Б. Дунина, А. А. Корниенко

ВЛИЯНИЕ МЕЖКОНФИГУРАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТИ АБСОРБЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ УРАНА

Введение

С целью поиска новых лазерных материалов были синтезированы кристаллы, активированные ионами U^{4+} и Am^{3+} [1, 2]. У кристаллов с примесью $U^{4+}(5f^2)$ более широкие спектральные линии и интенсивности межмультиплетных переходов в 100 раз больше, чем у иона $Pr^{3+}(4f^2)$.

В теоретическом плане кристаллы с примесью ионов U^{4+} интересны тем, что применение приближения Джадда-Офельта [3, 4] для описания интенсивностей межмультиплетных электрических дипольных переходов менее успешно, чем к материалам с примесью ионов Ln^{3+} [2, 5]. Возможно, это обусловлено более сильным межконфигурационным взаимодействием. Поскольку всестороннее исследование этих эффектов отсутствует, представляется актуальным выполнить сравнительный анализ применимости различных приближений для учета влияния межконфигурационного взаимодействия на интенсивности $5f-5f$ переходов иона U^{4+} . В связи с этим в данной работе приведены основные формулы теории интенсивностей и выполнено описание экспериментальных сил осцилляторов иона U^{4+} в кристалле $ThBr_4$ и комплексов UBr_4 в растворе HBr .

Основные формулы теории интенсивностей

Интенсивность межмультиплетных электрических дипольных переходов можно характеризовать силой линии

$$S_{JJ'} = \sum_{MM'} \left| \langle \gamma JM | \bar{D} | \gamma' J' M' \rangle \right|^2, \quad (1)$$

где \bar{D} – электрический дипольный момент. Сила линии не зависит от направления перехода и измеряется в 10^{-20} см². Иногда интенсивность переходов характеризуют безразмерной величиной – силой осциллятора

$$f_{JJ'} = \frac{8\pi^2 mc \sigma}{3(2J+1)he^2} \frac{(n^2+2)^2}{9n} S_{JJ'}, \quad (2)$$

где n – показатель преломления среды, σ – энергия перехода в см⁻¹, $2J+1$ – степень вырождения исходного мультиплета.

Электрические дипольные переходы между состояниями конфигурации $5f^N$ запрещены по четности. Однако для ионов в кристалле этот запрет частично снимается из-за примеси состояний возбужденных конфи- гура-

ций. В зависимости от приближения, в котором учитывается влияние возбужденных конфигураций, получаются разные выражения для силы линии межмультиплетного перехода.

В приближении слабого конфигурационного взаимодействия (приближении Джадда-Офельта [3, 4]) предполагается, что энергия возбужденных конфигураций значительно больше энергии мультиплетов. Поэтому возбужденные конфигурации в одинаковой степени воздействуют на разные мультиплеты конфигурации $5f^N$. Формула для силы линии перехода в этом приближении имеет самый простой вид [6]

$$S_{JJ'} = e^2 \sum_{k=2,4,6} \Omega_k \langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle^2, \quad (3)$$

где Ω_k – единый набор параметров интенсивности для всех межмультиплетных переходов, $\langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle$ – приведенные матричные элементы единичного тензора U^k , вычисленные на волновых функциях в приближении свободного иона.

В действительности энергии нижайших возбужденных конфигураций ионов с незаполненной $5f$ – оболочкой сравнимы по величине с энергией высоко лежащих мультиплетов и условие применения приближения слабого конфигурационного взаимодействия не выполняется. Более корректно влияние возбужденных конфигураций можно учесть в приближении либо промежуточного, либо сильного конфигурационного взаимодействия [6].

В приближении промежуточного конфигурационного взаимодействия выражение для силы линии перехода

$$S_{JJ'} = e^2 \sum_{k=2,4,6} \underbrace{\Omega_k \left[1 + 2R_k (E_J + E_{J'} - 2E_f^0) \right]}_{\tilde{\Omega}_k} \langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle^2 \quad (4)$$

по сравнению с выражением (3) содержит дополнительно параметры R_k , которые зависят от величины межконфигурационного взаимодействия, энергии $E_{\gamma J}$ и $E_{\gamma' J'}$ мультиплетов, включенных в переход и энергии E_f^0 центра тяжести конфигурации $5f^N$. Параметры интенсивности $\tilde{\Omega}_k$ линейно зависят от энергии мультиплетов.

В приближении сильного конфигурационного взаимодействия сила линии перехода

$$S_{JJ'} = e^2 \sum_{k=2,4,6} \underbrace{\Omega_k \left[\frac{\Delta}{\Delta - E_{\gamma J}} + \frac{\Delta}{\Delta - E_{\gamma' J'}} \right]}_{\tilde{\Omega}_k}^2 \langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle^2 \quad (5)$$

также зависит от энергии мультиплетов, но по другому закону, чем в приближении промежуточного конфигурационного взаимодействия (3). Здесь Δ – энергия возбужденной конфигурации, остальные обозначения такие же, как в (2) и (3).

Следует заметить, что параметры интенсивности Ω_k не могут принимать отрицательные значения, в то время как дополнительные параметры R_k могут быть любого знака.

Сравнительный анализ применимости различных приближений и выводы

ТАБЛИЦА 1

Силы осцилляторов абсорбционных переходов UVr_4 в растворе $НВг$

Переход ${}^3H_4 \rightarrow J$	Энергия Перехода в $см^{-1}$	Силы осцилляторов в 10^{-4}			
		эксперимен- тальные [2]	вычисленные в приближении межконфигураци- онного взаимодействия		
			Слабого (3)	Промежуточного (4)	Сильного (5)
${}^3F_3 + {}^3F_4$	8180	2.12	2.15	2.15	2.13
3H_6	10490	0.20	0.50	0.47	0.42
${}^3P_0 + {}^1D_2 + {}^1G_4$	14273	1.61	1.50	1.47	1.36
3P_1	16530	0.38	0.56	0.45	0.41
1I_6	19210	1.13	1.06	1.11	1.30
3P_2	21340	0.51	0.14	0.32	0.45
Параметры					
Ω_2 (в $10^{-18} см^2$)			2.13	0.36	0.08
Ω_4 (в $10^{-18} см^2$)			1.79	1.53	0.13
Ω_6 (в $10^{-18} см^2$)			0.67	2.05	0.19
$R_2 = R_4 = R_6$ (в $10^4 см$)			–	0.24	–
Δ (в $см^{-1}$)			–	–	30830
$\sigma \times 10^6$			0.26	0.20	0.22

В настоящее время простых надежных методов для оценки величины параметров интенсивности не существует. Поэтому при описании

экспериментальных результатов эти параметры рассматриваются как варьируемые. В различных приближениях число варьируемых параметров разное и для корректного сравнения точности описания можно воспользоваться среднеквадратичным отклонением

$$\sigma = \left(\sum_{i=1}^n \frac{[f_{\text{expt}}(i) - f_{\text{calc}}(i)]^2}{(n-p)} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где n – количество экспериментальных сил осцилляторов, p – количество варьируемых параметров.

Таблица 2

Силы осцилляторов абсорбционных переходов $\text{ThBr}_4:\text{U}^{4+}$

Переход ${}^3H_4 \rightarrow J$	Энергия перехода в см^{-1}	Силы осцилляторов в 10^{-4}			
		эксперимен- тальные [2]	вычисленные в приближении межконфигураци- онного взаимодействия		
			слабого (3)	промежуточного (4)	сильного (5)
${}^3F_3 + {}^3F_4$	8180	2.80	2.86	2.81	2.88
3H_6	10490	1.05	0.85	0.78	0.75
${}^3P_0 + {}^1D_2 + {}^1G_4$	14273	2.93	2.82	2.93	2.84
3P_1	16530	0.99	1.37	0.99	1.24
1I_6	19210	2.84	2.76	2.86	2.81
Параметры					
Ω_2 (в 10^{-18}см^2)			10.61	4.52	0.06
Ω_4 (в 10^{-18}см^2)			3.75	3.01	0.35
Ω_6 (в 10^{-18}см^2)			-0.41	23.48	0.18
$R_2 = R_4 = R_6$ (в 10^4см)			–	0.35	–
Δ (в см^{-1})			–	–	31130
$\sigma \times 10^6$			0.23	0.17	0.24

Результаты описания экспериментальных значений сил осцилляторов $\text{ThBr}_4:\text{U}^{4+}$ и комплексов UBr_4 в растворе HBr представлены в табл. 1 и 2. В приближении слабого конфигурационного взаимодействия (приближении Джадда-Офельта) для иона U^{4+} в кристалле параметр интенсивности Ω_6 получился отрицательным, что противоречит основным положениям теории интенсивностей. В этом же приближении для комплексов UBr_4 в растворе все параметры интенсивности положительные, но вычисленное значение силы осциллятора для перехода ${}^3H_4 \rightarrow {}^3P_2$ в 4 раза меньше экспериментального. Таким образом, можно сделать вывод, что

в приближении Джадда-Офельта экспериментальные силы осцилляторов абсорбционных переходов иона U^{4+} описываются неудовлетворительно.

В приближении сильного и промежуточного по силе конфигурационного взаимодействия указанные выше противоречия снимаются. С точки зрения точности описания эти приближения отличаются незначительно. Тем не менее можно утверждать, что приближение сильного конфигурационного взаимодействия более адекватно для описания абсорбционных переходов иона U^{4+} . Действительно, в приближении сильного конфигурационного взаимодействия энергии возбужденной конфигурации в кристалле ($\Delta = 31130 \text{ см}^{-1}$) и растворе ($\Delta = 30830 \text{ см}^{-1}$) имеют одинаковый порядок и хорошо согласуются с экспериментальным значением $\Delta_{\text{экс}} = 30000 \text{ см}^{-1}$ [2]. В то же время дополнительный параметр $R_2 = R_4 = R_6 = \alpha$ в кристалле ($\alpha = 0.35 \cdot 10^4 \text{ см}$) значительно отличается от параметра $\alpha = 0.24 \cdot 10^4 \text{ см}$ в растворе и оба они существенно отличаются от оценочного значения ($\alpha \approx \frac{1}{2\Delta} = 0.17 \cdot 10^4 \text{ см}$), полученного на основе

$$\Delta_{\text{экс}} \cdot$$

Литература

1. *Brundage R. T., Svatos M. M., Grinbergs R.* Transition rates and Judd-Ofelt intensity parameters of tripositive americium in a fluorozirconate glass // *J. Chem. Phys.* 1991. Vol. 95, № 11. P. 7933–7937.
2. *Auzel F., Hubert S., Delamoye P.* Absolute oscillator strengths of 5f-5f transitions of U^{4+} in $ThBr_4$ and in hydrobromic acid solutions // *J. Lumin.* 1982. Vol. 26. P. 251–262.
3. *Judd B.R.* Optical Absorption Intensities of Rare-Earth Ions // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 127, № 3. P. 750–761.
4. *Ofelt G. S.* Intensities of crystal spectra of rare-earth ions // *J. Chem. Phys.* 1962. Vol. 37, № 3. P. 511–520.
5. *Дунина Е. Б., Корниенко А. А.* Описание интенсивностей абсорбционных переходов урана с учетом межконфигурационного взаимодействия // *Квантовая электроника: Материалы V Междунар. науч.-техн. конф.* Мн.: БГУ, 2004. С. 130.
6. *Корниенко А. А.* Теория спектров редкоземельных ионов в кристаллах Витебск: ВГУ, 2003. 128 с.

Е. А. Ершов-Павлов, В. И. Журавлева, В. А. Розанцев
ВЫБОР АНАЛИТИЧЕСКОЙ ЗОНЫ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА
С УЧЕТОМ РЕАБСОРБЦИИ

Введение

Реабсорбцией ограничивается чувствительность и верхний предел диапазона определяемых концентраций. Вследствие реабсорбции уменьшается наклон градуировочного графика при высоких содержаниях определяемого элемента [1]. В случае сильной реабсорбции, при наличии самообращения линии, могут быть вообще непригодны для проведения анализа.

Основным и, пожалуй, единственным существенным недостатком лазерной плазмы по сравнению с плазмой электрических разрядов является то, что в ее спектрах более высокий фон, линии сильнее уширены и в большей степени реабсорбированы. Это приводит к тому, что отношение интенсивности линий к интенсивности фона (I_l/I_f) ниже и предел обнаружения элементов хуже, чем при использовании электрических разрядов.

Известно, что многократное повышение контраста эмиссионного спектра может быть достигнуто несколькими способами: снижением давления окружающих паров в камере с исследуемым образцом [2], пространственной селекцией областей свечения лазерного факела [3, 4].

С целью повышения отношения I_l/I_f (контраста) проведены исследования по выбору условий регистрации, при которых реабсорбция отсутствует или ее влияние на интенсивность резонансных аналитических спектральных линий в излучении плазмы одиночных и сдвоенных лазерных импульсов минимально. Для реализации таких условий учитывалась неравномерность распределения интенсивности излучения линий и фона по объему облака лазерной плазмы. Максимальная интенсивность фона и линий с высокими энергиями возбуждения расположена в области, прилегающей к образцу [1].

Методика эксперимента

Проводился с лазерным спектральным анализатором (ЛСА) в составе моноимпульсного лазера на АИГ: Nd^{3+} и спектрометра с блоком регистрации на 4-х ПЗС-линейках. Регистрация спектров осуществлялась при фиксированных параметрах лазерного излучения: длине волны 1.06 мкм, длительностью одиночного импульса 10 нс, энергией одиночных импульсов 0.04–0.05 Дж, временным интервалом между импульсами, составляющими сдвоенный импульс 8 мкс, плотностью мощности в случае резкой фокусировки лазерного излучения на поверхность образца около

$5 \cdot 10^{10}$ Вт/см², которая при расфокусировке уменьшалась в 30–40 раз. Спектры получены с помощью дифракционного спектрографа PGS-2 (Германия) с обратной линейной дисперсией 0.72 нм/мм при трехлинзовой системе освещения щели спектрографа. Для компьютерной обработки спектров использовалась программа, позволяющая аппроксимировать спектральные линии, измерять их амплитуды, полуширины, интегральные интенсивности и т. д. За интенсивность спектральной линии принято максимальное значение функции Гаусса, аппроксимирующей аналитическую линию, с вычитанием спектрального фона. Спектральное разрешение прибора ограничивается физическими размерами светочувствительного элемента детектора (пикселя). В нашей схеме это разрешение составляло 0.01 нм на пиксел.

Степень реабсорбции спектральных линий контролировалась по контуру наиболее чувствительных спектральных линий элементов алюминиевых сплавов в спектрах, полученных при регистрации излучения от разных зон лазерного факела. Для выделения регистрируемой зоны факела (высотой 0.4 мм в случае одиночных импульсов и 1 мм в случае сдвоенных импульсов) использовалась диафрагма высотой 1.2 мм и 3.2 мм соответственно, расположенная на промежуточной линзе трехлинзовой системы освещения щели спектрографа. На эту диафрагму проецировалось трехкратно увеличенное резкое изображение факела. Для выделения зоны регистрации по высоте факела образец дополнительно перемещался относительно оптической оси. При этом путем перемещения объектива и отрицательной линзы телескопа сохранялся выбранный режим фокусировки. Спектры регистрировались при резкой фокусировке лазерного луча на поверхности образца, над поверхностью и внутри образца.

В найденных условиях (отсутствие реабсорбции) определялась эффективность использования вещества для спектрального анализа с помощью формулы $K = AI(ME)^{-1}$ [5, 6], где за меру эффективности k принято отношение интенсивности аналитической спектральной линии I к произведению массы пробы M , поступившей из образца в течение экспозиции, на энергию единичного импульса источника E , A – коэффициент, учитывающий условия регистрации спектров. для расчета эффективности использовалась интенсивность спектральных линий элементов и масса вещества, выброшенного из образца за время экспозиции спектра, определенная по профилю лунки на образце и плотности материала. количество химических элементов, содержащихся в продуктах лазерной эрозии, определялось с учетом их концентраций в образцах алюминиевых сплавов.

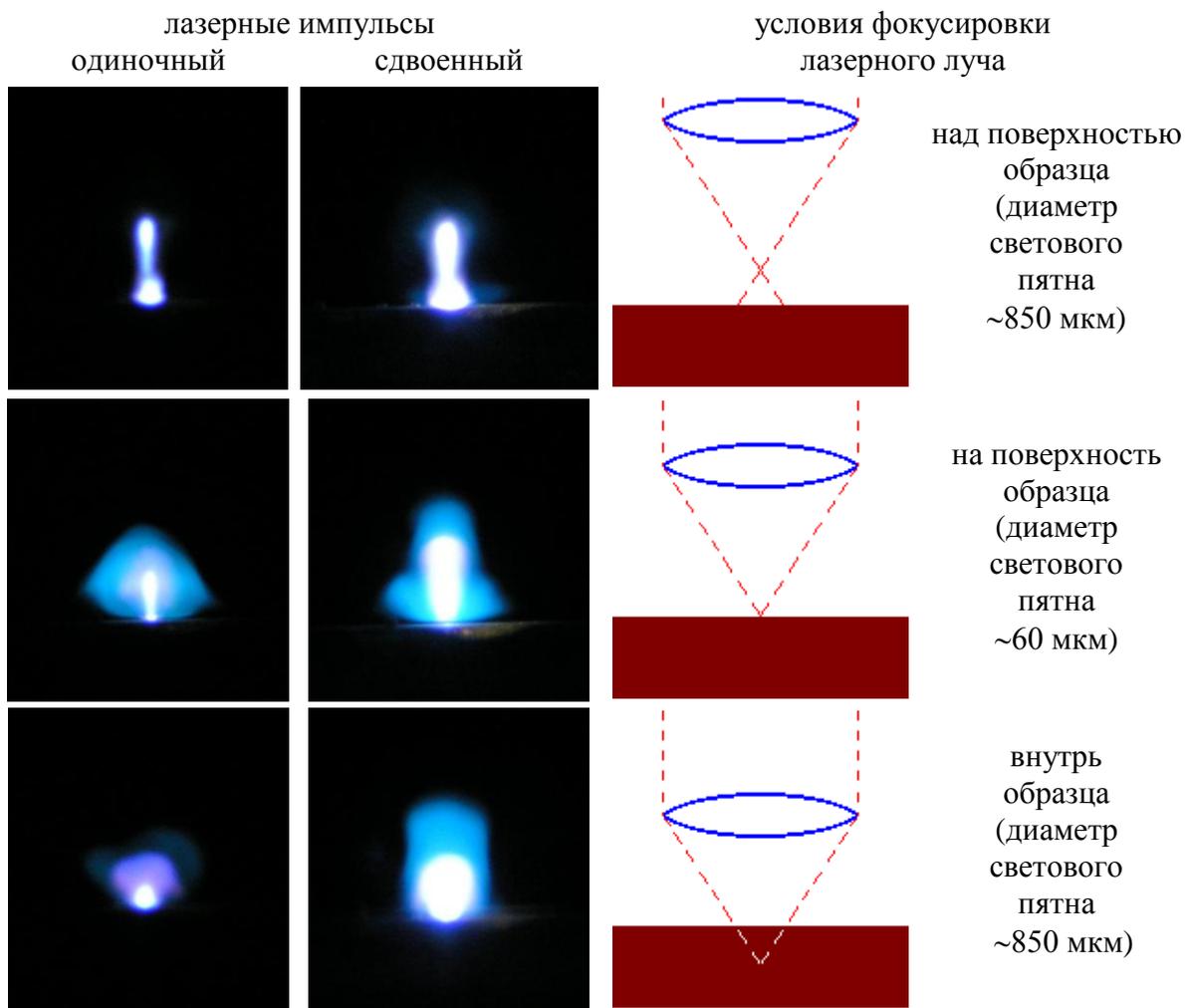
Эффективность определялась при резкой фокусировке лазерного излучения на поверхность и внутрь образца.

Обсуждение результатов

Получены зависимости интенсивности и полуширины спектральных линий по высоте лазерного факела при изменении условий фокусировки лазерного луча и последовательном проецировании на щель спектрографа зоны факела высотой 1 мм. На рис. 1 показан общий вид лазерного факела при разных способах фокусировки. В частности, при резкой фокусировке излучения на поверхность образца лазерный факел имеет ярко выраженную конусообразную форму, что является одной из причин роста полуширины линии по высоте факела. При фокусировке излучения внутрь образца форма факела ближе к цилиндрической, что объясняет примерное постоянство полуширины. При фокусировке над поверхностью образца форма факела вытянута и имеет две зоны свечения.

На рис. 2 показано изменение интенсивности и полуширины спектральной линии меди по высоте лазерного факела в спектре алюминиевого сплава в различных условиях фокусировки лазерного излучения при последовательном проецировании на щель спектрографа зоны факела высотой 1 мм. Видно, что максимальная интенсивность и наиболее узкие спектральные линии наблюдаются в спектрах излучения зоны факела, расположенной на расстоянии 3 мм (в случае фокуса над поверхностью), 2 мм (фокус на поверхности) и 1 мм (фокус внутри образца) от поверхности образца соответственно. В случае расфокусировки лазерного излучения и, соответственно, изменения формы факела (уменьшения плотности мощности лазерного излучения на поверхности образца) зоны с отсутствием реабсорбции линий и максимальным контрастом расположены в основном в нижней части факела. Видно, что для каждого способа фокусировки имеется своя наиболее интенсивная зона факела. Общая интенсивность спектра выше для случая фокусировки лазерного излучения внутрь образца. При этом для всех трех случаев фокусировки изменение полуширины незначительно (см. рис. 2), это объясняется, в основном, размером и формой лазерного факела, общее свечение которого показано на фотографиях (см. рис. 1).

На рис. 3 представлены контуры резонансных линий алюминия, полученные при регистрации излучения разных зон лазерного факела, возникающего при резкой фокусировке на поверхность лазерного излучения сдвоенных импульсов. Видно, что форма контура сильно изменяется по высоте факела вплоть до самообращения, и реабсорбция минимальна в спектре излучения зоны, расположенной на расстоянии 1 мм от поверхности образца.



6×2 мм

Рис. 1. Вид индуцированных лазерным излучением плазменных факелов в зависимости от режима воздействия и условий фокусировки объект внизу дает представление о реальном размере факелов

Область факела по высоте, где отсутствует реабсорбция линий меди Cu I 324.73 и Cu I 327.37 нм и соответственно ниже плотность поглощающих атомов меди, значительно больше аналогичной области для резонансных линий алюминия, поскольку концентрация ее в используемом

образце невелика (4.75 %) по сравнению с алюминием, который является основной сплава.

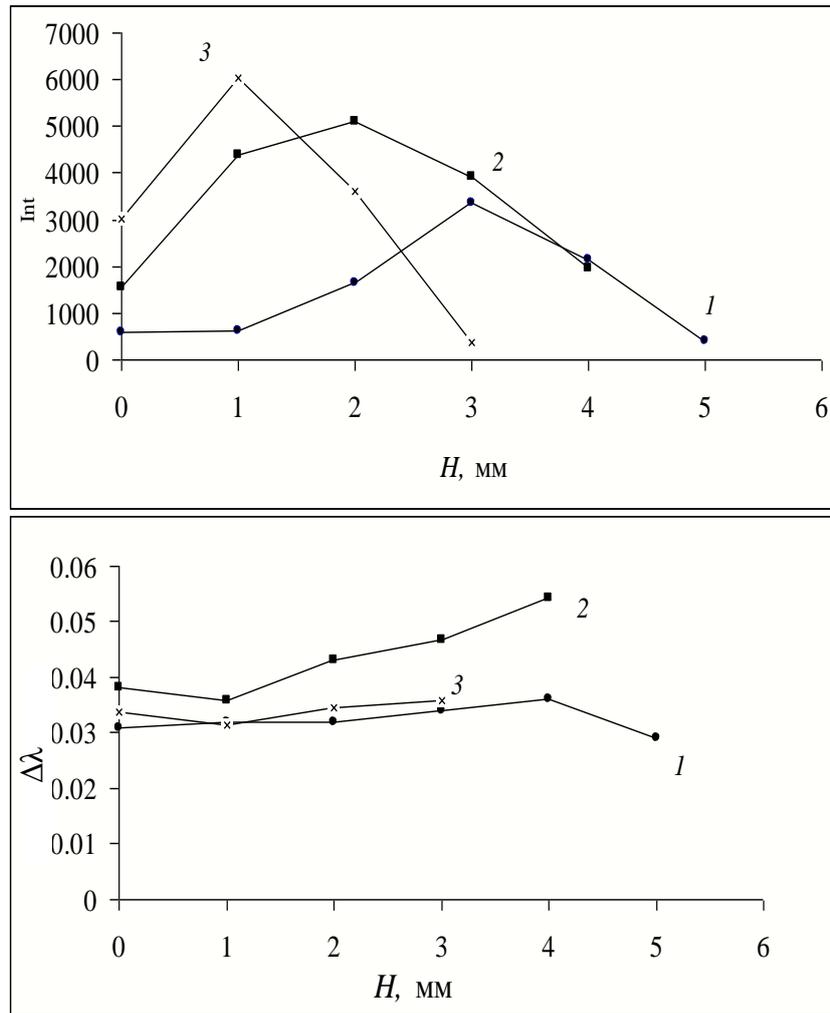


Рис. 2. Изменение интенсивности и полуширины спектральной линии Cu 324.7 нм по высоте лазерного факела в различных условиях фокусировки лазерного луча при последовательном проецировании на щель спектрографа зоны факела высотой 1 мм.

1 – фокус над поверхностью, 2 – на поверхности, 3 – внутри образца

Для снижения степени реабсорбции спектральных линий дополнительно использовалось понижение энергии лазерных импульсов. При уменьшении энергии лазерного излучения происходит уменьшение количества продуктов лазерной эрозии, размеров лазерного факела и концентрации атомов химических элементов в плазме, что и приводит к уменьшению степени реабсорбции спектральных линий. Для получения экспериментальных результатов регистрировались контуры спектральной линии Al I 309.27 нм в спектрах, полученных от разных зон лазерного факела и энергий лазерного излучения в режиме

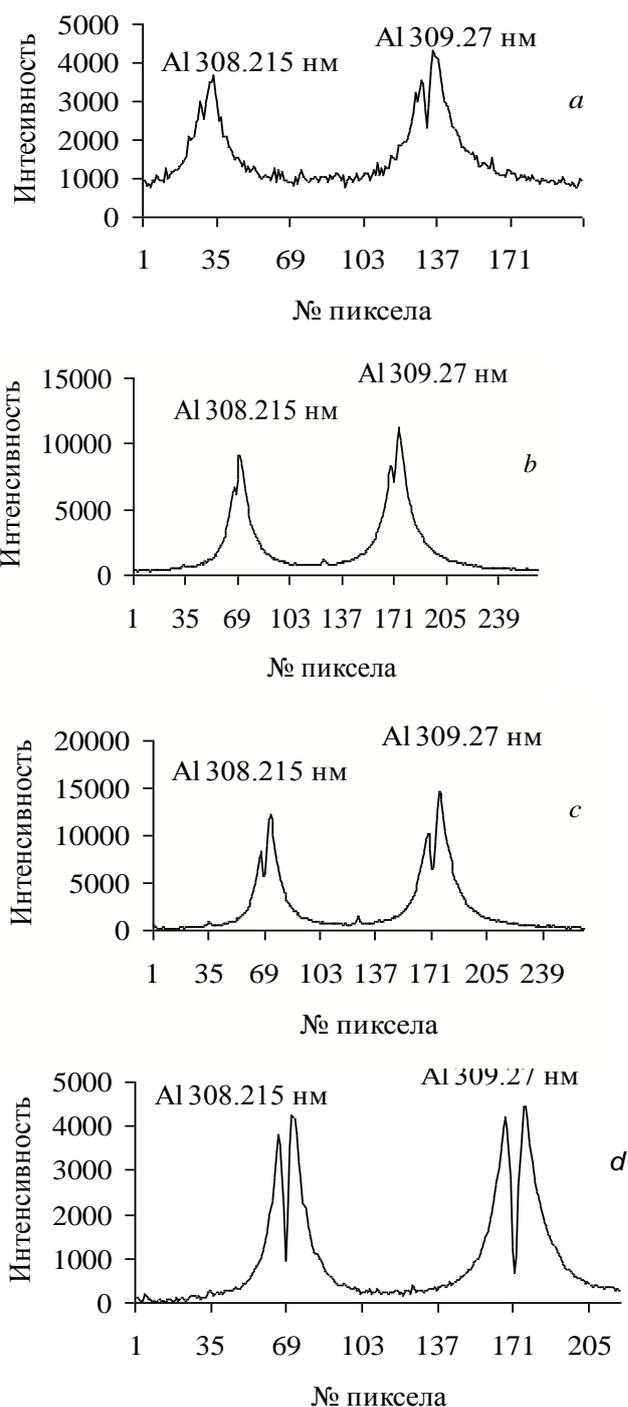


Рис. 3. Контуры спектральных линий алюминия, полученные при регистрации излучения разных зон факела, возникающего при резкой фокусировке на поверхность образца лазерного излучения сдвоенных импульсов.

a – зона у поверхности образца; *b, c, d* – выше поверхности образца на 1, 2 и 4 мм, соответственно

одиночных импульсов. Зоны факела высотой 1 мм были расположены у поверхности образца и на 300 мкм, 600 мкм, 900 мкм выше от нее; энергия излучения: 0.055 Дж, 0.035 Дж и 0.017 Дж. Установлено, что с

уменьшением энергии лазерного излучения реабсорбция спектральных линий практически исчезает при регистрации спектров для всех указанных зон лазерного факела.

Приводим результаты по эффективности, полученные для некоторых элементов алюминиевого сплава.

Таблица. 1.

Изменение эффективности (в относительных единицах) при расфокусировке лазерного излучения внутрь образца

	Si	Mg	Cu	Fe	Al
$k:k_{расф}$	2.02:4.14	1.72:3.61	3.08:8.71	4.07:12.9	2.92:9.8

Заключение

В результате оптимизации условий регистрации спектров плазмы сдвоенных лазерных импульсов определены зоны с максимальным контрастом эмиссионного спектра и зоны где отсутствует реабсорбция резонансных спектральных линий.

Регистрация спектров проводилась с учетом неравномерности распределения интенсивности излучения линий и фона по объему облака лазерной плазмы. Путем пространственной селекции зон лазерного факела в различных условиях фокусировки излучения определено расположение оптимальных аналитических зон на высоте 3, 2 и 1 мм от поверхности образца для фокуса над поверхностью, на поверхности и внутри образца соответственно.

Установлено повышение эффективности использования анализируемого вещества (примерно в 3 раза) при расфокусировке лазерного излучения внутрь образца по сравнению с резкой фокусировкой при неизменном энергокладе. Полученное повышение эффективности использования вещества позволит снизить пределы обнаружения элементов.

Литература

1. Журавлева В. И., Петух М. Л., Янковский А. А. О реабсорбции резонансных линий серебра и меди в плазме дуги переменного тока // ЖПС. 1985. Т. 43, № 5. С. 718–722.
2. Розанцев В. А., Широканов А. Д., Янковский А. А. Исследование влияния интервала времени между одиночными лазерными импульсами на характеристики лазерной плазмы // ЖПС. 1993. Т. 59, № 5–6. С. 431–434.
3. Бухаров А. Ю., Першин С. М. Изменение параметров спектра лазерной плазмы при переходе к двухимпульсному облучению диэлектрика в воздухе // ЖПС. 1989. Т. 51, № 4. С. 564–571.
4. Першин С. М. Трансформация оптического спектра лазерной плазмы при двухимпульсном облучении поверхности // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 2. С. 325–330.
5. Журавлева В. И., Янковский А. А. Об эффективности использования лазерных источников света для атомного спектрального анализа // Квантовая электроника. Материалы 4-й Междунар. науч.-техн. конф. Мн.:БГУ, 2002. С. 131.
6. Журавлева В. И., Янковский А. А. Эффективность использования вещества в искровых и дуговых источниках // ЖПС. 2002. Т. 69, № 3. С. 406–409.

Е. В. Глазунова, В. А. Юревич

ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ
«МОДА РЕЗОНАТОРА – 2 - УРОВНЕВЫЕ АТОМЫ»

Свойство бистабильности или гистерезиса в оптических системах, возбуждаемых лазерным излучением, включая планарные структуры из нелинейных сред, интересно для применения при создании современных устройств передачи, хранения и обработки информации.

В этой связи проведено расчетное изучение резонансных кривых поглощения монохроматического поля лазерного излучения активной средой, помещенной в плоский резонатор. В качестве основной задачи ставилось определение роли неоднородного уширения (гауссовой формы разброса основных частот ω_0 активных частиц по отношению к центру линии ω_{12}) в формировании спектральной зависимости поглощения при высоком уровне насыщения, при этом также принципиален учет штарковского смещения уровней основного перехода в интенсивном световом поле.

Рассматривалась физическая ситуация, в которой на заполняющий резонатор слой активной среды по нормали к поверхности падает монохроматический сигнал. Поле сигнала соответствует плоской световой волне с несущей частотой ω и амплитудой $E_i(t)$, относительно медленно меняющейся за время, сравнимое с периодом $2\pi/\omega$. Взаимодействие световой волны с материалом слоя может быть рассмотрено на основе модели двух резонансных контуров (осцилляторов поля $E(t)$ и поляризованности среды $\rho(t)$, связанных насыщаемой разностью заселенности $N(t)$), позволяющей исследовать динамическое поведение резонаторных систем в условиях воздействия оптических полей. При решении задачи исходили из представления ее уравнений, аналогичного использованному, например, в работе [1]:

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \frac{2}{\tau_r} \frac{dE}{dt} + \omega_r^2 E = -\frac{4\pi}{\varepsilon_o} \frac{d^2 \rho}{dt^2} + F(t), \quad (1)$$

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \frac{2}{\tau_2} \frac{d\rho}{dt} + \omega_o^2 \rho = -2\omega_o \frac{\mu^2}{3\hbar} NE, \quad (2)$$

$$\frac{dN}{dt} + \frac{N - N_o}{\tau_1} = \frac{2}{\hbar\omega_o} \operatorname{Re} \left(iE \frac{d\rho}{dt} \right). \quad (3)$$

В (1)–(3) τ_r , τ_1 , τ_2 – соответственно времена релаксации поля в резонаторе, продольной и поперечной релаксации в канале основного пе-

перехода с частотой $\omega_o = \omega_{12}$, ω_r – частота моды резонатора, μ – модуль матричного элемента дипольного момента перехода, N_o – начальное значение разности заселенности, $F(t)$ – функция, описывающая внешний сигнал. В настоящей работе, однако, выражение для поляризационного отклика среды модифицировалось, во-первых, с учетом обобщенной 2-уровневой схемы. Её применение позволило в известном приближении [2] рассмотреть роль автомодуляционного смещения линии поглощения, обусловленного штарковским эффектом. Во-вторых, в традиционной форме учитывалось неоднородное уширение. При неоднородном уширении отдельные атомы характеризуются однородно уширенными линиями, более узкими, чем полные спектральные линии всей совокупности атомов. Такие узкие линии, каждая из которых соответствует отдельной группе атомов, имеющих одинаковую частоту перехода ω_o , называют спиновыми пакетами. Выражение для поляризованности ансамбля атомов, составляющих слой, аналогично [3] тогда можно представить интегралом ряда перекрывающихся распределений от каждого спинового пакета. В правой части уравнения (1) компонента для источника должна содержать вторую производную от выражения:

$$P(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} [\rho_{\omega}(t) + i\varepsilon_o \Delta\alpha (N_{\omega} - N_o) E(t)] \Gamma(\omega'_o - \omega_{12}) d\omega'_o, \quad (4)$$

где $\Delta\alpha$ – разность поляризуемостей на уровнях основного перехода, $\Gamma(\omega'_o - \omega_{12})$ – гауссова функция с дисперсией, обратной временной константе τ^*_2 . Величинами $1/\tau_2$ и $1/\tau^*_2$ определены соответственно параметры однородной и неоднородной ширины спектрального контура. В этом случае уравнения (2), и (3) описывают частотные компоненты поляризованности $\rho_{\omega}(t)$ и разности заселенности $N_{\omega}(t)$, автомодуляционный сдвиг частоты перехода в высокочастотном интенсивном поле учитывается в (2) заменой $\omega_o = \omega'_o + \Delta\alpha\varepsilon_o |E|^2 / 2\hbar$ [2].

При изучении резонансных свойств системы (1)–(4) предполагают амплитуду напряженности поля внешнего сигнала квазинепрерывной, т. е., $F(t) = \omega^2 E_i(t) e^{-i\omega t}$, где $E_i(t) = E_o$. Последовательное решение (1)–(4) в некогерентном приближении для представления высокочастотных переменных $E(t) = |E| e^{-i\omega t}$, $\rho_{\omega}(t) = |\rho_{\omega}| e^{-i\omega t}$ (при постоянных амплитудах $|E|$ и $|\rho_{\omega}|$, соответственно постоянным предполагается N_{ω}) приводит к

дисперсионному соотношению для интенсивностей поля в резонаторе и поля внешнего сигнала (Y, Y_o):

$$Y_o = Y \left\{ \left[1 + \kappa \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Gamma(\omega'_o - \omega_{12})}{1 + \Delta'^2 + Y} d(\omega'_o - \omega_{12}) \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[(\omega_r - \omega_{12}) \tau_r - \kappa \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta' - \beta Y}{1 + \Delta'^2 + Y} \Gamma(\omega'_o - \omega_{12}) d(\omega'_o - \omega_{12}) \right]^2 \right\}. \quad (5)$$

Интенсивности полей нормированы по уровню мощности насыщения светового поля в слое: $Y = \frac{\mu^2}{3\hbar^2} \tau_1 \tau_2 |E|^2$, $Y_o = \frac{\mu^2}{3\hbar^2} \tau_1 \tau_2 \gamma E_o^2$, отстройка частоты ω от центра спинового пакета ω_o – по спектральной ширине пакета ($\Delta' = (\omega - \omega_o) \tau_2$), γ – величина френелевского пропускания слоя. В соотношении (5) $\kappa = \frac{2\pi\mu^2\omega_{12}\tau_r}{3\varepsilon_o\hbar} \tau_2 N_o$ – уровень ненасыщенного поглощения в слое, $\beta = \frac{3\Delta\alpha\hbar}{\mu^2\tau_2} \varepsilon_o$ – параметр автомодуляционного смещения линии поглощения.

На основе приведенного выше соотношения (5) относительно просто рассчитывается нелинейная зависимость $Y(Y_o)$ для различных значений нормированной отстройки $\Delta = (\omega - \omega_{12}) \cdot \tau_2$ (предполагалось, что $\omega = \omega_r$). Сравнение кривых, представленных на рис.1 и определяемых для идентичных условий внешнего возбуждения пленки, позволяет сделать вывод о том, что заметное изменение хода кривых при насыщении поглощения начинает проявляться при больших значениях в случае неоднородного уширения. Это определено спецификой уширения – насыщение поглощения значительно лишь в спиновых пакетах, по частоте ближних к ω_{12} . Также поэтому бистабильность на нелинейной характеристике возникает при более значительных величинах внешнего возбуждения Y_o . Положение точек перегиба при неоднородном уширении сильнее зависит от автомодуляционного смещения – при повышении β ширина гистерезиса возрастает. При этом на шкале Y_o ширина гистерезиса заметно зависит от отстройки Δ .

Резонансные кривые частотной зависимости пропускания $Y(\Delta)$ при фиксированном уровне возбуждения Y_o также можно рассчитать на основе (5), рассматривая это соотношение как нелинейное уравнение.

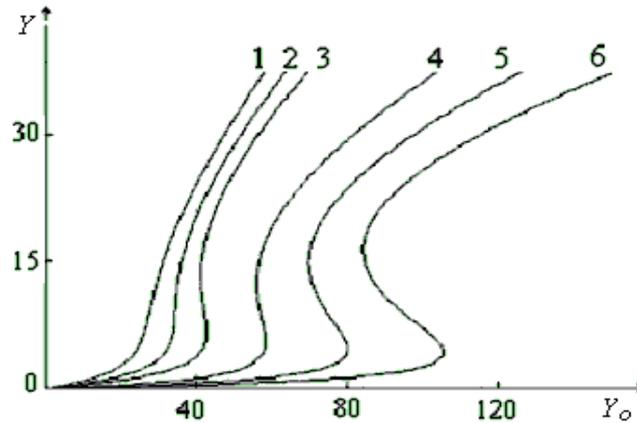


Рис. 1. Зависимость интенсивности Y установившегося поля от интенсивности падающей волны Y_0 .

Случай однородного уширения – кривые 1–3, неоднородного уширения – 4–6, значения параметров: $\Delta = 2.5$; $\kappa = 9$ (1, 4), 11 (2, 5), 13 (3, 6); $\tau_2/\tau_2^* = 3$

Расчетной оценкой, проведенной в [4], установлено, что при однородном уширении резонансные кривые, построенные для ряда значений Y_0 , характеризуются гистерезисным поведением. Бистабильность кривых, соответствующая гистерезису, проявляется, однако, при высоком уровне поглощения. При отсутствии штарковского эффекта спектральные кривые пропускания симметричны и столь же симметрично положение областей бистабильности на шкале отстройки частоты Δ (рис. 2 а). Нелинейное штарковское смещение приводит к асимметрии кривых (рис. 2 б). Соответственно, положение области бистабильности в зависимости $Y(\Delta)$ по отношению к центру линии ω_{12} зависит от значения β .

При неоднородном уширении гистерезисный ход кривых спектра поглощения пленок проявляется только в случае существования автомодуляционного смещения основной частоты перехода – перекрытие симметричных резонансных кривых приводит к «смазыванию» характерных для однородно уширенных линий бистабильных изгибов на краях центральных «провалов» (рис. 2 в). Скачок пропускания при гистерезисном переключении резонансной кривой достигает 50 %, что значительно превышает подобное изменение поглощения в случае, если среда характеризуется только однородным уширением основного перехода (рис. 2 г, д). Заметно также, что с ростом насыщения гистерезисный ход частотной зависимости практически не может реализоваться (рис. 2 д), хотя на нелинейной зависимости $Y(Y_0)$ существование бистабильного S-образного изгиба при соответствующем фиксированном значении Δ вполне возможно (рис. 1).

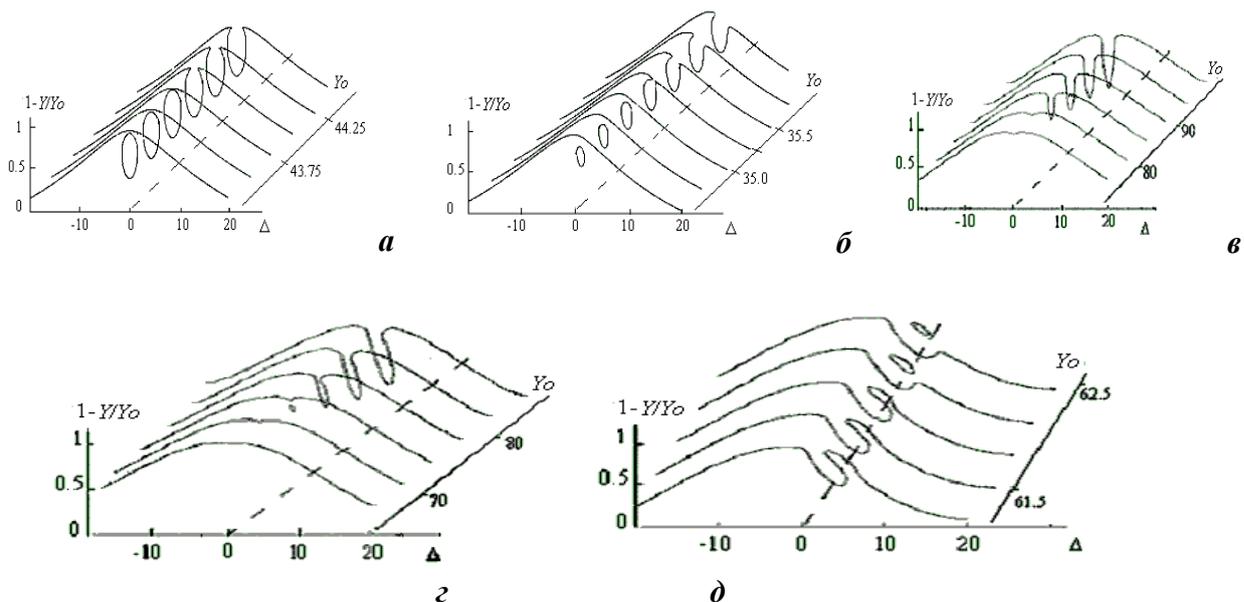


Рис. 2. Частотная зависимость пропускания слоя для различных значений нормированной интенсивности поля падающей волны Y_0 : $\kappa = 11.0$ (а, б), 12.0 (в); $\beta = 0$ (а, г), 0.05 (б, в), 0.1 (г), $\tau_2/\tau_2^* = 3$ (в–г)

Расчетами указано примерное сочетание основных параметров и особенности оптической системы, в которой в условиях неоднородного уширения могут проявляться гистерезисные свойства пропускания. Приведенное соотношение получено в приближении среднего поля и может быть использовано также при изучении свойств излучения, проходящего сквозь особо тонкие (субмикронные) слои резонансных сред с высокой плотностью активных центров.

Расчет дисперсионных кривых позволяет сделать вывод о том, что оптический гистерезис в пропускании светового поля неоднородно уширенными средами в резонаторе возможен только в условиях вызванного штарковским эффектом автомодуляционного уширения спектральной линии.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского РФФИ (проект Ф03 – 188).

Литература

1. Ораевский А. Н. Резонансные свойства системы «мода резонатора – 2-уровневые атомы» // Квантовая электроника. 1999. Т. 29, № 2. С. 847–848.
2. Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Мн.: Наука і тэхніка, 1977. 496 с.
3. Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М.: Мир, 1972. 384 с.
4. Юревич В. А. Спектр пропускания излучения тонким слоем резонансных атомов // ЖПС. 2000. Т. 67, № 5. С. 669–673.

Е. В. Глазунова, Е. В. Глазунов, А. В. Хомченко, В. А. Юревич

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР ПО РЕЛАКСАЦИОННОЙ ДИНАМИКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Изучение нелинейных свойств распространения света в тонкопленочных структурах представляет интерес в связи с возможностью их применения в устройствах передачи и обработки информации. При взаимодействии интенсивных электромагнитных полей с резонансными средами проявляются такие физические явления, как оптическая бистабильность или самопульсации интенсивности отраженного и прошедшего излучения. Эти эффекты можно применять для целей создания компактных устройств управления света светом [1]. Представляется возможным также использование эффектов подобного рода для диагностики нелинейных оптических свойств тонких слоев сред, образующих планарную структуру, для определения параметров активного поглощения оптического излучения в таких системах.

Ранее сообщалось об эффекте самоиндуцированной временной неустойчивости светового поля, проявляющейся при отражении излучения от 2-слойной тонкопленочной структуры [2]. Это нелинейное светодинамическое явление реально наблюдалось и состоит в возникновении регулярных структур во временной развертке излучения, резонансно воздействующего на планарную систему из нелинейных слоев. Механизм происхождения неустойчивости (периодической картины) в излучении, прошедшем систему, как было предположено, имел балансный характер. Фазовая самомодуляция поля в резонансной среде изменяла эффективность вынужденного поглощения, периодически ослабляя его в одном слое и интенсифицируя в другом.

Расчетная модель автомодуляционного эффекта. Аналитическая модель явления, основанная на уравнениях Максвелла-Блоха, модифицировалась в рамках обобщенной 2-уровневой схемы взаимодействия, позволяющей учесть нелинейность рефракции в среде, которая обусловлена светоиндуцированной модификацией системы энергетических уровней поверхностных состояний внутри запрещенной зоны материала тонких пленок. Было проведено также существенное уточнение модели, позволяющее учесть то обстоятельство, что в реальной модели один из активных слоев, обычно представляющий собой подложку для осаждаемой на него второй пленки, по толщине

превышал длину волны и, следовательно, мог оказаться резонатором. Поэтому одна из пленок представлялась резонатором, заполненным активной средой [3]. Такая система может характеризоваться дополнительной критичностью по отношению к частоте излучения. Её нелинейная динамика описывается кинетическими уравнениями для разностей заселенности резонансных уровней в обеих пленках – n_1 и n_2 :

$$\begin{aligned} \dot{n}_1 &= \frac{1}{\tau_{11}} [n_{01} - n_1(1 + G_1 Y_1)], \quad \dot{n}_2 = \frac{1}{\tau_{12}} [n_{02} - n_2(1 + \sigma G_2 Y_2)], \\ \gamma_j &= \nu_j / \left\{ \left(1 + \kappa_j G_j n_j \right)^2 + \left[\kappa_j \Delta_j G_j n_j - \beta_j (n_{0j} - n_j) + \Delta\omega \tau_{rj} \right]^2 \right\}, \\ Y_1 &= \gamma_1 \left[2 - \gamma_2 - 2\sqrt{\gamma_2(1 - \gamma_2)}/\nu_2 \cdot (1 + \kappa_2 G_2 n_2) \right] Y_i, \\ Y_2 &= \gamma_1 \gamma_2 Y_i, \quad j=1,2, \end{aligned} \quad (1)$$

где параметры с индексами 1 и 2 описывают первый и второй слой. Здесь Y_1 и Y_2 – нормированные по уровню насыщающей мощности интенсивности поля в пленках, $Y_i(t)$ – интенсивность внешнего поля, нормально падающего на 2-слойную систему, n_{01} и n_{02} – начальные значения разностей заселённости, κ_1 и κ_2 – параметры ненасыщенного поглощения, Δ_1 и Δ_2 – нормированные отстройки частоты ω от центров линий, соответственно $G_1 = 1/(1 + \Delta_1^2)$ и $G_2 = 1/(1 + \Delta_2^2)$ – величины форм-факторов, β_1 и β_2 – параметры рефракционной нелинейности. Величинами γ_1 и γ_2 определено эффективное пропускание пленок, изменяющееся из-за насыщения; ν_1 и ν_2 – параметры френелевского пропускания пленок, σ – отношение сечений резонансных переходов в обоих слоях, $\Delta\omega$ – частотная отстройка внешнего поля по отношению к моде резонатора, τ_{1r} – время релаксации излучения в резонаторе ($\tau_{2r} = 0$). Поле, действующее в среде резонатора, представляет суперпозицию полей излучения, прошедшего через первую границу и отраженного вторым слоем, с учетом самоиндуцированного фазового сдвига. Отметим, что из-за различия времён продольной релаксации τ_{11} и τ_{12} , а также сечений перехода, пропускание γ_1 и γ_2 с разной характерной инерционностью и обратимостью зависит от насыщающих интенсивностей действующих в пленках полей Y_1 и Y_2 .

Устойчивость периодического решения для интенсивности $Y_2(t)$ и его характер исследованы путем численного интегрирования исходной системы уравнений (1) методом Рунге-Кутты. Вид рассчитанных периодических зависимостей $Y_2(t)$ представлен на рис. 1 а, б. Модуля-

ционной составляющей Y_2 присущ относительно невысокий контраст, определенным образом связанный с величиной частоты модуляции. Переходу к устойчивой регулярной структуре в интенсивности предшествует этап «разгорания» – несколько всплесков с нарастающим периодом и амплитудой колебаний.

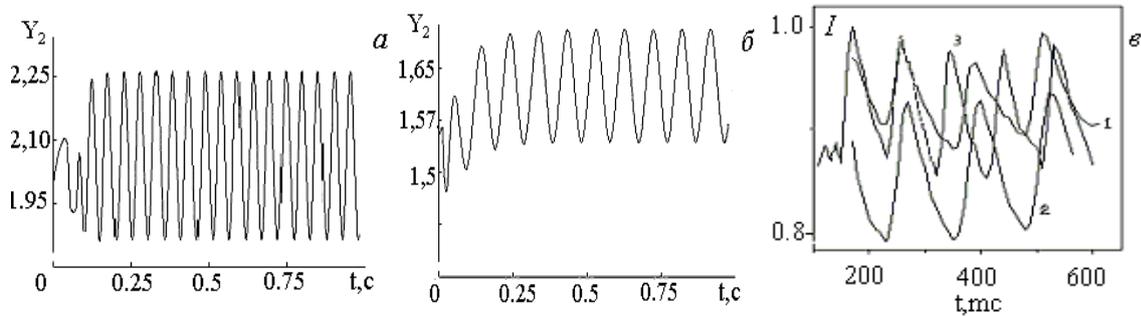


Рис. 1. Временная зависимость интенсивности поля Y_2 (во второй пленке) при $Y_0 = 1.5$ (а), 5.0 (б), $\Delta\omega\tau_{1r} = 0.2$ (а, б), $G_1\kappa_1 = 0.05$, $G_2\kappa_2 = 0.034$ (а, б), $\sigma = 6$ (а, б), 8 (в), 10 (з); $\tau = 50$ (а), 100 (б) $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$, $\tau_{12} = 10^{-4}$ с; (в) – экспериментальная развертка интенсивности I

Количественная оценка параметров пленочной структуры. Подобные приведенным на рис. 1, а, б развёртки интенсивности отраженного излучения I , регистрируемого в схеме призмного возбуждения излучением He-Ne лазера волноводной моды 2-слойной тонкопленочной структуры при различных значениях Y_0 , наблюдались экспериментально (рис. 1 в). Исследованная структура представляла собой две тонкие пленки, изготовленные последовательным осаждением линейных оптических материалов на основание призмы связи. В качестве диэлектрической среды с проницаемостью ε_1 использовалась пленка толщиной 0.71 мкм, осажденная высокочастотным распылением кварцевого стекла, а проводящая пленка с ε_2 толщиной 0.5 мкм получена ВЧ распылением керамической мишени из смеси SnO_2 и Sb_2O_5 .

Ставилась задача оценки величины скоростных параметров реакции среды пленок на квазирезонансное излучение по параметрам, представляющим эффект самоиндуцированной неустойчивости излучения. При этом, однако, следует предположить, что известен ряд характеристик, определяющих активную абсорбцию в средах активной структуры. Параметры эффекта – установившаяся величина нелинейного пропускания тонкопленочной структуры T (определяемая равновесными состояниями n_{1s} , n_{2s} при условии, что на пленки падает квазинепрерывное поле с интенсивностью $Y_i(t) = Y_0$), а также частота модуляции Ω пульсирующей интенсивности $Y_2(t)$ – в расчетном плане могут оценены на основе

качественного анализа модели (1). Заметно (см. рис. 1 в), что при измерениях эффекта значения частоты автомодуляционной составляющей интенсивности отраженного поля могут регистрироваться с хорошим разрешением. Система (1) допускает возможность изучения устойчивости ее стационарных решений n_{1s} , n_{2s} , неявно определяемых выражениями:

$$n_{1s} = n_{01}/(1 + G_1 Y_{1s}), n_{2s} = n_{02}/(1 + \sigma G_2 Y_{2s}),$$

где Y_{1s} , Y_{2s} – равновесные значения интенсивности светового поля.

Линеаризация (1) в окрестности решений n_{1s} , n_{2s} позволяет сформулировать характеристический полином $\Phi(\lambda) = \lambda^2 - 2\alpha\lambda + \mu$, корни которого и определяют устойчивость состояния равновесия (1). Существование пары комплексно-сопряженных корней $\lambda_{1,2}$ с положительной действительной частью $\text{Re}(\lambda) = \alpha$ указывает на возможность неустойчивости, соответствующей гармоническим решениям линеаризованной системы с частотой $\Omega = \sqrt{\mu - \alpha^2}$. Фазовые траектории решений исходной нелинейной системы в этом случае в качестве аттрактора способны иметь предельный цикл, и эти решения для $Y_2(t)$ представляются некоторой периодической зависимостью.

Критичность возникновения эффекта самоиндуцированной неустойчивости и его характеристик по отношению к параметрам излучения и материала тонкопленочной структуры дает возможность приближенной оценки значений ряда характеристик вещества пленок на основе анализа данных практического измерения величин пропускания $T = Y_{2s}/Y_0$ и частоты модуляции Ω . Значения нелинейного пропускания тонкопленочной структуры, очевидно, должны проявлять чувствительность по отношению к величинам сечения перехода (параметра резонансной нелинейной абсорбции) в среде пленки. Аналитические выражения для значений коэффициентов α и μ характеристического полинома $\Phi(\lambda)$ в зависимости от уровня возбуждения Y_0 и коэффициентов модели (1), соответствующих параметрам тонкопленочной структуры, приведены в [3].

Расчет установившихся значений интенсивности Y_{2s} на основе значений коэффициентов α и μ дает возможность построения характеристических кривых, связывающих при определенном уровне возбуждения Y_0 пропускание системы пленок T с величиной относительного параметра нелинейности σ . На рис. 2 приведены характерные результаты подобных расчетов для разных значений толщины первой из пленок при условиях одинакового коэффициента ненасыщенного

поглощения (рис. 2 а) и одинакового показателя такого поглощения (см. рис. 2 б).

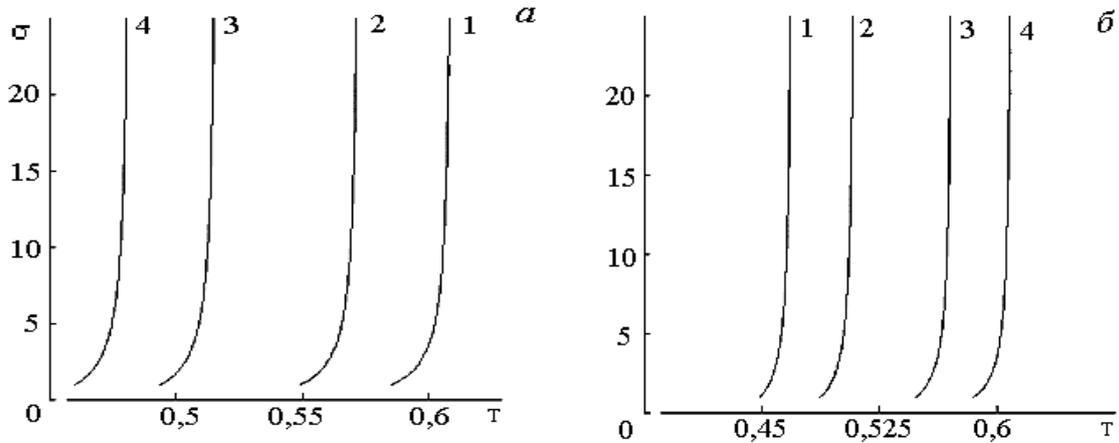


Рис. 2. Характеристические кривые, определяющие связь пропускания 2-слойной системы с величиной относительного сечения перехода: $G_{1k_1} = 0.08$ (кривая 1), 0.12 (2), 0.2 (3), 0.25 (4), $\Delta\omega\tau_{1r} = 0.1$ (1), 0.16 (2), 0.25 (3), 0.32 (4) (а); $G_{1k_1} = 0.25$ (1), 0.2 (2), 0.12 (3), 0.08 (4), $\Delta\omega\tau_{1r} = 0.1$ (б); $Y_0 = 5.0$, $G_{2k_2} = 0.034$, $\Delta_1 = -1.0$, $\Delta_2 = 1.4$, $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$.

Заметно, что с бóльшей точностью могут быть определены относительно небольшие величины σ . При известном значении параметра нелинейной абсорбции в одной из пленок, таким образом, может быть оценена его величина во второй пленке.

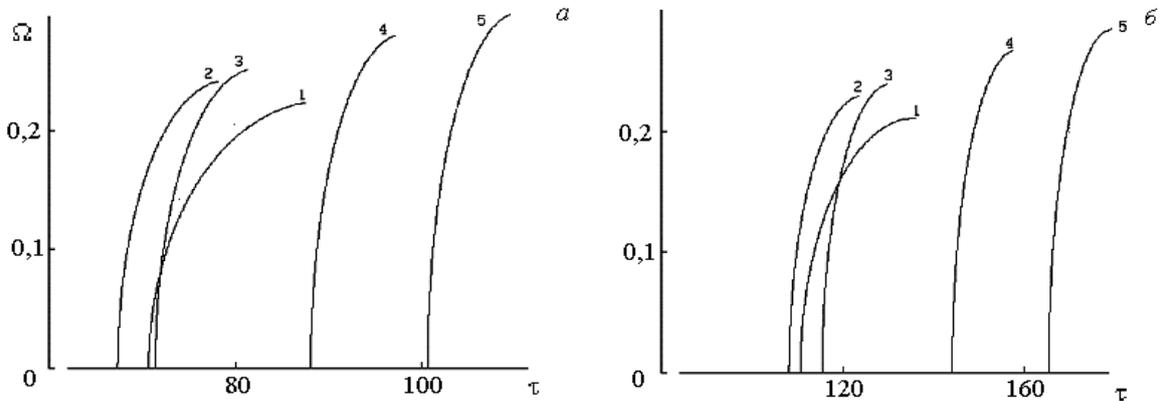


Рис. 3. Характеристические кривые, определяющие связь относительного времени релаксации разности заселённости τ с частотой модуляции интенсивности: $\sigma = 2$ (кривая 1), 4 (2), 5 (3), 8 (4), 10 (5) (а, б), $Y_0 = 4.0$, $G_{1k_1} = 0.06$, $G_{2k_2} = 0.034$, $\Delta_1 = -1.0$, $\Delta_2 = 1.4$ (а); $Y_0 = 3.0$, $G_{1k_1} = 0.12$, $G_{2k_2} = 0.04$, $\Delta_1 = -0.5$, $\Delta_2 = 1.0$ (б), $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$

Относительный параметр характерных времен релаксации $\tau = \tau_{11}/\tau_{12}$ характеризует динамические свойства сред активных пленок, их способ-

ность восстанавливать баланс заселённости уровней основного перехода при изменении уровня возбуждения.

Соотношения для α и μ из [3] дают также возможность оценки значений относительного скоростного параметра τ по величине частоты автомодуляционной составляющей интенсивности излучения, прошедшего сквозь пленочную структуру. На рис. 3 приведены зависимости, связывающие частоту Ω автомодуляционных колебаний интенсивности с параметром релаксации τ .

Следует отметить, что расчетные кривые для различных значений σ характеризуют также область возможного наблюдения эффекта на шкале τ . При данном сочетании параметров конечные точки кривых (1)–(5) на плоскости (τ, Ω) указывают на размер зоны неустойчивости решений (1) при данном значении уровня возбуждения, определяемого Y_0 . Вообще, возникновение автомодуляционного эффекта представляется особо критичным к значению τ , т. е. к величине, определяющей отношение времен обратимости нелинейного поглощения в обеих пленках. Практически кривые рис. 3 дают возможность оценки времени релаксации заселенности в канале резонансного перехода в среде одной из пленок при известном значении скоростного параметра в другой пленке и измеренной величине частоты модулированной составляющей интенсивности прошедшего или отраженного лазерного поля.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского РФФИ (проект Ф03–188).

Литература

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. 517 с.
2. Редько В. П., Хомченко А. В., Юревич В. А. Автомодуляция лазерного излучения, отраженного от двухслойной резонансной среды // Доклады НАН Беларуси. 2003. Т. 47, № 1. С. 57–61.
3. Глазунова Е. В., Глазунов Е. В., Юревич В. А. Автомодуляция излучения, прошедшего сквозь тонкопленочный резонатор // Современные проблемы физики: Материалы I Республиканской школы-семинара молодых учёных. Мн.: ИФ НАН Беларуси, 2004. С. 194–198.

В. Г. Гуделев, Ю. П. Журик, Н. А. Каланда, С. А. Гурецкий,
А. М. Лугинец, В. Р. Соболев

ПРИМЕНЕНИЕ ГЕТЕРОДИННОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ПРИ РАЗРАБОТКЕ ПЕРСПЕКТИВНЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Монокристаллы феррита граната (ФГ) – $\text{Re}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (Re-редкоземельный катион или иттрий) широко используются как магнитооптические материалы в СВЧ технике, оптоэлектронике, аппаратуре магнитной записи и др. благодаря высокой подвижности доменов, широкому диапазону прозрачности, узкой линии ферромагнитного резонанса. Вместе с тем, их активное применение сдерживается недостаточно воспроизводимыми магнитооптическими характеристиками. Это обусловлено тем, что ФГ выращивается из раствора-расплава. В этом случае имеет место неконтролируемое включение компонентов растворителя и других примесей, присутствующих в растворе-расплаве на макро и микро уровне. В Институте физики твердого тела и полупроводников НАНБ активно развивается метод управляемого выращивания из раствора-расплава различных неорганических монокристаллов. Адаптация этого метода для получения кристаллов ФГ позволяет выращивать их в условиях высокого кристаллизационного давления растущей грани относительно компонент растворителя и других примесей. Этот фактор делает маловероятным захват примесей растущей гранью кристалла и, как следствие, к минимизации концентрации примесей в кристалле. Таким образом, использование модифицированного метода управляемого выращивания на затравку позволяет синтезировать железо-иттриевый гранат (ЖИГ) с оптическими потерями на длине волны $\lambda=1.55$ мкм не хуже 0.2 дБ, шириной линии ферромагнитного резонанса 0.5-1.0 Э и высокого структурного совершенства, что существенно расширяет возможности их практического применения.

При разработке новых технологий повышения магнитооптических характеристик материалов важной задачей является оперативный контроль свойств получаемых образцов. В данной работе для исследования фарадеевского вращения в изготовленных образцах ЖИГ использовался модифицированный вариант метода гетеродинной интерферометрии, описанного в [1]. Такая схема измерений позволяет обеспечить перенос измеряемого сдвига фаз из оптической области в область радиочастот, что существенно облегчает регистрацию и обработку результатов измерений.

Упрощенная блок-схема измерительной установки показана на рис. 1. В качестве источника излучения использовался двухчастотный

гелий-неоновый лазер, работающий на длине волны 1.15 мкм, попадающей в полосу пропускания ЖИГ. Выходное излучение лазера содержало две волны с циркулярными ортогональными поляризациями и разностью частот около 500 кГц.

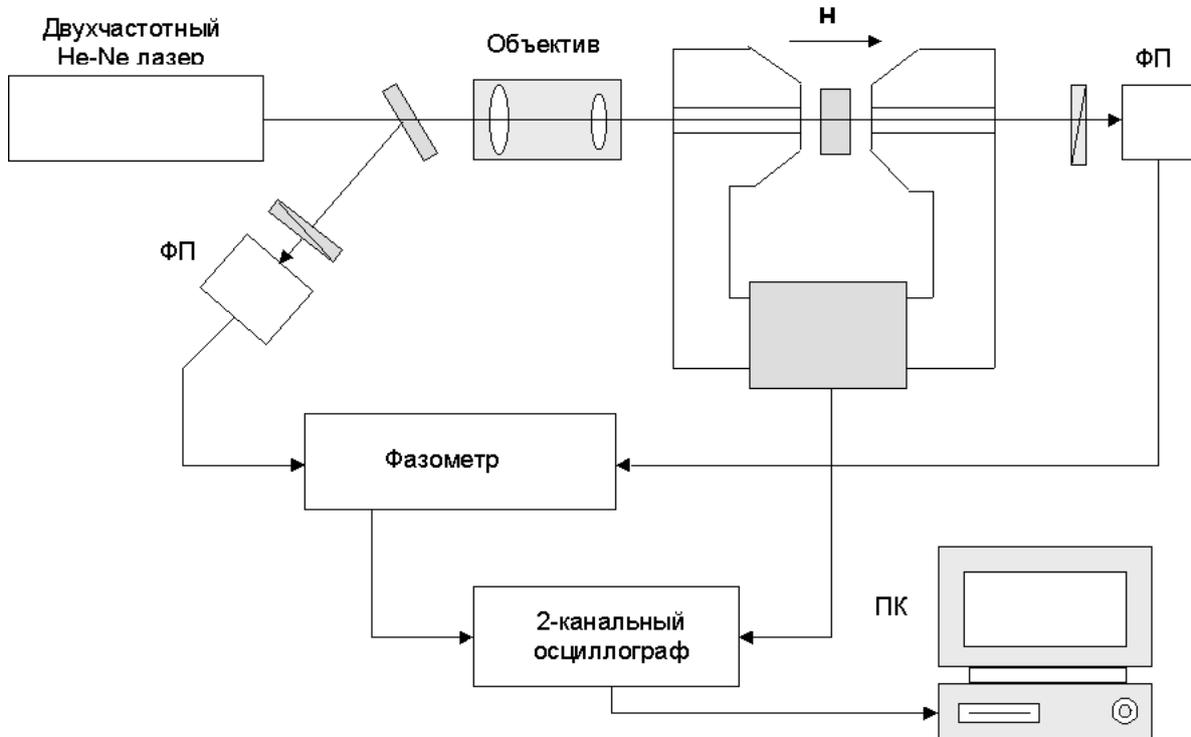


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки

Двухчастотный режим работы лазера обеспечивался внесением фарадеевского элемента в резонатор лазера. Часть выходного излучения использовалась для формирования опорного канала, основная часть излучения направлялась на исследуемый образец, помещенный в поле электромагнита. Для уменьшения диаметра пучка использовался объектив. Сигналы разностной частоты опорного и измерительного каналов интерферометра подавались на фазометр. Выходной сигнал фазометра, несущий информацию о сдвиге фаз волн циркулярных ортогональных поляризаций в исследуемом образце, регистрировался цифровым осциллографом и далее поступал на персональный компьютер.

Чувствительность и точность измерений определяется главным образом характеристиками используемого фазометра. Погрешность измерения сдвига фаз используемым в данной работе фазометром Ф2-16 не превышает 0.3° , что соответствует изменению оптической длины пути около 0.17 нм. Высококачественные современные фазометри-

вают погрешность измерений около 0.01° , что позволяет в 30 раз повысить точность измерений.

На рис. 2 показана типичная зависимость угла фарадеевского поворота одним из исследуемых образцов ЖИГ от напряженности магнитного поля.

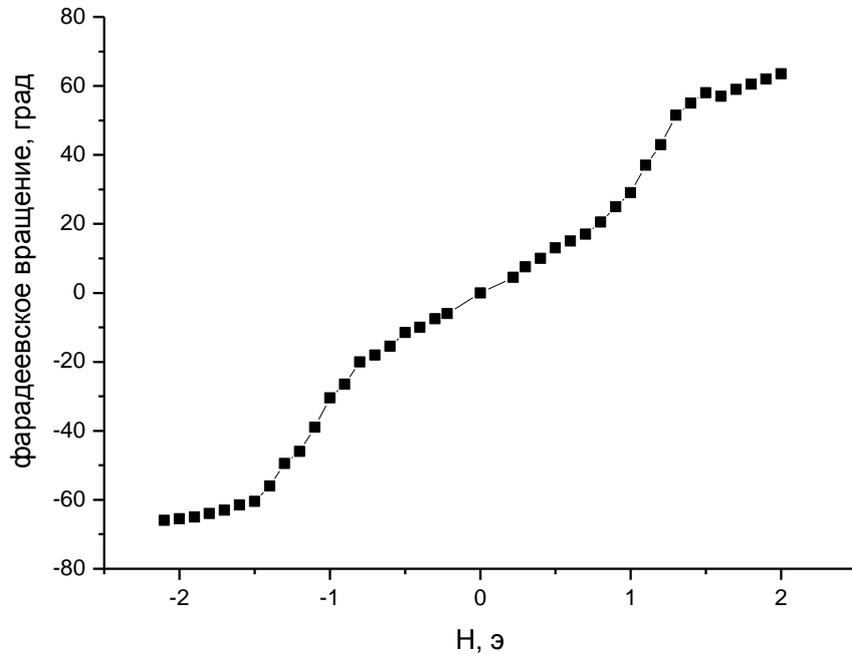


Рис. 2. Зависимость угла фарадеевского поворота плоскости поляризации излучения от напряженности внешнего магнитного поля

В экспериментах использовались образцы ЖИГ толщиной 3 мм. Несмотря на заметное различие коэффициента пропускания от образца к образцу (от 0.78 до 0.83) величина фарадеевского поворота плоскости поляризации в насыщающем магнитном поле для всех образцов была близка к 65° . Использованный способ исследования характеристик магнитооптических материалов показал высокую чувствительность и простоту в использовании. В дальнейшем модифицированный вариант установки будет использован для изучения магнитооптического эффекта Керра в ЖИГ.

Работа частично поддержана МНТЦ (грант В-1065).

Литература

4. Umeda N., Takasaki H. New ellipsometry realized by the use of a stabilized two-frequency laser // Surface Science. 1980. № 96. P. 141–148.

В. Г. Гузовский

ФОТОМОДУЛЯЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР CdSe/ПЭТФ

Полупроводниковые нанокристаллы типа A_2B_6 , диспергированные в широкозонные диэлектрики, представляют собой интересный класс объектов исследования в различных областях физики и химии. С прикладной точки зрения изучение особых оптических свойств таких структур связано с перспективами их использования в устройствах оптической обработки информации при создании пикосекундных чисто оптических и оптоэлектронных переключателей, светодиодов, лазеров, бистабильных элементов, преобразователей солнечной энергии, активных волоконных и планарных оптических волноводов и т. д. [1, 2]. Зонная структура и электронные процессы в таких системах обычно изучаются методами нелинейной оптической и абсорбционной спектроскопии, обладающими в данном случае высокой информативностью и доступностью [1]. Информационными являются также и методы модуляционной спектроскопии. Благодаря своей “дифференциальной” природе они являются высокочувствительными к оптическим переходам, выявляя более отчетливо слабые особенности, едва наблюдаемые в обычных оптических спектрах [3–5]. Очевидным преимуществом фотомодуляционной методики является неdestructивность, бесконтактность и возможность работать при любой температуре образца.

Объектом исследования служили тонкопленочные структуры CdSe/ПЭТФ толщиной 0.8 мкм, с шириной запрещенной зоны E_g равной 2.0 эВ, полученные методом послойного вакуумного напыления на стеклянную подложку. Объемная концентрация полупроводника в пленке около 50 %, включения CdSe представляли собой кристаллиты со средним размером ~6 нм, оцененным по голубому сдвигу в спектрах поглощения [6]. Фотомодуляционные спектры пропускания измерялись по стандартной методике. В качестве источника зондирующего света использовалась лампа накаливания в сочетании с монохроматором. Образец облучался промодулированным лазерным пучком с длиной волны 633 нм, плотностью мощности 0.4 Вт/см², частота модуляции была выбрана 43 Гц, из условия получения наилучшего отношения сигнал/шум. Для того, чтобы исключить неравномерность засветки в пределах области зондирования, диаметр лазерного пучка в несколько раз превышал диаметр зондирующего пучка. Образец ставился под углом Брюстера к направлению распространения зондирующего света, чтобы исключить интерференционные осцилляции фотомодуляционного пропускания $\Delta T/T$, в то время как пучки накачки и

дополнительной немодулированной подсветки падали на образец под углом близким к нормальному. Постоянная немодулированная подсветка осуществлялась полупроводниковыми лазерами с длинами волн 635 и 670 нм и с плотностью мощности около 50 мВт/см^2 , а также лампой накаливания в совокупности с цветным фильтром КС19, пропускающим свет в области от 700 нм и далее. Эта же подсветка фокусировалась в пятно по размерам сравнимым с пятном накачивающего пучка. Измерения происходили при комнатной температуре.

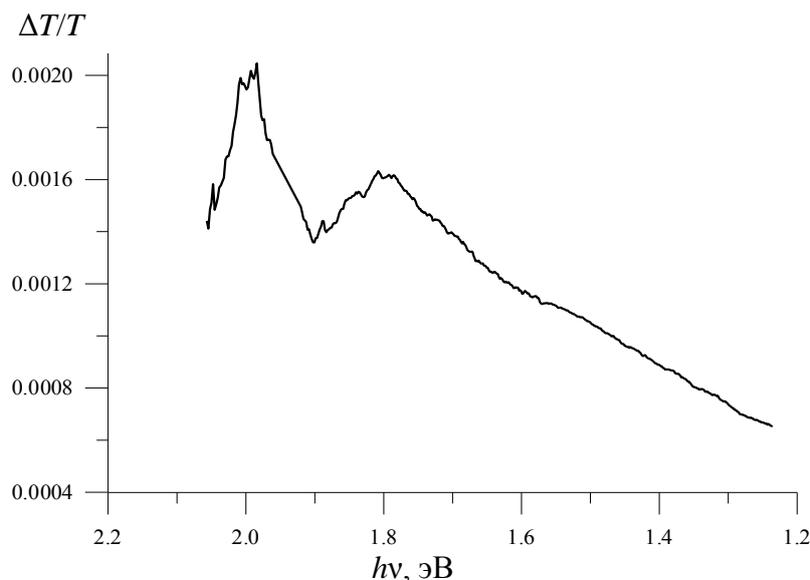


Рис. 1. Фотомодуляционный спектр $\Delta T/T$ пропускания квантоворазмерной структуры CdSe/ПЭТФ

Измеренный фотомодуляционный спектр пропускания $\Delta T/T$ (рис. 1) иллюстрирует возможности применения фотомодуляционной спектроскопии для определения энергетического положения оптических переходов на краю запрещенной зоны полупроводниковой структуры. На рис.1 видны два максимума. Первый, вблизи 2.0 эВ связан с зона-зонными переходами в полупроводниковой наночастице, второй с $h\nu = E_g - 0.2 \text{ эВ}$, по-видимому, связан с вакансиями кадмия [7, 8]. Особый интерес представляет широкий по спектру и слабо структурированный модуляционный сигнал за краем зона-зонного поглощения (см. рис. 1), характеризующий фотоиндуцированное поглощение вследствие захвата генерируемых светом носителей, различного рода структурными дефектами и поверхностными состояниями нанокристаллов, а также диэлектрической матрицей. Существенную помощь в его анализе дает увеличение частоты следования импульсов возбуждения, способствующих более четкому его проявлению [9].

Другим полезным приемом может служить дополнительная немодулированная подсветка образца светом определенной длины волны, позволяющая выделить слабые особенности, не заметные в обычных фотоиндуцированных спектрах пропускания.

При использовании дополнительной подсветки было обнаружено ее влияние на фотоиндуцированные спектры поглощения квантово-размерных структур CdSe/ПЭТФ. Причем воздействие ее селективное, зависящее от длины волны.

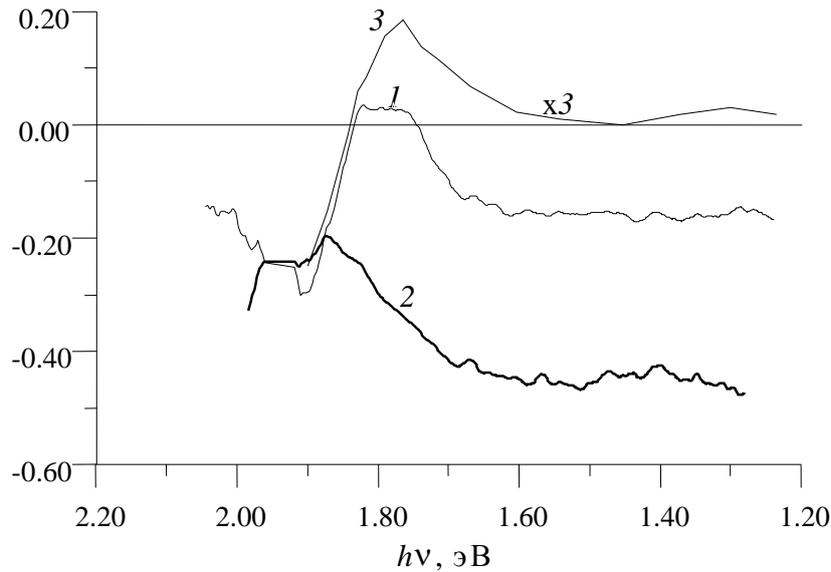


Рис. 2. Спектры относительного изменения фотоиндуцированного поглощения наноразмерной структуры CdSe/ПЭТФ в присутствии дополнительных немодулированных подсветок.

Кривая 1 – при подсветке с $\lambda = 670$ нм, кривая 2 – при $\lambda = 635$ нм, кривая 3 – при подсветке от $\lambda = 700$ нм. $\Delta = (\Delta\alpha - \Delta\alpha_0) / \Delta\alpha_0$, где $\Delta\alpha$, $\Delta\alpha_0$ – фотоиндуцированное изменение пропускания в присутствии дополнительной подсветки и без ее соответственно

Подсветка на $\lambda = 670$ нм увеличивает фотоиндуцированное поглощение в области $e_g - 0.2$ эВ, ослабляя его во всех других областях спектра (рис. 2 кривая 1). Увеличение фотоиндуцированного поглощения связано, по-видимому, с увеличением наклона кривой коэффициента поглощения $\alpha(\lambda)$ на этом участке длин волн. Возможной причиной этого может быть заполнение уровней электронных состояний носителями, генерируемыми подсветкой, что исключает их из дальнейшего участия в процессе накачка-зондирование.

Подсветка излучением с $\lambda \leq 635$ нм ослабляет фотоиндуцированное поглощение во всем исследуемом спектральном диапазоне длин волн (рис. 2, кривая 2). Одной из возможных причин ослабления фотоиндуцированного сигнала является то, что общее количество генерируемых светом носителей в квантоворазмерной частице конечно, а так как мощности подсветки и накачки сравнительно близки, то подсветка созда-

ет конкуренцию возбуждающему излучению. Это же относится и к ослаблению фотоиндуцированного поглощения при подсветке с $\lambda = 670$ нм.

При помощи постоянной засветки лампой накаливания, в совокупности с цветным фильтром КС19, пропускающим свет от ~ 700 нм и дальше в сторону больших длин волн, обнаруживается спектральная особенность в области $h\nu = (e_g - 0.7)$ эВ (рис. 2, кривая 3), внешне похожая на особенность регистрируемую при $e_g - 0.2$ эВ и ведущую себя одинаково в присутствии соответствующих подсветок. Она, по видимому, также связана с заполнением уровней электронных состояний. Согласно исследованиям оптического гашения фототока пленок CdSe, в этой области спектра проявляют себя центры медленной рекомбинации, представляющие собой сложный дефект [8]. Сдвиг максимума в области $e_g - 0.2$ эВ в длинноволновую часть спектра при увеличении длины волны подсветки обусловлен, по-видимому, широкой полосой поглощения порядка 0.25 эВ, в пределах которой происходит перераспределение заполняемых состояний носителями, генерируемыми подсветкой.

Таким образом, использование фотомодуляционной спектроскопии позволяет обнаруживать слабые особенности спектров поглощения, практически не заметные в спектрах поглощения. Использование дополнительной немодулированной подсветки в сочетании с фотомодуляционной методикой позволяет выявить тонкую структуру спектральной зависимости внутри запрещенной зоны полупроводниковой структуры. Такой прием значительно расширяет возможности применения фотомодуляционной спектроскопии для исследования энергетической структуры электронных состояний.

Литература

1. *Gaponenko S. V.* Optical properties of semiconductor nanocrystals. Cambridge, 1998.
2. *Cordero S. R., Carson P. J., Estabrook R. A. et al.* // J. Phys. Chem. B. 2000, Vol. 104. P. 12137
3. *Кардона М.* Модуляционная спектроскопия. М. 1972.
4. *Colvin V. L., Cunningham K. L., Alivisatos A. P.,* // J. Chem. Phys. 1994 Vol. 101. P. 7122.
5. *Tang Y. S.* // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. P. 8298.
6. *Борбицкий А. С., Войтенков А. И., Редько В. П.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, № 13. С. 1–5.
7. *Voitenkov A. I., Guzovski V. G.* // Physics, chemistry and application of Nanostructures. Ed by V. E. Borisenko and et al. Minsk .1999. P. 115–118.
8. *Гриневич В. С.* // Известия вузов. Физика 1990.. № 5. С. 106–109.
9. *Войтенков А. И., Гузовский В. Г.* // Наноструктурные материалы: Получение и свойства. Мн.: НАНБ, 2000. С. 115–118.

Г. Д. Ивлев, Е. И. Гацкевич

ВОЗДЕЙСТВИЕ НАНОИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГЕТЕРОСИСТЕМУ ГЕРМАНИЙ/КРЕМНИЙ

Гетероэпитаксиальные структуры $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ привлекают научный и практический интерес в связи с их потенциально широким применением для создания опто- и микроэлектронных приборов нового поколения, таких как высокоскоростные гетеропереходные биполярные и полевые транзисторы, а также приборов, функционирующих на квантоворазмерных эффектах [1]. Эпитаксиальные слои $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ на кремнии обычно формируются методами молекулярно-лучевой эпитаксии и химическим осаждением из газовой фазы. Получение таких слоев возможно также с применением импульсной лазерной обработки. Гетероэпитаксиальные слои $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ формировались воздействием наносекундных импульсов УФ излучения эксимерных лазеров на систему а-Ge/Si-аморфная пленка германия на кремнии (100) [2, 3]. Образование тонкого слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ связано с лазерно-индуцированным плавлением, интердиффузией Ge и Si в жидкой фазе и эпитаксиальным отвердеванием бинарного расплава. Для диагностики *in situ* процессов плавления-отвердевания, происходящих в полупроводниковых материалах в условиях наносекундного лазерного воздействия, часто применяется оптическое зондирование на $\lambda = 0.63$ мкм облучаемой зоны с детектированием отраженного от неё потока зондирующего излучения. Динамика лазерного воздействия на систему а-Ge/Si исследовалась этим методом лишь в нескольких экспериментах [4, 5]. В данной работе теплофизические процессы модификации гетеросистемы а-Ge/Si(100), происходящие под действием излучения ArF эксимерного лазера, изучались отмеченным методом *in situ* и методом растровой электронной микроскопии.

Толщина плёнки а-Ge, полученной вакуумно-термическим напылением германия на холодную подложку Si(100), составляла ~ 0.1 мкм. Образцы облучались в условиях эксперимента [6]: лазер EMG –100, $\lambda = 193$ нм, длительность импульса излучения 10 нс по уровню 0.5. Плотность энергии в импульсе E регулировалась от 0.02 до 2 Дж/см² перемещением фокусирующей линзы ($f \approx 8$ см). Непосредственно перед образцом устанавливалась тонкая металлическая пластина с отверстием диаметром 0.5 мм, определяющим размер облучаемой зоны, в центральную область которой в пятно ~ 0.05 мм фокусировался зондирующий пучок (He-Ne лазер) *p*-поляризации; угол падения 30°. Отраженный поток зондирующего излучения принимался кремниевым фотодиодом с интер-

ференционным светофильтром на $\lambda = 633$ нм. Выходной сигнал фотоприемника подавался на вход запоминающего осциллографа TS-8123, соединенного с компьютером. Время нарастания переходной характеристики регистрирующего тракта фотодиод–запоминающий осциллограф TS-8123 составляло ~ 4 нс. Энергия лазерного излучения флуктуировала от импульса к импульсу с разбросом до $\pm 10\%$. Состояние поверхности образцов исследовалось на сканирующем электронном микроскопе JXA 50A.

Плавление а-Ge при лазерном воздействии приводит к возрастанию отражательной способности образца R до максимальной величины R_{max} , более чем в 1.5 раза превышающей при $E \geq 0.1$ Дж/см² начальный коэффициент отражения R_i ($T = 300$ К). Такое соотношение R_{max}/R_i соответствует ситуации, когда во время лазерного нагрева образуется слой жидкой фазы (l-Ge), превышающий двойную толщину скин-слоя, т. е. глубину проникновения зондирующего излучения в расплав-жидкий металл. Составляющим n и k комплексного показателя преломления на $\lambda = 0.63$ мкм для а-Ge [7] (5 и 1.7), l-Ge [8] (3.2 и 5.8) согласно вычислениям [9] применительно к нашей ситуации, т. е. для p -поляризации излучения, падающего на образец под углом 30° , соответствуют значения R_i и R_{max} , равные 43.5 и 71 %, а их отношение $R_{max}/R_i = 1.63$ согласуется с результатами измерений. Коэффициент поглощения $\alpha = 4\pi k/\lambda$ на $\lambda = 0.63$ мкм в а-Ge равен $3.4 \cdot 10^5$ см⁻¹ ($1.2 \cdot 10^6$ см⁻¹ l-Ge), т.е. при толщине пленки а-Ge 0.1 мкм подложка кремния не вносит вклада в отражение зондирующего пучка.

Считаем, что порог E_m плавления а-Ge ~ 0.05 Дж/см² соответствует плотности энергии, при которой соотношение $R_{max}/R_i \approx 1.3$ в 2 раза меньше максимально возможного в условиях эксперимента. Воздействие лазерного импульса в этом режиме приводит к оцененной глубине плавления а-Ge менее 10 нм. Продолжительность фазовых переходов плавление – отвердевание измеряется временем τ нестационарности коэффициента отражения, в данном случае ~ 10 нс (рис. 1). Увеличение E до 0.16 Дж/см² приводит к примерно двухкратному возрастанию τ , но характер изменения $R(t)$ не меняется. В этой ситуации плёнка а-Ge плавится не на всю толщину. В аналогичных условиях эксперимента [10] с ионно-аморфизированным кремнием а-Si/Si с такой же толщиной слоя а-Si (0.1 мкм) его проплавление до подложки наблюдалось при почти пятикратном превышении величины E над E_m . По аналогии для полного плавления слоя а-Ge требуется ~ 0.25 Дж/см². Фазовый переход а-Ge \rightarrow l-Ge (0.16 Дж/см²) происходит при температуре 965 К [4], тогда как равно-

весная точка плавления Ge есть 1210 К. Последующее отвердевание приводит к релаксированному аморфному состоянию германия [4].

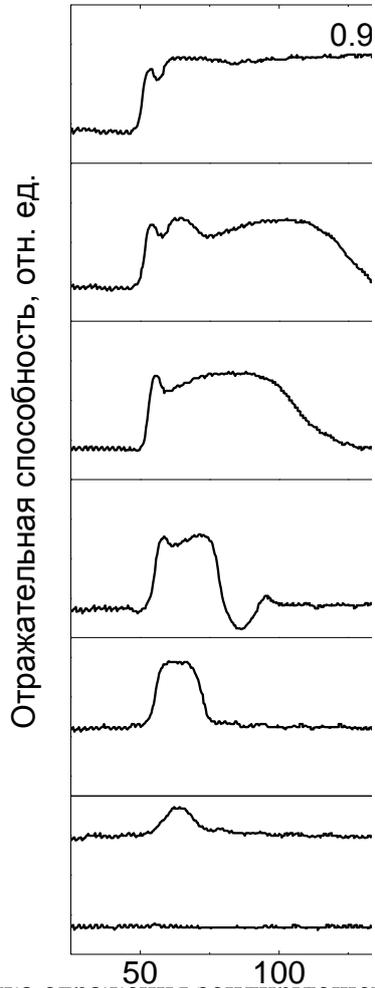


Рис. 1. Динамика отражения зондирующего излучения от гетероструктуры а-Ge/Si при лазерном облучении с разными плотностями энергии.

Линия развертки ниже осциллограммы, соответствующей $E = 0.05 \text{ Дж/см}^2$, обозначает уровень $R = 0$

остывании расплава величина R возрастает до второго максимума. В условиях воздействия лазерного импульса с $E = 0.5 \text{ Дж/см}^2$ (и выше) расплавленный слой отвердевает только со стороны подложки. С увеличением E до 0.7 Дж/см^2 во временной зависимости R после окончания действия лазерного импульса появляется второй минимум отражения, обусловленный, по-видимому, изменением состояния поверхности

Когда достигается плавление а-Ge по всей толщине, динамика отражательной способности $R(t)$ образцов качественно меняется. В зависимости $R(t)$ появляется промежуточный минимум, предшествующий установлению конечного значения R . Подобная динамика отражательной способности наблюдалась [11] при пикосекундном лазерном воздействии на систему а-Ge/Si. Авторы [11] объяснили такую зависимость $R(t)$ отвердеванием расплавленного слоя Ge не только со стороны подложки Si, но и с поверхности, с чем связано наличие промежуточного минимума R как следствия интерференции при отражении зондирующего излучения от слоистой системы. На стадии высокой отражательной способности ($E = 0.35 \text{ Дж/см}^2$) наблюдается ее некоторое уменьшение непосредственно во время действия лазерного импульса, объясняемое температурной зависимостью оптических параметров l-Ge, более существенной, чем у расплавленного Si [8]. При

и состава жидкой фазы из-за плавления не только пленки германия, но и прилегающего к ней слоя кремниевой подложки. При $E = 0.9 \text{ Дж/см}^2$ отражательная способность возникающей жидкой фазы практически неизменна.

Согласно данным растровой электронной микроскопии существенное изменение состояния пленок германия наблюдается в результате воздействия лазерных импульсов с $E \geq 0.5 \text{ Дж/см}^2$, т. е. при ~ 10 - и более кратном превышении энергетического порога плавления поверхности Ge. Облучение образца при $E = 0.53 \text{ Дж/см}^2$ приводит к плавлению, нагреву расплавленной пленки Ge (кремний при этом не плавится) и образованию в ней удаленных друг от друга круглых отверстий (рис. 2 а). Отверстия возникают, вероятно, в местах с локально пониженным теплоотводом в подложку из-за наличия неоднородностей границы раздела. Возникающий «прокол» жидкой пленки в условиях плохой смачиваемости кремния расплавом Ge инициирует радиальное гидродинамическое движение под действием сил поверхностного натяжения с образованием валика (рис. 2 б). Кроме возникновения отверстий, на стадии отвердевания пленка приобретает зернистую структуру. Концентрация этих, по видимому кристаллических, зерен порядка 10^9 см^{-2} . С повышением E до 0.72 Дж/см^2 пленка частично разрушается с образованием своеобразной сетки (рис. 2 в). Плотности энергии $\sim 1 \text{ Дж/см}^2$ уже вполне достаточно для плавления и прилегающего к пленке Ge слоя кремниевой подложки. Фотография края области лазерного воздействия (рис. 2 г) выявляет наличие переходной зоны шириной 4–5 мкм, разделяющей исходную, не подвергнутую лазерному воздействию систему a-Ge/Si, и внутреннюю область пятна, в которой вследствие интердиффузии Si и Ge в жидкой фазе и последующего эпитаксиального роста образовался тонкий слой твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$. Как исходная поверхность образца, так и модифицированная лазерным воздействием, выглядят однородными, но различаются по контрасту из-за разного элементного состава и неодинакового структурного состояния.

Отметим, что время формирования слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, т. е. время существования жидкой фазы в этом режиме облучения составляет $\sim 0.1 \text{ мкс}$ (см. рис. 1). Длина диффузии атомов (ионов) Ge в жидком Si и наоборот примерно 6 нм за 1 нс по оценке [11], что согласуется с экспериментом. Отсюда следует, что в нашей ситуации возможно образование слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ толщины, значительно превышающей указанную диффузионную длину.

В результате проведенного исследования установлены особенности изменения динамики отражательной способности поверхности образцов

а-Ge/Si по мере увеличения плотности энергии в наносекундном импульсе излучения эксимерного лазера до 20-ти кратного превышения

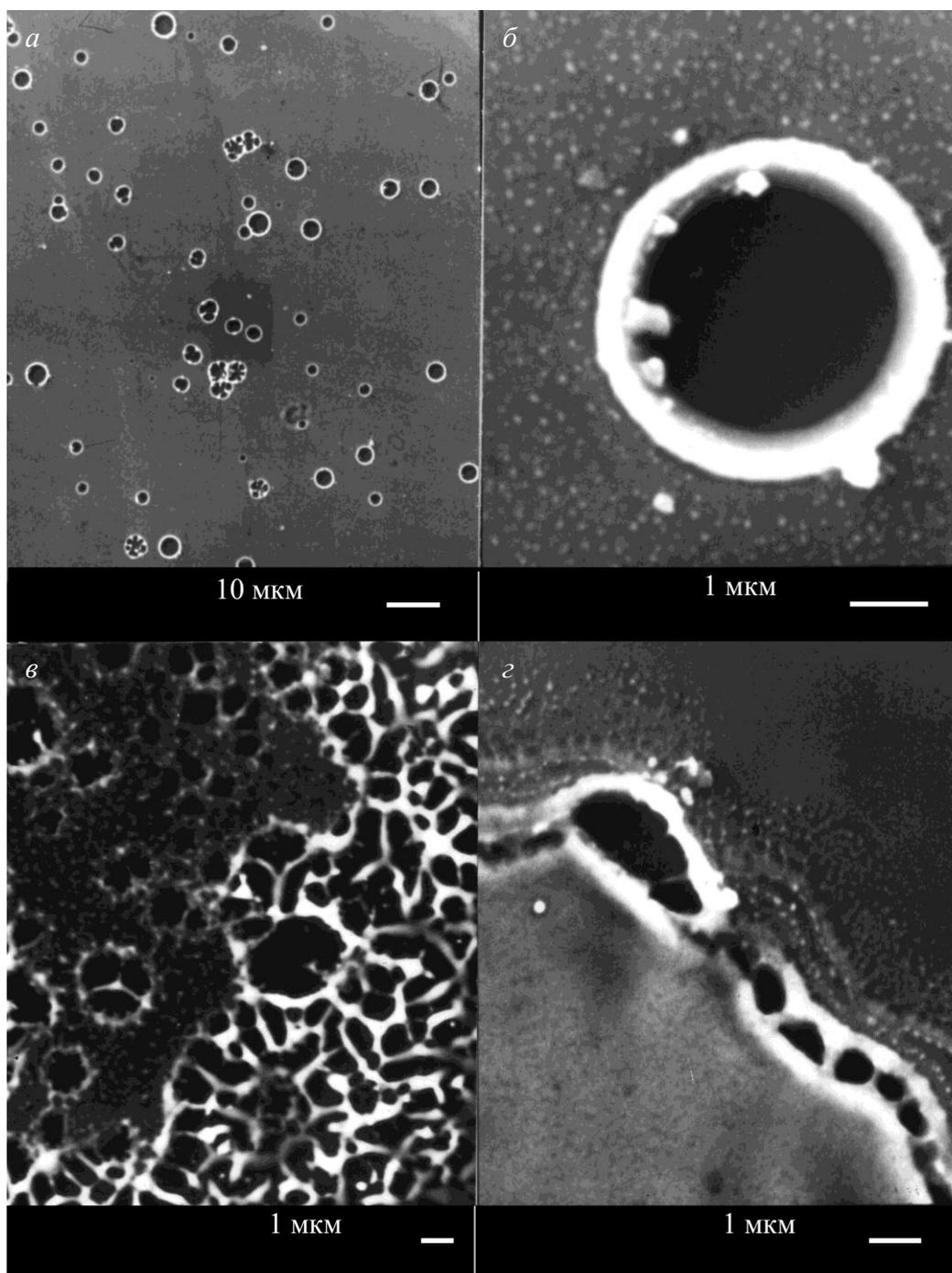


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение поверхности образцов а-Ge/Si, модифицированных лазерным воздействием в разных энергетических режимах. а, б – $E = 0.53$, в – 0.72 , г – 1 Дж/см²; на фотографии “г” изображен край области лазерного воздействия.

порога плавления a-Ge в тонкопленочной гетеросистеме. Показано, что отвердевание расплавленного в определенных режимах облучения слоя германия происходит как со стороны подложки кремния, так и с поверхности образца, что ранее наблюдалось в эксперименте с пикосекундным лазерным нагревом a-Ge/Si. Выяснено влияние фазовых превращений в гетеросистеме a-Ge/Si на морфологию облученной поверхности.

Авторы выражают благодарность В.Хабу (V. Cháb) и М. Шимечковой (M. Šimečková) за предоставление данных растровой электронной микроскопии.

Литература

5. Paul D. J. Silicon germanium heterostructures in electronics: the present and the future // *Thin Solid Films*. 1998. Vol. 321. P. 172–180.
6. Frangis N., Van Landuyrt J., Larciprete R et al. High resolution electron microscopy and x-ray photoelectron spectroscopy studies of heteroepitaxial $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ alloys produced through laser induced processing // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 72, № 22. P. 2877–2879.
7. Larciprete R., Willmott P., Martelli S. et al. ArF excimer laser epitaxy of $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ alloys studied by XRD and XPS // *Appl. Surf. Sci.* 1996. Vol. 106. P. 179–185.
8. Szyszko W., Vega F., Afonso C. N. Shifting of the thermal properties of amorphous germanium films upon relaxation and crystallization // *Appl. Phys. A*. 1995. Vol. 61. P. 141–147.
9. Vega F., Afonso C. N., Szyszko W., Solis J. On the origin of recalescence in amorphous Ge films melted with nanosecond laser pulses // *J. Appl. Phys.* 1997. Vol. 82, № 5. P. 2247–2250.
10. Ivlev G., Gatskevich E., Cháb V. et al. Dynamics of the excimer laser annealing of hydrogenated amorphous silicon thin films // *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 75, № 4. P. 498–500.
11. Adachi S. Calculation model for the optical constants of amorphous semiconductors // *J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 70, № 4. P. 2304–2308.
12. Ивлев Г. Д., Гацкевич Е. И. Температурное изменение оптических свойств жидкой фазы при наносекундном лазерном плавлении кремния и германия // *ФТП*. 1996. Т. 30, № 11. С. 2097–2107.
13. Пришивалко А. П. Отражение света от поглощающих сред. Мн.: Изд-во Академии наук БССР, 1963.
14. Ивлев Г. Д., Гацкевич Е. И. Фазовые превращения, инициируемые в тонких слоях аморфного кремния наносекундным воздействием излучения эксимерного лазера // *ФТП*. 2003. Т. 37, № 5. С. 622–628.
15. Siegel J., Solis J., Afonso C. N. et al. Evidence for surface initiated solidification in Ge films upon picosecond laser pulse irradiation // *J. Appl. Phys.* 2001. Vol. 89, № 7. P. 3642–3649.

М. А. Ходасевич, Ю. А. Варакса

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭРБИЕВЫХ ВОЛОКОННЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ В МОДЕЛИ «ЧЕРНОГО ЯЩИКА»

Современные волоконно-оптические линии связи обязаны своим широким распространением, в первую очередь, эрбиевым волоконным усилителям, заменившим собой дорогостоящие электронные регенераторы сигналов. Достигнутые на сегодняшний день скорости передачи информации ограничиваются проявлениями нелинейных эффектов и дисперсии в волокне, а также шумами волоконно-оптических усилителей. Влияние первых двух причин может быть существенно уменьшено, например, путем применения волокон с модифицированной дисперсией и полых микроструктурированных волокон. В этом случае пропускная способность коммуникационной системы будет определяться шумом, вносимым в нее волоконным усилителем. Поэтому для нахождения предельных скоростных характеристик волоконно-оптических линий связи достаточно рассмотреть систему, свободную от дисперсии и нелинейности.

Наиболее простой моделью, корректно описывающей предельные скоростные характеристики оптических коммуникационных каналов при любых величинах соотношения сигнал/шум, является модель чисел заполнения [1]. Она подразумевает, что информация содержится в количестве квантов света в различных продольных модах электромагнитного поля. С помощью этой модели мы исследуем предельную спектральную эффективность передачи информации (в англоязычной литературе эта величина иногда называется также плотностью скорости передачи информации – information-rate density ID) линейных волоконно-оптических линий связи с эрбиевыми усилителями.

В модели чисел заполнения для коммуникационных каналов со спектральным уплотнением, ширина полосы пропускания которых значительно меньше частоты несущей, спектральная эффективность передачи информации, определенная как пропускная способность в единичной полосе пропускания, может быть представлена следующим выражением:

$$ID = \log_2 \left(1 + \frac{SNR(0)}{F_0} \right) + \frac{SNR(0)}{F_0} \log_2 \left(1 + \frac{F_0}{SNR(0)} \right). \quad (1)$$

Здесь $SNR(0)$ – отношение сигнал/шум на входе усилителя, а F_0 – шум-фактор, характеризующий ухудшение отношения сигнал/шум на выходе усилителя.

Строгое моделирование эрбиевых усилителей представляет собой достаточно сложную вычислительную задачу [2]. Существенной особенностью любого моделирования эрбиевых усилителей является необходимость спектрального разрешения усиления и шум-фактора. Оно может

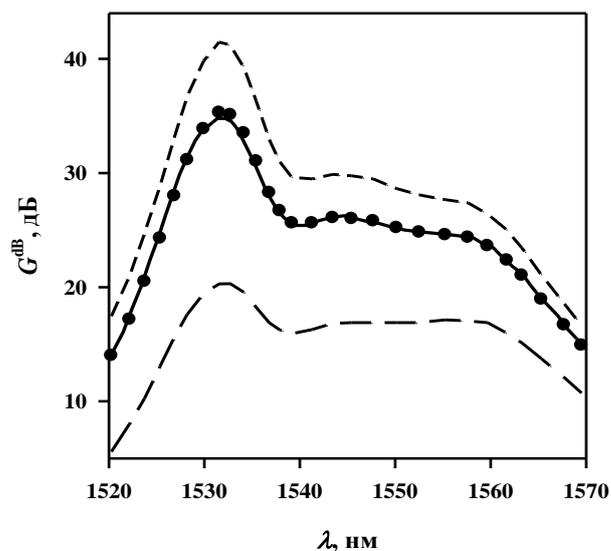


Рис. 1. Экспериментальные [5] (линии) и расчетные (точки) спектры усиления эрбиевого волоконного усилителя

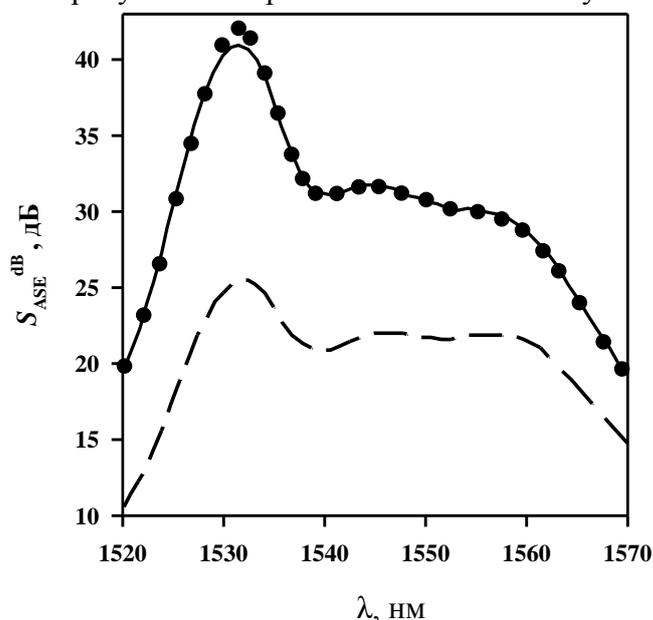


Рис. 2. Экспериментальные [5] (линии) и расчетные (точки) спектры плотности мощности усиленного спонтанного излучения на выходе эрбиевого волоконного усилителя.

Спектры, обозначенные одинаковыми символами на рис. 1–3 соответствуют одинаковым условиям насыщения

быть достигнуто с помощью системы скоростных уравнений, описывающих пространственное взаимодействие оптического поля с ионами эрбия в волокне [3]. Численное моделирование такой системы требует знания спектров сечений поглощения и испускания ионов эрбия, их концентрации и распределения в волокне, длины и коэффициента поглощения волокна, мощности накачки, спектра входного сигнала и параметров пас-

сивных оптических элементов внутри усилителя. Для физического устройства не все из перечисленных параметров могут быть легко измерены.

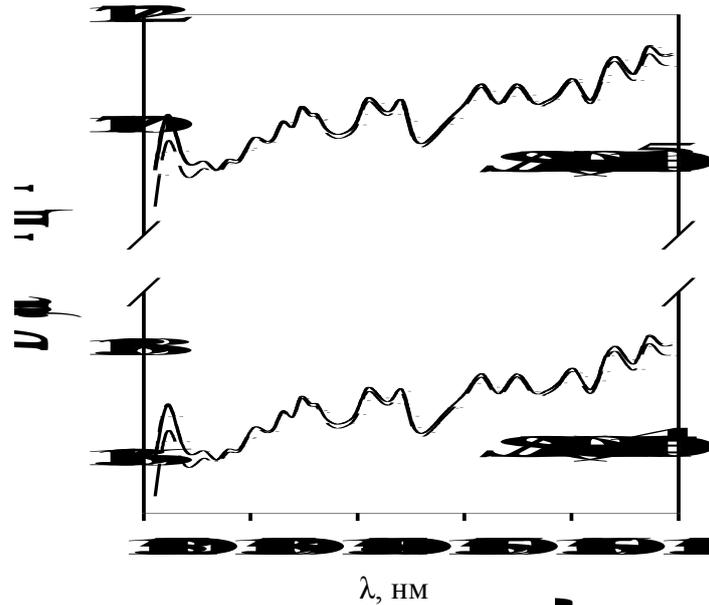


Рис. 3. Предельные спектральные эффективности передачи информации эрбиевых волоконных усилителей в С-полосе

Другим подходом к моделированию эрбиевых усилителей, базирующемся также на скоростных уравнениях, является так называемая модель «черного ящика» [4]. Само название говорит о том, что для проведения моделирования используются легко измеряемые передаточные характеристики усилителя без детальных знаний его структуры и особенностей. Эта модель справедлива в предположении однородного уширения полосы усиления квази-двухуровневых систем, в которых можно пренебречь частью активных ионов, не находящихся ни в основном, ни в возбужденном состояниях. В этом случае усиление задается усредненной по длине активного волокна инверсной населенностью, которая, в свою очередь, определяется балансом между процессами заполнения и опустошения метастабильного уровня. Скорости протекания этих процессов зависят от мощности накачки и спектра входного сигнала. В модели «черного ящика» спектры усиления и шума эрбиевых волоконных усилителей описываются тремя «функциями наклона» [4, 5], которые определяются с помощью трех экспериментально измеренных спектров: двух спектров усиления для разных условий насыщения и одного спектра шума для любого из этих условий.

Для нахождения «функций наклона» были использованы обозначенные штриховыми линиями на рис. 1 экспериментально измеренные спектры [5] эрбиевого волоконного усилителя, накачиваемого излучением с длиной волны 1480 нм. Как видно из рис. 1, расчетный спектр усиления (точки) с точностью не хуже 0.2 дБ совпадает с экспериментально изме-

ренным, обозначенным сплошной линией, за исключением области вблизи 1530 нм.

На рис. 2 представлены спектры плотности мощности спонтанного излучения на выходе усилителя. На основе экспериментальных данных, обозначенных линией с длинными штрихами на рис. 1 и 2, был рассчитан спектр эквивалентного входного шума. Затем с помощью результатов моделирования спектра усиления был получен спектр плотности мощности спонтанного излучения, представленный на рис. 2 сплошной линией. Максимальное отклонение теоретических и экспериментальных данных не превышает 0.5 дБ за пределами пика усиленного спонтанного излучения. Таким образом, можно сделать вывод о применимости модели «черного ящика» для корректного описания шумовых характеристик эрбиевых волоконных усилителей.

На рис. 3 представлена спектральная эффективность передачи информации для различных условий насыщения при соотношении сигнал/шум на входе, составляющем 40 дБ (когерентный сигнал мощностью 10 мкВт при ширине спектра 10 ГГц) и 50 дБ (100 мкВт). Видно, что предельная спектральная эффективность передачи информации сильно зависит от входного соотношения сигнал/шум и слабо зависит от величины усиления и составляет от 13.3 до 13.8 (бит/с)/Гц для $SNR(0) = 40$ дБ и от 16.7 до 17.2 (бит/с)/Гц для $SNR(0) = 50$ дБ, что соответствует ограниченной шумами усилителя предельной пропускной способности линейных оптических линий связи, превышающей 80 Тбит/с и 100 Тбит/с соответственно в спектральном диапазоне С-полосы. Следует отметить, что достигнутая на сегодняшний день спектральная эффективность – около 0.4 (бит/с)/Гц [6, 7], а теоретический предел для систем с бинарным кодированием и амплитудной модуляцией составляет 1 (бит/с)/Гц [7].

Литература

1. *Lebedev D. S., Levitin L. B.* Information transmission by electromagnetic field // *Inf. Control.* 1966. Vol. 9. P. 1–22.
2. *Roudas I., Richards D. H., Antoniadou N., et al.* An efficient simulation model of the erbium-doped fiber for the study of multiwavelength optical networks // *Opt. Fiber Tech.* 1999. Vol. 5. P. 363–389.
3. *Giles C. R., Desurvire E.* Modeling erbium-doped fiber amplifiers // *J. Lightwave Tech.* 1991. Vol. 9, № 2. P. 271–283.
4. *Burgmeier J., Cords A., Marz R., et al.* A black box model of EDFA's operating in WDM systems // *J. Lightwave Tech.* 1998. Vol. 16, № 7. P. 1271–1275.
5. *Vanin E.V., Persson U., Jakobsen G.* spectral function forms for gain and noise characterization of erbium-doped fiber amplifiers // *J. Lightwave Tech.* 2002. Vol. 20, № 2. P. 243–249.
6. *Desurvire E.* Fundamental information-density limits in optically amplified transmission: an entropy analysis // *Opt. Lett.* 2000. Vol. 25, № 10. P. 701–703.
7. *Kahn J.M., Ho K. P.* A bottleneck for optical fibres // *Nature.* 2001. Vol. 411. P. 1007–1010.

Ф. Ф. Комаров, Л. А. Власукова, А. В. Мудрый, А. А. Комаров,
О. В. Мильчанин, П. И. Гайдук, В. Н. Ювченко, С. С. Гречный

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКЛАСТЕРОВ И НАНОПОР В SiO_2 ИОННО-ЛУЧЕВЫМИ МЕТОДАМИ

В последнее десятилетие интенсивно исследуются наноразмерные кристаллиты и проволоки для изучения квантовых эффектов и создания приборов нанoeлектроники, интегрированных в кремниевые подложки. Одним из методов синтеза нанокристаллитов является высокодозная ионная имплантация с последующим отжигом, позволяющая формировать наноразмерные преципитаты, вкрапленные в матрицу. Нанокластеры полупроводников группы IV, некоторых соединений II-VI и большинство соединений III-V синтезированы этим методом в аморфном SiO_2 и в кристаллических Si и Al_2O_3 [1-3].

Сравнительно дешевым методом синтеза металлических и полупроводниковых нанопроволок является электрохимическое осаждение в нанопористые подложки-шаблоны. В качестве шаблонов обычно используют пористый анодный оксид алюминия и трековые полимерные мембраны [4, 5]. Перспективной матрицей для формирования наноразмерных проволок и кристаллитов является термически оксидированный кремний (структура (SiO_2/Si)). Это хорошо изученный материал. Основное его достоинство – полная совместимость с кремниевой технологией.

Для создания системы наноразмерных пор могут быть использованы структуры SiO_2/Si , облученные быстрыми ионами. В диэлектриках после прохождения быстрых ионов вдоль их траекторий могут формироваться скрытые треки [6]. Это области матрицы в виде протяженных цилиндров диаметром 5-20 нм с измененной плотностью и химической связью. Химическая обработка в подходящем травителе приводит к образованию наноразмерных отверстий в областях скрытых треков, что можно использовать для вытравливания сквозных пор в пленке SiO_2 .

Интересной кажется проверка возможности использования облучения быстрыми ионами в качестве альтернативы термоотжига при создании нанокластеров в имплантированных слоях SiO_2 . При прохождении быстрого иона в изоляторе происходят очень быстрые нагрев и охлаждение материала мишени в узком (диаметром в несколько нанометров) цилиндре вдоль трека иона [7]. Тепловые неравновесные процессы могут приводить к преимущественной преципитации и формированию кристаллитов в области треков. Сформированные таким образом кристаллиты отличались бы упорядоченным расположением в матрице (в трековых областях) и размерами порядка нескольких нанометров.

В настоящей работе использовались термически оксидированные кремниевые подложки ориентации (100). Толщина слоя SiO_2 составляла 460 нм. Для формирования наноразмерных пор структуры SiO_2/Si облучались ионами Kr с энергией 253 МэВ и дозами 1×10^{10} , 5×10^{10} и $2.25 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в ОИЯИ (Дубна). Облученные образцы обрабатывались в растворе на основе фтористоводородной кислоты (30 г NH_4F + 10 мл HF + 50 мл H_2O). Затем образцы исследовались в сканирующем электронном микроскопе Hitachi S-806. Толщина слоя SiO_2 оценивалась из эллипсометрических измерений и по изменению цвета.

Для формирования нанокластеров проводилась полиэнергетическая имплантация ионов As^+ , а затем ионов In^+ в структуры SiO_2/Si . Режим имплантации был рассчитан таким образом, чтобы получить приповерхностный слой толщиной 150 нм, легированный атомами In и As до концентраций $\sim 4.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Энергии ионов As^+ составляли 200, 100 и 50 кэВ при дозах 4.5×10^{15} , 1.6×10^{15} и $9.7 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Имплантация ионов In^+ проводилась с энергиями 300, 170, 100 и 50 кэВ и дозами 3.6×10^{15} , 1.4×10^{15} , 1.0×10^{15} и $7.0 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Затем имплантированные структуры облучались быстрыми ионами Kr (энергия 253 МэВ, дозы 1×10^{10} , 5×10^{10} и $2.25 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$); облучение проводилось для оценки возможности формирования упорядоченных цепочек нанокластеров в зонах ионных треков. После облучения ионами Kr часть образцов отжигалась в атмосфере аргона при температуре 900°C в течение 15 и 30 мин.

Для анализа распределения концентрации In и As по глубине имплантированных слоев был использован метод резерфордского обратного рассеяния с каналированием (РОРК). Структурно-фазовые модификации после облучения быстрыми ионами и отжига исследовались с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в plan-view (PV) и cross-section (X) геометрии и электронной дифракции. ПЭМ-исследования выполнялись на микроскопах Philips CM20 и Hitachi H-800 с действующим ускоряющим напряжением 200 кэВ.

Оптические свойства систем SiO_2/Si после имплантации ионов In и As и облучения быстрыми ионами исследовались с помощью фотолюминесцентной (ФЛ)-спектроскопии. Фотолюминесцентные спектры снимались в спектральном интервале 0.7–2 эВ при температуре жидкого гелия.

На рис. 1. показаны торцы треков, вытравленных в SiO_2 , облученном Kr, после обработки в растворе $\text{NH}_4\text{F}:\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$ в течение 2 мин. Их плотность, рассчитанная из рисунка, составляет $\sim 2.7 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Эта величина коррелирует с флюенсом ионов криптона, который для данного образца составлял $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Как видно из вставки на рис. 1, травление не изменяет морфологии поверхности необлученного SiO_2 . Обработка в

растворе фтористоводородной кислоты облученных структур SiO_2/Si , наряду с вытравливанием ионных треков, приводит к общему огрублению поверхности. Облучение также существенно увеличивает общую скорость травления пленки SiO_2 в растворе $\text{NH}_4\text{F}:\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$. Скорость травления пленки SiO_2 после облучения Kr составляет ~ 115 нм/мин, в то время как скорость травления необлученной пленки SiO_2 равна ~ 30 нм/мин.

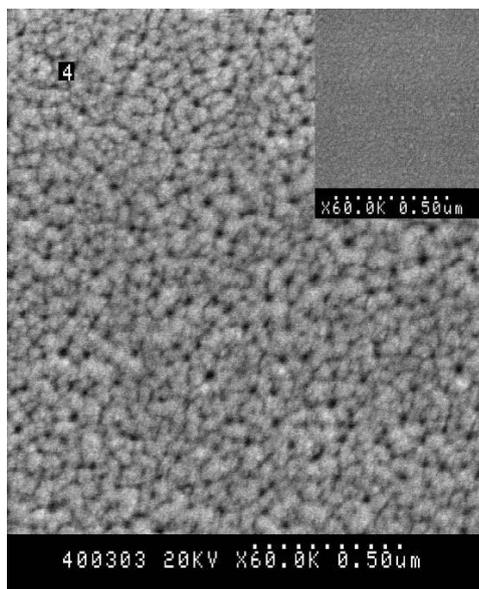


Рис. 1. Микрофотография поверхности SiO_2 с вытравленными ионными треками после обработки в растворе $\text{NH}_4\text{F}:\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$ в течение 2 мин.
На вставке – необлученная поверхность SiO_2

На рис. 2 приведено полученное в сканирующем электронном микроскопе изображение скола облученной Kr структуры SiO_2/Si после обработки в травителе. Оцененное по изменению цвета уменьшение толщины пленки SiO_2 этого образца после травления составляет ~ 230 нм, что на 230 нм меньше исходной толщины (460 нм). На микрофотографии видны сквозные поры, вытравленные в слое SiO_2 . Диаметр пор составляет $\sim 10\text{--}15$ нм, толщина слоя с вытравленными сквозными порами ~ 220 нм. Соответственно, пористый слой характеризуется отношением длины пор к их диаметру $\sim 15\text{--}22$.

С использованием модифицированной модели термических пиков, учитывающей зависимости термофизических свойств от температуры и не включающей свободных параметров [8], для SiO_2 , облученного ионами Kr с энергией 253 МэВ, рассчитаны радиус и время существования расплавленной фазы в области трека. Максимальный радиус расплавленной области равен 3.4 нм, время существования в расплавленном виде – 7 пс. Рассчитанная продолжительность существования расплавленной

области позволяет говорить о наличии жидкой фазы и ее последующем затвердевании. Рассчитанный максимальный радиус трековой области коррелирует с размерами вытравленных скрытых треков.

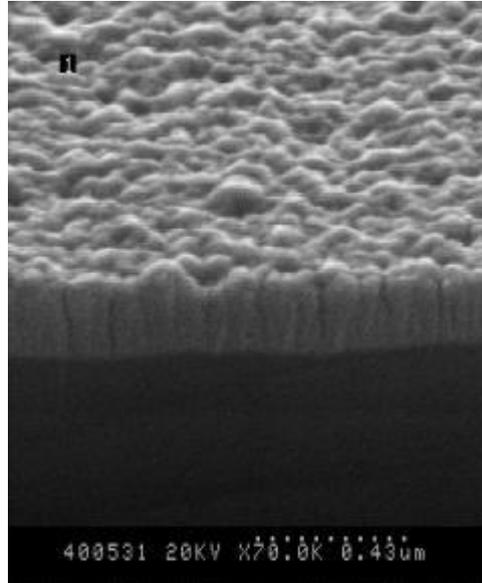


Рис. 2. Микрофотография поперечного сечения слоя SiO₂ с вытравленными треками

На рис. 3 представлены профили концентрации In и As в SiO₂, рассчитанные с помощью программы PROFCON [9] (*a, b*) и полученные из обработки спектров ПОР/К (*c, d*).

ПЭМ изображения образцов SiO₂/Si, имплантированных As+In и облученных Kr, но не прошедших этап термоотжига, не показали никаких неоднородностей контраста (на рисунке не приводится). Таким образом, признаков преципитации примесей под действием облучения быстрыми ионами не обнаружено. Формирование нанокластеров также не наблюдалось после отжига имплантированных образцов при 900°C в течение 15 мин. Отжиг при 900°C в течение 30 мин, напротив, приводил к интенсивной преципитации внедренных примесей и формированию нанокластеров.

На рис. 4 и 5 представлены микрофотографии структуры SiO₂/Si после имплантации As+In, облучения Kr и термического отжига.

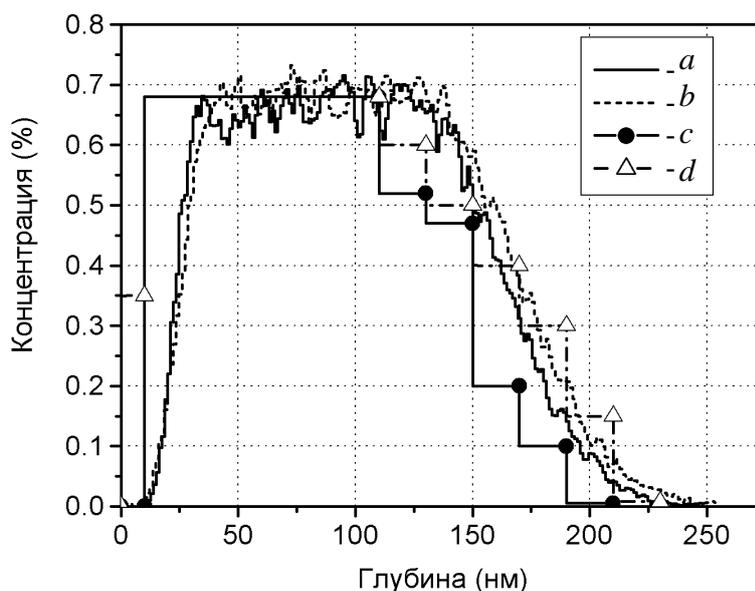


Рис. 3. Распределение In и As по глубине имплантированного слоя SiO₂.
a – рассчитанное распределение In; *b* – рассчитанное распределение As; *c* – распределение In после имплантации, полученное из спектра РОР/К; *d* – распределение As после имплантации, полученное из спектра РОР/К

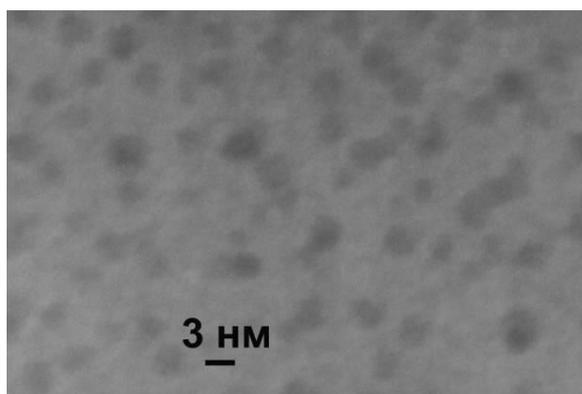


Рис. 4. ПЭМ-изображение (plain-view) нанокластеров в SiO₂, полученных имплантацией ионов As и In с последующим облучением Kr (253 МэВ, $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$).
 Образец отожжен в аргоне при 900°C 30 мин

Как видно из рис. 4, нанокластеры имеют почти сферическую форму и расположены случайным образом. Их плотность, рассчитанная из ПЭМ изображений, составляет $1.6\text{--}2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и их размеры варьируются от ~2.5 до ~6 нм. Рис. 5 показывает, что кластеры расположены в слое толщиной около 150 нм в области глубин ~45–190 нм от поверхности образца. Как видно из рис. 5, ориентированного расположения кластеров вдоль траекторий быстрых ионов криптона не наблюдается. Толщина слоя с нанокластерами и глубина его залегания коррелируют с местопо-

ложением в пленке SiO_2 расчетной области легирования примесями индия и мышьяка (см. рис. 3). Анализ дифракционного контраста показывает, что нанокластеры находятся в аморфном состоянии. Для однозначной интерпретации описываемых нанокластеров как преципитатов InAs необходимы дополнительные исследования структуры ближнего порядка методом Фурье-анализа электронной дифракции.

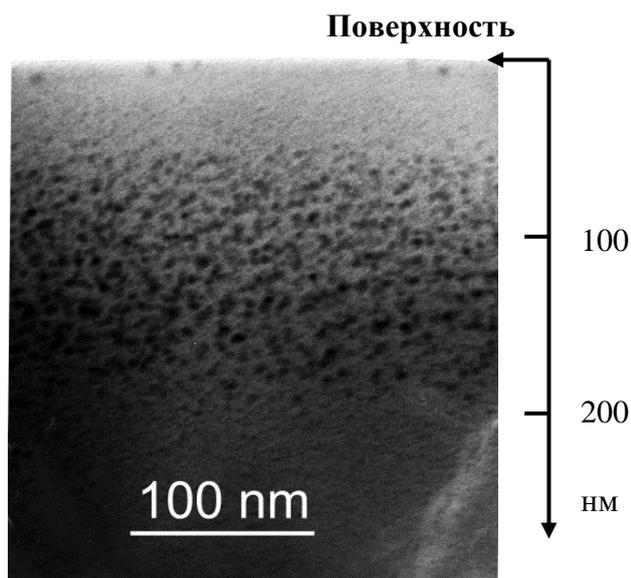


Рис. 5. ПЭМ-изображение (cross-section) распределения нанокластеров в образце, показанном на рис. 4

На рис. 6 представлены спектры фотолюминесценции структур SiO_2/Si , имплантированных ионами In и As и быстрыми ионами Kr . В спектре неотожженного образца наблюдается широкая полоса при 0.9 эВ и три узкие бесфононные линии при 0.790 эВ (линия С), 0.970 эВ (линия А) и при 1.019 эВ (линия W). Линии А, С, W можно приписать рекомбинации связанных экситонов на связанных с примесями дефектах. Линии А и С, по-видимому, обусловлены формированием центров, связанных с углеродом и комплексом углерод-кислород [10]. Микроскопическая структура W-дефектов соответствует структуре тригонального центра, включающего атомы межузельного Si и/или водорода [11].

Отжиг образцов при 900°C вызывает быстрый рост интенсивности полос D1 (0.812 эВ), D2 (0.875 эВ), D3 (0.934 эВ) и D4 (1.001 эВ).

Эти полосы, по-видимому, связаны с дислокациями [12].

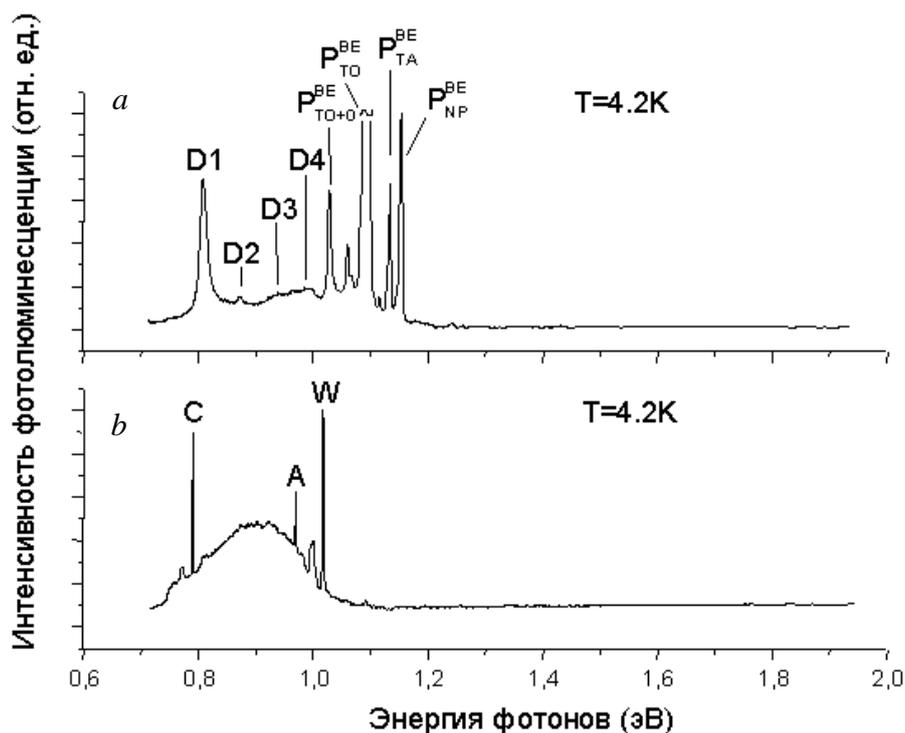


Рис. 6. Спектры фотолюминесценции структур SiO_2/Si , полученных имплантацией ионов As и In с последующим облучением Kr (253 МэВ, $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$).
a – сразу после имплантации; *b* – после отжига в аргоне при 900°C в течение 30 мин

Для отожженного образца в спектральной области вблизи 1.1 эВ проявляется несколько интенсивных линий люминесценции, обозначенных $P_{\text{NP}}^{\text{BE}}$, $P_{\text{TA}}^{\text{BE}}$, $P_{\text{TO}}^{\text{BE}}$, $P_{\text{TO+O}}^{\text{BE}}$. Эти линии обусловлены рекомбинацией связанных экситонов на мелкой легирующей примеси фосфора в кремнии (NP – бесфононная линия и TA, (TO, TO+O) – линии, связанные с фононами [13]). Интенсивность линий A, C, W, D1–D4 возрастает с ростом дозы облучения быстрыми ионами. Линий, которые можно было бы приписать фотолюминесценции от нанокластеров, синтезированных в имплантированном (In+As) слое SiO_2 , не обнаружено.

Данные люминесценции показывают, ионы Kr проникают в кремниевую подложку сквозь слой SiO_2 , имплантированный In и As, и индуцируют различные точечные дефекты. Природа этих дефектов определяется неконтролируемыми технологическими загрязнениями (O, C, H). Отжиг облученных быстрыми ионами структур SiO_2 на Si при температуре выше 800°C приводит к появлению линий, связанных с дислокациями. Таким образом, для создания нанопор использовано облучение структуры SiO_2/Si быстрыми ионами криптона. Методом вытравливания треков в слое оксида кремния сформированы сквозные поры диаметром

10–15 нм с соотношением длина/диаметр до 22. Рассчитанный радиус треков хорошо совпадает со средним размерам вытравленных пор.

Слой пересыщенного твердого раствора (In+As) в аморфном SiO₂ создан полиэнергетической имплантацией. Чтобы индуцировать преципитацию в трековых областях, проведено облучение SiO₂<In+As> быстрыми ионами криптона. Отжиг при 900°C в течение 30 мин приводит к формированию аморфных преципитатов в имплантированном слое. Упорядоченной преципитации вдоль треков быстрых ионов не обнаружено.

В спектрах фотолюминесценции не обнаружено линий, которые можно было бы приписать нанокластерам, синтезированным в имплантированном (In+As) слое SiO₂.

Литература

1. *Min K. S., Scheglov K. V., Yang S. M. et al.* On the origin of visible luminescence from SiO₂ films containing Ge nanocrystals // *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 1996. Vol. 405. P. 247–252.
2. *White C. W., Budai J. D., Withrow S. P. et al.* Encapsulated nanocrystals and quantum dots formed by ion beam synthesis // *Nucl. Instr. Meth. B* 1997. Vol. 127. P. 545–552.
3. *Tchebotareva A. L., Brebner J. L., Roorda S. et al.* Properties of InAs nanocrystals in silicon formed by sequential ion implantation // *Nucl. Instr. Meth. B* 2001. Vol. 175–177. P. 187–192.
4. *Wang Y. C., Leu I. C., Hon M. H.* Dielectric property and structure of anodic alumina template and their effects on the electrophoretic deposition characteristics of ZnO nanowire arrays // *J. Appl. Phys.* 2004. Vol. 95. P. 1444–1449.
5. *Ferain E., Leras R.* Track-etch templates designed for micro- and nanofabrication // *Nucl. Instr. Meth. B* 2003. Vol. 208. P. 115–122.
6. *Spohr R.* Ion tracks and microtechnology: Basic principles and applications. Germany, Wisbaden: Viweg Verlag, 1990.
7. *Toulemonde M., Dufour C., Meftah A. et al.* Transient thermal processes in heavy ion irradiation of crystalline inorganic insulators // *Nucl. Instr. Meth. B* 2000. Vol. 166–167. P. 903–912.
8. *Комаров Ф.Ф., Ювченко В.Н.* Модель термического пика для описания трекообразования в кристаллах полупроводников, облучаемых тяжелыми высокоэнергетическими ионами // *ЖТФ.* 2003. Т. 73, № 6. С. 56–60.
9. *Komarov F. F., Kamyshan A. S., Mironov A. M. et al.* Formation of device isolation in GaAs with polyenergetic ion implantation // *Vacuum.* 2001. Vol. 63. P. 577–579.
10. *Davies G.* // *Phys. Rep.* 1989. Vol. 179. P. 83.
11. *Mudryi A. V., Patuk A. I., Shakin I. A. et al.* // *Chem. Phys.* 1996. Vol. 45. P. 185.
12. *Sauer R., Weber J., Sholz J. et al.* // *Appl. Phys. A.* 1985. Vol. 36. P. 1.
13. *Dean P. J., Haynes J. R., Flood W. F.* // *Phys. Rev. B.* 1967. Vol. 161. P. 161.

О. Е. Коваленко

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СЕНСОРАХ НА ОСНОВЕ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР CdSe/ПЭТФ

Наноразмерные структуры на основе полупроводниковых частиц в диэлектрических матрицах представляют собой новый композиционный материал с особыми физико-химическими характеристиками. Его оптические свойства достаточно хорошо изучены [1]. Исследование фотоэлектрических свойств стало возможным с разработкой способов синтеза полимерных композиций с высокой концентрацией полупроводниковой фазы [2]. Для обеспечения высокой фотоэлектрической чувствительности структуры полимерная матрица должна обладать хорошими транспортными свойствами для носителей заряда. Использование фотопроводящих полимеров для этих целей позволило получить достаточно высокие значения фотоэлектрической чувствительности при сравнительно низкой концентрации полупроводника. Например, при объёмной концентрации полупроводниковой фазы 5 % квантовый выход структуры увеличился в 6 раз относительно квантового выхода чистого полимера (0.014 %) [3]. Увеличение объёмной концентрации полупроводниковой фракции в таких матрицах до 90 % привело к существенному (до 12 %) росту квантового выхода. Высокая фотоэлектрическая чувствительность отмечалась в структурах CdS/поливинилпиридин [4]. Использование методов вакуумного осаждения позволило получить структуры с высоким (до 95 % по объёму) содержанием полупроводниковых наночастиц [5]. В связи с этим, использование электропроводящих полимеров в качестве матрицы является не обязательным и имеются все основания ожидать проявления высокой фотопроводимости в полученных нами композициях CdSe/полиэтилентерефталат (ПЭТФ).

Настоящая работа посвящена исследованию фотоэлектрических свойств квантово-размерных структур CdSe/ПЭТФ, сформированных электронно-лучевым испарением в вакууме. Использовались варианты совместного и послойного (за 100–500 циклов) осаждения компонент из двух независимых источников. Общая толщина полученных пленок составляла 0.5–2 мкм. Полупроводниковая фракция представляла собой частицы размером 5–8 нм, который оценивался по величине голубого сдвига ширины запрещенной зоны [5]. Спектры фотопроводимости измерялись на автоматизированной установке, созданной на базе монохроматора МДР-3. Число падающих на образец фотонов не зависело от длины волны света. Использовалась компланарная система напыленных в вакууме индиевых электродов с шириной межэлектродного зазора 1 мм. Измерение дрейфовой подвижности носителей производилось при помощи лазера ЛГИ-21 с длиной волны 337 нм и длительностью импульса

света 10 нс. При изучении оптического гашения фототока и влияния газовой среды на фотопроводимость структуры в качестве источника света использовались полупроводниковые светодиоды с λ от 510 до 635 нм.

Структуры, изготовленные послойным напылением, обладали значительно более высокой фотопроводимостью, чем пленки, полученные совместным испарением с такой же концентрацией CdSe. Фотопроводимость исследованных образцов достигала 10^{-7} Ом/см при $\lambda=470$ нм и интенсивности излучения $P \approx 1$ мВт/см². Отношение фототока к темновому току при этих же условиях приближалось к 10^2 . Типичные значения дрейфовых подвижностей в пленках с высокой концентрацией CdSe для электронов и дырок составляли 30 и 10 см²/(В·с) соответственно. Время жизни электронов, оцененное из кривых релаксации фотопроводимости, возбуждаемой прямоугольными импульсами света полупроводникового лазера с $\lambda = 635$ нм, составляло в среднем 35 мкс, а дырок – 20 мкс. Измерения квантового выхода при данной геометрии электродов не дали корректного результата из-за возникновения объемного заряда, препятствующего распространению носителей тока. Значения квантового выхода для образцов в сэндвич-ячейке достигали 20 %.

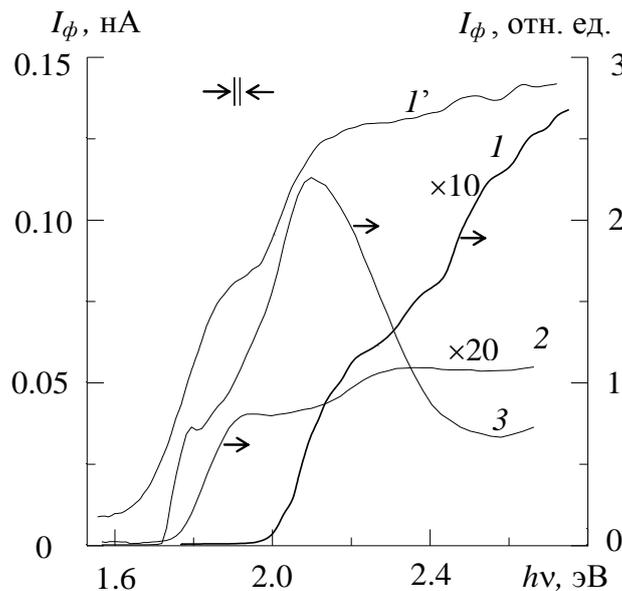


Рис. 1. Спектры фототока структур, изготовленных послойным напылением, при модулированном (1–3) с частотой 30 Гц и стационарном (I') освещении. Концентрация CdSe в образцах 1–3 равна примерно 70 %, их толщина – 0.59, 0.75 и 1.22 мкм соответственно

При модулированном освещении (рис. 1, кривые 1, 2) спектры фотопроводимости тонких образцов подобны их спектрам поглощения [5], и в них также проявляются эффекты размерного квантования. Длинноволновая граница фотоотклика совпадает с шириной запрещенной зоны

полупроводниковых частиц. Наблюдаемое увеличение фотоотклика с продвижением в коротковолновую область спектра является типичным для пленок толщиной, сравнимой с дебаевской длиной экранирования [6]. С увеличением толщины пленок намечается спад фотопроводимости в коротковолновой части спектра, характерный для массивных полупроводников. Следовательно, при соответствующем подборе геометрических параметров структуры можно управлять формой спектрального распределения фотопроводимости.

Кривые нарастания и спада фототока при освещении межэлектродного пространства прямоугольным световым импульсом длительностью 1 мс были несимметричными. Первая из них описывалась гиперболической тангенсоидой, а вторая состояла из двух гипербол с временами релаксации $\tau_1 < 0.1$ мс и $\tau_2 > 10$ с для образца 3, которые определяют процессы рекомбинации и высвобождение глубоких ловушек соответственно. Величина τ_2 резко возрастала с увеличением толщины одиночного слоя полимера и достигала иногда нескольких часов.

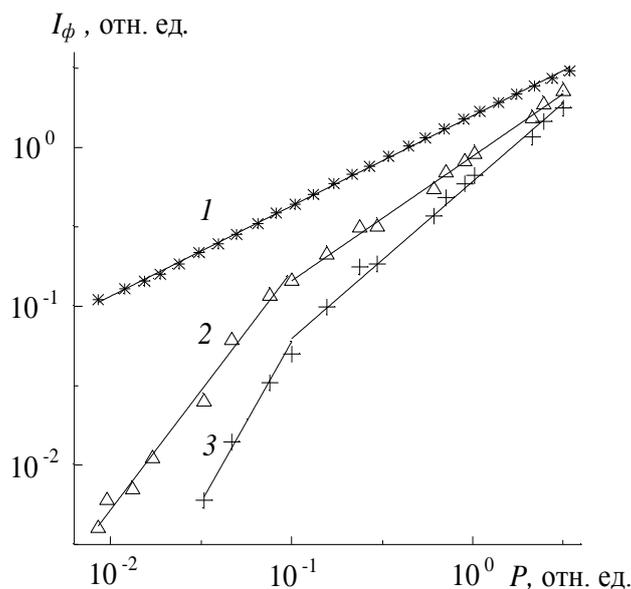


Рис. 2. Люкс-амперные характеристики образца 1 (см. Рис.1) при частоте модуляции: 1 – 0 Гц, 2 – 125 Гц, 3 – 1 КГц

Представленные на рис. 2 люкс-амперные характеристики (ЛАХ), записанные при непрерывном освещении $I_\phi \sim P^\gamma$ (где I_ϕ – фототок, P – интенсивность излучения), имеют наклон $\gamma \approx 0.5$ при любых уровнях засветки. В случае модулированной засветки они претерпевают излом и имеют два коэффициента наклона: от 1.2 до 2 в области малых интенсивностей света и от 0.6 до 1 при более сильном освещении. Наличие двух участков наклона ЛАХ указывает на то, что рекомбинация неравновесных носителей заряда происходит по двум каналам: через центры быстрой рекомби-

нации и очуствляющие рекомбинационные центры [6]. Наличие стационарной фотопроводимости при энергиях фотона меньших ширины запрещенной зоны, и большие времена релаксации фототока говорят о большой концентрации уровней прилипания в изучаемых структурах. Источником такого количества различных уровней в запрещенной зоне являются, видимо, области приповерхностного заряда полупроводника и слои диэлектрика, выполняющие функции ловушек для электронов. Кроме того, одиночный слой ПЭТФ толщиной 1–2 нм, который функционально уже является сплошным [5], может служить туннельно прозрачным барьером, с существенно различной прозрачностью для электронов и дырок, и пространственно их разделять вследствие того, что эффективная масса электрона на порядок меньше массы дырки в нанокристаллитах CdSe [7].

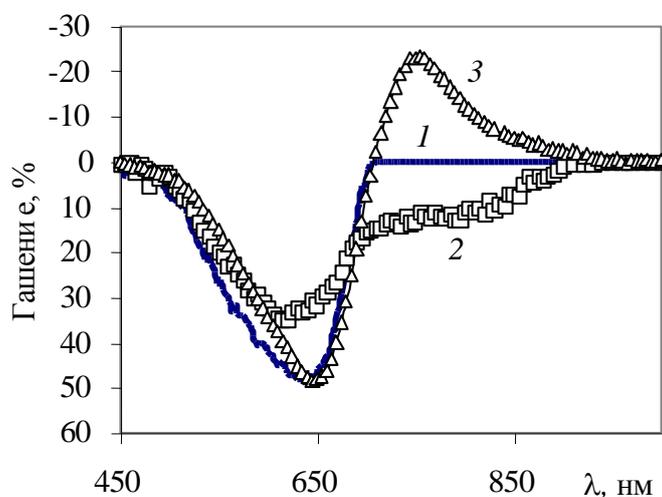


Рис. 3. Спектральное распределение оптического гашения фототока для структур CdSe/ПЭТФ с различной толщиной одиночного слоя ПЭТФ (кривые 1 и 3 – 2.32 нм, кривая 2 – 1.37 нм) и размером полупроводниковых частиц 7 нм (кривые 1 и 3) и 5 нм (кривая 2).

Содержание полупроводника – 60 об. %

Дополнительную информацию можно получить в результате исследования обнаруженного оптического гашения фототока при комнатной температуре, что, вообще говоря, не свойственно селениду кадмия [8]. При этом уровень гашения достигал 50 %. Были измерены зависимости гашения фототока от длины волны и интенсивности гасящего света. Типичный спектр оптического гашения фототока приведен на рис. 3 (кривая 1): эффект возникал при длинах волн, соответствующих энергии оптической ионизации центров находящихся в запрещенной зоне, и простирался в область собственного возбуждения. Чем выше фотопроводимость образца, тем более ярко проявлялся этот эффект. Интересно, что при помещении образца в атмосферу паров аммиака фотопроводимость образца значительно возрастала, а эффект гашения фототока исчезал. Вероятно, молеку-

лы аммиака, обладающие донорными свойствами, заполняют энергетические уровни таких центров, имеющих акцепторную природу. Максимум оптического гашения наблюдался при энергиях фотонов на 0.01..0.12 эВ меньше ширины запрещенной зоны E_g . Влияние геометрических параметров образцов на такое смещение не совсем ясно и требует дальнейшего изучения. Однако обнаружено, что на такой сдвиг влияет толщина отдельного слоя диэлектрика и размер полупроводниковой частицы. Чем ближе находятся друг к другу частицы полупроводника и меньший их размер, тем большее смещение максимума гашения относительно E_g .

В ряде случаев гашение наблюдалось в длинноволновой части спектра (до 950 нм) (рис. 3, кривая 2) или наоборот, дополнительная подсветка вызывала увеличение фототока (рис. 3, кривая 3). Такое поведение вероятно вызвано тем, что гасящий свет одновременно взаимодействует с несколькими типами центров fotocувствительности.

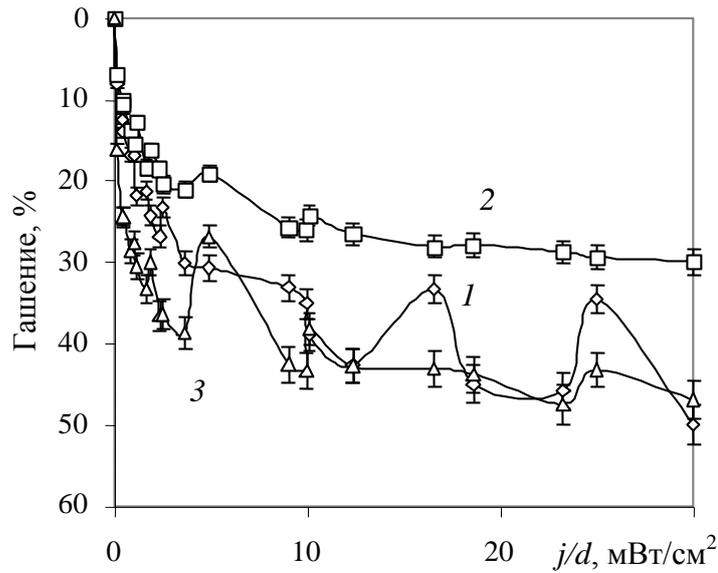
Величина гашения фототока зависела и от интенсивности гасящего излучения. Зависимости величины гашения от интенсивности света приведены на рис. 4. Они имеют осциллирующий характер и обратно пропорциональны интенсивности гасящего света. Последнее можно объяснить исходя из того, что концентрация свободных носителей связана с интенсивностью гасящего света следующим соотношением [9]:

$$n = \frac{g_r I}{g_s \gamma_{vr} I_d}$$

где g_r и g_s – вероятность рекомбинации соответственно на r - и s -центрах ($g_r + g_s = 1$); γ_{vr} – сечение захвата фотона при переходе электрона с v -зоны на r -центр; I – интенсивность возбуждающего света; I_d – интенсивность гасящего света. Осциллирующий характер этих кривых, вероятно, связан с тем, что эти структуры обладают примесной фотопроводимостью в используемом диапазоне длин волн. Наложение обоих примесных эффектов приводит к их взаимной конкуренции.

Замечено также, что усиливающая подсветка с $\lambda = 750$ нм для образца 3 (рис. 4) не изменяла характер зависимости оптического гашения от интенсивности гасящего света, а только смещает сигнал. Это говорит о том, что центры fotocувствительности, ответственные за увеличение сигнала, пространственно не связаны с очувствляющими центрами. Причина возникновения центров fotocувствительности окончательно не выяснена. Имеется предположение, что появление такого эффекта связано с длительным пребыванием образцов в парах аммиака.

Интересной особенностью этих структур оказалась их чувствительность к примесям паров водного раствора аммиака и воды в окружающей



1. *Рис. 4.* Зависимость оптического гашения фототока для образцов представленных на рис. 3 от интенсивности гасящего света

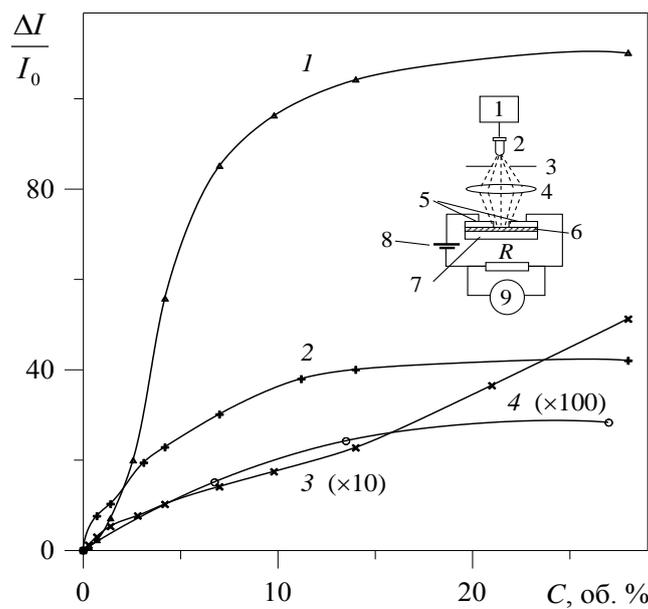


Рис. 5. Зависимость относительного изменения тока фотопроводимости от концентрации аммиака для структур с содержанием полупроводника 20, 50 и 90 об. % (кривые 1, 2, 3, соответственно) и концентрации паров воды для структуры с содержанием полупроводника 50 об. % (кривая 4).

На вставке схема экспериментальной установки: 1 – генератор, 2 – светодиод, 3 – диафрагма, 4 – собирающая линза, 5 – индиевые электроды, 6 – исследуемая структура, 7 – подложка, 8 – источник питания, 9 – селективный усилитель

среде при комнатной температуре. Свет от источника фокусируется в область межэлектродного промежутка и поглощается в приповерхностном слое тонкопленочной структуры, проводимость которой зависит от ее

параметров и состава окружающей среды. Появление газовой примеси приводит к изменению свойств пленки, что обуславливает изменение тока фотопроводимости, который регистрируется с помощью селективного усилителя. Изменение тока было использовано в качестве измеряемого параметра чувствительности такого датчика.

Исследованы свойства тонкопленочных структур в зависимости от содержания в окружающей среде примеси аммиака, паров водного раствора аммиака и воды. В качестве источника NH_3 использовался 10 % водный раствор аммиака. Температура в анализируемом объеме во всех случаях поддерживалась постоянной $\sim 20^\circ\text{C}$. При этом было обнаружено, что пары аммиака изменяют не только ток фотопроводимости, но и темновой ток в структуре. Так, если в камеру поместить образец, представляющий собой пленку ПЭТФ (без полупроводника) с напыленными индиевыми электродами, то при появлении в камере паров аммиака образец становился проводящим. Увеличение темновой проводимости, вероятно, связано с образованием на поверхности образца адсорбированного проводящего слоя. Поэтому для исключения темновой составляющей проводимости измерения проводились при облучении образца модулированным излучением при частоте модуляции света равной 20 Гц. Результаты исследования зависимости изменения тока фотопроводимости структуры CdSe/ПЭТФ от концентрации детектируемого газа приведены на рис. 5, где $\Delta I = I - I_0$, а I и I_0 модулированный ток в присутствии газовой примеси в анализируемом объеме и в атмосфере сухого воздуха соответственно. Как видно из рисунка, регистрируемый сигнал претерпевает значительные изменения, что позволяет рассматривать подобную структуру в качестве датчика газовых примесей. Наибольшей чувствительностью такая структура обладала по отношению к примесям аммиака (рис. 5, кривые 1–3). Регистрируемый при этом ток фотопроводимости был на один-два порядка выше в сравнении с результатами измерений, полученных при использовании других примесей (рис. 5, кривая 4), а диапазон регистрируемых примесей составлял 0.25–25 об. %.

Чувствительность структуры к примеси и диапазон регистрируемых концентраций можно изменять, варьируя соотношение компонентов полупроводник/диэлектрик в процессе изготовления структуры. Так, уменьшение объемной концентрации полупроводниковой фракции приводило к увеличению регистрируемого сигнала (см. рис. 5, кривые 1–3). При этом уменьшался диапазон регистрируемых концентраций. Насыщение тока фотопроводимости наблюдалось при меньших концентрациях газовых примесей также для образцов, имеющих более низкое содержание полупроводниковой фракции. Так как исследуемые образцы имели различную концентрацию полупроводниковой фракции, то и относительное

количество генерируемых неравновесных носителей было большим для структур с меньшей концентрацией полупроводника, что приводило к большому относительному изменению фотопроводимости структуры.

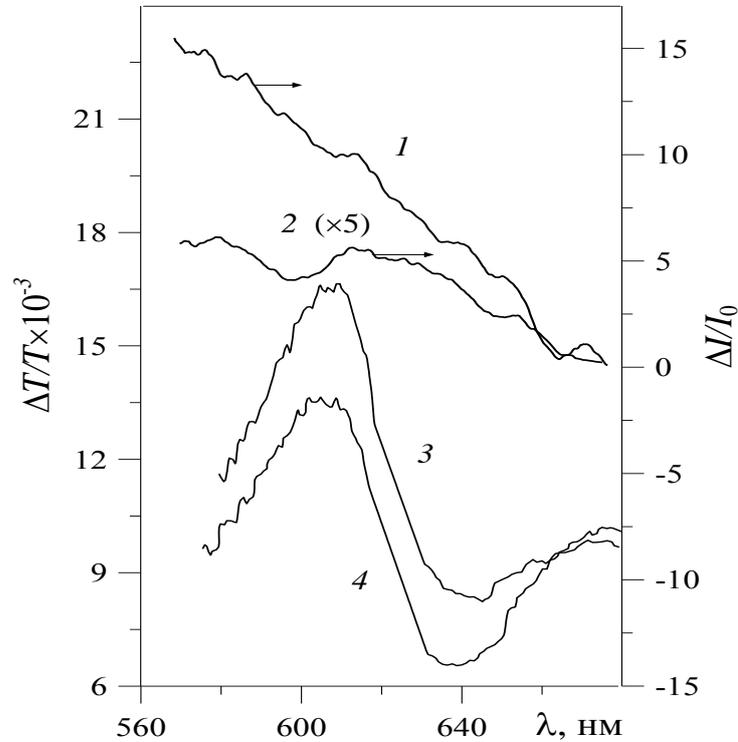


Рис. 6. Спектры относительного изменения фотопроводимости в парах аммиака и воды (кривые 1 и 2) и фотомодуляционные спектры в парах аммиака в сухом воздухе (кривые 3 и 4) для структуры с содержанием полупроводника 90 об. %.

$\Delta T/T$ – относительное изменение пропускания пленки T при облучении светом с $\lambda_p=633$ нм

Величина сигнала для исследуемых структур зависела также от длины волны зондирующего излучения. Спектры относительного изменения фотопроводимости при облучении тонкопленочной структуры модулированным излучением в парах аммиака и воды приведены на рис. 6 (кривые 1, 2). Здесь ΔI и I_0 имеют тот же смысл, что и на рис. 5. Обнаружено, что обезвоженный аммиак (пары аммиака пропускались через осушитель) практически не изменял ток фотопроводимости структуры, но вызывал уменьшение поглощения света в структуре, как и влажный аммиак (рис. 6, кривые 3, 4). Пары воды, напротив, увеличивали фотопроводимость структуры (рис. 6, кривая 2), но при этом изменений в спектрах фотомодуляции не отмечалось. Интересно то, что пары водного раствора аммиака больше изменяют фотопроводимость в коротковолновой части спектра (рис. 6, кривая 1), когда влияние паров воды более равномерное. Можно предположить, что из-

менение поглощения, наблюдаемое в спектрах фотомодуляции при воздействии влажного и сухого аммиака, происходит из-за деактивации энергетических уровней электронных состояний, связанных с дефектами полупроводниковой структуры в приповерхностном слое. Вследствие донорных свойств аммиака, вероятно, происходит заполнение таких уровней, имеющих акцепторную природу. Отсутствие изменений тока фотопроводимости в атмосфере примеси обезвоженного аммиака и его рост во всем спектральном диапазоне в ходе адсорбции паров воды или водного раствора аммиака (см. рис. 6), вероятно, свидетельствуют об увеличении проводимости тонкопленочной структуры. Последнее облегчает перенос зарядов от наночастиц CdSe к металлическим электродам, тем самым увеличивая фотопроводимость структуры, что и регистрировалось в эксперименте. В области около 670 нм поглощение пленки не меняется, а изменение тока фотопроводимости имеет наименьшее значение (см. рис. 6, кривые 1, 2). Вероятно, полоса поглощения при 670 нм соответствует ионизированным вакансиям кадмия [10].

Представленные результаты показывают, что такие композиционные материалы являются перспективными как для создания различных фотоприемных регистрирующих устройств с заданной спектральной характеристикой, так и для создания газовых датчиков.

Автор выражает благодарность Гузовскому В. Г. за проведение измерений фотомодуляционных спектров исследуемых структур.

Литература

1. Гапоненко С. В. // ФТП. 1996. Т. 30, № 4. С. 577–619.
2. Vossmeyer T., Katsikas L. et al. // J. Phys. Chem. 1994. Vol. 98. P. 7665–7673.
3. Greenham N. C., Xiaogang Peng, and Alivisatos A. P. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54, № 24. P. 17628–17637.
4. Акимов И. А., Денисюк И. Ю., Мешков А. М. // Оптика и спектроскопия. 1992. Т. 72, № 4. С. 1026–1032.
5. Борбицкий А. С., Войтенков А. И., Редько В. П. // Письма ЖТФ. 1996. Т. 22, № 13. С. 1–5.
6. Палатник Л. С., Сорокин В. К. // Основы пленочного полупроводникового материаловедения. М.: Энергия, 1973.
7. Todd D. Krauss, Louis E. Brus // Materials Science and Engineering. 2000. В. 69–70. P. 289–294.
8. Бьюб Р. // Фотопроводимость твердых тел. М., 1962.
9. Лашкарев В. Е., Любченко А. В., Шейнкман М. К. // Неравновесные процессы в фотопроводниках. Киев, 1981.
10. Гриневич В. С. и др. // Известия вузов. Физика. 1990. № 5. С. 106–109.

А. А. Ковалев, С. Н. Жданович, В. Ф. Ярмолицкий, А. И. Конойко

ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЗАПИСИ
ФУРЬЕ-ГОЛОГРАММ НА ФОТОНОСИТЕЛИ С РЕЗОНАНСНЫМ
ВИДОМ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

При использовании в системах регистрации оптической информации фотоносителей с резонансным видом передаточной характеристики особое внимание уделяется выбору оптической системы записи. Это обусловлено требованиями к качеству регистрации и восстановления голографического изображения. В работе [1] проведен анализ особенностей применения фототермопластических (ФТП) носителей в оптических системах регистрации больших массивов информации. Здесь наряду с качеством изображения важным вопросом является обеспечение высокой ($\geq 10^4$ бит/мм²) плотности записи. Возможности повышения плотности записи путем использования светосильной оптики ограничены в силу резонансного вида частотно-контрастной передаточной характеристики.

Ранее была показана возможность расширения для ФТП носителей полосы $\Delta\nu$ передаваемых пространственных частот за счет выбора средства теплового воздействия и оптимизации режима импульсного лазерного проявления [2]. Однако это не устраняет задачу согласования проектируемого оптической системой спектра пространственных частот с полосой $\Delta\nu$ передаточной характеристики. Здесь важно не допустить искажений восстановленного голограммой изображения за счет невозпроизведения части пространственных частот на краях передаточной характеристики. В традиционных системах записи с выделенным опорным пучком чаще всего используют объективы с малым относительным отверстием, что приводит к снижению плотности записи.

В работе предложен способ оптимизации системы записи Фурье-голограмм на регистрирующие среды с резонансным видом передаточной характеристики. На рис. 1 представлен конечный каскад оптической системы записи Фурье-голограмм. На нём показаны два варианта схем записи: с выделенным опорным пучком 1 и с опорным пучком 2, идущим через Фурье-объектив.

Плоскости линзы и голограммы обозначены соответственно XOY и $\eta O\xi$. Максимальные (минимальные) углы между интерферирующими пучками – β_{max1} (β_{min1}) и β_{max2} (β_{min2}), n – коэффициент, учитывающий отношение сторон транспаранта. В качестве объекта использовался транспарант размерами 18x18 мм. Он состоял из четырех прямоугольных субматриц ёмкостью 16x16 элементов, образованных прозрачными ячейками диаметром 0.35 мм с шагом 1.5мм. Предположим, что Фурье-преобразование транспаранта осуществляется тонкой линзой. Тогда координаты точек транспаранта на входе и выходе линзы практически совпадают.

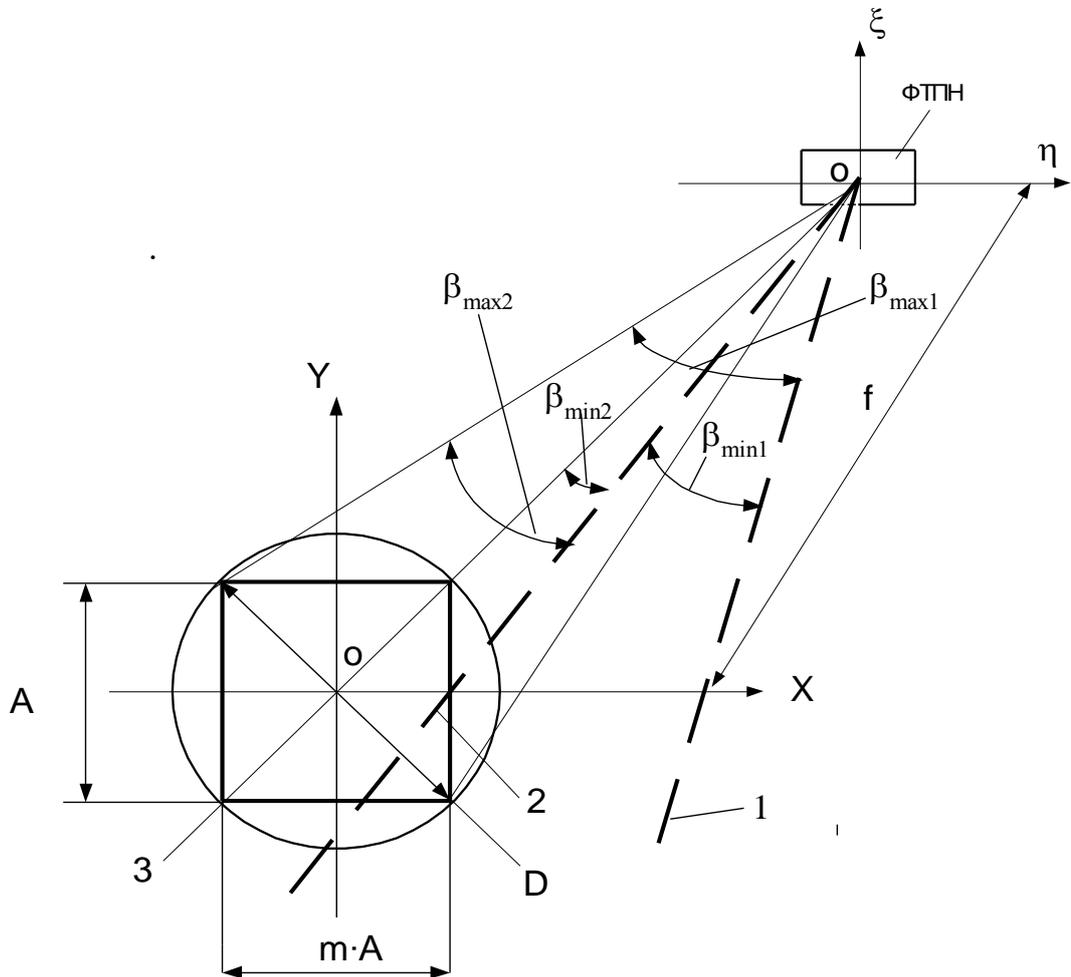


Рис. 1. Конечный каскад оптической системы записи Фурье-голограмм
 1 – оптическая ось опорного пучка вне объектива; 2 – оптическая ось опорного пучка, проходящего через объектив; 3 – оптическая ось объектива

Используя приведенные на рисунке обозначения, нетрудно найти минимальные и максимальные углы между опорным и сигнальным пучками для обеих схем:

$$\beta_{max1} = \frac{A\sqrt{4.25}}{f}, \beta_{max2} = \frac{A\sqrt{1.25}}{f}, \beta_{min1} = \frac{A}{f}, \beta_{min2} = \frac{A}{2f}. \quad (1)$$

Пользуясь (1) и зная, что $A = \frac{D}{\sqrt{2}}$, запишем выражения для максимальных (минимальных) пространственных частот интерференционной картины в плоскости записи $\xi O \eta$:

$$v_{max1} = \frac{\sqrt{2.12}}{\lambda} \left(\frac{D}{f} \right)_1, v_{max2} = \frac{\sqrt{0.62}}{\lambda} \left(\frac{D}{f} \right)_2, \\ v_{min1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\lambda} \left(\frac{D}{f} \right)_1, v_{min2} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{1}{\lambda} \left(\frac{D}{f} \right)_2. \quad (2)$$

Воспользовавшись (2) запишем выражения для расчета полосы пространственных частот, проецируемых на ФТП носитель в различных схемах записи:

$$\Delta v_1 = v_{max1} - v_{min1} = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{D}{f} \right)_1 0.75, \Delta v_2 = v_{max2} - v_{min2} = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{D}{f} \right)_2 0.43. \quad (3)$$

При этом учитывалось, что для разделения интермодуляционного шума и восстановленного изображения транспаранта угол между оптической осью объектива записи и опорным пучком (1, 2) должен удовлетворять условию:

$$\beta_0 \geq \arcsin k \frac{A}{2f}, \quad (4)$$

где A – линейный размер стороны транспаранта, f – фокусное расстояние объектива записи, k – коэффициент, зависящий от соотношения интенсивностей опорного и сигнального пучков [3].

Полагая, что $v_{max1} = v_{max2}$, найдем отношение относительных отверстий Фурье-преобразующих объективов, при которых возможна регистрация максимальных пространственных частот голограммы:

$$\left(\frac{D}{f}\right)_2 : \left(\frac{D}{f}\right)_1 = \sqrt{3.4}. \quad (5)$$

Плотность записи информации в голограмме $\rho \sim \left(\frac{D}{f}\right)^2$ [3].

Тогда, несмотря на потерю половины информационной ёмкости транспаранта ($m = 0.5$), схема с опорным пучком, проходящим через Фурье-преобразующий объектив, обеспечивает выигрыш в плотности, равный:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = m \left[\left(\frac{D}{f}\right)_2 : \left(\frac{D}{f}\right)_1 \right]^2 = 1.5.$$

Проведенный анализ показывает, что при записи голограмм с высокой плотностью, целесообразно использовать объективы с меньшим фокусным расстоянием и применять схему с опорным пучком, идущим через Фурье объектив. Если обеспечение высокой плотности записи не является доминирующим требованием, можно использовать традиционную схему записи с опорным пучком 1. На практике приходится выбирать между достижением высокой плотности и большой информационной емкостью голограммы и требованиями к оптической системе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черкасов Ю. Н., Чайка А. Н., Александрова Е. Л. и др. Оптическая память со сверхвысокой скоростью ввода информации и предельной емкостью с записью наложенных микроголограмм на фототермопластическом носителе. // Оптический журнал. 1997. Т. 64, № 4. С. 12–18.
2. Ковалев А. А., Жданович С. Н. Влияние условий лазерного проявления на передаточную характеристику и дифракционные свойства фототермопластических носителей при голографической записи оптической информации. // ЖПС. 1990. Т. 52, № 3. С. 489–493.
3. Акаев А. А., Майоров С. А. Когерентные оптические вычислительные машины. Л.: Машиностроение, 1977. 440 с.

В. Л. Козлов

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХВОЛНОВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

Полупроводниковые инжекционные лазеры, позволяющие генерировать когерентное излучение на двух различных оптических длинах волн [1], имеют хорошие перспективы для применения в лазерных измерительных и диагностических системах различного назначения. Так как метрологические характеристики таких систем в значительной степени определяются точностью задания и возможностью перестройки длины волны лазерного излучателя, разработка методов управления и стабилизации длины волны излучения двухволновых инжекционных лазеров является важной и актуальной проблемой.

Для решения задачи управления и стабилизации длины волны лазерного излучения [2] в качестве дисперсионного элемента может быть использована волоконно-оптическая линия задержки. В системе реализуется режим амплитудной модуляции излучения (синусоидальной рециркуляции). По величине частоты (периода) модуляции путем изменения тока инжекции производится перестройка и стабилизация длины волны излучения. Данное устройство позволяет с высокой точностью измерять длину волны излучения одного лазера и обеспечивает управление длиной волны его излучения, однако оно не способно одновременно измерять две длины волны излучения лазера, а также управлять длиной волны излучения лазеров, способных генерировать излучение на двух оптических длинах волн.

Для решения задачи одновременного измерения двух длин волн когерентного излучения и управления длиной волны двухволновых лазеров разработана система, в которой реализуется режим оптико-электронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн. Полупроводниковые лазеры с асимметричной квантово-размерной гетероструктурой, обеспечивающие генерацию на двух различных оптических длинах волн, известны и описаны в [1]. Активная область таких лазеров образована двумя квантовыми ямами, которые образуют единый волновод для излучения на двух длинах волн. Переключение длины волны излучения в импульсе с λ_1 на λ_2 происходит при скачкообразном изменении амплитуды тока накачки в импульсе с I_1 до I_2 . При плавном изменении в небольших пределах тока накачки для данной длины волны происходит плавная перестройка длины волны генерации в узких пределах.

На рис. 1 представлена функциональная схема системы измерения длины волны излучения двухволнового инжекционного лазера. Система

содержит источник лазерного излучения Л, блок управления длиной волны излучения лазера БУ, дисперсионный волоконный световод ВС, фотоприемник ФП, усилитель У, вычислительный блок В, элемент “И” – &, линию задержки ЛЗ.

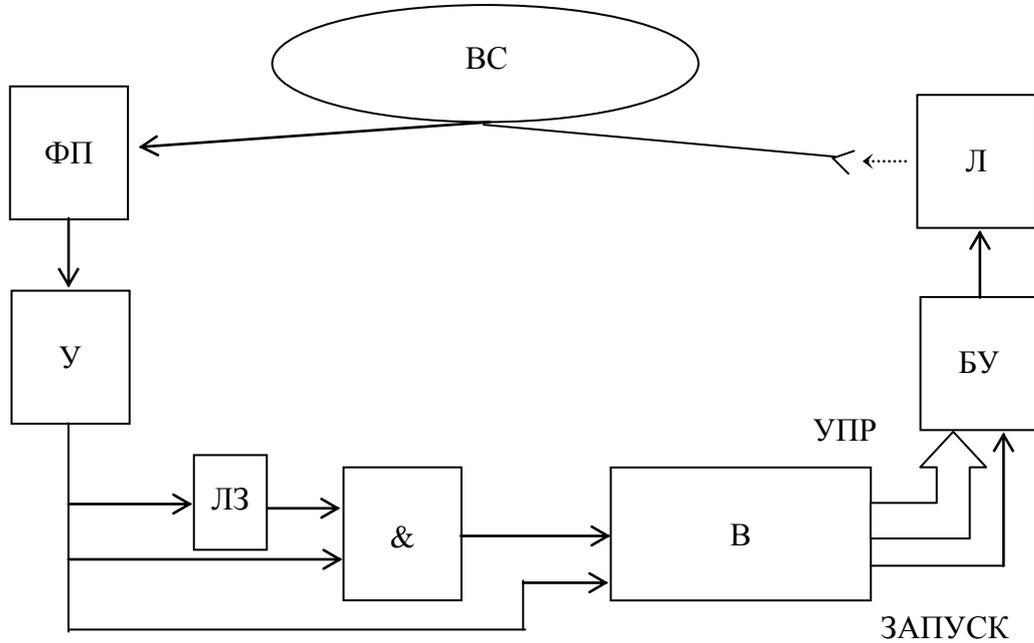


Рис. 1. Функциональная схема системы измерения длины волны излучения двухволнового инжекционного лазера

В качестве дисперсионного элемента используется волоконно-оптический световод [2]. Время распространения оптического излучения в световоде будет зависеть от длины волны излучения.

В начальный момент времени блок управления длиной волны излучения БУ формирует импульсы тока I_1 и I_2 для запуска лазера на длинах волн λ_1 и λ_2 . После прохождения световода оптические импульсы регистрируются фотоприемником, усиливаются усилителем и поступают в вычислительный блок, где формируются импульсы для очередного запуска лазера и направления излучения в световод, причем зарегистрированный импульс тока I_1 запускает лазер на длине волны λ_1 , а импульс тока I_2 запускает лазер на λ_2 . Таким образом, при замкнутой петле оптической обратной связи в системе устанавливается процесс рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн, период τ которой определяется оптической задержкой излучения в световоде при постоянной электрической задержке в блоках системы.

Так как скорость распространения оптического излучения в световоде зависит от длины волны, причем $\lambda_1 < \lambda_2$ ($n_1 > n_2$), то задержка в световоде излучения с длиной волны λ_1 будет больше, чем с λ_2 . Разность оптических задержек за один период рециркуляции равняется

$$\Delta t = \frac{Ln_1}{c} - \frac{Ln_2}{c} = \frac{L}{c}(n_1 - n_2), \quad (1)$$

где L – длина световода, c – скорость света в вакууме, n_1, n_2 – коэффициенты преломления световода на длинах волн λ_1 и λ_2 .

Следовательно импульсы, рециркулирующие на длине волны λ_1 , будут сдвигаться во времени относительно импульсов на длине волны λ_2 на величину Δt за каждый период рециркуляции, т. е. импульсы на длине волны λ_2 будут “догонять” импульсы на длине волны λ_1 . Для фиксации момента накопления разности временных задержек до величины T в системе используется элемент “И” и линия задержки ЛЗ. В начальный момент запуска системы импульсы на длинах волн λ_1 и λ_2 разнесены во времени на интервал $T + t_z$, где t_z – длительность задержки линии задержки. В режиме рециркуляции происходит накопление разности временных задержек Δt и за число периодов рециркуляции N разность задержек станет равной $T = N\Delta t$, т. е. импульсы на длинах волн λ_1 и λ_2 совпадут во времени на входах элемента “И” и на его выходе появится сигнал, поступающий в вычислительный блок. После того, как число периодов рециркуляции станет равным

$$N = T/\Delta t \quad (2)$$

система заканчивает измерение разности $\Delta n = n_1 - n_2$ коэффициентов преломления световода n_1 и n_2 на длинах волн генерации двухволнового лазера λ_1 и λ_2 . Разность Δn из (1) и (2) вычисляется по формуле

$$\Delta n = n_1 - n_2 = \frac{Tc}{NL}. \quad (3)$$

Период рециркуляции на длине волны λ_1 будет определяться следующим образом

$$\tau_1 = Ln_1/c + t_e, \quad (4)$$

где, L – длина световода, n_1 – коэффициент преломления для длины волны излучения λ_1 , c – скорость света, t_e – время электрической задержки.

Так как частоту следования импульсов можно измерить более просто и с большей точностью, чем временной интервал между импульсами, то в системе измеряется частота рециркуляции импульсов на длине волны λ_1 , равная $f_1 = 1/\tau_1$ (5), где τ_1 – суммарная задержка излучения в петле обратной связи. Значение частоты рециркуляции f_1 и число периодов N определяются с высокой точностью в вычислительном блоке. Определив

частоту рециркуляции (время оптической задержки излучения в световоде), значение коэффициента преломления n_1 на длине волны λ_1 , полученное из (4), (5), можно вычислить по следующей формуле

$$n_1 = \frac{c}{f_1 L} - \frac{ct_e}{L}. \quad (6)$$

Разность Δn коэффициентов преломления световода n_1 и n_2 на длинах волн λ_1 и λ_2 вычисляется по формуле (3).

Определив коэффициент преломления n_1 и используя известные формулы и таблицы, например приведенные в [3], [4], можно определить длину волны оптического излучения λ_1 . По разности коэффициентов преломления Δn определяется коэффициент преломления $n_2 = n_1 - \Delta n$ и, следовательно, длина волны оптического излучения λ_2 . В память вычислительного блока записываются требуемые величины длин волн излучения λ_1 и λ_2 (коэффициентов преломления n_1, n_2). Если измеренные значения n_1', n_2' (длины волн λ_1', λ_2') не совпадают с требуемыми, то вычислительный блок изменяет код амплитуды импульсов тока для запуска лазера I_1 и I_2 до тех пор, пока длины волн оптического излучения не станут равны λ_1 и λ_2 . Таким образом, осуществляется автоподстройка длин волн излучения двухволнового лазера. В расчетные формулы (3), (6) входят постоянные величины: длина световода L и время электрической задержки t_e . Определять их значение с высокой точностью дополнительными методами нет необходимости, так как их величину можно учесть при калибровке системы с помощью источника с точно известной длиной волны излучения.

На (рис. 2–4) представлены результаты математического моделирования работы описанной системы.

На рис. 2 представлены зависимости разности числа периодов рециркуляции N от разности длин волн двухволнового лазера $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ для различных типов оптических световодов при длине волокна $L = 200$ м., $T = 1$ мкс и длине волны излучения $\lambda \approx 0,8$ мкм.

На рис. 3 представлены зависимости изменения числа периодов рециркуляции ΔN от изменения одной из длин волн генерации двухволнового лазера $\Delta\lambda$ для различных типов оптических световодов при длине волокна $L = 200$ м., $T = 2$ мкс и длине волны излучения $\lambda \approx 0,8$ мкм. График на рис. 3 характеризует чувствительность системы к изменению длины волны генерации лазера, и как следует из графика, чувствительность составляет $0,05 \text{ \AA}$. На рис. 4 представлены зависимости хроматической дисперсии от длины волны излучения для различных стекол. Величина хроматической дисперсии изменяется в пределах $45 \dots 70$ пс/км·нм.

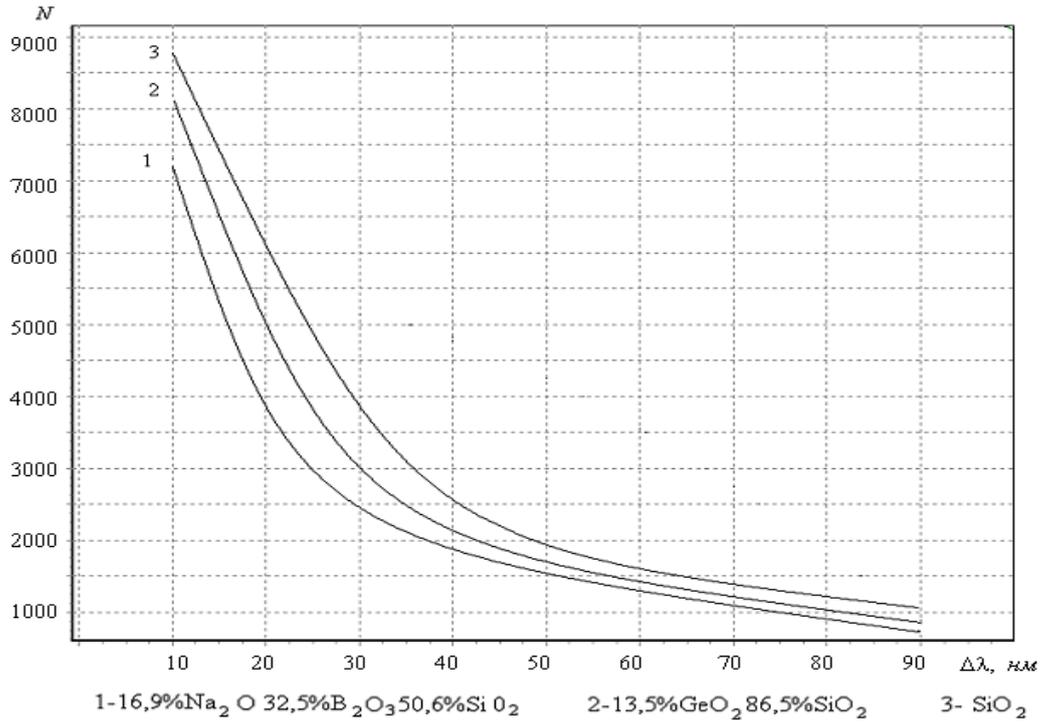


Рис. 2. Зависимости разности числа периодов рециркуляции N от разности длин волн двухволнового лазера $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ для различных типов оптических световодов ΔN

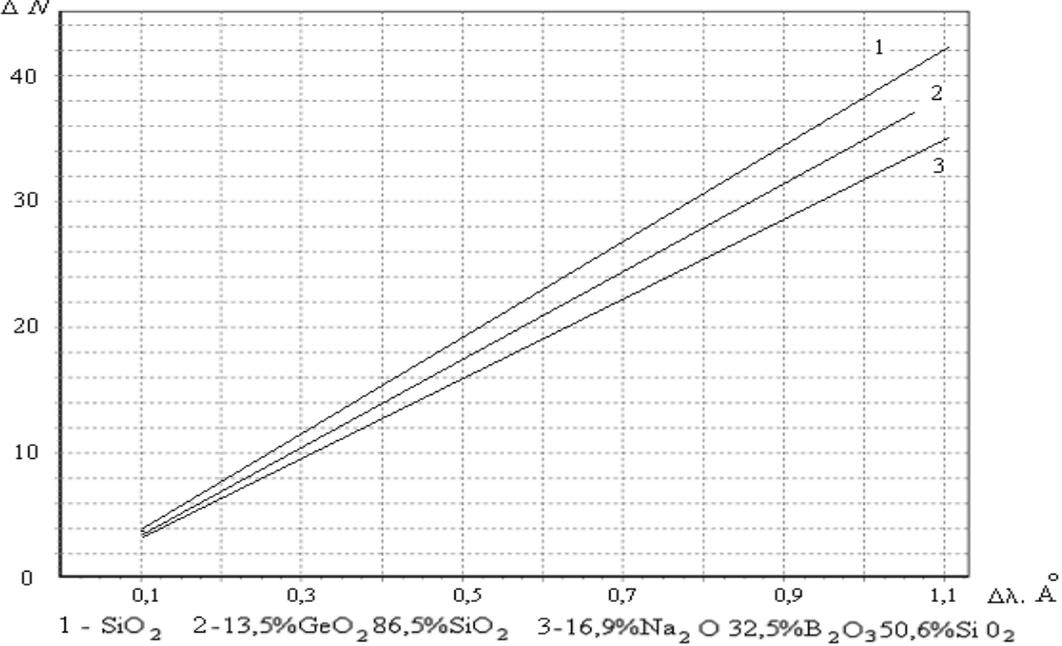


Рис. 3. Зависимости изменения числа периодов рециркуляции ΔN от изменения одной из длин волн генерации двухволнового лазера $\Delta\lambda$ для различных типов оптических световодов

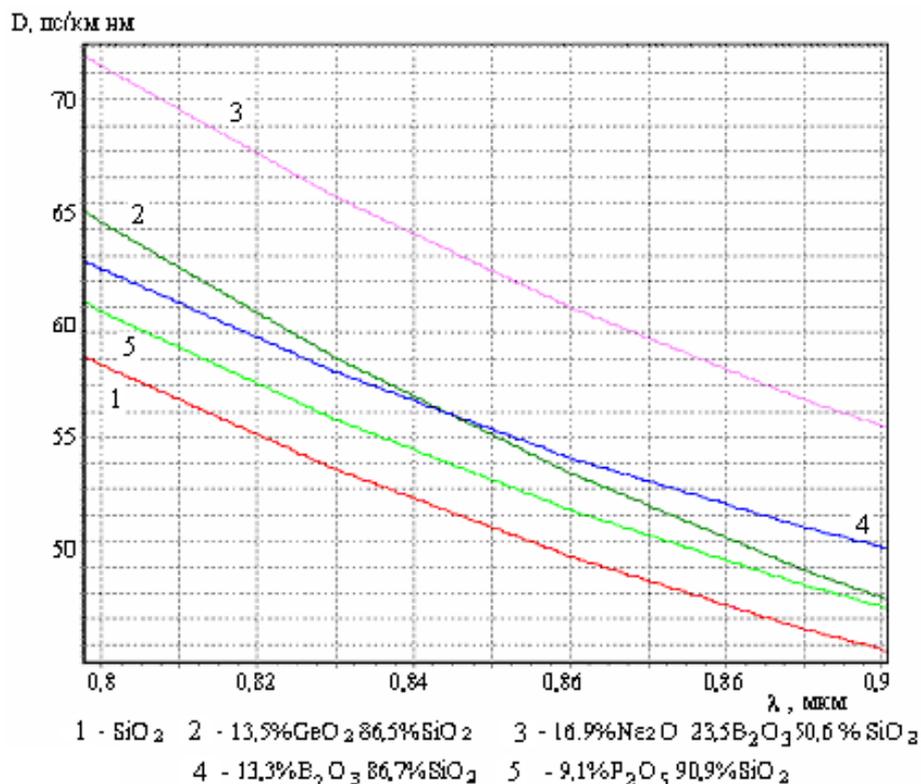


Рис. 4. Зависимости хроматической дисперсии от длины волны излучения для различных стекол

Для лазеров, описанных в [1], при длине световода в сотни метров, при $T \approx 10^{-7}$ с, для автоподстройки длин волн лазера потребуется $N = 10^4 \dots 10^5$ периодов рециркуляции. Следовательно, время автоподстройки будет равно 0.1...1 с.

Таким образом, реализация режима оптико-электронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн позволяет одновременно измерять две длины волны излучения и управлять каждой длиной волны генерации двухволнового лазера. При этом обеспечивается высокая точность и широкий диапазон измерений каждой из длин волн, а перестройка и управление длиной волны осуществляется путем изменения тока инжекции лазера.

Литература

1. Ikeda S., Shimizu A., Hara T. Asymmetric dual quantum well laser - wavelength switching controlled by injection current // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59, № 5. P. 504–507
2. Патент РФ №4388 Устройство измерения длины волны когерентного оптического излучения / В. Л. Козлов, С. И. Чубаров. Опубл 22.11.2001.
3. Пейсахсон И. В. Оптика спектральных приборов. М.: Машиностр., 1970. 272 с.
4. Гауэр Дж. Оптические системы связи: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1989. 52 с.

Д. В. Кучура, О. В. Царюк

ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЗОНДИРОВАНИЯ СЛОЯ КРОВИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Исследование крови является актуальным и перспективным из-за роста в настоящее время числа людей с заболеваниями, связанными с системой кровообращения человека. Оптические методы исследования крови с применением лазерных источников зондирования, обладая большой точностью и чувствительностью, практически не изменяя объект, являются наиболее востребованными в таких случаях. Особое место среди них занимают методы, учитывающие поляризацию излучения, с помощью которых можно получить наиболее полную информацию об оптических свойствах исследуемого объекта, а по ним о его структурных параметрах, в случае крови – о концентрации, размерах, форме и степени агрегации эритроцитов и т. д.

Обычно кровь при ее исследовании помещают в кювету и по нормали к ней направляют зондирующее излучение. В этом случае к излучению, рассеянному кровью, по параметрам которого судят о ее свойствах, добавляется излучение, отраженное на внутренних границах кюветы и рассеянное на шероховатостях ее поверхностей, называемое фоновым, ограничивающее чувствительность метода и являющееся существенным мешающим фактором. Излучение, рассеянное слоем крови, претерпевает полное внутреннее отражение на границе со стенкой кюветы в широком диапазоне углов наблюдения и не попадает на приемник [1].

Для минимизации искажений информации об объекте, обусловленных этими факторами, в работе [2] предложен метод диагностики состава и состояния крови. Он основан на использовании линейно поляризованного освещающего лазерного излучения и оптимальных условиях измерения поляризационных характеристик рассеянного света. Суть метода состоит в том, что линейно поляризованное в плоскости падения лазерное излучение направляется на поверхность кюветы с исследуемым образцом крови под углом Брюстера, а рассеянное излучение измеряется в направлениях, вблизи нормали к поверхности. Плоскости падения и наблюдения совпадают. Измерения параметров Стокса (I, P_1, P_2, P_3) показали, что излучение, рассеянное передней кварцевой стенкой кюветы толщиной 2 мм, как и зондирующее излучение, линейно поляризовано. Из такого поведения параметров Стокса следует, что рассеяние на шероховатостях поверхностей кюветы однократное и представляет собой, в первом приближении, Френелевское отражение на микрогранях, обуславливающее интенсивность фона при зондировании компонентой ли-

нейно поляризованной в плоскости падения в два раза меньшую, чем для ортогональной компоненты. Однако эта численная оценка влияния фона на измерения при зондировании линейно поляризованным излучением не была исследована экспериментально для случаев нормального и под углом Брюстера падения излучения вертикальной и горизонтальной поляризации. Такое исследование и является целью данной работы.

Эксперименты проводились с использованием лазерного гониометрического стокс-поляриметра, который описан в работе [3]. Были измерены параметры Стокса излучения фона и рассеянного цельной венозной кровью здорового человека при углах падения 0 и 55.5° зондирующего излучения горизонтальной и вертикальной поляризации на кварцевую кювету со слоем крови толщиной $1,08$ мм. Плоскости падения и наблюдения совпадали. Регистрация рассеянного излучения производилась в пределах углов наблюдения β от минус 25 до $+80^\circ$. Знаки $+$ или $-$ относятся к углам, отсчитываемым в сторону зеркального отражения или в сторону падающего луча относительно нормали к кювете соответственно. Перед каждым двумя измерениями из шести кювета вынималась из специальной оправы, закрепленной на гониометрическом столике стокс-поляриметра и несколько раз встряхивалась, чтобы не допустить оседания эритроцитов на ее дно, а затем вставлялась снова в оправу. Время измерения составляло одну минуту. Полученные результаты представлены на рис. 1, 2.

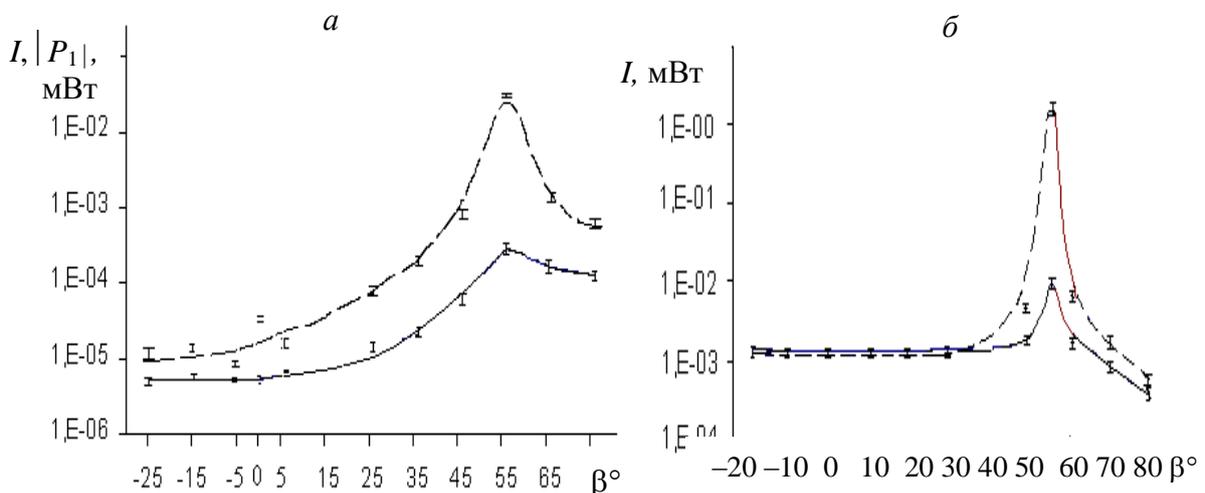


Рис. 1. Зависимость интенсивности и модуля второго параметра Стокса рассеянного излучения от угла наблюдения при угле падения 55.5° излучения горизонтальной (—) и вертикальной (-----) поляризации на стенку кюветы (а), цельную кровь в кювете (б)

Как показали измерения, для стенки кюветы первые два параметра Стокса I , $|P_1|$, определяющие всю интенсивность регистрируемого фона и интенсивность линейно поляризованного с азимутом ноль градусов или 90° излучения фона соответственно, были практически равными. Значения параметров P_2 , P_3 , которые характеризуют интенсивности линейно поляризованной с азимутом 45° и циркулярной компонент, не менее чем на два порядка различались в случаях зондирующего излучения горизонтальной или вертикальной поляризаций (рис. 1 а, 2 а).

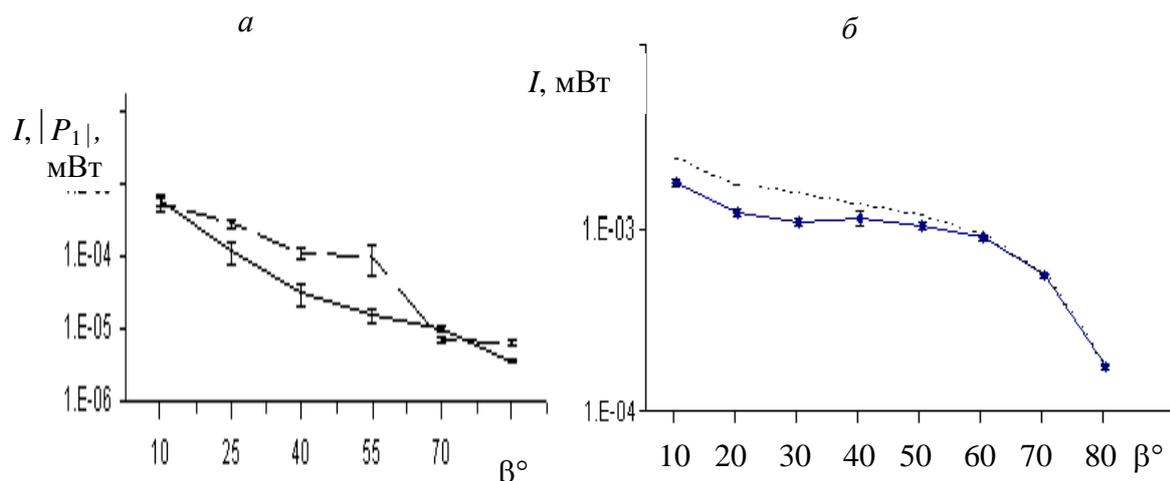


Рис. 2. Зависимость интенсивности и модуля второго параметра Стокса рассеянного излучения от угла наблюдения при нормальном угле падения излучения горизонтальной (—) и вертикальной (-----) поляризации на стенку кюветы (а), цельную кровь в кювете (б)

Излучение же, рассеянное цельной венозной кровью здорового человека, было практически деполаризованным. Степень поляризации не превышала 0.1 при вертикальной или горизонтальной поляризации падающего под углом Брюстера или по нормали излучения, а углах наблюдения менее или более 40° соответственно. Первый параметр Стокса превосходил остальные более чем на два порядка, как при падении излучения под углом Брюстера на кювету с кровью и углах наблюдения менее 40° (рис. 1 б), так и для падения по нормали, начиная с угла наблюдения 40° и более (рис. 2 б). Как видно (см. рис.1 и рис. 2), интенсивность излучения, рассеянного кровью, при зондировании излучением ортогональной поляризации под углом Брюстера и углах наблюдения менее 40° больше, примерно на порядок, значения интенсивности излучения, рассеянного при освещении ее по нормали, для углов наблюдения более 40° , которые характеризуются наименьшим фоном. Интенсивность

же фона при зондировании излучением вертикальной поляризации под углом Брюстера превосходит интенсивность фона в случае горизонтальной поляризации падающего излучения в пределах углов наблюдения от минус 5 до +5° в 3–4 раза, а по расчетам в 2 раза. Это объясняется как не учетом дифракции на микрогранях поверхностей кюветы, так и отступлением используемого в расчетах распределения по углам наклонов микрограней от реального. По сравнению со случаем нормального падения происходит увеличение до сорока раз отношения интенсивности излучения, рассеянного кровью, к интенсивности излучения, рассеянного шероховатостями стенки кюветы.

Таким образом, показано, что при зондировании под углом Брюстера находящегося в кварцевой кювете слоя цельной венозной крови толщиной 1.08 мм излучением He-Ne-лазера с $\lambda = 0.63$ мкм, линейно поляризованным в плоскости падения, и углах наблюдения в диапазоне от минус 5 до +5° относительно нормали к поверхности кюветы повышается в четыре раза чувствительность измерения поляризационных характеристик по сравнению со случаем ортогональной поляризации. По сравнению же с обычно применяемым падением по нормали – увеличивается отношение полезного сигнала к фону в сорок раз. При этом практически все падающее излучение вводится через стенку кюветы к объекту и отсутствует полное внутреннее отражение на ее границах. Выявленные закономерности позволяют не только повысить чувствительность поляризационного метода диагностики крови, но и оптических методов диагностики, где не учтена поляризация зондирующего лазерного излучения, могут использоваться при исследовании взаимодействия лазерного излучения с биологическими объектами.

Литература

1. Буй Л. М., Хайруллина А. Я., Олейник Т. В. Учет граничных условий при определении оптических характеристик агрегированной крови // *Опт. и спектр.* 1999. Т. 87. С. 1004–1009.
2. Науменко Е. К., Царюк О. В. Применение поляризованного лазерного излучения для зондирования крови // *Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. научн. ст. Вып. 7.* Мн.: БГУ, 2002. С. 162–166.
3. Длугунович В. А., Снопко В. Н., Царюк О. В. Лазерный гониометрический стохастический поляриметр // *ЖПС.* 1999. Т. 66, № 6. С. 869–874.

И. С. Манак, В. В. Жуковский, А. А. Рыжевич

НОВОЕ УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ ПО ФИЗИКЕ И ОПТИКЕ ЛАЗЕРОВ

В 2004 году в Белорусском государственном университете издан практикум "Физика и оптика лазеров" [1], допущенный Министерством образования Республики Беларусь в качестве учебного пособия для студентов специальностей "Физика", "Радиофизика", "Физическая электроника" учреждений, обеспечивающих получение высшего образования.

В настоящее время особую актуальность приобретает подготовка высококвалифицированных специалистов, обладающих обширными знаниями в области квантовой электроники, оптики и техники лазеров. И владеющих различными способами формирования оптических пучков.

Авторы стремились объединить имеющийся потенциал современной экспериментальной базы Института физики им. Б. И. Степанова и Института молекулярной и атомной физики Национальной академии наук Беларуси с богатым педагогическим опытом преподавателей Белорусского государственного университета и на основе новейших методик поставить на высоком научном уровне цикл лабораторных работ по определению параметров лазеров и лазерных световых пучков для подготовки специалистов, востребованных народным хозяйством нашей республики в ближайшем будущем.

В данном практикуме по физике и оптике лазеров нашли дальнейшее развитие вопросы, излагаемые в общем радиофизическом курсе "Квантовая радиофизика" и курсе "Оптика и техника лазеров".

Учебное пособие включает семь лабораторных работ:

1. Газовые лазеры.
2. Рубиновый лазер.
3. Определение параметров лазера на стекле, активированном неодимом.
4. Исследование пучка He-Ne-лазера ЛГН-207А с помощью регистрирующей системы на основе ПЗС-матрицы и программы "Origin 5.0" для обработки численных данных.
5. Формирование и исследование бесселевых и псевдобесселевых световых пучков нулевого порядка.
6. Формирование бесселевых световых пучков высших порядков с помощью одно- и двухосных кристаллов.
7. Формирование небесселевых многокольцевых световых пучков с помощью двухосных кристаллов.

Описание каждой из этих работ содержит цель работы, краткую теорию, методику измерений, описание экспериментальной установки, задание и контрольные вопросы.

В первой лабораторной работе практикума приведены сведения о классификации электрических разрядов, используемых в газовых лазерах, кратко изложены основы физики газоразрядной плазмы, рассматриваются элементарные процессы в плазме, приводящие к созданию инверсной заселенности энергетических уровней атомов, и условия, обеспечивающие получение стимулированного излучения на длинах волн 0.6328 мкм, 1.15 и 3.39 мкм в газовом гелий-неоновом лазере. Студенты экспериментально изучают зависимость мощности излучения гелий-неонового и гелий-кадмиевого газоразрядных лазеров от величины разрядного тока и температуры подогретого катода последнего лазера. Методом электрического гетеродинамирования в приемниках излучения измеряют частоту межмодовых биений и длину резонатора лазера. Используя измеренные относительные значения интенсивностей излучения гелий-неонового лазера при различных колебательных потерях резонатора определяют коэффициенты усиления в газовой смеси и вредных потерь в резонаторе лазера в схемах с двух- и трехзеркальным резонатором. В схемах с двухзеркальным резонатором калибровка потерь осуществляется с помощью плоскопараллельной стеклянной или кварцевой пластинки в резонаторе, а с трехзеркальным резонатором – набора зеркал с известными коэффициентами отражения или поглощающих веществ с известными величинами оптических плотностей в спектральной области излучения лазера. В лазере с трехзеркальным резонатором обеспечивается существенное расширение динамического диапазона измерения оптических плотностей веществ, размещаемых внутри резонатора.

В работах 2, 3 в качестве усиливающих излучение сред используются рубин (основная длина волны излучения $\lambda = 694.3$ нм) и стекло ($\lambda = 1060$ нм), активированное трехвалентными ионами Nd^{3+} . Здесь достаточно подробно рассмотрены структуры энергетических уровней ионов Cr^{3+} и Nd^{3+} . Не все энергетические уровни иона хрома в рубине участвуют в процессе генерации индуцированного излучения. Поэтому с некоторой долей погрешности процессы возбуждения ионов хрома, создания инверсии их заселенности по уровням энергии и генерации излучения рассматриваются в рамках упрощенной трехуровневой модели. При этом можно считать, что накачка рубина осуществляется при переходах ионов хрома с уровня 1 на уровень 3, а генерация - с уровня 2 на уровень 1.

При расчете энергетических и временных характеристик импульсов лазерного излучения учет всех уровней энергии ионов неодима в доста-

точно сложной схеме практически невозможен. Полагается, что все ионы активатора сосредоточены главным образом на основном и метастабильном термах, поскольку времена их жизни в других состояниях существенно меньше. Поэтому достаточно использовать более простую, так называемую 4-уровневую схему генерации лазера, в которой учитываются энергетические переходы ионов Nd^{3+} , играющие наиболее существенную роль в процессе генерации. В этой схеме уровень 1 – основное состояние; 2 – конечный уровень генерационного перехода при длине волны излучения лазера 1.06 мкм, 3 – метастабильный уровень, 4 – совокупность всех энергетических уровней, являющихся конечными для акта поглощения радиации накачки.

Для описания времени разгорания, частоты следования пиков и мощности излучения лазеров успешно применяются уравнения и соотношения, полученные рядом авторов на основе вероятностного метода расчета. Аналитические выражения при этом были приведены к удобному для обработки экспериментального материала виду. На этой основе впервые были разработаны методы определения коэффициента вредных потерь, вероятности поглощения радиации накачки и коэффициента усиления в активной среде лазера на неодимовом стекле.

В лабораторной работе 3 студенты осваивают методику и определяют генерационные параметры твердотельного лазера на неодимовом стекле: коэффициент усиления, коэффициент вредных потерь и вероятность поглощения радиации накачки в лазере с использованием измерения временных характеристик импульсов лазерного излучения и излучения накачки (времени задержки индуцированного излучения, формы импульса накачки).

В случае лазера на рубине экспериментально определяют коэффициенты отражения сложных зеркал резонатора лазера и время жизни частиц в возбужденном состоянии, а также исследуют зависимость энергии генерации от угла разъюстировки зеркал резонатора. Определение динамических коэффициентов отражения сложных зеркал резонатора лазера базируется на измерениях относительных интенсивностей потоков лазерного излучения, выходящего через зеркала.

Измерение коэффициента отражения сложного зеркала резонатора лазера, состоящего из двух зеркал с известными коэффициентами отражения, позволяет судить о роли интерференции излучения в формировании коэффициента отражения сложного зеркала.

Область применения лазерных лучей в настоящее время очень велика и простирается от чисто научных сфер, таких, как нелинейная и интегральная оптика, до машиностроительной промышленности и здраво-

охранения. При этом приходится учитывать особенности распространения и свойства лазерных лучей, или пучков, в самых разных средах: прозрачных и непрозрачных, однородных и неоднородных, изотропных и анизотропных и т. д. При первоначальном анализе или описании большинства оптических явлений обычно используют плоские электромагнитные волны как наиболее простой вид волн. Понятие плоской волны включает в себя неизменность в пространстве и во времени формы фазовой поверхности и амплитуды. Однако реальные световые пучки всегда ограничены прежде всего в поперечных направлениях. Дифракция такого пучка приводит к постоянному изменению в пространстве амплитуды и искривлению фазовой поверхности. Когерентное излучение, генерируемое лазерами, представляет собой узкие пучки, поперечные размеры которых, однако, намного больше длины волны. Поэтому дифракционная расходимость таких пучков сравнительно невелика, и их амплитуда медленно изменяется с продольной координатой. Такие пучки близки к гауссовым пучкам, в которых амплитуда в поперечной плоскости изменяется по закону Гаусса-Эрмита, а фазовая поверхность искривляется по мере распространения пучка. Сейчас общепризнано, что гауссовы пучки наиболее просто и полно описывают свойства реальных лазерных световых пучков и собственные типы колебаний (моды) большинства открытых лазерных резонаторов. Более того, именно гауссовы пучки наиболее удобны в подавляющем большинстве случаев для конкретных практических применений лазерного излучения. Поэтому четвертая работа практикума целиком посвящена изучению свойств гауссова светового пучка, генерируемого гелий-неоновым лазером. В данной работе студенты измеряют диаметр пучка лазерного излучения по уровню $1/e$ на различных расстояниях от лазера, определяют его расходимость. В процессе работы они регистрируют распределение интенсивности в различных поперечных сечениях коллимированного, сходящегося и расходящегося пучков, производят диафрагмирование, исследуют энергетические и пространственные характеристики перетяжки гауссова пучка, делают самостоятельные научно-практические выводы с учетом полученных результатов и новых знаний.

Для регистрации распределения интенсивности светового излучения в 4-й и последующих работах используется ПЗС-матрица, сопряженная с компьютером. ПЗС-матрицы, объединенные с оптической системой, например, объективом и называемые в совокупности ПЗС-камерой, применяются сейчас во многих лабораториях, в промышленности, медицине и биологии – везде, где необходимо с высокой точностью измерять мощность, энергию и длину волны лазерного излучения, определять форму, про-

филь интенсивности, расходимость и модовую структуру светового лазерного пучка. В процессе распространения лазерного пучка из-за расходимости и взаимодействия с оптическими средами изменяется его ширина и распределение интенсивности в поперечном сечении. ПЗС-камеры предназначены для регистрации и измерения указанных параметров световых полей различных типов, в том числе лазерных световых пучков. ПЗС-камеры обладают высокими пространственным разрешением и соотношением сигнал/шум, хорошими однородностью отклика и линейностью, большим динамическим диапазоном. Сенсоры имеют широкий рабочий оптический диапазон – от 190 до 1100 нанометров. Высокая точность измерений обеспечивается тем, что камеры тестируются и калибруются согласно стандарту ISO 9002. ПЗС-камеры могут применяться для изучения характеристик как импульсного, так и непрерывного лазерного излучения. Возможно применение специальной оптики для исследования излучения в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне. Зная основные параметры лазерного пучка, можно с высокой степенью точности предсказать его поведение и результаты взаимодействия со средой, рассчитать характеристики оптических элементов, необходимых для преобразования лазерного излучения. Системы диагностики сопрягаются с компьютерами, что позволяет автоматизировать процесс измерений. Однако требуется получение специальных навыков для работы с интерфейсной программой. Поэтому использование CCD-камеры в учебной работе весьма полезно для полноценного обучения будущих специалистов по оптике, лазерной физике и радиофизике. В учебном процессе применяется ПЗС-камера отечественного производства. С использованием такой или подобной системы могут проводиться исследования на высоком научном уровне в передовых областях лазерной физики, оптики и оптического неразрушающего контроля.

В настоящее время современная медицина и высокотехнологичная промышленность испытывают большую потребность в оптических приборах нового поколения для неразрушающего контроля (НК) и диагностики. В данных приборах должны использоваться традиционные и новейшие достижения оптики, спектроскопии, лазерной физики, оптической метрологии с одной стороны, с другой стороны – достижения в области медицинской диагностики, НК материалов, качества производственных процессов и др. Наряду с традиционными оптическими методами разрабатываются новые методы и технологии (методики). Для целей оптического НК и диагностики в настоящее время перспективным является применение световых полей нового типа, в первую очередь, квазибездифракционных бесселевых световых пучков (БСП), распределение ин-

тенсивности в поперечном сечении которых описывается квадратом бесселевой функции. Это направление исследований позволит создать уникальный оптический зонд, характеризующийся меньшим диаметром и большей глубиной проникновения по сравнению с аналогом на основе пучков гауссова типа. Зонд такого типа может являться эффективным оптическим инструментом при решении разнообразных задач оптического НК, поскольку БСП обладают более высокой проникающей способностью и пространственным разрешением в рассеивающих и поглощающих средах. Для целей оптической диагностики поверхностей объектов актуальной задачей также является разработка новых эффективных методов гетеродинной интерферометрии и спекл-интерферометрии с использованием БСП. Одним из применений градиентных бесселевых световых пучков световых лазерных полей является создание всевозможных оптических пинцетов (твизеров). Будущие перспективные применения оптических твизеров включают приборы для сортировки и анализа биологических образцов на внутриклеточном уровне, для выращивания искусственных биологических тканей, создания новых биохимических сенсоров для экологического контроля, массивов биологических сенсоров, элементов фотонных интегральных схем, сверхкомпактных устройств хранения и отображения информации. Пятая и шестая работы практикума посвящены изучению уникальных свойств именно бесселевых и псевдобесселевых световых пучков, имеющих большие перспективы в указанных выше областях науки и технологии. Шестая работа посвящена изучению небесселевых одно- и много-кольцевых пучков с дислокациями волнового фронта, из которых с помощью конических линз можно снова формировать бесселевы пучки различных порядков. Все световые поля, формируемые при выполнении работ 4–7, досконально исследуются студентами с помощью специальной программы семейства "Origin", в которой они графически строят различные зависимости и исследуют их, если требуется, статистическими методами. Завершаются работы, как правило, самостоятельным построением нескольких выводов по содержанию работы и объектам исследования. Это особенно ценный аспект при выполнении данного цикла лабораторных работ, поскольку, как показывает опыт, далеко не все студенты даже 4-го и 5-го курсов в полной мере осознают грамматические и смысловые особенности предложения, являющегося научным выводом, сделанным на основе полученных результатов или операций, совершенных с изучаемыми предметами.

В процессе выполнения работ возрастающей сложности студенты постепенно овладевают навыками работы с лазерами, оптическими схемами, автоматизированной системой регистрации светового излучения и

компьютерными программами для визуализации и обработки экспериментальных данных.

Большое внимание уделяется сборке и юстировке твердотельных и газовых лазеров, а также оптических схем с использованием различных линз и кристаллов, изучению методов формирования лазерных пучков различных типов. После окончания исследований результаты фиксируются в протоколе, создаваемом с помощью программы Microsoft Word, который содержит задание, отчет по пунктам задания, рисунки и графики и, самое главное, выводы, сделанные в ходе выполнения работ.

Таким образом, в процессе выполнения цикла работ возрастающей сложности студенты постепенно овладевают навыками работы с лазерами, оптическими схемами, автоматизированной системой регистрации светового излучения и компьютерными программами для визуализации и обработки экспериментальных данных, т. е. проходят почти все этапы исследований, выполняемые обычно большинством активно работающих ученых и специалистов. Отсутствует только завершающий этап – публикация полученных результатов, однако эта незавершенность вполне компенсируется тем, что к протоколы по каждой из работ практикума выполняются в соответствии со стандартными требованиями, предъявляемыми обычно к оформлению тезисов докладов или статей.

Учебные занятия с использованием материалов некоторых лабораторных работ практикума проводились и проводятся в БГУ и Институте физики им. Б. И. Степанова. Опыт показал, что комплексный подход к организации занятий позволяет успешно решить сразу несколько задач: проверить и закрепить знания учащихся по курсам лазерной физики и оптики, дать представления о работе современного оптика-экспериментатора, обучить универсальным приемам проведения измерений и обработки результатов. Организация подобных практикумов – один из путей сближения науки и высшей школы.

Литература

16. Манак И. С., Жуковский В. В., Рыжевич А. А. Физика и оптика лазеров: Практикум: Учеб. пособие. Мн.: БГУ, 2004. 100 с.

М. И. Маркевич, А. С. Подольцев, А. М. Чапланов

МАКРОКИНЕТИКА АКТИВАЦИИ ЛАЗЕРНОИНДУЦИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ПОВЕРХНОСТИ

К числу важнейших задач физики взаимодействия излучения с веществом относятся задачи изучения отклика химически активных сред на лазерное излучение, рекристаллизации вещества при импульсном лазерном облучении, термической денатурации или разложения органических веществ, разрушения поверхности материала [1–3].

Существенным для понимания таких вопросов является развитие физических и математических моделей, описывающих эти явления, поскольку все эти процессы имеют сходное математическое описание.

Рассматриваются физические и математические модели термохимических и термокинетических процессов в поле импульсного лазерного излучения в тонких металлических пленках, металлоорганических соединениях и биологических тканях: отбор фаз при импульсном лазерном воздействии; изменение кинетики окисления металлов в поле излучения; ускоренная рекристаллизация вещества; термическое разложение металлоорганического соединения (оксалата серебра) лазерным облучением; образование очага термического повреждения на поверхности биологической ткани.

Тонкие пленки, полученные с использованием современных технических средств, кристаллизуются в условиях значительного пересыщения и охлаждения, содержат большое количество дефектов кристаллического строения. Система пленка-подложка является существенно удаленной от состояния термодинамического равновесия. В процессе термической обработки в системе пленка-подложка происходят релаксационные явления.

Методом математического моделирования исследовано перераспределение вакансий в процессе охлаждения системы пленка-подложка после лазерного воздействия с длительностью импульсов 10^{-3} с и плотностью мощности излучения до порога плавления.

Все перечисленные физические процессы описываются одинаковыми макрокинетическими моделями, включающими, в первую очередь, уравнение теплопроводности с граничными условиями конвективного теплообмена с окружающим воздухом, включающее источник тепла в облучаемом образце за счет поглощения излучения:

$$\rho(z)c_p(z)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda(z)\frac{\partial T}{\partial z}\right) + N(t)q(z),$$

$$q(z) = AEk_1 \exp(-k_1 z), \quad z < z_1,$$

$$q(z) = 0, \quad z \geq z_1,$$

$$N(t) = \begin{cases} 1, & t \leq \tau, \\ 0, & t > \tau. \end{cases}$$

Граничное условие при $z = 0$:

$$\left[\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right]_{z=0} = \alpha_0(T - T_0),$$

Граничное условие при $z = l$:

$$\left[-\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right]_{z=l} = \alpha_1(T - T_0).$$

Начальные условия при $t = 0$:

$$V = V_0,$$

$$T = T_0,$$

где z – продольная координата, T – температура, t – время, $A = 1 - R$, k_1 – поглощательная способность и коэффициент поглощения соответственно, C_p – теплоемкость, λ – теплопроводность, ρ – плотность, l – толщина пленки и подложки, α_0 – коэффициент теплообмена на облучаемой поверхности, учитывающий вклад конвективной и лучистой составляющей теплообмена, α_1 – коэффициент теплообмена с обратной стороны пластины, n – среднее число скачков вакансий, E – плотность мощности излучения, τ – продолжительность лазерного импульса, V – относительная концентрация вакансий.

Модель перераспределения вакансий при импульсном лазерном отжиге может быть представлена следующим дифференциальным уравнением:

$$\frac{dV}{dt} = -v_1 \frac{(V - \exp(-E_F/k_B T))}{n} \exp(-E_M/k_B T).$$

Среднее число скачков вакансий до стока n , входящее в уравне-

ние, рассчитывалось методом Монте-Карло. Пользуясь этими уравнениями, можно определить концентрацию вакансий в пленке в процессе охлаждения.

На рис. 1 приведены результаты расчетов перераспределения вакансий для различных значений $\gamma_1 = \beta \cdot n / \nu_1$, где β – темп охлаждения, n – среднее число вакансий до стоков, ν_1 – средняя частота колебаний атома.

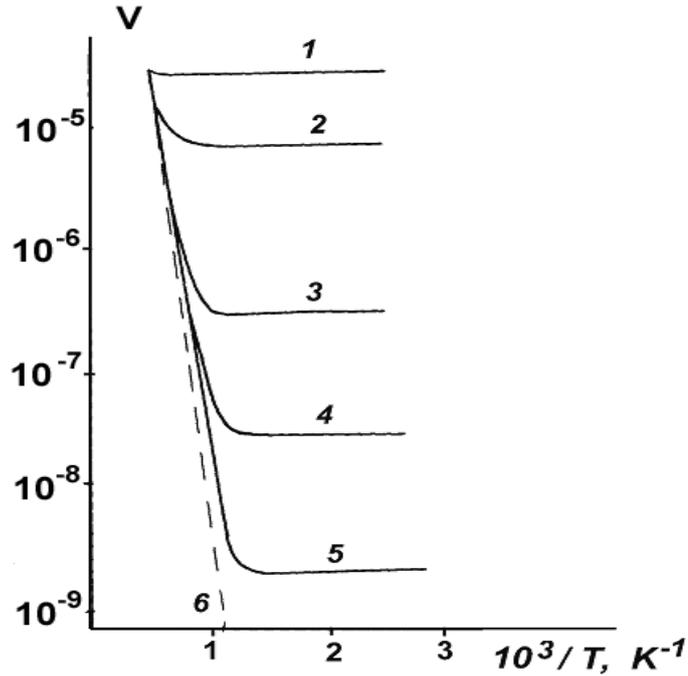


Рис. 1. Изменение безразмерной концентрации вакансий в тонких пленках никеля в процессе закалки.
 1. $\gamma_1 = 10^{-4}$; 2. $\gamma_1 = 10^{-5}$; 3. $\gamma_1 = 10^{-6}$;
 4. $\gamma_1 = 10^{-7}$; 5. $\gamma_1 = 10^{-8}$; 6. – равновесное

Из приведенных зависимостей следует, что при изменении концентрации вакансий от температуры при лазерной обработке в металлических пленках при $\gamma_1 > 10^{-6}$ может сохраняться высокая неравновесная концентрация вакансий и это стимулирует образование дислокационных петель (рис. 2).

Таким образом, в результате моделирования и электронномикроскопических исследований обнаружено явление генерации и стабилизации в тонких пленках никеля высокой неравновесной концентрации вакансий, а также явление существенного (по сравнению со стационарным терми-

ческим отжигом) увеличения размера зерен и скорости их роста в пленках ГЦК-металлов с при импульсном лазерном воздействии в миллисекундном диапазоне и плотностях мощности облучения до порога плавления [4–6].

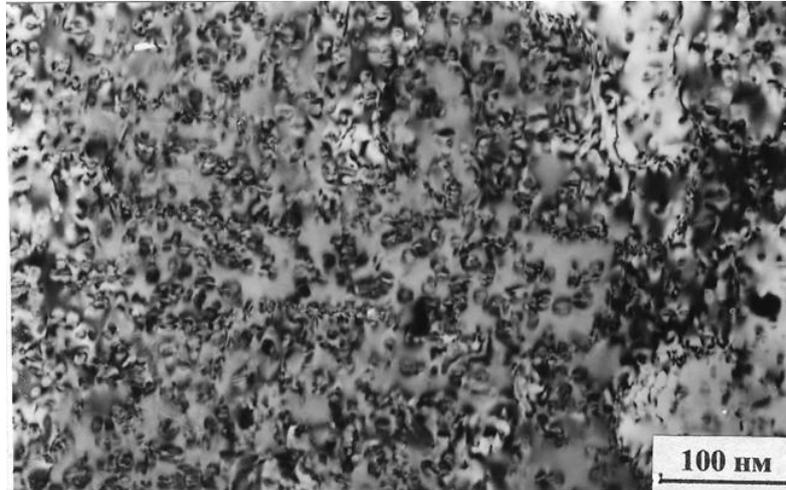


Рис. 2. Структура пленки никеля ($h = 500$ нм.),
 $\gamma_1 = 10^{-5}$ с дислокационными петлями

На основе математической модели лазерного нагрева разработаны макрокинетические модели термического разложения оксалата серебра и термической денатурации тканей роговицы глаза лазерным ИК излучением.

Термическая денатурация белковой ткани описывается уравнением термохимической кинетики

$$\frac{df}{dt} = -K(T)f,$$

$$f(t=0) = 1; \quad K(T) = \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{\Delta H - T\Delta S}{RT}\right),$$

где f – концентрация неповрежденного белка в зависимости от температуры T , а ΔH и ΔS – константы, характеризующие термическую стойкость облучаемой ткани. Так, например, для случая воздействия на биологическую ткань ИК излучения CO_2 лазера с длиной волны 10.6 мкм, вычислены пороговые значения энергетических экспозиций, требуемые для образования минимально наблюдаемого очага термического воздействия. Зависимость вычисленных энергетических экспозиций от продолжительности облучения показана на рис. 3.

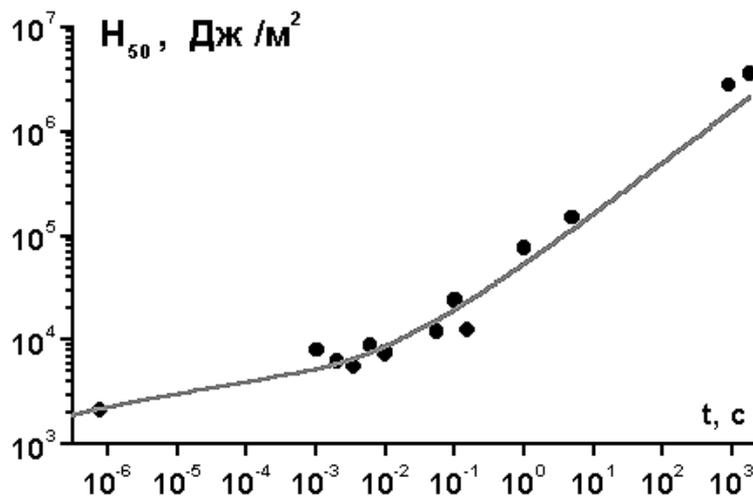


Рис. 3. Вычисленные и экспериментальные пороговые энергетические экспозиции H_{50} при воздействии CO_2 лазера на роговицу глаза человека, для различных продолжительностей импульса

Обозначение H_{50} указывает на то, что эти величины энергетических экспозиций вызывают повреждение ткани с вероятностью 50%.

Литература

1. Чапанов А. М., Маркевич М. И. Особенности рекристаллизации тонких металлических пленок при стационарном и импульсном отжиге // Неорганические материалы. 2000. Т. 36, № 7. С. 825–827.
2. Маркевич М. И., Пискунов Ф. А., Подольцев А. С. Разложение оксалата серебра при лазерном воздействии // Физика и химия обработки материалов. 2001. № 2. С. 21–24.
3. Подольцев А. С., Желтов Г. И., Привалов А. П., Чечин П. П. Макрокинетика термической денатурации при инфракрасном лазерном облучении роговицы глаза // Тезисы докладов и сообщений: V Минский международный Форум по тепло- и массообмену. Т. 2. Мн., 2004. С.157–158.
4. Маркевич М. И., Чапанов А. М., Муха В. А. Закалочные эффекты в тонких пленках никеля при импульсной термообработке // Физика и химия обработки материалов. 1986. № 4. С. 27–30.
5. Маркевич М. И., Чапанов А. М. Влияние примесей на закалочные эффекты в тонких пленках алюминия // Изв. АН СССР. Сер. Металлы. 1987. № 3. С. 185–186.
6. Маркевич М. И., Точицкий Э. И., Чапанов А. М. Изменение концентрации вакансий в пленках алюминия на подложках при импульсной термообработке // Физика и химия обработки материалов. 1987. № 6. С. 92–100.

Е. К. Naumenko, А. N. Korolevich, N. S. Dubina,

S. I. Vecherinski, M. S. Belsley, A. Stefanovska

BACKSCATTERING AND DESAGGREGATION OF ERYTHROCYTES UNDER LOW-INTENSITY LASER ACTION ON BIOLOGY TISSUES

It is suggested that the small-power laser radiation is noninvasive, i. e. practically does not influence on a medium being investigated. However, absorption coefficients μ_a of the overwhelming majority of biological tissues are large in the visible. For example, for human blood (Hb) ($\lambda = 633$ nm) $\mu_a = 4.87$ cm⁻¹, 2.7 cm⁻¹ for the dermis and 3.6 cm⁻¹ for intima. Therefore we can suppose that the absorbed laser radiation can produce local small heating in the zone of irradiation and consequently change its characteristics.

The influence of the exposure time on skin temperature and backscattering is experimentally *in vivo* studied in the irradiated region and outside. The measurements were made in the temple zone where the fatty layer is practically absent and the number of capillaries and vessels is relatively large. There are nearly 25–40 capillaries present underneath 1 mm² of skin in the region of the elbow, while 60–70 capillaries are present in the region of the temple. The temperature measurements were carried out on 14 patients (ages of patients are ranged from 43 to 65 years) by using the thermal detector (Thermilinear@ Temperature probes, YSI-700 Series, YSI Incorporated, Ohio, USA). The back-reflectance was measured using a commercially available PeriFlux 4001 from Perimed (Stockholm, Sweden) with wavelength of 780 nm and a power of 0.8 mW.

Irradiation of the patient's temporal zone was carried using a low-power continuous helium-neon laser with following parameters: wavelength of 632.8 nm, power of 1.1 mW, beam diameter of 2.5 mm, irradiance of approximately 225 W/m².

The optical characteristics of the skin and blood microcirculation are dissimilar for the different patients. Therefore we performed the relative measurements, i. e., measurement in the radiation zone and out it. All studies were carried out at the room temperature 25°C.

Measurements with no irradiation enable the following conclusions: 1) skin temperature at the right and left sides can differ by some tenth of a degree, 2) temperature changes with time correlate for the right and left sides, although the trend can be both positive and negative.

The RBC (red blood cells) back reflectance records of volunteers showed typically cyclic variations during the time at two basic frequencies with heart

rate, and another slower frequency more variable amplitude cycle, presumed to be vasomotion. Therefore for estimation the back-reflectance value we had to make an average during 1 minute and use this value $\langle R_h \rangle$ for the estimation of back-reflectance during the laser irradiation.

The typical experimental results are presented at the fig. 1. Laser irradiation leads to increase intensity of backscattering radiation. The statistical analysis of obtained results shows that the values R_H are varied for the different patients but in all cases the backscattering radiation increases with the irradiation time.

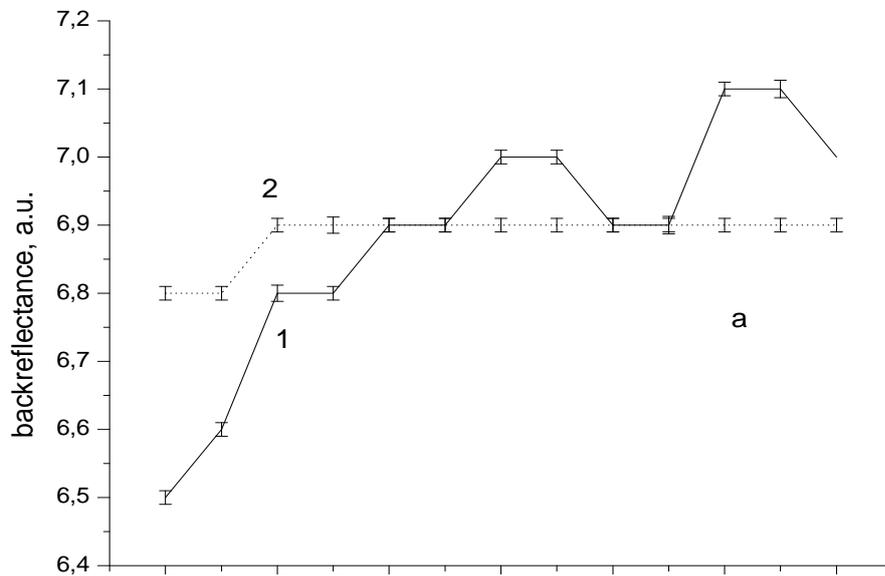


Fig. 1. Dependence of the backreflectance on the irradiation time in different irradiated zones for the four patients.

**1 – right temple, i. e. under the He-Ne laser irradiation;
2 – left temple of the head used for control**

The intensity of R_H begins growing after 1 minute of irradiation for the 50% of patients, for somebody – after 10 minutes, but usually the values of backscattered radiation are tend to saturation after 3–5 minutes of the irradiation. The dynamics of changing and saturating of values R_H depend on the optical characteristics of the skin and blood.

Under irradiation by a laser (small local heating) of biological tissues several mechanisms are possible, namely 1) changes in erythrocyte aggrega-

tion degree, 2) changes in refractive index of erythrocytes, 3) changes in refractive index of blood plasma.

The influence of the erythrocyte aggregation and refractive index of blood plasma on the backscattered intensity are considered in this article.

At present there is no acceptable theory of scattering by particles of arbitrary shape that would be suitable for describing the processes of interaction of radiation with complex structures similar to blood erythrocytes and their aggregates. Only in the cases where individual isolated erythrocytes are investigated there is sense to use the cumbersome exact and even approximate solutions of the problem of radiation scattering by particles of irregular shape, which require lengthy calculations. It is practically impossible to use such solutions for blood, where particles of various shapes and sizes are present. For this reason, until the present time the theory of scattering by homogeneous spherical particles has been widely used for interpreting the data of experimental investigations of blood by optical methods. In all probability, the Mie theory is hardly suitable for quantitative analysis. Nevertheless it can be used as a first approximation for revealing the tendencies for any optical characteristic of the erythrocytes and its aggregates to be changed.

In order to estimate the equivalent volume of the erythrocytes their shape was first approximated by a circular cylinder with a concave base [1]. Calculations were carried out for the following geometric parameters of the separate erythrocytes: the diameter of base – 7 μm , the thickness in the centre – 0.9 μm , maximum thickness on the edge – 1.7 μm , a modal radius of the sphere, whose volume is equal to the volume of the erythrocyte $R_0 = 2.88 \mu\text{m}$. A radius of the sphere of equivalent volume for the aggregated erythrocytes was calculated from the equation:

$$R = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi}V_{em}} = \frac{1}{2}\sqrt[3]{3Nr^2(h+h_0) - \frac{(h-h_0)^3}{8}}, \quad (1)$$

where V_{em} – the volume of the erythrocyte, h_0 – the thickness in the centre, h – maximum thickness on the edge. The calculations were carried out for polydisperse spherical particles with gamma particle size distribution by integrating within the limits $(1-0.2)R_0 \leq r \leq (1+0.2)R_0$, the parameter of the half-width of the particle size distribution function was the same for all the R_0 (R_0 – the most probable (modal) radius of equal volume sphere).

Changes in refractive index of blood plasma lead to simultaneous changes in several optical parameters determining scattering properties of a layer. The important parameters are: 1) the real part of the relative complex refractive index of intracellular substance n , 2) its imaginary part κ , 3) the wavelength λ and also 4) the size parameter of a particle $\rho = 2\pi r / \lambda(n_{pl})$.

The input data were: the wavelength $\lambda = 0.78 \mu\text{m}$, the erythrocyte refractive index $n_e = 1.41$, $\kappa = 10^{-4}$, the refractive index of blood plasma was varied in the interval 1.343–1.358.

$$I(\beta) = CAI'(\beta) = CA \left[\frac{3}{4\lambda^2} \int_{r_1}^{r_2} i(r, n, \kappa, \lambda, \beta) f_1(r) dr / \int_{r_1}^{r_2} r^3 f_1(r) dr \right], \quad (2)$$

C – the volume concentration of erythrocytes (hematocrit value), A – coefficient, containing parameters of experiment, $i(r, n, \kappa, \lambda, \beta)$ - Mie scattering characteristic of the particle (isolated erythrocyte or aggregate of erythrocytes with the radius of equivalent volume sphere – r).

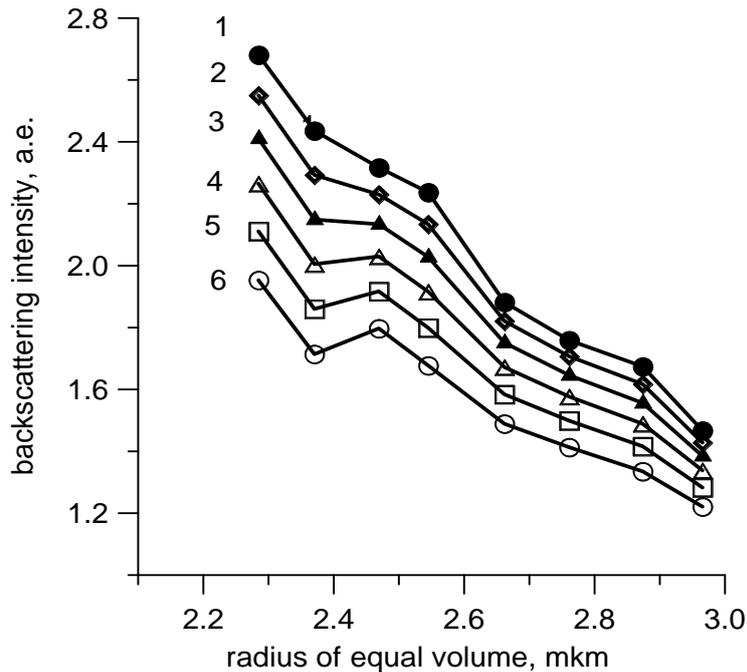


Fig. 2. Dependence of backscattered intensity on the size of the isolated erythrocytes for different value of the refractive index of blood plasma.

1 = 1.343, 2 = 1.346, 3 = 1.349, 4 = 1.352, 5 = 1.355, 6 = 1.358

Below the analysis of the intensity normalized on a volume erythrocytes concentration $I'(\beta)$ are examined.

The fig. 2 represents how the backscattered intensity varies depending on the size of isolated erythrocytes. The interval of R_0 are including all values of geometrical parameters of erythrocytes for: $7 \leq d \leq 8.8 \mu\text{m}$, $1.7 \leq h \leq 2.4 \mu\text{m}$, $0.9 \leq h_0 \leq 1.2 \mu\text{m}$ (d – diameter of erythrocyte base).

As shown in the fig. 2, for isolated erythrocytes the backscattered intensity is increasing with the growth of the erythrocyte average size and refractive index of blood plasma.

Influence of erythrocyte aggregation on the backscattered intensity is shown in fig. 3 (parameters of isolated erythrocytes: $d = 7 \mu\text{m}$, $h_0 = 0.9 \mu\text{m}$, $h = 1.7 \mu\text{m}$).

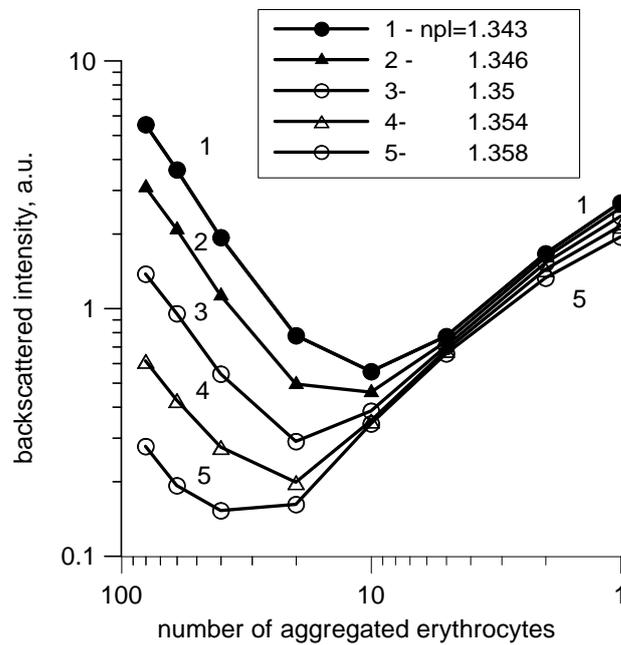


Fig. 3. Dependence of the backscattered intensity on the degree of erythrocyte aggregation for different value of the refractive index of blood plasma.

1 = 1.343, 2 = 1.346, 3 = 1.349, 4 = 1.352, 5 = 1.355, 6 = 1.358

From data on fig. 3 can be seen that fragmentation of the big aggregates (combining 20-100 isolated erythrocytes) leads to drastic decreasing of backscattered intensity. On the contrary if the aggregates with smaller sizes are dissociating then backscattered intensity increasing, at that the values of refractive index of blood plasma don't influence on the character of depending on the number aggregated erythrocytes. The probability of forming large aggregates in capillary systems within the measuring zone is very small. Most likely there are the aggregates with middle sizes which can break up on isolated erythrocytes under action of laser irradiation.

At the present time there are not data about temperature dependences of the refractive index of blood plasma. Yet there are a lot of accumulated results which show that optical and constitutive properties of tissues are changing with the sufficiently low temperature gradients. Skalak et al. [2] have suggested that the process of aggregation is governed by the interplay between the erythrocyte mechanical rigidity and the intercellular adhesion. The estimations show that the temperature gradients are sufficient to produce structural and conformational changes in the cellular proteins of the erythrocytes and/or to produce a change in the permeability of membrane [3–4]. Moreover low-intensity laser radiation also can produce the decrease of the viscosity of plasma [5]. Referred above processes can lead to variation of the aggregative possibility of erythrocytes during the small heating [6–7]. From these data follows that the basic affect of laser action may be connected with a changing in the sizes of aggregates.

Theoretical evaluation by using optical model of erythrocyte aggregation has showed that the fragmentation of erythrocyte aggregates is one of the most probable mechanisms providing the enhanced backscattering.

This work was supported in part by the Belorussia Foundations for Basic Research, project F04-050 and by the Portuguese Foundation for Science and Technology, grant SERH/BPD/5556/2001.

References

1. *Naumenko E. K.* Influence of erythrocyte aggregation on the scattering properties of blood // *J. of Appl. Spectroscopy*. 2003. Vol. 70, № 3. P. 419–426.
2. *Skalak R., Zarda P. R., Chien S.* Mechanics of Rouleaux formation // *Biophys. J.* 1981. Vol. 35. P. 771–781.
3. *Levis R. N., Mannock D.A., McElhaney R.N., et.al.* Physical properties of glycosyldiacylycerols // *Biochemistry*. 1990. P. 8933–8943.
4. *Antonov V. F., Smirniva E. Yu., Shevchenko E. V.* Lipid membrane under phase transformation. M.: Science, 1992. 220 p.
5. *Korolevich A. N., Dubina N. S., Vecherinsky S. I., et. al.* Influence of low-intensity laser radiation on the rheological characteristics of blood of man // *J. of Appl. Spectroscopy*, 2004. Vol. 71, № 4. P. 378–384.
6. *Mshvidobadze N., Momtseliadze N., Pagava K., et. al.* Direct *in vivo* effect of laser beams on the erythrocyte aggregation / *Proceedings of 11th International Congress of Biorheology*. Antalia, 2002.
7. *Nilsson A. M. K., Lucassen G. W., Verkruysse W., et. al.* Changes in optical properties of human whole blood *in vitro* due to slow heating // *Photochemistry and photobiology*. 1997. Vol. 65, № 2. P. 366–373.

В. С. Полищук, В. К. Кононенко

ВНУТРЕННИЕ ПАРАМЕТРЫ И ПОРОГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ НА ZnCdSe

Введение

Гетероструктуры на основе широкозонных полупроводников $A^{II}B^{VI}$ в настоящее время рассматриваются как одни из возможных систем для создания коммерческих лазерных диодов и светодиодов сине-зеленого спектрального диапазона (490–530 нм), соответствующего максимуму чувствительности человеческого глаза [1, 2]. Для изготовления лазеров, излучающих в этом диапазоне, используются также нитриды металлов III группы, которые наиболее эффективны в синей области спектра.

Однако продвижение лазеров на нитридах в сине-зеленую область спектра столкнулось с фундаментальной проблемой получения качественных гетероструктур GaInN-AlGaIn с высоким содержанием In в квантовых ямах [3]. Данная проблема представляется даже более сложной, чем деградация лазерных диодов на соединениях $A^{II}B^{VI}$. В зеленой же области излучения по-прежнему лучшими характеристиками обладают лазерные диоды на широкозонных халькогенидах [4].

К быстрому выходу лазерных диодов из строя приводит сравнительно высокое рабочее напряжение (порядка 12 В) из-за недостаточно качественных электрических контактов к слоям ZnSe *p*-типа. Таким образом, дальнейшее улучшение параметров и работоспособности инжекционных лазеров видимого диапазона на соединениях $A^{II}B^{VI}$ требует, прежде всего, снижения электрического сопротивления контактов к *p*-слоям.

Важной задачей остается повышение оптического ограничения и поиск с этой целью новых материалов для волноводных областей лазерных гетероструктур. Из-за низкой теплопроводности широкозонных полупроводников ищутся также новые способы повышения эффективности отвода тепла из активной области.

В данной работе проанализированы спектральные, пороговые и температурные характеристики гетеролазеров в системе ZnCdSe–ZnSSe. Как показано, в зависимости от коэффициента потерь резонатора может быть подобрано оптимальное число квантовых ям в активной области и оценена предельная рабочая температура гетеролазера в стационарном режиме. Для оптимизированных квантоворазмерных гетеролазеров определены также внутренние лазерные параметры.

Параметры гетероструктуры

Активная область гетероструктур, излучающих на длине волны 505 нм, содержит квантовые ямы $Zn_xCd_{1-x}Se$, барьерные слои ZnS_ySe_{1-y} и обкладочные слои $Zn_zMg_{1-z}S_uSe_{1-u}$, где $x = 0.8$, $y = 0.06$, $z = 0.91$ и $u = 0.11$. Ширина квантовых ям имеет величину порядка $d = 6.5$ нм. Таковую же толщину имеют барьерные (внутренние) слои между квантовыми ямами

$d_b = d$. Из оптимизации параметра оптического ограничения Γ в зависимости от толщины внешних барьерных слоев d_{b0} следует, что при определенном значении d_{b0} параметр оптического ограничения максимален (при $d_{b0} = 0.075$ мкм, $\Gamma = 0.0199$, что на 58 % больше, чем для неоптимизированной лазерной гетероструктуры с одной квантовой ямой). Оптимальное число квантовых ям достигает $N_{\text{опт}} = 3 \div 5$ [5].

В приближении эффективной массы находим следующие уровни размерного квантования электронов, тяжелых и легких дырок: $E_{c1} = 32.2$ мэВ, $E_{c2} = 124.2$ мэВ, $E_{c3} = 245.4$ мэВ, $E_{vh1} = 8.6$ мэВ, $E_{vh2} = 31.9$ мэВ и $E_{vl1} = 19.3$ мэВ. Соответствующие эффективные массы носителей тока принимались равными $m_c = 0.16 m_e$, $m_{vh} = 0.54 m_e$ и $m_{vl} = 0.14 m_e$. Зависимость ширины запрещенной зоны E_g узкозонного полупроводникового материала ZnCdSe от температуры T задавалась (аналогично ZnSe) классической формулой Варшни: $E_g(T) = E_{g0} - \alpha T^2 / (\beta + T)$, где $E_{g0} = 2.554$ эВ, $\alpha = 1.647$ мэВ/К и $\beta = 732$ К. При $T = 300$ К имеем $E_g = 2.41$ эВ и, соответственно, энергию квантов $h\nu \approx 2.45$ эВ и длину волны испускания $\lambda \approx 0.505$ мкм.

Из расчетов спектров спонтанного испускания и усиления следует, что наиболее интенсивный пик спонтанного испускания при токах накачки вблизи порога относится к области оптических переходов электрон–легкая дырка. Спектры люминесценции и усиления заметно уширяются при увеличении разности квазиуровней Ферми ΔF . На спектрах проявляются ступеньки, связанные с переходами электрон–тяжелая дырка для ТЕ-моды и электрон–легкая дырка для ТМ-моды. При этом усиление ТЕ-моды выше, чем ТМ-моды, и генерация развивается в резонаторе Фабри–Перо в основном на переходах электрон–тяжелая дырка.

Пороговые характеристики

Общий анализ зависимости плотности порогового тока генерации $j_{\text{п}}$ гетеролазеров при различных температурах T и коэффициентах потерях $k_{\text{п}}$ резонатора показывает, что при низких рабочих температурах лучше использовать лазерные диоды с одной квантовой ямой, а в условиях реальных температур (250–400 К) более оптимальны лазерные гетероструктуры с тремя квантовыми ямами в активной области (рис. 1–4). При этом, независимо от числа N квантовых ям, плотность порогового тока $j_{\text{п}}$ практически прямо пропорциональна температуре T активной области, а функция $j_{\text{п}}(k_{\text{п}})$ носит экспоненциальный характер.

Нагрев гетеролазера и предельные характеристики

Нагрев лазерного диода можно оценить, определяя рассеиваемую в диоде тепловую мощность и зная теплофизические параметры слоев гетероструктуры, в частности, эффективное тепловое сопротивление лазерного диода R_T . Это позволяет дать обобщенное описание нагрева лазерного диода и оценить его предельные рабочие характеристики [6].

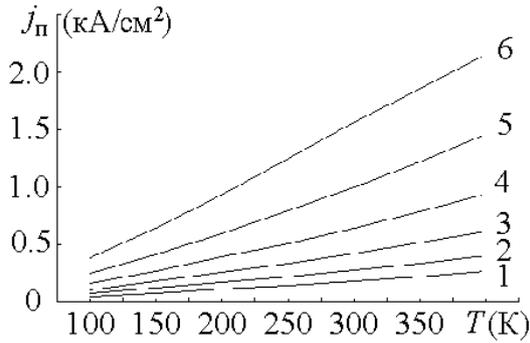


Рис. 1. Зависимость плотности порогового тока $j_{п}$ от температуры T активной области при $k_{п} = 0$ (1), 10 (2), 20 (3), 30 (4), 40 (5) и 50 см^{-1} (6), $N = 1$

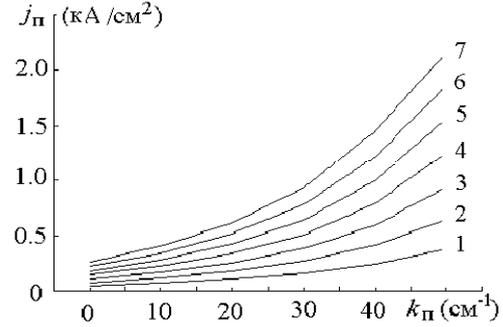


Рис. 2. Зависимость плотности порогового тока $j_{п}$ от коэффициента потерь $k_{п}$ при $T = 100$ (1), 150 (2), 200 (3), 250 (4), 300 (5), 350 (6) и 400 К (7), $N = 1$

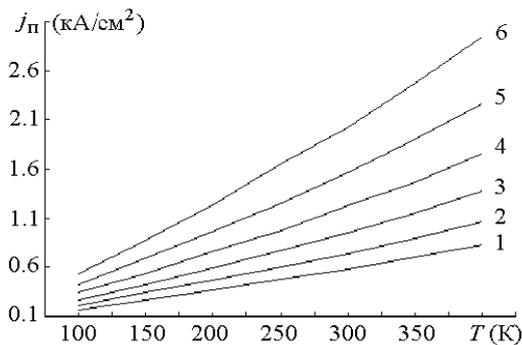


Рис. 3. Зависимость плотности порогового тока $j_{п}$ от температуры T активной области при $k_{п} = 0$ (1), 20 (2), 40 (3), 60 (4), 80 (5) и 100 см^{-1} (6), $N = 3$

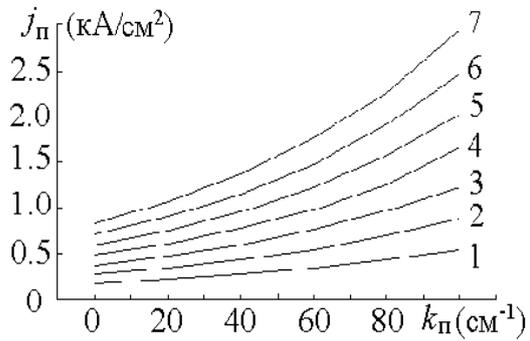


Рис. 4. Зависимость плотности порогового тока $j_{п}$ от коэффициента потерь $k_{п}$ при $T = 100$ (1), 150 (2), 200 (3), 250 (4), 300 (5), 350 (6) и 400 К (7), $N = 3$

Нагрев активной области ΔT определяется, как

$$\Delta T = sj_{п}(R_0 j_{п} + h\nu\eta'/e)R_T, \quad (1)$$

где для рассматриваемых лазерных гетероструктур удельное электрическое сопротивление $R_0 = 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$, площадь контакта $s = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ и тепловое сопротивление $R_T = 100 \text{ К/Вт}$, если диод расположен на холодопроводе подложкой вниз и $R_T = 40 \text{ К/Вт}$, если – подложкой вверх [4].

В квантоворазмерных гетеролазерах плотность порогового тока $j_{п}$ зависит от температуры T практически линейно, т. е. $j_{п} = A(T + \Delta T)$, где нагрев активной области ΔT определяется пороговыми условиями генерации: $\Delta T = Bj_{п}(j_{п} + C)$. Коэффициенты A , B и C зависят от параметров материала, электрических и оптических характеристик лазерного диода. В частности, коэффициент B прямо связан с эффективным тепловым сопротивлением диода R_T , а коэффициент C задается фактически шириной запрещенной зоны материала E_g [6].

Таким образом, получаем квадратное уравнение относительно $j_{п}$. Решение для стационарного порога генерации имеет вид

$$j_{п} = \left(1 - ABC + \sqrt{(1 - ABC)^2 - 4A^2 BT}\right) / 2AB. \quad (2)$$

Отсюда следует необходимое условие стационарной генерации:

$$A\sqrt{B}(2\sqrt{T} + \sqrt{BC}) \leq 1. \quad (3)$$

Как видно, должно быть $ABC < 1$ и $4A^2BT < 1$. Для достижения порога и получения достаточной мощности стационарной генерации выше порога надо уменьшать величину параметров A , B и C и снижать рабочую температуру T .

Условие срыва стационарной генерации задается равенством (3). В этом случае все параметры лазерного диода соответствуют предельным характеристикам и в точке срыва стационарной генерации $T = T_{\text{ср}}$, $j_{\text{п}} = j_{\text{пр}}$, $\Delta T = \Delta T_{\text{ср}}$. Тогда находим температуру срыва стационарной генерации

$$T_{\text{ср}} = (1 - ABC)^2 / 4A^2B, \quad (4)$$

предельный порог стационарной генерации в точке срыва

$$j_{\text{пр}} = \sqrt{T_{\text{ср}} / B} = (1 - ABC) / 2AB \quad (5)$$

и нагрев активной области при срыве стационарной генерации

$$\Delta T_{\text{ср}} = T_{\text{ср}} + C\sqrt{BT_{\text{ср}}} = (1 - A^2B^2C^2) / 4A^2B. \quad (6)$$

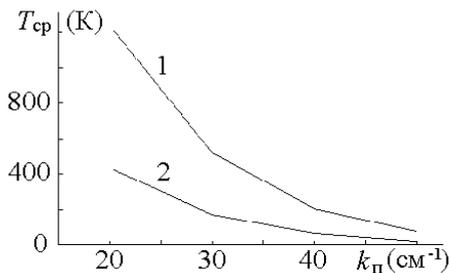


Рис. 5. Зависимость температуры срыва генерации $T_{\text{ср}}$ от коэффициента потерь $k_{\text{п}}$ при $N = 1$ и конфигурации подложкой вверх (1) и вниз (2)

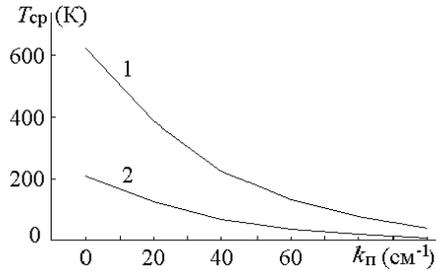


Рис. 6. Зависимость температуры срыва генерации $T_{\text{ср}}$ от коэффициента потерь $k_{\text{п}}$ при $N = 3$ и конфигурации подложкой вверх (1) и вниз (2)

Из зависимости температуры срыва стационарной генерации от коэффициента потерь (рис. 5 и 6) видно, что генерация при комнатной температуре возможна для лазерного диода с одной квантовой ямой, когда потери резонатора меньше 25 и 40 см^{-1} для диода, расположенного подложкой вниз и вверх соответственно. При этом коэффициент усиления в пороге $k = k_{\text{п}}/\Gamma$ не превышает 1250 и 2000 см^{-1} . Для лазерного диода с тремя квантовыми ямами стационарная генерация для диода подложкой вниз при комнатной температуре невозможна, при минимальном $k_{\text{п}} = 0$ температура срыва стационарной генерации ниже 300 К и составляет порядка 200 К. Для лазерного диода, расположенного на хладопроводе подложкой вверх, $k_{\text{п}}$ должно быть менее 30 см^{-1} и коэффициент усиления в пороге (так как $\Gamma = 0.0648$) не превышает величины порядка 500 см^{-1} .

Внутренние лазерные параметры

Если задать зависимость плотности порогового тока от температуры экспоненциальной функцией $j_{п} = j_{п0} \exp(T/T_0)$, то можно найти характеристический параметр T_0 и оценить порог $j_{п0}$ при предельно низких температурах и разной добротности резонатора. Значения T_0 в диапазоне рабочих температур $T_{раб} = 100 \div 150$ К получаются порядка 100–110 К, а для температур $T_{раб} = 300 \div 350$ К соответствуют интервалу 260–280 К. Это хорошо согласуется с условием $T_0 \approx T_{раб}$, которое выполняется, если пороговый ток изменяется практически прямо пропорционально температуре активной области.

Из зависимости плотности порогового тока $j_{п}$ от величины потерь $k_{п}$ (см. рис. 2 и 4) видно, что она близка к экспоненциальной, т. е. ее можно аппроксимировать формулой $j_{п} = j_0 \exp(bk_{п})$, где $j_0 = j_{инв}$ и $b = 1/\beta j_0$. Плотность тока инверсии $j_{инв}$ линейно возрастает с увеличением температуры T (рис. 7), а удельный коэффициент усиления β уменьшается обратно пропорционально T (рис. 8). В результате произведение βj_0 слабо зависит от температуры (рис. 9).

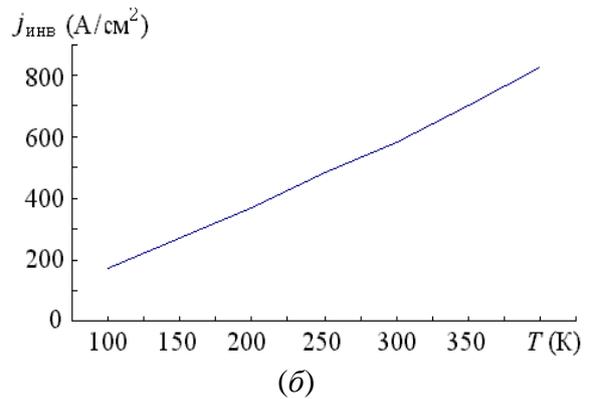
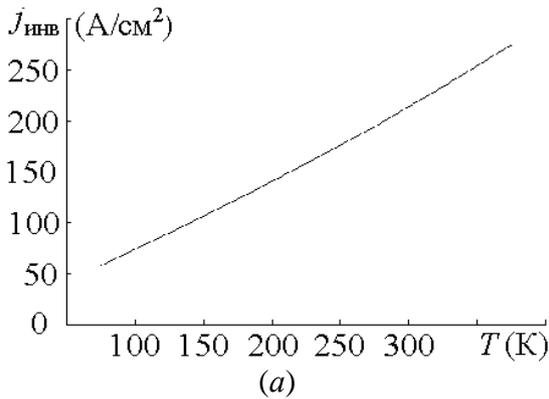


Рис. 7. Зависимость плотности тока инверсии $j_{инв}$ от температуры T активной области при $N = 1$ (а) и 3 (б)

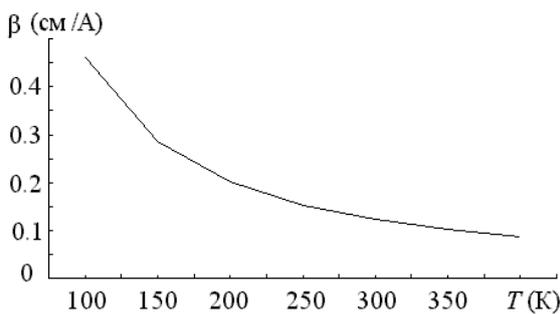


Рис. 8. Зависимость удельного коэффициента усиления β от температуры T ($N = 1$)

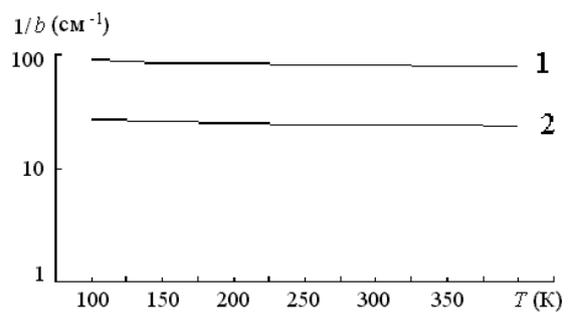


Рис. 9. Зависимость параметра $1/b = \beta j_0$ от температуры T активной области при $N = 3$ (1) и 1 (2)

Поскольку практически плотность нулевого тока $j_0 \sim AT$, то на основании формул (4) и (5) можно оценить те значения коэффициента потерь $k_{п}^{пр}$ и, соответственно, предельный порог $j_{пр}$, при которых происходит

срыв стационарной генерации. В зависимости от требуемой рабочей температуры активной области лазера $T_{\text{раб}}$ находим

$$k_{\text{п}}^{\text{пр}} = b^{-1} \ln \frac{1}{2A\sqrt{BT_{\text{раб}}} + ABC}. \quad (7)$$

При этом, согласно (5), имеем $j_{\text{пр}} = \sqrt{T_{\text{раб}}/B}$. В общем случае коэффициенты B и C имеют следующий вид: $B = R_T R_0 S$ и $C = E_g \eta' / e R_0$. Для рассматриваемых гетеролазеров используем $C = 246 \text{ А/см}^2$ и $B = 10^{-4}$ и $2.5 \times 10^{-4} \text{ К}\cdot\text{см}^4/\text{А}^2$ в зависимости от R_T (конфигурации крепления лазерного диода на хладопроводе). При $N = 1$ расчеты дают $A \approx 0.647 \text{ А/см}^2\cdot\text{К}$ и $b \approx 0.041 \text{ см}$. При $N = 3$ значение A возрастает, но параметр b падает почти в три раза: $A \approx 1.94 \text{ А/см}^2\cdot\text{К}$ и $b \approx 0.0124 \text{ см}$. Соответственно, находим (вблизи $T = 300 \text{ К}$) $\beta j_0 \approx 24$ и 81 см^{-1} (рис. 9). Эти параметры позволяют достаточно точно оценить предельные условия стационарной генерации.

Заключение

Таким образом, при низких рабочих температурах вблизи порога генерации лучше использовать лазерные диоды с одной квантовой ямой, а в диапазоне комнатных температур (250–400 К) более оптимальны лазерные гетероструктуры с тремя квантовыми ямами в активной области. В частности, для лазера с тремя квантовыми ямами стационарная генерация при комнатной температуре возможна при расположении на хладопроводе подложкой вверх и если значение коэффициента потерь резонатора не более 30 см^{-1} .

Полученные значения внутренних лазерных параметров и аналитические выражения для предельных условий стационарной генерации позволяют установить требования к электрофизическим и тепловым характеристикам гетероструктур. Это может повысить рабочие температуры и улучшить выходные характеристики гетеролазеров на соединениях $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ зеленого диапазона излучения.

Литература

1. Haase M. A., Qiu J., Depuydt J. M., Cheng H. Blue-green laser diodes // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59, № 11. P. 1272–1274.
2. Mensz P. M. Electrical and optical modeling of II-VI semiconductor diode lasers // J. Crystal Growth. 1994. Vol. 138, № 1–4. P. 697–702.
3. Nakwaski W. Some unsolved problems associated with designing of nitride lasers // Opto-Electron. Rev. 1998. Vol. 6, No. 2. P. 93–110.
4. Drenten R. R., Haberm K. W., Gaines J. M. Thermal characteristics of blue-green II-VI semiconductor lasers // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76, № 7. P. 3988–3993.
5. Полищук В. С., Кононенко В. К. Оптимизация волноводной структуры гетеролазеров в системе ZnCdSe-ZnSeS // Лазерная и оптоэлектронная техника. Сб. науч. ст. Вып. 7. Мн.: БГУ, 2002. С. 46–52.
6. Кононенко В. К., Пак Г. Т. Нагрев лазерных диодов // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8, № 12. С. 750–754.

А. С. Рудницкий

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ
КАЛЕЙДОСКОПИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ФОРМАЛИЗМА КОМПЛЕКСНОЙ ПЛОСКОСТИ

Преобразование поляризации электромагнитного излучения в оптических системах обычно представляется в той или иной матричной форме. Будем полагать, что выполняются в дальнейших исследованиях условия применения матричного метода Джонса. При решении задач анализа и синтеза оптических систем нередко используется в рамках данного метода формализм комплексной плоскости [1].

Любое число χ на комплексной плоскости рассматривается при этом как отношение компонент электрического вектора (фазорных компонент) вдоль двух ортогональных направлений \vec{s} и \vec{p} в плоскости волнового фронта

$$\chi = E_p / E_s = \chi_r + i\chi_i. \quad (1)$$

Азимут θ и угол эллиптичности ε выражаются через комплексную переменную χ по известным формулам [1]:

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2\chi_r}{1 - |\chi|^2}, \quad \sin 2\varepsilon = \frac{2\chi_i}{1 + |\chi|^2}. \quad (2)$$

Поляризующее действие оптического элемента в таком представлении определяется поляризационной передаточной функцией

$$\chi = \frac{a_{22}\chi_1 + a_{21}}{a_{12}\chi_1 + a_{11}}, \quad (3)$$

связывающей между собой отношения фазорных компонент на входе (χ_1) и выходе (χ) оптической системы. Выражение (3) представляет собой дробно-линейное отображение плоскости комплексной переменной χ_1 на плоскость комплексной переменной χ . Передаточная функция (3) преобразует прямую на плоскости χ_1 в окружность на плоскости χ , положение центра и величина радиуса которой зависит от элементов a_{ij} матрицы Джонса. В общем случае $\chi_i \neq 0, \chi_r \neq 0$ и, следовательно, прошедшая волна имеет эллиптическую поляризацию. Формулами (2), (3) устанавливается однозначная взаимосвязь между точками прямой и точками окружности и между параметрами эллипса поляризации θ и ε на

выходе пучка из оптической системы с азимутом линейной поляризации θ_1 на ее входе.

Проанализируем таким способом поляризационное состояние прошедшего через показанный на рис. 1 оптический элемент линейно поляризованного излучения. Элемент выполнен из материала с показателем преломления n и имеет форму одного из четырех калейдоскопов кубических систем [2]

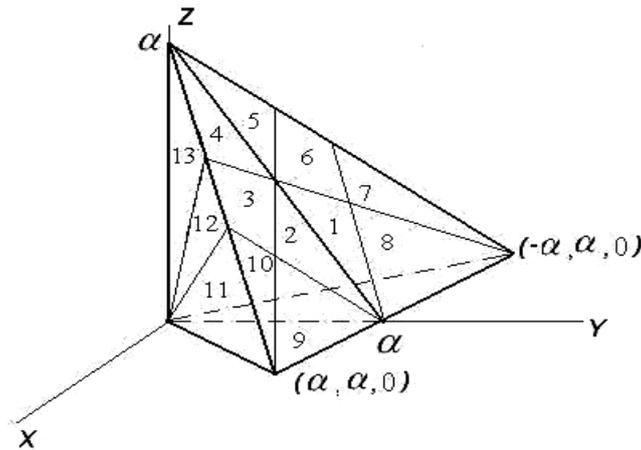


Рис. 1. Секторы входа и выхода пучка для калейдоскопического элемента
 $|x| \leq y \leq a - z \leq a$

В таком оптическом элементе существует 18 вариантов переотражения падающего на его поверхность светового пучка [3]. Один вариант от другого отличается последовательностью прохождения граней, показанными на рис. 1 секторами входа и выхода и в общем случае элементами матриц Джонса. Поэтому состояние поляризации на выходе зависит от места падения пучка на элемент. С разными вариантами переотражения связаны различные способы применения его в оптических системах в качестве световозвращателя, дефлектора, делителя волнового пучка.

С точностью до постоянного множителя элементы матриц Джонса для двух вариантов переотражения и при нормальном падении пучка на грани записываются в виде:

$$a_{11}^{1,4} = R'_s (R_s^2 + 8R_s R_p - 2R_p^2), \quad a_{22}^{1,4} = R'_s \left[(R_p)^2 + 8R_s R_p - 2R_s^2 \right],$$

$$a_{12}^{1,4} = \sqrt{2} R'_p (R_s + R_p)^2, \quad a_{21}^{1,4} = -\sqrt{2} R'_s (R_s + R_p)^2,$$

$$\begin{aligned}
 a_{11}^{3,6} &= -R'_s (R_s - 2R_p)^2 - 2R'_p (R_s + R_p)^2, \\
 a_{22}^{3,6} &= -R'_p (R_p - 2R_s)^2 - 2R'_s (R_s + R_p)^2, \\
 a_{12}^{3,6} &= a_{21}^{3,6} = \sqrt{2} (R_s + R_p) [R'_s (2R_p - R_s) - R'_p (2R_s - R_p)].
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

В формуле (4) и везде в дальнейшем верхними индексами обозначены секторы входа и выхода пучка. Выражения для коэффициентов отражения Френеля и матриц Джонса других вариантов переотражения представлены в работе [3].

Для варианта переотражения (1, 4) и пяти значений показателя преломления отображения в комплексной плоскости и взаимосвязи имеют показанный на рис. 2 вид.

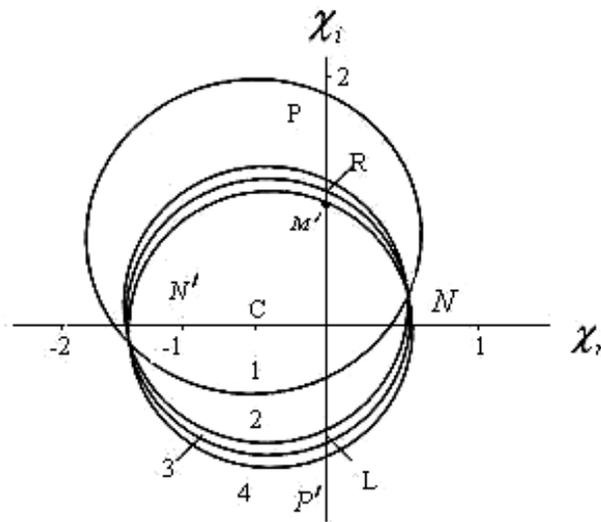


Рис. 2. Дробно-линейное преобразование для варианта переотражения (1,4) при линейной поляризации падающего на элемент излучения.
 $n = 1.5(1); 1.6(5); 1.7(2); 1.8376(3); 2.1(4)$

Для каждого из вариантов переотражения (пучков) существует отображение прямой на окружность, проходящую через точки правой $R(0, 1)$ и левой $L(0, -1)$ круговой поляризации с центром в точке $C(-\text{ctg } 2\theta_c, 0)$ и радиусом $\text{cosec } 2\theta_c$ (окружность 3 на рис. 2.), где $\theta_c = \text{arctg } |ON|$. Такое отображение возможно при двух значениях показателя преломления: $n_c = 1.8376$, $n_c = 1.7728$. Это означает, что в рассматриваемом калейдоскопическом элементе линейная поляризация

преобразуется в круговую при двух значениях показателя преломления и любом из вариантов переотражения излучения.

Для получения на выходе элемента излучения левой круговой поляризации необходимо, чтобы азимуты вектора поляризации падающей на элемент волны были равны $\theta_{1L}^{1,4} = 52.544^\circ$, $\theta_{1L}^{4,1} = 76.0125^\circ$, $\theta_{1L}^{6,3} = -31.493^\circ$ для пучков 1, 4, 6 соответственно. Симметрично им должны быть расположены векторы поляризации пучков 2, 5, 3, например: $\theta_{1L}^{2,5} = \frac{\pi}{2} - \theta_{1L}^{1,4}$. От левой к правой круговой поляризации можно перейти,

если повернуть вектор линейной поляризации на входе элемента на $\frac{\pi}{2}$ по часовой стрелке для одной группы пучков и против – для второй, например: $\theta_{1R}^{1,4} = \theta_{1L}^{1,4} - \frac{\pi}{2}$, $\theta_{1R}^{6,3} = \theta_{1L}^{6,3} + \frac{\pi}{2}$.

При тех же значениях показателей преломления возможно обратное преобразование волны круговой поляризации в волну линейной поляризации. При этом левая круговая поляризация преобразуется в линейную с азимутами $\theta_L^{1,4} = -13.988^\circ$, $\theta_L^{4,1} = -37.446^\circ$, $\theta_L^{5,2} = -52.554^\circ$, $\theta_L^{2,5} = -76.012^\circ$, $\theta_L^{6,3} = 31.493^\circ$, $\theta_L^{3,6} = 58.507^\circ$ и азимут линейной поляризации изменяется на $\frac{\pi}{2}$ при изменении направления вращения вектора поляризации падающего на элемент излучения. Если при прямом ходе луча линейная поляризация преобразуется в круговую, то при обратном ходе луча возможно восстановление линейной поляризации, но только из круговой поляризации с противоположным направлением вращения вектора поляризации. Этот вывод следует из равенства $\theta_{1L}^{i,j} = \theta_{1R}^{j,i}$, $\theta_{1R}^{i,j} = \theta_{1L}^{j,i}$.

Полная окружность, проходящая через точки R , L , соответствует двум значениям азимута. Дуга RNL в правой половине χ -плоскости является кривой постоянного азимута для эллипсов, большие оси которых составляют один и тот же положительный азимутальный угол θ_c с действительной осью. Получается она в результате отображения отрезка $[\text{tg } \theta_{1R}, \text{tg } \theta_{1L}]$ действительной оси из плоскости переменной χ_1 в плоскость комплексной переменной χ . Изменение азимутального угла θ_1 на входе пучка в элемент в этих пределах не приводит к изменению его значения на выходе пучка из элемента. Эти значения равны

$\theta_c^{1,4} = -\theta_c^{2,5} = -31.012^\circ$, $\theta_c^{4,1} = -\theta_c^{5,2} = 7.554^\circ$, $\theta_c^{3,6} = -\theta_c^{6,3} = 13.507^\circ$. Остальная часть окружности относится к эллипсам с ортогональным азимутом, равным $\theta_c - \frac{\pi}{2}$ и $\theta_c + \frac{\pi}{2}$ для положительных и отрицательных значений θ_c соответственно. Окружности постоянного азимута соответствуют изменения эллиптичности в наиболее широких пределах $[-1, 1]$. Значениям азимутального угла θ_{1R} , θ_{1L} на входе пучка в элемент соответствует не только круговая поляризация с экстремальными значениями эллиптичности, но и резкий переход от одного постоянного значения азимута к другому на выходе пучка из элемента.

При других значениях показателя преломления ($n \neq n_c$) окружность не является кривой постоянного азимута. В зависимости от значения показателя преломления она охватывает точку R или L на мнимой оси χ -плоскости. Причем с увеличением n окружность смещается в зависимости от варианта переотражения вниз от R к L или наоборот вверх. В частности, направление смещения изменяется при переходе от прямого к обратному ходу луча. Одновременно с этим окружность сжимается для одной группы пучков и расширяется для второй группы пучков до предельного, конечного радиуса при больших значениях показателя преломления.

В двух точках пересечения окружности с мнимой осью азимутальный угол θ для выходящего излучения равен нулю. Некоторые из этих точек обозначены на рис. 2 буквами P , M при $n < n_c$ и P' , M' при $n > n_c$. При прохождении через эти точки изменяется знак азимутального угла на выходе пучка из элемента. Характер этого изменения зависит от того, как расположена точка по отношению к области $[R, L]$. Внешние точки P , P' соответствуют резкому изменению азимутального угла на выходе от $\pm \frac{\pi}{2}$ до $\mp \frac{\pi}{2}$, в то время как при прохождении внутренних точек M , M' наблюдается более плавный переход от отрицательных к положительным значениям угла θ . Внешняя и внутренняя по отношению к $[R, L]$ точки пересечения окружности с мнимой осью расположены в разных полуплоскостях. Поэтому соответствующие им значения азимутальных углов на входе пучка в элемент имеют разные знаки. При этом возможны две ситуации, относящиеся к значениям показателя преломления $n < n_c$ и $n > n_c$. При одних значениях показателя преломления

внешняя точка P находится в верхней полуплоскости и, следовательно, $\theta_{1P} > 0$, $\theta_{1M} < 0$, при других ($n > n_c$ в случае пучка 1) – в нижней и $\theta'_{1P} < 0$, $\theta'_{1M} > 0$.

Эллиптичности отдельных пучков описываются $\frac{\pi}{2}$ периодическими функциями от θ_1 . Они имеют в интервале значений θ_1 от $-\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2}$ два экстремальные и два нулевые значения, которые при аналитическом продолжении за пределы указанного интервала являются также точками симметрии. При переходе от одного пучка к другому в пределах одной группы пучков кривая $\text{tg} \varepsilon(\theta_1)$ не изменяются. Она только сдвигается по оси θ_1 в том случае, если матрицы Джонса рассматриваемых пучков не совпадают. Для симметричных пучков эти зависимости кроме того инверсны. Все изменения эллиптичности поляризации для разных пучков из одной группы могут быть описаны одной функциональной зависимостью $\text{tg} \varepsilon(\theta_1)$ и рядом ее симметричных преобразований. Заданному значению показателя преломления соответствует при этом одно и то же ее максимальное значение при разных в общем случае азимутальных углах. С увеличением показателя преломления максимум эллиптичности увеличивается до 1 при $n = n_c$ и затем уменьшается, асимптотически стремясь к значениям 0.597 и 0.686 для одной и второй групп переотражений (пучков). Соответствующие ему значения азимутальных углов слабо зависят от показателя преломления. Исключение составляет точка круговой поляризации $n = n_c$, при прохождении которой азимут поляризации выходящего пучка изменяется скачком от $\frac{\pi}{2}$ до $-\frac{\pi}{2}$.

Литература

1. Азам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
2. Шубников А. В., Копчик В. А. Симметрия в науке и искусстве. М.: Наука, 1972. 339 с.
3. Рудницкий А. С. Лучевые и поляризационные свойства калейдоскопического элемента // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 70, № 1. С. 123–126.

ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В работах [1, 2] выдвинута и качественно обоснована идея о самоорганизации стримеров, получившая дальнейшее развитие в исследованиях процессов взаимодействия электромагнитных волн [3–8] и самовоздействия излучения в сильных электрических полях [8–12]. В связи со сложностью рассматриваемых явлений приобретает актуальность их численного моделирования [13–18]. Согласно [1] процесс самоорганизации в существенно нелинейной стримерной среде предполагает многообразие явлений взаимодействия между неравновесными носителями заряда, фотонами, фононами, электрическим полем и т. д., в том числе образование в такой сложной системе пространственно неоднородных диссипативных структур (ДС) и установление автоколебаний (АК) как важнейшего режима поведения нелинейной системы. Возможность АК в условиях, близких к условиям стримерных разрядов, исследовалась ранее без учета излучательных процессов или только для случая спонтанной рекомбинации без детального анализа вероятных режимов. Пространственно-временная картина развития стримера и роль стимулированной рекомбинации при этом не изучены.

В основу исследуемой модели положено взаимодействие в кристалле электронов, фотонов и сильного электрического поля, образующих трехкомпонентную систему, поведение которой в рамках пространственно-временной динамики может быть описано уравнениями

$$\partial n / \partial t = W + 1/e \operatorname{div} \mathbf{j}_e - n / \tau - \eta (n - n_{inv}) n_f \quad (1)$$

$$\partial n_f / \partial t = - n_f / \tau_f + \eta (n - n_{inv}) n_f \quad (2)$$

$$\partial / \partial t \operatorname{div} \mathbf{E} = \partial / \partial t \operatorname{div} \mathbf{E}' - 1 / \tau_m \operatorname{div} \mathbf{E}. \quad (3)$$

Здесь (1) – кинетическое уравнение для концентрации неравновесных носителей заряда n , (2) – уравнение для плотности фотонов n_f , (3) – уравнение для напряженности электрического поля в кристалле \mathbf{E} (\mathbf{E}' – внешнее поле); W – скорость генерации носителей вследствие ударной ионизации, \mathbf{j}_e – плотность тока, τ и τ_f – времена жизни электронов проводимости и фотонов соответственно, η – удельный коэффициент усиления, n_{inv} – концентрация на пороге инверсии, $\tau_m = \tau_m(n)$ – максвелловское время релаксации. Система (1)–(3) анализировалась численно в приближении линейной аппроксимации внешнего поля в одномерном случае и в пренебрежении диффузией и дрейфом носителей с начальными и граничными условиями $t = 0, n = n_0, n_f = n_{f0}, E = E_0, x = 0, \partial E / \partial t = 0, A_0 = \partial E' / \partial t = 0$. Использовались безразмерные величины

$n/n_1, n_f/n_1, n_{inv}/n_1, E/E_1, t/t_1, T/\tau_0, \tau/\tau_0, \tau_f/\tau_0, x/x_1, A_0/A$, начальные данные $n_0 = 0 \div 10^2, n_{f0} = 10^{-18} \div 10^2, E_0 = 10^{-6} \div 10^2$; нормировочные параметры $n_1 = 10^{18} \text{ см}^{-3}, E_1 = 10^6 \text{ В/см}, t_1 = 10^{-13} \text{ с}, \tau_0 = 10^{-12} \text{ с}, x_1 = 10^{-4} \text{ см}, A = 10^{18} \text{ В/(см}\cdot\text{с)}$ и типичные значения физических величин для широкозонных полупроводников.

Вначале целесообразно исследовать условия возникновения автоколебательных режимов в простейшем случае – для электронов и поля с учетом спонтанной рекомбинации в области возбуждения. Решения системы (1), (3), соответствующей сформулированной задаче, получены в виде зависимости $E(n)$ в широком временном диапазоне - до нескольких наносекунд (рис. 1 а).

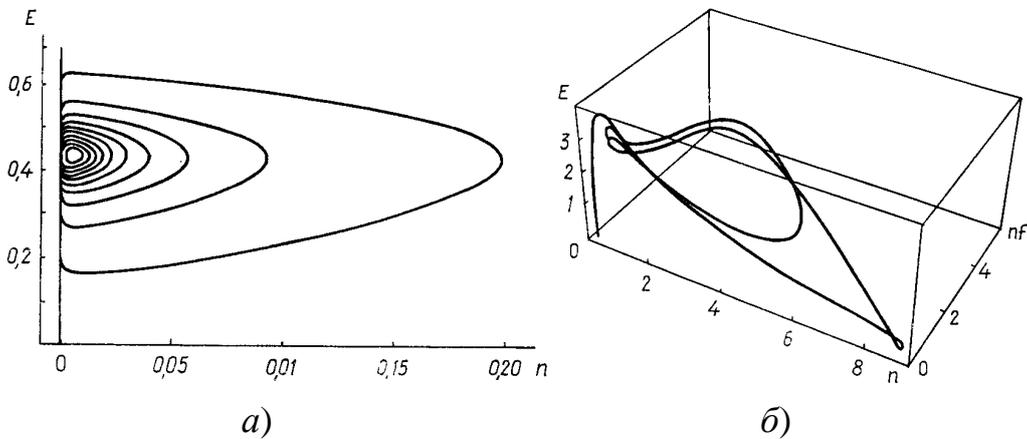
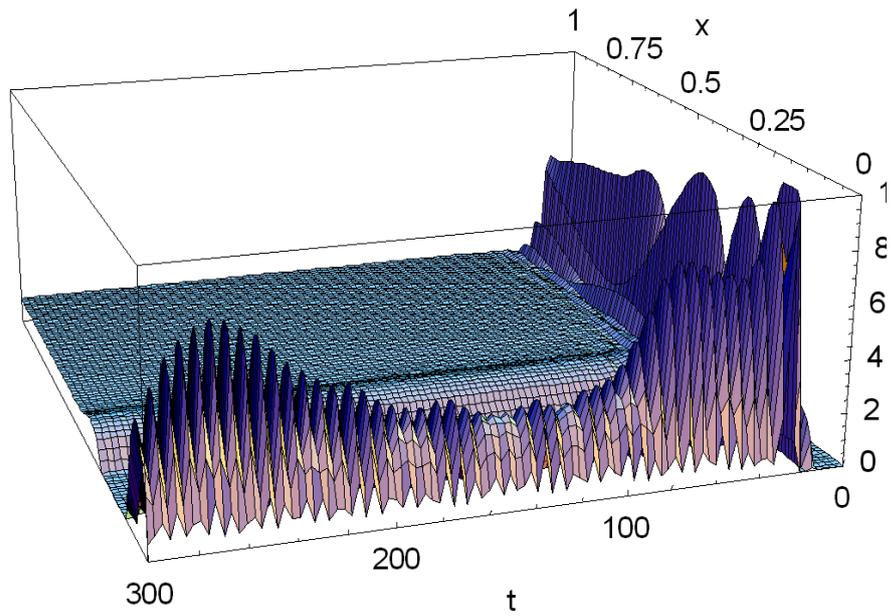


Рис. 1. Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях спонтанной (а) и стимулированной (б) рекомбинации.

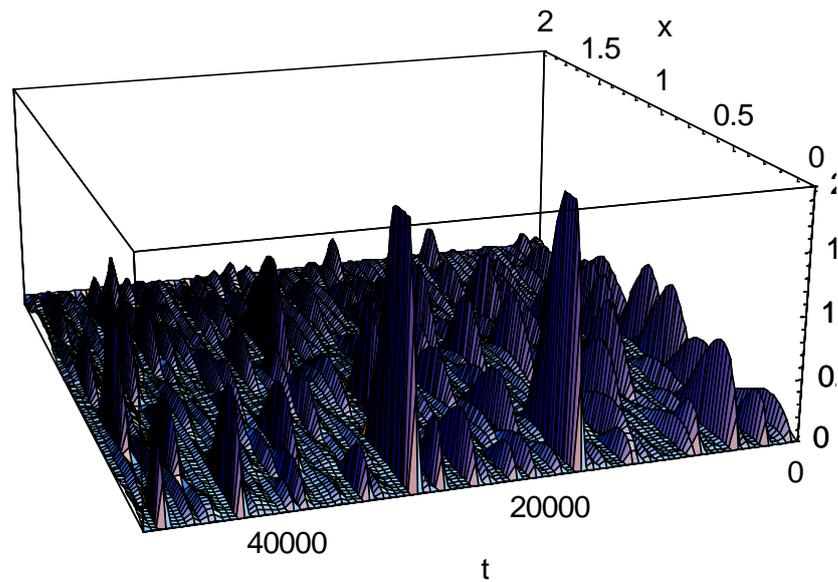
$A_0 = 10^{-3}$ (а), 1 (б); $\tau = 10$ (а), $n_{inv} = 10^{-2}$; $t \rightarrow 3 \cdot 10^4$ (а), $2 \cdot 10^3$ (б); $\tau_f = 1$ (б); $\eta = 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$; $n_0 = 10^{-10}$ (а), 10^{-3} (б); $n_{f0} = 10^{-3}$ (б); $E_0 = 10^{-6}$ (а), 10^{-1} (б).

Изучено влияние на решения времени жизни неравновесных носителей и скорости роста внешнего поля (A_0). С увеличением скорости A_0 или времени жизни в определенных диапазонах возможен переход от периодического режима (или слабозатухающих) колебаний поля и концентрации носителей к режиму затухающих колебаний, сопровождающемуся вначале ростом стационарного значения концентрации, а затем ее резким падением. Такое поведение системы объясняется установлением автоколебаний единой синхронной частоты и согласуется с известными представлениями.

Анализ решений полной системы уравнений (1)–(3) (случай стимулированной рекомбинации) в зависимости от параметров задачи $A_0, n_{inv}, \eta, \tau_f$ и др. представлен на рис. 1 б в виде $E(n, n_f)$ и на рис. 2 а, б в виде $n(t, x)$. Аналогичный вид имеет решение $n_f(t, x)$ и $E(t, x)$.



a)



b)

Рис.2. Пространственно-временная динамика системы и формирование регулярных режимов: автоколебаний концентрации неравновесных носителей (аналогично плотности фотонов и электрического поля) (a) и диссипативных структур (б).

$$A_0 = 1, n_{inv} = 10^{-2}, \tau_f = 1, \eta = 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}; n_0 = 10^{-3}, n_{\phi} = 10^{-3}, E_0 = 10^{-1}$$

Установлено, что при $n_{inv} \cong 0.01$, $\eta \cong 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, $A_0 = 1 \div 10$, $\tau_f \cong 1$ в указанной системе возникают устойчивые периодические колебания (режим регулярных пульсаций) электрического поля, концентрации неравновесных носителей и плотности фотонов. При этом концентрация носителей и плотность фотонов достигают максимальных значений

$n = 5 \div 30$, $n_f = 3 \div 10$, а чувствительность системы к значению удельного коэффициента усиления η коррелирует с одним из основных условий возбуждения стримера – необходимостью определенной квантовой эффективности среды [1, 2].

Варьирование начальных условий в широких пределах не влияет на параметры установившихся автоколебаний. Наличие в этом случае пространственной неоднородности решений (рис. 2) указывает на образование диссипативных структур в форме бегущего импульса или фронта. При этом зависимость решений от скорости нарастания внешнего поля носит немонотонный характер и имеют место осцилляции скорости движения ДС. Характерный размер области неоднородности близок к параметрам канала стримера.

Установление в нелинейной системе режима периодических колебаний соответствует оптимальным условиям возбуждения стримерных разрядов и может рассматриваться как один из источников интенсивных СВЧ волн, участвующих в их развитии. Автоколебательный режим или режим регулярных пульсаций обуславливает малую длительность генерируемых СВЧ-импульсов тока ($\sim 10^{-11}$ с) и тем самым уменьшает (исключает) роль разогрева решетки кристалла в формировании стримера. Данный режим объясняет также прерывистую структуру разрядного канала.

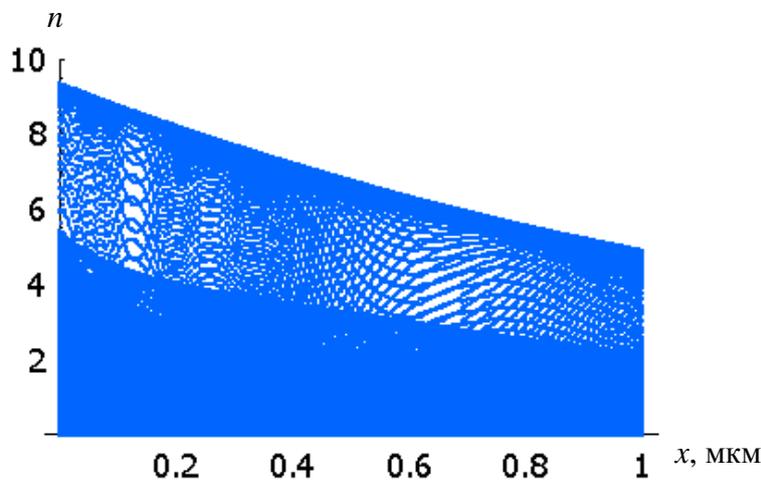


Рис. 3. Хаос и структуры в электрон-фотонной системе

В случае вынужденной рекомбинации (генерации света) усиливается взаимодействие структур. Их развитие, характеризующееся переходом от хаоса к АК и ДС (рис. 2, 3), напоминает процесс формирования стримера.

В рамках представления о влиянии внешних воздействий на поведение ДС находит объяснение эффект оптического гашения стримера [19].

Анализ закономерностей взаимодействия стримерных разрядов в полупроводниках при различных условиях позволяет заключить, что при высоких уровнях возбуждения указанные разряды ведут себя как диссипативные структуры, а при средних уровнях – подобно структурам в нелинейной консервативной среде (солитонам), т. е. объединяют в себе свойства обеих структур и в этом смысле можно говорить о большей степени их самоорганизации [19].

С целью сравнения вклада различных механизмов размножения неравновесных носителей в формирование автоколебательных режимов исследованы решения электрон-фотонной системы в условиях туннельного эффекта, ударной и фотоионизации. В случае фотоионизации при одинаковых условиях - крутизне фронта возбуждающего импульса, скорости рекомбинации и др. – достигаемая концентрация неравновесных носителей и плотность фотонов примерно на порядок выше, чем для туннельного эффекта и в 1.5–2 раза превышают соответствующие значения для ударной ионизации. При этом поля, требуемые для получения равной концентрации, существенно ниже, что говорит о преобладающем вкладе излучательных процессов в указанном режиме.

Таким образом в системе, моделирующей поведение стримера в полупроводнике, формируется широкий спектр динамических режимов – от хаоса до различных АК режимов и пространственно-неоднородных ДС, являющихся, как известно [20], элементами самоорганизации. Сравнение эффективности вероятных механизмов генерации неравновесных носителей указывает, в отличие от существующих оценок, на преобладающий вклад в этих условиях излучательного процесса в согласии с выводами работы [21]. Автоколебательный режим совместно с эффектом автоканализирования света [11] обуславливают отсутствие разрушений в канале стримера, что является одним из его ценных практических свойств.

Литература

1. Грибковский В. П. Стримеры в полупроводниках – кооперативные самоорганизованные процессы // Докл. АН БССР. 1985. Т. 29, № 10. С. 896–898.
2. Грибковский В. П. Полупроводниковые лазеры. Мн.: Университетское, 1988. С. 235–264.
3. Грибковский В. П., Прокопеня А. Н., Русаков К. И. и др. Взаимодействие электрического поля со светом и направленность стримерных разрядов // ЖПС. 1994. Т. 60, № 3–4. С. 362–368.
4. Грибковский В. П., Паращук В. В., Русаков К. И. О кристаллографической ориентации стримерных разрядов // ЖТФ. 1994. Т. 64, № 11. С. 169–171.
5. Грибковский В. П., Паращук В. В., Прокопеня А. Н. и др. Стримерный лазер с селективным возбуждением // Изв. Российской АН. Сер. Физическая. 1995. Т. 59, № 6. С. 30–33.

6. *Паращук В. В., Грибковский В. П., Русаков К. И. и др.* Излучательные процессы при разряде в полупроводниках // Докл. АН Беларуси. 1997. Т. 41, № 3. С. 43–47.
7. *Русаков К. И., Паращук В. В.* Излучательные процессы при неполном электрическом пробое в диэлектриках и электрооптических кристаллах // Вестник Брест. гос. тех. ун-та. Физика, математика, химия. 2002. № 5. С. 20–23.
8. *Паращук В. В., Грибковский В. П., Русаков К. И. и др.* Взаимодействие СВЧ волн со светом и нелинейные оптические процессы в полупроводниках в сильном электрическом поле. Мн., 1997. 26 с. (Препринт / Акад. наук Беларуси. Ин-т физики; № 709).
9. *Паращук В. В., Грибковский В. П.* Об автоканализации света при стримерном разряде в полупроводниках // Докл. АН Беларуси. 1997. Т. 41, № 1. С. 44–49.
10. *Паращук В. В., Грибковский В. П., Русаков К. И.* Самоканализация света при стримерном разряде в полупроводниках // Lithuanian J. Phys. 1997. Vol. 37, № 4. P. 343–347.
11. *Паращук В. В.* Нелинейнооптические и акустоэлектронные процессы в кристаллах сульфида кадмия. Мн., 2001. 27 с. (Препринт / НАН Беларуси. Ин-т физики; № 735).
12. *Паращук В. В., Русаков К. И.* Автоканализация света в полупроводниках с кубической и пятого порядка нелинейностями // Вестник Брест. гос. тех. ун-та. Физика, математика, химия. 2001. № 5. С. 14–21.
13. *Богомолов Я. Л., Лирин С. Ф., Семенов В. Е. и др.* Ионизационное самоканализирование сверхсильных электромагнитных волн в плазме // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45, № 11. С. 532–535.
14. *Barclay A. L., Sweeney P. J., Dissado L. A. et al.* Stochastic modelling of electrical treeing: fractal and statistical characteristics // J. Phys. D: Appl. Phys. 1990. Vol. 23, № 12. P. 1536–1545.
15. *Dissado L. A.* Theoretical basis for the statistics of dielectric breakdown // J. Phys. D: Appl. Phys. 1990. Vol. 23, № 12. P. 1582–1591.
16. *Кардо-Сысоев А. Ф., Попова М. В.* Численное моделирование быстрых ионизационных волн при пробое в кремниевых p-n переходах // Физика имп. возд. на конденс. среды: Тез. докл. VI науч. школы. Николаев, 1993. С. 19.
17. *Евлахов Н. В., Качоровский В. Ю., Чистяков В. М.* Численное моделирование стримерного разряда в однородном поле // ЖЭТФ. 1992. Т. 102, № 1(7). С. 59–70.
18. *Прокопеня А. Н., Яблонский Г. П.* Компьютерное моделирование электрических разрядов в полупроводниках // Физика имп. возд. на конденс. среды: Тез. докл. VI науч. школы. Николаев, 1993. С. 16.
19. *Паращук В. В., Грибковский В. П.* Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях стримерного разряда // Докл. НАН Беларуси. 2001. Т. 45, № 1. С. 56–59.
20. *Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г.* Автоволновые процессы / Под ред. Д. С. Чернавского. М.: Наука, 1987. 240 с.
21. *Паращук В. В., Русаков К. И.* О механизме генерации неравновесных носителей при стримерном разряде в полупроводниках // Вестник Брест. гос. тех. ун-та. Физика, математика, химия. 2003. № 5. С. 5–7.

С. В. Шалупаев, Е. Б. Шершнев, Ю. В. Никитюк, А. А. Середа

ДВУХЛУЧЕВАЯ ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА

ХРУПКИХ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Перспективность использования процессов лазерного термораскалывания для прецизионной обработки стекла и других хрупких неметаллических материалов не вызывает сомнения. В настоящее время разработан целый ряд методов высокоточной лазерной обработки хрупких неметаллических материалов, к которым относятся управляемое лазерное термораскалывание (УЛТ) [1–4], параллельное и асимметричное лазерные термораскалывания [5–9], термораскалывания изделий трубчатой формы [10]. Необходимо отметить, что во всех выше перечисленных случаях в качестве технологического инструмента используется излучение CO_2 -лазера, длина волны которого лежит вне области прозрачности большинства хрупких неметаллических материалов.

Применение для высокоточного разделения хрупких неметаллических материалов (в первую очередь различных стекол) излучения твердотельных лазеров, работающих на длине волны 1.06 мкм, не получило широкого распространения, так как поглощение в образце излучения с этой длиной волны мало, что является причиной неэффективности такой обработки [11].

Наиболее эффективным методом резки хрупких неметаллических материалов является метод УЛТ, основной отличительной особенностью которого является совместное воздействие на поверхность материала лазерного излучения с длиной волны 10.6 мкм и хладагента, подаваемого в зону обработки в виде воздушно-водяной смеси. К преимуществам УЛТ следует отнести высокую точность разделения, его безотходность, высокую скорость и низкую энергоемкость, нулевую ширину реза и повышение примерно в два раза механической прочности получаемых изделий, по сравнению с другими традиционными способами резки. Однако необходимо отметить, что у данной технологии есть недостатки, затрудняющие ее широкое применение. Это небольшая по отношению к толщине материала глубина разделяющей микротрещины при использовании лазерного излучения с длиной волны 10.6 мкм, которое поглощается в поверхностном слое обрабатываемого материала. Таким образом, представляется актуальной задача разработки метода высокоточной обработки хрупких неметаллических материалов, сочетающего основные преимущества процесса УЛТ и обеспечивающего возможность корректировки глубины проникновения разделяющей микротрещины.

В данной работе предложен двухлучевой способ лазерного термораскалывания хрупких неметаллических материалов, сочетающий применение



Рис. 1. Лазерный технологический комплекс
YAG-ЛАЗЕР

Длина волны излучения, мкм	1.064
Энергия в импульсе, Дж	1–30
Длительность импульса излучения, мс	0.5–8
Частота повторения импульсов, Гц	1–300
СО ₂ -лазер	
Длина волны излучения, мкм	106
Средняя мощность излучения, Вт	75
Координатная система	
Максимальное перемещение по осям X, Y, мм	
Максимальная скорость перемещения, мм/с	150
Точность позиционирования, ММ	0.05

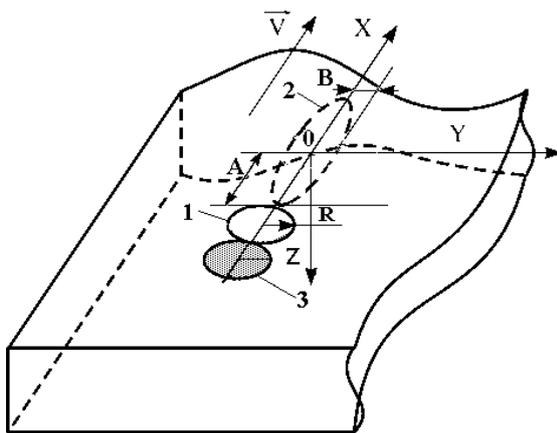


Рис. 2. Схема расположения лазерных пучков и хладагента в плоскости обработки.

В качестве качественного инструмента излучения твердотельного YAG-лазера с длиной волны 10.6 мкм и излучения СО₂-лазера с длиной волны 10.6 мкм.

Экспериментальные исследования были выполнены на созданном авторами лазерном технологическом комплексе [12–13], в состав которого включены модульные конструкции излучателя на YAG и СО₂-лазера, объединенные в оптическую систему сведения и фокусировки излучения. На рис. 1 представлен общий вид разработанного лазерного технологического комплекса. На

рис. 2 приведена схема расположения лазерных пучков и хладагента в плоскости обработки. Позицией 1 отмечен лазерный пучок с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм, позицией 2 – лазерный пучок с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм, позицией 3 отмечено место подачи хладагента.

В качестве образцов для исследования режимов двухлучевого термораскалывания были использованы пластины из листового стекла вертикальной вытяжки толщиной от 0.7 до 6 мм. Термораскалывание стеклянных пластин, в соответствии с приведенной на рис. 2

схемой, выполнялось следующим способом. Обрабатываемое изделие перемещалось с помощью координатного устройства относительно неподвижно расположенных лазерных пучков 1, 2 и форсунки, обеспечивающей подачу хладагента 3, в направлении указанном горизонтальной стрелкой. Лазерный пучок 1, проходя через объем стекла, частично в нем поглощается, что приводит к объемному нагреву образца. Излучение пучка 2, поглощаясь в поверхностном слое, также осуществляет нагрев стеклянной пластины. Далее, нагретая лазерными пучками поверхность подвергается резкому охлаждению, попадая в область подачи хладагента. Таким образом, стеклянную пластину нагревает локальный поверхностный источник тепла в месте воздействия излучения СО₂-лазера и объемный источник, сформированный лазерным излучением с длиной волны 1,06 мкм, распределение интенсивности которого по глубине подчиняется закону Ламберта-Бугера-Бера. Полученные экспериментальные результаты доказывают возможность получения разделяющей микротрещины большей глубины, в случае применения двухлучевой технологии и как следствие обеспечение повышения качества и точности обработки за счет устранения искривлений по линии разделения материала при механическом докалывании образцов.

В соответствии с приведенной выше моделью процесса двухлучевого разделения, было выполнено в квазистатической постановке конечно-элементное решение задачи о распределении термоупругих полей в образце конечной толщины [14–16]. Для определения термоупругих полей, возникающих при лазерном термораскалывании образца, вначале выполнялся расчёт полей температур. Для этого находилось решение вариационной задачи о минимуме функционала $\Phi(T)$, связанного с физическим процессом теплопроводности и обладающего тем свойством, что любая минимизирующая его функция удовлетворяет как исходному дифференциальному уравнению теплопроводности, так и граничным условиям, определяющим воздействие движущихся лазерных пучков при одновременном учете объемного поглощения излучения с длиной волны 1,06 мкм и интенсивной теплоотдачи с поверхности в месте подачи хладагента. При этом для сведения непрерывной вариационной задачи к дискретной, рассматриваемая область разбивалась на конечное число шестигранных элементов второго порядка, внутри каждого из которых распределение температуры представлялось полиномом. Неизвестными в этой части задачи термоупругости являются значения температуры T в узлах, которые определяются для каждого элемента в виде $T = [N^e]\{T\}$, где $[N^e]$ – матрица определяющая зависимость функций формы от координат, а столбец $\{T\}$ – содержит узловые значения функции T .

Как известно, решение конечно элементной задачи о нахождении термоупругих напряжений, формируемых в результате комплексного воздействия лазерного излучения и хладагента на материал, связано с

минимизацией интегральной величины, зависящей от работы напряжений и внешней приложенной нагрузки [17], которая в случае моделирования двухлучевой лазерной обработки определяется расширением материала в зоне воздействия лазерного излучения и сжатием в зоне подачи хладагента. В расчетной программе была применена формулировка метода конечных элементов задачи термоупругости в перемещениях, требующая минимизации потенциальной энергии системы, при этом после определения перемещений выполнялось вычисление компонент тензоров деформаций и напряжений.

Для расчетов полагалось, что плотность стекла постоянна и равна $\rho = 2450 \text{ кг/м}^3$. Были учтены зависимости коэффициентов теплопроводности и удельной теплоемкости от температуры [18–19]. Модуль упругости, коэффициент Пуассона и коэффициент температурного расширения полагались равными $E = 68 \text{ ГПа}$, $\nu = 0.221$, $\alpha = 89 \cdot 10^{-7} \text{ (1/}^\circ\text{C)}$. Расчеты проводились для следующих параметров лазерных пучков: большая ось $A = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, малая ось $B = 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ для пучка с длиной волны излучения $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ и мощностью излучения $P = 15 \text{ Вт}$; радиус пятна излучения YAG-лазера $R = 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и мощностью излучения $P_0 = 20 \text{ Вт}$. Расчеты проводились для пластины с геометрическими размерами $20 \times 10 \times 5 \text{ мм}$.

На рис. 3 представлены результаты расчета температурных полей, формируемых в исследуемом образце в результате двухлучевой обработки, а на рис. 4 – распределение напряжений σ_{yy} , действующих перпендикулярно плоскости разделения. Для проведения сравнительного анализа были выполнены расчеты распределения термоупругих полей для случая реализации однолучевого процесса УЛТ (рис. 5, 6) и для случая отдельного воздействия YAG-лазера (рис. 7, 8), при этом для расчетов использовались те же значения технологических параметров, что и для случая двухлучевой обработки.

Основным критерием оптимизации технологических параметров на основании информации о температурных полях является величина максимальных значений температуры в зоне обработки, которая определяет хрупкий механизм разрушения образца. В случае обработки силикатных стекол в качестве верхнего предела допустимых температур служит значение температуры стеклования (для листового стекла вертикальной вытяжки $516 \text{ }^\circ\text{C}$). Как видно из рис. 3, 5, 7 это условие при выбранных параметрах обработки удовлетворяется во всех трех случаях. При этом максимальных значений температура достигает в случае двухлучевого воздействия, а наименьшим значением максимальной температуры характеризуется воздействие на обрабатываемый материал излучения YAG-лазера.

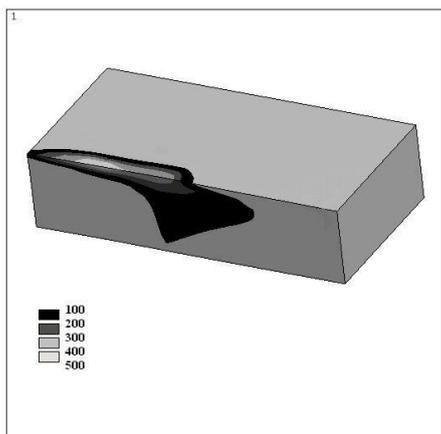


Рис. 3. Распределение температуры, °С

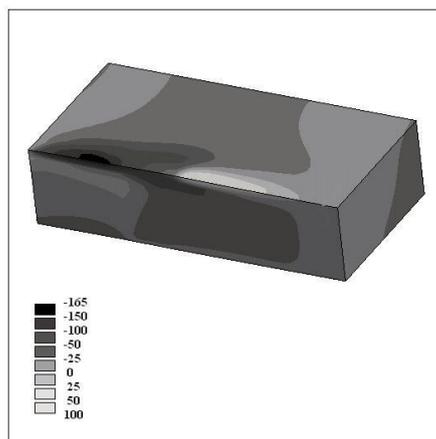


Рис. 4. Распределение напряжений σ_{yy} , МПа

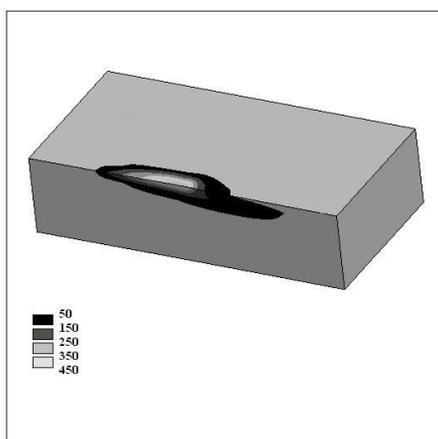


Рис. 5. Распределение температуры, °С

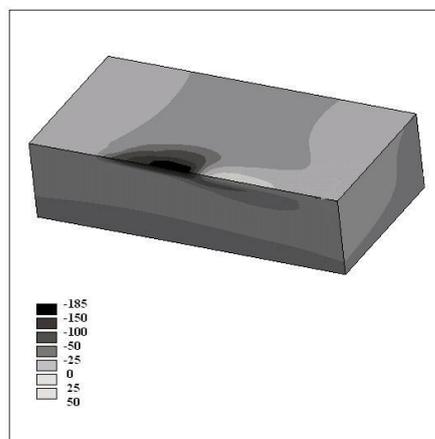


Рис. 6. Распределение напряжений σ_{yy} , МПа

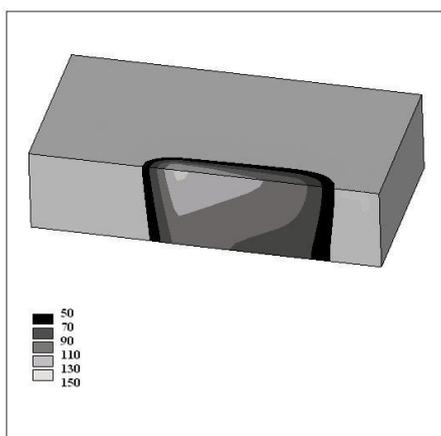


Рис. 7. Распределение температуры, °С

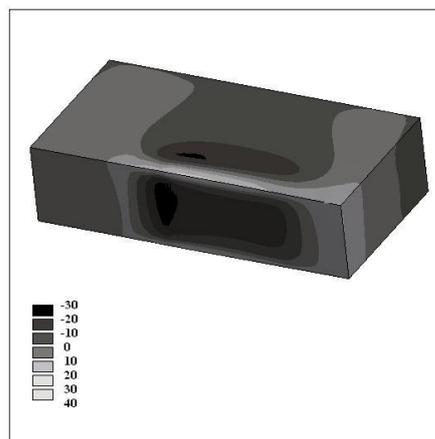


Рис. 8. Распределение напряжений σ_{yy} , МПа

Из сравнительного анализа распределения полей напряжений σ_{yy} приведенных на рис. 4 и 6, следует, что в обоих случаях инициирование разделяющей микротрещины происходит в поверхностных слоях материала от трещиноподобного дефекта микроструктуры в зоне растягивающих напряжений, сформированных за счет подачи хладагента. Далее начальная микротрещина начинает свое движение и распространяется до зоны сжимающих напряжений, сформированных лазерным излучением. После чего нестационарный рост трещины прекращается, и дальнейшее ее движение определяется изменением пространственного распределения зон растягивающих и сжимающих напряжений, обусловленных взаимным перемещением обрабатываемого материала, лазерного излучения и хладагента. Однако в случае двухлучевой обработки область сжимающих напряжений располагается в более глубоких слоях материала. Так как распределение сжимающих напряжений в объеме образца определяет форму и глубину развития микротрещины, инициализация и интенсивное развитие которой происходит в зоне растягивающих напряжений, сформированных в области подачи хладагента, то применение двухлучевой технологии обеспечивает увеличение глубины разделяющей микротрещины, наблюдаемое на эксперименте. Кроме этого необходимо отметить большие по величине значения растягивающих напряжений в случае двухлучевой обработки, что обеспечивает большую стабильность процесса нанесения микротрещины.

Из анализа полей напряжений, формируемых при отдельном воздействии на материал YAG-лазера, следует, что при достаточной плотности мощности излучения, несмотря на слабое поглощение излучения, в материале формируются термоупругие напряжения, величина которых может обеспечить реализацию процесса лазерного термораскалывания. Однако, как видно из рис. 8, пространственное распределение напряжений σ_{yy} приводит к реализации режима сквозного термораскалывания, который имеет ряд существенных недостатков, сужающих возможность его промышленного применения.

Таким образом, разработанная технология двухлучевого термораскалывания хрупких неметаллических материалов, отличающаяся от УЛТ использованием лазера с длиной волны, соответствующей объемному поглощению материала, обеспечивает возможность формирования заданного распределения полей термоупругих напряжений не только в тонком поверхностном слое, но и по всей глубине обрабатываемого материала. Это, в свою очередь, обеспечивает повышение качества и точность обработки, значительно уменьшает отклонения от линии разделения материала за счет увеличения глубины разделяющей микротрещины.

Литература

1. Емельянов В. А., Шалупаев С. В., Шершинёв Е. Б. и др. Динамика формирования полей температурных напряжений в процессе лазерного управляемого термораскалывания // Лазерные новости. 1995. С. 14–17.
2. Бокуть Б. В., Кондратенко В. С., Шалупаев С. В. и др. Термоупругие поля в твердых телах при их обработке лазерными пучками специальной геометрии // Мн.: препринт Институт физики АН БССР, 1987. 59 с.
3. Емельянов В. А., Кондратенко В. С., Шалупаев С. В. и др. Анализ особенностей лазерного термораскалывания кварцевого стекла // Электронная техника. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1991. № 3 (59) С. 90–92.
4. Shalupaev S. V., Semchenko A. V., Nikitjuk Y. V. Silica gel glasses after laser radiation // Material Science. 2003. Vol. 21, № 4, P 495–501.
5. Шалупаев С. В., Шершнев Е. Б., Никитюк Ю. В. и др. Лазерное термораскалывание диэлектрических материалов // Ceramics. Polish ceramic bulletin. 2001. Vol. 65. P. 75–83.
6. Shalupaev S. V., Ranachowski J., Serdzyukov A. N. и др. Forming dynamics of temperature stress fields in the process of parallel thermosplitting // Instytut Podstawowych Problemow Techniki Polskiej AN. Warszawa. 1996. P 12–17.
7. Емельянов В. А., Шалупаев С. В., Шершинёв Е. Б. и др. Лазерное параллельное термораскалывание хрупких неметаллических материалов // Лазерные новости. 1996. № 3. С. 91–95.
8. Шалупаев С. В., Шершнев Е. Б., Никитюк Ю. В. Лазерное разделение стекла в плоскости, параллельной поверхности // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. 2001. №6 (9). С. 114 – 117.
9. Шалупаев С. В., Шершнев Е. Б., Никитюк Ю. В. Комбинированное лазерное термораскалывание // Лазерная физика и спектроскопия: Материалы IV Междунар. конф. В 2 ч. Ч. 2. Гродно: ГрГУ, 1999. С. 177–179.
10. Шалупаев С. В., Шершнев Е. Б., Никитюк Ю. В. и др. Обработка методом лазерного термораскалывания керамических и стеклянных изделий трубчатой формы // Ceramics. Polish ceramic bulletin. Vol. 79. 2003. P. 115–120.
11. Мачулка Г. А. Лазерная обработка стекла. М.: Сов. радио, 1979. 136 с.
12. Шалупаев С. В., Шершнев Е. Б., Никитюк Ю. В. Лазерная двухлучевая обработка материалов в производстве изделий электронной техники // INTERMATIC-2004: Материалы международной конференции. М.: МИРЭА-ЦНИИ «Электроника», 2004. Ч. 1. С. 133–135.
13. Пат 683 РБ, МПК С 03 В Установка для лазерного термораскалывания хрупких неметаллических материалов / С. В. Шалупаев, Е. Б. Шершнев, Ю. В. Никитюк. Заявка u 20010292; Заявл. 10.12.2001.; Опубл. 30.09.2002.
14. Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
15. Подстригач Я. С., Ломакин В. А., Коляно Ю. М. Термоупругость тел неоднородной структуры. М.: Наука, 1984. 386 с.
16. Шабров Н. Н. Метод конечных элементов в расчетах деталей тепловых двигателей. Л.: Машиностроение, 1983. 212 с.
17. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979. 392 с.
18. Кикоин И. К., Аверин В. Г., Аронзон Б. А. Таблицы физических величин: Справочник // Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
19. Охотский А. С., Боровикова Р. П., Нечаева Т. В. и др. Теплопроводность твердых тел: Справочник // Под ред. А. С. Охотского. М.: Энергоатомиздат, 1984. 320 с.

С. С. Ануфрик, В. В. Тарковский, В. М. Никитченко

ПРОИЗВОДНЫЕ 3-(2-БЕНЗИМИДАЗОЛИЛ) КУМАРИНА –
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СРЕДЫ ПРИ НАКАЧКЕ
ИЗЛУЧЕНИЕМ ЭКСИМЕРНОГО ХеСІ-ЛАЗЕРА

В настоящее время существует большое число органических красителей и родственных соединений, генерирующих при накачке лазерными импульсами наносекундной длительности. Однако при немонохроматической накачке излучением импульсных ламп число генерирующих красителей значительно меньше, что обусловлено фотофизическими и фотохимическими процессами, происходящими в активной среде под влиянием излучения накачки. Кроме того, спектральный диапазон, в котором получена генерация при ламповой накачке, перекрыт эффективно генерирующими и фотоустойчивыми красителями неравномерно [1]. По этой причине поиск новых эффективно генерирующих при ламповой накачке красителей, обладающих повышенной фотохимической устойчивостью, является актуальной задачей.

В этой связи большой интерес представляет использование в качестве активных сред в лазерах на красителях производных кумарина [2]. Это обусловлено тем, что соединения данного класса при мощной ламповой накачке обладают в сине-зеленой области спектра наилучшими энергетическими характеристиками и фотостойкостью [3], а также ярко выраженная поляризация их молекулярной структуры позволяет расширить диапазон перестройки спектра генерации, используя эффекты сольватации [4 – 7].

Ранее авторы [8] сообщали о новых соединениях этого класса – производных 3-(2-бензимидазолил) кумарина, которые были исследованы в условиях мощной некогерентной накачки. В результате проведенных исследований было установлено, что новые кумариновые красители, генерирующие при ламповой накачке в спектральном диапазоне 503–580 нм, имеют высокую генерационную эффективность, которая достигает 1 %, и высокую фотохимическую устойчивость, в 3–5 раз выше таковой для родамина Ж. Однако оставались неисследованными спектрально-люминесцентные характеристики новых соединений, а также генерационные параметры в условиях когерентной накачки.

Данная работа посвящена исследованию спектрально-люминесцентных характеристик, а также генерационных параметров производных 3-(2-бензимидазолил) кумарина в условиях когерентной накачки излучением эксимерного ХеСІ-лазера.

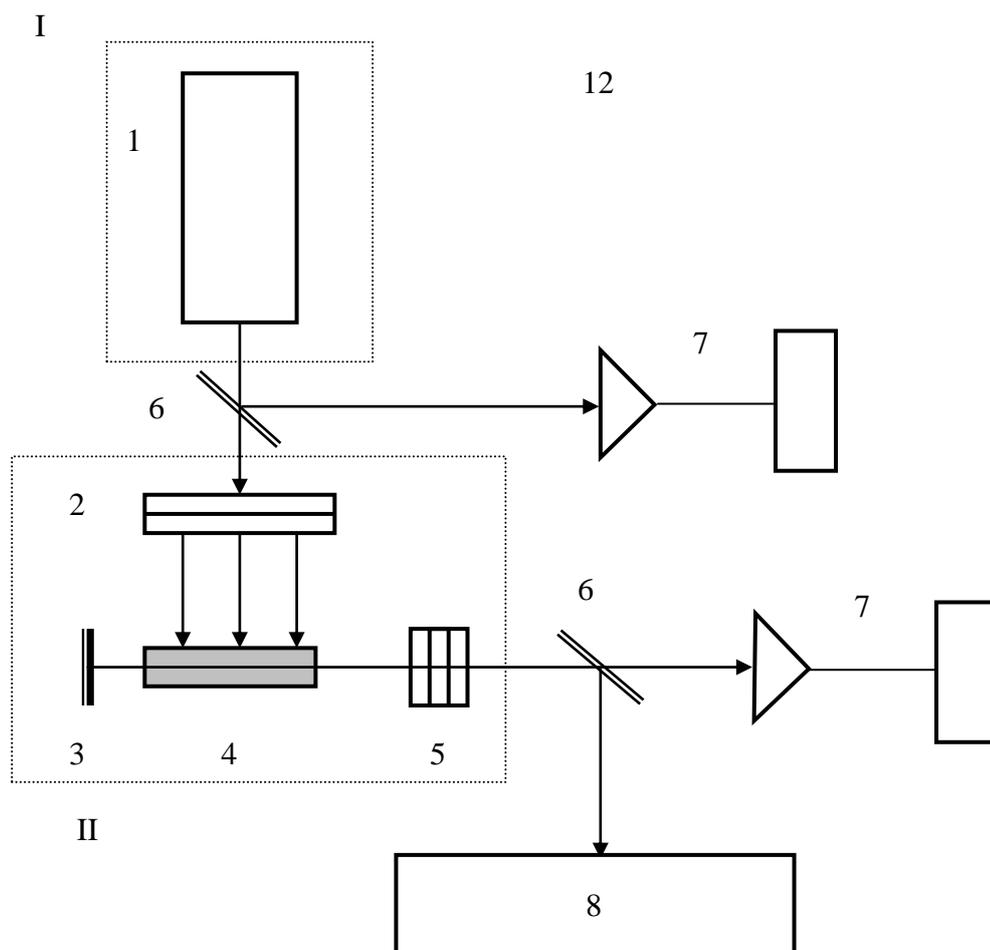


Рис. 1. Схема лазера на красителях с накачкой эксимерным ХеСl-лазером. 1 – эксимерный электроразрядный ХеСl-лазер I-й ступени; 2 – цилиндрическая линза; 3 – глухое зеркало лазера на красителях II-й ступени; 4 – кювета с раствором красителя; 5 – выходное зеркало (стопа) лазера на красителях II-й ступени; 6 – стеклянная поворотная пластинка; 7 – измеритель ИМО-2Н; 8 – дифракционный спектрограф СТЭ-1

Исследование генерационных параметров этанольных растворов кумариновых красителей проводилось на установке, представленной на рис. 1. Источником накачки служил электроразрядный эксимерный лазер на ХеСl с энергией излучения равной 150 мДж, и длиной волны $\lambda = 308$ нм. Длительность импульса возбуждения составляла 60 нс. Излучение ХеСl-лазера фокусировалось цилиндрической линзой ($f = 10$ см) на кювету с красителем. Резонатор лазера на красителях с базой $L = 15$ см был образован зеркалом с коэффициентом отражения $R = 100\%$ и стопой ($R = 20\%$). Измерение энергии импульсов генерации лазера на красителе и контроль энергии накачки осуществлялся измерителями ИМО-2Н. Спектр широкополосной генерации регистрировался спектрографом СТЭ-1, излучение генерации лазера на красителях на-

правлялось в спектрограф при помощи световода с внутренним диаметром $d = 1$ мм и длиной 2 м.

Исследование спектрально-люминесцентных характеристик растворов красителей производилось на наносекундном импульсном спектрофлуориметре [9, 10]. Блок-схема спектрофлуориметра изображена на рис. 2. В качестве источника возбуждающего света в приборе используется ксеноновая лампа. Длительность импульсов возбуждения составляла ~ 1 нс. Прибор снабжен монохроматорами для выделения как возбуждающего, так и испускаемого света. Применение двух решеток в монохроматоре возбуждения повышает монохроматичность возбуждающего света. Дополнительным преимуществом является то, что вогнутые дифракционные решетки, изготовленные голографическим способом, уменьшают рассеянный свет. Оба монохроматора снабжены моторами, что обеспечивает автоматическое сканирование по длинам волн. Флуоресценция попадает на фотоумножители и затем измеряется с помощью программно-аппаратного комплекса на основе IBM-совместимого компьютера. Выходной сигнал представлялся графически и заносился в память компьютера.

На рис. 2 показаны также детали оптической части прибора, находящиеся вблизи держателя образца. Для защиты от возбуждающего света или для перекрытия канала, по которому идет свет люминесценции, использованы затворы. На пути потока возбуждающего света помещают систему расщепления светового пучка. Она отражает часть возбуждающего света на эталонный образец, который, как правило, представляет собой устойчивый эталонный флуорофор. Система расщепления состоит из тонкого куска прозрачного кварца, который отражает $\sim 4\%$ падающего света.

Этого количества обычно достаточно для эталонного канала, в котором монохроматор не используется. Измеренная интенсивность флуоресценции эталонного образца пропорциональна интенсивности возбуждающего света. Поделив интенсивность люминесценции образца на соответствующую величину для эталона, учитывают колебания интенсивности излучения дугового источника.

На пути возбуждающего и светового потоков ставят поляризаторы. Их вводят для измерений анизотропии флуоресценции или когда необходимо выделить определенным образом поляризованную компоненту возбуждающего света. Оптический модуль (см. рис. 2) имеет дополнительный оптический путь с правой стороны от держателя образца. С его помощью можно производить измерения анизотропии флуоресценции двухканальным методом [9], более точным, чем одноканальный метод, в котором этот дополнительный оптический канал не требуется [9].

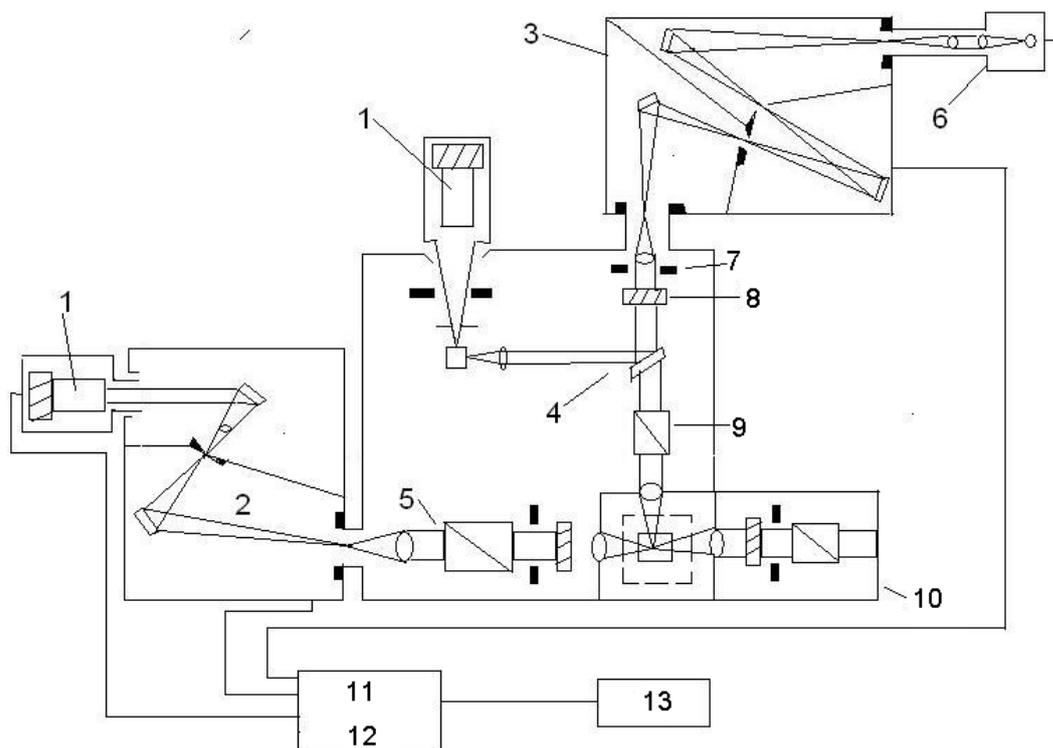


Рис. 2. Блок-схема спектрофлуориметра.

1 – ФЗУ; 2 – монохроматор испускания; 3 – монохроматор возбуждения с двумя решетками; 4 – ячейка сравнения; 5 – оптический модуль; 6 – источник света (ксеноновая дуговая лампа); 7 – затвор; 8 – держатель фильтра; 9 – поляризатор; 10 – кюветное отделение; 11 – управляющее устройство для монохроматоров; 12 – получение и анализ данных; 13 – вывод данных (программно-аппаратный комплекс на основе IBM-совместимого компьютера)

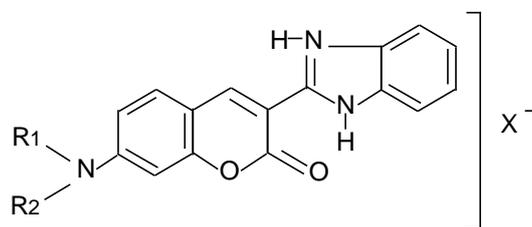
Генерационные характеристики новых кумаринов, полученные в условиях возбуждения излучением электроразрядного эксимерного лазера, сравнивались с генерационными параметрами для случая микросекундной накачки коаксиальной лампой-кюветой, а также когерентной накачки импульсами микросекундной длительности в лазере-преобразователе на красителях [11].

В случае ламповой накачки резонатор лазера был образован диэлектрическим плоским зеркалом с коэффициентом отражения $R = 98\%$ и стопой из двух плоскопараллельных пластин из стекла К-8, которая являлась оптимальным выходным зеркалом. Система возбуждения представляла собой модернизированный вариант коаксиальной лампы-кюветы, описанной в [6]. В разрядный контур входили девять соединенных параллельно малоиндуктивных конденсатора К75-48 с общей емкостью ~ 2 мкФ и ртутный игнитронный разрядник ИРТ-6. Электрическая энергия накачки составляли ~ 300 Дж при длительности светового импульса по уровню $0.5 \sim 2$ мкс и фронте нарастания ~ 0.8 мкс. Раствор генерирующего красителя заливался в кварцевую кювету с внутренним

диаметром 8 мм, расположенную по оси лампы-кюветы. Длина освещаемого промежутка кюветы составляла 260 мм при ее полной длине 340 мм. Измерение энергетических характеристик генерируемого излучения производилось измерителем энергии ИМО-2Н, временные характеристики регистрировались с помощью двухлучевого запоминающего осциллографа С8-14 и фотоприемников типа ФК-20, спектральные параметры изучались с помощью дифракционного спектрографа ДФС-8.

Для исследования генерационных характеристик новых кумариновых красителей в условиях когерентной микросекундной накачки использовался двухступенчатый лазер-преобразователь на красителях, схема которого представлена на рис. 3. Основой первой ступени являлся лазер на красителях с ламповой накачкой, описанный выше. Резонатор второй ступени лазера-преобразователя был образован плоским «глухим» зеркалом, а в качестве выходного использовалась стопа. Возбуждение генерации производилось по почти продольной схеме под углом 5–7° к оси резонатора. В качестве активной сред в ступени А (см. рис. 3) использовались этанольные растворы эффективных лазерных красителей при концентрации $1.2 \cdot 10^{-4}$ моль/л. Концентрация исследуемых красителей в ступени В выбиралась так, чтобы обеспечить на длине волны накачки коэффициент поглощения $K \sim 15\text{--}25 \text{ см}^{-1}$. Такое поглощение в типичных красителях соответствует концентрации $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (10^{-4} моль/л). Растворы исследуемых красителей заливались в плоскопараллельную кювету с толщиной активного слоя 5 мм. Излучение накачки фокусировалось на кювету в пятно размером ~ 4 мм, а требуемый уровень интенсивности возбуждения задавался с помощью нейтральных светофильтров. Использовалась такая же система регистрации генерационных характеристик, как и в случае ламповой накачки.

В качестве объекта исследования было использовано 14 новых кумариновых красителей – производных 3-(2-бензимидазолил) кумарина с общей структурной формулой



где R_1 и R_2 – этил, или R_1 и R_2 образуют с атомом азота два приконденсированных насыщенных шестичленных гетероцикла; $X\text{--}Cl$ или ClO_4 .

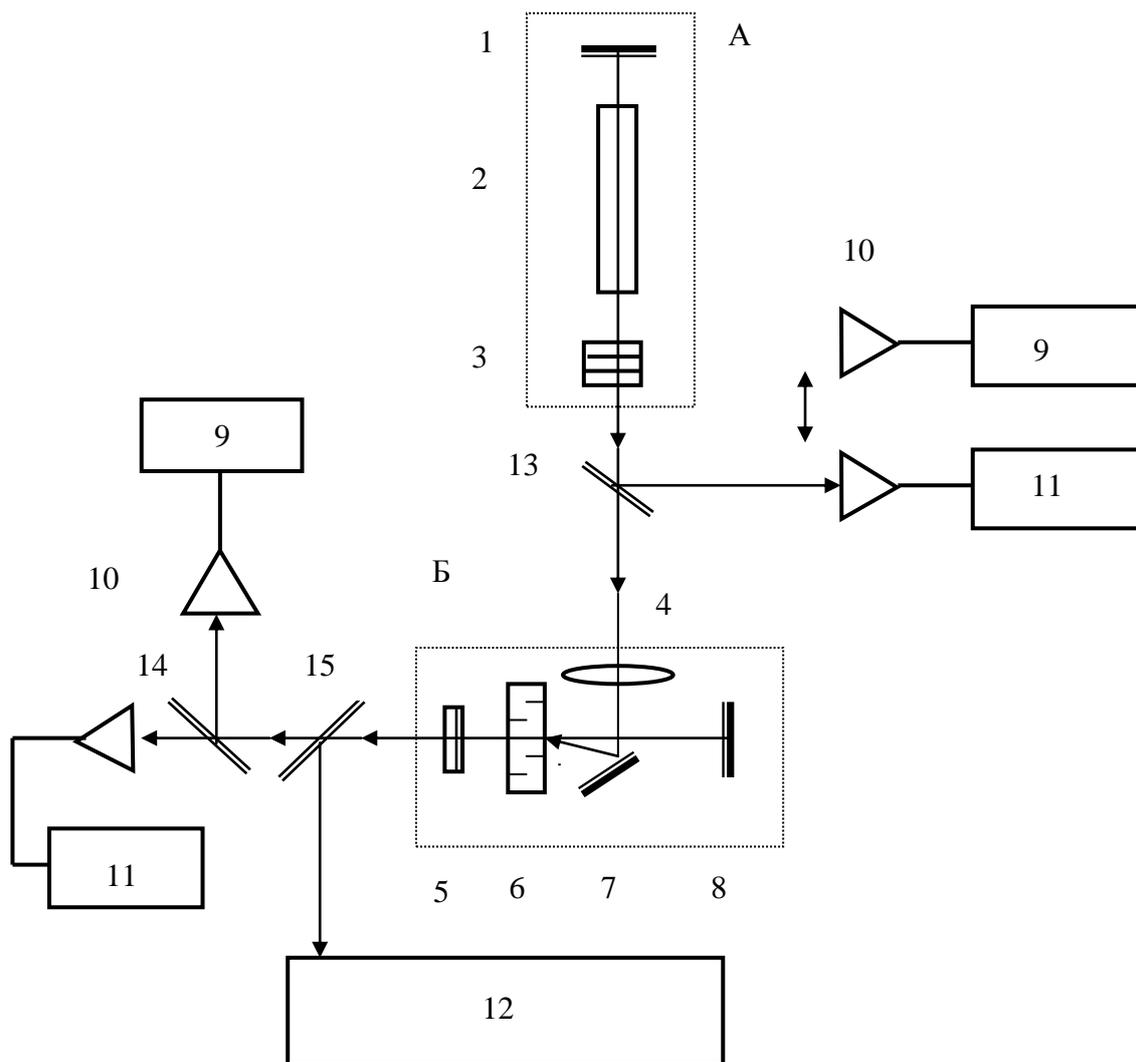


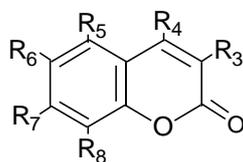
Рис. 3. Лазер-преобразователь на красителях микросекундной длительности. А-лазер на красителях на основе коаксиальной лампы-кюветы; Б-лазер на красителях с когерентной микросекундной накачкой (лазер-преобразователь): 1-«глухое» зеркало резонатора лазера на красителях с ламповой накачкой, 2-коаксиальная лампа-кювета, 3-стопа – выходное зеркало лазера на красителях с ламповой накачкой, 4-фокусирующая линза, 5-выходное зеркало ($R=60\%$) лазера-преобразователя, 6-кювета с этанольным раствором родамина 6Ж, 7- поворотное зеркало, 8-«глухое» зеркало лазера-преобразователя, 9-двухлучевой запоминающий осциллограф С8-14, 10-измеритель ФК-22, 11-измеритель ИМО-2Н, 12-дифракционный спектрограф ДФС-8, 13,14,15 -стеклянные поворотные пластинки.

Полученные экспериментальные результаты исследования производных 3-(2-бензимидазоллил) кумарина представлены в табл. 1. В ней приводятся название, структурная формула, спектрально-люмине-сцентные характеристики: длина волны максимума спектра поглощения λ_m^a , нм, спектра люминесценции λ_m^f , нм, квантового выхода люминесценции q^f , времени жизни возбужденного состояния τ^f , нс и генерационные параметры

для трех видов накачки (ламповой, когерентной наносекундной длительности и когерентной микросекундной длительности): КПД генерации $\eta_{ген}$, % и спектральный диапазон генерации $\Delta\lambda_{ген}$, нм для этанольных растворов изученных соединений. Здесь же приводятся данные для наиболее известного и эффективного в условиях ламповой накачки лазерного красителя – 3-карбамидоюлолидин-2-иминокумарина (соединение 1 в табл. 1) [7].

Из анализа данных, представленных в табл. 1, видно, что в условиях когерентной накачки излучением эксимерного XeCl-лазера впервые получена генерация у 12-ти из 14-ти исследованных кумаринов. Новые соединения генерируют в спектральном диапазоне 490–573 нм.

На примере исследованных кумаринов видно, что на их спектрально-люминесцентные характеристики и генерационную эффективность в основном оказывают влияние два фактора: природа заместителей в 6-м и 7-м положениях кумаринового кольца и ионная структура красителя



Наибольшей генерационной эффективностью обладают соединения 6, 7, 9, 10, 11, 12 и 13 (см. табл. 1). По КПД генерации эти кумарины превосходят «эталонное» соединение. Как видно из таблицы, все эти красители представляют собой солевые формы – катионные красители. Данные показывают, что наиболее высокой генерационной эффективностью обладают перхлораты. Известно, что флуоресценция красителя тушится некоторыми анионами. Эффективность тушения зависит от природы аниона. Например, способность к тушению постепенно уменьшается в следующем ряду анионов Γ^- – иодид, SCN^- – тиоцианат, Br^- – бромид, Cl^- – хлорид, ClO_4^- – перхлорат. Такая последовательность позволяет предположить, что возбужденное состояние красителя дезактивируется при взаимодействии, характеризующемся переносом заряда [5]. Таким образом, перхлораты – более эффективные лазерные красители как при ламповой, так и лазерной накачке.

Необходимо отметить, что соединения 4 и 5 (см. табл. 1) в условиях ламповой накачки не генерировали и генерация на них впервые получена при возбуждении эксимерным XeCl-лазером. Эти кумарины являются электронейтральными. При сравнении генерационных параметров соединений 4 и 10 (оба являются иминокумаринами) видно, что ионная форма красителя на порядок улучшает эффективность генерации. То же самое можно сказать о соединениях 5 и 6–10.

Таблица 1

Генерационные параметры производных 3-(2-бензимидазоллил) кумарина

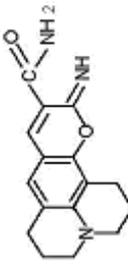
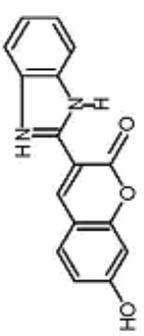
№	Структурная формула и название соединения	Спектрально-люминесцентные характеристики						Генерационные характеристики					
		λ_m^e , нм	λ_m^f , нм	q^f	τ^f , нс	Лямповая микросекундная накачка		Когерентная микросекундная накачка		Когерентная наносекундная накачка			
						$\eta_{\text{ген}}^{\text{ЛМ}}$, %	$\Delta\lambda_{\text{ген}}^{\text{ЛМ}}$, нм	$\eta_{\text{ген}}^{\text{КМ}}$, %	$\Delta\lambda_{\text{ген}}^{\text{КМ}}$, нм	$\eta_{\text{ген}}^{\text{НС}}$, %	$\Delta\lambda_{\text{ген}}^{\text{НС}}$, нм		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12		
1	Эталонное соединение  3-карбамидолюлидин-2-иминокумарин Соединение 218	430	484	0.70	3.2	1	520–530	18 $\lambda_{\text{ген}}^{\text{max}}$ (440 нм)	500–510	14	505–515		
2	 7-гидрокси-3-бензимидазоллил кумарин	390	475	–	3.4	0.1	503	–	–	10.3	490–510		

Таблица 1 (продолжение)

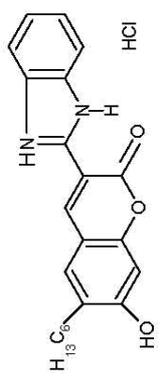
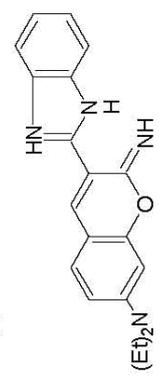
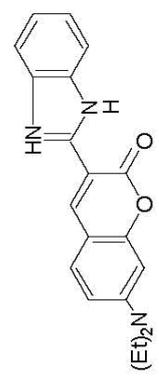
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
3	Соединение 201  7-гидроокси-6-гексил-3-бензимидазол-ил кумарин гидрохлорид	395	470	–	3.4	0.034	512	2 λ_{max} λ_{max} (440 нм)	495–510	7.8	498–512
4	Соединение 125  7-диэтиламно-3-бензимидазол-ил-2-иминокумарин	430	503	0.41	2.7		Не генерирует	Не исследован		1.3	522–535
5	Соединение 111  7-диэтиламно-3-бензимидазол-ил кумарин	435	491	0.5	2.6		Не генерирует	Не исследован		2.3	522–535

Таблица 1 (продолжение)

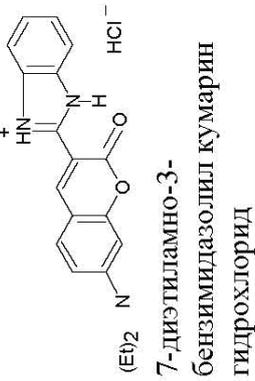
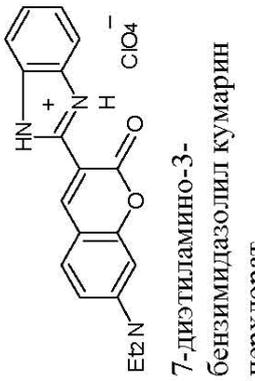
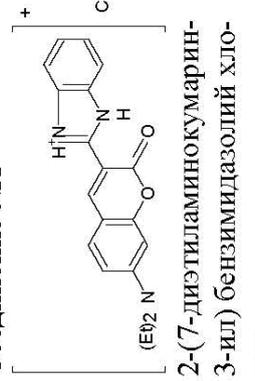
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
6	<p>Соединение 205</p>  <p>(Et)₂N 7-диэтиламино-3- бензимидазоллил кумарин гидрохлорид</p>	445	491	0.44	2.8	0.17	540– 550	3.6 $\lambda_{\text{макс}}$ (460 нм)	520–535	15.8	525–540
7	<p>Соединение 214</p>  <p>Et₂N 7-диэтиламино-3- бензимидазоллил кумарин перхлорат</p>	430	495	0.28	2.6	0.59	550– 560	6.6 $\lambda_{\text{макс}}$ (460 нм)	535–555	20	540–560
8	<p>Соединение №1</p>  <p>(Et)₂N 2-(7-диэтиламинокумарин- 3-ил) бензимидазолий хло- рид</p>	430	492	0.19	2.6	0.58	540– 560	3.6 $\lambda_{\text{макс}}$ (460 нм)	520–535	4.8	540–560

Таблица 1 (продолжение)

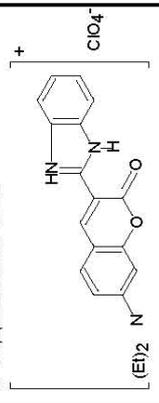
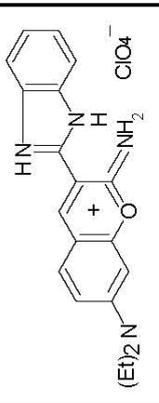
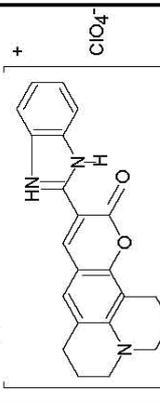
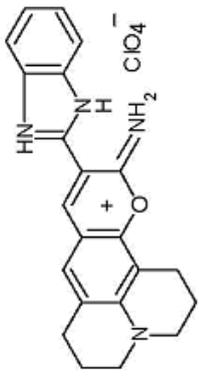
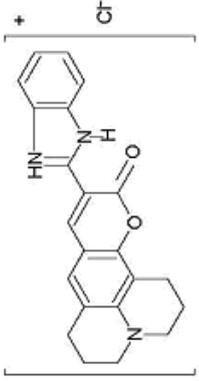
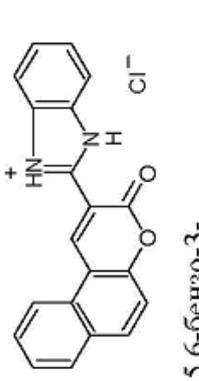
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
9	Соединение №1 ^A  2-(7-диэтиламинокумарин-3-ил) бензимидазолий перхлорат	430	500	0.13	2.62	0.65	550–560	8.4 $\lambda_{\text{макс}}$ (485 нм)	540–560	15	540–560
10	Соединение 211  7-диэтиламино-3-бензимидазолил кумарин перхлорат	440	496	0.31	2.6	0.52	555–565	8.4 $\lambda_{\text{макс}}$ (485 нм)	540–560	16	542–562
11	Соединение №2 ^A  2-(гололидинкумарин-3-ил) бензимидазолий перхлорат	480	500	0.18	2.7	1.1	568–578	28.4 $\lambda_{\text{макс}}$ (460 нм)	550–570	14.3	545–565

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
12	<p>Соединение 215</p>  <p>3-бензимидазол-7-юлолидин-2-иминокумарин перхлорат</p>	465	501	0.14	2.7	1.03	570–580	28.4 λ_{max} λ_{min} (460 нм)	550–570	20.5	552–573
13	<p>Соединение №2</p>  <p>2-(юлолидинкумарин-3-ил) бензимидазолий хлорид</p>	460	503	0.17	2.8	1.0	565–575	He исследован	He исследован	17.5	555–573
14	<p>Соединение 101</p>  <p>5,6-бензо-3-бензимидазол-ил кумарин гидрохлорид</p>	400	484	–	3.7	He генерирует	He генерирует	He генерирует	He генерирует	He генерирует	He генерирует

На примере соединений 2 и 3 (табл. 1) прослеживается важная роль заместителей в 6-м и 7-м положениях кумаринового кольца, а также вклад ионной формы красителя. Оба соединения в 7-м положении содержат ОН-группу. Как видно, соединение 2 является электронейтральным, а 3 – гидрохлоридом. Однако введение в положение 6 соединения 3 заместителя C_6H_{13} – гексила ухудшило генерационную эффективность, особенно при ламповой накачке (на порядок). Однако на примере соединений 2 и 5 видно, что ОН-группа в электронейтральной форме красителя предпочтительнее диэтила, т. к. соединение 5 в условиях ламповой накачки не генерировало. В случае хлоридов или перхлоратов всё обстоит наоборот – для них более предпочтительной является наличие в 7-м положении диэтил-группы.

Закрепление в 7-м положении кумаринового кольца диэтил-группы двумя насыщенными гетероциклами очень благоприятным образом влияет на генерационные характеристики новых кумариновых красителей. Эти соединения являются юлолидиновыми кумаринами и при высокой энергетической эффективности обладают повышенной фотохимической устойчивостью, которая в 3–5 раз превосходит таковую для родамина 6Ж. Например, соединения 11, 12 и 13 в условиях накачки коаксиальной лампой не прекращали генерацию даже после 100 вспышек. При этом в кювете находилось около 20 см^3 раствора красителя и суммарный энергозатрат составлял около 30 кДж. А как известно, максимум спектра излучения коаксиальной лампы лежит в области 250 нм [12,13].

Удлинение цепи сопряжения у юлолидиновых кумаринов приводит к тому, что спектры люминесценции и спектры генерации смещаются в длинноволновую область. Эти же соединения, как видно из данных табл. 1, обладают высокой эффективностью генерации при всех рассматриваемых видах возбуждения [8].

Юлолидиновые формы производных 3-(2-бензимидазоллил кумарина) подтверждают известный факт, что не всегда высокий квантовый выход люминесценции связан с высокой генерационной эффективностью. У этих кумаринов она как раз довольно невысока, тем не менее у соединений 11 и 12 КПД генерации при ламповой накачке превышает 1%. Это может быть объяснено только внутримолекулярным переносом энергии возбуждения [14].

Соединения 4, 10 и 12 являются иминокумаринами. Причём соединение 4 представляет электронейтральную форму красителя, 10 и 12 – перхлораты. Наиболее высокой генерационной эффективностью и фотостойкостью обладает соединение 12, так как это юлолидиновый кумарин.

Как видно из табл. 1, соединения 14 и 15 не генерировали ни при каких видах использовавшихся возбуждений. Они отличаются тем, что в положении 6 содержат бензольное кольцо. Наличие такого заместителя в 6-м положении лишает генерационных способностей и некоторых других классов кумариновых красителей, например, гетерилкумаринов [15, 16]. Это говорит о том, что отсутствие хорошей электродонорной группировки в положении 7 кумаринового кольца крайне неблагоприятным образом сказывается на способности к генерации у этих производных.

В результате проведенных исследований установлено, что наибольшей генерационной эффективностью обладают кумариновые соединения, которые в положении 7 содержат наиболее сильные донорные группировки, например, ϵt_2 и ОН-группы, а в положении 3 – гетероциклические радикалы, которые являются достаточно сильными акцепторами, такими, как ядро бензимидазолила и его солевые формы. Предложены новые кумариновые красители, генерирующие при возбуждении излучением эксимерного ХеСІ-лазера в спектральном диапазоне 490–573 нм, имеющие высокую генерационную эффективность, достигающую 20 %, а при ламповой накачке более 1 %, и обладающие в условиях мощной монохроматической накачки высокой фотохимической устойчивостью, которая в 3–5 раз выше таковой для родамина 6Ж.

Литература

2. Маслов В. В., Дзюбенко М. И., Коваленко С. Н. и др. Новые эффективные красители для красной области спектра генерации // Квантовая электроника. 1987. Т. 14, № 8. С. 1576-1581.
3. Snavely B. B., Peterson O. G., Rheithel R. F. USA Patent N 3521187. Int. cl. H015 3/00. 1970.
4. MasiIamani V., Chandrasekar V., Sivaram B. M. et al. Simultaneous dual band Laser emission from two conformations of DAMC // Optics Comms. 1980. Vol. 59, № 3. P. 203-207.
5. Маслов В. В., Дзюбенко М. И., Никитченко В. М. Влияние растворителя на спектральные и генерационные характеристики лазерных иминокумариновых красителей // Квантовая электроника. 1989. Т. 15, № 4. С. 709-714.
6. Лазеры на красителях / Под ред. Ф. Л. Шефера: пер. с англ. М.: Мир, 1976. 360 с.
7. Дзюбенко М. И., Науменко И. Г., Пелепенко В. П., Солдатенко С. Г. Лазер видимого диапазона на красителях с высоким КПД // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18, № 1. С. 43-46.
8. Дзюбенко М. И., Маслов В. В., Науменко И. Г., Пелепенко В. П. Эффективная генерация в зеленой области спектра на растворах красителей нового класса // Опт. и спектр. 1980. Т. 49, № 4. С. 764-768.
9. Батище С. А., Мостовников В. А., Никитченко В. М., Тарковский В. В. Исследование генерационных характеристик новых кумариновых красителей при ламповой накачке // Весті АНБ. Сер. фіз.-мат. 1996. № 1. С. 83-87.

10. *Владимиров Ю. А., Добрецов Г. Е.* Флуоресцентные зонды в исследовании биологических мембран // Наука. 1980. В. 57. С. 50-54.
11. *Дж. Лакович* Основы флуоресцентной спектроскопии М.: Мир, 1986. С. 30-35.
12. *Батище С. А., Мостовников В. А., Тарковский В. В.* Широкодиапазонный лазер на красителях микросекундной длительности с двухкаскадным возбуждением // Квант. электроника. 1995. Т. 22, № 7. С. 651-652.
13. *Болдырев С. А.* Автореферат диссертации “Исследование и разработка импульсных трубчатых и коаксиальных ламп накачки с микросекундной длительностью разряда”. М.: 1981.
14. *Маршак И. С.* Импульсные источники света. М.: Энергия, 1978.
15. *Рубинов А. Н., Томин В. И.* Оптические квантовые генераторы на красителях и их применение. Радиотехника, Т. 9. Квантовая радиотехника (Итоги науки и техники ВИНТИ). М.: 1976, С. 5-127.
16. *Ануфрик С. С., Тарковский В. В., Никитченко В. М.* Новые лазерные среды на основе бифлуорофорных молекул кумарина // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С. 675-681.
17. *Ануфрик С. С., Тарковский В. В., Никитченко В. М.* Генерационные характеристики гетерил-кумариновых красителей при микро- и наносекундном возбуждении. // Труды IV-й Международной конференции по лазерной физике и спектроскопии / Под ред. В. К. Кононенко. В 2 ч. Ч. 2. Гродно: ГрГУ, 1999. С. 192-194.

В. В. Тарковский, С. С. Ануфрик

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ В ЛАЗЕРАХ
НА $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ И $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ ПРИ КОГЕРЕНТНОЙ НАКАЧКЕ
ИМПУЛЬСАМИ МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

В настоящее время достигнут большой прогресс в создании перестраиваемых лазеров на сапфире, активированном ионами трехвалентного титана ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$) [1–7]. Накачка таких лазеров может осуществляться, в частности, излучением второй гармоники импульсно-периодического лазера на АИГ: Nd^{3+} , неодимовом стекле, излучением стационарного лазера на аргоне, импульсными лампами, излучением лазера на красителях с ламповой накачкой.

Использование лазера на красителях с ламповой накачкой для возбуждения генерации особенно перспективно при создании высокоэффективных лазеров на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ с малой расходимостью микросекундного диапазона длительности. Связано это со следующими соображениями. Как известно, в силу ряда причин затруднительно выращивать активные элементы из сапфира с высоким содержанием ионов Ti^{3+} и высоким оптическим качеством. Это приводит к тому, что в лазере на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ при ламповой накачке, в котором импульсная лампа располагается параллельно активному элементу внутри отражателя, сложно достичь эффективного поглощения излучения импульсной лампы длинным активным элементом сравнительно небольшого диаметра (~1 см). Обычно достигаемый КПД по электрической энергии лазера на титане с ламповой накачкой не превышает 0.02–0.2 [8]. Следует сказать, что имеются сообщения о рекордных характеристиках до 2 %, достигнутых на активных элементах очень высокого качества и концентрацией ионов Ti^{3+} 0.2 % [9]. При продольной накачке того же самого активного элемента излучением лазера на красителях с ламповой накачкой, спектр излучения которого хорошо согласован со спектром поглощения кристалла, легко реализуется практически полное поглощение излучения накачки и может быть достигнута предельная энергетическая эффективность лазерной системы. Полная генерационная эффективность лазерной системы в этом случае определяется произведением КПД лазера на титане на КПД лазера на красителях с ламповой накачкой. В лазере на красителях путем подбора оптимальных концентраций и коэффициента отражения выходного зеркала, обеспечения минимальной длины резонатора, выбора наиболее эффективной системы оптического возбуждения, в частности путем использования коаксиальной лампы-кюветы и оптимальных трансформа-

торов УФ-компоненты излучения накачки, реализуется энергетическая эффективность преобразования по электрической энергии разрядных конденсаторов $> 1\%$. При этом практически никаких требований не предъявляется к расходимости генерируемого излучения. В то же время, вследствие того что тепловыделение в кристалле, а следовательно и искажения оптической однородности, существенно меньше, чем при накачке излучением импульсной лампы, реализуется меньшая расходимость генерируемого лазером на титане излучения. Тогда принципиально важным становится достижение максимально высокой эффективности преобразования лазером на титане излучения накачки. Здесь важную роль играет характер спектральной зависимости КПД для лазера на титане, систематическому изучению которой в литературе не уделялось заметного внимания. Кроме того, в литературе отсутствуют сведения о результатах исследования когерентной накачки лазеров на рубине. Как показывает анализ спектра поглощения активного элемента на основе $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$, для его когерентного возбуждения хорошо подходит как раз излучение лазера на красителях с ламповой накачкой.

Таким образом, данная работа посвящена исследованию зависимости эффективности генерации лазера на титане и рубине от спектрального состава возбуждающего излучения лазера на красителях с ламповой накачкой.

Основой экспериментальной установки явилась универсальная лазерная система на основе растворов красителей, которая строится на основе лазеров на красителях с ламповой накачкой (рис. 1).

В разрядный контур могут включаться пять типов емкостных накопителей на основе конденсаторов ИК 25-12У4, ИК 40-5У4 и К75-48, которые питаются от единого автономного блока. Использование в качестве коммутаторов игнитронных ртутных разрядников ИРТ-4-1 и ИРТ-6 позволяет работать с емкостными накопителями большой мощности.

В данной лазерной системе задействованы различные типы лазерных головок, в которых применяются как стандартные импульсные трубчатые лампы различных типов, так и коаксиальные лампы. Лазерный комплекс работает в режиме одиночных импульсов с задействованием любого числа используемых излучателей. Излучатели И1-И4 строятся на основе стандартных трубчатых импульсных ламп накачки типа ИНП 5/75 А-1 (излучатели И1, И2) и ИФП-5000-2 (излучатели И3, И4). В качестве осветителей здесь используются керсильовые отражатели эллиптической формы.

В расположении ламп и кювет в отражателях используется система обратного токопровода. Генерационные параметры универсальной лазерной системы приведены в табл. 1.

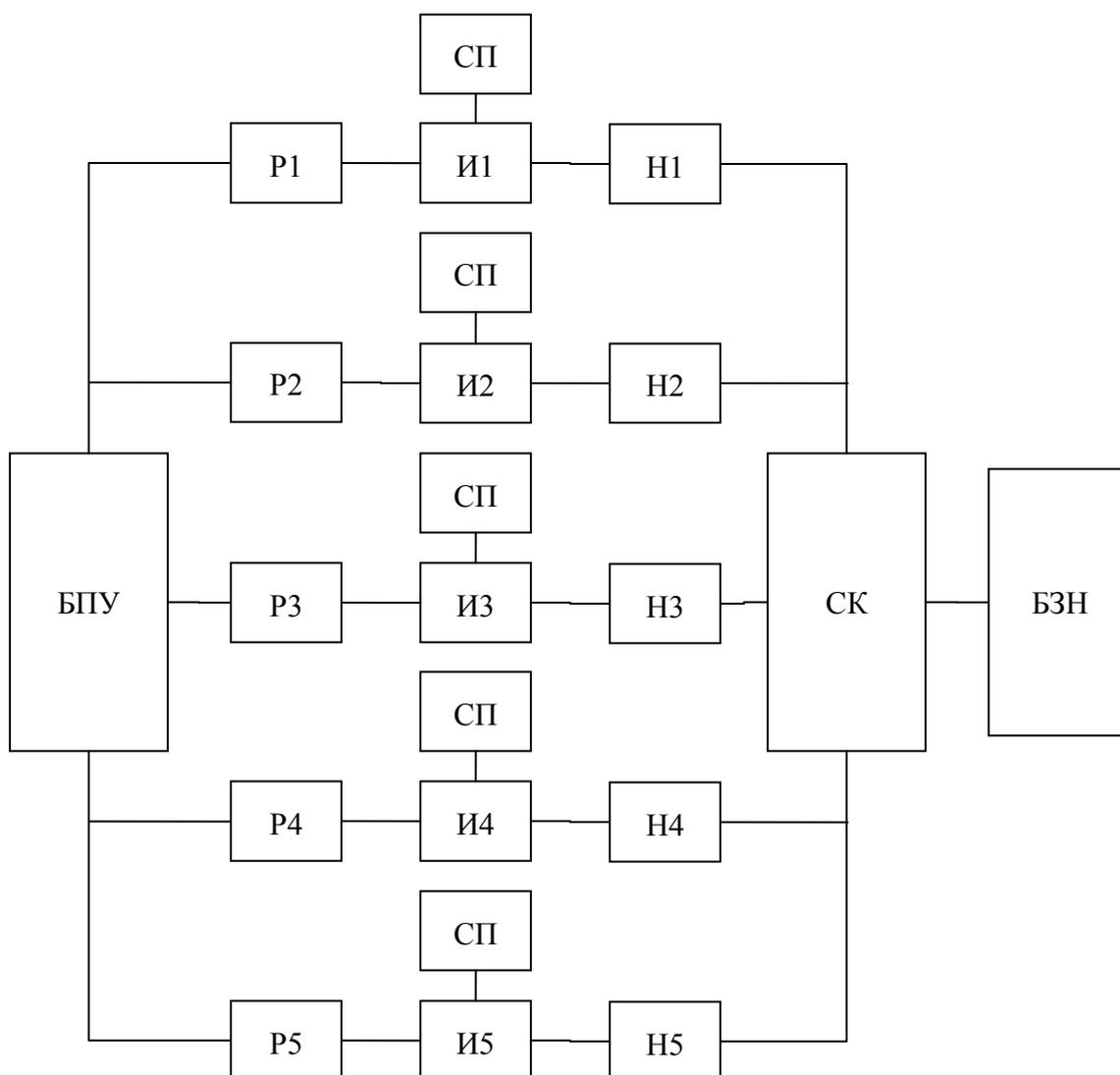


Рис. 1. Схема универсальной лазерной системы на основе растворов красителей. И1-И5 – излучатели различного типа; СП – системы прокачки растворов красителя и охлаждающей жидкости; Н1-Н5 – емкостные накопители; Р1, Р2, Р5 – игнитронные разрядники ИРТ-6; Р3, Р4 – игнитронные разрядники ИРТ-4-1; БПУ – блок поджига и управления; СК – система коммутации; БЗН – блок заряда накопителей

В данной работе использовался излучатель И1, который строится на основе модернизированного варианта коаксиальной лампы Дзюбенко (рис. 2), в которой до минимума сокращена неосвещаемая часть кюветы, уменьшено количество соединяемых узлов и повышена надежность вакуумных уплотнений, что в совокупности в несколько раз повысило ресурс работы лампы-кюветы по сравнению с базовым образцом и дало возможность осуществлять на одной заправке лампы рабочим газом около 100 вспышек без заметного ухудшения энергетических параметров генерации.

Генерационные параметры универсальной лазерной системы

Параметры	ТИП ИЗЛУЧАТЕЛЯ				
	И1	И2	И3	И4	И5
	1 лампа ИНП-5/75 А-1	2 лампы ИНП-5/75 А-1	2 лампы ИФП-5000- 2	2 лампы ИФП-5000- 2	Коакси- альная лампа
Накопитель (количество и тип конден- саторов)	2 конден- сатора к-75-48 (0.22 мкФ. 25 кВ)	4 конден- сатора к-75-48 (0.22 мкФ. 25 кВ)	4 конден- сатора ИК- 25-12У4 (12 мкФ. 25кВ	2 конден- сатора ИК- 40-5У4 (5 мкФ. 40кВ)	9 конден- саторов к- 75-48 (0.22 мкФ. 25 кВ)
Импульс на- качки, мкс	1.5	1.5	20.0	15.0	1.7
Импульс ге- нерации, мкс	0.8	0.8	7.0	5.0	1.3
Максималь- ная энергия генерации, Дж	0.1	0.2	12.0	7.0	3.0
Максималь- ный КПД ге- нерации, %	0.2	0.2	0.3	0.3	1.0

Разрядный канал образован двумя коаксиально расположенными кварцевыми трубками. Зазор между ними составляет ~1 мм. Внутри лампы располагается кварцевая кювета. Внутренний диаметр кюветы 8 мм. Импульсный ток электрического разряда накопительной конденсаторной батареи проходит через корпус лампы-кюветы, играющей роль обратного токопровода, электроды лампы и разрядник. Для концентрации излучения накачки в кювету между корпусом лампы и внешней кварцевой трубкой набита окись магния. Откачка лампы и заполнение ее ксеноном производится через специальный патрубок. Раствор генерирующего красителя также прокачивается в кювету через патрубки, а раствор охлаждающей жидкости или трансформатор излучения прокачивается через свои патрубки. Все уплотняющие соединения лампы-кюветы выполнены из силиконовой резины. Кювета имеет вклеенные просветленные окна.

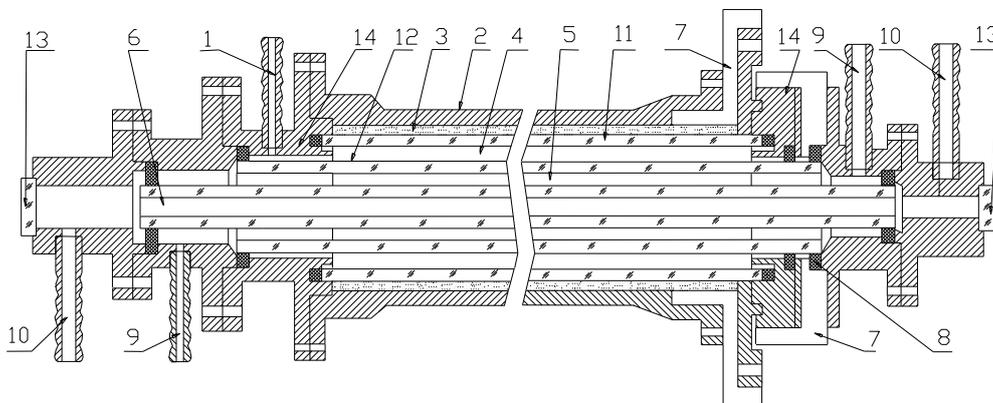


Рис. 2. Схема коаксиальной лампы-кюветы

1 – канал откачки воздуха и напуска ксенона; 2 – корпус лампы-кюветы; 3 – светоотражающее покрытие из MgO; 4 – разрядный промежуток; 5 – рубашка кюветы; 6 – кварцевая кювета; 7 – изоляторы из фторопласта; 8 – уплотнения из силиконовой резины; 9 – канал прокачки охлаждающей жидкости; 10 – канал прокачки красителя; 11 – кварцевая трубка отражателя; 12 – кварцевая трубка рубашки кюветы; 13 – окна кюветы; 14 – электроды лампы

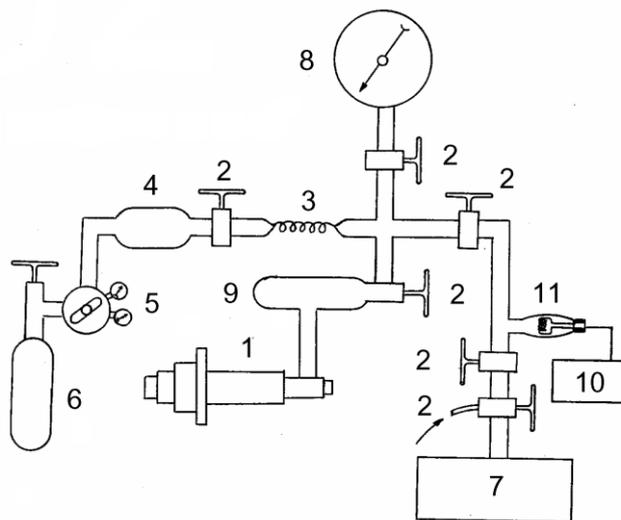


Рис. 3. Схема откачки и напуска рабочим газом лампы-кюветы

1 – лампа-кювета; 2 – вакуумные краны; 3 – капиллярный натекатель; 4 – резервная емкость; 5 – редуктор; 6 – баллон с ксеноном; 7 – форвакуумный насос; 8 – вакуумметр; 9 – балластная емкость; 10 – вакуумметр термопарный; 11 – измерительная лампа

Откачка и напуск ксеноном лампы-кюветы осуществляется с помощью газо-вакуумной системы (рис. 3). Вначале вся вакуумная система вплоть до вентиля баллона с ксеноном при открытых вакуумных кранах откачивается с помощью форвакуумного насоса 2НВР-5ДМ до давления $5 \cdot 10^{-3}$ Торр (контроль вакуума осуществляется с помощью измерительной лампы ПМТ-2 и вакуумметром ВТ-3). Затем с помощью редуктора с натекателем, контролируя по вакуумметру ВОШ 1-100, производится заполнение ксеноном балластной емкости и лампы-кюветы до давления 20-50 Торр (вакуумный пост при этом перекрыт с помощью вакуумного крана). Для обеспечения стабильности параметров лампы-кюветы по мере необходимости осуществляется перезаполнение газом ламп.

Исследования генерационных характеристик лазера на титане и рубине производилось на установке, оптическая схема которой приводится на рис. 4. Активный элемент $\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Ti}^{3+}$ ($\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$) 6 помещался в резонатор, образованный “глухим” 5 и полупрозрачным выходным 7 зеркалами. Излучение лазера на красителях с ламповой накачкой микросекундной длительности А линзой 4 фокусировалось через дихроичное зеркало 5 в активный элемент 6. Зеркало резонатора 5 имело коэффициент отражения 100% в спектральной области генерации (650–1000 нм) и ~20 % в спектральной области накачки (450–600 нм). Оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала составлял ~65 %. Энергия излучения генерации измерялась с помощью измерителя ИМО-2Н, а контроль энергии накачки производился с помощью двухлучевого запоминающего осциллографа С8-14 и фотоприемника 12 типа ФК-22, в который с помощью стеклянной пластинки 8 отводилась часть излучения накачки. Перед измерениями проводилась взаимная калибровка фотоприемника 12 по измерителю энергии 13, использовался фотоприемник ФК-22. Светофильтр 15 использовался для того, чтобы пропустить в измеритель 13 только излучение генерации лазера на титане. Для каждой длины волны возбуждения производилось определение доли прошедшего через кристалл излучения накачки, максимального КПД генерации лазера на титане по падающей на кристалл $\eta_{\text{над}}$ и поглощенной $\eta_{\text{пол}}$ в кристалле энергии накачки.

Чтобы обезопасить измеритель ФК-22 от воздействий мощного лазерного излучения на пути устанавливались нейтральные светофильтры, и излучение к ФК-22 подводилось через кварцевый световод. Спектры генерации регистрировались при помощи дифракционного спектрографа ДФС-8. Здесь также использовалась световодная транспортировка излучения. Спектры поглощения растворов красителей измерялись при помощи спектрофотометра «Spekord M-40» или СФ-26.

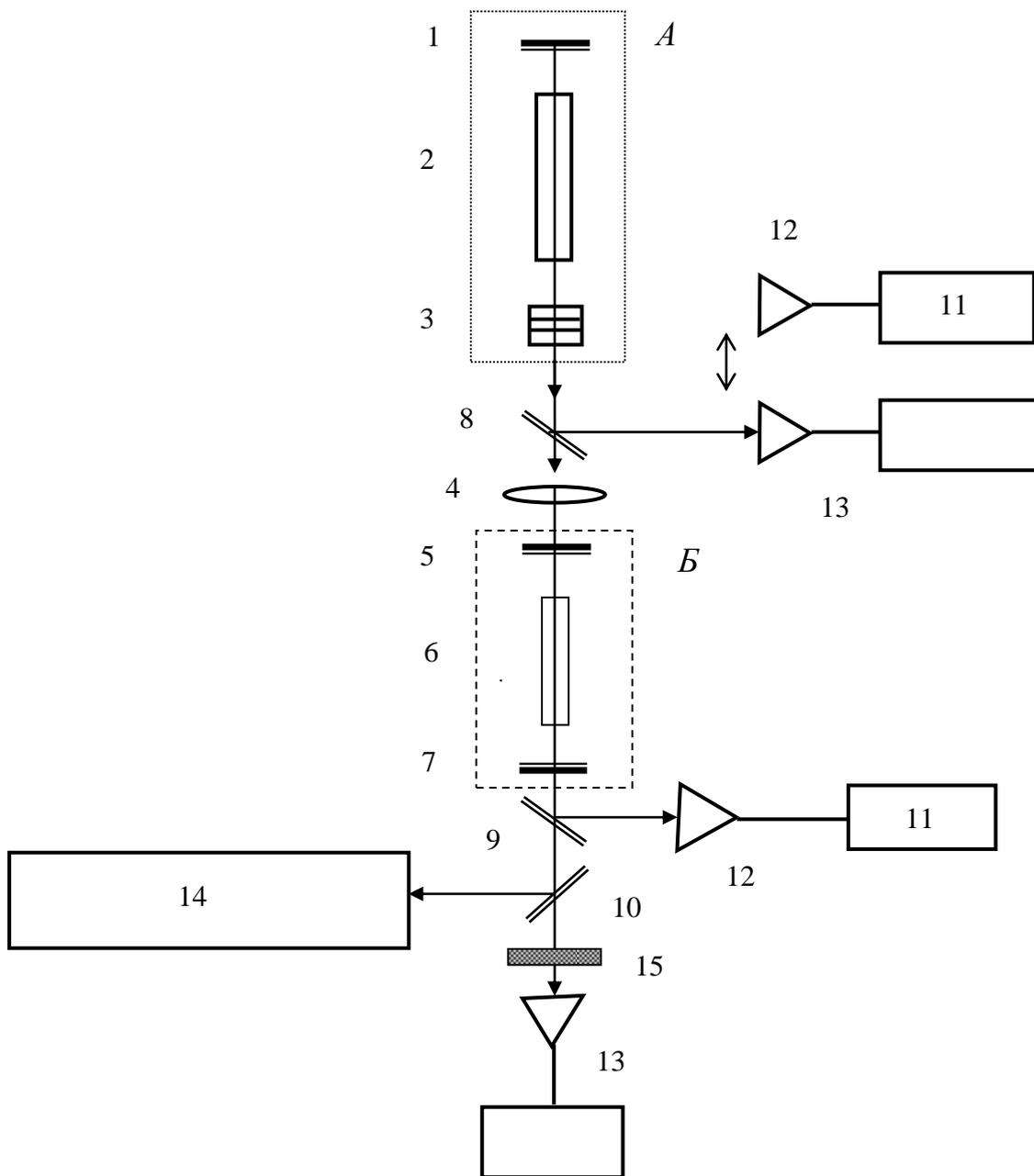


Рис. 4. Схема экспериментальной установки А-лазер на красителях на основе коаксиальной лампы-кюветы; Б-лазер на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$) с когерентной микросекундной накачкой (лазер-преобразователь)

1 – «глухое» зеркало резонатора лазера на красителях с ламповой накачкой, 2 – коаксиальная лампа-кювета, 3 – стопа – выходное зеркало лазера на красителях с ламповой накачкой, 4 – фокусирующая линза, 5 – «глухое» зеркало лазера-преобразователя, 6 – активный элемент на основе $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$) лазера-преобразователя, 7 – выходное зеркало ($R = 60\%$) лазера-преобразователя, 8,9,10 – стеклянные поворотные пластинки, 11 – двухлучевой запоминающий осциллограф С8-14, 12 – измеритель ФК-22, 13 – измеритель ИМО-2Н, 14 – дифракционный спектрограф ДФС-8, 15 – стекло КС-13

Исследование генерационных характеристик лазеров на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ и $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ проводилось с использованием когерентного источника накачки на основе лазера на красителях с ламповым возбуждением в следующих условиях. Раствор генерирующего красителя заливался в кварцевую трубку с внутренним диаметром 8 мм, находящуюся внутри другой кварцевой трубки, которая в свою очередь являлась стенкой коаксиальной лампы (см. рис. 2). Между этими двумя трубками в зазоре толщиной 1.5 мм прокачивалась дистиллированная вода или этанольный раствор специально подобранного красителя, обеспечивающего эффективное преобразование УФ-компоненты излучения лампы в излучение, которое хорошо поглощается рабочим раствором красителя, с целью повышения энергетической эффективности и ресурса работы первой ступени лазерной системы. Лампа питалась от батареи из десяти малоиндуктивных конденсаторов К75-48 общей ёмкостью 2.2 мкФ, подсоединенных к источнику высокого напряжения. Коммутация разряда лампы производилась через ртутный игнитронный разрядник ИРТ-6. Резонатор лазера на красителях образован «глухим» зеркалом и стопой, собранной из двух плоскопараллельных пластин из стекла К-8. Все эксперименты проводились при рабочем напряжении 17 кВ, что соответствовало электрической энергии накачки ~ 300 Дж. Длительность светового импульса накачки лампы по уровню 0.5 составляла ~ 2 мкс.

В качестве активной среды в ступени А (см. рис. 4) использовались этанольные растворы эффективных лазерных красителей при концентрации $1.2 \cdot 10^{-4}$ моль/л, позволяющих получать излучение в спектральном диапазоне 450-590 нм. Энергия генерации лазера на красителях с ламповой накачкой в условиях эксперимента составляла 0.5–1.5 Дж в зависимости от красителя при длительности ~ 1.3 мкс. Излучение генерации лазера на красителях, как показали эксперименты, практически не поляризовано.

В исследованиях использовался активный элемент $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ длиной 110 мм и диаметром 8 мм, выращенный методом Чохральского. Плотность энергии накачки на выходном торце активного элемента составляла $\sim 2-3$ Дж/см². Спектры поглощения данного кристалла для неполяризованного излучения и для σ - и π -поляризаций приводятся на рис. 5 из которого видно, что концентрация ионов Ti^{3+} в матрице невысокая (здесь следует отметить, что с данным кристаллом вследствие низкой концентрации ионов титана не удалось получить генерацию при прямом возбуждении излучением описанной выше лампы-кюветы).

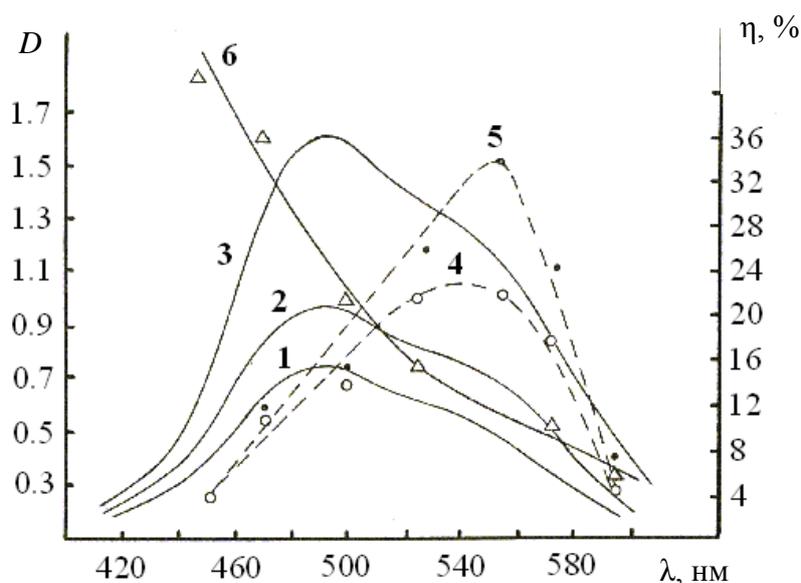


Рис. 5. Спектры поглощения и КПД генерации для активного элемента из $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$

1 – спектр поглощения кристалла для σ -поляризации; 2 – то же для неполяризованного излучения; 3 – то же для π -поляризации; 4 – КПД генерации по падающей энергии (η_{nad}); 5 – то же по поглощенной энергии ($\eta_{ногл}$); 6 – спектр оптической плотности D кристалл для мощного излучения накачки

На этом же рисунке приводятся графики зависимости максимального КПД генерации лазера на титане по падающей на кристалл η_{nad} и поглощенной $\eta_{ногл}$ в кристалле энергии накачки от длины волны излучения накачки, а также оптической плотности кристалла для изучения накачки D . Из рис. 5 видно, что в графиках зависимости η имеются четко выраженные максимумы, причем эти максимумы не совпадают с максимумом спектра поглощения кристалла. КПД по падающей на кристалл энергии достигает 23 %, а по поглощенной – 34 %.

Из сравнения зависимости оптической плотности кристалла от длины волны излучения для мощной неполяризованной накачки (кривая 6) с таковой для низкоинтенсивного излучения (кривая 2) видно, что для мощного излучения накачки наблюдается увеличение оптической плотности кристалла в спектральной области 450–510 нм и незначительное изменение D в диапазоне 575–590 нм. Сказанное позволяет сделать вывод о том, что под действием мощного излучения накачки в спектральном диапазоне 450–510 нм появляются продукты фотовозбуждения. Предположительно, это могут быть ионы четырехвалентного титана Ti^{4+} , которые, вероятно, образуются в результате отрыва электрона при поглощении коротковолнового излучения и эффективно поглощают в синем

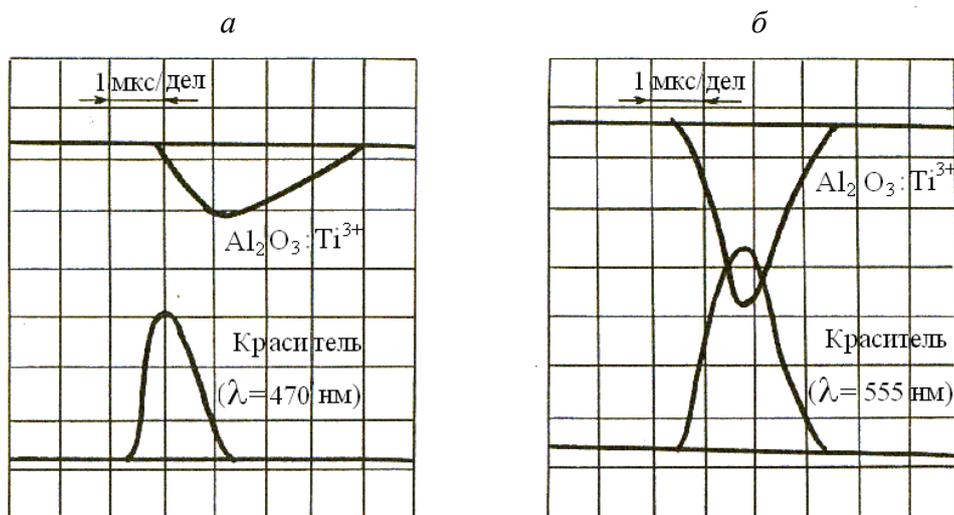


Рис. 6. Осциллограммы импульсов генерации лазера на титане (верхний луч) и накачки (нижний луч) при возбуждении излучением лазера на красителях с длиной волны 470 нм (а) и 555 нм (б)

зеленой области спектра [9]. При уменьшении интенсивности накачки на заднем фронте импульса будет происходить в возбужденном состоянии быстрый релаксационный возврат электрона к иону титана с образованием снова иона трехвалентного титана, находящегося в возбужденном состоянии. Сказанное подтверждается (рис. 6) осциллограммами импульсов накачки и генерации для двух характерных длин волн накачки – 470 нм (а) (область затемнения) и 555 нм (б) (область просветления).

Из сравнения осциллограмм видно, что при возбуждении генерации в коротковолновой области импульс генерации существенно затягивается по сравнению с импульсом накачки, а при возбуждении генерации в длинноволновой области импульс генерации заканчивается практически вместе с импульсом накачки. Время релаксации четырехвалентного иона титана Ti^{4+} в трехвалентный Ti^{3+} можно оценить приблизительно в 3 мкс.

Были также исследованы спектры генерации лазера на титане при накачке когерентным излучением различного спектрального состава. Для фотографирования использовался спектрограф ДФС-452 и спектры фиксировались на фотопластинки ИНФРА-780. В качестве репера использовались линии рубидия. Как видно из рис. 7 во всех случаях спектры широкие и лежат в диапазоне ~765–800 нм. Положение спектральных полос в зависимости от длины волны накачки практически не меняется.

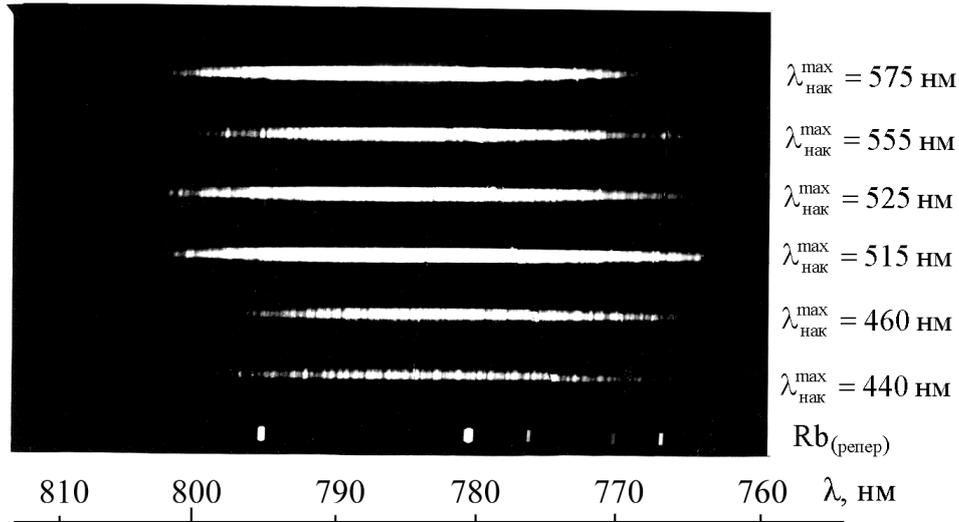


Рис. 7. Спектры генерации лазера на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ при изменении спектрального состава возбуждающего излучения лазера на красителях с ламповой накачкой микросекундной длительности

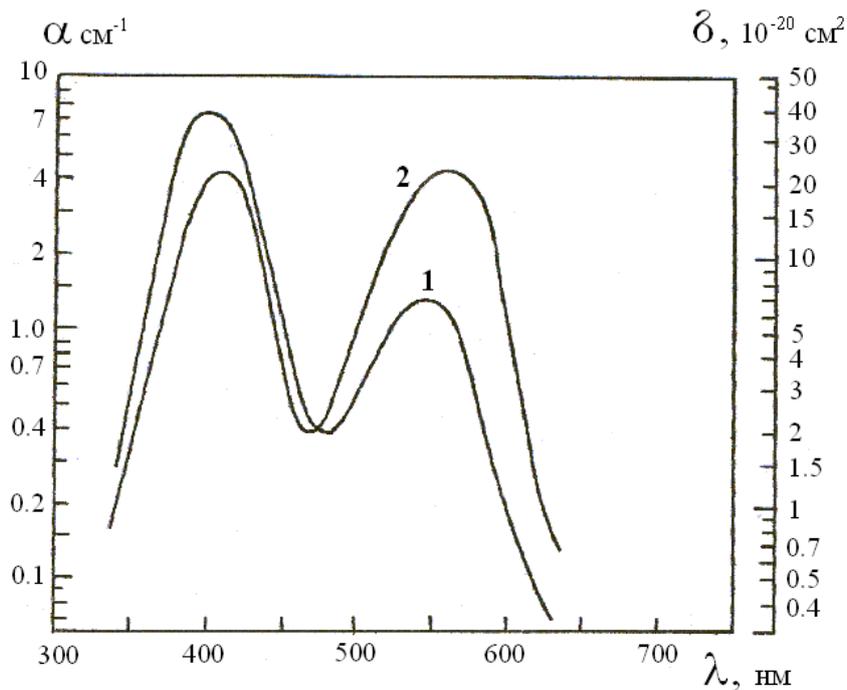


Рис. 8. Коэффициент поглощения и сечение поглощения как функции длины волны для $E_{\parallel c}$ (1) и $E_{\perp c}$ (2).

Данные для 300 К были получены из измерения общего коэффициента пропускания в розовом рубине со средней концентрацией иона Cr $1.88 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$

При исследовании в таких же условиях лазера на основе $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ генерация не была получена при накачке как в «синюю», так в «зеленую»

полосы поглощения $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ во всем диапазоне использовавшихся плотностей энергии накачки (рис. 8) [10].

Дальнейшее увеличение плотности энергии накачки приводило к разрушению входного торца активного элемента. Такой результат может быть объяснен тем, что при возбуждении активного элемента на рубине излучением лазера на красителях с ламповой накачкой не достигался порог генерации, так как он на целый порядок выше, чем у лазеров на титане и гранате (данные лазеры – четырехуровневые, а лазер на рубине – трехуровневый). Необходимо отметить, как показали предварительные эксперименты, лазер на $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ в подобных условиях возбуждения позволяет получать импульсы микросекундной длительности на $\lambda = 1064$ нм с гладкой временной огибающей при максимальной эффективности преобразования излучения накачки 36 %.

Таким образом, выполненные исследования показывают, что при возбуждении генерации в лазере на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ излучением лазера на красителях микросекундной длительности наблюдается отчетливая спектральная зависимость КПД от длины волны возбуждающего излучения, причем максимум указанной зависимости лежит в области 555 нм и не совпадает с максимумом спектра поглощения кристалла (490 нм). Данные позволяют предположить, что этот факт объясняется образованием под действием коротковолнового мощного излучения накачки метастабильных четырехвалентных ионов титана Ti^{4+} , которые поглощают в сине-зеленой области спектра и снижают эффективность генерации. Часть ионов Ti^{4+} в возбужденном состоянии релаксирует с постоянной времени ~ 3 мкс в возбужденный ион Ti^{3+} и вследствие этого принимает участие в генерации. Обнаруженное явление должно учитываться при создании мощных лазеров на титане в сапфире.

Результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. При возбуждении генерации в лазере на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ излучением лазера на красителях микросекундной длительности наблюдается отчетливая спектральная зависимость КПД от длины волны возбуждающего излучения.
2. Максимум указанной зависимости лежит в области 555 нм и не совпадает с максимумом спектра поглощения кристалла (490 нм).
3. Данные позволяют предположить, что этот факт объясняется образованием под действием коротковолнового мощного излучения накачки метастабильных четырехвалентных ионов титана Ti^{4+} , которые поглощают в сине-зеленой области спектра и снижают эффективность генерации.

4. Часть ионов Ti^{4+} в возбужденном состоянии релаксирует с постоянной времени ~ 3 мкс в возбужденный ион Ti^{3+} и вследствие этого принимает участие в генерации.
5. Обнаруженное явление спектральной зависимости КПД генерации должно учитываться при создании мощных лазеров на титане в сапфире.
6. Возбудить генерацию в лазере на $Al_2O_3:Cr^{3+}$ при возбуждении импульсами микросекундной длительности лазера на красителях с ламповой накачкой невозможно вследствие высокого порога генерации активного элемента – рубина.

Литература

1. *Moulton P. F.* Solid State Research Rep. DTIC AD-124305|4 (1982:3). MIT. Lincoln Lab., Lexington, 1982. P. 15–21.
2. *Moulton P. F.* Advances in Tunable Solid State Lasers // Opt. News. 1982. Vol. 8, № 6. P. 9.
3. *Севастьянов Б. К., Багдасаров Х. С., Федоров Е. А. и др.* Перестраиваемый лазер на кристалле $Al_2O_3:Ti^{3+}$ // Кристаллография. 1984. Т. 29, № 5. С. 963–964.
4. *Багдасаров Х. С., Красилов Ю. И., Кузнецов Н.Г. и др.* Лазерные свойства кристаллов $\alpha-Al_2O_3:Ti^{3+}$ // Докл. АН СССР. 1985. Т. 282, № 4. С. 848–850.
5. *Круглик Г. С., Скрипко Г. А., Шкадаревич А. П. и др.* Высокоэффективный перестраиваемый лазерный преобразователь на кристалле $Al_2O_3:Ti^{3+}$ // ЖПС. 1985. Т. 42, № 1. С. 126–128.
6. *Sanchez A., Faney R. E., Strauss F. J., Aggarwal R. L.* Room-Temperature Continuous-Wave Operation of a $Ti:Al_2O_3$ Laser // Opt. Lett. 1986. Vol. 11, № 6. P.363–364.
7. *Батище С. А., Тарковский В. В.* Спектрально-временные особенности возбуждения генерации в лазерах на $Al_2O_3:Ti^{3+}$ излучением лазеров на красителях с ламповой накачкой // Весці АН Беларусі. Сер.фіз.-мат. навук. 1996. № 4. С. 71–74.
8. *Белоногова Е. К., Исаенко Ю. Ж., Шавкунов С. В.* Корунд с титаном – высокоэффективный материал для перестраиваемых твердотельных лазеров // Обзоры по электронной технике, сер II. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1988. Вып. 1 (13–44).
9. *Lacovara P., Esterowitz L., Kokta M.* Growth, Spectroscopy, and Lasing of Titanium-Doped Sapphire // IEEE J. of Quant. Electron. 1985. Vol. 26, № 10. P. 1614–1618.
10. *Тарковский В. В., Ануфрик С. С.* Особенности возбуждения генерации в лазерах $Al_2O_3:Ti^{3+}$ и $Al_2O_3:Cr^{3+}$ при когерентной накачке импульсами микросекундной длительности // Квантовая электроника: Материалы V Междунар. науч.-техн. конф. Мн.: БГУ, 2004. С. 60.

ANALYSIS OF THE RELATION BETWEEN THE DIAMETER OF THE CORE OF SILICIA OPTIC FIBRES AND THE BENDING LOSSES

Macrobending loss model

The macrobending loss γ is a radiative loss when the fiber bend radius is large compared to the fiber diameter. It is defined as usual by $P(z) = P(0)\exp(-\gamma z)$ where $P(0)$ is the input power and $P(z)$ is the output power at distance z respectively.

Currently we can implements two different macrobending loss models:

1. The first model uses the closed-form integral formula, published by J. Sakai and T. Kimura [1]. It is appropriate for calculating the macrobending loss of any LP mode, both fundamental and higher-order, in arbitrary-index profile optical fibers. Using this formula the macrobending power loss coefficient is expressed as a function of the bending radius R_b in the form:

$$\gamma = \frac{\sqrt{\pi} \left(\frac{P_{clad}}{P} \right) \exp\left(\frac{-4\Delta W^3}{3r_c \Delta V^2} R_b \right)}{2sr_c [K_{\nu-1}(W)K_{\nu+1}(W)] W \sqrt{\frac{WR_b}{r_c} + \frac{V^2}{2\Delta W}}}. \quad (1)$$

The arameters appearing above are given by:

$$V = k_0 r_c \sqrt{N_{\max}^2 - N_{\min}^2}, \quad (2)$$

(the normalized dimensionless frequency)

$$W = r_c \sqrt{\beta^2 - (k_0 N_{\min})^2}, \quad (3)$$

$$\Delta = \frac{N_{\max}^2 - N_{\min}^2}{2N_{\max}^2}, \quad (4)$$

where r_c denotes the fiber core radius, N_{\max} and N_{\min} are the maximum and minimum values of the refractive index, β is the propagation constant of the mode, k_0 is the prop. constant in vacuum, n is the azimuthal mode number, $s = 2$ if $\nu = 0$ or $s = 1$ for $\nu \neq 0$ and K_ν is the modified Bessel function of the second kind of order ν .

2. Using the second macrobending loss model the coefficient γ can be expressed published by Snyder and Love, 1992 [2, 3] as:

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi V^8}{16r_c R_b W^3}} \exp\left(\frac{-4}{3} \frac{R_b}{r_c} \frac{\Delta W^3}{V^2} \right) \frac{\left[\int_0^\infty (1-f) F_0 R dR \right]^2}{\int_0^\infty F_0^2 R dR}, \quad (5)$$

where F_0 is the radial field of the fundamental mode,

$$f = \frac{N(R)^2 - N_{\min}^2}{N_{\max}^2 - N_{\min}^2}, \quad (6)$$

and $N(R)$ is the refractive index profile of the fiber. The other parameters are given above.

The two models give similar results for step-index fibers.

The loss coefficient γ can be converted to loss in decibels per kilometer units as follows:

$$\alpha_{\text{macro}} = \frac{10}{L} \log \left(\frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{out}}} \right) = \frac{10}{L} \log [\exp(\gamma L)] = \frac{10}{\ln(10)} \gamma, \quad (7)$$

where L is the length.

Microbending loss model

Microbending loss is a radiative loss in fiber resulting from mode coupling caused by random microbends, which are repetitive small-scale fluctuations in the radius of the curvature of the fiber axis.

An approximate expression for the attenuation coefficient is given by Petermann, 1976 [4]:

$$\alpha_{\text{micro}} = A(kn_1d_n)^2 (kn_1d_n^2)^{2p} \quad (8)$$

where A is a constant, d_n is the near field diameter, n_1 is the core refractive index of fiber, k is the free space wavenumber, and p is the exponent in the power law.

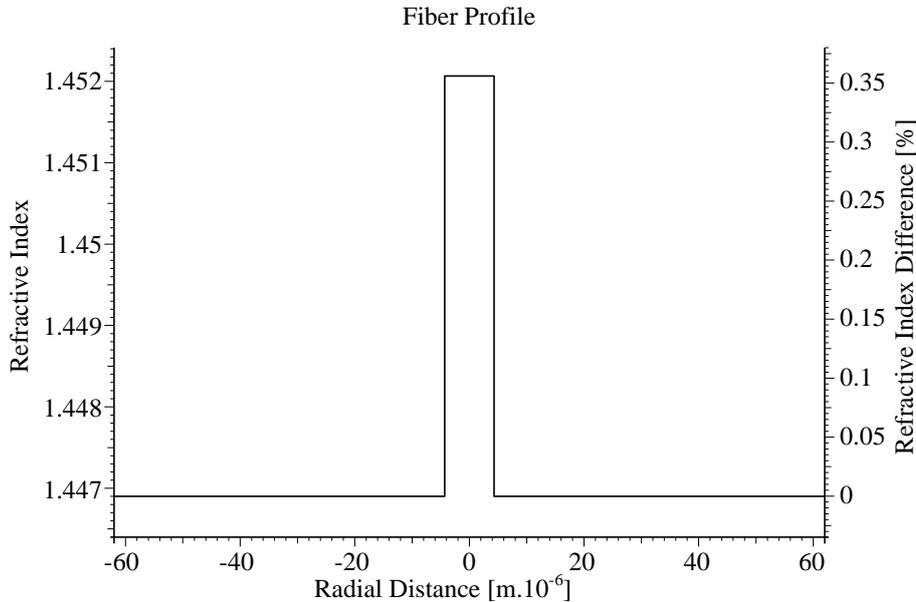


Fig. 1. Step index profile with core radius $R = 4.15 \mu\text{m}$

For an standart step index SMF 8.3/125 μm (pure silica cover and core with 3.1 % germania-doped silica) where the radius of the core $R = 4.15 \mu\text{m}$ (fig. 1) we can calculate the value for micro and macro bending loss (for wavelenght from 1.2 to 1.6 μm). The result is shown on fig. 2:

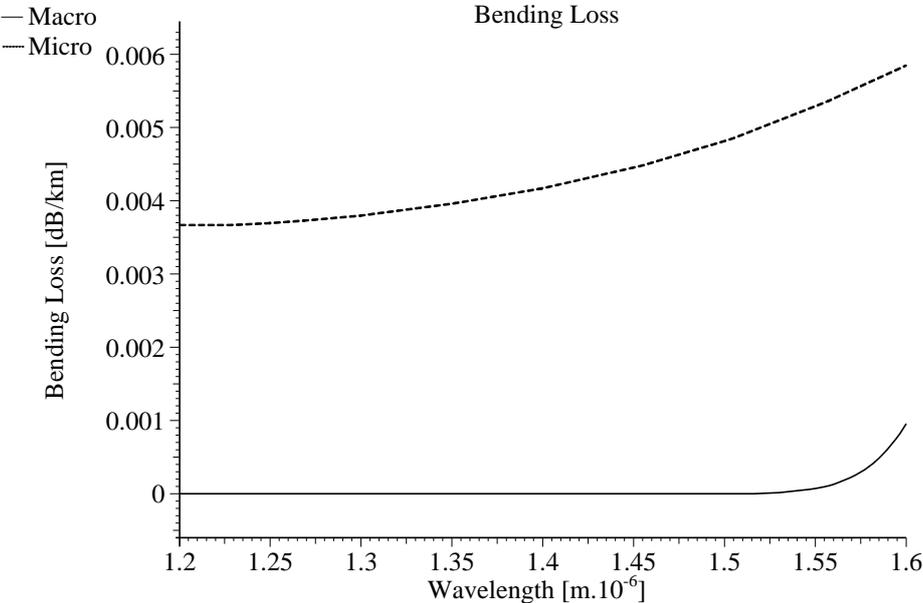


Fig. 2. Macro bending losses for fiber with core radius $R = 4.15 \mu\text{m}$

If core radius of this fiber is $R = 15 \mu\text{m}$ (30/125 μm) we will calculate the value for micro and macro bending losses The result is shown on fig. 3.

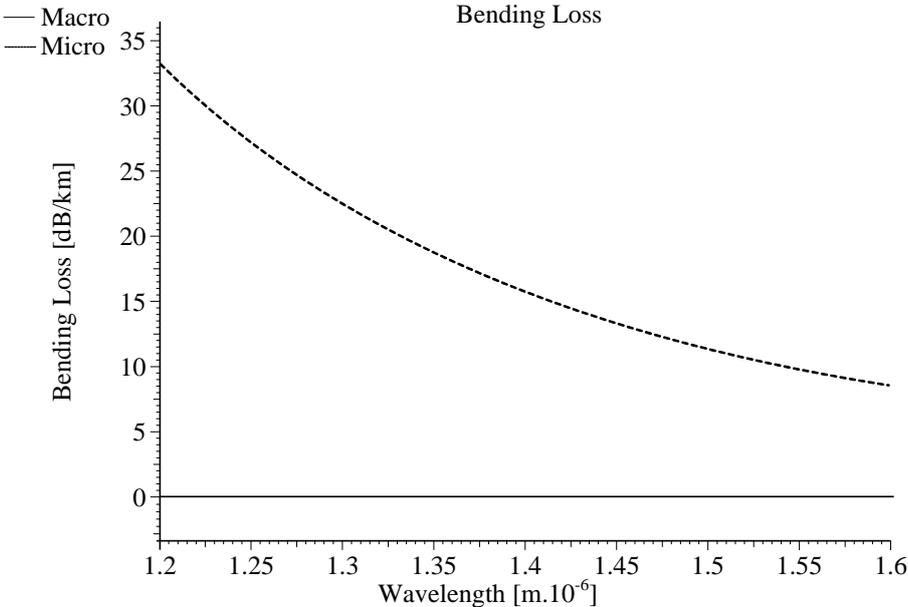


Fig. 3. Macro bending losses for fiber with core radius $R = 15 \mu\text{m}$

For core radius of this fiber is $R = 3 \mu\text{m}$ ($6/125 \mu\text{m}$) we can calculate the next value for micro and macro bending losses. The result is shown on fig. 4.

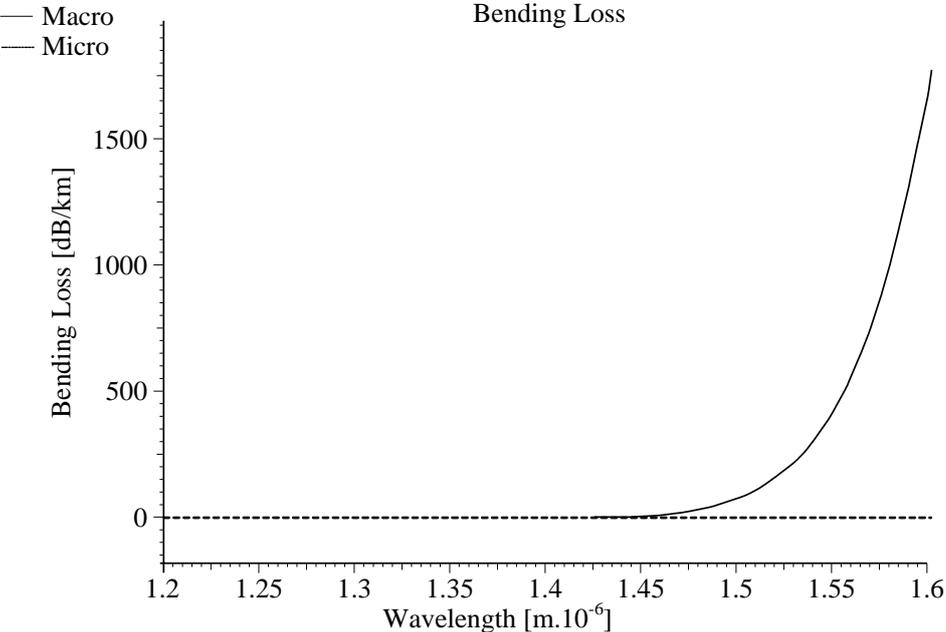


Fig. 4. Macro bending losses for fiber with core radius $R = 3 \mu\text{m}$

If core radius of this fiber is $R = 2 \mu\text{m}$ ($4/125 \mu\text{m}$) we can calculate the value for micro and macro bending losses. The result is shown on fig. 5

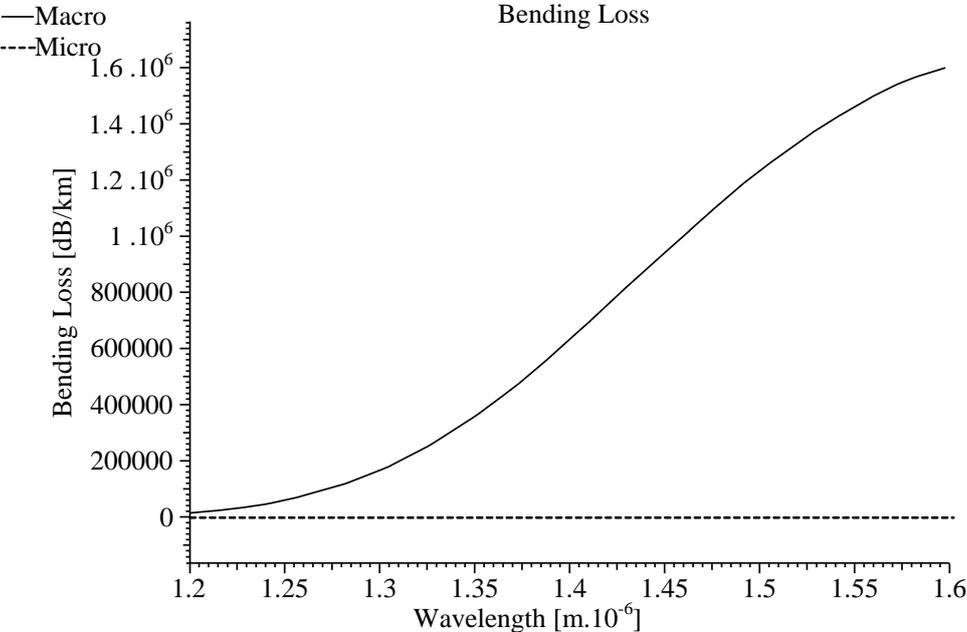


Fig. 5. Macro bending losses for fiber with core radius $R = 2 \mu\text{m}$

For core radius of this fiber $R = 25 \mu\text{m}$ (50/125) we can calculate the value for micro and macro bending losses – showed in – fig. 6.

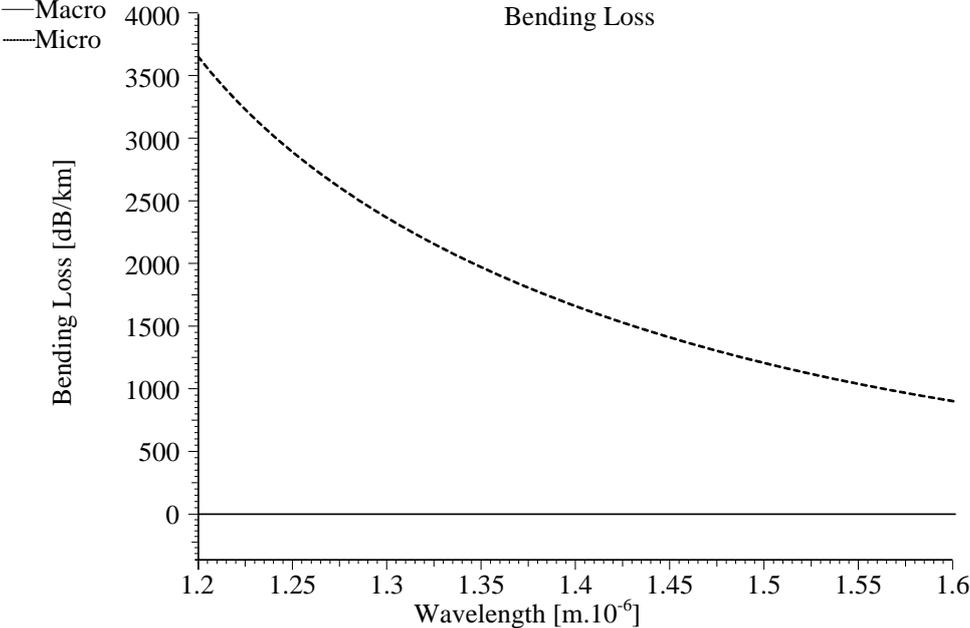


Fig. 6. Bending losses for fiber with core radius $R = 25 \mu\text{m}$

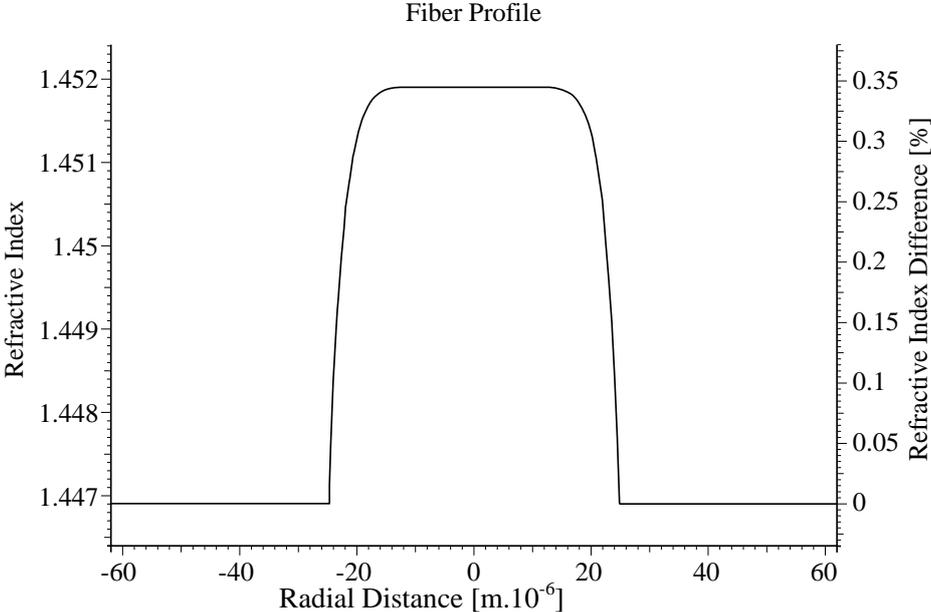


Fig. 7. Profile as a consequence from the diffusion of the material of the cover and the material of the core (50/125 μm)

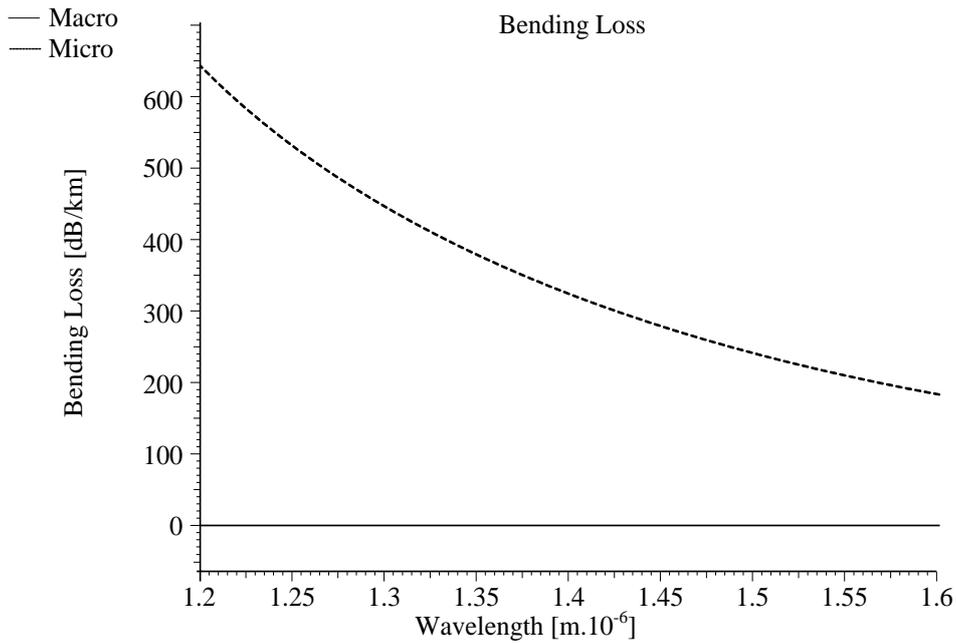


Fig. 8. Bending losses for fiber with profile corresponding to fig. 7

We can easily notice that with the increasing of the diameter of the core the value of the microbending loss is vastly increasing. If the radius of the core of this fiber is $R = 25 \mu\text{m}$ (50/125) we can notice this increasing in fig. 6. The value of the microbending losses according to the chosen refractive index in the core is so big that the fibre is practically useless.

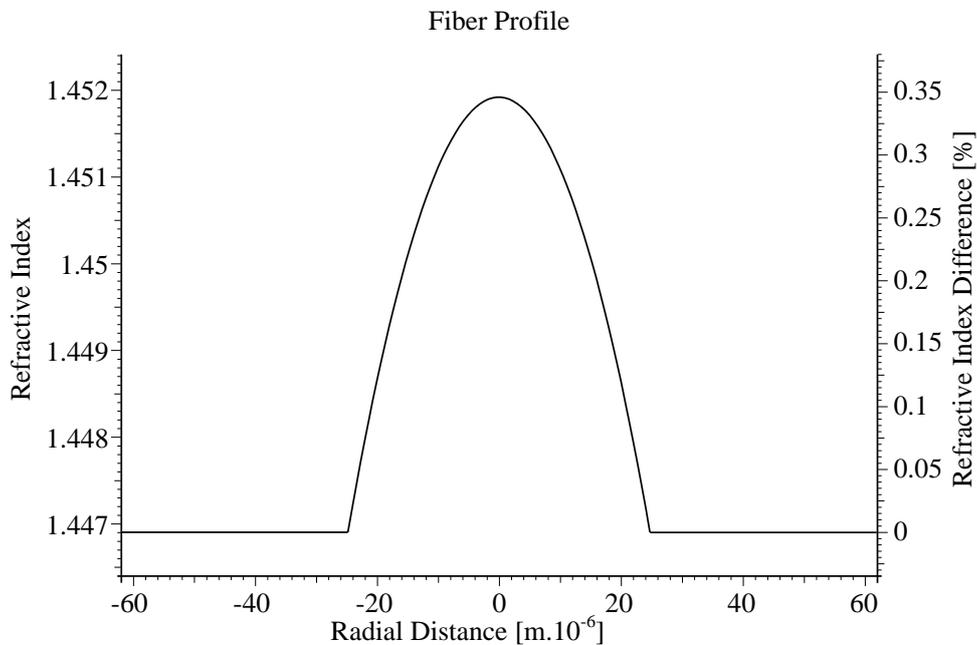


Fig. 9. Profile with exponent close to 2 (50/125 μm)

The problem could be solved if we use refractive index with gradient function in the core. Even the rounding of the profile of the index of refraction of the core (as a consequence from the diffusion of the material of the cover and the material of the core in the process of withdrawal of fiber with step index – fig.7) leads to vastly decreasing the value of microbending loss – fig.8.

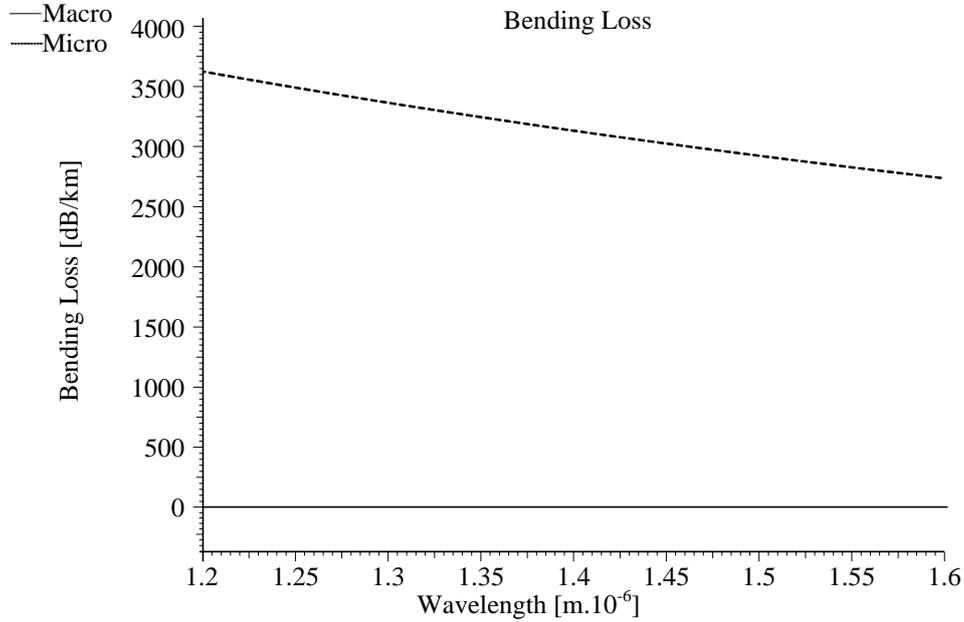


Fig. 10. Bending losses for fiber with profile with exponent close to 2

Pretty good results could turn out when using gradient profile with exponent close to 2 – fig. 9. The values of micro and macro bending losses are showed in fig. 10 .

For the calculations:

The near-field Mode Field Diameter (near-field MFD) is also known in the literature as the ‘Petermann I’ diameter. It is defined as the diameter at which the near field power falls to $1/e^2$ of its maximum value. It can be calculated by Artiglia [5]:

$$d_n = 2 \sqrt{2 \frac{\int_0^{\infty} E^2(r) r^3 dr}{\int_0^{\infty} E^2(r) r dr}} \quad (9)$$

where $E(r)$ is the optical mode field distribution.

The Mode Field Diameter (MFD) is an important parameter related to the optical field distribution in the fiber. It has been shown that MFD provides useful information about the cabling performances, such as possible joint, ma-

crobending, and microbending losses. The effective area of the fibers has a direct relation to the nonlinear distortions in long fiber links.

According to what came out from the graphical dependence could be done the next conclusions for silica optic fibers with step index:

1. The losses from the macrobendings vastly increase when the radius of the core of the single mode optical fibre with step profile of the coefficient of refraction under $3.5 \mu\text{m}$.

2. The increasing is notably markedly in the big lengths of the waves (over $1.5 \mu\text{m}$ or close over the third optical window).

3. The level of the losses from microbending goes down to reasonable level for the producing of single mode fibres good for real exploitation in the range of 1200–1600 nm in values of the radius of the core under $7 \mu\text{m}$.

4. When $R < 5 \mu\text{m}$, the losses from the microbendings could be practically neglected.

5. The most advantageous, according to the fading from microbendings, are optical fibres with radius under $5 \mu\text{m}$.

6. The most advantageous, according to the minimum losses together from the micro and macro bendings, appear to be the sizes of the radiuses of the cores of the fibers in the level between 4 and $5 \mu\text{m}$, where the two kinds of losses have slightly small values according to the other kinds of losses in the optical fibres.

References

1. Sakai J., Kimura T. Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers // Appl. Opt. 1978. Vol. 17, № 10. P. 1499–1506.
2. Snyder A. W., Love J. D. Optical Waveguide Theory. Chapman and Hall, 1983. Tsao Ch. Optical fiber waveguide analysis. Oxford University Press, 1992.
3. Yeh Ch. Handbook of Fiber Optics-Theory and Applications. Academic Press, 1990. ITU-T Rec. G.650 'Definition and Test Methods for the Relevant Parameters of single mode fibers', Mar. 1993, also TIA/EIA-455-80A 'Measuring Cutoff Wavelength of Uncabled single-mode fibers by Transmitted Power', Feb. 1996, also Keiser G. Optical fiber Communications. 3rd ed. McGraw-Hill.
4. Petermann K. Microbending loss in monomode fibers // Electron. Lett. 1976. Vol. 20, № 3. P. 107–109.
5. Artiglia M. Mode field Diameter measurements in single-mode optical fibers // J. Lightwave Tech. 1989. Vol. 7, № 8. P. 1139–1152.

ДЕФЕКТНЫЯ МОДЫ Ё АДНАМЕРНЫХ ФАТОННЫХ КРЫШТАЛЯХ

Уводзіны

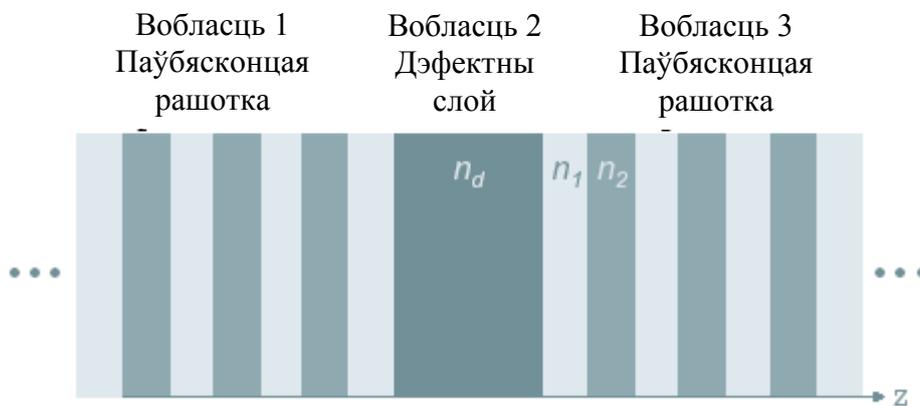
З моманту адкрыцця таго факту, што электрамагнітныя хвалі ў пэўных перыядычных дыэлектрычных матэрыялах валодаюць зоннай структурай, значная ўвага была прысвечана вывучэнню такіх сістэм [1–4]. Так былі выяўлены структуры рознай геаметрыі, валодаючыя фатоннымі забароненымі зонамі, у якіх назіралася падаўленне спантаннага выпраменьвання. Іншай важнай распрацоўкай у гэтай галіне з’яўляецца увядзенне дэфектных слаёў у фатонныя структуры. Эксперыментальныя дадзеныя паказалі існаванне дэфектных мод у дзвюх – і трохмерных фатонных крышталях, выкліканых увядзеннем альбо выняццем з фатоннага крышталю дыэлектрычнага слою [5, 6]. Дзякуючы сваім уласцівасцям фатонныя крышталі з дэфектнай модай могуць быць выкарыстаны як аб’ёмныя рэзанатары для паўправадніковых лазераў, высакаякасныя фільтры, мікрарэзанатары і аптычныя хваляводы [7–10].

Тэарэтычнае вывучэнне фатонных крышталёў з дэфектнай модай праводзіцца галоўным чынам з дапамогай лічбавых метадаў, адным з якіх з’яўляецца метада перадачнай матрыцы [11]. Абмежаваны матэматычнымі складанасцямі, да цяперашняга часу аналітычны падыход (апраксімацыя дзвюхкампанентнай блохаўскай хваляй [12]) можа быць выкарыстаны толькі для спрошчаных сістэм, такіх як, напрыклад, аднамерны фатонны крышталі. У дадзеным артыкуле разглядаюцца абодва падыходы да даследавання дэфектных мод у аднамерным фатонным крышталі.

Аднамерны фатонны крышталі існаваў задоўга да адкрыцця фатонных структур большых парадкаў і прымяняўся ў шматлікіх аптычных прыладах: напрыклад, размеркаваным брэгаўскім адбівальніку (РБА), які фактычна з’яўляецца аднамернай чвэрцьхвалевай рашоткай. Вядомы шматслаёвы рэзанатар Фабры–Перо (ФП) таксама можа разглядацца як атрыманы ўнясеннем дэфектнага слою ў перыядычную чвэрцьхвалевую фатонную структуру. Даследаванне аднамерных фатонных крышталёў з дэфектам з’яўляецца карысным для прымянення іх у паўправадніковых лазерах і аптымізацыі лазерных сістэм.

Аналітычны падыход да даследавання аднамерных дэфектных мод

Аднамерныя фатонныя сістэмы з дэфектам уяўляюць сабой перыядычныя шматслаёвыя сістэмы, якія складаюцца з двух матэрыялаў з дыэлектрычнымі пранікальнасцямі ϵ_1 і ϵ_2 і таўшчынямі a_1 і a_2 адпаведна. Адзін са слаёў, напрыклад ϵ_2 , замешчаны дэфектным слоём таўшчыняй d і дыэлектрычнай пранікальнасцю ϵ_d (мал. 1). Для прастаты прымаецца, што дэфект цэнтраваны па каардынаце $x=0$ так, што дазволеныя электрамагнітныя моды маюць дакладную сіметрыю адносна восі абсцыс. Сістэма можа быць падзелена на тры вобласці: дэфектны слой (вобласць 2) і дзве паўбясконцыя рашоткі (вобласці 1 і 3), як паказана на мал. 1.



Мал. 1 Аднамерная фатонная структура з дэфектам

Распаўсюджванне электрычнага поля $E(r)$ у фатоннай рашотцы апісваецца ўраўненнем Гельмгольца

$$-\nabla^2 E(r) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon'(r) E(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon E(r), \quad (1)$$

дзе функцыя дыэлектрычнай пранікальнасці падзелена на ўсярэдненую частку ϵ і перыядычную частку $\epsilon'(r)$. Характарыстычнае ўраўненне для дазволёных мод выглядае наступным чынам:

$$\begin{vmatrix} k^2 - \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} & -U_G \frac{\omega^2}{c^2} \\ -U_G^* \frac{\omega^2}{c^2} & (k - G)^2 - \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} \end{vmatrix} = 0, \quad (2)$$

дзе G – зваротны хвалевы вектар і U_G – фур'е-кампаненты функцыі $\epsilon'(r)$. Неабходна адзначыць, што пры нармальным падзенні палярызацыя электрамагнітных хваляў неістотная і можа быць не ўлічана. Аднак для

фатонных структураў больш высокіх парадкаў улік палярызацыі з'яўляецца вельмі важным.

Так як даследуюцца дэфектныя моды ўнутры забароненых зонаў, то можна сканцэнтравать увагу толькі на участку правалу ў спектры без страты агульнасці. Дысперсійнае судачыненне для электрычнага поля ў дзвюх паўбясконцых фатонных рашотках можа быць запісана як

$$k = \frac{G}{2} \pm iq, \quad (3)$$

дзе

$$q^2 = \left[G^2 \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + U_G^2 \frac{\omega^4}{c^4} \right]^{1/2} - \frac{G^2}{4} - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (4)$$

а хвалевае функцыя для электрычнага поля мае форму

$$\psi_k(x) = \exp(-qx) \cos\left(\frac{G}{2}x + \delta\right), \quad (5)$$

прычым

$$\sin 2\delta = \frac{qG}{U_G(\omega^2/c^2)}. \quad (6)$$

Уяўная частка хвалевага вектару q пачынаецца з нуля на краі забароненай зоны, павялічваецца з ростам энергіі да сярэдзіны зоны, дзе дасягае свайго максімуму.

З-за сіметрыі хвалевыя функцыі ў дзвюх паўбясконцых фатонных рашотках (вобласці 1 і 3 на мал. 1) задаюцца адным судачыненнем [12]

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= C \exp(qx) \cos\left(\frac{G}{2}x + \delta + \frac{Ga_1}{4} + \frac{Gd}{4}\right), & x < -\frac{d}{2}, \\ \psi_3(x) &= \pm \psi_1(-x), & x > \frac{d}{2}, \end{aligned} \quad (7)$$

дзе знак \pm адпавядае станоўчай (адмоўнай) цотнасці. Хвалевае функцыя ўнутры дэфектнага слою задаецца прыблізнай формулай [12]

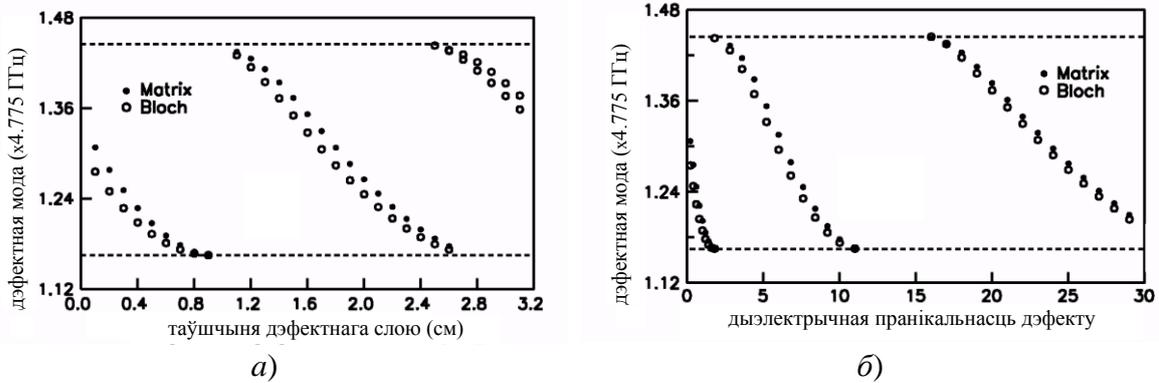
$$\psi_2(x) \approx \cos(k_d x + \theta), \quad (8)$$

дзе $k_d = \varepsilon_d^{1/2} \left(\frac{\omega}{c}\right)$ – хвалевы вектар унутры дэфекту, а $\theta=0$ альбо $\pi/2$

адпавядае цотным і няцотным хвалям.

Непарыўнасць хвалевых функцый і іх вытворных на мяжы падзелу слаёў $x = \pm d/2$ патрабуе каб

$$q - \frac{G}{2} \operatorname{tg} \left(\frac{Ga_1}{4} + \delta \right) = \begin{cases} k_d \operatorname{tg} \left(k_d \frac{d}{2} \right), & \theta = 0, \\ -k_d \operatorname{ctg} \left(k_d \frac{d}{2} \right), & \theta = \pi/2. \end{cases} \quad (9)$$



Мал. 2 Дэфектныя моды для розных таўшчыняў дэфекту пры $\epsilon_1 = 1.0$, $\epsilon_2 = \epsilon_d = 2.0$ і $a_1 = a_2 = 1$ см (а) і дэфектныя моды для розных дыэлектрычных пранікальнасцяў дэфекту пры $\epsilon_1 = 2.0$, $\epsilon_2 = 1.0$ і $a_1 = a_2 = d = 1$ см (б).

Бачна узгадненне дадзеных атрыманых метадам перадатачнай матрыцы і апраксімацыяй блохаўскай хваляй [12]

Гэта умова (9) і вызначае дэфектныя моды. Становішча дэфектнай моды можа змяняцца пры перастройцы дыэлектрычнай пранікальнасці дэфекту ϵ_d альбо таўшчыні d , як паказана на мал. 2а і 2б. Пры $d = a_2$ і $\epsilon_d = \epsilon_2$ сістэма пераўвасабляецца ў дакладную фатоннакрышталічную рашотку, якая фактычна з'яўляецца размеркаваным брэгаўскім адбівальнікам. Калі d крыху болей (меней) за a_2 , то мода, якая першапачаткова знаходзілася ў зоне праводнасці (валентнай зоне), змесціцца ў забароненую зону, падобна да паводзінаў донарнай (акцэптарнай) зоны ў паўправадніках. Пры павелічэнні d дэфектная мода, адасобленая ад зоны праводнасці, зрушыцца ў напрамку валентнай зоны і ў рэшце рэшт апынецца ў ёй. Такія моды ўтвараюць групу, якая адпавядае адной пэўнай цотнасці. Калі працягваць павялічваць таўшчыню, дэфектная мода з'явіцца зноў з краю зоны праводнасці і будзе рухацца да валентнай зоны, утвараючы іншую групу супрацьлеглай цотнасці.

Для кожнай дэфектнай групы існуе абмяжоўваючая таўшчыня $d_<$ ($d_>$), адпавядаючая дэфектнай модзе на верхнім (ніжнім) краі групы, гэта значыць на дне (вяршыні) зоны праводнасці (валентнай зоны). Яе велічыня можа быць знойдзена з ураўнення (9). Возьмем для прыкладу

$U_G < 0$. Няцотная група адпавядае сіметрычнаму выпадку для станоўчай цотнасці:

$$\begin{aligned} d_{<}^{2n+1} &= \lambda_u \left\{ n - \frac{1}{\pi} \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{G\lambda_u}{4\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{Ga_1}{4} \right) \right] \right\}, \\ d_{>}^{2n+1} &= \lambda_l \left\{ n + \frac{1}{\pi} \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{G\lambda_l}{4\pi} \operatorname{ctg} \left(\frac{Ga_1}{4} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

у той час як цотная група адпавядае антысіметрычнаму выпадку для адмоўнай цотнасці:

$$\begin{aligned} d_{<}^{2n+2} &= \lambda_u \left\{ n + \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{G\lambda_u}{4\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{Ga_1}{4} \right) \right] \right\}, \\ d_{>}^{2n+2} &= \lambda_l \left\{ n + \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{G\lambda_l}{4\pi} \operatorname{ctg} \left(\frac{Ga_1}{4} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

дзе λ_u (λ_l) – даўжыня электрамагнітнай хвалі ў дэфектным слаі, якая адпавядае частаце верхняга (ніжняга) краю забароненай зоны. Як вынікае з формул (10) і (11), усе таўшчыні $d_{<s}$ ($d_{>s}$) месцяцца адзін ад аднаго на аднолькавым інтэрвале ў палову даўжыні хвалі, гэта значыць $d_{<}^{n+1} - d_{<}^n = \lambda_u/2$ ($d_{>}^{n+1} - d_{>}^n = \lambda_l/2$). Так як $\lambda_u \neq \lambda_l$, то ў фатоннай структуры з адным дэфектным слоём можа быць нуль, адна альбо больш чым адна дэфектная мода ў забароненай зоне у залежнасці ад параметраў формул (10) і (11).

Метад перадатачнай матрыцы

Для апісання працэсу праходжання электрамагнітнай хвалі праз фатонны крышталё, паказнік праламлення якога перыядычна змяняецца з каардынатай, кожны слой крышталю, у якім паказнік праламлення з'яўляецца пастаянным, разбіваецца на шэраг i -тых плоскасцяў. Напружанасць электрычнага поля можна ўявіць у выглядзе суперпазіцыі плоскіх хваляў, якія распаўсюджваюцца ў супрацьлеглых накірунках [13]:

$$E(x) = A_i \exp[ik_i(x - x_i)] + B_i \exp[-ik_i(x - x_i)] \text{ пры } x_i \leq x \leq x_{i+1}, \quad (12)$$

дзе $k_i = n_i k_0$ — камплексная ў агульным выпадку пастаянная распаўсюджвання, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ — хвалевы вектар.

Прыраўноўваючы амплітуды электрычнага поля і іх вытворныя па каардынаце на мяжы суседніх слаёў, знаходзім наступнае пераўтварэнне, звязваючае амплітуды хваляў у дзвюх суседніх плоскасцях i і $i+1$ [14]:

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \exp[ik_i \Delta x] & \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \exp[-ik_i \Delta x] \\ \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \exp[ik_i \Delta x] & \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \exp[-ik_i \Delta x] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix}, \quad (13)$$

дзе $\Delta x = x_{i+1} - x_i$ — адлегласць паміж разглядаемымі пунктамі, а $k = n(x)k_0$.

Слой, у якім паказнік праламлення пастаянны, для лічбавага разліку разбіваем на шэраг плоскасцяў для пошуку ў іх амплітуды электрычнага поля. Так як паказнік праламлення ў слоі пастаянны, то $k_{i+1} = k_i$ і матрыца пераходу, звязваючая амплітуды хваляў у суседніх плоскасцях гэтага слоя набывае выгляд:

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp[ik_i \Delta x] & 0 \\ 0 & \exp[-ik_i \Delta x] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Пры пераходзе ад аднаго слоя да іншага паказнік праламлення змяняецца, а $\Delta x \rightarrow 0$, таму матрыца пераходу паміж сляямі з рознымі дыэлектрычнымі пранікальнасцямі будзе мець выгляд:

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} & \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \\ \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} & \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Перамнажаючы паміж сабой матрыцы пераходу, дапускаючы, што да структуры і пасля знаходзіцца паветра з паказнікам праламлення $n=1$, і, улічваючы, што сувязь паміж амплітудамі поля ў межах слоя з аднолькавым паказнікам праламлення мае выгляд (14), а пры пераходзе ў слой з іншым паказнікам праламлення гэтая сувязь набывае выгляд (15), атрымаем характарыстычную матрыцу фатоннага крышталю:

$$M = M_1 M_2 \dots M_N = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Няхай на ўваходзе структуры мы маем плоскую электрамагнітную хвалю, якую можна ўявіць ў выглядзе суперпазіцыі падаючай і адбітай

хвалю з амплітудамі A і B адпаведна, а на выхадзе выйшаўшую хвалю з амплітудай C , тады сувязь паміж імі, улічваючы характарыстычную матрыцу фатоннага крышталю (16), можна паказаць у выглядзе:

$$\left. \begin{aligned} M_{11}A + M_{12}B &= C \\ M_{21}A + M_{22}B &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (17)$$

Так як амплітуды поля з'яўляюцца велічынямі камплекснымі, то каэфіцыенты адбіцця і прапускання будуць мець выгляд:

$$R = \left| \frac{B}{A} \right|^2, \quad (18)$$

$$T = \left| \frac{C}{A} \right|^2. \quad (19)$$

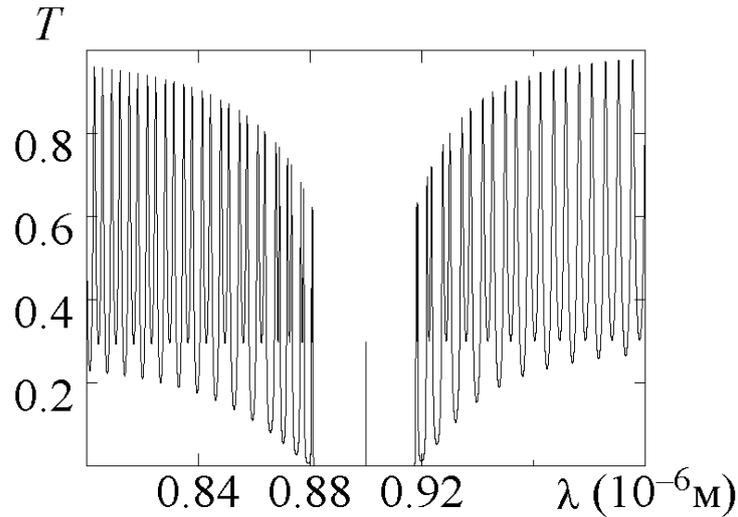
З сістэмы ўраўненняў (17) можна знайсці судачыненні

$$\frac{B}{A} = -\frac{M_{21}}{M_{22}}, \quad (20)$$

$$\frac{C}{A} = M_{11} + M_{12} \left(-\frac{M_{12}}{M_{22}} \right) \quad (21)$$

і выкарыстаць іх пры непасрэдным разліку каэфіцыентаў адбіцця і прапускання па формулах (18) і (19). Інтэнсіўнасць электрычнага поля ў i -тай плоскасці знаходзіцца як квадрат напружанасці, якая ў агульным выпадку з'яўляецца камплекснай велічынёй і складаецца з амплітуд падаючай і адбітай хвалю ў дадзенай плоскасці [15].

Метад перадатчнай матрыцы дазваляе вылічыць спектр прапускання, у якім дэфектная мода вызначаецца пікам прапускання ўнутры забароненай зоны (мал. 3). Варта зазначыць, што ў аналітычным падыходзе з дапамогай апраксімацыі дзвюхкампанентнай блохаўскай хвалі фатонная сістэма прымаецца бясконцай, у той час як метады перадатчнай матрыцы прымяняльны толькі для сістэм канечных памераў. Для апошніх тунэльны эфект з'яўляецца непазбежным і прыводзіць да пашырэння дэфектнай моды, хаця і не аказвае відавочнага ўплыву на цэнтральнае становішча моды. На мал. 2 адлюстраваны дадзеныя атрыманыя аналітычным і лічбавым метадамі.



Мал. 3 Спектр фатоннай структуры разлічаны з дапамогай метаду перадатачнай матрыцы.

Структура складаецца са 100 слаёў $GaAs-AlAs$, дэфектнага слою $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$ і 100 слаёў $GaAs-AlAs$.

Дэфектная мода вызначаецца пікам прапускання ўнутры забароненай зоны.

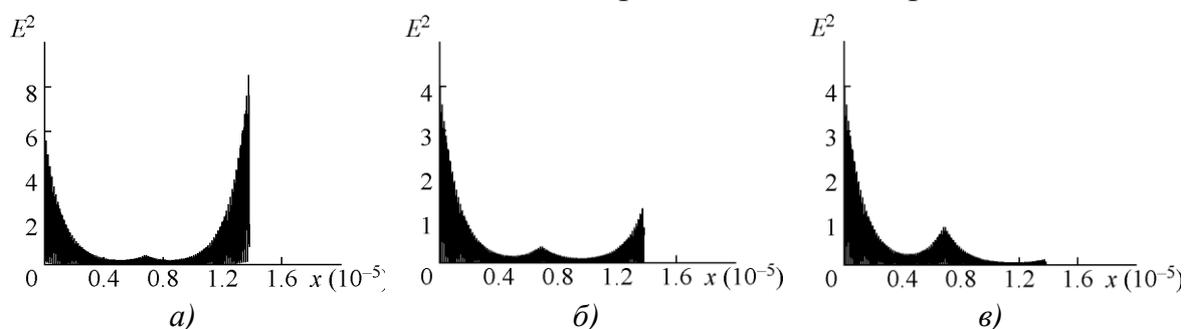
З формулы (1) ясна бачна, што функцыя дыэлектрычнай пранікальнасці ў фатонных сістэмах грае тую ж ролю, што і патэнцыяльная энергія ва ўраўненні Шродынгера для электронных сістэм. Дэфектны слой, які характарызуецца дыэлектрычнай пранікальнасцю і таўшчынёй, паводзіць сябе як лакалізаваны дадатак “патэнцыялу” ў электроннай сістэме. Такі дадатковы “патэнцыял” будзе выпіхваць моду ў забароненую зону, ствараючы такім чынам паласу прапускання, становішча якой вызначаецца аптычнай таўшчынёй дэфектнай вобласці [16]. У выніку гэтага электрычнае поле экспаненцыйна згасае (характар згасання апісваецца параметрам q) з перыядам асцыляцыі $G/2$ у паўбясконцых рашотках, паводзячы сябе ў дэфекце як праходзячая хваля, што і апісваецца формуламі (7) і (8). Хвалевыя функцыі лакалізуюцца каля дэфекту, які можа разглядацца як аднамерны мікразанатар.

Аптычнае ўзмацненне ў аднамерных фатонных крышталях

Пры выкарыстанні ў фатонных крышталях $n-i-p-i$ -структур з’яўляецца магчымым выклікаць аптычнае ўзмацненне праходзячага праз структуру святла [17–18]. Гэта з’ява ляжыць у аснове стварэння высокаэфектыўных звышкомпактных мікразанатараў.

У агульным выпадку дапускаецца, што некаторыя слаі $GaAs$ фатоннай гетэраструктуры аптычна актыўныя і для іх каэфіцыент паглынання меншы за нуль. Паказнік праламлення такіх слаёў залежыць ад даўжыні хвалі λ і рознасці квазіўзроўняў Фермі ΔF . Рознасць

квазіўзроўняў Фермі i , адпаведна, каэфіцыент узмацнення ў актыўных $n-i-p-i$ -сляях можна змяняць з дапамогай аптычнага альбо электрычнага ўзбуджэння. Для прастаты дапускаецца, што ўсе актыўныя слаі разглядаемага фатоннага крышталю напампоўваюцца аднародна, г. зн. маюць аднолькавы каэфіцыент узмацнення g . Для атрымання эфектыўнага ўзмацнення неабходна, каб даўжыня хвалі дэфектнай моды фатоннай структуры патрапляла ў паласу ўзмацнення актыўных слаёў. Пры разліку спектральных характарыстык фатонных крышталюў з гэтаструктурамі было ўлічана паглынне выпраменьвання ў актыўных сляях GaAs. Разглядаўся выпадак толькі нармальнага распаўсюджвання выпраменьвання ўздоўж восі структуры. На мал. 4 паказана інтэнсіўнасць хвалі ўнутры фатоннай структуры ў залежнасці ад велічыні рознасці квазіўзроўняў Фермі ΔF у актыўным слаі. Дадзены фатонны крышталю складаўся з неактыўнага слою GaAs (таўшчынёй 1 нм), перыядычнай рашоткі ў 50 слаёў з неактыўнага GaP (таўшчынёй 70,41 нм) і актыўнага GaAs (таўшчынёй 66,43 нм), дэфектнага слою з актыўнага GaAs, затым ізноў ішла перыядычная рашотка ў 50 слаёў, а замыкалі структуру неактыўны слой GaP і неактыўны слой GaAs. Пры напампоўванні, якое адпавядае рознасці квазіўзроўняў Фермі $\Delta F=1.25$ эВ у структуры назіралася з'ява аптычнага ўзмацнення (мал. 4(a)). Як бачна з мал. 4 інтэнсіўнасць хвалі на выхадзе структуры залежыць ад велічыні напампоўвання актыўных слаёў фатоннага крышталю: чым больш напампоўванне, тым больш дэфектная мода і менш інтэнсіўнасць хвалі на выхадзе. Гэта з'ява можа быць выкарыстана для стварэння аптычных



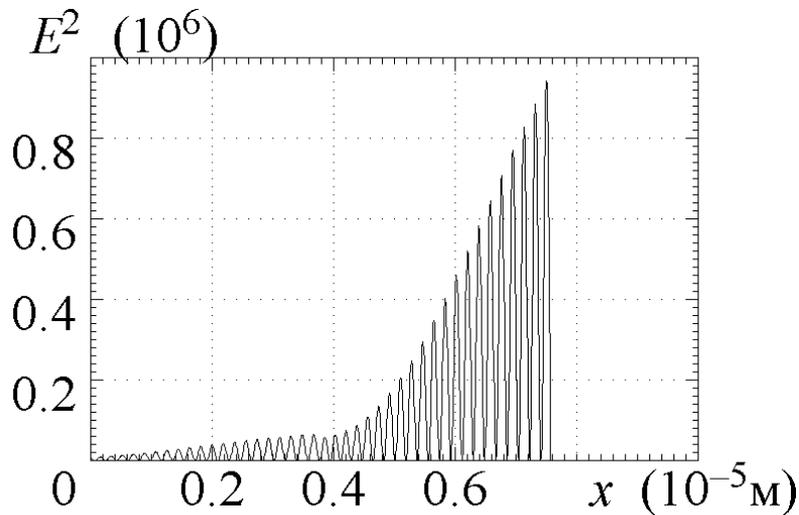
Мал. 4 Інтэнсіўнасць святла ў фатонным крышталі пры напампоўванні, якое адпавядае рознасці квазіўзроўняў Фермі $\Delta F=1.25$ эВ (a), $\Delta F=1.41$ эВ (б), $\Delta F=1.44$ эВ(в).

затвораў. Аднак трэба мець на ўвазе, што пры апраменьванні актыўных слаёў даўжынёй святла, якая супадае з прапускаемай, будзе адбывацца іх інтэрферэнцыя, таму аптымальным будзе ўзбуджэнне актыўных слаёў даўжынёй хвалі, якая не патрапляе ў дыяпазон узмацнення, альбо выкарыстанне электрычнага напампоўвання.

Парог ўзмацнення лазернай моды

З дапамогай дэфектнай моды і хвалевай функцыі электрычнага поля можна вылічыць канкрэтныя велічыні такія як інтэнсіўнасць поля і страты. Возьмем сістэму са сляямі $\lambda/4$, якая складаецца з 20 пар GaAs-AlAs, дэфектнага слою GaAs, 20 пар GaAs-AlAs і выкарыстоўваецца як рэзанатар ў паўправадніковых лазерах. Паказнікі праламлення GaAs і AlAs роўныя адпаведна 3.56 і 2.95. Інтэнсіўнасць электрычнага поля ўнутры такой структуры, вылічаная з дапамогай метаду перадатачнай матрыцы, паказана на мал. 5. Напампоўванне адпавядае рознасці квазіўзроўняў Фермі $\Delta F = 1.25$ эВ у актыўным слаі GaAs.

Інтэнсіўнасць поля вылічваецца з хвалевых функцый, якія задаюцца формуламі (7-9). Яе максімальная велічыня можа быць у



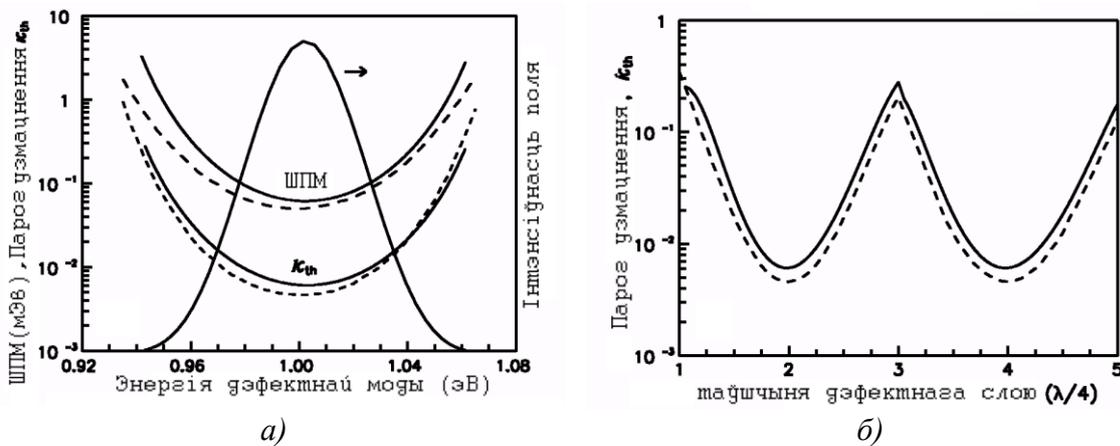
Мал. 5 Інтэнсіўнасць электрычнага поля ўнутры фатоннага крышталю, вылічаная з дапамогай метаду перадатачнай матрыцы

цэнтры дэфектнага слою (сіметрычны выпадак) альбо на мяжы слаёў (антысіметрычны выпадак). На мал. 6а паказаны максімальныя велічыні інтэнсіўнасці поля для розных дэфектных мод. Знойдзена, што чым бліжэй дэфектная мода да сярэдзіны забароненай зоны, тым большая інтэнсіўнасць поля. Гэта бачна з парабалічных паводзінаў параметра q , якія заключаюцца ў тым, што чым бліжэй дэфектная мода да сярэдзіны зоны, тым менш яна набывае дадатковыя ступені свабоды. Гэтая з'ява ў сукупнасці з прасторавай лакалізацыяй выклікае вялікую аптычную даўжыню для электрычнага поля каля сярэдзіны забароненай зоны. У выпадку, калі дэфектная мода выбрана ў якасці лазернай моды і актыўны асяродак размешчаны ў вобласці максімуму поля, лазернае ўзмацненне тэарэтычна можа значна ўзрастаць. У такім выпадку ($\epsilon_d = \epsilon_2$)

найвялікшы максімум інтэнсіўнасці поля дасягаецца пры $d = \lambda/2$, гэта значыць у выпадку, калі сістэма з'яўляецца шматслаёвым інтэрферометрам Фабры-Перо.

Пры разглядзе фатоннакрышталічнай сістэмы як лазернага рэзанатара неабходна ўлічваць страты ў сістэме з-за перадачы і паглынання.

Для прастаты дапускаецца адсутнасць паглынання, а актыўны асяродак прымаецца бязрскідным. Для канечнай сістэмы электрычнае поле, першапачаткова лакалізаванае каля дэфектнага слою, можа тунэляваць праз слаі GaAs-AlAs па абодва бакі і набываць свабодныя станы па-за сістэмай. Такім чынам дэфектныя моды пашыраюцца і могуць апісвацца паўшырынёй на ўзроўні паловы максімуму (ПШПМ)



Мал. 6 Максімум інтэнсіўнасці поля, ШПМ і беспамерны парог узмацнення як функцыі дэфектных мод (а); беспамерны парог узмацнення пры розных таўшчынях дэфектнага слою (б) [10]

$r_{1/2}$. Пасля аднаго праходу ў рэзанатары велічыня электрычнага поля спадае на $\exp(-\Delta t/\tau)$, дзе Δt гэта часавы інтэрвал на праход, а час жыцця τ прыблізна роўны велічыні адваротнай $r_{1/2}$. Таму сувязь паміж ПШПМ суадносіцца з каэфіцыентам прапускання наступным чынам

$$\exp(-r_{1/2} \cdot \Delta t) \approx \exp(-\Delta t/\tau) = (1 - T_L)(1 - T_R), \quad (22)$$

дзе $T_R(T_L)$ – каэфіцыент прапускання слаёў GaAs-AlAs на правым (левым) баку дэфекту ($T_R = T_L = T$ у дадзеным выпадку). Мал. 6 а паказвае поўную шырыню на палове максімуму (ШПМ), разлічаную з формулы (22), чья спектральная шырыня дасягае свайго мінімуму ў цэнтры забароненай зоны.

Парог узнікае тады, калі страты ў рэзанатары цалкам кампенсуюцца ўзмацненнем у актыўным асяродку, гэта значыць

$$\exp(g2l) \cdot (1-T)^2 = 1, \quad (23)$$

дзе l памер актыўнага асяродку. Уяўная частка паказніка праламлення k вылічваецца як беспамерны параметр узмацнення з судачынення $g = 4\pi k / \lambda_0$, дзе λ_0 – даўжыня хвалі лазернага выпраменьвання. На мал. 6а паказана змяненне $k_{\text{н}}$ у залежнасці ад дэфектных мод. Яе велічыня змяншаецца на два парадкі як толькі дэфектная мода зрушваецца з краёў забароненай зоны ў сярэдзіну. З формулы (23) бачна, што найменшае парогавае ўзмацненне адбываецца, калі каэфіцыент прапускання дасягае свайго мінімуму. Так як каэфіцыент прапускання можа быць апраксімаваны формулай $T \approx \exp(-2qL)$, дзе L – памер рашоткі, з гэтага вынікае, што q павінен быць максімальным. Як бачна з формулы (4), гэта адбываецца, калі $\omega/c = G/(2\varepsilon^{1/2})$, што прыблізна знаходзіцца ў сярэдзіне зоны пры $U_G \ll \varepsilon$. Фактычна найменшае парогавае ўзмацненне ў сярэдзіне забароненай зоны з'яўляецца сукупным вынікам найвялікшай прасторавай лакалізацыі, максімальнай інтэнсіўнасці поля і нізкіх стратаў у сістэме. Гэта тлумачыць, чаму дадзеныя сістэмы, працуючы ў рэжыме на краях зоны, утвараюць неэфектыўныя лазерныя моды, не глядзячы на тое, што даўжыня аптычнага шляху можа быць вельмі вялікай.

На мал. 6(б) паказана парогавае ўзмацненне для розных таўшчыняў дэфекту. Парог манатонна змяншаецца пры павелічэнні d ад размеркаванага брэгаўскага адбівальніка $\lambda/4$ да структуры Фабры-Перо $\lambda/2$. Затым ён павялічваецца пакуль таўшчыня d не стане роўнай $3\lambda/4$, пры якой сістэма ўяўляе сабой размеркаваны брэгаўскі адбівальнік. Пік пры $3\lambda/4$ звязаны са зменай груп дэфектных мод, гэта значыць з групы адмоўнай цотнасці на наступную групу станоўчай цотнасці. Графік паўтараецца з перыядам $\lambda/2$, што з'яўляецца вынікам перыядычнасці ў формулах (10) і (11), якая адлюстроўвае павелічэнне колькасці вяршыняў унутры дэфектнага слою. Відавочна, што пры памеры дэфекту блізкім да $\lambda/2$ сістэма мае найменшае парогавае ўзмацненне і становіцца вельмі эфектыўным лазерным рэзанатарам [12].

Літаратура

1. *Yablonovitch E.* Photonic band-gap structures // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1993. Vol. 10, № 2, P. 548–553.

2. *Joannopoulos J. D., Mead R. D., Winn J. D.* Photonic crystals. Molding of flow of light. Princeton Univ. Press, 1995.
3. *Takayama O.* Numerical Analysis on Polymer and Metallo-Dielectric Photonic Crystals. Halifax: Dalhousie Univ., 2004.
4. *Ціхановіч В. У.* Фотонныя крышталі. // Полупроводниковые лазеры. 2003. Вып. 2. С. 161–194.
5. *Sentenac A., Greffet J.-J., Pincemin F.* Structure of the electromagnetic field in a slab of photonic crystal // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. Vol. 14, № 2. 1997. P. 339–347.
6. *Yablonovitch E., Gmitter T. J., Leung K. M.* Photonic Band Structure: The face-centered-cubic case imploying nonspherical atoms // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 2295.
7. *Ціхановіч В. У.* Разлік спектра прапускання аднамерных фотонных крышталёў // Физика конденсированного состояния: Тез.докл. XIII Ф 50 Респ. науч. конф. аспирантов, магистрантов и студентов. Гродно: ГрГУ, 2005. С. 103–105.
8. *Chang C. C., Qian Y., Itoh T.* Analysis and applications of uniplanar compact photonic bandgap structures // Progress in Electromagnetics research. 2003. Vol. 41. P. 211–235.
9. *Bristow A. D., Whittaker D. M., Astratov V. N.* Defect states and commensurability in dual-period $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ photonic crystal waveguides // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68. P. 1–4.
10. *Moosburger J., Kamp M., Klopff F.* Semiconductor Lasers with 2-D-Photonic Crystal Mirrors Based on a Wet-Oxidized Al_2O_3 -Mask // IEEE Phot. Tech. Lett. 2001. Vol. 13, № 5. P. 406–408.
11. *Nemec H.* Defect modes caused by twinning in one-dimensional photonic crystals // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. Vol. 21, № 3. P. 548–553.
12. *Tsai Y.-C., Shung K. W.-K.* Impurity modes in one-dimensional photonic crystals – analytic approach // J. of modern opt. 1998. Vol. 45, № 10. P. 2147–2157.
13. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров. // Мн.: Белгосуниверситет, 1997.
14. *Figotin A., Gorenstveig V.* Localized electromagnetic waves in a layered periodic dielectric medium with a defect // Phys. Rev. B. 1998. P. 180–188.
15. *Ціхановіч В. У.* Разлік спектраў прапускання і адбіцця аднамернага фотоннага крышталю // Квантавая электроніка. Матэрыялы V міждунар. науч.-техн. конф. Мн.: БГУ, 2004. С. 114–116
16. *Ціхановіч В. У.* Разлік спектра прапускання фотонных крышталёў // Матэрыялы 61-й науч. конф. моладых учыных, аспірантаў, студэнтаў БГУ. С. 144–148.
17. *Smirnov A. G., Ushakov D. V., Kononenko V. K.* Multiple-wavelength lasing in one-dimensional bandgap structures: implementation with active *n-i-p-i* layers // J. Opt. Soc. Am. B. 2002. Vol. 19, № 9. P. 2208–2214.
18. *Кононенко В. К., Смирнов А. Г., Ушаков Д. В.* Влияние насыщения усиления на выходные мощностные характеристики гетероструктур типа фотонных кристаллов // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68, № 1. С. 127–130.

В. И. Цвирко

НЕЛИНЕЙНЫЕ ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В СИСТЕМАХ GaAs-AlGaAs и InAs-GaAs

Квантовая точка представляет собой ограниченный в трехмерном пространстве полупроводниковый кристалл, свойства которого критическим образом зависят от размеров и формы. С открытием эффектов самоорганизации полупроводниковых наноструктур в гетероэпитаксиальных полупроводниковых системах стало возможным изготовление структур на квантовых точках с высоким квантовым выходом излучательной рекомбинации и высокой однородностью по размерам $\sim 10\%$ [1]. Это позволяет на основе квантовых точек реализовать приборы с атомоподобными спектрами излучения, для которых характерно сочетание высокой спектральной интенсивности излучения со слабой температурной зависимостью рабочих характеристик.

При исследовании оптических свойств структур на квантовых точках (ячейках) необходимо учитывать дисперсию света и нелинейный отклик полупроводниковой среды, в том числе эффекты насыщения поглощения и нелинейной рефракции [2–3]. Зависимость показателя преломления и дисперсии от концентрации неравновесных носителей в активной области оказывает существенное влияние на волноводные параметры полупроводниковых структур [4–5]. Учет эффектов нелинейной рефракции важен при подборе оптимальных условий для генерации гармоник, параметрического возбуждения излучения, четырехволнового смешения и других нелинейных оптических процессов.

Ранее были рассмотрены экситонные эффекты при расчете показателя преломления в многослойных квантоворазмерных гетероструктурах и композиционных сверхрешетках [5]. Основные особенности нелинейной рефракции в двухмерных полупроводниковых системах установлены в работе [6], а закономерности насыщения поглощения в квантоворазмерных гетероструктурах в [7]. Особенности нелинейных оптических процессов в легированных сверхрешетках описаны в [8].

Ниже рассмотрены особенности нелинейной рефракции при заполнении энергетических уровней в квантовых точках. Возбуждение квантоворазмерных гетероструктур может осуществляться электрическим током или при облучении интенсивным светом. Расчеты проведены на основе соотношения Крамерса-Кронига для систем GaAs-AlGaAs, InAs-GaAs.

Для определения изменения показателя преломления в квантоворазмерных гетероструктурах при возбуждении используем подход стационарных оптических переходов в активной области лазерных структур, который был развит для объемных кристаллов [2] и успешно приме-

нен к двумерным полупроводниковым системам [6–8]. В этом случае скоростное уравнение имеет вид [2]

$$\frac{\eta' j}{ed} = \frac{R_{sp}}{\eta_{sp}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta F}{kT}\right) \right] - \nu k \frac{U}{h\nu_{exc}}, \quad (1)$$

где j – плотность тока в квантоворазмерной структуре, η' – инжекционная эффективность, d – размер квантовой точки вдоль направления протекания тока, R_{sp} – скорость спонтанной рекомбинации, η_{sp} – квантовый выход люминесценции, ΔF – разность квазиуровней Ферми, ν – групповая скорость света, k – коэффициент поглощения, U – плотность возбуждающего излучения. Если на частоте возбуждения ν_{exc} свет усиливается, т. е. $k(\nu_{exc}) < 0$, тогда возникает вынужденное излучение. Скорость спонтанной рекомбинации R_{sp} определяется, как интегральная сумма спектральной скорости $r_{sp}(h\nu)$ по всем энергиям фотонов $h\nu$. Здесь предполагается, как обычно, что $h\nu \gg kT$. Скорость $r_{sp}(h\nu)$ однозначно связана с коэффициентом поглощения $k(\nu)$.

При учете эффектов спектрального уширения коэффициент поглощения описывается формулой

$$k(\nu) = \frac{2A_{cv}}{\nu p d l w} \sum_{i,n,k,m} (f_e(E_{cnkm}) + f_h(E_{vinkm}) - 1) L(h\nu - h\nu_{nkmi}). \quad (2)$$

Здесь $\rho(h\nu)$ – плотность мод электромагнитного поля в кристалле, d, l, w – пространственные размеры квантовой ячейки, $n, k, m = 1, 2, \dots$ – квантовые числа состояний с собственными значениями энергии E_{cnkm}, E_{vinkm} , $i = h, l$ – индекс тяжелых или легких дырок, $h\nu_{nkmi} = E_g + E_{cnkm} + E_{vinkm}$ – энергия оптических переходов, $f_e(E_{cnkm})$ и $f_h(E_{vinkm})$ – функции Ферми-Дирака для электронов и дырок. Суммирование выполняется по всем возможным энергиям $h\nu_{nkmi}$ с учетом правил отбора по n, k, m .

В отличие от квантовых ям, основным механизмом, ответственным за уширение спектральных линий в квантовых точках, является неоднородность по размерам, которая составляет порядка 5–1 % [1, 8].

В качестве формы функции спектрального уширения $L(h\nu - h\nu_{nkmi})$ выбирался гауссов контур [10].

$$L(h\nu - h\nu_{nkmi}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{cv}} \exp\left(-\frac{(h\nu - h\nu_{nkmi})^2}{2\sigma_{cv}^2}\right), \quad (3)$$

где σ_{cv} – параметр уширения линии излучения, который полагался независимым от уровня накачки и квантовых чисел n, k, m . Ширина линии излучения ΔE квантовых точек порядка 40÷50 мэВ [1], поэтому $\sigma_{cv} = \Delta E / 2\sqrt{\ln 4}$ будет иметь величину около 17÷21 мэВ.

В зависимости от условий оптического возбуждения нелинейная рефракция связана с насыщением поглощения, когда $\Delta F < hv_{\text{exc}}$, либо насыщением усиления, когда $\Delta F > hv_{\text{exc}}$. Будем рассматривать только первый случай, характеризуемый отсутствием первоначального возбуждения, т. е. $j = 0$, с учетом этого скоростное уравнение (1) упрощается. При этом с увеличением U значение ΔF изменяется от нуля до hv_{exc} .

Увеличение мощности оптического возбуждения приводит к изменениям спектра поглощения и, соответственно, показателя преломления в активной области. Связь между изменениями коэффициента поглощения Δk и показателя преломления Δn устанавливается с помощью соотношения Крамерса-Кронига [6]:

$$\Delta n(v_0) = \frac{c}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{\Delta k(v) dv}{v^2 - v_0^2}. \quad (4)$$

Здесь интеграл задается в смысле главного значения, $\Delta n(v_0) = n(v_0) - n_0(v_0)$ определяется на фиксированной частоте v_0 , а $\Delta k(v) = k(v) - k_0(v)$ охватывает весь спектр возможных частот v , начальные значения k_0 и n_0 соответствуют отсутствию оптического возбуждения ($U = 0$), т. е. условиям термодинамического равновесия ($\Delta F_0 = 0$).

Численные оценки характеристик, связанных с нелинейной рефракцией, проводились для квантовых кубических ячеек с размерами $10 \times 10 \times 10$ нм и ячеек в форме параллелепипедов $8 \times 10 \times 12$ нм в системах GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As и InAs-GaAs. Уровни подзон электронов (дырок) в квантовой ячейке рассчитывались с использованием типичных значений параметров для системы GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As [11, 12] и для системы InAs-GaAs [13].

Зависимость показателя преломления Δn квантовых ячеек от плотности потока излучения представлена на рис. 1. Энергии фотонов зондирования $hv_0 - E_g = 0.038$ эВ (а), $hv_0 - E_g = 0.029$ эВ (б) и $hv_0 - E_g = 0.075$ эВ (в), $hv_0 - E_g = 0.057$ эВ (г) соответствуют начальным излучательным переходам в квантовых точках на основе GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As и InAs-GaAs соответственно, а энергии фотонов возбуждения $hv_{\text{exc}} - E_g = 0.313$ эВ (а, в) и $hv_{\text{exc}} - E_g = 0.7$ эВ (б, г) – электронно-дырочным излучательным переходам с максимальной энергией соответственно. Изменение показателя преломления при насыщении поглощения с увеличением плотности радиации U следует практически степенной функции с показателем степени 1/2, подобно тому, как это происходит в квантовых ямах [14, 15]. Эта закономерность отличается от условий в объемных узкозонных полупроводниках [16, 17], где Δn прямо пропорционально $U^{1/3}$. По достижению определенного значения плотности радиации изменение показателя преломления насыщается, что связа-

но с заполнением свободных энергетических состояний, в случае если $\Delta F < h\nu_{\text{exc}}$.

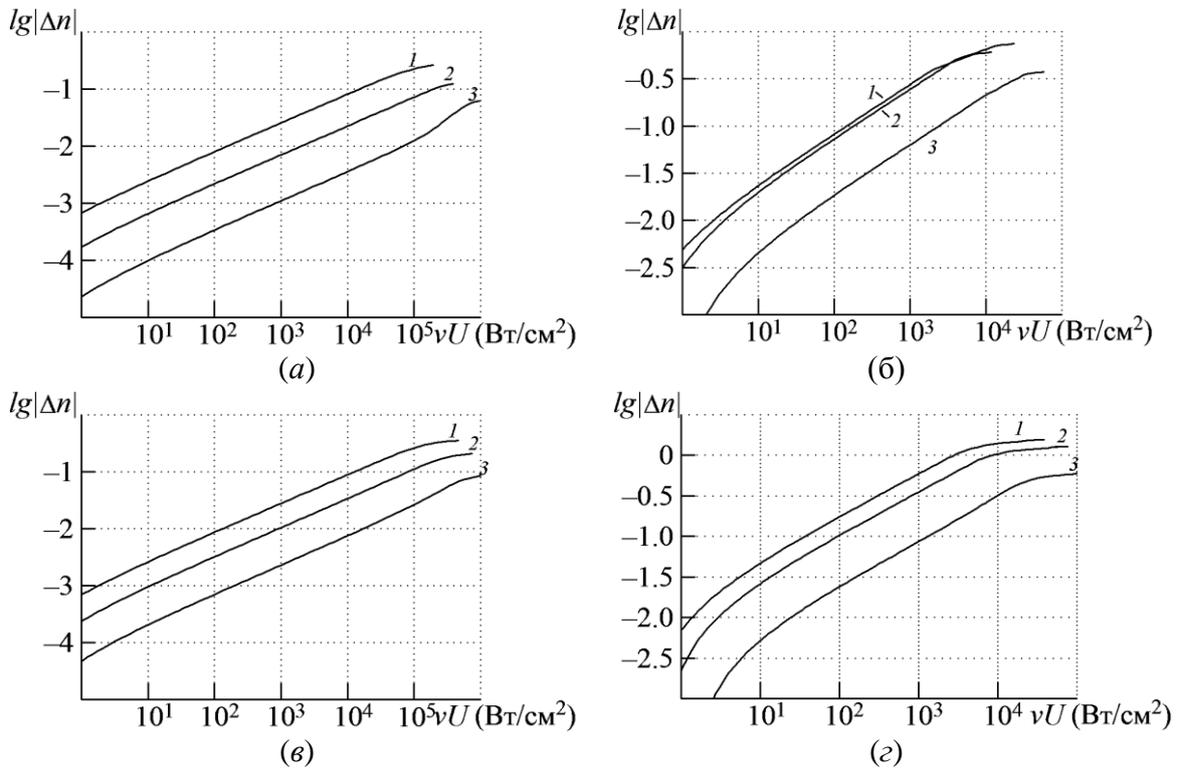


Рис. 1. Зависимость изменения показателя преломления квантовых ячеек от плотности потока мощности для различных значений параметра уширения линии излучения σ_{cv} : 1 – 10, 2 – 20 и 3 – 50 мэВ
(а, б) – кубические ячейки $10 \times 10 \times 10$ нм, (в, г) – ячейки-параллелепипеды $8 \times 10 \times 12$ нм;
(а, в) – GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As, (б, г) – InAs-GaAs; $T = 300$ К

Максимальное изменение показателя преломления в системе InAs-GaAs выше, что связано с меньшей шириной запрещенной зоны InAs по сравнению с GaAs [6] (рис. 1 б, г). Плотность потока мощности, при которой изменение коэффициента преломления насыщается, приблизительно в 50 раз выше для GaAs, чем для InAs. Как показано на рис. 1, максимальное изменение показателя преломления на начальных излучательных переходах при плотности потока излучения, близкой к насыщению, и $\sigma_{cv} = 25$ мэВ в кубических квантовых точках на основе GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As составляет 0.1, а в ячейках-параллелепипедах 0.17. Для квантовых точек в системе InAs-GaAs, соответственно, 0.7 и 1.13 [18]. На рис. 2 приведены спектры изменения показателя преломления квантовых точек для различных значений плотности потока радиации zU .

Стрелками обозначены наименьшие из энергий фотонов соответствующих начальным излучательным переходам в квантовой точке с уча-

стием первых подзон электрона и тяжелой дырки. Для этих значений энергий зондирующих фотонов были вычислены зависимости, представленные на рис. 1. Как следует из рис. 2 на упомянутых значениях энергии фотонов изменение показателя преломления в квантовых ячейках-параллелепипедах выше, чем в кубических ячейках. Однако максимально возможное значение Δn достигается в кубических квантовых точках, что связано с наличием вырожденных энергетических состояний и тем самым с большей их спектральной плотностью по сравнению со спектральной плотностью энергетических состояний в квантовых ячейках с неравными геометрическими размерами.

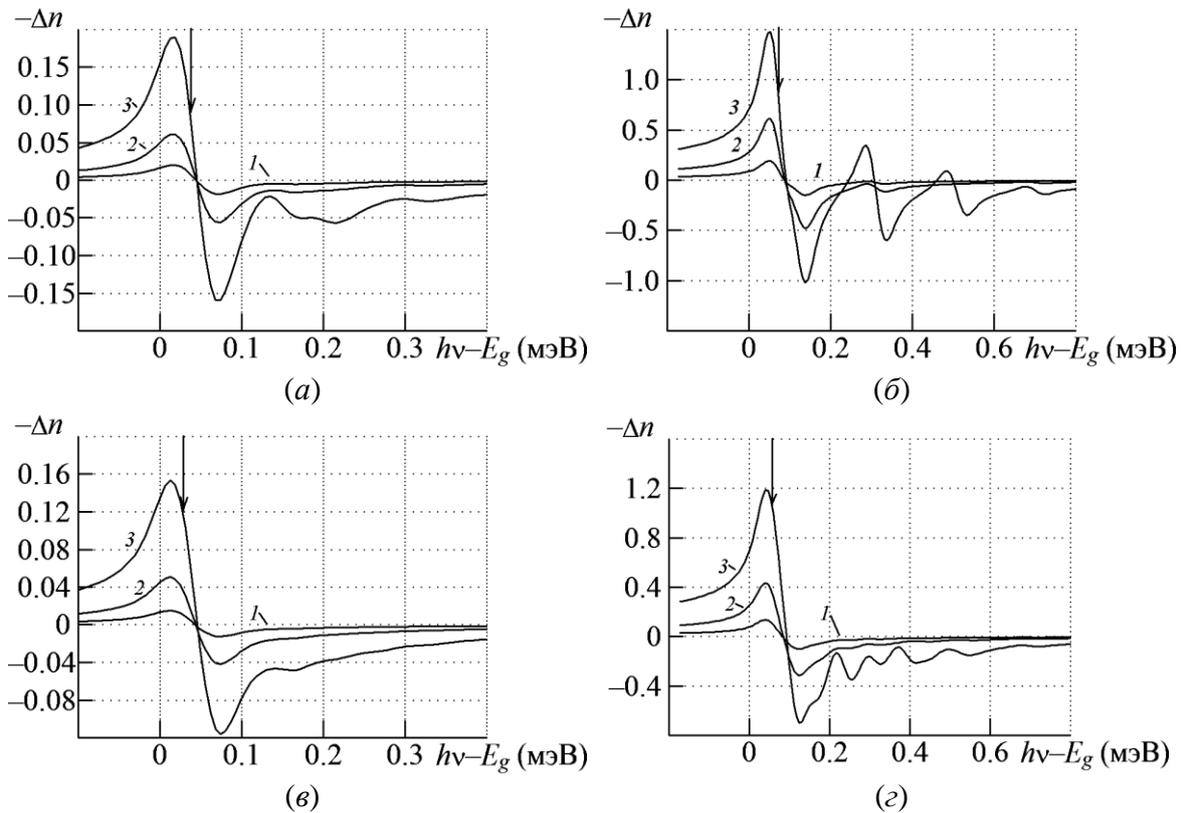


Рис. 2. Спектры изменения показателя преломления квантовых точек на основе GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As (а, в) и InAs-GaAs (б, г) для различных значений плотности радиации U .

(а, в) – 1 – 1, 2 – 10, 3 – 100 кВт/см², $h\nu_{\text{exc}} - E_g = 0.313$ эВ; (б, г) – 1 – 0.1, 2 – 1, 3 – 10 кВт/см², $h\nu_{\text{exc}} - E_g = 0.7$ эВ; (а, б) – кубические ячейки, (в, г) – ячейки-параллелепипеды; $\sigma_{cv} = 25$ мэВ

В отличие от структур на квантовых ямах [14, 15], положение нуля $h\nu^0$ зависимости $\Delta n(h\nu)$ (см. рис. 2) не зависит от степени возбуждения, что важно для приложений квантовой электроники, где необходима высокая стабильность показателя преломления при различных уровнях плотности возбуждающего излучения. Энергия фотонов $h\nu^0$ соответствует макси-

муму коэффициента поглощения, который также не смещается с изменением накачки.

Литература

1. *Леденцов Н. Н., Устинов В. М., Щукин В. А. и др.* Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры // ФТП. 1997. Т. 32, № 4. С. 385–410.
2. *Кононенко В. К., Грибковский В. П.* Эффект насыщения в полупроводниковых усилителях света и фильтрах // Опт. и спектр. 1970. Т. 29, № 5. С. 975–984.
3. *Пихтин А. Н., Яськов А. Д.* Рефракция света в полупроводниках // ФТП. 1988. Т. 22, № 6. С. 969–991.
4. *Елисеев П. Г., Богатов А. П.* Явления в полупроводниковых лазерах, связанные с нелинейной рефракцией и влиянием носителей тока на показатель преломления // Тр. ФИАН. 1986. Т. 166. С. 15–51.
5. *Kahen K. B., Leburton J. P.* Exciton effects in the index of refraction of multiple quantum wells and superlattices // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49, № 12. P. 734–736.
6. *Кононенко В. К.* Спектр нелинейной рефракции в квантоворазмерных гетероструктурах // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1993. № 3–4. С. 75–79.
7. *Kononenko V. K.* Nonlinear absorption in quantum-size heterostructures // Phys. stat. sol. (b). 1988. Vol. 150, № 2. P. 695–698.
8. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Нелинейные оптические процессы в легированных полупроводниковых сверхрешетках // ЖПС. 2001. Т. 68, № 4. С. 501–505.
9. *Асрян Л. В., Сурис Р. А.* Теория пороговых характеристик полупроводниковых лазеров на квантовых точках // ФТП. 2004. Т. 38, № 1. С. 3–25.
10. *Kononenko V. K., Nalivko S. V.* Spectral characteristics of asymmetric quantum-well heterostructure laser sources // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2693. P. 760–767.
11. *Kononenko V. K., Zakharova I. S.* Laser Parameters of Quantum-Well Heterostructures. Trieste, 1991 (Preprint / ICTP: IC/91/63). 26 p.
12. *Кононенко В. К.* Оптические свойства гетероструктур с квантоворазмерными слоями. Мн., 1987 (Препринт / Ин-т физики АН БССР: 492). 52 с.
13. *Зегря Г. Г., Константинов О. В., Матвеевцев А. В.* Структура энергетических квантовых уровней в квантовой точке, имеющей форму сплюснутого тела вращения // ФТП. 2003. Т. 37, № 3. С. 334–338.
14. *Kononenko V. K., Tzvirko V. I.* Nonlinear refraction in the GaAs quantum wells // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4748. P. 438–442.
15. *Цвирко В. И., Кононенко В. К.* Нелинейная рефракция в квантоворазмерных гетероструктурах // Вестн. Белорус. университета. Сер. 1. 2002. № 1. С. 40–48.
16. *Hill J. R., Parry G., Miller A.* Nonlinear refractive index changes in CdHgTe at 175 K with 10.6 μm radiation // Opt. Commun. 1982. Vol. 43, No. 2. P. 151–156.
17. *Jensen B., Torabi A.* Linear and nonlinear intensity dependent refractive index of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54, № 10. P. 5945–5949.
18. *Цвирко В. И.* Нелинейные дисперсионные характеристики квантовых точек в системах GaAs–AlGaAs и InAs–GaAs // Квантовая электроника. Материалы 5-й междунар. научн.-техн. конф. Мн: БГУ, 2004. С. 81.

МАЛОГАБАРИТНЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ SLAB-ЛАЗЕРЫ С ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

Известно, что использование планарной (slab) конфигурации активных элементов твердотельных лазеров позволяет существенно повысить плотность мощности и однородность накачки всего объема активного вещества, улучшить условия охлаждения и уменьшить влияние термооптических искажений в лазерных средах, а применение лазерной диодной накачки, обеспечивает высокий к.п.д. приборов. При оптимальном выборе схем резонатора и накачки это обеспечивает заметное увеличение выходной мощности и эффективности лазеров.

В работе [1] представлены результаты экспериментов по получению генерации тулиевого лазера с диодной лазерной накачкой. В конструкции использовался активный элемент микрочип-конфигурации из монокристалла YVO_4 в виде плоскопараллельной пластины размером $3 \times 3 \times 1 \text{ мм}^3$. Резонатор лазера образован многослойными покрытиями на плоскопараллельных гранях пластины. Реализованная в эксперименте эффективность преобразования излучения диодной накачки в лазерное (42 %) оказалась существенно ниже паспортного значения (70 %) для используемого кристалла, что свидетельствует о необходимости более тщательной оптимизации схемы резонатора и источника излучения накачки. Действительно, в таком лазере возможна существенная разъюстировка резонатора из-за термической деформации активной среды. Кроме того, длина пути луча в активной среде лазера весьма мала (1 мм), что приводит к сильному влиянию потерь излучения в резонаторе на порог генерации.

В ряде работ (см. например [2]) для увеличения длины пути луча L в активной среде лазера предложено использовать явление полного внутреннего отражения от боковых поверхностей активной среды с рабочей длиной l . Однако в таких лазерах отношение L/l невелико, оно ограничено величиной показателя преломления n материала активной среды: $n > L/l$.

Ранее [3, 4] нами предложена схема резонатора для slab-лазера, образованного высокоотражающими покрытиями на двух боковых противоположных гранях 1 и 2 активной среды, наклоненных друг к другу под небольшим углом α , и полупрозрачным выходным зеркалом 3, расположенным под углом φ к одной из них (рис. 1).

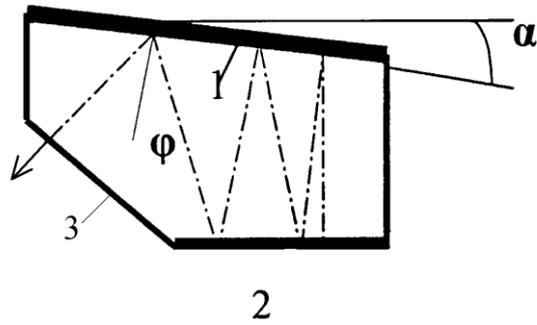


Рис. 1. Оптическая схема slab - лазера

Лазерный луч от выходного зеркала 3 распространяется, попеременно отражаясь от каждого из боковых зеркал 1 и 2, и после N отражений угол падения на одно из них становится равным нулю, происходит обратное отражение и самовоспроизведение всего пути распространения излучения. Задавая углы α и φ , можно варьировать число проходов $N = 1 + \varphi/\alpha$ лазерного луча по объему активного элемента в достаточно широких пределах, например, от 5 до 100, и тем самым управлять величиной эффективной длины L пути одного прохода луча по такому резонатору, намного превышающей его рабочую длину l , и предельно достижимой мощностью генерируемого излучения.

Величины L и l определяются выражениями:

$$L = d \left(\frac{1}{\cos \varphi} + \cos(\varphi + \alpha) \sum_{k=1}^{\varphi/\alpha} \left\{ \cos[\varphi - (k-1)\alpha] \cos(\varphi - k\alpha) \right\}^{-1} \right), \quad (1)$$

$$l = d [\operatorname{ctg} \alpha - \cos(\varphi + \alpha) / \sin \alpha], \quad (2)$$

где d – максимальное расстояние между гранями активной среды с высокоотражающими покрытиями.

Предложенная схема резонатора апробирована при использовании как твердотельной (неодимовое стекло [3]), так и газовой (CO_2 [5]) активной среды.

Это открывает качественно новые возможности в разработке твердотельных лазеров с диодной накачкой. Наряду с обычно используемой продольной накачкой, приводящей к возникновению значительных термооптических искажений, ограничивающих выходную мощность лазеров [6], в схеме (см. рис. 1) весьма эффективно поперечное возбуждение перпендикулярно плоскости slab-активного элемента через прозрачные боковые грани кристалла. При распространении лазерного луча в активной среде практически ортогонально направлению излучения накачки кристалла можно уменьшить влияние термооптических искажений в этой среде. Конструкция рассмотренного лазера проста и достаточно

компактна, она позволяет создавать приборы со средней мощностью генерации до десятков ватт в непрерывном режиме для различных практических применений.

Для сопоставления характеристик излучения лазеров со стержневой и предлагаемой конструкцией активной среды удобно обычное выражение для мощности генерации W_o

$$W_o = T(T + \rho L + K_n)^{-1} [K_0 L - (T + \rho L + K_n)] A I_s \quad (3)$$

представить в виде:

$$W_o = \sigma_s (W_{in} - W_{th}), \quad (4)$$

где K_0 – коэффициент усиления, T – коэффициент пропускания выходного зеркала, ρ – параметр распределенных потерь излучения на рассеяние и поглощение элементами резонатора. K_n – параметр сосредоточенных потерь при отражении на зеркалах резонатора, A – поперечное сечение выходящего лазерного пучка, I_s – интенсивность насыщения, W_{in} и W_{th} – полная и пороговая мощности накачки.

Несложно показать, что для активного вещества с параметрами $K_0 = 0.1\text{--}0.2 \text{ см}^{-1}$ и $\rho = 0.005\text{--}0.01 \text{ см}^{-1}$ (близкими к параметрам стекла или рубина) при изменении конфигурации резонатора величина σ_s с ростом L изменяется пропорционально $L/(T + K_n + \rho L)$, т. е. при малых ρ растет с увеличением числа проходов излучения по объему активного вещества, а пороговая мощность накачки растет пропорционально $K_n + \rho L$; при этом необходимо учитывать, что в нашем случае увеличение L происходит за счет роста числа отражений от боковых стенок и сопровождается ростом величины K_n . На рис. 2а приведены зависимости $W_o(W_{in})$ для нескольких длин прохода излучения по активному веществу (кривая 1 соответствует лазеру стержневой конструкции, кривые 2 и 3 – нашей конфигурации активного элемента с L , равным $3l$ и $5l$ соответственно). Хорошо видно, что при параметре K_n , соответствующем диэлектрическим покрытиям на зеркалах (кривые 2, 3), с увеличением эффективной длины активного вещества заметно возрастает крутизна зависимостей $W_o(W_{in})$ при относительно небольшом возрастании пороговой мощности W_{th} . Однако переход к металлическим покрытиям (штриховые кривые 2' и 3' на рис. 2 а) заметно снижает преимущества предлагаемой конструкции и делает проблематичным целесообразность использования схем с большим N . При использовании различных активных веществ величина предельно достижимой мощности генерации W_{\max} естественно, тем выше, чем больше величины ненасыщенного коэффициента усиления K_0 и

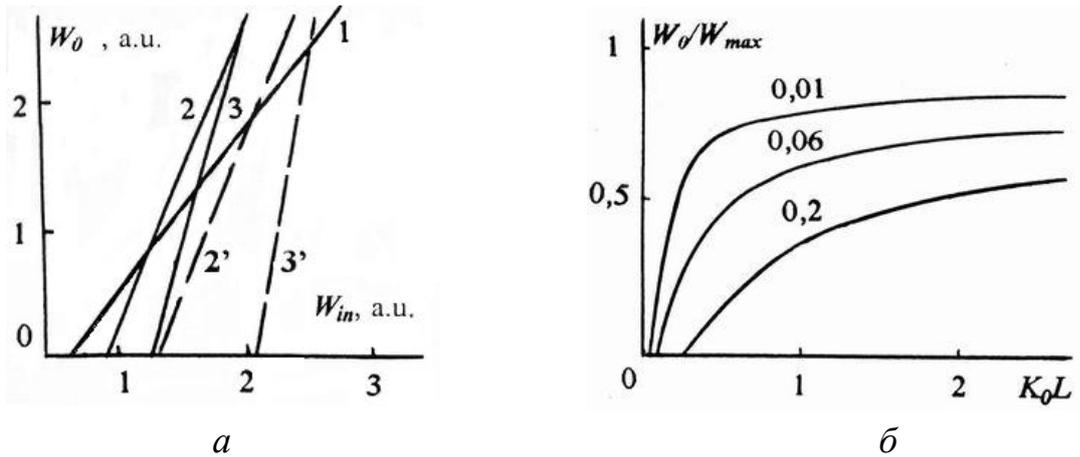


Рис. 2. Расчетные зависимости мощности излучения лазеров с многопроходной схемой резонатора от W_{in} (а) и K_0L (б)

интенсивность насыщения I_s . Для сопоставления эффективности многопроходных схем резонатора удобно исследовать зависимость отношения W_0/W_{max} от K_0L . Как видно, например, из рис. 2 б, крутизна этих зависимостей в области малых K_0L значительно выше, и, следовательно, можно ожидать, что выигрыш при переходе к предлагаемым конструкциям активных элементов для активных сред с относительно малым начальным коэффициентом усиления и при малых значениях K_n , отмеченных на рисунке цифрами вблизи кривых, должен быть значительно выше.

Для проверки справедливости проведенных оценок и сопоставления эффективностей лазеров стержневой конструкции и предлагаемой схемы с двухмерным резонатором из стекла, легированного Nd с заранее измеренными параметрами (K_0 , ρ , I_s) нами изготовлены активный элемент предложенной конструкции, на боковые грани которого, развернутые на угол $\alpha = 1^\circ$, нанесены диэлектрические покрытия с коэффициентами отражения, близкими к 100% для длины волны 1,060 мкм (при $\varphi = 37^\circ$, $l = 60$ мм и толщине пластины 5 мм величина $N = 38$ и $L = 3l$), а также активный элемент стержневого типа. Рабочие стержни попеременно помещались в квантрон, для их накачки использовались импульсные лампы ИНП-5 / 75А, питаемые от источников типа БПЛ-75 / 33У.

Проведенные эксперименты показали, что при мощностях накачки вдвое выше пороговых в предложенной схеме slab-лазера мощность генерации увеличилась практически вдвое по сравнению с лазером стержневой конструкции. При этом, в соответствии с предварительным анализом, можно ожидать весьма высокой чувствительности выходных параметров лазерного излучения от величины потерь при отражении от боковых граней кристалла. Поскольку в используемой схеме углы падения света на боковые грани изменяются от φ до 0, для приборной реализации

устройства следует предусмотреть специальное широкополосное отражающее покрытие, коэффициент отражения которого не зависит от угла падения света, либо использовать варианты конструкции с малыми φ и α .

Ввиду того, что предложенная конструкция активного элемента твердотельных лазеров позволяет реализовать приемлемые параметры генерации даже с активными веществами, имеющими относительно малые коэффициенты усиления и интенсивности насыщения, ее использование при разработке и создании гольмиевого лазера, генерирующего в области спектра 2.08 мкм со средней выходной мощностью до 2 Вт и управляемой длительностью импульсов, представляется весьма перспективным. Нами предложен вариант конструкции гольмиевого лазера, генерирующего на длине волны 2.08 мкм при внутрирезонаторной накачке лазером на YAG:Tm^{3+} , возбуждаемым мощным полупроводниковым лазером или линейкой лазерных диодов [7]. Предполагается, что такой лазер найдет широкое применение в медицинских исследованиях и клинической практике.

Представляются перспективными варианты с неплоским ходом лучей по объему активного элемента. Для реализации этой идеи разработана другая конструкция лазера с активным элементом, выполненным в виде усеченной трехгранной пирамиды, две боковые смежные грани которой расположены под прямым углом друг к другу [8]. Их пересечение образует ребро пирамиды, составляющее угол α с третьей боковой гранью. Плоскость большего из оснований пирамиды располагается под углом φ к этому ребру, имеет полупрозрачное для стимулированного излучения покрытие и является выходным зеркалом лазера. В отличие от лазера [4], в данной конструкции излучение, отражаясь от боковых граней активной среды с высокоотражающими покрытиями, распространяется во взаимно перпендикулярных плоскостях, что способствует повышению качества пучка. Варьируя углы φ и α , здесь также можно изменять число проходов N . Заметим, что несмотря на сильно отличающуюся от [4] геометрию активного элемента, и в этом случае полная длина пути луча в нем и его длина также описывается вышеприведенными соотношениями (1) и (2).

Предварительные расчеты показали, что наибольший выигрыш в выходной мощности за счет увеличения эффективной длины кристалла и более полного использования всей запасенной в нем энергии может быть получен для активных сред с относительно малым начальным коэффициентом усиления и параметром насыщения. Однако и для наиболее широко используемых кристаллов выходная мощность может быть существенно повышена.

Предложенные схемы твердотельных лазеров особенно перспективны при использовании диодной лазерной накачки. В ряде вариантов продольной, поперечной или торцевой накачки, как правило, не требуется использование дорогостоящих коллимирующих систем и сложных дихроичных лазерных зеркал, что в принципе позволяет существенно упростить и удешевить конструкцию лазера. По габаритам и выходной мощности они могут конкурировать с полупроводниковыми лазерами, существенно превосходя последние по монохроматичности, когерентности и стабильности излучения. При создании таких компактных лазеров достаточно легко решается целый ряд конструктивных и технологических проблем.

Литература

1. Орлов Л. Н., Желтов Г. И., Некрашевич Я. И. и др. Твердотельные лазеры среднего ИК диапазона с диодной лазерной накачкой // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей. Вып. 5. Мн.: БГУ, 2000. С. 70–75.
2. Mandl A., Klimek D. E. Multipulse operation of a high average power, good beam quality zig-zag dye laser // IEEE J. Quant. Electron. 1996. Vol. 32, № 3. P. 378–382.
3. Orlov L., Necrashevich J., Zhukovsky V. Novel schemes of slab solid-state lasers // CLEO/Europe'98 Technical Digest. 1998. Glasgow. CWF 8. P.163.
4. Пат. 1581, МПК H01S 3/00. Твердотельный лазер / Орлов Л. Н., Некрашевич Я. И., Желтов Г. И., Жуковский В. В. № 6244; Заявл. 05.12.2000; Опубл. 30.06.2004 // Афіцыйны бюлетэнь. 2004. № 2(41). С. 236.
5. Орлов Л. Н., Гайко О. Л., Некрашевич Я. И. и др. Планарный волноводный CO₂ лазер с поперечным высокочастотным возбуждением // Литовский физический журнал. 1997. Т. 37, № 4. С. 277–279.
6. Koehn W. Solid-State Laser Engineering. Berlin, 1991. 636 p.
7. Пат. 1599, МПК H01S 3/00. Твердотельный лазер с внутриволноводной оптической накачкой / Орлов Л. Н., Некрашевич Я. И., Жуковский В. В. / № 6262; Заявл. 28.12.2000; Опубл. 30.06.2004 // Афіцыйны бюлетэнь. 2004. № 2(41). С. 236.
8. Заявка на изобретение МПК H01S 3/00; Твердотельный лазер / Орлов Л. Н., Некрашевич Я. И., Жуковский В. В. № а 20020653. // Афіцыйны бюлетэнь. 2004. № 1 (40). С. 72.

А. Ю. Жумарь, О. В. Царюк

ЗОНДИРОВАНИЕ ЛИСТЬЕВ РАСТЕНИЙ ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НЕ-NE ЛАЗЕРА

Введение.

Исследования оптических свойств листьев находят широкое применение в таких областях как дистанционное зондирование, экология, физиология растений, сельское хозяйство и др., поскольку отраженное и рассеянное листом излучение формируется соответственно за счет взаимодействия с поверхностной многослойной структурой (кутикулой), так и более глубокими слоями (столбчатым и губчатым мезофиллом), представляющими собой довольно сложные гетерообразования. [1].

Очень большую долю информации об этой структуре несет в себе поляризация излучения. К традиционным поляризационным характеристикам излучения обычно относят степень поляризации (P), азимут поляризации (ϕ) и эллиптичность (e). Если двум первым параметрам уделено довольно много внимания [2], поскольку обычно считается, что отраженное листом излучение поляризовано в основном линейно, то появление эллиптичности у отраженного листом излучения, тем более лазерного, изучено недостаточно полно.

Цель данной работы – исследовать условия появления эллиптичности у отраженного листом лазерного излучения и проанализировать некоторые возможные причины ее возникновения.

Методики исследований.

Традиционные поляризационные характеристики определялись по параметрам Стокса, отраженного листьями растений излучения, которые были измерены с помощью лазерного стокс-поляриметра [3]. Мощность падающего линейно поляризованного излучения He-Ne лазера на длине волны 0.63 мкм составляла 12 мВт. Абсолютная погрешность измерения степени поляризации и эллиптичности равнялась ± 0.06 . Процесс измерения занимал не более 2 ч с момента отделения листа от растения. Азимутальный угол падающего излучения (ϕ) изменялся в пределах от $+30^\circ$ до -30° с шагом 2° относительно плоскости падения. Измерения проводились для верхней и нижней сторон листьев *Begonia Fista* и *Hedera Helix* при углах освещения и наблюдения в диапазоне $40 \div 70^\circ$. Для освещения выбирался участок на одной из половин листа, расположенный на расстоянии $3/4$ от основания листа. Значение угла $55 \pm 0.5^\circ$ соответствовало углу Брюстера для гладкой поверхности, поскольку показатель преломления (n) эпикутикулярного воска для большинства видов растений варьирует в пределах 1.41–1.43.

Экспериментальные исследования.

Исследовано поведение степени поляризации и эллиптичности отраженного излучения для суммы углов падения (α) и наблюдения (θ) 110° от азимута поляризации излучения, падающего на верхнюю и нижнюю стороны листьев *Begonia Fista* и *Hedera Helix*. Для углов падения $50, 55, 60^\circ$ и соответственно углов наблюдения $60, 55, 50^\circ$ имеется ряд общих особенностей зависимости P и e от φ (рис. 1, 2).

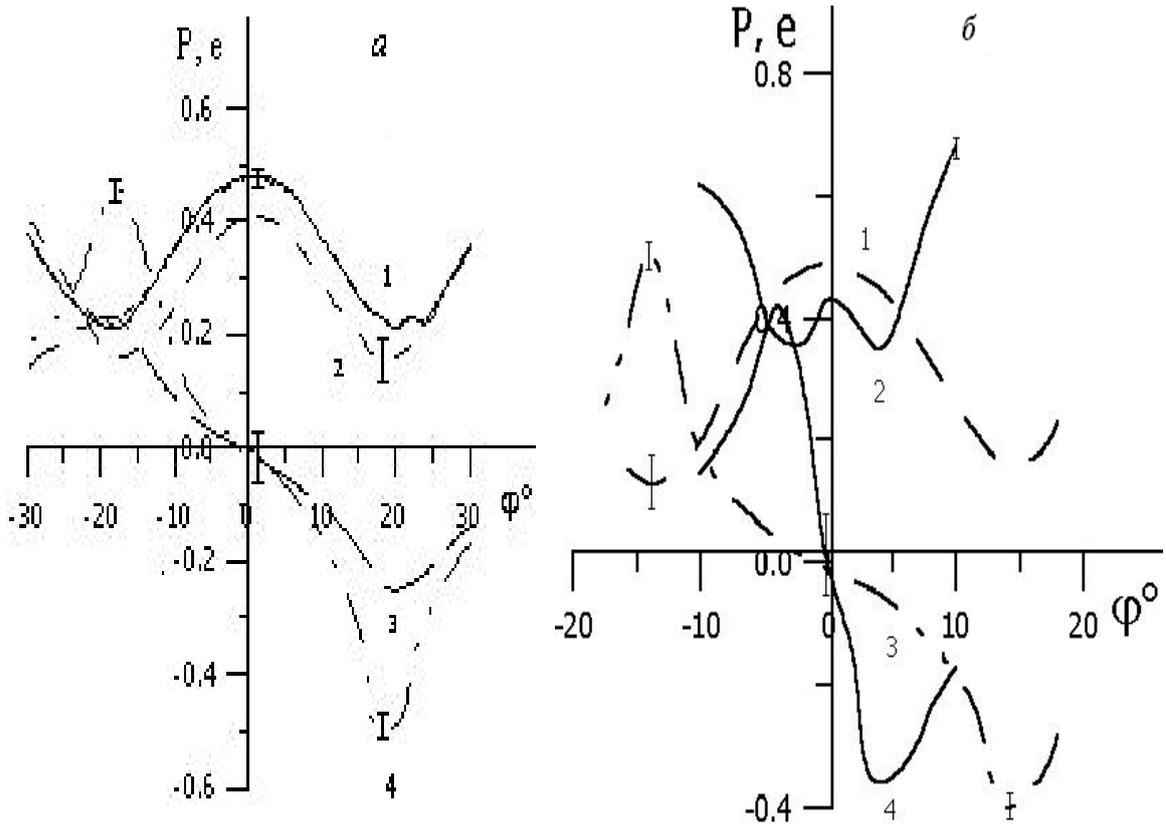


Рис. 1. Зависимость степени поляризации и эллиптичности отраженного листом излучения от азимута падающего линейно поляризованного излучения для угла падения $\alpha = 55^\circ$ и угла наблюдения $\theta = 55^\circ$.

a – *Hedera Helix*, степень поляризации – (1, 2), эллиптичность – (3, 4), верхняя сторона листа – (1, 3), нижняя сторона листа – (2, 4); *б* – *Begonia Fista*, степень поляризации – (1, 2), эллиптичность – (3, 4), верхняя сторона листа – (2, 4), нижняя сторона листа – (1, 3)

Во-первых, зависимость P от φ и $-\varphi$ симметрична относительно 0. Во-вторых, e равно нулю при значении $\varphi = 0$, при переходе через плоскость падения величина e меняет знак вследствие скачка фазы отраженной волны на 180° . В-третьих, минимумам кривой P соответствуют максимумы кривой e . Чем выше значения e , тем меньше значения P .

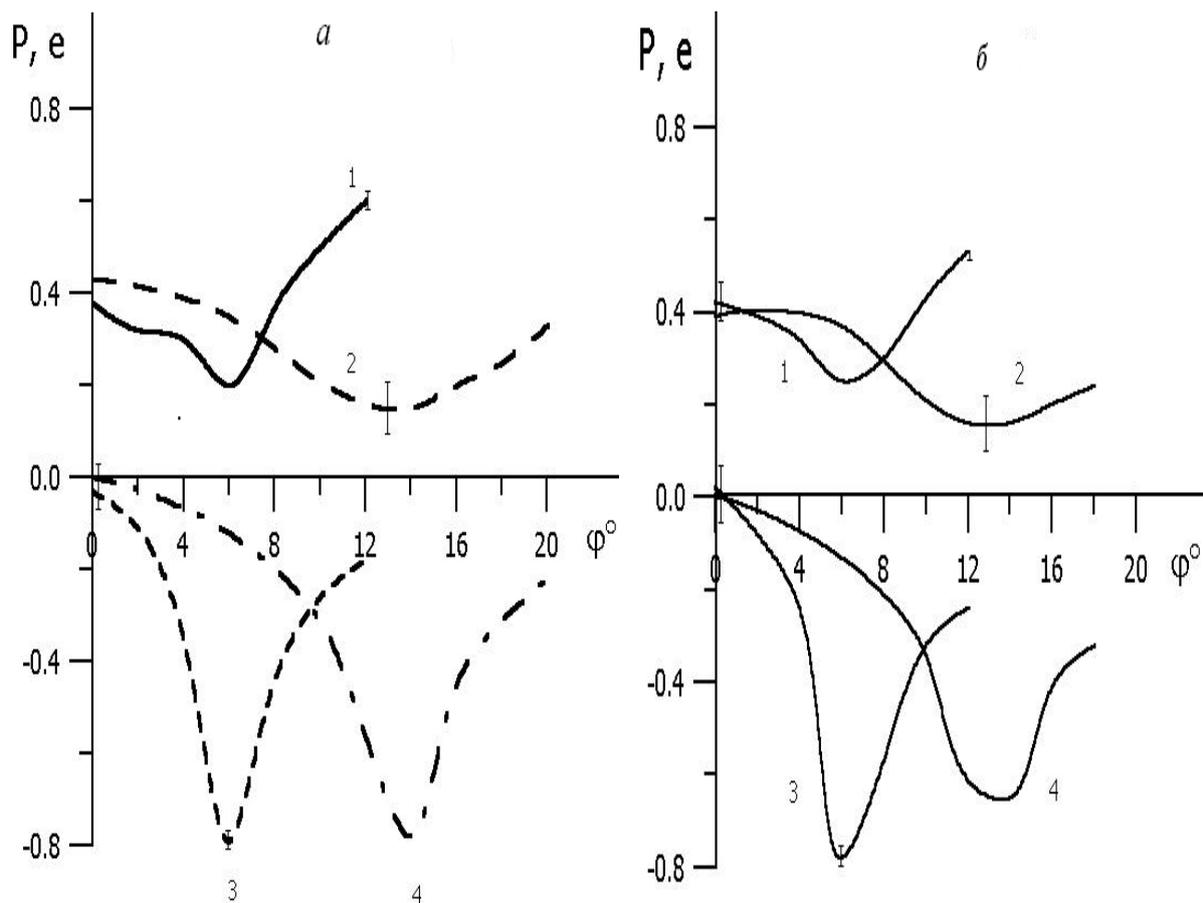


Рис. 2. Зависимость степени поляризации и эллиптичности отраженного листом *Begonia Fista* излучения от углов падения - наблюдения и азимута падающего линейно поляризованного излучения

a – угол падения $\alpha = 60^\circ$, угол наблюдения $\theta = 50^\circ$, степень поляризации – (1, 2), эллиптичность – (3, 4), верхняя сторона листа – (1, 3), нижняя сторона листа – (2, 4); *б* – угол падения $\alpha = 50^\circ$, угол наблюдения $\theta = 60^\circ$, степень поляризации – (1, 2), эллиптичность – (3, 4), верхняя сторона листа – (1, 3), нижняя сторона листа – (2, 4)

В-четвертых, в окрестностях максимума значений e происходит резкий скачок величины азимута поляризации отраженного излучения.

Однако наблюдается и ряд различий, присущих как разным сторонам листа, так и разным видам растений. Для листьев *Hedera Helix* положение максимума e ($e_{\text{макс}}$) для верхней и нижней сторон листа совпадает и $|\varphi_{\text{макс}}| = 19 \pm 2^\circ$, а значение $e_{\text{макс}}$ для нижней стороны почти в два раза выше, чем для верхней. У листьев *Begonia Fista* положение $e_{\text{макс}}$ для верхней стороны листа смещено в сторону меньших углов азимута падающего излучения по отношению к положению $e_{\text{макс}}$ нижней стороны листа. Для верхней стороны листа $|\varphi_{\text{макс}}| = 6 \pm 2^\circ$, а для нижней $|\varphi_{\text{макс}}| = 14 \pm 2^\circ$ (рис. 2). У части молодых листьев (возраст менее 0.5 года)

максимальное значение e для верхней стороны листа было меньше, чем для нижней, а у старых листьев *Begonia Fista* $e_{\text{макс}}$ для верхней и нижней сторон листа приблизительно одинаково. При углах падения и наблюдения, больших 70° и меньших 40° , сумма которых составляла 110° , значение величины e не превышало 0.1. Отклонение суммы углов падения и наблюдения от 110° приводит к росту значений P и уменьшению величины e как для верхней, так и для нижней сторон листа.

Коэффициент вариации P и e при их измерении в разных частях листа не превышал 20 %.

Обсуждение результатов.

Поверхность листа не является гладкой, она имеет шероховатости. Для шероховатой поверхности угол Брюстера определяется как: $\text{tg}(\alpha + \theta)/2 \approx n$, где α и θ - углы освещения и наблюдения соответственно, n - показатель преломления среды. Анализ деполяризации света шероховатыми поверхностями показал, что особенностью зависимости степени поляризации от углов освещения и наблюдения является то, что они имеют явно выраженный минимум степени поляризации. Он перемещается по мере увеличения α в сторону меньших θ таким образом, что полусумма угла падения излучения и угла наблюдения, при котором наблюдается минимум P , равна приблизительно углу Брюстера (β_6), т.е. $(\alpha + \theta)/2 \approx \beta_6$ [4]. Следовательно, критерием нахождения β_6 шероховатой поверхности может служить минимум степени поляризации отраженного излучения. Минимальное значение P соответствует условию $(\alpha + \theta)/2 \approx 55^\circ$. Поэтому можно утверждать, что эллиптичность излучения отраженного листьями растений вблизи угла Брюстера имеет максимальное значение.

Кутикула прозрачна в видимой области спектра и поэтому ее влияние на поляризационные характеристики зондирующего излучения определяется структурными неоднородностями этого слоя. Появление эллиптичности у отраженного листом линейно поляризованного излучения можно объяснить наличием актов полного внутреннего отражения, которые происходят на неоднородностях кутикулы, если φ не равен 0° или 90° . Это может быть обусловлено наличием большого количества неоднородностей, размер которых превосходит длину волны зондирующего излучения. Луч света, преломившись на усредненной микроплощадке поверхности листа, попадает на неоднородность внутри кутикулы и может испытать на ней полное внутреннее отражение.

В реальном распределении микроплощадок поверхности по направлениям всегда можно найти определенное количество таких, которые

будут способствовать формированию максимальной разности фаз между компонентами отраженного неоднородностью излучения наружу с плоскостями поляризации, перпендикулярной и параллельной плоскости падения. По формулам из [5] установлено, что при угле наклона усредненной микроплощадки к макроповерхности варьируемом в пределах от 30° до 40° , и $n = 1.41$, для углов α и θ из диапазона $50\div 60^\circ$, полусумма которых равна β_6 , должен наблюдаться максимум эллиптичности, что и подтверждается экспериментом (рис. 2). Следует отметить, что похожий результат получен в работе [6], где при $\delta = 22.5$ и 36° для матированного стекла ТФ-5 и опалового плексигласа, максимум эллиптичности находился при $\varphi_{\text{макс}}$, равном 18 и 14° соответственно.

На основании представления, что эллиптичность отраженного листом линейно поляризованного излучения появляется вследствие наличия актов полного внутреннего отражения излучения на неоднородностях кутикулярного слоя, можно объяснить, почему при росте значений e величина P уменьшается. Так, чем слой кутикулы более неоднороден, а поверхность шероховата, тем сильнее должны проявляться деполаризационные свойства такого слоя и величина P должна уменьшаться. С другой стороны, увеличение неоднородности и шероховатости должно приводить к увеличению количества актов полного внутреннего отражения и формированию наилучших условий выхода луча, претерпевшего полное внутреннее отражение на неоднородностях кутикулы, из слоя. Доказательством предложенного механизма формирования эллиптичности является еще то, что $e_{\text{макс}}$ для нижней стороны в большинстве случаев выше, чем для верхней стороны, поскольку кутикула верхней стороны листа всегда более гладкая и однородная по сравнению с кутикулой нижней стороны листа.

Дополнительным механизмом формирования эллиптичности у отраженного листом излучения может быть наличие на поверхности листа тонкого переходного слоя, оптические свойства которого отличны от оптических свойств остальных частей листа. В качестве такого переходного слоя могут служить слои эпикутикулярного и кутикулярного воска. Так, например, толщина пленки эпикутикулярного воска варьирует в пределах от десятков до сотен нанометров. Поэтому, когда толщина пленки велика по сравнению с межмолекулярными расстояниями, ее можно характеризовать макроскопическими величинами – толщиной d и показателем преломления n . Предполагается, что n существующего на границе двух сред переходного слоя толщины d непрерывно меняется от n_1 до n_2 . Слой считается не поглощающим; решение задачи о нахождении харак-

теристик отраженной волны – приближенно и дается в виде разложения по степеням λ/d .

В работе [7] получены формулы Френеля для этого случая. В первом приближении:

$$E_{r\perp}/E_{\perp} = (1 + 2ik_0\gamma_x \cos \alpha) \sin(\alpha - \theta)/\sin(\alpha + \theta),$$

$E_{r\parallel}/E_{\parallel} = (1 + 2ik_0 \cos \alpha (\gamma_x \cos^2 \theta - \gamma_z \sin^2 \alpha)/(\cos^2 \theta - \sin^2 \alpha)) \operatorname{tg}(\alpha - \theta)/\operatorname{tg}(\alpha + \theta)$, где $k_0 = 2\pi/\lambda$, E_r , E – амплитуды электрического поля отраженного и падающего излучения, поляризованного в плоскости падения (\parallel) и ортогонально ей (\perp), γ_x , γ_z – некоторые вещественные параметры переходного слоя, λ – длина волны падающего излучения. Формулы получены в приближении, что толщина переходного слоя значительно меньше длины волны падающего излучения. Ось z направлена вглубь среды нормально к поверхности, ось x образуется пересечением плоскости падения с поверхностью.

Состояние поляризации отраженного света характеризуется комплексным отношением:

$$E_{r\parallel}/E_{r\perp} = -\operatorname{ctg}\varphi [((\cos(\alpha + \theta)/\cos(\alpha - \theta)) + 2ik_0(\gamma_z - \gamma_x)\cos\alpha \sin^2\alpha/\cos^2(\alpha - \theta))].$$

При угле β_6 это отношение чисто мнимое и отраженное излучение поляризовано эллиптически. При этом считается, что разность фаз между ортогональными компонентами отраженного излучения $\Delta = \pi/2$.

Считая переходный слой макроскопическим, сплошным и однородным, можно оценить величину эллиптичности вблизи угла β_6 по формуле [7]:

$$e = \pi\lambda^{-1} d (n_1^2 + 1)^{0.5} (n_1^2 - n_2^2)(n_2^2 - 1)n_2^{-2}(n_1^2 - 1)^{-1} \operatorname{ctg}\varphi, \quad (1)$$

где n_1 и n_2 – показатели преломления основного и переходных слоев, d – толщина переходного слоя.

Исходя из формулы (1) можно рассчитать максимальную толщину переходного слоя, полагая в предельном случае, что эллиптичность отраженного излучения формируется чисто переходным слоем. Были проведены оценки d верхней и нижней сторон листьев. Величины n_1 и n_2 варьировались в пределах $1.4 \div 1.47$. Значения e брались из соответствующих наборов экспериментальных данных. Величина d усреднялась по φ , для которых $e > 0.1$.

Поскольку для листьев *Hedera Helix* Δ не превышала $-55.7 \pm 1.28^\circ$, а *Begonia Fista* – $80 \pm 0.4^\circ$, все дальнейшие расчеты будут касаться листьев *Begonia Fista*.

Следует отметить несколько особенностей средней толщины переходного слоя (d^*). Усреднение проводилось по выборке толщин переходного слоя, полученных для разных e и φ . Величина d^* была меньше λ па-

дающего излучения для всех листьев не зависимо от стороны листа при $\Delta n \geq 0.02$. Для нижней стороны листа d^* всегда выше, чем для верхней. Так, для молодых листьев *Begonia Fista* d^* равно 0.13 ± 0.05 и 0.37 ± 0.13 мкм при $\Delta n = 0.02$. Оценки величины d^* слабо зависят от углов падения и наблюдения. Так, для верхней стороны старых листьев *Begonia Fista* $d^* = 0.24 \pm 0.09$ мкм при $\alpha = 60^\circ$, $\theta = 50^\circ$ и $\Delta n = 0.02$, а для $\alpha = 50^\circ$, $\theta = 60^\circ$ $d^* = 0.26 \pm 0.11$ мкм.

Заключение.

Таким образом, исследовано появление эллиптической поляризации у отраженного листьями растений вблизи угла Брюстера линейно поляризованного излучения He-Ne лазера. Она возникает, когда вектор напряженности электрического поля образует с плоскостью падения угол, больший 5° . Полагается, что появление эллиптической поляризации связано как с актами полного внутреннего отражения, которое испытывает падающее излучение на неоднородностях кутикулы, так и с механизмом формирования эллиптичности у отраженного листом излучения из-за наличия на поверхности листа тонкого переходного слоя, оптические свойства которого отличны от оптических свойств остальных частей листа.

Полученные зависимости связаны со структурой кутикулы листа и могут быть положены в основу методов определения его физиологического состояния, определяющего эту структуру.

Литература

1. Jetter R., Schäffer S., Riederer M. Leaf cuticular waxes are arranged in chemically and mechanically distinct layers: evidence from *Prunus laurocerasus* L. // Plant Cell & Environment. 2000 Vol. 23. P. 619–628.
2. Vanderbilt V. C., Grant L., Daughtry. C. S. T. Polarization of light scattered by vegetation // Proc. IEEE. 1985. Vol. 73. P. 1012–1024.
3. Длугунович В. А., Снопко В. Н., Царюк О. В. // Лазерный гониометрический стохастический поляриметр // Журн. прикл. спект. 1999. Т. 66. С. 869–874.
4. Топорец А. С. Оптика шероховатой поверхности, Ленинград: Машиностроение, 1988. 191 с.
5. Танащук М. И. Изв. высших уч. заведений. 1979. Т. 6. С. 84–90.
6. Ушенко А. Г., Полянский В. К. Журн. прикл. спект. 1982. Т. 36. С. 1009–1014.
7. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980. 752 с.

ДИНАМИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ A^2B^6 , ИНИЦИИРУЕМЫХ НАНОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Полупроводниковые материалы A^2B^6 , в частности теллурид кадмия, в настоящее время находят широкое применение в производстве фоторезисторов, светодиодов, детекторов ионизирующего излучения, преобразователей солнечной энергии и т. д. Для успешного использования в современных технологических процессах лазерных методов обработки материалов необходимы сведения о физике процессов происходящих при воздействии лазерного излучения на эти полупроводники.

Исследования закономерностей модификации поверхностных слоев CdTe при воздействии наносекундных лазерных импульсов проводились в ряде работ [1–5]. Основное внимание уделялось исследованию свойств и состава модифицированных приповерхностных слоев в результате лазерного воздействия. Вопросы же динамики и кинетики фазовых переходов, инициируемых лазерным излучением, исследованы недостаточно полно, что обусловлено в первую очередь отсутствием данных по ряду оптических и теплофизических параметров и их температурных зависимостей. Прежде всего, это относится к величине коэффициента теплопроводности расплавленного теллурида кадмия k_l и его температурной зависимости. Используемое в работах [1, 6] значение $k_l = 0.58$ Вт/см К (принятое авторами равным коэффициенту теплопроводности расплава кремния) сильно завышено, а значение $k_l = 0,011$ Вт/см К [4] соответствует величине коэффициента теплопроводности кристаллического CdTe в точке плавления.

Воздействие лазерного излучения на полупроводники A^4 и A^3B^5 с плотностью энергии, превышающей пороговое значение вызывает плавление приповерхностного слоя материала, который затем кристаллизуется в результате жидкофазной эпитаксии на границе раздела кристалл - расплав. В случае полупроводников эти процессы сопровождаются изменением стехиометрического состава в приповерхностной области вследствие испарения его компонент. В случае воздействия наносекундного излучения рубинового лазера на поверхность теллурида кадмия происходит обогащение приповерхностной области Te в результате интенсивного испарения атомов кадмия [7]. Кроме того, испарение оказывает существенное влияние на формирование температурного профиля [8] и, следовательно, должно влиять и на динамику фазовых переходов.

В настоящей работе рассмотрена динамика фазовых переходов в теллуриде кадмия, инициируемых наносекундным излучением рубино-

вого лазера, с учетом испарения и движения границы раздела фаз расплав – пар. Численное моделирование проводилось на основе одномерного уравнения теплопроводности:

$$\rho(T) \left[c(T) + L_m \delta(T - T_m) \right] \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[k(x, T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + S(x, t), \quad (1)$$

где ρ – плотность, c – удельная теплоемкость, L_m – скрытая теплота плавления, $\delta(x)$ – дельта-функция, T_m – температура плавления, k – коэффициент теплопроводности.

Тепловой источник $S(x, t)$ в уравнении (1) описывает выделение тепла при поглощении лазерного излучения

$$S(x, T) = (1 - R) \frac{E(t)}{\tau} \alpha(x, T) \exp \left(- \int_0^x \alpha(x', T) dx' \right), \quad (2)$$

где R и $\alpha(x, T)$ – коэффициенты отражения и поглощения; $E(t)$ и τ – плотность энергии и длительность лазерного импульса.

Граничные и начальные условия задавались в виде:

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = -Q, \quad T(x = d, t) = T_0, \quad (3)$$

$$T(x, 0) = T_0, \quad (4)$$

где d – толщина материала, T_0 – начальная температура, Q – поток тепла с поверхности, который определяется потоком испаряющихся атомов j .

Для плотности потока массы испаряющихся в вакуум атомов j была использована зависимость [8, 9]:

$$j(T) = 0,435 P_s(T) \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}}, \quad (5)$$

где M – масса атома, k_B – постоянная Больцмана. Давление $P_s(T)$ определяется уравнением фазового равновесия [10]

$$\lg P_s(T) = a - b/T. \quad (6)$$

Испарение атомов Cd и молекул Te₂ учитывалось как с поверхности кристалла, так и расплава. Поток тепла с поверхности определялся выражением [8]:

$$Q = L_{Cd} j_{Cd} + L_{Te} j_{Te}, \quad (7)$$

где L_{Cd} , L_{Te} – скрытые теплоты испарения кадмия и теллура.

Поскольку в результате интенсивного испарения атомов кадмия происходит обогащение приповерхностной области Te, движение границы раздела фаз пар-расплав $Z(t)$ определялось потоком испаряющихся молекул теллура:

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{j_{Te}}{\rho_{Te}}, \quad (8)$$

где ρ_{Te} – плотность теллура.

Численное решение уравнения (1) проводилось методом сквозного счета без явного выделения границы раздела фаз расплав – кристалл [11]. Оптические и теплофизические параметры теллурида кадмия, используемые при решении задачи, приведены в табл. 1. Форма лазерного импульса задавалась функцией $\sin^2(\pi t/2\tau)$.

Таблица. 1

Оптические и теплофизические параметры теллурида кадмия

Параметры	Кристаллический CdTe	Расплавленный CdTe
ρ , г/см ³	$5.887 - 0.1165 \cdot 10^{-3} \cdot T$ [16]	$6.158 - 0.3622 \cdot 10^{-3} \cdot T$ [16]
c , Дж/г·К	$0.205 + 3.6 \cdot 10^{-5} \cdot T$ [18]	0.255 [18]
L_m , Дж/г	209 [18]	
T_m , К	1365 [18]	
k , Вт/см·К	$15.07/T$ [1]	$2 \cdot 10^{-5} \cdot T \cdot (2,213 - 3.654 \cdot 10^{-3} \cdot T + 1,52 \cdot 10^{-6} \cdot T^2)$
n ($\lambda = 694$ нм)	3.04 [19]	3.04 [19]
α , см ⁻¹	$(83.96 \cdot T + 3.54 \cdot 10^4)$ [1]	$1.5 \cdot 10^5$ [1]
	Cd	Te
L , Дж/г	888 [8]	893 [8]
a^*	5.68 [10]	4.72 [20]
b	5720 [10]	5960.2 [20]

Примечание: *) Величина давления дана в атмосферах.

Коэффициент теплопроводности теллурида кадмия в твердом состоянии определяется выражением $k_s(T) = 15,07/T$ Вт/см К [1]. Такая температурная зависимость характерна для фононного механизма теплопереноса [12]. Известно, что теллурид кадмия относится к классу материалов, которые плавятся по типу “полупроводник – полупроводник” с образованием при плавлении жидкости со структурой цепочного типа с носителями тока на концах цепочек [13]. Эти положения нашли подтверждения в работе [14], где методами молекулярной динамики изучались свойства расплава теллурида кадмия. Было показано, что при плавлении расплав сохраняет полупроводниковые свойства и с повышением температуры происходит металлизация расплава. Однако металлизация расплава достигается не за счет увеличения числа свободных носителей заряда, а в результате структурных изменений путем формирования цепочек теллура. По мере увеличения температуры цепочки Te распадаются на более короткие, что в конечном счете приводит к образованию плотноупакованной металлической фазы. Высокотемпературные (до 1825 К) измерения электропроводности расплавленного теллурида кад-

мения были проведены в работе [15], где также показано, что при его плавлении сохраняются полупроводниковые свойства с последующей металлизацией расплава. В рамках двухструктурной кластерной модели расплава [16] постепенный переход к металлической проводимости объясняется авторами [15] образованием при плавлении жидкости со структурой цепочечного типа и появлением носителей тока на концах цепочек, что приводит к увеличению концентрации носителей и возрастанию электропроводности $\sigma(T)$.

На основе данных электропроводности расплава CdTe [15] и соотношения Видемана-Франца [12] для коэффициента теплопроводности расплава теллурида кадмия была получена зависимость в виде:

$$k_l(T) = 2 \cdot 10^{-5} T (2.213 - 3.654 \cdot 10^{-3} T + 1.52 \cdot 10^{-6} T^2) \text{ Вт/см К.} \quad (10)$$

Поскольку в расплавах соединений A^2B^6 соотношение Видемана-Франца не изучено из-за отсутствия экспериментальных данных по электропроводности, число Лоренца нами было принято равным $2 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}^2/\text{К}^2$.

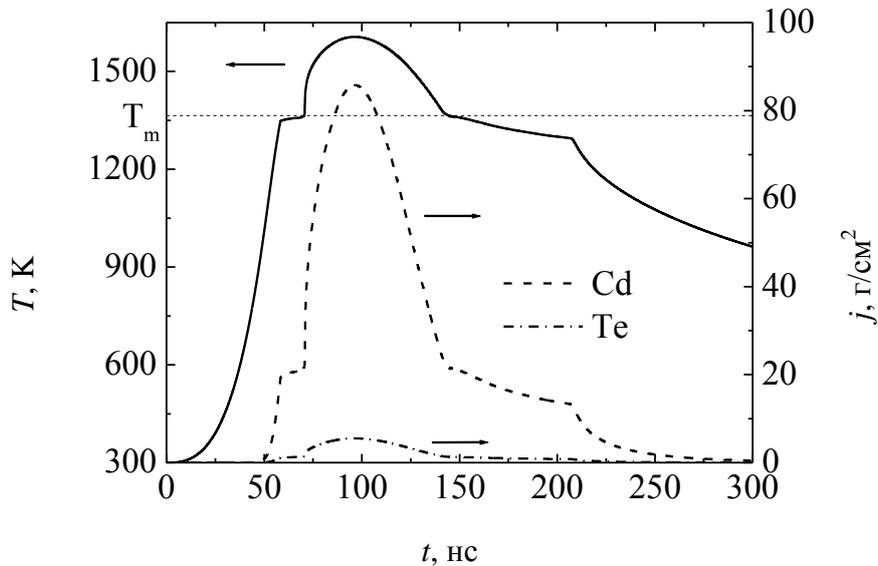


Рис. 1. Зависимость температуры поверхности CdTe и потока испаряющихся компонент Cd и Te при плотности энергии 0.2 Дж/см^2

На рис. 1 приведены временные зависимости температуры поверхности теллурида кадмия и потока испаряющихся атомов Cd и Te при воздействии на теллурид кадмия излучением рубинового лазера с плотностью энергии $E = 0.2 \text{ Дж/см}^2$ и длительностью импульса $\tau = 80 \text{ нс}$. Видно, что поток испаряющихся атомов кадмия существенно превосходит поток теллура, поскольку давление паров атомов кадмия на порядок больше давления паров теллура. Именно испарение атомов кадмия при-

водит к достаточно интенсивному охлаждению поверхности облучаемого образца и уже на начальной стадии нагрева формирует немонотонный температурный профиль с максимальной температурой на глубине $\sim 0.01 - 0.03$ мкм (рис. 2). В результате этого плавление начинается вблизи поверхности на глубине ~ 19.5 нм и распространение расплава происходит как в направлении к поверхности со скоростью ~ 1.5 м/с, так и вглубь образца со скоростью ~ 2.5 м/с (рис. 2, 3).

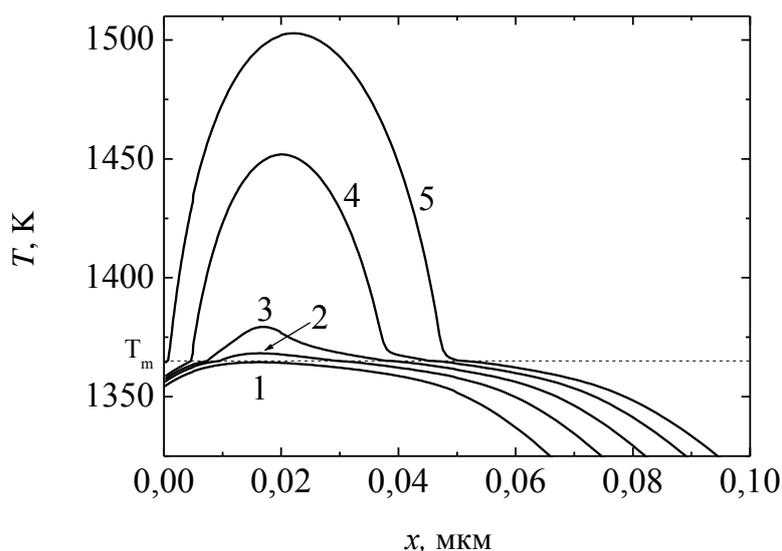


Рис. 2. Рассчитанные профили температуры на стадии плавления при плотности энергии $E = 0.2$ Дж/см² в момент времени 62 (1), 64 (2), 66 (3), 68 (4), 70 нс (5)

На стадии остывания образца начинается процесс кристаллизации как с поверхности вглубь образца, так и на максимальной глубине распространения расплава (~ 157 нм) по направлению к поверхности (рис. 3, 4). Скорости движения границ раздела расплав-кристалл примерно равны и составляет ~ 1 м/с. Кристаллизация завершается на глубине ~ 68 нм в момент встречи фронтов. К этому времени толщина испаренного слоя составляет ~ 6 нм. Здесь следует отметить, что на глубине расплавленного слоя рекристаллизация происходит путем эпитаксиального роста от подложки. Кристаллизация же с поверхности происходит в результате трехмерного роста зародышей в слое расплава с нестехиометрическим составом в условиях сильного обеднения расплава атомами кадмия и интенсивного теплоотвода. В этом случае на поверхности должна формироваться мелкозернистая поликристаллическая (или аморфная фаза, в зависимости от условий лазерного воздействия) и, следовательно, поверхностный слой толщиной ~ 62 нм должен содержать большое количество дефектов [5, 7].

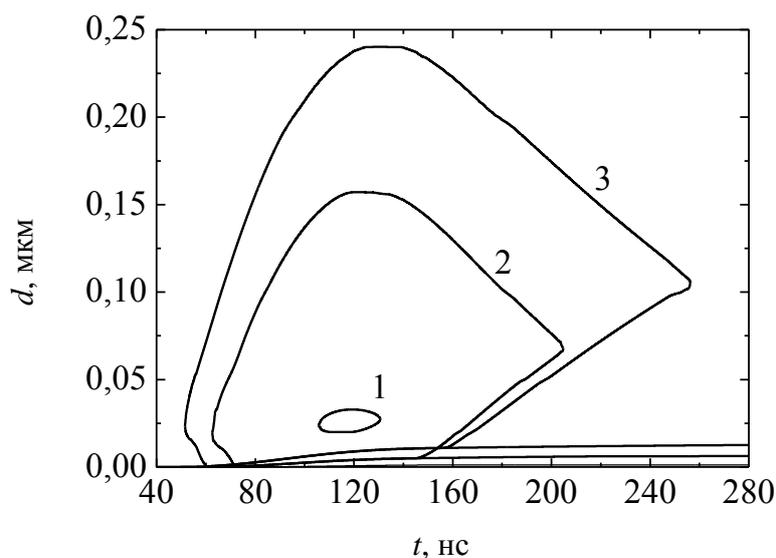


Рис. 3. Зависимость толщины расплавленного слоя CdTe от времени при плотности энергии $\Phi = 0.1$ (1), 0.2 (2), 0.3 (3) Дж/см²

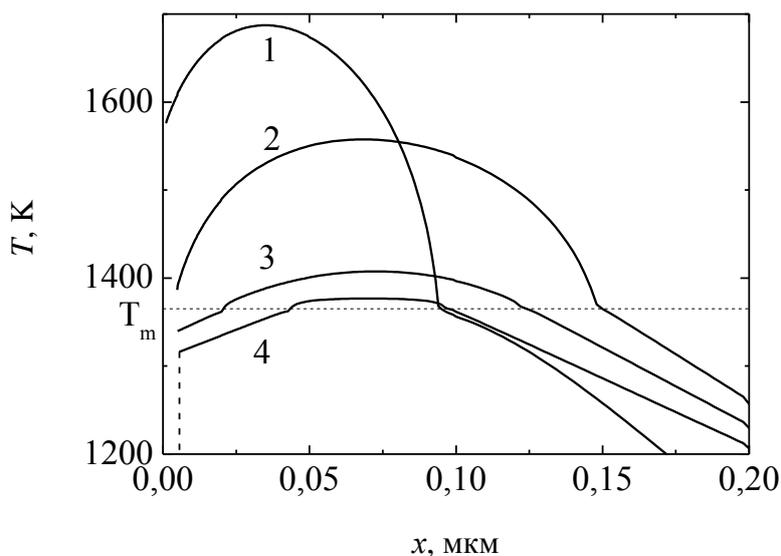


Рис. 4. Рассчитанные профили температуры на стадии кристаллизации при плотности энергии $E = 0.2$ Дж/см² в момент времени 80 (1), 140 (2), 160 (3), 180 (4) нс. Штриховой линией показана толщина испаренного слоя.

Экспериментальное значение порога плавления при воздействии на поверхность CdTe излучения рубинового лазера с длительностью импульса 80 нс было определено ~ 0.12 Дж/см² [17]. Как следует из результатов оптического зондирования, при $E = 0.1$ Дж/см² наблюдается воз-

растание отражательной способности и уменьшение пропускания, что авторы объясняли температурной зависимостью оптических параметров CdTe в твердом состоянии. Согласно проведенным расчетам при плотности энергии излучения 0.1 Дж/см^2 расплав формируется вблизи поверхности на глубине 23.5 нм и не выходит на поверхность, приблизившись к ней лишь на 3.5 нм (см. рис.3). Время существования жидкой фазы составляет $\sim 25 \text{ нс}$, а толщина испаренного слоя по завершению процесса кристаллизации $\sim 1.1 \text{ нм}$.

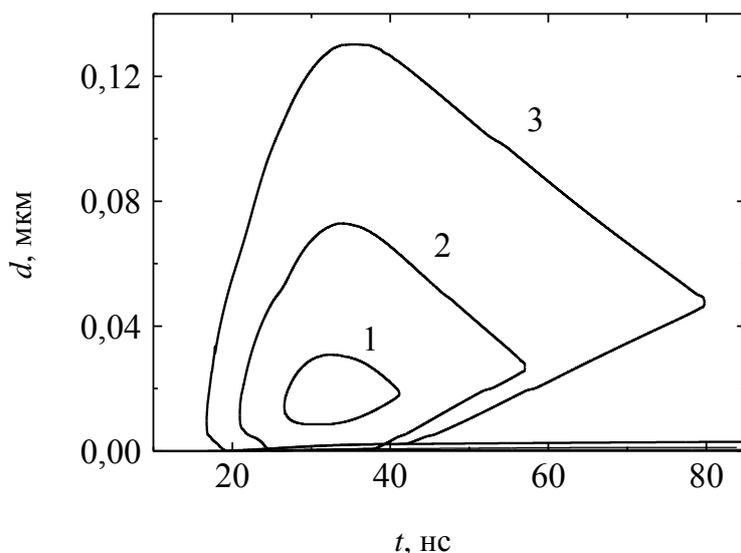


Рис. 5. Зависимость толщины расплавленного слоя CdTe от времени при воздействии лазерного импульса с длительностью 20 нс и плотностью энергии $E = 0.06$ (1), 0.08 (2), 0.12 (3) Дж/см^2

В работе [2] были выполнены экспериментальные исследования модификации поверхностной области теллурида кадмия при воздействии наносекундного излучения рубинового лазера ($\tau = 20 \text{ нс}$). Как следует из эксперимента и теоретических расчетов [6], пороговая плотность энергии равна приблизительно 40 мДж/см^2 . Исследования лазерно-индуцированного дефектообразования [7] показали, что при $E = 80 \text{ мДж/см}^2$ толщина слоя, в котором регистрируются точечные дефекты, составляет около 70 нм , а при $E = 143 \text{ мДж/см}^2$ — более 100 нм . Согласно нашим расчетам, в условиях данного эксперимента порог плавления составляет $\sim 60 \text{ мДж/см}^2$, причем и в этом случае слой расплава толщиной $\sim 22 \text{ нм}$ формируется в объеме полупроводника на глубине $\sim 10 \text{ нм}$ и не выходит на поверхность (рис. 5). При остывании образца этот слой кристаллизуется в результате эпитаксиального роста. С увели-

чением плотности энергии расплав выходит на поверхность. С этого момента будет формироваться приповерхностный слой с большим содержанием дефектов, определяемый полицентровой кристаллизацией с поверхности [5]. Толщина этого слоя при $E = 80$ и 120 мДж/см² составляет, соответственно, ~ 27 и ~ 47 нм (рис. 5). Глубины распространения расплава равны 73 и 130 нм. Интенсивное испарение с поверхности и высокая подвижность атомов кадмия в расплаве (коэффициент диффузии $D_{\text{Cd}} = 6.7 \cdot 10^5$ см²/с [14]) приводят к возникновению точечных дефектов по глубине этих слоев вследствие кристаллизации расплава с нестехиометрическим составом. Полученные значения удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами [7].

Таким образом, результаты численного моделирования воздействия наносекундного излучения рубинового лазера на теллурид кадмия, показали, что процесс испарения оказывает существенное влияние на динамику фазовых переходов в приповерхностной области. Интенсивное испарение приводит к охлаждению поверхности материала, формируя немонотонный профиль температурного поля с максимальной температурой, находящейся в объеме полупроводника на расстоянии ~ 20 – 30 нм от поверхности. Образовавшийся под поверхностью расплав, при плотностях энергии излучения превышающих пороговое значение, распространяется как к поверхности, так и в объем полупроводника. Процесс кристаллизации происходит как с поверхности вглубь образца в результате трехмерного роста зародышей в слое расплава с нестехиометрическим составом в условиях сильного обеднения расплава атомами кадмия и интенсивного теплоотвода, так и по направлению к поверхности путем эпитаксиального роста от подложки.

Литература

1. *Bell R. O., Toulemonde M., Siffert P.* Calculated temperature distribution during laser annealing in silicon and cadmium telluride // *Appl. Phys.* 1979. Vol. 19. P. 313–319.
2. *Головань Л. А., Тимошенко В. Ю., Кашкаров П. К.* Лазерно-индуцированное плавление и образование дефектов в приповерхностной области теллурида кадмия // *Поверхность. Физика, химия, механика.* 1995. № 10. С. 65–70.
3. *Hatanaka Y., Niraula M., Aoki Y. et al.* Surface processing of CdTe compound semiconductor by eximer laser doping // *Appl. Surf. Sci.* 1999. Vol. 142. P. 227–232.
4. *Gnatyuk V. A., Aoki T., Gorodnychenko O. S. et al.* Solid-liquid phase transitions in CdTe crystals under pulsed laser irradiation // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 83, № 18. P. 3704–370.

5. Шульпина И. Л., Зеленина Н. К., Матвеев О. А. Воздействие импульсного лазерного излучения на реальную структуру монокристаллов CdTe // ФТТ. 1998. Т. 40, № 1. С. 68–72.
6. Висковатых И. Ю., Лакеенков В. М., Каишкаргов П. К. и др. Влияние импульсного лазерного облучения на люминесцентные свойства теллурида кадмия // Изв. АН. Сер. Физ. 1993. Т. 57, № 9. С. 12–16.
7. Головань Л. А., Каишкаргов П. К., Лакеенков В. М. и др. Исследование лазерно-индуцированного дефектообразования в кристаллах CdTe методом резерфордского обратного рассеяния // ФТТ. 1998. Т. 40, № 2. С. 209–211.
8. Golovan L. A., Markov B. A., Kashkarov P. K. Evaporation effect on laser induced solid-liquid phase transitions in CdTe and HgCdTe // Solid State Comm. 1998. Vol. 108, № 10. P. 707–712.
9. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы М.: Наука, 1970. 272 с.
10. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964. 715 с.
11. Самарский А. А., Моисеенко Б. Д. Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // ЖВМ и МФ. 1965. Т. 5, № 5. С. 816–827.
12. Охотин А. С., Пушкарский А. С., Горбачев В. В. Теплофизические свойства полупроводников. М.: Атомиздат, 1972. 199 с.
13. Регель А. Р., Глазов В. М. Физические свойства электронных расплавов М.: Наука, 1980. 296 с.
14. Godlevsky V. V., Jain M., Derby J. J. First-principles calculations of liquid CdTe at temperatures above and below the melting point // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60, № 12. P. 8640–8649.
15. Склярчук В. М., Плевачук Ю. О., Фейчук П. И. и др. Электрофизические свойства и вязкость расплава CdTe с примесями In, Ge, Sn // Неорганические материалы. 2002. Т. 38, № 11. С. 1314–1319.
16. Глазов В. М., Павлова Л. М. Температурная зависимость плотности и характер межчастичного взаимодействия в расплавах теллуридов кадмия и цинка // Журнал физической химии. 2001. Т. 75, № 10. С. 1735–1741.
17. Ivlev G. D., Gatskevich E. I., Zhvavyi S. P. et al. Phase transformations induced in CdTe single crystal by ruby laser pulsed irradiation. // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5449. P. 10–18.
18. Zanio K. Semiconductors and Semimetals. V. 13. Cadmium Telluride. New York: Academic Press, 1978. 235 p.
19. Adachi S., Kimura T. Optical constants of Zn_{1-x}Cd_xTe ternary alloys: experiment and modeling // Jpn. J. Appl. Phys. 1993. Vol. 32, P. 1, № 8. P. 3496–3501.
20. Fang R., Brebrick R. F. CdTe I: Solidus curve and composition-temperature-tellurium partial pressure data for Te-rich CdTe(s) from optical density measurements // J. Phys. Chem. Solids. 1996. Vol. 57, № 4. P. 443–450.

Н. В. Головина, И. С. Манак, В. А. Фираго

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ

Одной из тенденций современной медицины является стремление к более широкому использованию минимально инвазивных и органосохраняющих методов лечения опухолевых заболеваний. Эта тенденция стимулирует разработку более ранних и точных диагностик патологических процессов. В настоящее время в качестве базового метода диагностики неоплазии внутренних органов принята гистологическая оценка образцов биотканей, взятых посредством прицельной биопсии в процессе эндоскопического наблюдения. Этот метод обладает сравнительно высокой чувствительностью и специфичностью, однако он имеет и существенные ограничения. Прежде всего, традиционная биопсия часто дает ложные отрицательные результаты. В ряде случаев ее применение опасно или нежелательно из-за возможных осложнений. Для получения надежных результатов гистологического анализа требуется значительное время. Одним из путей преодоления некоторых из этих ограничений являются современные оптические методы диагностики биотканей.

Оптическая (лазерная) томография (ОТ) открывает принципиально новые возможности получения высокоразрешающих изображений микроструктуры биологических объектов. Данный метод диагностики позволяет при решении обратных задач интегральной геометрии получить из наборов исходных проекций объемное изображение исследуемой области тела, состоящее из тонких срезов (поперечных сечений). ОТ представляет собой двухступенчатый метод исследования. На первом этапе объект зондируется проникающим излучением с разных направлений и результаты регистрируются. На втором этапе вся информация обрабатывается в компьютере. Таким образом, томографические измерения являются косвенными – измеряемая величина связана с исследуемой каким-либо функциональным соотношением. Восстановление томограммы сводится к решению обратной задачи [1].

В последнее время разработано несколько подходов к решению задач оптической томографии по восстановлению внутренних структур в сильно рассеивающих средах (СРС), в том числе биологических [2-5]. Под внутренними структурами обычно понимается пространственное распределение макроскопических характеристик СРС, например, коэффициента поглощения и коэффициента рассеяния излучения [6]. Изучение изменений характеристик падающего, прошедшего и отраженного света дает возможность определить метаболические, физиологиче-

ские и структурные изменения тканей [7]. В последнее время разработано много моделей распространения излучения в СРС для систем медицинской лазерной томографии [8]. На рис. 1 приведена классификация методов оптической томографии.



Рис. 1. Классификация методов оптической томографии

Глубина проникновения лазерного излучения в биоткани человеческого организма зависит от длины волны [6,10]. В ближнем инфракрасном спектральном диапазоне (примерно от 0.74 до 1.8 мкм) биологические ткани считаются относительно прозрачными. Максимальная прозрачность отмечается в интервале 0.8–1.2 мкм. Оптическая прозрачность биотканей в этом диапазоне неоднократно подтверждена в работах отечественных и ряда зарубежных авторов (рис. 2). Показано, что излучение может проникать на несколько сантиметров в глубь биологических тканей благодаря отсутствию в них сильных собственных хромофоров, поглощающих свет в указанном диапазоне длин волн (рис. 3.)

Глубина проникновения излучения зависит также от поглощения его различными тканями. В частности: кожа, подкожная клетчатка, мышцы поглощают от 20 до 30 %; кости около 50 %, а паренхиматозные органы до 100 % энергии.

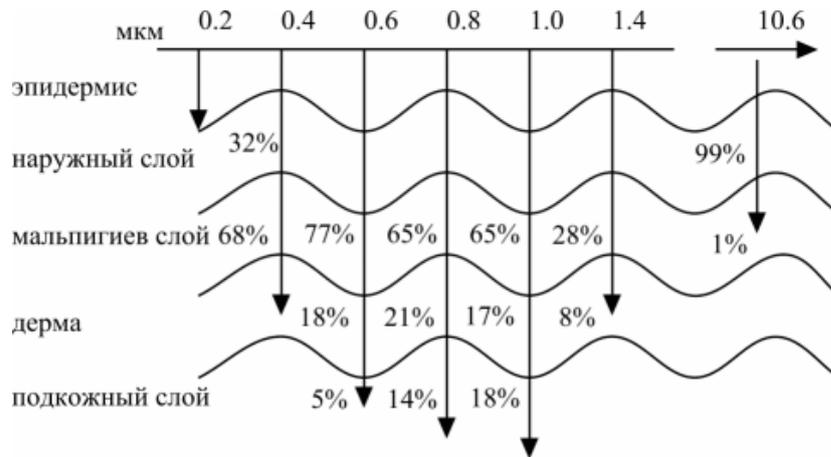


Рис. 2. Глубина проникновения лазерного излучения через кожные покровы человека [9]

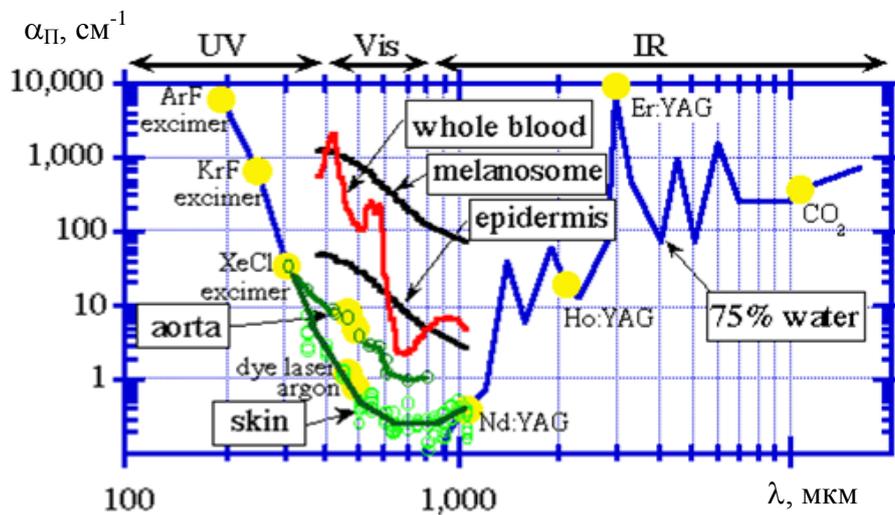


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения различных тканей человека от длины волны

Следует учитывать, что в биотканях очень велико рассеяние излучения, что затрудняет получение четких изображений неоднородностей, возникающих в ткани за счет различных патологий, например образования опухоли, локального увеличения объема крови за счет кровоизлияния или разрастания микрососудов. При оптической визуализации биотканей следует различать два режима облучения: непрерывный (или квазинепрерывный) и с разрешением во времени, когда длительность импульса соизмерима со временем пролета фотона между актами взаимодействия со средой или длительностью элементарного акта взаимодействия.

Режим с разрешением во времени может быть реализован путем облучения рассеивающего объекта короткими лазерными импульсами и приема уширенных импульсов рассеянного излучения – так называемый временной подход (рис. 4, 5) [11]. Для реконструкции пространственных распределений коэффициентов поглощения и рассеяния используют подход, основанный на нестационарной двухпоточковой модели переноса излучения в сильнорассеивающей среде [12].

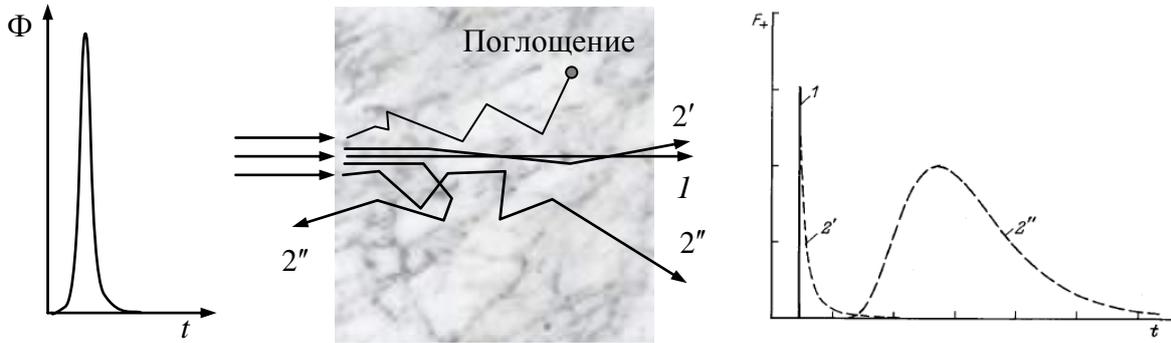


Рис. 4. Схема распространения сверхкороткого (фемтосекундного) лазерного импульса излучения в неоднородной среде

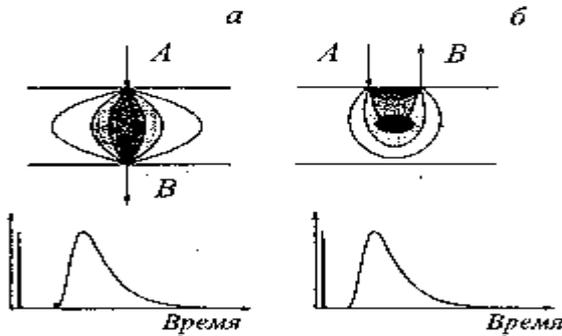


Рис. 5. Типичные схемы исследования биотканей с разрешением во времени:

а – режим просвечивания; б - режим обратного рассеяния. А - зондирующий пучок; В - регистрируемое излучение. Затемненный участок в центре рассеивающего слоя - локальная неоднородность (опухоль). Показаны распределения фотонов в среде

Большое внимание в оптической томографии уделяют использованию различных способов селекции фотонов, выходящих из изучаемой ткани.

Один из них основан на облучении рассеивающего объекта мощными короткими лазерными импульсами и анализе временного положения уширенных импульсов рассеянного излучения. Длительность лазерного импульса, должна быть соизмерима с временем пролета фотона между актами взаимодействия со средой или длительностью элементарного акта взаимодействия (рис. 4).

Регистрация так называемых баллистических фотонов 1 (рис.4), которые не взаимодействовали с анализируемой тканью, позволяет исполь-

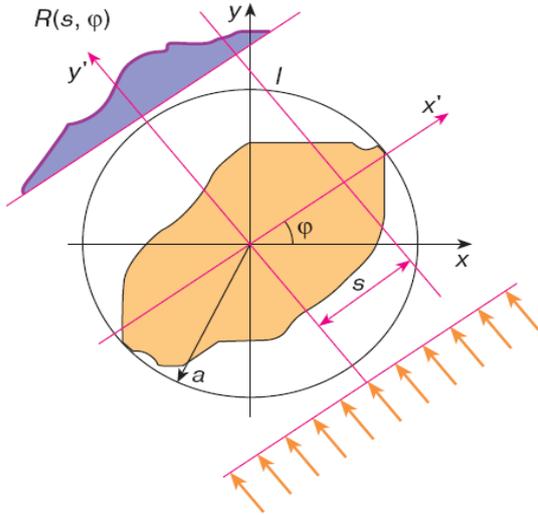


Рис. 6. Схема получения проекции одного среза

зывать при построении физических изображений такие методы на основе преобразования Радона.

Для получения проекций тело освещают потоком излучения и получают распределение его интенсивности в плоскости приемной системы $R(s, \varphi)$ (рис. 6). Если тело достаточно прозрачно для излучения, то лучи распространяются вдоль прямых линий l , положение которых определяется уравнением

$$x \cos \varphi + y \sin \varphi - s = 0, \quad (1)$$

где s – расстояние от начала координат до соответствующего луча. Интенсивность $R(s, \varphi)$ пропорциональна интегралу от искомого распределения плотности тела $\rho(x, y)$ вдоль траектории луча

$$R(s, \varphi) \int_{-\sqrt{a^2-s^2}}^{\sqrt{a^2-s^2}} \rho(s \cos(\varphi) - y' \sin \varphi, s \sin \varphi + y' \cos \varphi) dy', \quad (2)$$

где a – радиус окружности, охватывающей исследуемое поперечное сечение, а связь между исходной системой координат $[x, y]$ и повернутой на угол φ , т. е. $[x', y']$ определяется соотношением

$$x \cos \varphi + y \sin \varphi - s = 0. \quad (3)$$

Преобразование (2) называют прямым преобразованием Радона. Для иллюстрации на рис. 7 приведены распределение плотности сечения двух объектов, описываемое функцией

$$\rho(x, y) = \sum_{j=1}^2 \exp \left[\frac{(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2}{2b^2} \right], \quad (4)$$

и соответствующее ему преобразование Радона,

$$R(s, \varphi) = \sum_{j=1}^2 b \sqrt{2\pi} \exp \left[(x_j \cos \varphi + y_j \sin \varphi - s)^2 / 2b^2 \right], \quad (5)$$

где $0 \leq \varphi \leq 180^\circ$.

Для восстановления распределения $\rho(x, y)$ используют обратное преобразование Радона на основе сверточного алгоритма

$$\rho(x, y) = \int_0^{\pi} \hat{R}(x \cos \varphi + y \sin \varphi, \varphi) d\varphi, \quad (6)$$

где расчет модифицированных проекций \hat{R} осуществляют сверткой

$$\hat{R}(x \cos \varphi + y \sin \varphi, \varphi) = \hat{R}(s, \varphi) = \int_{-a}^a h(s_i) R(s - s_i, \varphi) ds_i \quad (7)$$

проекции $R(s, \varphi)$ (при фиксированном угле φ) с функцией

$$h(s_i) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} |\omega| \cos(\omega s_i) d\omega. \quad (8)$$

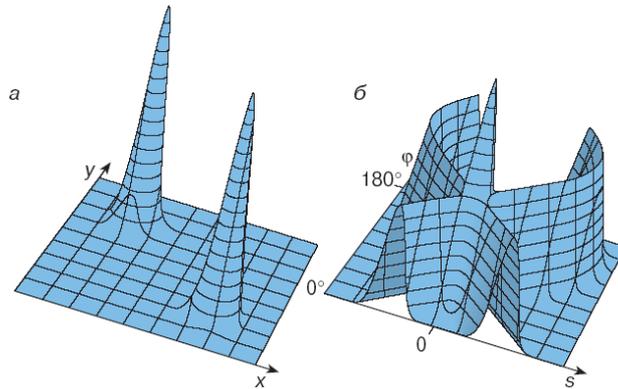


Рис. 7. Распределение плотности в срезе тела (а) и соответствующий образ Радона (б)

На рис. 8 з показан результат восстановления плотности тела $\rho(x, y)$ сверточным алгоритмом по модифицированным проекциям, изображение которых представлено на рис. 8 в. Некоторые искажения восстановленного $\rho(x, y)$ объясняются ограниченным числом как проекций, полученных под разными углами, так и числом лучей, т. е. дискретностью по оси s .

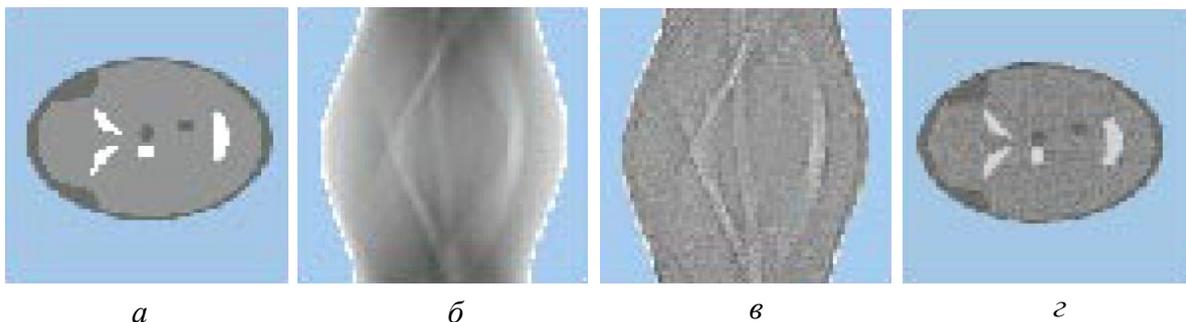


Рис. 8. Восстановление томографического изображения сверточным алгоритмом
а – исходное эталонное распределение $\rho(x, y)$, б – проекции $R(s, \varphi)$, в – модифицированные проекции $\hat{R}(s, \varphi)$, з – результат восстановления сверточным алгоритмом Радона

При прохождении ультракоротких импульсов через СРС необходимо учитывать различное поведение отдельных групп фотонов [13–16]. Самые немногочисленные баллистические фотоны (БФ) движутся по прямой траектории, в то время как траектории остальных фотонов носят случайный характер (см. рис. 4). Ослабление излучения, соответствующего БФ, подчиняется экспоненциальному закону, поэтому наилучшее качество изображения достигается при их регистрации.

Представляющие большой практический интерес мало изученные промежуточные фотоны (ПФ) 2 движутся зигзагообразно вблизи прямой линии подобно БФ, но испытывая, как и остальные фотоны, достаточно много актов рассеяния. Так как ПФ намного многочисленнее БФ, именно с ними можно надеяться добиться качества ОТ диагностики биотканей, подобного получаемому с помощью методов традиционной томографии.

Таким образом, при получении ОТ изображений в СРС важное значение приобретает выяснение условий селекции различного вида фотонов и в частности, определение соотношения БФ и рассеянных фотонов (РФ), тем более, что такого рода исследования немногочисленны. Для разделения вклада БФ и РФ необходима регистрация временного распределения прошедшего излучения, причем разделение возможно только в том случае, когда это распределение является бимодальным, т. е. состоящим из двух пиков - БФ и РФ. Положение пика БФ определяется временем прохождения светом расстояния от источника до детектора, количество БФ определяется законом экспоненциального ослабления, а их временное распределение повторяет форму импульса исходного излучения. Форма и положение пика РФ и его смещение относительно баллистического пика зависят от параметров СРС и характера миграции фотонов в среде. Количество же РФ можно определить на базе некоторой, принятой за исходную, математической модели описания прохождения излучения через СРС.

Трудности регистрации фемтосекундных оптических импульсов пока не позволяют добиться лучшего по сравнению с рентгеновскими и магнитно-резонансными томографами пространственного разрешения.

При рассмотрении взаимодействия лазерного излучения с биотканью существенную роль играет также изменение когерентности лазерного пучка. На сегодняшний день для создания когерентной томографии используются два подхода. Первый по своей сути близок к импульсной томографии, так как основан на регистрации прямо прошедших фотонов. Селекция этих фотонов осуществляется за счет сохранения ими когерентности по отношению к падающему пучку при оптическом гетеродинамировании (интерференции), поэтому он может регистрировать томограммы и в непрерывном режиме. Второй подход основан на селекции рассеянных (отраженных) фо-

тонов локальными неоднородностями биоткани за счет использования интерферометров с низкогогерентными источниками света (суперлюминесцентными светодиодами, фемтосекундными лазерными системами). Такие томографы имеют пространственное разрешение порядка 5–15 мкм, но область их применения ограничивается тонкими сравнительно прозрачными тканями: кожа, тканями глаза (роговица, хрусталик, ретина и пр.), слизистыми оболочками и т. п. Сканирующая конфокальная микроскопия, использующая для селекции пришедших от заданного объема рассеянных фотонов конфокальный принцип (две оптически сопряженные диафрагмы малых размеров в плоскости предметов и изображений), является основой развития другого важного направления в оптической томографии биотканей и клеток. Именно для этого направления в последнее время появились наиболее впечатляющие результаты по трехмерной визуализации живой ткани, в частности кожи, с разрешением, позволяющим распознавать различные типы клеток, а также одновременно наблюдать движущиеся клетки крови в микрососудах. Однако конфокальные сканирующие микроскопы, используемые для получения томограмм биотканей, представляют собой дорогостоящие устройства с высоким уровнем компьютеризации, требующие принятия серьезных мер по защите от вибраций.

К импульсным методам лазерной томографии близок оптоакустический (ОА) способ получения томограмм, который используют для получения срезов тканей на глубинах до 7 см.

Периодическая последовательность коротких лазерных импульсов, поглощаясь слоями ткани с большими значениями коэффициента поглощения, вызывают их периодический нагрев и остывание. При этом возникают микрорасширения поглощающих слоев и происходит генерация акустических колебаний, которые хорошо распространяются в тканях и фиксируются с помощью акустических детекторов. После сканирования лазерным пучком и обработки акустических сигналов получают томограммы тканей [17,18,19]. Принципиальным является то обстоятельство, что в ОА-методе изображение строится по распределению коэффициента поглощения оптического излучения в ткани. Оптико-акустические методы визуализации известны сравнительно давно и весьма перспективны, поскольку могут совмещать многие достоинства как оптического, так и ультразвукового метода.

Лазерная ОА томография позволяет получать оптические изображения размером 50×50 мм с разрешением 0.5–0.7 мм с возможностью получения изображения на двух длинах волн ближнего ИК-диапазона. Это позволит обнаруживать опухоли размером от 2–3 мм на глубинах до 70 мм, наблюдать их в реальном времени и анализировать доброкачественный или злокачественный их характер. Такая возможность становится

доступной благодаря тому, что количество поглощаемого излучения у злокачественных и доброкачественных опухолей различно. Обычно злокачественное новообразование нагревается сильнее. Благодаря этому сверхчувствительный приемник фиксирует величину генерируемых акустических колебаний и при превышении допустимого порога, выдает соответствующее сообщение в виде звукового сигнала.

Лазерная оптико-акустическая томография может быть использована для исследования изменений в тканях на всех этапах развития патологии, включая самые ранние, благодаря высокому пространственному разрешению и неинвазивному характеру диагностики. Это дает возможность: обнаруживать рак на ранних стадиях его развития, когда терапия эффективна, снизить летальность заболевания, уменьшить количество травмирующих биопсий, в реальном времени контролировать хирургические операции, определять характер образования (доброкачественный или злокачественный). Решение указанных задач существующими средствами ранее не представлялось возможным.

Лазерный оптико-акустический томограф представляет собой высокотехнологический продукт, включающий изделия лазерной, оптической, ультразвуковой, электронной и медицинской отраслей. В то же время, существующие технологии, которые освоены отечественной промышленностью при некоторых доработках могут быть использованы для производства данной техники (рис. 10).

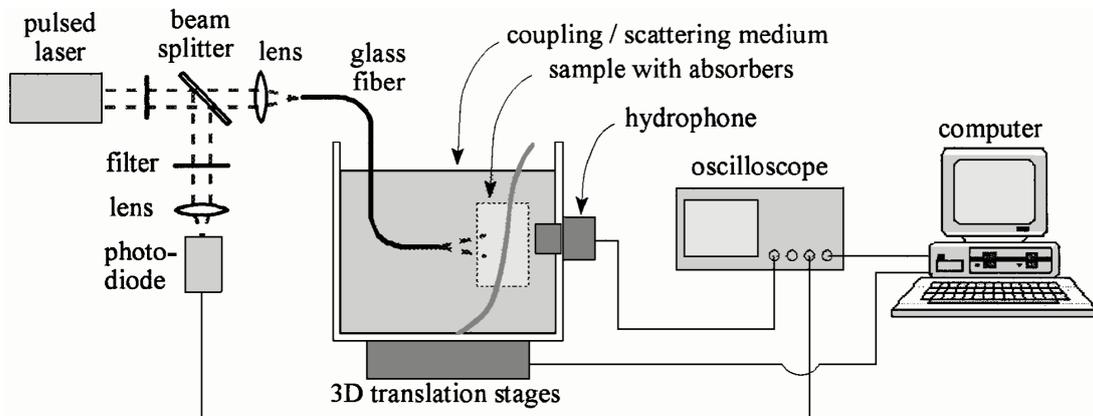


Рис. 10. Упрощенная функциональная схема установки для получения оптоакустических томографических изображений исследуемых образцов

В оптической когерентной томографии (ОКТ) используется два подхода. Первый из них близок к импульсной лазерной томографии, так как основан на регистрации баллистических фотонов. Во втором противоположном подходе вместо лазеров используют низкокогерентные источники излучения (суперлюминесцентные светодиоды), а селекцию рассеянных (отраженных) локальными неоднородностями

биоткани фотонов осуществляют с помощью интерферометра Майкельсона. Такие томографы имеют рекордное пространственное разрешение порядка 5–15 мкм, но предельная глубина просмотра ткани обычно не превышает 1.5–2 мм.

При данном виде диагностики изображение получается путем проведения повторяющихся осевых измерений в различных поперечных положениях при сканировании ткани оптическим лучом. Высокое разрешение позволяет различать структуру различных оптических неоднородностей. Полученные в результате данные образуют двухмерную картину обратного рассеяния (или отражения) от клеточных структур ткани.

В оптических томографах, разработанных и сконструированных в Нижнем Новгороде, достигнуты следующие характеристики оптических изображений биотканей на длинах волн 0.83 и 1.3 мкм: пространственное разрешение 10–15 мкм; время получения двухмерного изображения с числом элементов 200×200 – 1с, проникновение на глубину 1–2 мм при мониторинге кожи, слизистых оболочек, тканей зубов и на полную глубину при наблюдении тканей глаза. Достигается запись и воспроизведение двухмерных оптических томограмм в реальном времени.

Технические характеристики ОКТ обуславливают выбор объектов приложения метода. В исследованиях, проведенных в клиниках Нижегородской медицинской академии, ими были поверхностные и покровные ткани (кожа и слизистые оболочки внутренних полых органов, кровеносные сосуды), ткани глаза, прозрачные в ближнем ИК диапазоне, а также другие органы (зубы, мозговые оболочки и верхние слои тканей мозга после трепанации черепа или интраназального доступа). Созданные специальные оптические зонды, обеспечивающие доступ низкокогерентного излучения к исследуемым тканям *in vivo*, расширили возможности метода. Благодаря созданию микрозонда и совмещению его со стандартными эндоскопами, доступными для ОКТ в наших исследованиях стали слизистые оболочки дыхательных путей, желудочно-кишечного тракта, мочевыводящих путей, внутренних половых органов женщин, а также некоторые органы брюшной полости, висцеральная и париетальная брюшина. Для интерпретации оптических изображений, полученных с помощью ОКТ, проводятся параллельные гисто-томографические исследования.

Пример томограммы кожи человека с пространственным разрешением около 14 мкм представлен на рис. 11, где интенсивность отраженного сигнала кодируется цветом. Вследствие сильного затухания интенсивности зондирующего сигнала с глубиной при цветовом кодировании томограммы используют логарифмическую шкалу.

Использование в ОКТ эффекта Доплера позволяет наряду с получением распределения коэффициента рассеяния неоднородностей тка-

ни получать и модуль средней скорости кровотока. Доплеровский сдвиг частоты, который возникает при взаимодействии зондирующего излучения с подвижными частицами, приводит к увеличению частоты несущей сигнала, образующегося на выходе фотоприемника за счет движения опорного зеркала, как показано на рис. 12. Определение доплеровского сдвига частоты производится на коротких интервалах, определяемых дли-

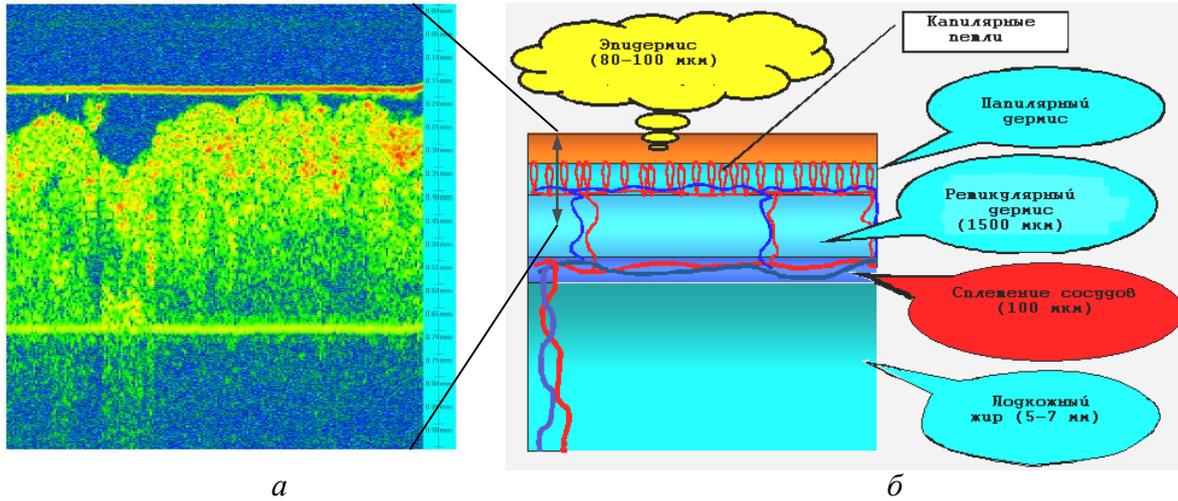


Рис. 11. Томограмма кожи предплечья руки человека, полученная ОКТ (а), и схема расположения основных слоев кожи (б)

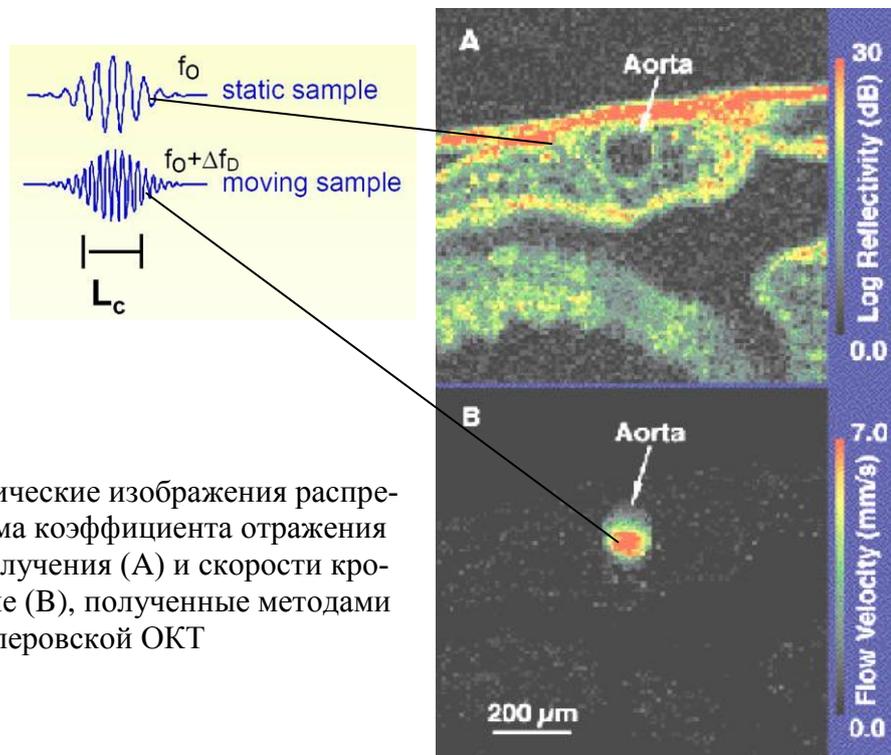


Рис. 12. Томографические изображения распределения логарифма коэффициента отражения зондирующего излучения (А) и скорости кровотока в артериоле (В), полученные методами доплеровской ОКТ

тельностью огибающей сигналов с фотоприемника с помощью быстрого микропроцессорного Фурье-спектрометра. В зависимости от задач при изучении микроциркуляции крови применяются лазерные источники, излучающие в различных спектральных диапазонах – от зеленого до ближнего инфракрасного. Глубина зондирующего слоя зависит от длины волны, чем короче длина волны, тем тоньше слой. Для указанного диапазона спектра глубина составляет от 0.5 до 2мм.

Связь между получаемыми значениями средней величины доплеровского сдвига частоты и средней скоростью частиц определяется выражением[20]:

$$\bar{V} = \Delta\bar{f}_D\lambda / (2n\cos\Theta), \quad (9)$$

где n – показатель преломления среды, Θ – угол между волновым вектором зондирующего излучения и вектором скорости частиц крови.

При восстановлении изображения записывается голограмма этого объекта. Пусть длина когерентности равна пути, проходимому световым пучком по объекту за время когерентности. При записи голограммы прозрачного объекта те его участки, для которых видимость интерференционных полос, составляющих микроструктуру голограммы, равна нулю, не записываются. Следовательно, при восстановлении изображения эти участки наблюдаются как темные. В противном случае участки объекта восстанавливаются как яркие. Для промежуточного случая восстанавливается соответственно полутонное изображение.

Таким образом, достижения современной квантовой электроники позволили добиться поразительного прогресса в области оптической томографии.

ОТ представляет интерес для клинического использования по ряду причин. Разрешающая способность ОКТ составляет 10–15 мкм, что в 10 раз превышает разрешение других используемых в практике диагностических методов и предполагает изучение объекта на уровне оптической архитектуры ткани. Информация о ткани, получаемая с помощью ОТ, является прижизненной, т. е. отражает не только структуру, но и особенности функционального состояния тканей. Метод ОТ неинвазивен, поскольку использует излучение в ближнем ИК диапазоне с мощностью порядка 1 мВт, которое не оказывает повреждающего воздействия на организм. Метод исключает травму и не имеет ограничений, присущих традиционной биопсии. Проведенные нами исследования показали, что максимальная глубина зондирования, достигающая 1.5–2 мм, является достаточной для обследования покровных тканей, малодоступных для других высокоразрешающих методов получения изображения.

Ядерно-магнитно-резонансная томография использует феномен кратковременного резонирования протонов в электромагнитном поле для

визуализации тканей в зависимости от различий содержания в них воды [21]. Известно, что ЯМР-томография характеризуется малым контрастом изображения, отсутствием специфичности контраста, а использование вредных воздействий (проникающее излучение, сильное магнитное поле) делает разработку альтернативных методов диагностики очень актуальной. Такие проблемы позволяет решить оптическая томография, дающая довольно высокое пространственное разрешение (10–15 мкм) и специфичный контраст (рис. 13). Кроме того, стоимость оптического томографа на порядок ниже, чем у ЯМР-томографа, что обеспечивает более широкое клиническое применение.

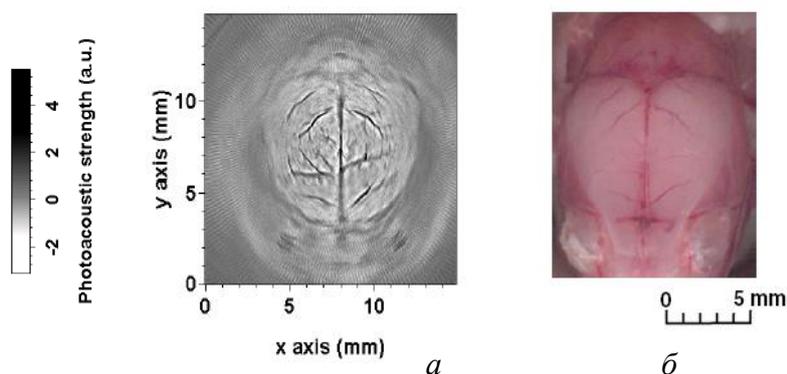


Рис. 13. Фотоакустическая томограмма мозга мыши, полученная при частоте следования лазерных импульсов 20 МГц (а) и его фотография, снятая после получения томограммы и удаления верхней части черепной коробки (б)

Лазерная томография имеет также ряд преимуществ перед цифровыми рентгеновскими системами. Системы получения изображения со сканированием рентгеновским пучком и приемником имеют заметное преимущество, состоящее в том, что в них хорошо подавляется рассеяние. Главным недостатком сканирующих систем является то, что большая часть полезной выходной мощности рентгеновской трубки теряется и что необходимы большие времена экспозиции (до 10 с). В цифровых системах появляется возможность снижения дозы облучения, однако окончательно избавиться от него невозможно. При диагностике с помощью лазерной томографии нет необходимости лучевого воздействия на больного, что важно при обследовании пациентов в загрязненных радионуклидами регионах.

В последнее время предлагаются новые методы томографии, основанные на использовании переменного электрического тока или электромагнитного поля в качестве зондирующего средства [22]. Наибольшее развитие получила электроимпедансная томография или томография приложенных потенциалов, заключающаяся в том, что через исследуемый объект, обладающий электрической проводимостью (в меди-

цине это тело пациента), с помощью находящихся на его поверхности электродов пропускают слабый переменный электрический ток. С помощью других (иногда и тех же самых) электродов измеряются потенциалы на поверхности, возникающие при протекании тока через объект. Метод позволяет визуализировать только небольшие изменения проводимости внутри объекта и требует наличия опорного набора данных, соответствующих начальным значениям проводимости. Основным недостатком метода является то, что индукционный томограф не может иметь высокую разрешающую способность, в то время, когда лазерный томограф имеет более высокую разрешающую способность и более высокий контраст изображения.

Метод позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) позволяет одновременно получать томографические срезы и осуществлять регионарные исследования метаболизма и мозгового кровотока, что обеспечивается регистрацией элиминации предварительно введенных внутривенно короткоживущих радиоиндикаторов. Возможности использования ПЭТ ограничиваются дороговизной таких томографов и необходимостью размещения их вблизи циклотрона для производства препаратов, содержащих быстро распадающиеся изотопы C^{11} , N^{13} , O^{15} и др., которые включаются в продукты церебрального метаболизма (глюкозу, аминокислоты и др.). Лазерная томография избавлена от подобных ограничений.

Огромные перспективы в развитии данного метода открывает использование инъекционных лазеров [23, 24]. Их малые размеры позволяют сконструировать компактную аппаратуру, удобную для использования как в клинических условиях, так и в лаборатории. Малая расходимость пучка позволяет довольно точно направлять излучение на исследуемый объект и регистрировать результат.

Таким образом, можно утверждать, что методы лазерной томографии имеют ряд преимуществ по отношению к другим методам диагностики, что делает их разработку весьма актуальной.

Литература.

1. Левин Г. Г., Вишняков Г. Н. Оптическая томография. М., 1989. 372 с.
2. Тихонов А. Н., Гончаровский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Численные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1990. 212 с.
3. Тихонов А. Н., Гончаровский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983. 200 с.
4. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 334 с.
5. Хермен Г. Восстановление изображения по проекциям. Основы реконструктивной томографии / Пер с англ. М.: Мир, 1983. 349 с.
6. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. М., 1981. 385 с.

7. *Приезжев А. В., Тучин В. В., Шубочкин Л. П.* Лазерная диагностика в биологии и медицине. М. Наука, 1989. 240 с.
8. *Подгаецкий В. М., Селищев С. В., Терещенко С. А.* Модели распространения излучения для систем медицинской лазерной томографии // Мед. техника. 1999. № 6. С. 3–11.
9. Лазеры в клинической медицине / под ред. *Плетнева С. Д.* М.: Медицина, 1996. 261 с.
10. *Петрова Г. А., Дерпалюк Е. Н.* Возможности оптической когерентной томографии в дифференциальной диагностике и мониторинге заболеваний кожи // Вестник дерматологии и венерологии. 2002. № 5. С. 4–11.
11. *Воробьев И. С., Подгаецкий В. М., Смирнов А. В., Терещенко С. А.* Ослабление и рассеяние лазерного излучения малой длительности в сильнорассеивающей среде // Квантовая электроника. 1997. Т. 24, № 7.
12. *Селищев С.В., Терещенко С.А.* Нестационарная двухпоточковая модель переноса излучения для томографии рассеивающих сред // Квантовая электроника. 1997. Т. 67, № 5. С. 61–65.
13. *Терещенко С. А., Подгаецкий В. М., Воробьев И. С., Смирнов А. В.* Раздельное наблюдение баллистических и рассеянных фотонов при распространении коротких лазерных импульсов в сильнорассеивающей среде // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, № 9. С. 853–856.
14. *Любимов В. В.* Оптика волн плотности фотонов в сильнорассеивающих средах и пространственное разрешение при томографии // Оптика и спектроскопия. 1996. Т. 81, № 2. С. 330–332.
15. *Подгаецкий В. М., Терещенко С. А.* Количественное определение условий разделения баллистических и рассеянных фотонов в лазерном ультракоротком импульсе, прошедшем через сильнорассеивающую среду // Доклады АН. 1999. Т. 366, № 1. С. 39–42.
16. *Воробьев И. С., Подгаецкий В. М., Смирнов А. В., Терещенко С. А.* Ослабление и рассеяние вперед лазерного излучения малой длительности в сильнорассеивающей среде // Квантовая электроника. 1997. Т. 24, № 7. С. 667–670.
17. *Ивакин Е. В., Кицак А. И.* Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 25, № 4. С. 99–115.
18. *Жаров В. П., Летохов В. С.* Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 356 с.
19. *Geng Ku, Wang X., Stoica G., Wang L. V.* // Multiple-bandwidth photoacoustic tomography // Phys. Med. Biol. 2004. Vol. 49. P. 1329–1338.
20. *Yazdanfar S., Kulkarni M., Izatt J.* High resolution imaging of in vivo cardiac dynamics using color Doppler optical coherence tomography // Optics Express. 1997/ Vol. 1, № 13. P. 424–431
21. *Корженевский А. В., Черепенин В. А.* Магнитоиндукционная томография // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, № 1, С. 24–28.
22. *Корженевский А. В., Корниенко В. Н., Культиасов М. Ю. и др.* Электроимпедансный компьютерный томограф для медицинских приложений // Приборы и техника эксперимента. 1997. № 3. С. 133–140.
23. *Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Тарлыков В. А.* Основы лазерной техники. Ленинград: Машиностроение, 1990. 316 с.
24. *Елисеев П. Г.* Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983. 364 с.

В. А. Фираго, А. В. Весельев

ОПТИЧЕСКИЕ ЛОКАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ ИК ДИАПАЗОНА

Введение

Пассивные оптико-локационные системы выгодно отличаются от активных незаметностью для противника, поскольку каждый достаточно быстродвигающийся летательный аппарат затрачивает энергию на преодоление сопротивления воздуха, часть которой, преобразуясь в электромагнитное излучение, позволяет обнаружить его. Основным недостатком таких систем – отсутствие данных о скорости и дальности аэродинамического объекта. Введение в состав пассивной локационной системы активного лазерного канала позволяет устранить этот недостаток [1] и получить точные данные о параметрах траектории быстро маневрирующего объекта, которые невозможно получить с помощью радиолокационных средств, поскольку диаграмма направленности их антенн намного шире, чем у оптических локаторов. Рассмотрим основные проблемы, возникающие в процессе обнаружения объектов и измерения параметров их траектории оптическими локаторами.

Обнаружение объектов по их тепловому излучению

Отсутствие в пассивных локационных системах информации о расстоянии и скорости лоцируемых тел создает большие затруднения при разработке алгоритмов выделения реальных объектов из фоновых помех. Используемые критерии должны вырабатываться на основе информации о форме, размерах и спектральных характеристиках излучения объектов, траекторной динамике их координат при движении. Важными сведениями для создания алгоритмов обнаружения, выбора порога принятия решения и последующего слежения являются пространственно-временные статистические характеристики флуктуаций излучения естественных яркостных фонов. Только сложные многоступенчатые процедуры обработки поступающего потока видеоданных, использующие базы данных о характеристиках целей и яркостных фонов, обеспечивают низкую частоту появления ложных тревог при заданной вероятности правильного обнаружения. Стремительное развитие микропроцессорной техники существенно увеличило возможности использования пространственно-временной фильтрации и процедур распознавания образов. Но даже сейчас, при использовании самой суперсовременной элементной базы, создание цифрового блока обработки информации работающего в режиме реального времени является чрезвычайно сложной задачей.

Сущность проблемы обнаружения объекта заключается в решении вопроса о наличии или отсутствии соответствующего сигнала на некотором фоне помех и шумов. Очевидно, что без априорного знания признаков, характерных для объекта и фона, процесс обнаружения невозможен.

Признаков, по которым сигнал абсолютно отличается от фона, в реальных задачах обычно указать невозможно, ибо любой признак или свойство в той или иной степени присущи как объекту, так и фону. Поэтому задача обнаружения объекта носит вероятностный характер.

Изображения принято подразделять на два класса: семантические (смысловые) и текстурные, примеры которых приведены на рис. 1.

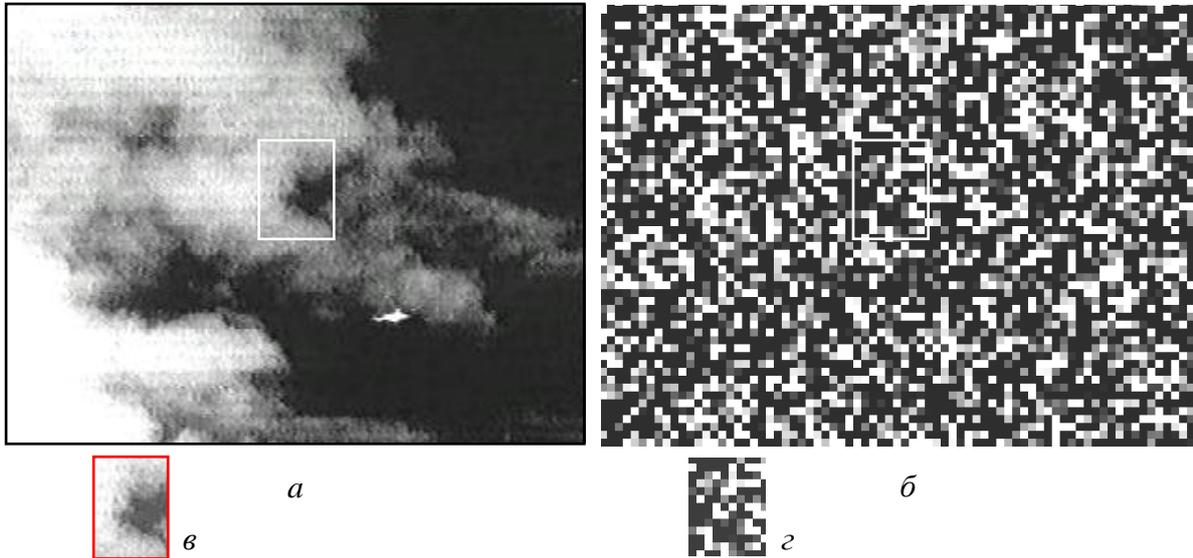


Рис. 1. Примеры семантического (вертолет на фоне облачного неба в средней ИК области спектра) (а) и текстурного (случайное гауссовое поле) (б) изображений и их фрагменты (в), (z)

В процессе длительной эволюции зрительная система человека приспособилась опознавать и классифицировать не любые произвольные распределения яркости, спроецированные хрусталиком на сетчатку глаза, а лишь те, которые создаются объектами внешнего мира. В этом легко убедиться, если попытаться обнаружить шумовой узор (объект со случайным распределением яркости), показанный на рис. 1 з, на фоне случайного поля, представленного на рис. 1 б. Решение этой задачи дается с большим напряжением, поскольку приходится, мысленно сдвигая фрагмент, поэлементно сравнивать оба изображения. В то же время обнаружение фрагмента, показанного на рис. 1 в, происходит гораздо легче и быстрее. Характерной особенностью изображений реальных объектов является то, что они состоят из областей, разделенных более или менее резкими световыми границами, внутри которых яркость изменяется сравнительно медленно. Эти световые границы или контуры изображений передают форму объекта и являются основой для его распознавания. Например, даже отсутствие на рис. 1 а вращающихся лопастей не мешает нам классифицировать объект в середине нижнего правого квадранта как вертолет. Каждый из нас неодно-

кратно наблюдал полет вертолета, и имеющийся опыт легко позволяет сопоставить не совсем четкое изображение с реальным объектом.

При известной заранее форме изображения объекта, применяя оптимальный пространственный фильтр, можно проводить его обнаружение с вероятностью, определяемой отношением сигнал/шум [1]. Однако при поисково-обзорном сканировании небосвода, даже зная заранее виды летательных аппаратов, которые подлежат обнаружению, невозможно построить конечный набор согласованных фильтров вследствие неизвестности расстояния до лоцируемых аппаратов, их ориентации и углов, под которыми они наблюдаются.

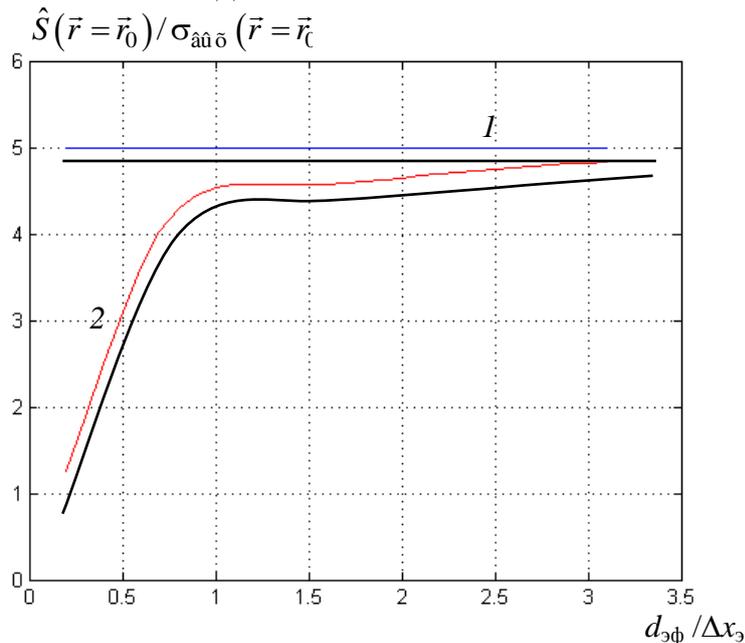


Рис. 2. Зависимости отношения сигнал/шум на выходе оптимального пространственного фильтра при непрерывном (1) и дискретном (2) представлении от величины $d_{\text{эф}} / \Delta x_3$.

$\hat{S}(\vec{r})$ и $\sigma_{\hat{a}\hat{a}\hat{o}}(\vec{r})$ – сигнальная и помеховая функции на выходе пространственного фильтра, \vec{r} и \vec{r}_0 – положения центров изображения объекта и центрального пиксела маски пространственного фильтра

Лишь в крайнем случае, когда удаленный летательный аппарат представляет собой яркий точечный источник, оптимальная пространственная фильтрация может эффективно использоваться для его обнаружения, но не классификации. Показано [2], что при обнаружении точечных объектов переход от непрерывного представления яркости поля обзора $L(x, y)$ к дискретному, характерный для современных локационных систем, приводит к ухудшению достижимого отношения сигнал/шум. На рис. 2 представлены соответствующие зависимости при разных отношениях эффективного диаметра гауссового пятна рассеяния объектива $d_{\text{эф}}$ к величине элементов матрицы инфракрасных приемников Δx_3 . Также установлено, что наи-

меньшая погрешность оценки положения точечного источника \vec{r} наблюдается при $d_{y0} / \Delta x_y \approx 0.7$. Для оценки вероятностей правильного обнаружения и ложных тревог необходимо применять адаптивные процедуры выбора порога принятия решения, основанные на получении текущей оценки вида плотности вероятности мелкоструктурных пространственно-временных флуктуаций яркости поля обзора, которые часто описываются семейством экспоненциальных распределений с разными показателями степени [3].

Задача обнаружения летательного аппарата значительно облегчается, если наблюдается его смещение при движении относительно фоновых образований и решение принимается при анализе последовательности кадров. Однако в ряде задач обнаружение приходится проводить при анализе только одного кадра и априори неизвестной форме объекта.

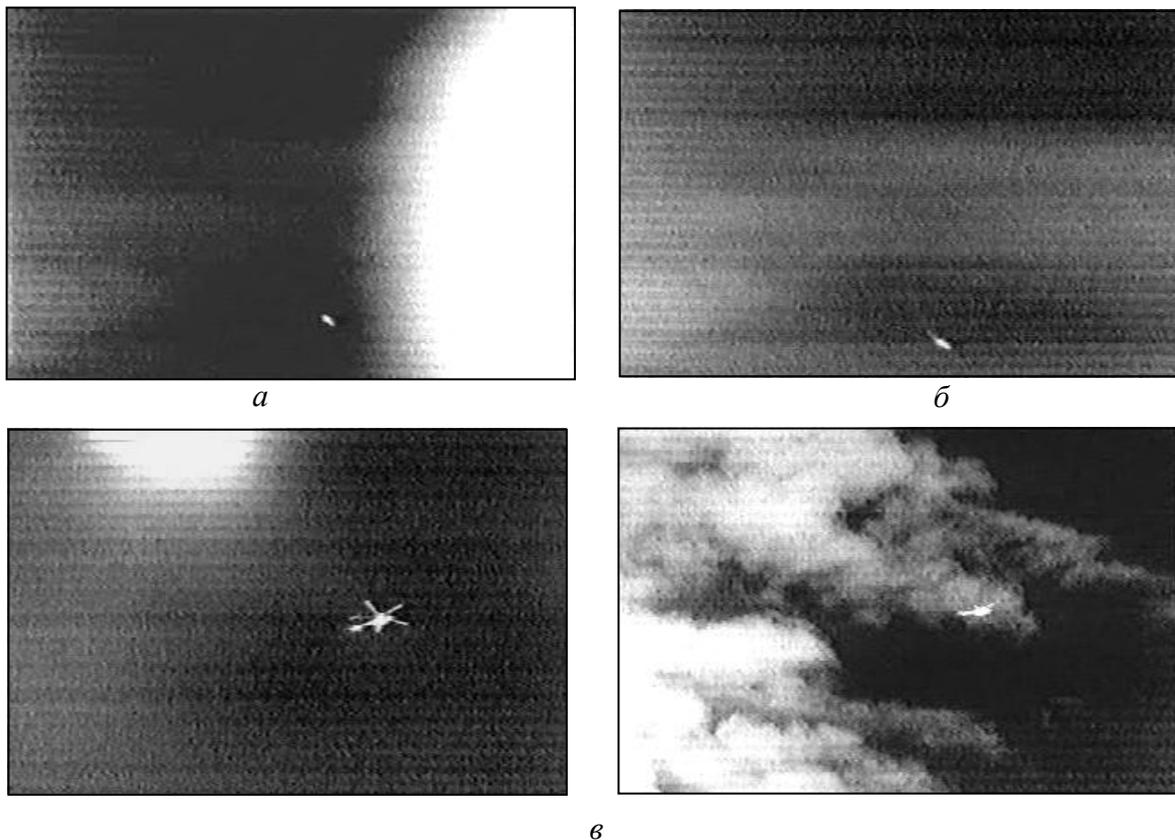


Рис. 3. Кадры с полетами учебного реактивного самолета (а, б) и вертолета (в), полученные с помощью тепловизионной камеры в спектральной области 8–12 мкм

Поиск признаков, которые можно использовать для обнаружения летательных аппаратов в условиях априорной неопределенности их формы при поисково-обзорном сканировании и анализе только текущего кадра показал, что при не очень больших дальностях (менее 10 км) летательные аппараты имеют большой градиент изменения яркости на краях по сравнению с облаками и аэрозольными образованиями и их средняя

по площади яркость в спектральной области 8–14 мкм превышает среднюю яркость окружающего их фона (см. рис. 3). Современные летательные аппараты обязательно имеют мощный двигатель, выделяющий тепловую энергию. Поэтому корпус даже зависшего на одном месте вертолета омывается потоком воздуха (создаваемым вращающимися лопастями винта), в который попадают горячие выхлопные газы двигателя. К тому же в процессе быстрого движения летательного аппарата его корпус нагревается за счет аэродинамического трения.

Численное моделирование характеристик алгоритмов обнаружения объектов с априори неизвестной формой, основанных на использовании одномерных линейных фильтров, осуществляющих анализ градиентов яркости по четырем направлениям, показало необходимость применения нелинейной фильтрации и морфологических операций с полутоновыми изображениями. Созданные алгоритмы для выделения обводов объектов с неизвестной формой и их последующего обнаружения на основе анализа изображения одного кадра, используют: оценку приращений яркости на краях изображений, морфологические операции, подавляющие ложные точки и линии путем устранения небольших региональных максимумов, бинаризацию полутонового изображения получаемых приращений яркости, вычисление величины превышения средней (по площади изображения) яркости объектов соответствующей яркости окружающего их фона и почти не требуют применения целочисленных операций умножения.

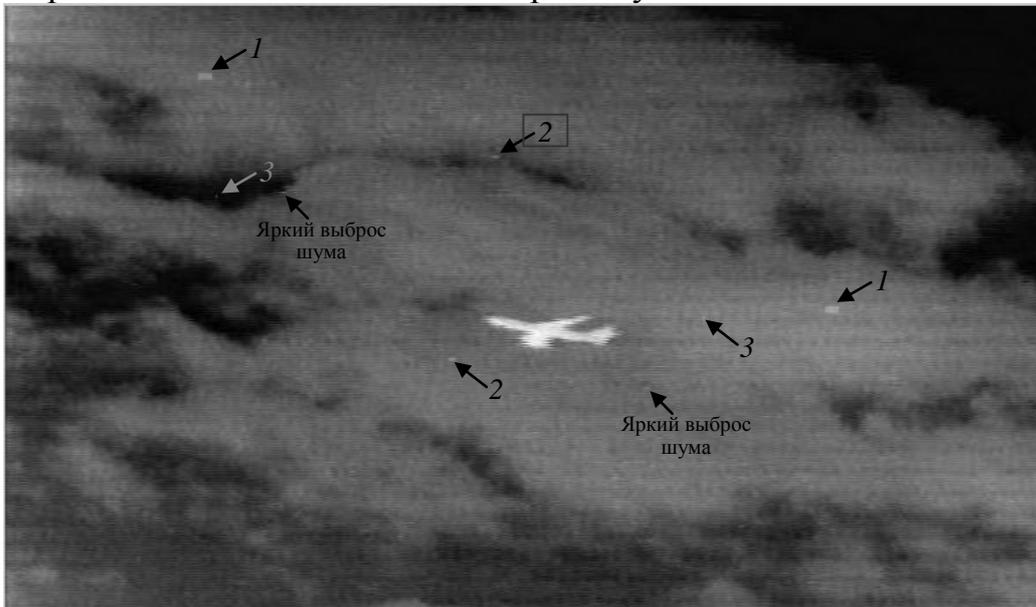


Рис. 4. Исходное инфракрасное изображение ИЛ-86 на фоне облачного неба и моделей двух прямоугольных объектов (1) с размерами яркой области 8×5 пикселей, двух объектов с размерами 4×2 пикселя (2) и двух точечных объектов (3)

Для иллюстрации эффективности работы этих алгоритмов на рис. 4 представлен кадр исходного ИК изображения самолета на фоне облачного

неба, в который добавлены 3 пары моделируемых объектов. Результат обработки этого кадра приведен на рис. 5, а характеристики областей, классифицированных как объекты, представлены в табл. 1. Благодаря достаточному контрасту всех модельных объектов и большой яркости изображения самолета в результате применения разработанных алгоритмов правильно определена принадлежность оставшихся после дискриминации областей к классу объектов.

Характеристики обнаружения разработанных подоптимальных алгоритмов (порог принятия решения чуть более 7σ) несколько хуже максимально достижимых при известной форме изображения обнаруживаемых объектов. Для их улучшения необходимо использование дополнительных признаков: усреднения хотя бы по двум кадрам, использование смещения объекта и т. д.

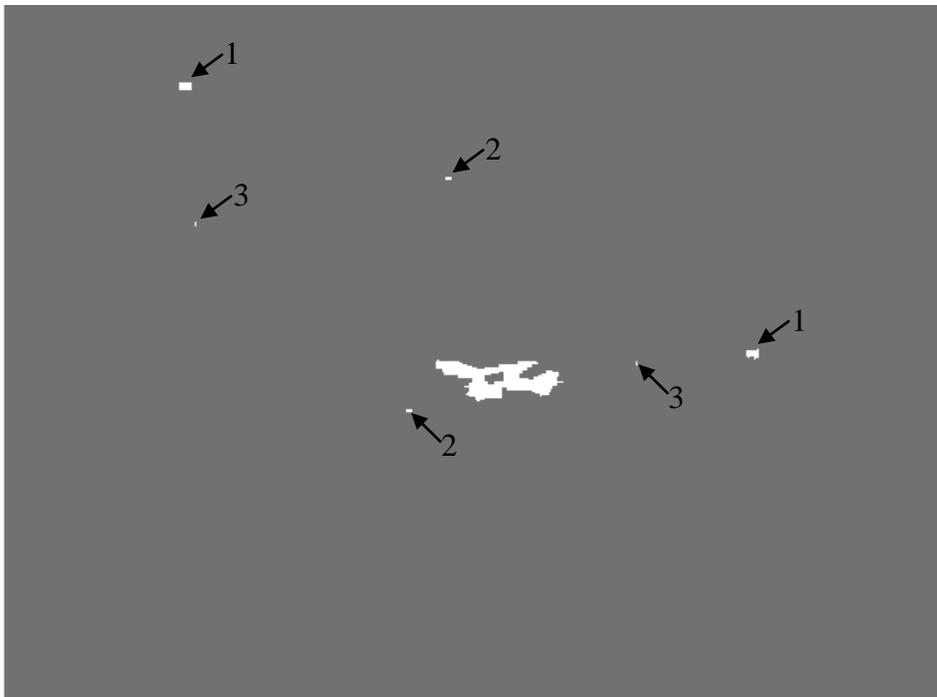


Рис. 5. Бинарное изображение после обработки исходного полутонового кадра

Для существенного снижения вероятностей ложных тревог, быстро возрастающих с понижением порога принятия решений, необходимо использование в подозрительных областях поля обзора, где наблюдаются сильные градиенты изменения яркости, активного канала. В случае наличия в этих местах только облачных образований отраженный от них сигнал за счет поглощения ИК излучения мельчайшими каплями воды будет слабым по сравнению с отраженным от летательного аппарата.

При этом скрытность работы локационной системы ухудшается незначительно, поскольку лазерное зондирующее импульсное излучение будет посылатся всего лишь в нескольких направлениях.

Таблица 1

Площадь и координаты центров масс областей классифицированных как объекты							
№ объекта	1	2	3	4	5	6	7
Площадь в пикселах	40	3	8	1031	8	3	38
Координаты по оси Ox , в пикселах	115.5	122.0	257.5	315.3	282.5	402.0	475.8
Координаты по оси Oy , в пикселах	53.0	142.0	262.5	242.0	112.5	232.0	225.8

Гибридная локационная система

Функциональная схема гибридной локационной системы, обладающей набором всех функций, свойственных как пассивным, так и активным инфракрасным локаторам приведена на рис. 6. Система может работать в двух режимах: 1) поисково-обзорного сканирования, 2) слежения за перемещающимся летательным аппаратом.

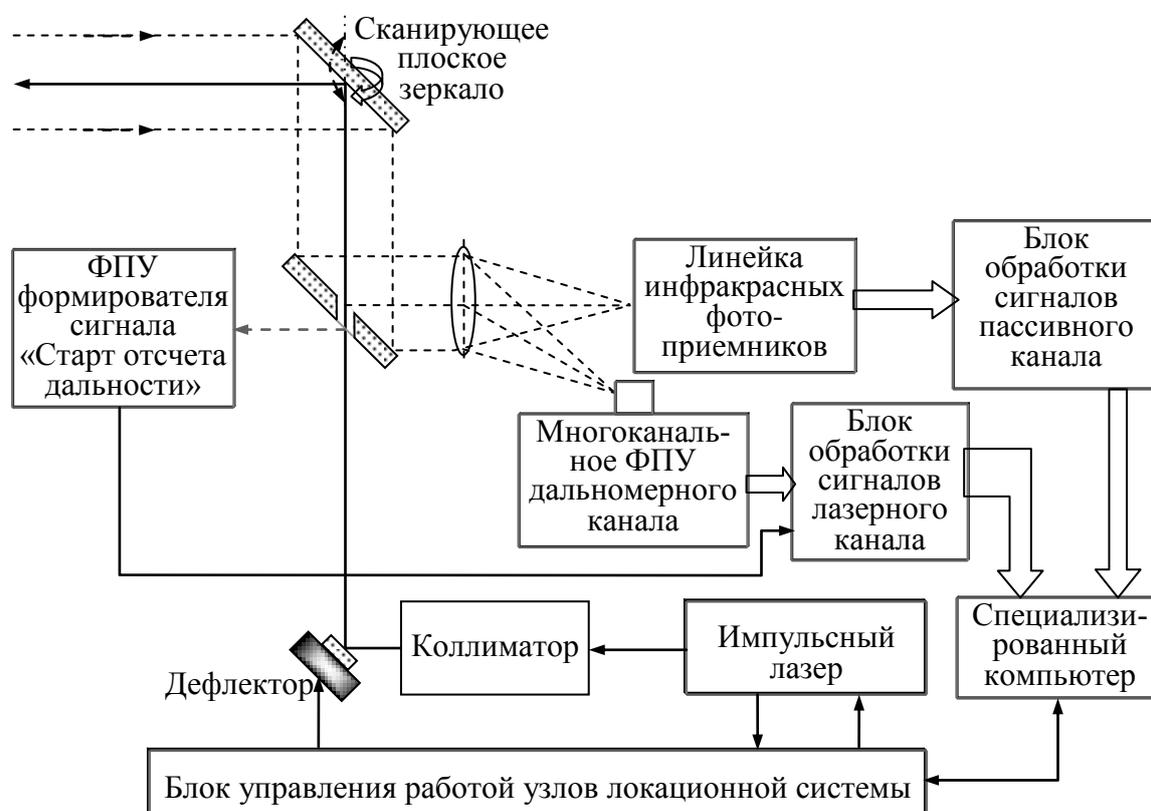


Рис. 6. Функциональная схема гибридной локационной системы

В режиме поисково-обзорного сканирования многоканальное инфракрасное фотоприемное устройство на основе линейки приемников формирует сигналы, пропорциональные яркости поля обзора, которые далее поступают в блок обработки сигналов пассивного канала. Сканирование вдоль азимута осуществляется вращением плоского зеркала вокруг вертикальной оси, а сканирование по углу места – за счет поворота вокруг гори-

зонтальной оси. После анализа получаемого кадра выбираются области, подлежащие проверке на наличие в них материальных объектов с помощью активного канала. Импульсное излучение лазера посылается в выбранные области поля обзора на следующем витке сканирования с помощью поворотного зеркала, углы наклона которого задаются с помощью дефлектора. Это позволяет оперативно отклонять в небольшом диапазоне углов ось мгновенного поля зрения активного канала в горизонтальной и вертикальной плоскостях. При наличии материального объекта фиксируется расстояние до него и определяется эффективная площадь рассеяния. Мощность лазерного импульса, параметры объектива и многоканального фотоприемного устройства позволяют установить наличие материального объекта на расстояниях до 15 км.

При обнаружении объекта система может переходить в режим слежения, осуществляемый путем периодического азимутального сканирования в небольшом диапазоне отклонений от направления на объект. В этом режиме определение положения объекта и расстояния до него ведется с помощью активного канала, посылающего зондирующие импульсы с частотой до 400 Гц. Поскольку точное управление положением оси мгновенного поля зрения активного канала осуществляется с помощью дефлектора, можно непрерывно получать угловые координаты положения объекта и расстояние до него, что особенно ценно при локации малоразмерных и низколетящих объектов.

Заключение

Таким образом, разработаны алгоритмы обнаружения летательных аппаратов по их инфракрасному излучению. Показано, что алгоритмы обнаружения объектов с неизвестной формой должны использовать оценку приращений яркости на краях изображений, морфологические операции с полутоновыми изображениями, которые подавляют ложные точки и линии, образующиеся за счет фоновых помех и собственных шумов локационной системы, путем устранения небольших региональных максимумов. Указывается на эффективность бинаризации полутонового изображения, получаемого после морфологических операций, для обнаружения по превышению средней (по площади изображения) яркости объектов соответствующей яркости окружающего их фона. Проанализирована специфика использования лазерного канала при одновременной работе с пассивным, регистрирующим тепловое излучение.

Литература

1. *Фираго В. А., Козлов В. Л.* // Лазерная и оптоэлектронная техника. Сб. научн. статей. Вып. 8 Мн.: БГУ, 2003. С. 225–254.
2. *Фираго В. А.* Определение оптимального радиуса гауссовой функции рассеяния объектива при обнаружении точечных объектов системами с дискретным представлением изображения // Вестник БГУ, Сер.1. 2005, № 3. С. XX – XX.
3. *Фираго В. А., Ханох Б. Ю.* Статистические характеристики некоторых естественных фоновых помех // Изв. Вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 2. С. 281–290.

В. С. Белявский, И. С. Манак, В. В. Тихонович

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ДАЛЬНОМЕРА НА ЛАЗЕРНОМ ДИОДЕ С УЧЕТОМ ЕГО ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Фазовый метод измерения расстояний

В основе работы фазового светодальномера (ФСД) лежит фазовый метод измерения времени распространения модулированного аналоговым сигналом излучения инжекционного лазера, обеспечивающий малую погрешность, что необходимо при применении их в геодезии и в высокоточной дальнометрии.

Фазовый метод измерения расстояний иллюстрирует упрощенная схема ФСД, представленная на рис. 1. Предположим, что лазерный диод (ЛД) излучает гармоническое колебание круговой частоты ω с начальной фазой φ_0

$$U_1 = U_{m1} \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (1)$$

где U_{m1} – амплитуда напряжения, ω – частота модуляции, φ_0 – начальная фаза модуляции.

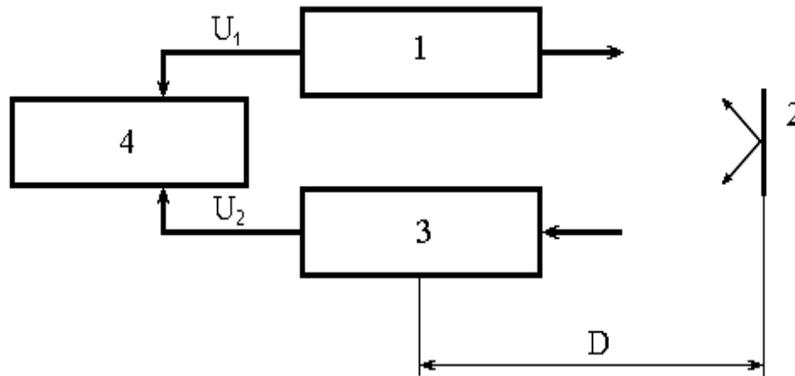


Рис. 1. Упрощенная схема фазового светодальномера:
1 – лазерный диод; 2 – отражатель; 3 – фотоприемник; 4 – фазометр

Пройдя расстояние D до отражателя и обратно, сигнал попадает на фотоприемник, на выходе которого формируется гармоническое колебание с амплитудой U_{m2} и фазой, задержанной на время τ_{2D} :

$$U_2 = U_{m2} \sin[\omega(t - \tau_{2D}) + \varphi_0]. \quad (2)$$

При этом формула (2) не учитывает фазовые сдвиги в цепях передатчика и приемника. Фазометром измеряется разность фаз напряжений U_1 и U_2

$$\varphi_{2D} = \omega\tau_{2D} = 2\pi f\tau_{2D}. \quad (3)$$

Зная скорость распространения излучения вдоль измеряемого расстояния D , искомое расстояние получаем в виде

$$D = \frac{v\tau_{2D}}{2} = \frac{v\varphi_{2D}}{4\pi f}. \quad (4)$$

Простейший фазовый светодальномер позволяет однозначно определять расстояния лишь до половины длины волны λ , соответствующей частоте модуляции f , когда $\varphi < 2\pi$.

Современные лазерные диоды позволяют принципиально измерять расстояния в дневных условиях до нескольких километров, а ночью до нескольких десятков километров в пределах прямой видимости, что ограничивается мощностью генерируемого ими излучения, и особенностями приема.

Причины возникновения пространственно-временной структуры излучения

Для полупроводниковых источников при амплитудной модуляции и импульсном возбуждении характерно некоторое запаздывание излучения относительно управляющего напряжения на p - n -переходе. Это запаздывание связано с накоплением заряда в активной области и достижением системой состояния инверсной пороговой населенности. Одновременно с указанными процессами идет рекомбинация неравновесных носителей заряда (ННЗ), препятствующая увеличению их концентрации. При описании релаксации ННЗ пользуются характеристическими временами: τ_u – время жизни ННЗ для спонтанных излучательных переходов; τ_b – безызлучательное время жизни ННЗ; τ_c – спонтанное время жизни ННЗ, определяемое как

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_u} + \frac{1}{\tau_b}, \quad (5)$$

τ_{ct} – время жизни ННЗ для стимулированных излучательных переходов; τ_n – полное время жизни ННЗ, которое находится из соотношения [2]:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_u} + \frac{1}{\tau_b} + \frac{1}{\tau_{ct}}. \quad (6)$$

Распределение фазы φ по излучающей поверхности ЛД при сверхвысокочастотной модуляции есть функция времени жизни τ ННЗ и в простейшем случае дается выражением:

$$\varphi = \arctg(-2\pi f \tau_n). \quad (7)$$

Таким образом, при наличии областей с различными значениями времен жизни изменение фазовой задержки при переходе от первой области ко второй

$$\Delta\varphi = \arctg(-2\pi f \tau''_n) - \arctg(-2\pi f \tau'_n). \quad (8)$$

Неоднородность поля излучения вдоль p - n -перехода определяется наличием в полупроводнике локальных областей с различными временами жизни НЗ, определяющими амплитудно-частотную и переходную характеристики лазера, а также задержку излучения относительно импульса излучающего тока. Различие во временах жизни носителей обусловлено неоднородностями концентрации легирующих примесей, дефектов структуры и тока инжекции по сечению перехода.

Для ЛД, используемых в фазовых дальномерах, характерны вариации фазы модуляции в ближней зоне. Они могут быть обусловлены как выше описанными причинами так и дефектами изготовления. Разброс фазы модуляции при частоте 1 ГГц может достигать 40° , в диодах с широким омическим контактом, и приводить к значительной погрешности при измерении расстояний. Погрешность учитывающая систематические фазовые сдвиги, вносимые модулятором и детектором света, реальное положение точек начала и конца измеряемой линии в апертуре светодальномера и отражателя, временные и фазовые задержки в электрических цепях, прохождение модулированного света в оптических средах с показателем преломления, отличным от среднего показателя преломления атмосферы, обычно не превышает 1° .

Очевидно, что при конструировании высокоточных фазовых дальномеров вариации фазы модуляции представляют значительную проблему.

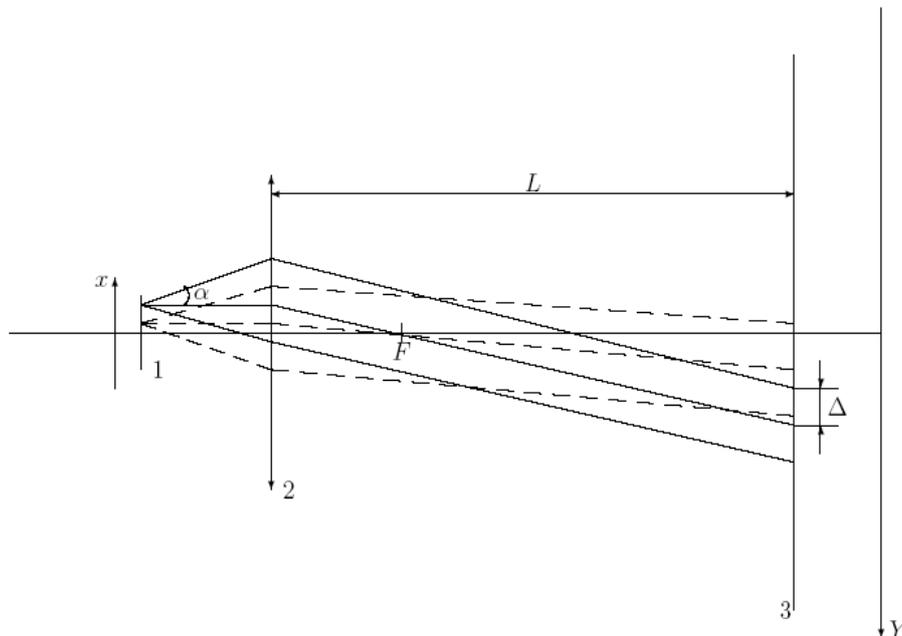


Рис. 2. Схема хода луча в моделируемом дальномере

Модель дальномера

Измерительная система (рис. 2) состоит из лазерного диода 1, объектива 2 ($F = 10$ см) и "экрана" 3. "Экран" в данном случае название условное, так как обозначает плоскость, в которой происходит изучение распределения фазы модуляции излучения. Он находится на расстоянии 1 км от линзы. Уголковый многоэлементный отражатель можно в систему не включать, а считать, что объектив находится на расстоянии двух измеряемых дистанций в плоскости "экрана". Угол расходимости излучения α лазерного диода с широким омическим контактом и областью излучательной рекомбинации длиной 100 мкм принимался равным 10° .

Так как излучатель располагался в фокальной плоскости в силу конечности его размеров (неточечный источник) на дистанцию подавался не параллельный расходящийся пучок, формирующий на экране изображение размером около 1 метра.

Пространственно-временная структура излучения

На формирование сигнала, в области размером 2Δ и координатой Y в плоскости экрана, влияют все участки излучающей поверхности диода, центральные лучи которых попадают в область $(Y - \Delta; Y + \Delta)$. Центральным лучом полагается луч, излученный диодом из некоторой точки перпендикулярно плоскости диода. Тогда справедлив следующий интеграл:

$$I(Y, t) = \frac{K}{2\Delta} \int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) g(Kz, t - \tau_L) dz. \quad (9)$$

где 2Δ – длина участка, на котором анализируется распределение интенсивности и фаза модуляции излучения, $I_0(Kz)$ – распределение интенсивности по диоду, $1/K$ – коэффициент увеличения оптической системы ($x = KY$) $K = F/(L - F)$, $g(Kz, t)$ – функция модуляции излучения.

В случае модуляции излучения лазерного диода аналоговым сигналом

$$g(Kz, t) = 1 + p \sin(\omega t + \varphi(Kz)), \quad (10)$$

где ω – частота модуляции, p – коэффициент глубины модуляции излучения, $\varphi(Kz)$ – фаза модуляции в ближней зоне.

Нахождение пространственно-временной структуры излучения в дальней зоне (в плоскости "экрана") возможно при любом законе модуляции излучения путем прямого численного нахождения интеграла (9). Однако в этом случае необходимо решать численное уравнение, частью которого и является интеграл (9).

В случае же модуляции излучения лазерного диода аналоговым сигналом при подстановке (10) в (9) получаем:

$$I(Y, t) = \frac{K}{2\Delta} \int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) (1 + p \sin(\omega(t - \tau_L) + \varphi(Kz))) dz. \quad (11)$$

После преобразования (11) имеем:

$$I(Y, t) = \frac{Kp}{4\Delta} \left(\sin(\omega(t - \tau_l)) \int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) \cos(\varphi(Kz)) dz + \cos(\omega(t - \tau_l)) \int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) \sin(\varphi(Kz)) dz \right) + \frac{K}{2\Delta} \int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) dz. \quad (12)$$

Так как интегралы $\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) \cos(\varphi(Kz)) dz$, $\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) \sin(\varphi(Kz)) dz$ и $\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) dz$ не зависят от времени, то (12) можно преобразовать к виду:

$$I(Y, t) = \frac{K}{4\Delta} (A(Y) \sin(\omega(t - \tau_l) + \Theta(Y)) + I_{0Y}(Y)), \quad (13)$$

где

$$A(Y) = \frac{Kp}{2\Delta} \sqrt{\left(\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) \cos(\varphi(Kz)) dz \right)^2 + \left(\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) \sin(\varphi(Kz)) dz \right)^2}$$

$$\Theta(Y) = \operatorname{arctg} \left(\frac{\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) \sin(\varphi(Kz)) dz}{\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) \cos(\varphi(Kz)) dz} \right), \quad I_{0Y} = \frac{K}{2\Delta} \int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz) dz$$

Из выражения (13) видно, что форму результирующего сигнала определяют три величины A , Θ и I_{0Y} . С помощью этих величин можно произвести полный анализ искажений сигнала.

Анализ вариаций фазы модуляции излучения в дальней зоне

При моделировании распределения фазы модуляции излучения ЛД интенсивность по всей области диода принималась постоянной, а распределение начальной фазы в ближней зоне задавалась следующим образом: с шагом 10^{-5} м случайным образом значения фазы изменялись в пределах от 0° до 20° и интерполировались на всю область диода с помощью кубического сплайна. В результате моделирования описанной выше системы получено следующее распределение фазы модуляции излучения представленное на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что разброс фазы на объективе уменьшился по сравнению с разбросом фазы в ближней зоне для некоторых участков примерно на 4° и варьируется в пределах $\sim 10^\circ$.

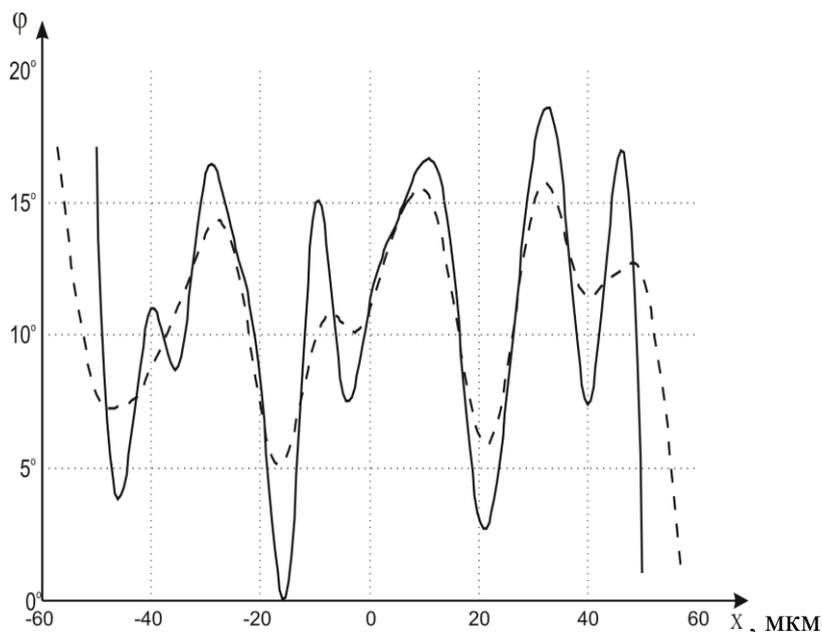


Рис. 3. Зависимость фазы модуляции в ближней зоне ЛД (сплошная линия) и результирующей фазы модуляции излучения на объективе (штриховая линия), пересчитанной в ближней зоне ЛД

Из рассмотренного видно, для заметного уменьшения влияния фазовой неоднородности излучения ЛД на точность измерений расстояний фазовыми дальномерами требуется использование передающих объективов с большим фокусным расстоянием или приемных большого диаметра. Однако такие объективы имеют большие размеры и вес и потому неудобны в применении.

Фазовый дальномер с разнесенными частотами модуляции

Найдем приближенное значение измеряемого расстояния D на двух существенно отличающихся частотах, например $f_1 = f$ и $f_2 = 2f$, и избавимся от неоднозначности в определении D для каждой из частот. Для каждого измерения напишем два уравнения: уравнение, связывающее измеряемое расстояние с вариацией фазы модуляции

$$D = \frac{v}{2f} N + \frac{\varphi + \varphi_0}{2\pi}, \quad (14)$$

и уравнение, связывающее вариацию фазы модуляции излучения с временем жизни ННЗ

$$\varphi_0 = \arctg(-2\pi f \tau_{\text{н}}), \quad (15)$$

где D – измеряемое расстояние, φ_0 – задержка фазы модуляции, определяется инерционностью источника излучения, v – скорость света; f – частота, на которой производится измерение; φ – фаза, полученная при измерении; $\tau_{\text{н}}$ – время жизни ННЗ в области ЛД, с которой принимается из-

лучение; N – количество полных волн, укладываемых в измеряемое расстояние. Таким образом, для определения искомого расстояния имеем систему уравнений

$$\begin{cases} D = \frac{v}{2f_1} N_1 + \frac{\varphi_1 + \varphi_{10}}{2\pi} \\ D = \frac{v}{2f_2} N_2 + \frac{\varphi_2 + \varphi_{20}}{2\pi} \\ \varphi_{10} = \arctg(-2\pi f_1 \tau_n) \\ \varphi_{20} = \arctg(-2\pi f_2 \tau_n) \end{cases} \quad (16)$$

где f_1 и f_2 – частоты, на которых производятся измерения; φ_1 и φ_2 – фазы, полученные при измерении; φ_{10} и φ_{20} – задержки фазы модуляции излучения в источнике; N_1 и N_2 – количество полных волн укладываемых в измеряемое расстояние на соответствующей частоте.

Нетрудно убедиться, что система (16) имеет единственное решение для $D > 0$ и $\varphi_{10}, \varphi_{20}$ принадлежащих промежутку $(-\pi/2; 0]$. Этим решением и будет точное значение расстояния. Отметим также, что решение системы (16) не может быть представлено в замкнутой форме, т.е. неизвестные D, N_1, N_2 , нельзя задать в виде явных функций параметров f_1 и f_2, τ_n . Поэтому для ее решения следует применять численные методы.

Важным преимуществом такого подхода является то, что он не критичен к размерам приемного объектива.

Выводы

В результате проведенной работы разработана теоретическая база для расчета фазы и интенсивности излучения ЛД в месте положения приемного объектива фазового светодальномера. Установлено, что для фазы модуляции излучения на приемнике характерны значительные вариации, хотя они и существенно сглаживаются по сравнению с исходными, и с уменьшением размеров приемного объектива они возрастают. Учитывая, что для повышения удобства использования дальномеров в полевых условиях отражатель и оптику фотоприемника стремятся сделать малого размера, остается актуальным вопрос уменьшения погрешности измерения. Предложен метод, позволяющий повысить точность измерения расстояний при использовании ЛД с высокой неоднородностью фазы модуляции излучения.

Литература

1. Лазерная дальнометрия. Под ред. В.П. Васильева. М.: Радио и связь, 1995. 257 с.
2. Карих Е. Д., Манак И. С. Полупроводниковые лазеры: Конспект лекций. Мн.: БГУ, 1999. 199 с.

Е. Д. Карих, И. С. Манак

СПЕЦИАЛИЗАЦИЯ “КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА”
В СИСТЕМЕ МНОГОУРОВНЕВОГО
УНИВЕРСИТЕТСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ

В настоящее время в Белорусском государственном университете происходит системная реорганизация образовательного процесса в связи с переходом на многоуровневую систему подготовки специалистов: бакалавр, дипломированный специалист, магистр. В связи с этим перестраиваются учебные планы и программы, на качественно новый уровень переводится методическое обеспечение учебного процесса. В частности предусматривается разработка учебно-методических комплексов и их сопряжение со стандартами многоуровневого университетского образования, создание электронных учебников, широкая компьютеризация и использование ресурсов Интернета.

Двадцатый век ознаменован крупными достижениями в таких областях, как ядерная физика и мирное использование атомной энергии, компьютерная техника, квантовая электроника. По сравнению с другими приборами квантовой электроники полупроводниковые инжекционные лазеры обладают рядом достоинств: они миниатюрны и компактны; легко сопрягаются технологически с другими устройствами полупроводниковой электроники, что позволяет достигать высокой степени интеграции; отличаются высокими быстродействием и коэффициентом преобразования электрической энергии в излучение; их длиной волны генерации легко можно управлять изменением внешних условий. В последние годы они практически вытеснили другие типы лазеров в таких областях, как системы записи, хранения, считывания, обработки и передачи информации, широко используются в устройствах накачки твердотельных лазеров и волоконных усилителей, в метрологии, медицине, биологии, интегральной оптике и т. д.. По количеству продаж лазерные диоды составляют более 99 %, а с 1997 г. превысили и сумму продаж в долларовом эквиваленте по отношению к другим типам лазеров, вместе взятым.

Квантовая электроника – одна из двух специализаций, обеспечиваемых кафедрой квантовой радиофизики и оптоэлектроники Белгосуниверситета для студентов факультета радиофизики и электроники, обучающихся по специальности «Физическая электроника».

В соответствии с учебным планом специализация студентов в избранном направлении по программе подготовки бакалавров осуществляется в 6–8 семестрах, дипломированных специалистов – в течение 6–9 семестров, в цикле магистерской подготовки – в течение 6–12 семестров.

Исследования по полупроводниковым лазерам и системам на их основе начаты на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники в 1964 г. [1]. Поэтому закономерно, что с 1996 г. на специальности «Физическая электроника» открыта новая специализация кафедры «Квантовая электроника», где более 75 % специальных курсов в той или иной степени посвящены полупроводниковым лазерам.

Появление специализации «Квантовая электроника» обусловлено потребностью в специалистах данного профиля, которые готовятся для учебных и научных подразделений университета, институтов физического профиля Национальной академии наук Беларуси, научно-производственных фирм, работающих в области оптоэлектроники (КБТЭМ ОМО, ЦКБ «Пеленг» и др.), а также многолетним опытом исследовательской работы в данном направлении на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники университета [2].

Следует отметить, что приоритетной для Белорусского государственного университета, как ведущего учебного заведения республики, является подготовка специалистов высших категорий: дипломированных специалистов и магистров. Тем же выпускникам, которые по определенным причинам планируют закончить обучение на первой ступени образования, обеспечивается возможность подготовки по программе бакалавриата. Поэтому основное внимание в дальнейшем уделим проблемам двух высших ступеней системы образования.

Переход к трехступенчатой системе образования существенно расширяет роль специализирующих кафедр на завершающих этапах подготовки специалистов. Принципиально новым моментом является возникновение своего рода дополнительной обратной связи, корректирующей установку на конечный уровень получаемого образования. Важным условием реализации университетской версии в организации магистерской подготовки и подготовки кадров высшей квалификации является создание на специализирующей кафедре студенческой научно-исследовательской лаборатории (СНИЛ).

Решением Ученого совета факультета радиофизики и электроники Белорусского государственного университета от 27 октября 1992 г. было поддержано предложение кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники об открытии при кафедре СНИЛ полупроводниковых лазеров. При выборе тематики приоритет был изначально отдан фундаментальным исследованиям в области полупроводниковых инжекционных лазеров, включая квантоворазмерные лазеры на основе многослойных асимметричных гетероструктур и полупроводниковых легированных сверх-

решеток, а также их практическим приложениям: диодная спектроскопия и оптико-медицинское приборостроение.

В табл. 1 приведен учебный план специализации «Квантовая электроника», обеспечиваемый кафедрой в рамках указанной специализации. Спецкурсы магистерской подготовки (позиции 12–17) могут быть выбраны из 18 предлагаемых дисциплин (в таблице приведен один из вариантов набора спецкурсов). Сюда не включены общие курсы и специальные курсы по выбору, которые читаются параллельно всем студентам специальности «Физическая электроника» в течение 7–8 семестров и дают общую подготовку, в том числе и по некоторым разделам квантовой электроники. Нетрудно заметить, что в части специальных дисциплин акцент сделан на подготовку специалистов в области полупроводниковой квантовой электроники [3–7].

Весь набор специальных курсов для дипломированных специалистов формируется тремя основными блоками: оптические и фотоэлектрические процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах; физика и теория полупроводниковых лазеров и некогерентных излучателей; приложения методов и приборов квантовой электроники. Спецкурсы из первого блока читаются в 6-м и 9-м семестрах. В них рассматриваются основы взаимодействия электромагнитного излучения с полупроводниками, а также физические процессы, лежащие в основе действия фотоэлектрических приборов, в том числе полупроводниковых детекторов оптического излучения. Необходимость подготовки в данном направлении связана с широким применением полупроводниковых фотодетекторов во всех приложениях квантовой электроники – лабораторных исследованиях, при построении оптоэлектронных информационно-измерительных систем различного назначения и т. д. Второй блок дисциплин составляют курсы по полупроводниковым источникам оптического излучения, а также курсы по прикладным вопросам квантовой электроники: методам измерения и управления параметрами лазерного излучения; компьютерному моделированию физических процессов и технологии полупроводниковых лазеров; применению полупроводниковых источников излучения в информационно-измерительных системах; методам регистрации и обработки сигналов в системах полупроводниковой квантовой электроники.

Изучение теоретических курсов сопровождается циклом лабораторных работ, включающим как элементы натурального физического эксперимента, в том числе на базе лабораторий Института физики НАН Беларуси, так и специализированные компьютерные практикумы.

Параллельно с аудиторными и лабораторными занятиями студенты выполняют три курсовые работы. В соответствии с классическим университетским подходом эти работы не относятся непосредственно к тому или иному специальному курсу, их тематика увязана с темами научно-исследовательских работ кафедры и СНИЛ полупроводниковых лазеров. Аналогичный подход используется в дальнейшем при формулировке тем научно-исследовательской практики и магистерской диссертации.

Таблица 1

Дисциплины учебного плана специализации
“Квантовая электроника”

№ п/п	Название дисциплины	Семестр	Экзамены	Зачеты	Всего	Лекции	Лабораторные занятия	Контролируемая самостоятельная работа
1	Фотоэлектрические процессы в полупроводниках	6		зачет	52	34	12	6
2	Физика полупроводниковых источников излучения	7		зачет	56	24	24	8
3	Технология полупроводниковых лазеров	8		зачет	56	24	24	8
4	Полупроводниковые источники излучения в информационно-измерительных системах	8		зачет	56	32	18	6
5	Методы регистрации и обработки сигналов в системах полупроводниковой квантовой электроники	8		зачет	58	34	18	6
6	Оптические процессы в полупроводниках	9	экз.		76	34	24	18
7	Электромагнитная теория инжекционных лазеров	9	экз.		76	34	30	12
8	Квантоворазмерные лазеры и интегрально-оптические элементы	9	экз.		74	32	30	12
9	Методы управления параметрами полупроводниковых лазеров	9	экз.		74	32	30	12
10	Методы измерения параметров полупроводниковых лазеров	9		зачет	40	–	30	10
11	Компьютерное моделирование полупроводниковых лазеров	9		зачет	40	–	30	10

Таблица 1 (продолжение)

12	Лазерная диодная спектроскопия	10		зачет	72	32	30	10
13	Кинетическая теория полупроводниковых лазеров	10	экз.		72	32	30	10
14	Проблемы полупроводниковой квантовой электроники	10		зачет	50	24	24	2
15	Лазерные системы диагностики	11	экз.		72	32	24	16
16	Нелинейная оптика полупроводниковых лазеров	11		зачет	72	32	24	16
17	Основы квантовой теории света	11		зачет	52	24	18	10

Различия в плане подготовки дипломированного специалиста и магистра начинаются с 10 семестра. Обучение специалиста заканчивается подготовкой и защитой дипломной работы в 10 семестре. Магистрантом же в 10 семестре выполняется курсовая работа, после чего продолжается обучение по индивидуальному плану в 11 и 12 семестрах.

Индивидуальным планом подготовки магистранта предусматривается изучение ряда дисциплин гуманитарного и социально-экономического содержания, дисциплин специальности (для всех магистрантов независимо от специализации), дисциплин специализации, спецлаборатории, факультативных дисциплин, прохождение практики, сдача государственного экзамена по специализации, подготовка и защита магистерской диссертации.

Магистерская диссертация является, как правило, продолжением тех исследований, которые выполнялись магистрантом в рамках курсовых работ, и завершается подготовкой одной или нескольких научных публикаций. Практика подготовки магистров на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники показывает, что практически все успешно закончившие магистратуру продолжают исследования в избранном научном направлении в аспирантуре.

Учебную литературу по полупроводниковым лазерам, изданную в прошлые годы, можно легко пересчитать по пальцам. В последние годы заметно уменьшился и поток монографий по этим проблемам, прежде всего на русском языке. С другой стороны, мы не знаем ни одного учебного заведения в мире, где так детально изучались бы вопросы физики полупроводниковых лазеров и их применения.

Среди ряда существующих в учебном процессе проблем вопрос обеспечения специализации качественной учебной литературой является одним из наиболее острых [3]. Отсутствие учебников, учебных пособий, конспектов лекций, руководств по лабораторным работам, удовлетворяющих в полной мере требованиям сегодняшнего дня – явление ненормальное, значительно усложняющее подготовку специалистов в области полупроводниковой квантовой электроники.

В последнее время на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники особенно большое внимание уделяется разработке учебно-методического комплекса специализации «Квантовая электроника», включающего конспекты лекций (учебные пособия) читаемых спецкурсов на бумажном носителе и в электронном варианте, руководства по лабораторным работам, программы и рабочие программы курсов, вопросы (и/или задачи) по курсам (лабораторным практикумам).

К настоящему времени издан целый ряд учебных пособий и конспектов лекций по курсам [8–11]. Сюда можно добавить практикум по полупроводниковым источникам излучения, который проводится на базе лаборатории оптики полупроводников Института физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси и издан в качестве учебного пособия с грифом Министерства образования Республики Беларусь [12], а также цикл из 7 учебно-методических пособий компьютерного практикума по моделированию физических процессов в полупроводниковых лазерах, разработанных в СНИЛ полупроводниковых лазеров с активным участием студентов. Отдельной брошюрой изданы методические указания по подготовке курсовых и дипломных работ [13]. Обобщен опыт организации научно-исследовательской работы студентов-радиофизиков [14].

С целью реализации новых подходов к учебному процессу на кафедре разработан перспективный план издания учебно-методической литературы, который позволит достигнуть максимальных результатов в обучении при минимальных затратах времени.

К сожалению, в последние годы сложилась непростая ситуация с учебной литературой по специальным курсам. Заявки на издание учебно-методических пособий и конспектов лекций по специальным курсам зачастую выпадают из годового плана изданий учебно-методической литературы из-за его перегруженности. С другой стороны, доступность материала, излагаемого именно в этих курсах, способствовала бы повышению качества подготовки специалистов, ибо не всегда возможно обра-

таться к оригинальным статьям или к обзорным работам, опубликованным в периодических научных изданиях.

Литература

1. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Исследования в области полупроводниковых лазеров на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники // Полупроводниковые лазеры. Сб. научн. статей. Вып. 2. Мн.: БГУ, 2003. С. 3-10.
2. *Кугейко М. М., Афоненко А. А., Карих Е. Д. и др.* Исследования и разработка элементов и систем квантовой радиофизики и оптоэлектроники // Выбранные научные работы БДУ. Т. 4. Фізика. Мн.: БДУ, 2001. С. 505-526.
3. *Манак И. С., Афоненко А. А.* Методическое обеспечение специализации «Квантовая электроника» // Высшая школа. 1999. № 3-4. С.133-134.
4. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Особенности организации учебного процесса по специализации «Квантовая электроника» // Лазерная и оптико-электронная техника. Вып. 5. Мн.: БГУ, 2000. С.139-143.
5. *Афоненко А. А., Карих Е. Д., Манак И. С.* Методическое обеспечение подготовки специалистов по полупроводниковой квантовой электронике // Высшая школа. 2002. № 2. С. 62-65.
6. *Karikh E. D., Manak I. S., Wojcik W.* Organizational and methodical aspects of training of specialists in semiconductor quantum electronics // Referaty i komunikaty, IX Konferencja «Swiatlowody i ich zastosowania». Tom I. Krasnobrod, 2003. P. 410-414.
7. *Karikh E. D., Manak I. S., Wojcik W.* Organizational and methodical aspects of training of specialists in semiconductor quantum electronics // Proceedings of SPIE. Vol. 5576. P. 432-434.
8. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Теория полупроводниковых лазеров. Учеб. пособие. Мн.: БГУ, 1995. 108 с.
9. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров. Учеб. пособие. Мн.: БГУ, 1997. 59 с.
10. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Кинетическая теория полупроводниковых инжекционных лазеров: Конспект лекций. Мн.: БГУ, 1998. 69 с.
11. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Полупроводниковые лазеры: Конспект лекций. Мн.: БГУ, 1999. 199 с.
12. *Гурский А. Л., Луценко Е. В., Манак И. С.* Физика полупроводниковых источников излучения: Практикум: Учеб. пособие. Мн.: БГУ, 2002. 111 с.
13. *Афоненко А. А., Кугейко М. М., Манак И. С., Фираго В. А.* Методические указания по подготовке, оформлению и защите курсовых и дипломных работ. Мн.: БГУ, 2002. 52 с.
14. *Манак И. С.* СНИЛ полупроводниковых лазеров: становление и достижения // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. научн. статей. Вып. 6. Мн.: БГУ, 2001. С. 3-43.

Авторский указатель

- Belsley M. S. – 137
Dubina N. S. – 137
Korolevich A. N. – 137
Naumenko E. K. – 137
Stefanovska A. – 137
Toshkov A. Z. – 196
Vecherinski S. I. – 137
- Агашков А. В. – 3
Ануфрик С. С. – 10, 14, 17, 168, 183
- Белявский В. С. – 268
- Варакса Ю. А. – 90
Весельев А. В. – 260
Власукова Л. А. – 94
Володенков А. П. – 10, 14, 17
- Гайдук П. И. – 94
Гацкевич Е. И. – 84
Глазунов Е. В. – 71
Глазунова Е. В. – 66, 71
Головина Н. В. – 245
Гречный С. С. – 94
Гуделев В. Г. – 77
Гузовский В. Г. – 80
Гурецкий С. А. – 77
- Данейко И. К. – 24, 32, 38
Длугунович В. А. – 44
Дрозд С. Н. – 47
Дунина Е. Б. – 54
- Ершов-Павлов Е. А. – 59
- Жбанков Р. Г. – 44
Жвавый С. П. – 236
Жданович С. Н. – 111
Ждановский В. А. – 44
Жуковский В. В. – 125, 223
Жумарь А. Ю. – 229
Журавлева В. И. – 59
Журик Ю. П. – 77
- Загорская С. А. – 44
- Зноско К. Ф. – 10, 14, 17
Зыков Г. Л. – 236
- Ивлев Г. Д. – 84
- Каланда Н. А. – 77
Карих Е. Д. – 275
Ковалев А. А. – 3, 111
Коваленко О. Е. – 102
Козлов В. Л. – 20, 115
Комаров А. А. – 94
Комаров Ф. Ф. – 94
Конойко А. И. – 111
Кононенко В. К. – 143
Корниенко А. А. – 54
Кугейко М. М. – 47
Кучура Д. В. – 121
- Лугинец А. М. – 77
- Манак И. С. – 125, 245, 268, 275
Манак I. С. – 204
Маркевич М. И. – 132
Мацука Н. П. – 24
Мильчанин О. В. – 94
Мудрый А. В. – 94
- Некрашевич Я. И. – 223
Никитченко В. М. – 168
Никитюк Ю. В. – 161
- Паращук В. В. – 155
Парка Я. – 3
Подольцев А. С. – 132
Полищук В. С. – 143
- Розанцев В. А. – 59
Рудницкий А. С. – 149
Русаков К. И. – 155
Рыжевич А. А. – 125
- Середа А. А. – 161
Соболь В. Р. – 77
Спиридонов А. А. – 24, 32, 38

Тарковский В. В. – 168, 183
Тиханович В. В. – 268

Ушакоў Дз. У. – 204

Фираго В. А. – 47, 245, 260
Фирсов С. П. – 44

Ходасевич М. А. – 90
Хомченко А. В. – 71

Царюк О. В. – 121, 229
Цвирко В. И. – 217
Ціхановіч В. У. – 204

Чапланов А. М. – 132
Чендырин И. И. – 20

Шалупаев С. В. – 161
Шершнев Е. Б. – 161

Ювченко В. Н. – 94
Юревич В. А. – 66, 71

Ярмолицкий В. Ф. – 111

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Агашков А. В., Ковалев А. А., Парка Я.</i> Динамическое увеличение эффективности вырожденного волнового смещения	3
<i>Ануфрик С. С., Володенков А. П., Зноско К. Ф.</i> Упрощенная кинетическая модель образования ХеСl*-молекул.....	10
<i>Ануфрик С. С., Володенков А. П., Зноско К. Ф.</i> Компактный ХеСl-лазер с накачкой от накопительной линии.....	14
<i>Ануфрик С. С., Володенков А. П., Зноско К. Ф.</i> Зависимость сопротивления плазмы от времени в электроразрядных эксимерных лазерах	17
<i>Козлов В. Л., Чендырин И. И.</i> Использование двухволнового лазера для повышения точностных характеристик доплеровских измерителей скорости	20
<i>Данейко И. К., Мацука Н. П., Спиридонов А. А.</i> Численное решение параболического уравнения для функции взаимной когерентности лазерного пучка в турбулентной атмосфере.....	24
<i>Данейко И. К., Спиридонов А. А.</i> Исследование пространственной корреляции флуктуаций интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере.....	32
<i>Данейко И. К., Спиридонов А. А.</i> Спектральный метод численного решения задачи флуктуаций интенсивности лазерного пучка в случайно-неоднородной атмосфере..	38
<i>Длугунович В. А., Жбанков Р. Г., Ждановский В. А., Загорская С. А., Фирсов С. П.</i> Воздействие излучения СО ₂ -лазера на структуру пленок эфиров целлюлозы	44
<i>Дрозд С. Н., Кугейко М. М., Фираго В. А.</i> Способ измерения дымности отработавших газов и устройство для его осуществления	47
<i>Дунина Е. Б., Корниенко А. А.</i> Влияние межконфигурационного взаимодействия на интенсивности абсорбционных переходов урана	54
<i>Ершов-Павлов Е. А., Журавлева В. И., Розанцев В. А.</i> Выбор аналитической зоны лазерного факела с учетом реабсорбции.....	59
<i>Глазунова Е. В., Юревич В. А.</i> Особенности резонансной системы «мода резонатора – 2-уровневые атомы»	66
<i>Глазунова Е. В., Глазунов Е. В., Хомченко А. В., Юревич В. А.</i> Определение спектральных параметров планарных структур по релаксационной динамике излучения	71
<i>Гуделев В. Г., Журик Ю. П., Каланда Н. А., Гурецкий С. А., Лугинец А. М., Соболев В. Р.</i> Применение гетеродинной интерферометрии при разработке перспективных магнитооптических материалов	77
<i>Гузовский В. Г.</i> Фотомодуляционная спектроскопия электронных состояний квантово-размерных структур CdSe/ПЭТФ	80
<i>Ивлев Г. Д., Гацкевич Е. И.</i> Воздействие наноимпульсного лазерного УФ-излучения на гетеросистему германий/кремний.....	84

<i>Ходасевич М. А., Варакса Ю. А.</i> Спектральная эффективность эрбиевых волоконных усилителей в модели «черного ящика»	90
<i>Комаров Ф. Ф., Власукова Л. А., Мудрый А. В., Комаров А. А., Мильчанин О. В., Гайдук П. И., Ювченко В. Н., Гречный С. С.</i> Формирование нанокластеров и нанопор в SiO ₂ ионно-лучевыми методами	94
<i>Коваленко О. Е.</i> Неравновесные процессы в сенсорах на основе квантово-размерных структур CdSe/ПЭТФ	102
<i>Ковалев А. А., Жданович С. Н., Ярмолицкий В. Ф., Конойко А. И.</i> Оптимизация оптической системы записи фурье-голограмм на фотоносители с резонансным видом передаточной характеристики	111
<i>Козлов В. Л.</i> Система измерения длины волны излучения двухволнового инжекционного лазера	115
<i>Кучура Д. В., Царюк О. В.</i> Повышение чувствительности зондирования слоя крови поляризованным лазерным излучением	121
<i>Манак И. С., Жуковский В. В., Рыжевич А. А.</i> Новое учебное пособие по физике и оптике лазеров	125
<i>Маркевич М. И., Подольцев А. С., Чапланов А. М.</i> Макрокинетика активации лазерноиндуцированных процессов на поверхности	132
<i>Naumenko E. K., Korolevich A. N., Dubina N. S., Vecherinski S. I., Belsley M. S., Stefanovska A.</i> Backscattering and desaggregation of erythrocytes under low-intensity laser action on biology tissues	137
<i>Полищук В. С., Кононенко В. К.</i> Внутренние параметры и пороговые характеристики гетеролазеров на ZnCdSe	143
<i>Рудницкий А. С.</i> Исследование поляризационных свойств калейдоскопического элемента с использованием формализма комплексной плоскости	149
<i>Русаков К. И., Паращук В. В.</i> Динамика развития стримерного разряда в полупроводниках	155
<i>Шалупаев С. В., Шеринев Е. Б., Никитюк Ю. В., Серeda А. А.</i> Двухлучевая лазерная обработка хрупких неметаллических материалов	161
<i>Ануфрик С. С., Тарковский В. В., Никитченко В. М.</i> Производные 3-(2-бензимидазоллил) кумарина – высокоэффективные лазерные среды при накачке излучением эксимерного ХеСl-лазера	168
<i>Тарковский В. В., Ануфрик С. С.</i> Особенности возбуждения генерации в лазерах на Al ² O ³ :Ti ⁺ и Al ² O ³ :Cr ⁺ при когерентной накачке импульсами микросекундной длительности	183
<i>Toshkov A. Z.</i> Analysis of the relation between the diameter of the core of silica optic fibres and the bending losses	196
<i>Ціхановіч В. У., Манак І. С., Ушакоў Дз. У.</i> Дефектные моды ў аднамерных фотонных кристаллах	204

<i>Цвирко В. И.</i> Нелинейные дисперсионные характеристики квантовых точек в системах GaAs-AlGaAs и InAs-GaAs	217
<i>Жуковский В. В., Некрашевич Я. И.</i> Малогабаритные твердотельные slab-лазеры с лазерной накачкой.....	223
<i>Жумарь А. Ю., Царюк О. В.</i> Зондирование листьев растений поляризованным излучением He-Ne лазера	229
<i>Жвавий С. П., Зыков Г. Л.</i> Динамика фазовых переходов в полупроводниках A^2B^6 , инициируемых наносекундным лазерным излучением	236
<i>Головина Н. В., Манак И. С., Фираго В. А.</i> Сравнительные возможности лазерной томографии	245
<i>Фираго В. А., Весельев А. В.</i> Оптические локационные системы ИК диапазона	260
<i>Белявский В. С., Манак И. С., Тиханович В.В.</i> Моделирование фазового дальнометра на лазерном диоде с учетом его пространственно-временной структуры излучения	268
<i>Карих Е. Д., Манак И. С.</i> Специализация "Квантовая электроника" в системе многоуровневого университетского образования	275
Авторский указатель	282

Научное издание

**ЛАЗЕРНАЯ
И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ
ТЕХНИКА**

СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ

Выпуск 9

В авторской редакции

Ответственный за выпуск И. С. Манак

Компьютерная верстка А. Г. Буйкевич

Подписано в печать 27.10.2005. Формат 60× 84/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 16,6. Уч.-изд. л. 17,9. Тираж 100 экз.
Зак. 353с.

ООО «Ковчег»

Лицензия ЛВ № 02330/0133239 от 30.04.2004.
220072, г. Минск, пр. Независимости, 69-19.

Отпечатано в Редакционно-издательском центре
Академии управления при Президенте Республики Беларусь.
Лицензия ЛП № 02330/0056837 от 01.04.2004.
220007, Минск, ул. Московская, 17.